

POSTĘPY FIZYKI

CZASOPISMO
POŚWIĘCONE UPOWSZECHNIANIU
WIEDZY FIZYCZNEJ

TOM IV ❖ ZESZYT 2

PTF

1 ❖ 9 ❖ 5 ❖ 3

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 25 odbitek bezpłatnie

POLSKIE TOWARZYSTWO FIZYCZNE

POSTĘPY FIZYKI

CZASOPISMO
POŚWIĘCONE UPOWSZECHNIANIU
WIEDZY FIZYCZNEJ

TOM IV ❖ ZESZYT 2

1 9 5 3

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE

Kolegium Redakcyjne

Redaktor Naczelny

STEFAN PIENKOWSKI, Warszawa
Członek rzeczywisty PAN

Zastępca Redaktora

SZCZEPAN SZCZENIOWSKI, Poznań

Sekretarz Redakcji

BARBARA WOJTOWICZ, Warszawa

Członkowie

WŁADYSŁAW KAPUŚCIŃSKI, Warszawa

HENRYK NIEWODNICZAŃSKI, Kraków
Członek korespondent PAN

WOJCIECH RUBINOWICZ, Warszawa
Członek rzeczywisty PAN

LEONARD SOSNOWSKI, Warszawa

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE — W A R S Z A W A 1953

| | |
|--------------------------------------|---------------------------------|
| Nakład 2000 | Oddano do składania 6/IV.1953 |
| Ark. wyd. 9, druk. 7 $\frac{1}{2}$ | Podpisano do druku 17/VI. 1953 |
| Papier dr. sat. 60 g 70×100/16 V kl. | Druk ukończono 25/VI. 1953 |
| Cena zł 10 | Zamówienie Nr 204/110 K-4-10200 |

POZNAŃSKA Drukarnia Naukowa — POZNAŃ, FREDRY 10

Władysław Kapuściński

Zakład Fizyki Akademii Medycznej w Warszawie

Zarys działalności Polskiego Towarzystwa Fizycznego*

W dniach rocznicy czy jubileuszu, zwłaszcza gdy przypadają one w okresie ważnych zmian w życiu człowieka czy instytucji, chętnie wybiegamy myślą wstecz, by spojrzeć raz jeszcze na przebytą drogę, by ocenić osiągnięte sukcesy, a może także — by zastanowić się nad niepowodzeniami. Niedawno minęło lat trzydzieści od chwili powstania naszego Towarzystwa, a jednocześnie kończy się pewien etap jego istnienia, jego działalności, w związku z powstaniem centralnej instytucji naukowej w kraju — Polskiej Akademii Nauk. Warto więc może przebytą dotychczas drogę pokrótce przypomnieć i ocenić.

Trzydzieści cztery lata temu, w pierwszych miesiącach po wojnie, w tym chaosie politycznym i gospodarczym, który obecni tu przedstawiciele starszej generacji dobrze pamiętają, grono fizyków skupionych wówczas w Warszawie postanawia ściślej zespolić swe wysiłki, mające na celu odnowienie — a może raczej wprost „stworzenie“ — fizyki polskiej. Dnia 13 stycznia 1919 na zebraniu organizacyjnym zwołanym przez profesorów Grotowskiego, Kalinowskiego i Wierusz-Kowalskiego powstaje załączek przyszłego Polskiego Towarzystwa Fizycznego — tzw. „Towarzystwo Fizyczne w Warszawie“. Pierwszym przewodniczącym zostaje Józef Wierusz-Kowalski. Nowe stowarzyszenie zaczyna od razu ożywioną — zwłaszcza jeśli weźmiemy pod uwagę trudne warunki życia ówczesnego — działalność: na posiedzeniach naukowych wygłaszane są referaty, przeważnie z prac własnych, przy znacznej, bo wynoszącej przeciętnie 27 osób, frekwencji członków. Urządzane są wycieczki naukowe, a na początku r. 1920 — cykl odczytów popularnonaukowych, cykl podobny do tych, które odtąd stały się czymś nieodłącznym od istnienia Towarzystwa — i to na temat nigdy chyba nie wyczerpany: „Budowa materii“. Odczyty budziły żywe zainteresowanie: frekwencja publiczności dosięgała wówczas 300 osób na odczycie.

Fizycy zrzeszeni w Towarzystwie Warszawskim zdają sobie jednak sprawę, że konieczne jest rozszerzenie ram jego działalności, że trzeba

*) Przemówienie wygłoszone w dniu 7 grudnia 1952 na posiedzeniu XIV Zjazdu Fizyków Polskich w Poznaniu.

skupić w jednym ogólnokrajowym stowarzyszeniu wszystkich fizyków polskich. Z inicjatywy Warszawskiego Towarzystwa Fizycznego zostaje więc zwołany w kwietniu 1920 zjazd z udziałem przedstawicieli świata naukowego Krakowa, Lwowa, Wilna i Poznania. Na zjeździe tym postanowiono utworzyć Polskie Towarzystwo Fizyczne, przyjęto jego pierwszy statut i obrano zarząd główny. Warto może przypomnieć pierwszy skład tego zarządu, chociażby po to, by zatrzymać się myślą przez chwilę przy tych, którzy już odeszli...

Prezesem został prof. W. Natanson, wiceprzewodniczącym prof. Kalinowski, członkami Zarządu profesorowie: Białoobrzewski, Godlewski, Grotowski, Pieńkowski i Pożaryski.

Początkowo działalność nowego Towarzystwa koncentrowała się raczej w oddziałach, które powstały we wszystkich ośrodkach uniwersyteckich. Dotychczasowe Towarzystwo Fizyczne w Warszawie przekształciło się w maju r. 1920 w Oddział Warszawski PTF, oddział Krakowski ukonstytuował się w tymże miesiącu, Lwowski powstał w r. 1921, Wileński jeszcze w marcu 1920. Poznańskie Towarzystwo Fizyczne zachowało swą odrębność najdłużej, gdyż dopiero w r. 1924 stało się oddziałem Polskiego Towarzystwa Fizycznego. Najżywszą działalność naukową na posiedzeniach referatowych notują początkowo oddziały prowincjonalne: krakowski i wileński, najsłabszą stosunkowo — lwowski. Odczyty publiczne szerzyły w dalszym ciągu wiedzę o najnowszych zdobyczach nauki, ciesząc się wciąż dużym powodzeniem. Warto podkreślić, że Zarząd Główny od razu zwrócił baczną uwagę na sprawy organizacyjne fizyki polskiej, rozumiane w szerszym znaczeniu słowa, zwołując już w czerwcu r. 1920 zjazd kierowników pracowni fizycznych, który dziś nazwalibyśmy zjazdem „roboczym“. Obradował on m. in. nad potrzebami zakładów fizycznych przy uczelniach, wysuwał dezyderaty dotyczące charakteru studiów, a nawet proponował utworzenie „centrali zakupów“ przyrządów dla potrzeb placówek naukowych.

Jedna tylko gałąź późniejszej działalności Towarzystwa leżała jeszcze odłogiem, mianowicie wydawnictwa. Pierwszy zeszyt „Sprawozdań i Prac PTF“ ukazał się dopiero w r. 1923. Na przeszkodzie stały tu oczywiście znane ówczesne warunki gospodarcze i finansowe związane zarówno z nieustannym spadkiem waluty markowej, jak z zupełnie niewystarczającą pomocą i poparciem ze strony Państwa. W pewnej przynajmniej mierze sprawy te uległy poprawie dopiero w r. 1924, po reformie walutowej.

W r. 1923 w kwietniu odbył się w Warszawie pierwszy ogólnopolski zjazd fizyków, będący de facto zjazdem Polskiego Towarzystwa Fizycznego. Brali w nim udział oprócz pracowników naukowych ze wszystkich placówek fizycznych w kraju także liczni nauczyciele szkół średnich.

Liczba uczestników zjazdu dochodziła do 200, referatów zgłoszono jednak tylko 26, w tym cztery z zakresu geofizyki. Od tej pory zjazdy odbywały się co dwa lata, począwszy od II zjazdu w Krakowie w r. 1924 aż do r. 1938, kolejno w Krakowie, Lwowie, Wilnie, Poznaniu, Warszawie — i znów dalej w tym samym porządku: Kraków, Lwów, Wilno, ogółem dziewięć przed wojną. Zamiast z kolei zjechać się w Poznaniu w r. 1940 przybyliśmy tu dopiero z dwunastoletnim opóźnieniem...

Wzrastała liczba referatów przedstawianych na kolejnych zjazdach, rozszerzała się ich tematyka, pogłębiały się zagadnienia w miarę nieustannego, choć stale walczącego z dużymi trudnościami rozwoju fizyki polskiej. Począwszy od r. 1925 zaczęły się też bardziej regularnie ukazywać „Sprawozdania i Prace“, obejmujące w końcu lat dwudziestych na przeszło czterystu stronach druku rocznie bogatą treść. Wysyłane do około 200 placówek zagranicznych i wielu poszczególnych uczonych, przynosiły w zamian publikacje, czasopisma, odbitki stanowiące zaczątek późniejszej zasobnej biblioteki Towarzystwa, zawierającej liczne bardzo trudno dostępne publikacje, prawdziwe „białe kruki“.

Z pewnym wzruszeniem czyta się tytuły referatów wygłaszanych na pierwszych posiedzeniach Towarzystwa lub na pierwszych zjazdach. Niektóre z poruszanych tematów zostały od tego czasu tak dokładnie zbadane i wysświetlone, że mimo woli odczuwa się lekkie zdziwienie: „Czyż to mogło być problematem?“ Inne omawiane tam zagadnienia straciły na aktualności; w zestawieniu z obecnym potężnym nurtem rozwojowym fizyki wydają się może drobne i niezbyt głęboko sięgające. Trzeba je wszakże sądzić na podstawie ówczesnego stanu nauki. I tu można śmiało powiedzieć, że owe pierwsze komunikaty wygłaszane na posiedzeniach Towarzystwa świadczą wyraźnie o tym, że fizycy polscy już wówczas nie żyli w jakimś zaścianku naukowym, że opracowywali zagadnienia nowoczesne, aktualne, mające walor w ówczesnej nauce światowej, idąc przy tym często własnymi drogami przy pomocy własnych metod. Spoglądamy na te bardzo — zda się — dalekie już prace z pewnym sentymentem, bo kryje się w nich dużo szczerego wysiłku w dążeniu do prawdy naukowej.

Byłoby rzeczą nużącą szczegółowe przedstawianie kolei życia Towarzystwa w ich porządku chronologicznym. Zmieniali się członkowie Zarządu Głównego i zarządów oddziałów, jednakże wiele nazwisk powtarza się stale. Tak np. od r. 1923 prof. Pięńkowski piastuje nieprzerwanie godność bądź przewodniczącego, bądź wiceprzewodniczącego Towarzystwa. Jego to niestrudzonej energii zawdzięcza Towarzystwo w bardzo znacznej mierze swe osiągnięcia w tym okresie. Po za nim przewodniczącymi Towarzystwa byli profesorowie Biało-brzeski i Wolkę. Jeśli chodzi o pracę oddziałów, to tylko dla przykładu przytoczę nazwisko

dr Ireny Bóbr, która od r. 1923 do wybuchu wojny nieprzerwanie pełniła z całym oddaniem funkcje bądź sekretarza, bądź wiceprzewodniczącego Oddziału Warszawskiego, wkładając w nie wiele usilnej pracy.

W r. 1932 na odcinku spraw wydawniczych Towarzystwa zaszła zmiana: zamiast „Sprawozdań i Prac“ zaczęły ukazywać się bardziej regularnie i w zwiększonej objętości „Acta Physica Polonica“, jeden tom objętości ponad 400 stron druku, złożony z czterech zeszytów rocznie. Do wybuchu wojny ukazało się siedem pełnych tomów. Czasopismo to, drukowane w językach obcych ze streszczeniami polskimi, z jednej strony skupiało nasz bieżący dorobek naukowy, z drugiej zaś — propagowało go za granicą. Ukazywały się w nim także artykuły autorów obcych, jak np. Pringsheima, oraz uczonych radzieckich: Wawilowa, Tierienina, Lowszina i in. Rozszerzała się stopniowo sieć wymiany wydawnictw, wzbogacała się biblioteka, która na szczęście stosunkowo mało ucierpiała wskutek okupacji i obecnie jest całkowicie uporządkowana i dostępna dla ogółu pracowników naukowych.

W ciągu omawianego okresu przedwojennego Towarzystwo organizuje — najczęściej we współpracy z Zakładem Fizyki Doświadczalnej U. W. — odwiedziny wybitnych uczonych obcych w Polsce, jak Langevina, Augera, Cockcrofta, Gerlacha, Wiernadskiego, Łazariewa, Wawilowa. Rok 1936 upamiętnił się w życiu Towarzystwa Pierwszym Międzynarodowym Kongresem Fotoluminescencyjnym w Warszawie, który zgromadził wielu czołowych badaczy w tej dziedzinie i którego plon referatowy i dyskusyjny wypełnił cały tom V „Acta Physica Polonica“.

Rzecz jasna, nie ustawała w tym czasie praca Towarzystwa nad popularyzacją osiągnięć fizyki za pośrednictwem dorocznych odczytów, które cieszyły się stale rosnącym powodzeniem. Spośród innych prac zapoczątkowanych i częściowo wykonanych w tym okresie wymienić trzeba prace Komisji Słownictwa przy PTF, które miały na celu ustalenie w porozumieniu z ówczesną Akademią Nauk Technicznych obowiązującej terminologii fizycznej i opracowanie słownika fizycznego. Część materiałów została ogłoszona w „Acta Physica Polonica“.

Towarzystwo nasze dążyło zawsze do tego, by ważne wydarzenia w życiu nauki, ważne rocznice itd. nie miały bez echa, i starało się je uczcić i uświetnić uroczystymi posiedzeniami czy akademiami naukowymi — że przytoczę tu tylko akademię w r. 1935 ku uczczeniu pamięci niedawno zgasłej Marii Skłodowskiej-Curie, której w swoim czasie Towarzystwo nadało najwyższe odznaczenie, jakim rozporządzało: godność członka honorowego.

Ten pierwszy dziewiętnastoletni etap działalności Towarzystwa zakończył się nagle w katastrofie wrześniowej. Jeśli jednym rzutem oka spróbujemy ująć całość prac Towarzystwa w tym okresie, to trzeba stwierdzić, że spełniło ono niewątpliwie swą rolę na wszystkich głównych polach swej działalności, a więc na polu naukowym, wydawniczym, popularyzatorskim. Stanowiło ono istotny, nie będący tylko frazesem łącznik między fizykami polskimi, pracującymi nierzadko w pojedynkę, w bardzo różnych i często trudnych warunkach. Stwarzało ono — przynajmniej w pewnym stopniu — atmosferę jedności, współpracy — a może także pewnego współzawodnictwa, zwłaszcza podczas owych zjazdów, które były bez przesady prawdziwymi świętami fizyków polskich. Nie można jednak z drugiej strony w działalności tej nie dostrzegać pewnych braków czy niedociągnięć, które wynikały zapewne w dużym stopniu z całej ówczesnej atmosfery życia — nie tylko życia naukowego, które wówczas nie były widoczne, które jednak dostrzegamy dzisiaj, spoglądając na ubiegłe lata z perspektywy wielkiego przełomu.

Przytoczmy tu chociażby niedostateczny nieraz krytycyzm, z jakim redakcja „Acta“ odnosiła się do prac nadsyłanych do druku, wśród których zdarzały się prace słabe, a nawet niekiedy błędne. Można wyrazić żal, iż Towarzystwo nie miało organu bardziej popularnego, choć na wysokim poziomie naukowym, czasopisma o charakterze przeglądowym, jakim dziś stają się „Postępy Fizyki“, których wartość i pożytek jest poza dyskusją. Być może, iż przy odpowiednich staraniach w tym kierunku stworzenie takiego czasopisma byłoby nawet w ówczesnych trudnych warunkach finansowych możliwe.

Nie próbowano też rozwinąć na terenie Towarzystwa akcji wydawniczej książkowej czy to o charakterze podręcznikowym, czy popularyzatorskim. Sekcja dydaktyczna Towarzystwa pędziła żywot raczej suchotniczy i właściwie była przeważnie uważana za niezbyt interesujący i niezbyt potrzebny dodatek do organizmu Towarzystwa. Wreszcie — co wynikało jak wspomniałem, bezpośrednio z całej ówczesnej atmosfery — Towarzystwo nie czyniło prób wpływania na organizację naszej nauki, na koordynację badań, a tym bardziej na ich planowanie. Widzimy, jak obecnie w oczach naszych te różne niedociągnięcia są usuwane, widzimy, że można je usunąć czy zmniejszyć, jeśli się je widzi i zna ich przyczynę.

*

Okres okupacji hitlerowskiej jest bolesną, blisko sześcioletnią luką w dziejach Towarzystwa. Znane są nam wszystkim ciężkie straty w ludziach będące skutkiem wojny i okupacji, umiemy przytoczyć nazwiska utalentowanych i zasłużonych pracowników naszej nauki, którzy padli

wówczas ofiarą. Oficjalnie rozwiązane przez okupantów, Towarzystwo istniało, jak inne, w podziemiu. Zamiast normalnych posiedzeń odbywały się niewielkie zebrania, w których uczestniczyło po kilka osób, gdzie referowano nowe osiągnięcia naukowe czy to własne, czy wyszperane w niedostępnej na ogół prasie naukowej zagranicznej. Zniszczeniu uległy prawie wszystkie dokumenty Towarzystwa, protokoły posiedzeń itd., tak iż dokładne odtworzenie jego historii jest obecnie zadaniem bardzo trudnym, jeśli w ogóle wykonalnym. Straty majątkowe były w porównaniu z tamtymi bez znaczenia, a to przede wszystkim dlatego, że Towarzystwo było zawsze tak ubogie, zawisłe od szczupłych subwencji państwowych, że po prostu nie miało co tracić, poza biblioteką, która w znacznej części ocalała.

Z takim bilansem strat i zniszczenia wkroczyło Towarzystwo w r. 1945 w drugi etap swego istnienia. Gdy tylko życie w wyzwolonym kraju zaczęło się normalizować, odżyło również nasze Towarzystwo i to znów przede wszystkim dzięki impulsowi nadanemu przez niektórych najdawniejszych i najbardziej zasłużonych członków. W początku listopada 1945 roku odbyła się w Warszawie pierwsza powojenna „konferencja fizyków“ (nie była ona uważana za „zjazd“ i nie wchodzi do ich numeracji), która ruszyła pracę z miejsca na wszystkich placówkach fizycznych w kraju. Ten proces regeneracji przebiegał bardzo szybko i stosunkowo łatwo: Ludzie pełni zapału byli, pole do pracy otwierało się ogromne, poparcie ze strony Państwa okazało się nieporównanie silniejsze i szersze niż przed wojną — czegoż trzeba było ponadto? Wszyscy pamiętamy dobrze ten okres i te sprawy — toteż zbyteczne byłoby długo rozwodzić się nad nimi. Zamiast pięciu oddziałów przedwojennych mamy ich obecnie dziewięć, liczba członków wzrosła (przy mniejszej liczbie ludności!) przeszło dwukrotnie, odczyty popularne trzeba powtarzać dwa lub trzy razy, gdyż nie ma sal, które pomieściłyby słuchaczy usiłujących dostać się na wykład. Zamiast jednego wychodzą dwa czasopisma (*Acta Physica Polonica* i *Postępy Fizyki*), każde cenne w swoim rodzaju; rozwija się i powiększa biblioteka. Dotacje państwowe przekroczyły w 1952 r. 200 tysięcy złotych i wykazują stałą tendencję wzrostową. Naprawdę wybitnym osiągnięciem ostatnich paru lat było zorganizowanie olimpiad fizycznych, których dalszy rozwój rokuje jak najpiękniejsze nadzieje.

Parę słów poświęćmy zjazdowi Towarzystwa. Było ich dotychczas po wojnie cztery, obecny, poznański, jest piątym. W bardzo szybkim tempie wzrasta liczba zgłoszonych na kolejne zjazdy referatów z prac badawczych, podnosi się ich wartość naukowa, rośnie liczba uczestników. A przecież poza zjazdami ogólnymi odbywały się w tym czasie „sympozjony“ o tematyce ograniczonej, których pożytek specjaliści wysoce sobie cenią. Gościliśmy znów wybitnych uczonych zagranicznych, jak J a n o s s e g o,

Kastlera, Powella i tak, iż jeden ze zjazdów powojennych (krakowski w r. 1947) był właściwie międzynarodowym.

Tak więc nasz rzut oka wstecz na dzieje Polskiego Towarzystwa Fizycznego dobiegł do chwili obecnej. Być może, iż będzie ona kiedyś uważana za początek trzeciego etapu w dziejach Towarzystwa. Otóż już teraz można wyrazić pewność, że przy tym ładunku energii, siły woli i zdolności, jaki posiadają nasi fizycy, zwłaszcza młodsza ich generacja — a także w obecnych warunkach szacunku i poparcia dla nauki, piętrzące się jeszcze trudności będą przełamane i ów trzeci etap będzie się charakteryzował dalszym, coraz piękniejszym rozwojem naszej nauki i naszego Towarzystwa.

Henryk Niewodniczański,

Zespół Katedr Fizyki Uniwersytetu Jagiellońskiego w Krakowie.

O emisji deuteronów z jąder atomowych

W historii rozwoju fizyki znamy liczne przykłady, kiedy niezgodności wyników doświadczalnych z przewidywaniami opartymi na istniejących teoriach prowadziły do pewnych modyfikacji tych teorii bądź też nawet do zasadniczo nowych koncepcyj teoretycznych. W większości przypadków te niezgodności wyników eksperymentalnych z przewidywaniami teoretycznymi nie były znaczne. Tym ciekawsze i bardziej obiecujące pod względem możliwości powstania nowych głębszych i ogólniejszych koncepcyj teoretycznych są przypadki bardzo znacznych rozbieżności pomiędzy doświadczeniem a teorią.

Taki właśnie dość rzadki przykład, w którym wyniki eksperymentalne bardzo znacznie, bo aż o kilka rzędów wielkości, różnią się od przewidywań teoretycznych, stanowi nieoczekiwane znaczna emisja deuteronów w reakcjach fotojądrowych, stwierdzona w kilku niezależnych od siebie pracach opublikowanych w przeciągu lat 1951 i 1952.

Istniejące obecnie teorie statystyczne reakcyj jądrowych pozwalają obliczyć prawdopodobieństwo wyrzucenia neutronów, protonów, deuteronów i cząstek α przez jądra atomów naświetlanych promieniami γ o odpowiedniej dostatecznie dużej energii; za miarę takiego prawdopodobieństwa przyjmuje się zazwyczaj tzw. przekrój czynny jądra na poszczególne reakcje (γ, n) , (γ, p) , (γ, np) , (γ, d) oraz (γ, α) . Na podstawie tych teorii można także przewidzieć rozkład energetyczny oraz rozkład kątowy tych cząstek w zależności od energii fotonów γ i parametrów określających dane jądro.

Dotychczas ogłoszone dane doświadczalne — wskazujące na to, że w reakcjach fotojądrowych deuterony są emitowane o wiele łatwiej, aniżeli to wynika z rozważań opartych na współczesnym stanie teorii — są następujące:

Katz i Penfold [1], w Uniwersytecie prowincji Saskatchewan, w Saskatoon w Kanadzie, wyznaczali przekroje czynne dla reakcyj fotojądrowych $^{32}\text{S}(\gamma, d)^{30}\text{P}$, $^{32}\text{S}(\gamma, np)^{30}\text{P}$ i $^{31}\text{P}(\gamma, n)^{30}\text{P}$, naświetlając tarcze z siarki i fosforu wiązkami fotonów z betatronu, w którym można było otrzymywać fotony promieni X hamowania o energii do 28 MeV. Ba-

dacze ci obserwowali reakcję jądrową $^{32}\text{S}(\gamma, d)^{30}\text{P}$ dla energii promieni γ tuż powyżej wartości progowej dla tej reakcji, na którą znaleźli (19.15 ± 0.20) MeV; a przy energii fotonów γ przekraczającej tylko o 1 MeV tę wartość progową stosunek liczby zachodzących reakcji (γ, d) i (γ, p) osiągał już wartość 0.001, znacznie większą od przewidywań teoretycznych.

Ta niezgodność z teorią bardzo znacznej emisji deuteronów w reakcji (γ, d) występuje szczególnie jaskrawo w pracy Bayerly'ego Jr. i Stephens'a [2, 3] z Uniwersytetu stanu Pennsylvania w Philadelphii, którzy badali fotodezintegrację miedzi używając promieni X z betatronu o maksymalnych energiach zmienianych od 15 do 25 MeV, oraz stosując metodę emulsyj fotograficznych do wyznaczania liczby i energii protonów, deuteronów i cząstek α pochodzących z fotodezintegracji jąder miedzi. Przez liczenie gęstości ziaren srebra na ostatnich 40 mikronach torów cząstek kończących się w emulsjach fotograficznych, autorzy tej pracy mogli dokładnie odróżnić od siebie tory pochodzące od protonów, deuteronów i cząstek α . W ten sposób przeprowadzili oni statystykę liczby i rozkładu energetycznego protonów, deuteronów i cząstek α wytworzonych przez reakcje fotojądrowe w jądrach atomów miedzi (normalnej mieszaniny izotopów ^{63}Cu i ^{65}Cu).

Na wydajności cząstek wytworzonych w miedzi przez fotony promieni X o energii 24 MeV otrzymano przy tym następujące wartości: (wydajności te wyrażone są w liczbach cząstek przypadających na 1 mol miedzi i 1 R dawki promieni X)

$$\begin{aligned} &1.07 \times 10^6 \text{ protonów/mol. R,} \\ &0.34 \times 10^6 \text{ deutronów/mol. R,} \\ &0.04 \times 10^6 \text{ cząstek } \alpha/\text{mol. R.} \end{aligned}$$

Prócz tego autorzy pracy wyznaczyli także wydajność neutronów powstających w tej reakcji fotojądrowej. Liczenie neutronów odbywało się przy tym na 2 drogach: przez pomiary aktywności promieniotwórczych izotopów ^{62}Cu i ^{64}Cu powstających w reakcjach $^{63}\text{Cu}(\gamma, n)^{62}\text{Cu}$ i $^{65}\text{Cu}(\gamma, n)^{64}\text{Cu}$ oraz przez liczenie torów protonów odrzuconych przez neutrony w emulsjach fotograficznych. Na wydajność neutronów w reakcji fotojądrowej w miedzi dla tej samej energii fotonów promieni X wynoszącej 24 MeV otrzymali oni:

$$\begin{aligned} \text{z pomiarów promieniotwórczości} & \quad 3.56 \times 10^6 \text{ neutronów/mol. R,} \\ \text{z protonów odrzutu} & \quad 4.2 \times 10^6 \text{ neutronów/mol. R.} \end{aligned}$$

Przy porównaniu otrzymanych doświadczalnie wartości na wydajności poszczególnych rodzajów cząstek z liczbami obliczonymi teoretycznie na podstawie kilku różnych obecnie istniejących teorii reakcji jądrowych, a więc modelu statystycznego jądra Weiskopfa i Ewinga [4],

modelu Schiffa [5] oraz wzorów Le Couteura [6], okazała się rzecz uderzająca. Podczas gdy doświadczalnie uzyskane liczby na wydajności neutronów, protonów i cząstek α są na ogół dość zgodne z przewidywaniami opartymi na tych teoriach, to dla deuteronów doświadczenie daje liczby o 3—4 rzędy wielkości większe aniżeli teoria. Bayerly Jr. i Stephens uzyskali w swej pracy, w odniesieniu do protonów i deuteronów, na wydajności tych cząstek w reakcjach fotojądrowych, liczby podane w tab. I.

Tab. I. Wydajności fotocząstek dla promieni X z betatronu o maksymalnej energii 24 MeV (jednostki oznaczają 10^6 cząstek/mol. R.)

| | Protony | Deuterony |
|---|---------|-----------|
| Zmierzone doświadczalnie | | |
| normalna miedź | 1.07 | 0.34 |
| Obliczone na podstawie statystycznego modelu Weisskopfa i Ewinga | | |
| ^{63}Cu | 1.07 | 0.0002 |
| ^{65}Cu | 0.37 | 0.0004 |
| normalna miedź | 0.86 | 0.0003 |
| Obliczone na podstawie modelu Schiffa | | |
| normalna miedź | 2.0 | 0.0013 |
| Obliczone ze wzorów Le Couteura | | |
| normalna miedź | 1.1 | 0.0023 |

A więc doświadczalnie wyznaczony stosunek liczby deuteronów do liczby protonów, wytworzonych w miedzi naświetlanej promieniami X o ciągłym widmie do energii 24 MeV, wynosi 0.31.

Następnie Smith [7], naświetlając miedź promieniami X z betatronu o maksymalnej energii promieniowania hamowania wynoszącej 65 MeV, uzyskał na stosunek liczby deuteronów i protonów jeszcze większą liczbę 0.50 ± 0.15 .

Przytoczone powyżej fakty doświadczalne wskazują na to, że powinien istnieć pewien mechanizm, za którego pomocą deuterony o dość małej energii mogą przechodzić poprzez wał potencjalowy otaczający jądro łatwiej, aniżeli to mogą czynić pojedyncze cząstki o tym samym naboju, jakimi są protony.

Cameron [8] z Uniwersytetu prowincji Saskatchewan w Saskatoon, w Kanadzie, w liście do redaktora *Physical Review* poruszającym omawiane tu zagadnienie pisze, że Schiff w prywatnym komunikacie wypowiedział przypuszczenie, że deuterony mogą być łatwiej emitowane z jąder, jeśli są spolaryzowane radialnie, przyczym neutron, będący skład-

nikiem deuteronu, tworzy „most“ w kierunku środka jądra, co powoduje obniżenie wału potencjałowego w sąsiedztwie wychodzącego z jądra deuteronu.

Cameron wysuwa propozycję doświadczenia, które może być wykonane w celu sprawdzenia tej hipotezy Schiffa. Doświadczenie to polegałoby na stwierdzeniu w pomiarach koincydencyjnych istnienia wyraźnej kątowej korelacji pomiędzy protonami i neutronami towarzyszącymi deuteronom w reakcjach fotojądrowych. Pierwszy wzbudzony poziom deuteronu, jak to wykazały badania Woodwarda i Halperna [9], jest stanem singletowym, leżącym około 64 keV powyżej poziomu energii dysocjacji deuteronu. Gdyby zaś deuterony w tym pierwszym stanie wzbudzonym były emitowane przez jądro, będąc spolaryzowane w kierunku radialnym jądra zgodnie z przypuszczeniem Schiffa, to przy rozpadzie deuteronu, który następowałby zaraz po opuszczeniu przez niego jądra, kierunek ruchu protonu i neutronu byłby mniej więcej zgodny, gdyż nabyty przy rozpadzie pęd w kierunku poprzecznym do kierunku ruchu deuteronu mógłby być tylko nieznaczny. Kąt pomiędzy kierunkami ruchu protonu i neutronu nie przekraczałby 40° dla energii kinetycznych deuteronów wynoszących 4 MeV i więcej. A więc, nawet gdyby prawdopodobieństwo niezależnej emisji przez jądro protonu i neutronu było o rząd wielkości większe od prawdopodobieństwa ich emisji w procesie powyżej opisanym, (a należy przypuszczać, że stosunki tych prawdopodobieństw są bliskie do 3:1 — stosunku wielokrotności poziomów energetycznych deuteronu: podstawowego - tripletowego i wzbudzonego - singletowego), to musiałaby wystąpić dość silna korelacja kątowa pomiędzy protonami i neutronami wytwarzanymi w reakcjach fotojądrowych.

W razie pozytywnego wyniku takich doświadczeń podjętych dla sprawdzenia hipotezy Schiffa, należałoby jeszcze oczekiwać opracowania konsekwentnie zbudowanej ilościowej teorii obniżenia wału potencjałowego jądra dla deuteronów spolaryzowanych radialnie.

Dotychczas (koniec listopada 1952 r.) w dostępnej autorowi niniejszej notatki literaturze naukowej brak jeszcze jakichkolwiek dalszych danych eksperymentalnych w tej sprawie. W szczególności brak jest sprawozdań z doświadczeń koincydencyjnych nad korelacją kątową protonów i neutronów wysyłanych w reakcjach fotojądrowych, które niewątpliwie podjęte zostały i to nie w jednym laboratorium.

W bliskiej jednak przyszłości należy oczekiwać ukazania się publikacyj prac w tej dziedzinie, które, tłumacząc niezgodny z obecnymi teoriami reakcyj jądrowych fakt doświadczalny o wiele łatwiejszej emisji deuteronów w reakcjach fotojądrowych, rzuca może nowe światło pozwalające na lepsze zrozumienie istoty sił jądrowych i budowy jąder atomowych.

Literatura

1. L. Katz and A. S. Penfold, *Phys. Rev.* **81**, 815 (1951).
2. P. R. Bayerly, Jr. and W. E. Stephens, *Phys. Rev.* **81**, 473 (1951).
3. P. R. Bayerly, Jr. and W. E. Stephens, *Phys. Rev.* **83**, 54 (1951).
4. V. F. Weisskopf and D. H. Ewing, *Phys. Rev.* **57**, 472 (1940).
5. L. I. Schiff, *Phys. Rev.* **73**, 1311 (1948).
6. K. J. Le Couteur, *Proc. Phys. Soc. London* **63A**, 259 (1950).
7. W. H. Smith, *Bull. Am. Phys. Soc.* **27**, No. 1, 18 (1952).
8. A. G. W. Cameron, *Phys. Rev.* **86**, 435 (1952).
9. W. M. Woodward and I. Halpern, *Phys. Rev.* **76**, 107 (1949).

Jerzy Pniewski

Instytut Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Warszawskiego

Powłokowy model jądra atomowego*)

Wykrywanie różnych cech materii stopniowo kształtowało nasze pojęcia o jej strukturze. Kolejne próby opisu tej struktury opierają się na szczególnym uwypukleniu jednej czy kilku cech, często z przypadkowym czy celowym zaniedbaniem innych. W ten sposób tworzą się opisy modelowe. Model zawsze odwzorowuje tylko niektóre cechy reprezentowanego układu i jego użyteczność nie może być nieograniczona. Klasyczne doświadczenia Rutherforda nad rozpraszaniem cząstek α w cienkich warstwach różnych ciał wykonane w roku 1911 dowiodły, że w modelu atomu J. J. Thomsona nie uwzględniono podstawowego elementu strukturalnego — jądra.

Obecnie wiemy, że jądro atomowe stanowi skomplikowany układ, który przynajmniej na razie nie daje się opisać w sposób dostatecznie poprawny. W tej sytuacji należy znów uznać za właściwą taką drogę postępowania, w której ten układ złożony zastępujemy prostszym mającym jedynie pewne cechy układu rzeczywistego. O wyborze układu zastępczego decydują z jednej strony trudności matematyczne, z drugiej cel, któremu ma on służyć. Nikt np. nie uważa jądra za kroplę, tym niemniej posiada ono pewne cechy kropli cieczy, ponieważ posługując się modelem kropłowym możemy lepiej zrozumieć budowę jądra i uporządkować wiadomości dotyczące się trwałości jąder lub rozkładu gęstości poziomów energetycznych.

Wiele cech atomu dało się opisać przy pomocy modelu powłok elektronowych, w szczególności większość cech chemicznych znajduje w nim pełne uzasadnienie. Wydaje się, że pod pewnymi względami analogiczny model powłokowy jądra, wynikający z przedstawienia jądra jako tzw. układu jednocząstkowego, może stać się niemniej użytecznym.

W modelu jednocząstkowym jądra zakłada się, że każdy nukleon znajduje się w stałym polu potencjalnym o symetrii kulistej, wytworzonym przez wszystkie pozostałe nukleony. W ten sposób możemy mówić o momencie orbitalnym nukleonu oraz o liczbie kwantowej orbitalnej l klasy-

*) Artykuł oparty jest na materiałach zebranych przez autora do wykładu wygłoszonego na Konferencji Fizyków w Spale we wrześniu 1952 r.

fikującej poziomy energetyczne. Powstaje jednak pytanie, czy w ogóle uzasadnione jest korzystanie z modelu, w którym, wyrażając się klasycznie, nukleonom przypisuje się określone tory, chociaż z obliczeń opartych na znajomości przekrojów czynnych wiemy, że średnia droga swobodna nukleonu w jądrze równa jest $1/3$ promienia jądra; a dalej, jak pogodzić krótki zasięg sił jądrowych z pojęciem stałego średniego potencjału, oraz czy dopuszczalne jest pominięcie oddziaływania o charakterze tensorowym¹⁾ między spinami nukleonów, jeśli takie oddziaływanie jest wprowadzane do teorii właśnie pod naciskiem doświadczenia. F e r m i [1] podaje jednak następujące wyjaśnienia odnośnie tych zarzutów: jądro w stanie podstawowym jest układem zwyrodniałym²⁾ na podobieństwo gazu elektronowego w metalu. W takim układzie nie zachodzą więc zderzenia między dwoma nukleonami wobec niemożności przeprowadzenia tych nukleonów w inne stany obsadzone bez naruszenia zasady Pauliego. Pojawienie się potencjału średniego, w przybliżeniu stałego w czasie, można by tłumaczyć nakładaniem się potencjałów wytworzonych przez poszczególne nukleony gęsto rozłożone w przestrzeni. W zderzeniu jądra z nukleonem przychodzącym z zewnątrz model jednocząstkowy może okazać się mniej użyteczny, zwłaszcza jeśli w grę wchodzi odpowiednio duże energie, czyli jeśli mniej pewne są motywy Fermiego uzasadniające brak zderzeń. W tej sytuacji w porównaniu z modelem jednocząstkowym lepszym może się okazać model kropłowy. Pominięcie sił tensorowych wyznacza granice stosowalności modelu jednocząstkowego, jednakże uwzględnienie ich jest do pogodzenia z modelem powłokowym stanowiąc niejako jego rozbudowę (H ö c k e r — w związku z momentami magnetycznymi).

Wobec braku danych określających bliżej średni potencjał centralny stosuje się zwykle potencjał oscylatora harmonicznego ($V = kr^2 - V_0$), studni o głębokości V_0 ($V = V_0$ dla $r < r_0$ i $V = 0$ dla $r \geq r_0$) lub nieskończenie głębokiej, wreszcie potencjał gaussowski ($V = Ae^{-r/a^2}$). Pozwala to na zredukowanie trudności natury czysto rachunkowej.

W każdym z tych przypadków przez odpowiedni dobór parametrów można uzyskać właściwy rozkład najniższych poziomów energetycznych. Wszystkie poziomy wyznaczone na tej drodze są zwyrodniałe³⁾ w stopniu $2l+1$ ze względu na orbitalny moment pędu, podwójnie ze względu na spin zwykły i znów podwójnie ze względu na spin izotopowy⁴⁾. Stopień zwyrodnienia oczywiście wzrasta, gdy różnym wartościom l odpowiada ta sama energia. I tak rozwiązując równanie Schrödingera dla przypadku ku-

¹⁾ patrz przypisy pod a).

²⁾ patrz przypisy pod b).

³⁾ patrz przypisy pod c).

⁴⁾ patrz przypisy pod d).

listosymetrycznego potencjału oscylatora harmonicznego uzyskujemy układ równoodległych poziomów zwyrodniałych odpowiednio w stopniu $2 \times 2 \times 1 = 2p + 2n$, $2 \times 2 \times 3 = 6p + 6n$, $2 \times 2 \times 6 = 12p + 12n$, $2 \times 2 \times 10 = 20p + 20n$ (przez p oznaczamy tu proton, przez n neutron).

Każdy poziom reprezentuje zatem pewną grupę poziomów dających się rozszczepić całkowicie lub częściowo dopiero przy wzięciu pod uwagę oddziaływań między poszczególnymi nukleonami lub sprzężeń między ich spinami i momentami orbitalnymi, lub wreszcie sił kulombowskich. Dopóki te sprzężenia stanowią poprawki drugiego rzędu, grupa poziomów pozostaje nadal zwarta. W tym ujęciu otrzymujemy dla wszystkich jąder podobne układy poziomów obsadzanych kolejno zgodnie z zasadą Pauliego. Pierwszy nukleon nowej grupy jest wyraźnie słabiej wiązany, tak że każda grupa tworzy jedną powłokę. Z zasady Pauliego wynika, że powłoki muszą zamykać się niezależnie tak dla protonów, jak i neutronów. W przypadku rozważanego potencjału oscylatora harmonicznego powinny one zamykać się na liczbach 2 , $2+6=8$, $2+6+12=20$, $2+6+12+20=40$. Nie jest tu więc możliwe umieszczenie w trzeciej powłoce 21-szego neutronu, choćby liczba protonów była mniejsza od 20.

Z naszkicowanego tu modelu wynika między innymi, że jądra atomowe o liczbie Z lub $N=2, 8, 20, 40, 70, 112$ powinny być silniej związane od jąder bezpośrednio za nimi stojących. Dane doświadczalne nie potwierdzają jednak tego wniosku, natomiast wyraźnie wskazują na istnienie innego ciągu liczb sugerując, że choć struktura powłokowa zaznacza się wyraźnie, to jednak zgrupowania poziomów są inne.

Szukając najbardziej poprawnego modelu powłokowego przejdziemy przede wszystkim do przeglądu ważniejszych faktów doświadczalnych, następnie zaś spróbujemy uzupełnić założenia modelu jednocząstkowego tak, by na tej drodze dało się uzyskać właściwy ciąg liczb zamykających powłoki.

Liczby „magiczne“

Dane doświadczalne, które dotychczas zostały zebrane, niedwuznacznie wyróżniają pewne liczby protonów i neutronów tworzących jądra atomowe, są to mianowicie liczby:

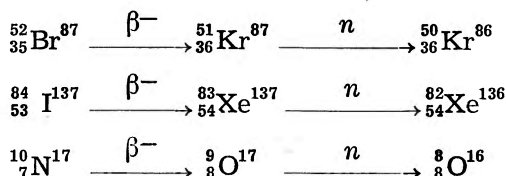
$$2, 8, 20, 28, 50, 82, 126 \dots (*)$$

Liczba 28 zdaje się mieć wyraźnie słabiej zaznaczoną indywidualność. Wszystkie liczby ciągu (*) nazywane są „magicznymi“. Nazwa ta pochodzi z okresu, kiedy materiał faktów doświadczalnych związanych z jądrami atomowymi nie był na tyle zwarty, by mógł być poddany bardziej ogólnej analizie.

Fakty przytoczone w tym rozdziale podkreślają wyróżnioną rolę liczb „magicznych“, lecz na ogół nie wskazują drogi, na której należy szukać rozwiązania tego problemu. Cały ten materiał doświadczalny odnosi się pośrednio bądź bezpośrednio do energii wiązania nukleonów w jądrze atomowym.

Jądra posiadające „magiczną“ liczbę protonów bądź neutronów są silnie związane. Jeden nadliczbowy nukleon ponad tę liczbę wyróżnioną jest związany znacznie słabiej. Czasem to obniżenie energii wiązania jest tak znaczne, że jądro posiadające ów nadliczbowy nukleon nie jest trwałe. Np. porównując energie wiązania izotopów wodoru, helu i litu dostrzegamy, że w jądrze ${}^2_2\text{He}^{4\ 5)}$ drugi proton jest związany energią 20,55 MeV, drugi neutron energią 19,81 MeV, natomiast trzeci proton w jądrze ${}^3_3\text{Li}^5$ oraz trzeci neutron w ${}^3_2\text{He}^5$ nie są w ogóle trwale związane (energia wiązania < 0). Ten brak trwałych izobarów o liczbie masowej 5 jest wyraźnym dowodem, że 2 jest liczbą „magiczną“.

Przy odpowiednio silnym wzbudzeniu jądra energia wiązania jednego z jego nukleonów łatwo może przyjąć wartość ujemną, tak że jądro przechodząc przez stan wirtualny ulega rozpadowi⁶⁾. Istnieją jednak tylko trzy przypadki, kiedy taki stan wirtualny powstaje w wyniku przemiany β . Są to przypadki tzw. opóźnionej emisji neutronów, wskazujące, że w danym szeregu izobarów jedno z jąder, mające całkowitą energię wiązania większą od innych jąder, może mimo to w ogóle nie wiązać trwale jednego ze swych nukleonów:



We wszystkich trzech przypadkach końcowym produktem jest jądro z „magiczną“ liczbą neutronów 8, 50 lub 82⁷⁾.

W pewnych przypadkach to osłabienie wiązania nukleonu po przekroczeniu liczby „magicznej“ odbija się na wartościach przekrojów czynnych na chwytnie szybkie neutrony. Przekroje te są od 10 do 100 razy mniejsze dla jąder posiadających liczby neutronów $N=50, 82, 126$ w po-

⁵⁾ Dla wygody obok symbolu chemicznego izotopu uwidoczniła jest poza liczbą protonów również liczba neutronów w sposób następujący: ${}^N_Z X^A$.

⁶⁾ patrz przypisy pod e)

⁷⁾ Ostatnio stwierdzono, że również ${}^9_3\text{Li}^9$ po rozpadzie β wysyła neutron zamieniając się w bardzo nietrwałe jądro ${}^8_4\text{Be}^8$ rozpadające się na dwie cząstki α .

równaniu do takich przekrojów czynnych dla jąder sąsiednich. Wyraźnie widoczne jest to dla jąder:

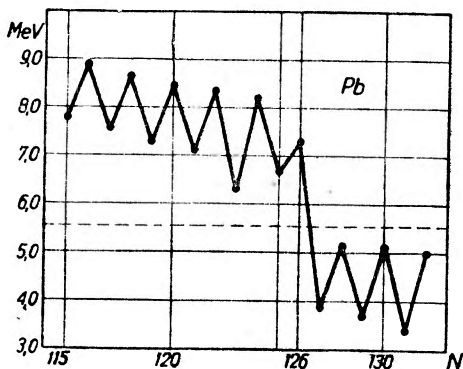
$$^{126}\text{Pb}, ^{126}\text{Bi}, ^{82}\text{Xe}, ^{82}\text{Ba}, ^{50}\text{Rb}, ^{50}\text{Sr}, ^{50}\text{Kr}, ^{50}\text{Y}.$$

Szczególnie interesujące są dane dotyczące się zmian w energii wiązania ostatniego protonu czy neutronu w przypadku ciężkich pierwiastków.

$N=126$
 $Z=82$

Analizując bilans energetyczny reakcji: (d,p) , (d,n) , $(n,2n)$, (n,γ) itp. oraz samorzutnego rozpadu α , można wyznaczyć energię wiązania doprowadzanego do jądra bądź odrywanego od jądra nukleonu.

Wykres podany na rys. 1 ilustruje zmiany w energii wiązania ostatniego neutronu w przypadku różnych izotopów ołowiu. Przede wszystkim dają się tu zauważyć oscylacje odpowiadające znanym różnicom w energii wiązania dla jąder podwójnie parzystych i nieparzysto-parzystych, poza tym widoczny jest stały powolny spadek energii wiązania ze wzrostem liczby neutronów, wreszcie wyraźny skok przy przejściu od 126 do 127 neutronu. Wszystkie neutrony do 126 włącznie są związane energią wyraźnie większą od 5.5 MeV, wszystkie następne z wyraźnie mniejszą energią.



Rys. 1

Energia wiązania ostatniego neutronu dla szeregu izotopów ołowiu. Skok odpowiada liczbie „magicznej“ $N=126$

W tabelicy I zestawiono te dane z analogicznymi danymi dotyczącymi się wiązania ostatniego elektronu w atomie.

Tabela I

| E_e w eV | P | S | Cl | A | K | Ca | Sc | Ti |
|-------------|------|------|------|------|------|------|------|------|
| | 11.1 | 10.3 | 13.0 | 15.7 | 4.3 | 6.1 | 6.7 | 6.8 |
| N | 123 | 124 | 125 | 126 | 127 | 128 | 129 | 130 |
| | — | 8.12 | — | 7.38 | — | 5.24 | — | 5.18 |
| E_N w MeV | 6.4 | — | 6.71 | — | 3.87 | — | 3.77 | — |

Z zestawienia tego wynika, że w jądrze występują regularności podobnego typu jak w atomie, zaznaczające się jednak znacznie słabiej. Regularności te sugerują istnienie możliwości stosowania i dla jądra rozważań prowadzących do modelu powłokowego. Jednak po zamknięciu powłoki elektronowej energia wiązania elektronu spada o 75%, podczas gdy w przypadku jądra zmiana w energii wiązania nukleonu wynosi tylko 40%.

Rys. 2 przedstawia podobny skok w energii wiązania ostatniego protonu w serii izotonów 126⁸⁾; skok ten następuje po przejściu liczby 82.

$N=26, 50$
 $85, 126$

Innym wskaźnikiem różnic w energii wiązania ostatniego nukleonu, szczególnie w przypadku lżejszych jąder, może być wysokość progu dla reakcji foto-neutronowych. Przekraczając liczby „magiczne“ 28, 50, 82 i 126 stwierdzamy obniżenie się tego progu co najmniej o 2 MeV.

Mniej wyraźne, ale najbogatsze są wskazania oparte na analizie energii rozpadu β^\pm i wychwytu K .

Zestawialne są jedynie energie przemian β zachodzących między dwoma szeregami jąder o jednakowych nadwyżkach neutronów (tj. między dwoma szeregami tzw. jąder izodiasferycznych).

Zestawialne są na przykład przemiany zachodzące między parami jąder zwierciadlanych $N-Z=1$ ($Z-1$), inny przykład mogłyby stanowić przemiany zachodzące między dwoma szeregami jąder o nadwyżce jednego i trzech neutronów⁹⁾.

Porównując energie rozpadu dla kolejnych przemian β przy wzrastającej liczbie A spostrzegamy monotoniczność zmian tych energii póki liczba protonów czy neutronów nie przekroczy jednej z liczb ciągu: 20, 28, 50, 82, 126.

Skoki energii rozpadu β dla różnych liczb „magicznych“ zostały zestawione w tablicy II.

Tablica II

| | 20 | 28 | 50 | 82 | 126 | |
|-----|-----|-----|-----|-----|-----|-----|
| N | 1 | 0.7 | 1.8 | 1.8 | >0 | MeV |
| Z | 0.8 | 0.6 | 0.8 | >0 | — | MeV |

Zaobserwowane skoki w energii rozpadu β są odbiciem analogicznych skoków energii wiązania.

$N=126$
 $Z=82$

O wiele mocniej akcentują się te różnice w przypadku przemian α . Rys. 3 ilustruje zmiany w energii cząstek α dla kilku szeregów izotopów. Ponieważ w grę tu wchodzi już nie jeden ostatni nukleon lecz cała cząstka α , wygodniej interpretować zebrane wyniki korzystając już z pojęć modelu powłokowego. Energia cząstek jest wyjątkowo duża, gdy rozpad α

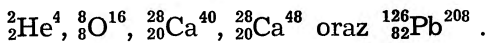
⁸⁾ Izotony 126 wybrano tu ze względu na największą liczbę danych.

⁹⁾ Pomijamy przypadek, gdy A jest liczbą parzystą, ponieważ istnieje wówczas zakłócający efekt uprzywilejowania jąder parzysto-parzystych.

proceedzi do jądra o zamkniętej ostatniej powłoce nukleonów dowolnego typu, wyraźnie zaś spada, gdy rozpad ten otwiera nową powłokę. Jest to nowy dowód wyróżniania się liczby 126, a podobny dowód istnieje dla liczby 82.

Uprzywilejowanie zamkniętych powłok widoczne jest również przy rozszczepianiu ciężkich jąder. Jądra te dzielą się w ten sposób, by liczby neutronów w niezamkniętych powłokach były możliwie małe. Jedno zamknięcie przypada na liczbę 50, drugie na 82. Przy symetrycznym podziale liczba niezamkniętych powłok byłaby o 1 większa.

Energia wiązania wyróżnia liczbę 20 jedynie w przypadku ${}^{20}_{20}\text{Ca}^{40}$ „podwójnie magicznego“ jądra. Istnieje 5 takich jąder szczególnie wyróżnionych



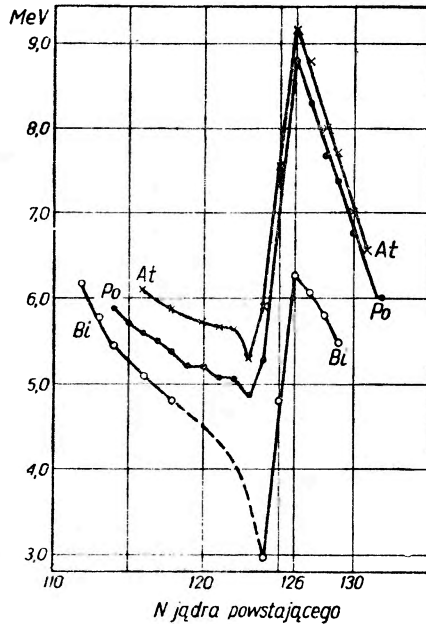
Dla wielu jąder o „magicznej“ liczbie nukleonów (23, 50, 82, 126) dają się zauważyć wyraźne różnice między obserwowaną energią wiązania i wyliczoną z półempirycznych wzorów interpolacyjnych.

Należy podkreślić, że bezpośrednie czy pośrednie wskazania oparte na badaniu energii wiązania, wyróżniają wszystkie liczby ciągu (*) i tylko te liczby.

Wyróżniająca się trwałość jąder o „magicznej“ liczbie protonów ew. neutronów może przejawiać się w zwiększonej liczbie izotopów czy izotonów.

Np. znamy tylko jeden przypadek 7 trwałych izotonów (przeważnie istnieją 3—4) i to dla liczby 82 oraz jeden przypadek 6 izotonów 50, ale wśród nich ${}^{50}_{37}\text{Rb}^{87}$ ulega powolnemu rozpadowi. Podobnie dla protonów istnieje tylko jeden przypadek 10 trwałych izotopów i jest to przypadek cyny, dla której $Z=50$. Istnieje 6 trwałych izotopów wapnia ($Z=20$), co jest raczej wyjątkowe, ponieważ dla małych wartości Z poszczególne pierwiastki mają tylko po 2—3 izotopy trwałe. Istnieją trzy przypadki izotonów z nieparzystym Z i wszystkie one odpowiadają „magicznym“ liczbom neutronów: 20, 50, 82.

Podobnie nie znając nawet genezy powstania pierwiastków w skorupie ziemskiej można jednak oczekiwać, że jądra atomowe charakteryzujące



Rys. 3
Zależność energii cząstek α od liczby neutronów N jądra powstającego po rozpadzie (L. mag. $N=126$).

$N=82, 50$

$Z=50, 20$

się dużą energią wiązania powinny być liczniej reprezentowane na Ziemi. Istotnie łatwo daje się zauważyć zwiększoną w stosunku do innych jąder procentową zawartość jąder posiadających „magiczną“ liczbę protonów czy neutronów.

Wysoki procent żelaza ${}_{26}^{30}\text{Fe}^{56}$ mógłby być ewentualnie tłumaczony $z, N=28$ uprzywilejowaniem niklu ${}_{28}^{28}\text{Ni}^{56}$, który po dwukrotnym rozpadzie β przechodziłby w żelazo.

Na zakończenie zwrócimy uwagę, że najcięższymi trwałymi pierwiastkami są izotopy ołowiu mające $Z=82$ oraz jedyny izotop bizmutu $z=82$ o $N=126$ $N=126$ 10).

Inne wskazania podkreślające wyróżnioną rolę liczb „magicznych“ przedstawimy jako wnioski z modelu powłokowego.

Model powłokowy

Zespół przedstawionych faktów wskazuje zupełnie wyraźnie na wyróżnioną rolę pewnych liczb w strukturze jądra atomowego. Nie przesądza to sprawy, że „magiczność“ tych liczb znajduje jedyne wyjaśnienie w modelu powłokowym, wydaje się jednak, że jest to wyjaśnienie najprostsze.

Ciąg liczb (*) nie zgadza się jednak z ciągiem wyznaczonym dla potencjału oscylatora harmonicznego, nie da się również otrzymać przy różnych sensownych modyfikacjach tego potencjału. Właściwe zgrupowanie poziomów uzyskuje się w sposób naturalny dopiero przy założeniu silnego sprzężenia między spinem nukleonu i jego momentem orbitalnym (M. G o e p p e r t M a y e r [15], a więc sprzężenia innego niż w powłokach elektronowych atomu. Ten rodzaj sprzężenia rozszczepia każdą grupę poziomów odpowiadających tej samej liczbie l na dwie. Np. grupa poziomów f ($l=3$) rozpada się na dwie podgrupy $f_{7/2}$ i $f_{5/2}$ zawierające odpowiednio po 8 i 6 poziomów. Jeśli założymy, że poziomy o większej wartości j są położone głębiej i że omawiane rozszczepienie rośnie wraz z l , wówczas jasne jest, że 8 poziomów $f_{7/2}$ może tworzyć osobną grupę. Tablica III wyjaśnia jak na tej drodze da się uzyskać właściwy szereg liczb „magicznych“.

Pierwszy wiersz wskazuje liczby nukleonów o powłokach odpowiadających oscylatorowi harmonicznemu. Drugi wiersz wskazuje rozdział poziomów według liczb kwantowych l , rozdział ten wyraźnie występuje dla prostokątnej studni, zanika zaś ze względu na zwyrodnienie ¹¹⁾ dla przypadku potencjału parabolicznego. Każda grupa poziomów podana w tym wierszu reprezentuje więc jeden zwyrodniały poziom oscylatora har-

¹⁰⁾ Ostatnio stwierdzono promieniotwórczość bizmutu z półokresem 2×10^{17} lat (Riezler 1952).

¹¹⁾ Patrz przypisy pod c).

Tablica III

| | | | | | | |
|----------|----------|-----------|--------------------|--------------------|---------------------|----------------------|
| 2 | 8 | 20 | 40 | 70 | 112 | |
| <i>s</i> | <i>p</i> | <i>ds</i> | <i>fp</i> | <i>gds</i> | <i>hfp</i> | <i>i</i> |
| | | | $f_{7/2}, f_{5/2}$ | $g_{9/2}, g_{7/2}$ | $h_{11/2}, h_{9/2}$ | $i_{13/2}, i_{11/2}$ |
| 2 | 8 | 20 | 28 | 50 | 82 | 126 |

monicznego, natomiast porządek poziomów w obrębie grupy jest taki sam jak w przypadku prostokątnej studni.

Następny wiersz tablicy wskazuje rozszczepienie wywołane silnym sprzężeniem „spin-orbita“, wreszcie ostatni wiersz, stanowi nowy układ liczb odpowiadających kolejnym powłokom, który, jak widać, pokrywa się z ciągiem (*).

W celu uzyskania układu poziomów najbardziej dopasowanego do różnych danych doświadczalnych M. G o e p p e r t M a y e r [15], a następnie O. H a x e l, J. H. D. J e n s e n i H. E. S u e s s [13] przyjmują ostatecznie następujące założenia:

1. Energetyczne uporządkowanie orbit odpowiada potencjałowi wyposrodkowanemu między oscylatorem harmonicznym a studnią prostokątną z dodatkowym uwzględnieniem silnego sprzężenia między spinem i orbitą. Sprzężenie między nukleonami jest zatem typu $(j-j)$.
2. Dublety spinowe są odwrócone, tzn. dla danej wartości l poziom odpowiadający liczbie $j=l+1/2$ jest położony poniżej poziomu $j=l-1/2$.
3. Rozszczepienie wywołane silnym sprzężeniem spin-orbita może nie tylko zmieniać podział poziomów na grupy, lecz w pewnych przypadkach może spowodować częściowe ich przetasowanie.
4. Parzysta liczba jednakowych nukleonów na tej samej orbicie scharakteryzowanej liczbą j sprzęga się w ten sposób ze sobą, że wypadkowy moment pędu $J=0$.
5. Sprzężenie nieparzystej liczby jednakowych nukleonów w tych samych warunkach prowadzi w wyniku do momentu $J=j$.
6. Energia wiązania pary nukleonów z tej samej orbity rośnie wraz z liczbą j .

Przechodząc od jąder lżejszych do cięższych należałoby sobie wyobrazić zapełnianie nukleonami orbit $s_{1/2}$, $p_{3/2}$, itd. odpowiadających coraz wyższym energiom. Jeżeli w tych warunkach wszystkie orbity są obsadzone parzystymi liczbami nukleonów, wówczas zgodnie z założeniem 4) całkowity spin jądra i moment magnetyczny są równe 0. Gdy tylko jedna z orbit

zawiera nieparzystą liczbę nukleonów tej samej kategorii, wówczas ów nieparzysty nukleon decyduje o momencie mechanicznym i, jak się wydaje, powinien decydować o momencie magnetycznym.

Rozszczepienie poziomów $j=l-\frac{1}{2}$ i $j=l+\frac{1}{2}$ rośnie proporcjonalnie do l a właściwie do $(2l+1) A^{-1/2}$. Próba uzasadnienia tego byłby rachunek wykonany przez G a u s a [12, 14] uwzględniający oddziaływanie wektorowego pola mezonowego z polem nukleonowym. W rachunku tym G a u s ogranicza się do przybliżenia nierelatywistycznego i rozwiązuje odpowiednio równanie Schrödingera w zerowym przybliżeniu Hartree przy najprostszycich założeniach odnośnie składowych pola mezonowego i potencjału $U(r)$. Niestety wadą tego rachunku jest to, że opiera się na założeniu pola wektorowego¹²⁾.

M. G. M a y e r [15] stara się uzasadnić sensowność założeń 4), 5) i 6) wprowadzając do poprzednio opisanego modelu jednocząstkowego potencjał oddziaływania między dwoma nukleonami typu funkcji Diraca. Jest to bardzo daleko posunięte sprymityzowanie opisu posiadające nawet pewne wewnętrzne sprzeczności, tym niemniej zostają tu zachowane niektóre cechy układu rzeczywistego, tak że szkicowy dowód M. G. Mayer ma pewne wartości argumentacyjne. Dla dowodu nie potrzeba precyzować charakteru średniego potencjału centralnego, wystarczy jedynie założyć jego kulistą symetrię. Skupiając uwagę na dwóch nukleonach, możemy wyznaczyć energię wzajemnego ich oddziaływania. W przypadku kilku nukleonów całkowita energia oddziaływania jest sumą energii wyznaczonych dla poszczególnych par nukleonów. Obliczenia wykonane dla szeregu wartości l wskazują, że w przypadku parzystej liczby nukleonów n z tym samym momentem pędu j stan o najniższej energii posiada $J=0$ i wtedy $E_0 = -[n/2] [(2j+1)/2] I$; gdy zaś n jest liczbą nieparzystą, stanowi o najniższej energii odpowiada $J=j$ oraz $E_j = -[(n-1)/2] \cdot [(2j+1)/2] \cdot I$. (I — jest czynnikiem zależnym, praktycznie rzecz biorąc, jedynie od liczby nukleonów). Energia wiązania pary nukleonów w jednej powłoce jest proporcjonalna do $(2j+1)$. Nieparzysty nukleon nie jest wiązany przez inne nukleony tej powłoki.

Najbardziej istotnym wydaje się znalezienie właściwego uzasadnienia teoretycznego dla założenia silnego sprzężenia „spin-orbita”.

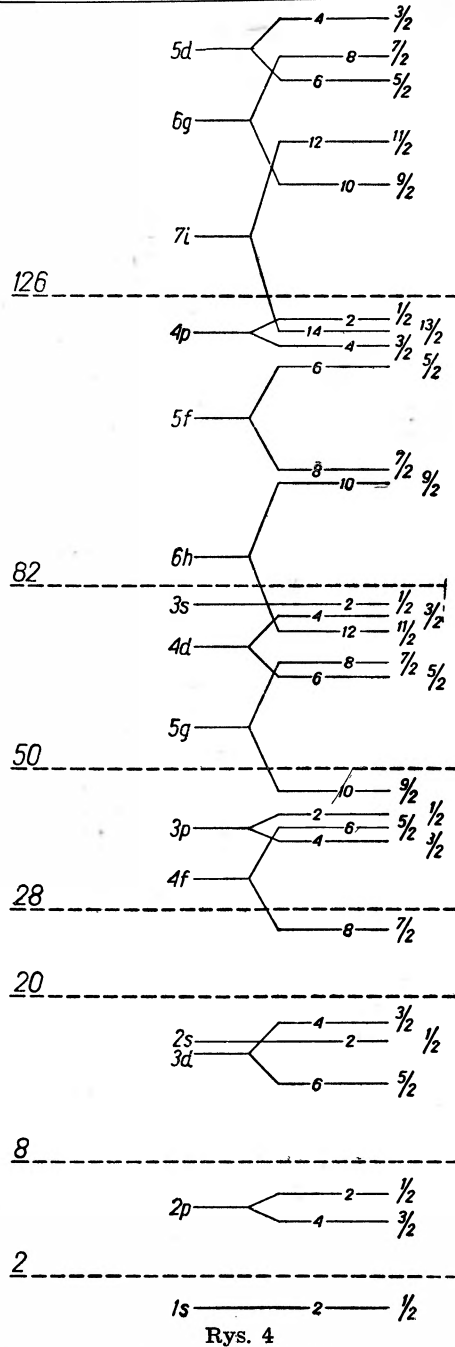
Rys. 4 przedstawia układ poziomów zgodny z podanymi założeniami. Znaczenie poszczególnych symboli i liczb w tym układzie jest oczywiste, zaznaczymy jedynie, że liczba podana obok każdego poziomu przedstawia jego stopień zwyrodnienia. Porządek poziomów w obrębie każdej grupy nie

¹²⁾ Patrz przypisy pod f).

jest bezwzględnie pewny, poza tym może być nieco inny dla różnych jąder, choć wyjątki są rzadkie. Podany układ poziomów odpowiada neutronom. Układ poziomów protonowych jest bardzo podobny, przestawione są w nim jedynie poziomy 5g_{7/2} i 4d_{5/2} w interesującym nas zakresie liczb Z i N. Ta drobna różnica jest wynikiem oddziaływania kulombowskiego, które przyczynia się do przesunięcia ku dołowi wszystkich poziomów odpowiadających klasycznym orbitom kołowym w stosunku do poziomów pozostałych.

Według schematu (rys. 4) jądro ¹²⁶₈₃Bi²⁰⁹ posiadające 7 całkowicie wypełnionych powłok neutronowych i 6 protonowych oraz jeden tylko proton w 7 powłoce powinno mieć spin 9/2 co potwierdza doświadczenie. Jego stan podstawowy h_{9/2}. Podobnie dwa izotopy chloru: ¹⁸₁₇Cl³⁵ i ²⁰₁₇Cl³⁷ oraz potasu: ²⁰₁₉K³⁹ i ²²₁₉K⁴¹ posiadają nieparzyste liczby protonów w trzeciej powłoce. Spiny tych czterech jąder są równe 3/2, a stany podstawowe są stanami d. Można przytoczyć wiele przykładów potwierdzających założenie 6) (np. stan podstawowy ⁴²₃₃As⁷⁵ jest p_{3/2} a nie f_{7/2}). Niektóre zbliżone poziomy dla pewnych jąder są poprzestawiane, choć trudno znaleźć wyraźne powody tej zmiany.

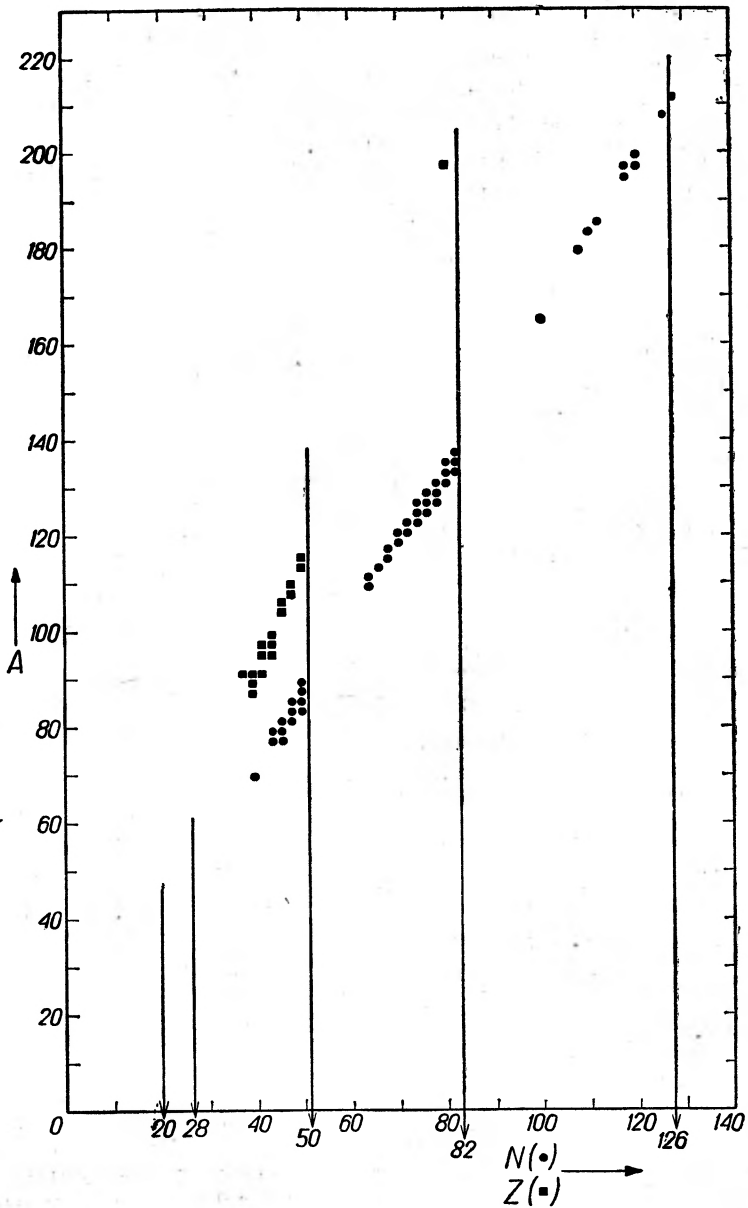
Ze 100 zbadanych przypadków tylko dwa wyłamują się z ogólnej zasady: 5 protonów f_{7/2} jądra ³⁰₂₅Mn⁵⁵ sprzega się tak, że spin wypadkowy jądra jest = 5/2, po-



Rys. 4

Schemat poziomów energetycznych dla neutronów. W schemacie poziomów protonowych poziomy 4f i 5g są nieco przesunięte ku dołowi.

dobnie stan podstawowy ${}_{11}^{23}\text{Na}$ należałoby zapisać w postaci $(d_{5/2})^3_{1/2}$.
Prosty model jednocząstkowy tutaj zawodzi.



Rys. 5

Wyspy izomerii. Schemat obejmuje jądra o nieparzystej liczbie masowej A .

Sprzęganie się różnych nukleonów w jądrach nieparzysto-nieparzystych podlega bardziej skomplikowanym zasadom, np. stan podstawowy deuteronu jest $(s_{1/2}, s_{1/2})_1$, zaś ${}^{105}_{71}\text{Lu}^{176} - (h_{11/2}, i_{13/2})_{10}$. Na ogół analiza przypadków jąder nieparzysto-nieparzystych jest trudniejsza. Dla tych przypadków założenia modelu jednocząstkowego muszą być uzupełniane.

Poziomy tych jąder — a również jąder parzysto-parzystych — klasyfikujemy podając zwykle wielkość spinu i parytet funkcji falowej np.: stan podstawowy ${}_{48}\text{Cd}^{114}$ jest 0^+ , ${}_{49}\text{Sn}^{114} - 1^+$, izomerowi zaś ${}_{35}\text{Br}^{30m}$ odpowiada symbol 5^- ¹³⁾.

Izomeria

Wszystkie znane długożyciowe ($T > 1$ sek.) izomery o nieparzystych liczbach masowych tworzą kilka wysp położonych tuż poniżej liczb „magicznych“ (rys. 5).

W modelu powłokowym położenie tych wysp przypada w obszarach, w których poziomy sąsiadujące ze sobą różnią się znacznie liczbą j . Np. jądro ${}^{87}_{48}\text{Sr}$ w stanie normalnym i jego 2,8-godzinny izomer posiadają następujące ugrupowania neutronów w ostatniej powłoce:

| | $3p_{3/2}$ | $4f_{5/2}$ | $3p_{1/2}$ | $5g_{9/2}$ | stan podstawowy |
|---------------|------------|------------|------------|------------|-----------------|
| Sr^m | 4 | 6 | 1 | 10 | $p_{1/2}$ |
| Sr | 4 | 6 | 2 | 9 | $g_{9/2}$ |

Przejście izomeryczne $p_{1/2} - g_{9/2}$ jest uznane jako 2^4 -połowe magnetyczne, w istocie odpowiada mu zmiana parytetu funkcji falowych $p \rightarrow g$ oraz zmiana całkowitego momentu pędu o 4.

Ze schematu poziomów (rys. 4) można odczytać szereg ogólnych informacji odnośnie izomerów, poziomów wzbudzonych oraz typu przejść.

Rozpad β

Interesująca jest analiza przejść β w oparciu o model powłokowy. Przemiany β rozklasyfikowane są na kilka typów w zależności od wartości wyrażenia ft , gdzie f jest pewną funkcją zależną od liczby Z promienia jądra i energii przemiany E , t — półokresem. Klasyfikację tę ilustruje tablica IV.

¹³⁾ Patrz przypisy pod g).

Tablica IV¹⁴⁾

| typ przemiany | Δj | zmiana parytetu | Δl | log (ft) |
|----------------------|------------|-----------------|------------|-----------|
| ponad dozwolona | 0 | nie ma | 0 | 3.3 — 3.7 |
| dozwolona | 0; 1 | nie ma | 0 | 4.5 — 5.5 |
| I wzbroniona | 0; 1 | jest | 1 | 6 — 7.5 |
| wzbroniona j | 2 | jest | 1 | 8 — 9.5 |
| wzbroniona l | 1 | nie ma | 2 | 5 — 8 |
| wzbroniona j & l | ≥ 2 | nie ma | ≥ 2 | > 12 |

W modelu powłokowym każdy typ podanej przemiany β znajduje odbicie w charakterystycznej przemianie strukturalnej. Przemiany ponad dozwolone odnoszą się do jąder zwierciadlanych, dozwolone odpowiadają przemianie proton-neutron zachodzącej zawsze w obrębie tej samej powłoki. Np. w przemianie ${}_{20}^{25}\text{Ca}^{45} \xrightarrow{\beta^-} {}_{21}^{24}\text{Sc}^{45}$ 25-ty neutron wapnia i powstający z niego 21-szy proton skandu oba należą do czwartej powłoki. Według modelu powłokowego ani j ani l nie ulegają zmianie zgodnie z regułą wyboru Gamowa-Tellera podaną w drugim wierszu tabeli IV. Przemiany wzbronione I-go rzędu odnoszą się do przejścia nieparzystego nukleonu z jednej powłoki do drugiej. Np. ${}_{36}^{51}\text{Kr}^{87} \xrightarrow{\beta^-} {}_{37}^{50}\text{Rb}^{87}$ jest to przejście $d_{3/2} - p_{3/2}$, $\Delta j=1$, $\Delta l=1$, $\log (ft)=7,0$.

Analogiczne przykłady można znaleźć wśród jąder o parzystej liczbie masowej A .

Z innych zastosowań rozpatrywanego modelu warto zwrócić uwagę na daleko posunięte uporządkowanie stanów wzbudzonych jąder atomowych. Poszczególne termy jądrowe są obecnie klasyfikowane na wzór termów optycznych. Np. wzbudzony stan jądra ${}_{19}^{22}\text{K}^{41}$, znajdujący się o 1.3 MeV nad stanem podstawowym $d_{3/2}$, jest stanem $f_{7/2}$. Klasyfikacja ta wynika z jednej strony z układu poziomów (rys. 4), z drugiej z analizy charakteru przemiany ${}_{18}^{23}\text{A}^{41} \xrightarrow{\beta^-} {}_{19}^{22}\text{K}^{41m}$. W tym przypadku 23-ci neutron przechodzi w 19-ty proton, który nie wkracza jednak do powłoki zamykającej się liczbą 20, następuje to dopiero po emisji kwantu γ . Przemiana β obejmuje więc nukleony tej samej powłoki i jest dozwolona.

¹⁴⁾ Dla niektórych jąder wartości $\log (ft)$ wykraczają poza granice podane w rubryce 5.

Momenty magnetyczne

W rozpatrywanym modelu jednocząstkowym całkowity moment pędu jądra zawierającego nieparzystą liczbę nukleonów powstaje ze złożenia momentu orbitalnego i spinu jednego tylko nukleonu. Posługując się elementarnym obrazem wektorowym i, jak zwykle, korygując wyniki według wskazań mechaniki kwantowej możemy powiązać wartość momentu magnetycznego μ z liczbami kwantowymi j , l i s :

$$\mu = \frac{j(j+1) + l(l+1) - s(s+1)}{2(j+1)} g_l + \frac{j(j+1) + s(s+1) - l(l+1)}{2(j+1)} g_s.$$

gdzie g_s i g_l są odpowiednio współczynnikami giromagnetycznymi: spinowym i orbitalnym protonu lub neutronu, przy czym:

$$g_s = \begin{cases} 5.58 & \text{dla protonu} \\ -3.82 & \text{,, neutronu} \end{cases} \quad \text{oraz} \quad g_l = \begin{cases} 1 & \text{dla protonu} \\ 0 & \text{,, neutronu.} \end{cases}$$

Tę samą wartość całkowitego momentu mechanicznego możemy uzyskać w dwojaki sposób: $j=l+1/2$ lub $j=(l+1)-1/2=l'-1/2$,

zatem $\mu_j = l g_l + 1/2 g_s$, jeżeli $l=j-1/2$ lub

$$\mu_j = \left(\frac{j}{j+1}\right) [(l'+1) g_l - 1/2 g_s], \quad \text{gdzy } l'=j+1/2;$$

otrzymujemy więc dwie zależności μ od j , którym odpowiadają dwie tzw. krzywe Schmidta [7]. Punkty reprezentujące wartości momentów magnetycznych powinny grupować się wzdłuż tych krzywych. W rzeczywistości punkty doświadczalne odpowiadające różnym jądrom są rozrzucone raczej nieregularnie między tymi krzywymi. Rys. 6 przedstawia ten rozrzut danych dla jąder z nieparzystą liczbą protonów.

Niewątpliwie te rozbieżności wskazują na braki modelu jednocząstkowego (H ö c k e r [14]). Szczególnie rażący przykład stanowi tu jądro ${}_{83}^{126}\text{Bi}^{209}$, które nie posiada w ogóle neutronów poza zamkniętymi powłokami oraz tylko jeden proton w 7 powłoce. Mimo że jest to przypadek, kiedy model jednocząstkowy powinien znajdować najlepsze zastosowanie, jednak punkt odpowiadający wyznaczonemu doświadczalnie momentowi magnetycznemu leży pośrodku pomiędzy krzywymi Schmidta.

Omawiane odstępstwo jest, jak się wydaje, wynikiem zaniedbania jakiegoś oddziaływania jedynego nukleonu z powłoki 7 z częścią centralną i, być może, jest za to odpowiedzialne pominięte oddziaływanie tensorowe. Choć spін części centralnej równy jest 0, to jednak jest do pomyślenia

powłoce otrzymujemy jądra o momencie kwadrupolowym elektrycznym dodatnim jak dla elipsoidy wydłużonej. Mijając liczbę „magiczną“ winniśmy zatem stwierdzić zmianę znaku m.k.e. z dodatniego na ujemny, co w granicach dokładności danych doświadczalnych istotnie ma miejsce. Uderzające jest jednak to, że podobna regularność występuje również i dla pozbawionych ładunku neutronów. Fakt ten w połączeniu z dużymi wartościami m.k.e. sugeruje istnienie pewnej polaryzacji części centralnej spowodowanej oddziaływaniem z zewnętrznym nukleonem.

Rainwater a następnie P f i r s c h [16] starają się wyznaczyć taką deformację jądra, której odpowiada minimum całkowitej energii. Rainwater zaniebuje jednak oddziaływanie spinowe nukleonów; P f i r s c h, a również Salvetti i Gallone rozwijają dokładniejszą teorię z uwzględnieniem spinów. Zaznacza się wyraźna zbieżność wyników tej teorii z danymi doświadczalnymi.

Reasumując całość dotychczas nagromadzonego materiału wydaje się, że można oczekiwać większej użyteczności modelu powłokowego niż innych poprzednio stosowanych modeli. Byłoby wysoce interesujące znalezienie głębszego uzasadnienia dla założeń tego modelu w teorii mezo-nowej.

Literatura

Omówienia ogólne

1. E. Fermi, Nuclear Physics, Chicago 1949.
2. Я. Френкель, Принципы теории атомных ядер, Изд. А. Н. СССР, Москва (1952).
3. E. Feenberg, Ann. Rev. Nucl. Sc., vol 1, 1952.
4. M. Goldhaber, R. D. Hill, Rev. Mod. Phys., 24, 179 (1952).
5. O. Haxel, J. H. D. Jensen, H. E. Suess, Erg. Ex. Nat., 26, 244 (1952).
6. P. F. A. Klinkenberg, Rev. Mod. Phys., 24, 65 (1952).
7. H. Kopfermann, Kernmomente, Leipzig 1940.
8. Б. А. Кравцов, У. Ф. Н. 47, 341 (1952).
9. J. E. Mack, Rev. Mod. Phys., 22, 64 (1950).
10. M. G. Mayer, S. A. Moszkowski, L. W. Nordheim, Rev. Mod. Phys., 23, 315 (1951).
11. L. W. Nordheim, Rev. Mod. Phys., 23, 322 (1951).

Ważniejsze prace oryginalne

12. H. Gaus, Z. Naturforsch., 4a, 721 (1949).
13. O. Haxel, J. H. D. Jensen, H. E. Suess, Z. Phys., 128, 295 (1950).
14. K. H. Höcker, Z. Phys., 132, 399 (1952).
15. M. G. Mayer, Phys. Rev., 78, 16, 22 (1950).
16. D. P f i r s c h, Z. Phys., 132, 409 (1952).

Przypisy

a) Najprostszy przykład oddziaływań tensorowych stanowi wzajemne oddziaływanie dwóch dipoli magnetycznych.

b) Gaz złożony z cząstek podlegających zasadzie Pauliego znajdując się w najniższym stanie energetycznym (temperatura zera bezwzględnego) lub w pobliżu tego

stanu posiada własności zasadniczo różne od zwykłego gazu i nosi nazwę gazu zwyrodniałego.

c) Poziom jest zwyrodniały w stopniu n , jeżeli tej samej energii charakteryzującej ten poziom odpowiada z punktu widzenia mechaniki kwantowej n stanów opisanych przez n niezależnych funkcji falowych.

d) Występowanie nukleonów w dwóch różnych „stanach naboju”: protonowym i neutronowym sugeruje możliwość wprowadzenia operatorów analogicznych do operatorów spinowych. Operatory izotopowe podobnie do operatorów spinowych mają tylko dwie wartości własne.

e) Pojęcie stanu wirtualnego użyte jest tu w szczególnym znaczeniu. Jest to mianowicie stan jądra, któremu odpowiada duże prawdopodobieństwo emisji ciężkiej cząstki.

f) Nawiązując do wyników badań nad mezonami π wydaje się, że należałoby tu raczej operować polem mezonowym typu pseudoskalarne.

g) Przez parytet stanu kwantowego rozumiemy parzystość bądź nieparzystość funkcji falowych odpowiadających temu stanowi. Funkcja $f(x)$ jest parzysta, jeśli $f(-x)=f(x)$ nieparzysta zaś, jeśli $f(-x)=-f(x)$. Stany kwantowe atomu: s, d, g — są parzyste ($l=0, 2, 4$), natomiast p, f, h — nieparzyste ($l=1, 3, 5$).

Jerzy Massalski

Zakład Fizyki II Akademii Górniczo-Hutniczej

Zagadnienia elektroniki związane z licznikami Geigera-Müllera

§ 1. Liczniki Geigera-Müllera

Liczniki Geigera-Müllera znajdują coraz większe zastosowanie tak w fizyce jądrowej wraz z fizyką promieni kosmicznych, jak też i w dziedzinach pokrewnych, związanych z fizyką jądrową. Są one detektorami promieniotwórczości naturalnej i sztucznej, promieniowania kosmicznego, promieni Röntgena oraz promieniowania ultrafioletowego. Rejestruje się nimi zasadniczo wszystkie rodzaje promieniowania jądrowego, a więc promienie cząstek ciężkich, przede wszystkim zaś promienie β oraz promienie γ , co ma oczywiście duże znaczenie we wszystkich badaniach jądrowych. Liczników GM używa się np. przy oznaczaniu naturalnej promieniotwórczości w badaniach geologicznych i w badaniach z izotopami promieniotwórczymi w zagadnieniach medycyny i biologii. W technice rentgenowskiej są stosowane obecnie liczniki GM jako wskaźniki natężenia do wyznaczania małych doz promieni Röntgena oraz do badań struktury ciał stałych. W spektroskopii ultrafioletowej z powodzeniem zastępuje się klisze fotograficzne licznikami.

W badaniach nad promieniami kosmicznymi stanowią liczniki zasadniczy instrument. W połączeniu z aparaturami elektronicznymi można ich używać w dużej ilości celem wydzielenia pewnego określonego zagadnienia. Współczesne aparaty zawierają nieraz po kilkadziesiąt, a nawet kilkaset liczników.

Z uwagi na tak liczne zastosowania liczników GM, opiszemy w tym artykule najbardziej typowe i najważniejsze metody rejestracji impulsów pochodzących z liczników GM. Samym zagadnieniem funkcjonowania liczników nie będziemy się szerzej zajmowali. Ograniczymy się do podania najbardziej zasadniczych poglądów na pracę licznika, tak by strona praktyczna dotycząca rejestracji mogła być zrozumiała.

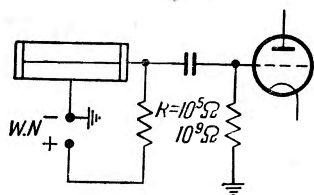
Licznik GM składa się z dwóch elektrod: katody w postaci walca metalowego, najczęściej mosiężnego, miedzianego lub aluminiowego, o śred-

nicy od 0,5 do 6 cm, o długości od 2 do 100 cm, oraz anody — druczika o średnicy około 0,1 mm, napiętego wzdłuż osi walca. Drut jest izolowany od walca. Walec z obu końców jest szczelnie zamknięty i wypełniony gazem pod ciśnieniem kilku cm Hg (licznik nie samogasnący) lub też gazem, najczęściej argonem, z domieszką pary, najczęściej pary alkoholu (licznik samogasnący). Między drutem licznika stanowiącym anodę a walcem — katodą przyłożone jest napięcie rzędu 1000 V. Jeżeli w objętość czynną licznika wpadnie cząstka jonizująca, wówczas powoduje ona jonizację gazu. Przy ciśnieniu zwykle stosowanym w licznikach, cząstki o bardzo dużej energii wytwarzają w gazie licznika kilka par jonów. Elektrony, zdążające do anody, wytwarzają przez wtórną jonizację lawinę jonów, przy czym czynnik wzmocnienia wewnętrznego w liczniku jest rzędu 10^8 . Daje to ładunek rzędu 10^{-11} kulomba, co przy pojemności licznika rzędu 10^{-11} F daje impuls napięciowy rzędu 1 V. Dzięki dużej ruchliwości elektronów cały ten proces trwa krócej niż 1μ sek. Jony dodatnie natomiast zdążają do katody przez czas rzędu 10^{-4} sek i tutaj neutralizują się przez wyciąganie elektronów z katody. Różnica energii jonizacji i pracy wyjścia elektronu daje wypromieniowanie fotonu w ultrafiolecie. Ten z kolei może dać fotoelektron, który staje się źródłem dalszej lawiny. W ten sposób zainicjowany proces trwa dalej i dopiero spadek napięcia, wywołany przez prąd płynący w oporze licznika rzędu $10^9 \Omega$, powoduje przerwanie lawiny. Tak przedstawia się sprawa w liczniku nie samogasnącym. W liczniku samogasnącym, w którym mamy parę o potencjale jonizacji niższym od potencjału jonizacji gazu, zderzenia jonów gazu z neutralnymi atomami pary prowadzą do zmniejszenia się liczby jonów gazu, a do zwiększenia liczby jonów pary. Liczba jonów pary w chmurze jonów zdążających do katody relatywnie wzrasta. Jony alkoholu nie wytwarzają z dużym prawdopodobieństwem fotoelektronów, ponieważ neutralizując się ulegają dysocjacji przed emisją fotonów. Poza tym fotony ulegają w parze silnej absorpcji, co też przeszkadza w wytwarzaniu fotoelektronów ze ścian licznika. Zjawiska te prowadzą do urwania się impulsów bez udziału czynnika zewnętrznego, tj. oporu lub elektronicznego układu gaszącego.

Warunkiem koniecznym powstania w liczniku impulsu jest zatem wytworzenie w nim co najmniej jednej pary jonów. Cząstki naładowane, jak cząstki β czy cząstki promieniowania kosmicznego, które weszły do licznika, jonizują gaz licznika bezpośrednio. Fotony γ rejestrowane są za pośrednictwem elektronów wyzwolanych w ścianach licznika przez efekt fotoelektryczny, efekt Comptona lub efekt tworzenia par, a prawdopodobieństwo tego czy innego zjawiska zależne jest od energii fotonu. Wreszcie promienie Röntgena i ultrafioletowe uruchamiają licznik przez efekt fotoelektryczny w ścianach licznika, z wyjątkiem miękkiego promieniowania Röntgena, którego długość fali leży w pasmie absorpcji da-

nego gazu. W tym ostatnim przypadku zachodzi fotoefekt w samym gazie licznika.

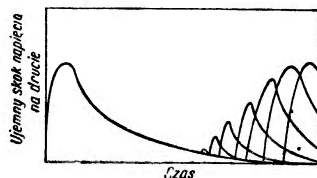
W technice laboratoryjnej częściej są stosowane liczniki samogasnące. Dalsze rozważania będą dotyczyły przede wszystkim tych liczników.



Rys. 1
Schemat podłączenia
licznika GM.

Rysunek 1 przedstawia schemat połączenia licznika GM z pierwszym stopniem wzmacniacza. Katoda licznika jest połączona z ujemnym biegunem źródła wysokiego napięcia, anoda licznika poprzez opór 10^5 — $10^8 \Omega$ z dodatnim biegunem źródła. Przy przejściu przez licznik cząstek jonizujących zachodzące w liczniku wyładowanie powoduje spadek napięcia na oporze R (rys. 1). Impulsy napięcia, powstałe w ten sposób, można zaobserwować np. na oscylografie.

Kształt impulsu z licznika GM przedstawia rysunek 2. Widać ostro opadającą część krzywej o czasie trwania ok. 10^{-6} sek, po której następuje powolny powrót do pierwotnego potencjału anody. Czas powrotu jest rzędu 10^{-4} sek. Te czasy są odzwierciedleniem ruchu elektronów i jonów dodatnich w liczniku. W niniejszym artykule omówione zostaną sposoby liczenia impulsów rzadkich prostym układem liczącym oraz liczenie impulsów bardzo częstych metodą reduktora (skalera) i integratora. Impulsy w obu przypadkach będą przychodzić z pojedynczego licznika albo z grupy liczników połączonych równolegle. W dalszej części artykułu zajmiemy się rejestracją impulsów koincydencyjnych czyli wzmacniaczami koincydencyjnymi.



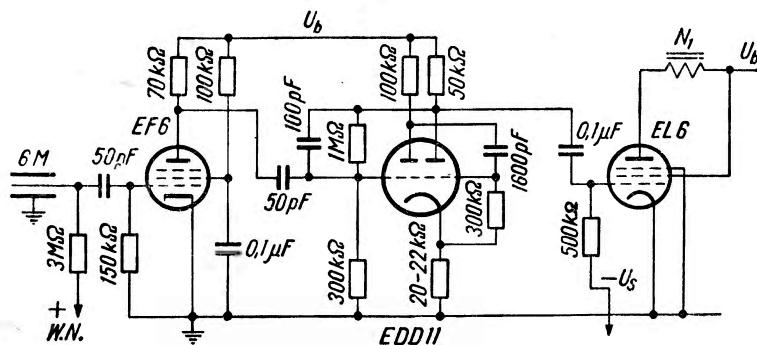
Rys. 2
Obraz na ekranie z pomiarów czasu martwego wg Stewera. Pierwsza krzywa podaje właściwy kształt impulsu z licznika GM

§ 2. Prosty układ liczący

a) Zagadnienie elektroniczne

Do bezpośredniego liczenia impulsów z licznika GM (jeżeli ich liczba nie przekracza ok. 10/sek) można posłużyć się prostym układem liczącym. Układ taki składa się ze wzmacniacza i części rejestrującej: multiwibratora wydłużającego impulsy i lampy głośnikowej, w której obwodzie anodowym włączona jest cewka numeratora telefonicznego albo innego rejestratora mechanicznego. Rysunek 3 przedstawia schemat układu liczącego z jednostopniowym wzmacniaczem. Dodatni impuls z anody lampy wzmacniającej idzie na multiwibrator wydłużający. Dodatni impuls z multi-

wibratora o czasie trwania około 0,02 sek zostaje przekazany dużą pojemnością (dla zachowania kształtu impulsu) na siatkę lampy głośnikowej. Lampa głośnikowa jest zablokowana stałym ujemnym napięciem (z zasilacza albo automatycznie z oporu katodowego). W czasie trwania impulsu na siatce lampy głośnikowej przez cewkę numeratora płynie duży prąd, wytwarzający silne pole magnetyczne w rdzeniu cewki numeratora, tak



Rys. 3

Prosty układ liczący ze wzmacniaczem wstępnym

że kotwica numeratora zostaje przyciągnięta. Lampa głośnikowa powinna więc być dużej mocy jak np. lampy AL5, EL6, 6L6, 6Π3. Do rejestracji mechanicznej używa się często numeratorów telefonicznych. Cewka takiego numeratora ma zwykle opór rzędu 100Ω do 400Ω. Taki opór jest za mały. Dobrą cewkę numeratora można uzyskać, nawijając do pełna szpulę numeratora drutem 0,05 do 0,1 mm \varnothing . Opór tak przewiniętej cewki będzie wyniósł około 1kΩ do 2,5kΩ.

Wróćmy jeszcze do rysunku 3. Ujemny impuls z licznika jest różniczkowany na siatce wzmacniacza. Jednostopniowy wzmacniacz odwraca znak impulsu, tak że na anodzie lampy uzyskuje się wysoki napięciowo impuls dodatni, krótki czasowo. W technice licznikowej stosujemy wzmacniacze o dobrym wzmocnieniu, do wysterowania których wystarczy impuls rzędu 1 V albo rzędu dziesiątych wolta. Wielkość impulsu z licznika jest proporcjonalna do napięcia nad tzw. progiem geigerowskim i wynosi kilka albo kilkadziesiąt woltów. Z tych powodów wzmacniacz jest zwykle przesterowany, tak że wielkość impulsu na anodzie wzmacniacza nie zależy od wielkości impulsu przychodzącego na siatkę. Impulsy ze wzmacniacza są wyrównane już przy napięciu kilku woltów nad progiem geigerowskim.

Rozróżniamy trzy typy multiwibratorów: bistatyczne o 2 stanach równowagi (stosowane w reduktorach), monostatyczne o jednym stanie równowagi i astatyczne nie posiadające stanu równowagi. Multiwibrator z rysunku 3 jest monostatyczny o jednym stanie stałym: prawa lampa otwarta

(siatka na potencjale katody). Siatka lewej lampy jest połączona oporowo z anodą prawej lampy ($1\text{ M}\Omega$, $300\text{ k}\Omega$), tak że prawa lampa decyduje o warunkach pracy lampy lewej. Gdy prawa lampa przewodzi prąd, lewa jest zablokowana i na odwrót. Dodatni impuls, przychodzący na siatkę lewej lampy, otwiera tę lampę, a ujemny impuls z anody tej lampy blokuje prawą (poprzez kondensator 1500 pF). Dodatni impuls z anody prawej lampy przedostaje się na siatkę lampy lewej i wzmacnia działanie impulsu ze wzmacniacza. W ten sposób w czasie 10^{-6} sek, albo i krótszym, multiwibrator zostaje przerzucony ze stanu trwałego w stan metatrwały: prawa lampa jest blokowana ujemnym napięciem na siatce, a tym samym jest otwarta lampa lewa. Ładunek ujemny z siatki lampy prawej odpływa oporem siatkowym, tak że napięcie siatki zmienia się wg prawa wykładniczego ze stałą czasową RC , gdzie R jest oporem siatkowym, a C — pojemnością kondensatora sprzęgającego. Po upływie ładunków ujemnych z siatki lampa prawa staje się przewodząca i automatycznie lewa zablokowana: zachodzi nagły powrót do stanu równowagi stałej. — Na anodzie lampy prawej powstał w ten sposób dodatni prostokątny impuls o czasie trwania rzędu RC .

b) *Poprawki przy pomiarach z układem liczącym.*

Przy rejestracji statystycznie rozrzuconych impulsów istnieje pewne prawdopodobieństwo przyjścia następnego impulsu w czasie krótszym, niż tzw. czas rozdzielczy aparatury. Wobec tego pewne impulsy zostają opuszczone. W celu uzyskania rzeczywistej liczby impulsów należy uwzględnić pewną poprawkę i dodać ją do wartości otrzymanej z pomiarów. Czasem rozdzielczym τ układu liczącego nazywamy najkrótszy odstęp czasu, w którym dwa impulsy idące po sobie zostają zarejestrowane jako dwa. Czas ten jest na ogół podyktowany przez urządzenie mechaniczne aparatury. Oznaczając przez N_0 średnią liczbę impulsów przychodzących w jednostce czasu, mamy N_0 odstępów czasowych, a z tych $N_0 e^{-N_0 \tau}$ odstępów większych od τ . Będzie to zarazem liczba impulsów zarejestrowanych przez aparaturę

$$N = N_0 e^{-N_0 \tau}. \quad (1)$$

Ze wzrostem rzeczywistej liczby impulsów N_0 rośnie N , osiąga maksimum i maleje przy dalszym wzroście N_0 .

Podamy dwie metody wyznaczania czasu rozdzielczego τ aparatury.

1) Pierwsza metoda polega na porównaniu dwu źródeł promieniotwórczości (preparatów radioaktywnych o znanym stosunku natężeń $1 : a$). Liczby impulsów zarejestrowanych w jednostce czasu niech wynoszą odpowiednio N_1 i N_2 . N_1 dobieramy tak małe, by je można uważać za rzeczywistą liczbę impulsów. Wtenczas

$$N_2 = a N_1 e^{-a N_1 \tau}$$

i stąd

$$\tau = \frac{1}{\alpha N_1} \cdot \ln \frac{\alpha N_1}{N_2} \quad (2)$$

Dla tej wartości τ odczytujemy poprawkę dla N_0 z poniżej załączonej tabelki i z tak poprawioną wartością na N_0 obliczamy na nowo czas rozdzielczy.

2) Drugą metodą można wyznaczyć czas rozdzielczy aparatury z maksymalnej liczby impulsów zarejestrowanych przez urządzenia rejestrujące w jednostce czasu. Dla N maksimum $dN/dN_0 = 0$ stąd $N_0 = 1/\tau$. Dla takiej wartości N_0 wynika ze wzoru $N_{max} = 1/\epsilon\tau$ a tym samym

$$\tau = \frac{1}{\epsilon N_{max}} \quad (3)$$

Przy wyznaczaniu τ zbliżamy preparat do licznika i zatrzymujemy go w miejscu, gdzie N osiąga maksimum.

Poniżej zamieszczona tabelka podaje poprawki ΔN dla różnych czasów rozdzielczych aparatury; $N_0 = N + \Delta N$.

Tabelka poprawek

| N/min | $\Delta N/\text{min}$ dla czasów rozdzielczych w sek. | | | | | | | |
|-------|--|-------|------|-------|------|------|------|------|
| | 0,001 | 0,002 | 0,01 | 0,015 | 0,02 | 0,03 | 0,04 | 0,05 |
| 50 | 0,04 | 0,08 | 0,4 | 0,7 | 0,9 | 1,3 | 1,7 | 2,2 |
| 100 | 0,17 | 0,34 | 1,7 | 2,6 | 3,5 | 5,4 | 7,4 | 9,6 |
| 150 | 0,37 | 0,74 | 3,9 | 6,0 | 8,2 | 13,0 | 18,0 | 23,0 |
| 200 | 0,67 | 1,35 | 7,1 | 11 | 15 | 24 | 34 | 45 |
| 250 | 1,04 | 2,1 | 11,1 | 17 | 24 | 39 | 57 | 79 |
| 300 | 1,50 | 3,0 | 16 | 25 | 36 | 59 | 89 | 129 |
| 350 | 2,04 | 4,1 | 22 | 35 | 50 | 85 | 135 | 208 |
| 400 | 2,7 | 5,4 | 30 | 48 | 67 | 119 | 195 | — |
| 450 | 3,4 | 6,8 | 38 | 62 | 88 | 161 | 285 | — |
| 500 | 4,2 | 8,4 | 48 | 78 | 114 | 215 | 430 | — |
| 550 | 5,0 | 10,1 | 59 | 96 | 143 | 284 | — | — |
| 600 | 6,0 | 12,0 | 71 | 118 | 178 | 380 | — | — |
| 650 | 7,1 | 14,1 | 85 | 143 | 218 | 516 | — | — |
| 700 | 8,2 | 16,4 | 100 | 170 | 266 | — | — | — |
| 750 | 9,4 | 18,8 | 117 | 202 | 322 | — | — | — |
| 800 | 10,7 | 21,4 | 136 | 238 | 389 | — | — | — |

§ 3. Reduktor impulsów (skalier)

a) zagadnienie elektroniczne

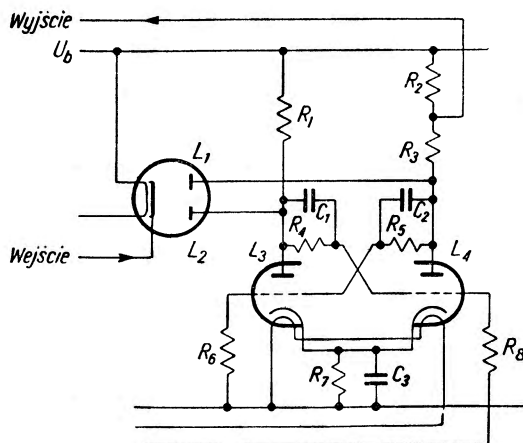
Przy wielkiej liczbie impulsów przychodzących z liczników numerator mechaniczny nie nadąży ich policzyć na skutek mechanicznej bezwład-

ności. Stosuje się w tym przypadku reduktor impulsów, którego zadaniem jest zmniejszyć liczbę impulsów przychodzących z licznika w pewnym określonym stosunku, tak aby w ten sposób numerator mechaniczny zdołał policzyć zmniejszoną ich liczbę. Stopień redukcji przyrządu może być zmieniany, tak że możemy dostosować się do liczby impulsów przychodzących. Mnożąc odczyt na numeratorze mechanicznym przez stopień redukcji uzyskujemy liczbę impulsów policzonych przez reduktor. Rozpowszechnione są dwie skale reduktorów — dwójkowa i dziesiętna z odpowiednimi redukcjami: $n=2^m$, albo $n=10^m$. Reduktor składa się z poszczególnych jednakowych komórek. Stopień redukcji komórki dla systemu dwójkowego jest 2, dla systemu dziesiętnego — 10; m oznacza liczbę komórek, n stopień redukcji, który zmieniamy przez zmianę liczby komórek m . Skala dwójkowa jest prostsza w realizacji, skala dziesiętna jest wygodniejsza w użyciu, ponieważ pokrywa się z ogólnie przyjętym systemem liczenia. Na numeratorze odczytujemy w tym przypadku bezpośrednio cyfry oznaczające nam dziesiątki, setki albo tysiące impulsów policzonych. Odczyt systemu dwójkowego wymaga dodatkowych przeliczeń.

Reduktor skali dwójkowej składa się z multiwibratorów bistatycznych. Rysunek 4 przedstawia zasadniczy schemat komórki reduktora systemu dwójkowego przy użyciu podwójnych triod 6SN7 albo 6SL7 (W. A. Higgins i współpr. [7]). Multiwibrator bistatyczny ma dwa stany równowagi, w których na przemian jedna lampa jest zablokowana, a przez drugą płynie prąd; jedna ma wysokie napięcie anodowe, druga — niskie. Za każdym przychodzącym impulsem ujemnym, wyzwalającym multiwibrator, przechodzi ten ostatni z jednego stanu statycznego do drugiego. Za każdym impulsem przychodzącym powstaje na anodzie raz dodatni raz ujemny skok napięcia.

Przypuśćmy, że rysunek 4 przedstawia dowolną komórkę reduktora. Na katody lamp L_1 i L_2 przychodzą na przemian impulsy dodatnie i ujemne z poprzedniej komórki. Prześledźmy cykl przemian, jakie zachodzą w komórce przy przychodzących kolejno 4 impulsach: 1-szym ujemnym, 2-gim dodatnim, 3-cim ujemnym, 4-tym dodatnim. Przypuśćmy, że stan początkowy komórki jest taki, że przez lampę L_3 płynie prąd, lampa L_4 jest zablokowana. 1) Impuls ujemny (pierwszy), przychodzący na katodę lamp L_1 i L_2 zostaje przekazany na anody lamp L_3 i L_4 . Na anodzie lampy L_3 napięcie jest niższe, niż na anodzie lampy L_4 i z tego powodu na anodę lampy L_4 będzie przekazany większy impuls niż na anodę lampy L_3 . Impulsy z anod lamp L_3 i L_4 zostaną przekazane przez pojemności na siatki lamp L_4 i L_3 . Siatka lampy L_3 otrzyma impuls z anody lampy L_4 , więc większy napięciowo niż siatka lampy L_4 (z anody lampy L_3). Lampa L_3

zostaje w ten sposób częściowo zablokowana, dodatni skok napięcia z anody tej lampy przedostaje się na siatkę lampy L_4 i otwiera tę lampę. Powstały na anodzie lampy L_4 impuls ujemny przedostaje się na siatkę lampy L_3 i blokuje tę lampę. Widzimy, że ujemny impuls, przychodzący na katodę lamp L_1 i L_2 , zapoczątkował proces, w którym w bardzo krótkim czasie rzędu 10^{-5} sek lampy L_3 i L_4 zmieniły swój stan na przeciwny: lampa L_3 — zablokowana, lampa L_4 — przewodząca. 2) Następny impuls dodatni z katody lamp L_1 i L_2 nie przedostanie się na anody lamp L_3 i L_4 — dodatni impuls jest zatrzymywany przez duodiode, nie powodując zmian w naszej komórce. 3) Przy impulsie ujemnym (trzecim z kolei) opis zmian zachodzących w komórce będzie analogiczny do opisu w punkcie 1) z tym, że zostaną zamienione miejsca wskaźników 3 i 4. Po przyjściu impulsu trzeciego lampa L_3 zostanie otwarta, lampa L_4 zablokowana. 4) Impuls dodatni (czwarty) nie przedostanie się przez duodiode. Następne impulsy przychodzące od 5-go do 8-go powtórzą cykl zmian opisany w punktach 1) do 4).



Rys. 4

Jedna komórka reduktora systemu dwójkowego na triodach wg Higinbothama i współprac.

L_1 i L_2 — 6H6, L_3 i L_4 — 6SN7, R_1 — 20 k Ω , R_2 — 5 k Ω , R_3 — 15 k Ω , R_4 i R_5 — 200 k Ω , R_6 i R_8 — 100 k Ω , R_7 — k Ω , C_1 i C_2 — 50 pF, C_3 — 0,01 μ F. Dla lamp 6SL7 L_1 i L_2 — 6H6, L_3 i L_4 — 6SL7, R_1 — 100 k Ω , R_2 — 25 k Ω , R_3 — 75 k Ω , R_4 i R_5 — 200 k Ω , R_6 i R_8 — 500 k Ω , R_7 — 40 k Ω , C_1 i C_2 — 40 pF, C_3 — 0,01 μ F

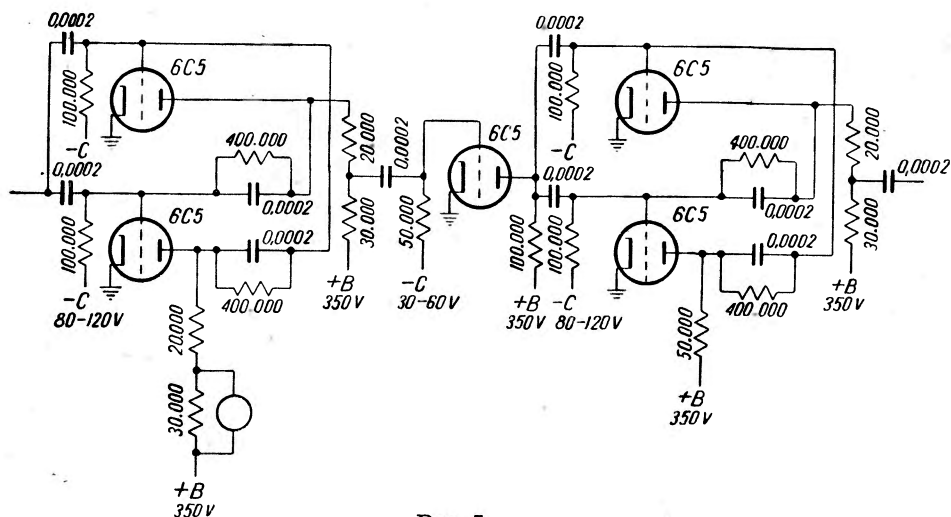
Każda komórka reduktora ma spełniać dwie czynności:

- wybierać z lawiny impulsów w przemian dodatnich i ujemnych tylko impulsy ujemne,
- zamieniać impulsy ujemne na dodatnie i ujemne.

W układzie powyższym pierwszą czynność spełniają duodiody. Drugą czynność spełniają multiwibratory bistatyczne zbudowane na podwójnych triodach. Duodiody oddzielają każdy stopień reduktora od poprzedniej części układu, usuwając możliwość powstawania niepożądanych sprzężeń między sąsiednimi komórkami. Przede wszystkim zaś duodiody wybierają z impulsów dodatnich i ujemnych poprzedniego stopnia impulsy ujemne, przekazując je na siatkę lamp multiwibratora.

Należy podkreślić, że na siatkę lampy otwartej zostaje przekazany duży, na siatkę lampy zablokowanej — mały impuls ujemny; duodiada skierowuje ujemny impuls na tę siatkę, na której ma on wywołać efekt.

Teraz możemy zastanowić się nad działaniem reduktora w całości. Na pierwszą komórkę (stopień) reduktora przychodzą ujemne impulsy ze wzmacniacza wstępnego. Pierwsza komórka zamienia te ujemne impulsy na przemian na dodatnie i ujemne. Następna komórka reaguje tylko na impulsy ujemne, zamieniając je z kolei na dodatnie i ujemne. Jeżeli więc na każdym stopniu rejestrować będziemy impulsy tylko jednego znaku



Rys. 5

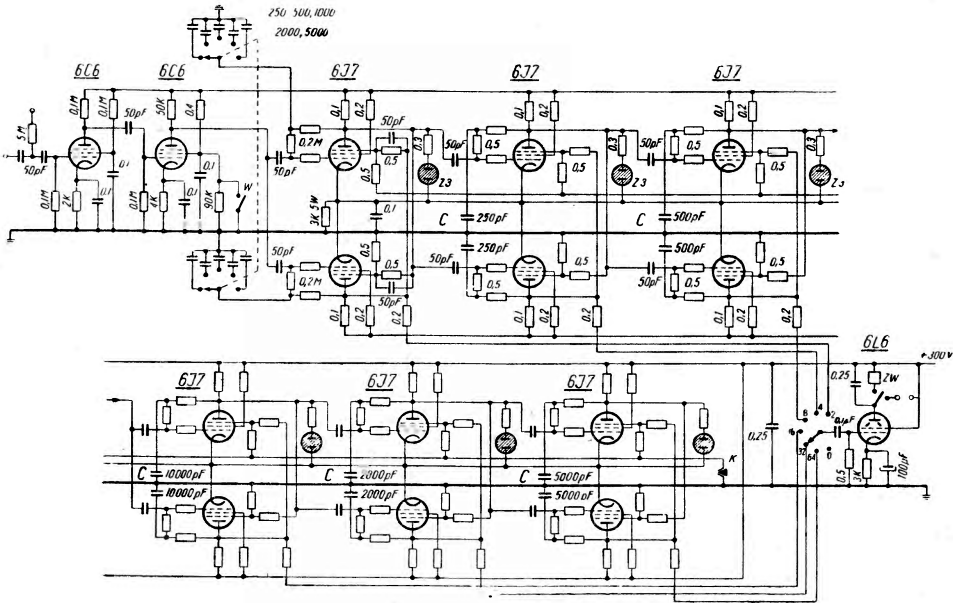
Dwie komórki reduktora systemu dwójkowego na triodach wg Lifschutza i współprac.

(np. dodatnie, jak to czyni lampa głośnikowa), to przekonamy się, że każdy stopień reduktora zmniejsza liczbę impulsów dwukrotnie.

Elektrody diod są na stosunkowo wysokim napięciu, dlatego te lampy elektronowe muszą mieć swoje osobne uzwojenie żarzeniowe. Zamiast diod elektronowych można stosować diody krystaliczne, co znacznie zmniejsza wymiary geometryczne aparatury. W miejsce duodiody można wstawić jedną triodę (H. Lifschutz, J. L. Lawson [10]). Rysunek 5 przedstawia tak przerobiony układ reduktora dwustopniowego.

E. Baldinger [2, 3, 4] zamienił układ z duodiody i 2 triod na układ z 2 pentod. Rysunek 6 przedstawia reduktor 64-krotny, wypracowany w jego pracowni. Pierwsze siatki obu pentod są połączone ze swoimi anodami i zawsze mają małe dodatnie napięcie względem katod. Do układu multiwibratorowego wykorzystane są natomiast trzecie siatki. One decydują o tym, czy w danej lampie płynie prąd anodowy, czy też nie. Na pierwsze

siatki przychodzą impulsy na przemian dodatnie i ujemne z poprzedniego stopnia. Na dodatnie impulsy te siatki nie reagują, ponieważ one i tak mają małe dodatnie napięcie, a przychodzące ładunki dodatnie odpływają wewnątrz lamp jako prądy siatkowe. Ujemne impulsy blokują obie lampy.



Rys. 6

Kompletny schemat reduktora systemu dwójkowego wg Baldingera
Stopień redukcji 64

W lampie, która była równocześnie blokowana napięciem trzeciej siatki, nie zmieni się wartość prądu anodowego. Zmieni się natomiast wartość prądu anodowego w lampie, która była otwarta przez napięcie trzeciej siatki. Powstanie dodatni skok napięcia na anodzie tej lampy i ten dodatni skok przedostanie się na trzecią siatkę drugiej lampy i otworzy ją. W ten sposób przechodzi multiwibrator z jednego stanu statycznego do drugiego.

Kondensatory C podtrzymują stałe napięcie na pierwszych siatkach lamp, nie przepuszczając skoków napięć z anod odpowiednich lamp. Pierwsze dwie lampy schematu stanowią dwustopniowy wzmacniacz impulsów. Ujemne napięcia pierwszych siatek są uzyskane automatycznie oporami katodowymi. Wzmacniacz dostarcza ujemnych wyrównanych impulsów z licznika Geigera-Müllera. Wyłącznik W przerywa doprowadzenie ujemnych impulsów z licznika, wyłączając drugi stopień wzmacniacza. — Impulsy z każdego stopnia reduktora mogą być doprowadzone na siatkę lampy głośnikowej poprzez opór $200\text{ k}\Omega$ i pojemność $0,1\text{ }\mu\text{F}$. Przełącznik P pozwala

przełączyć się z jednego stopnia na inny. Opór $200\text{ k}\Omega$ jest wstawiony w tym celu, aby podłączenie lampy głośnikowej nie zakłócało działania odpowiedniego stopnia reduktora.

Na urządzeniu mechanicznym można odczytywać liczbę impulsów zarejestrowanych przez reduktor z dokładnością do współczynnika krotności n reduktora. W celu uzyskania dokładnej liczby impulsów policzonych przez reduktor, każdy układ jest zaopatrzony w dodatkowe dwa urządzenia. Pierwsze z nich (przełącznik K) sprowadza wszystkie stopnie reduktora do tego samego stanu wyjściowego. Nazwijmy stan multiwibratora bistatycznego, kiedy dolna lampa jest zablokowana, a górna otwarta, stanem I, stan w którym dolna lampa jest otwarta, a górna blokowana — stanem II. Przełącznik K łączy z ziemią opory wpływowe trzecich siatek lamp górnych wszystkich stopni. Przerwa w przełączniku K stwarza taką asymetrię w układzie multiwibratora, że trzecie siatki lamp górnych są na dodatnim napięciu i lampy te przewodzą, a lampy dolne są zablokowane. Załączenie przełącznika K nie zmienia tego stanu. Tak więc wyłączenie przełącznika K i załączenie go na nowo sprowadza wszystkie stopnie reduktora do stanu I. Drugie urządzenie wskazuje, w którym z dwu możliwych stanów znajduje się każdy stopień reduktora. Są różne metody realizacji tego żądania. Najprostszym i najczęściej używanym jest stosowanie jednej neonówki na każdym stopniu. Neonówka jest ciemna, jeżeli stopień reduktora znajduje się w stanie I, świeci, jeżeli stopień jest w stanie II. Neonówkę można podłączyć równolegle do oporu anodowego dolnej lampy albo między ziemią a anodą lampy górnej (równolegle do lampy, tak jak na schemacie 6). W szereg z neonówką jest załączony opór rzędu $0,5\text{--}1\text{ M}\Omega$, tak że załączenie neonówki nie wpływa na działanie multiwibratora. Używa się zwykle neonówek o niskim napięciu zapłonu. Po dłuższej pracy neonówki w układzie podnosi się napięcie zapłonu tejsze, tak że zachodzi czasem potrzeba ponownego sprawdzenia stosunków napięciowych powodujących zapłon i gaśnięcie neonówki.

Lampa głośnikowa rejestruje w zasadzie impulsy dodatnie, momenty przejścia multiwibratora ze stanu II do stanu I. Wobec tego siatka tej lampy otrzymuje impulsy z anody dolnej lampy dowolnego multiwibratora (rys. 6).

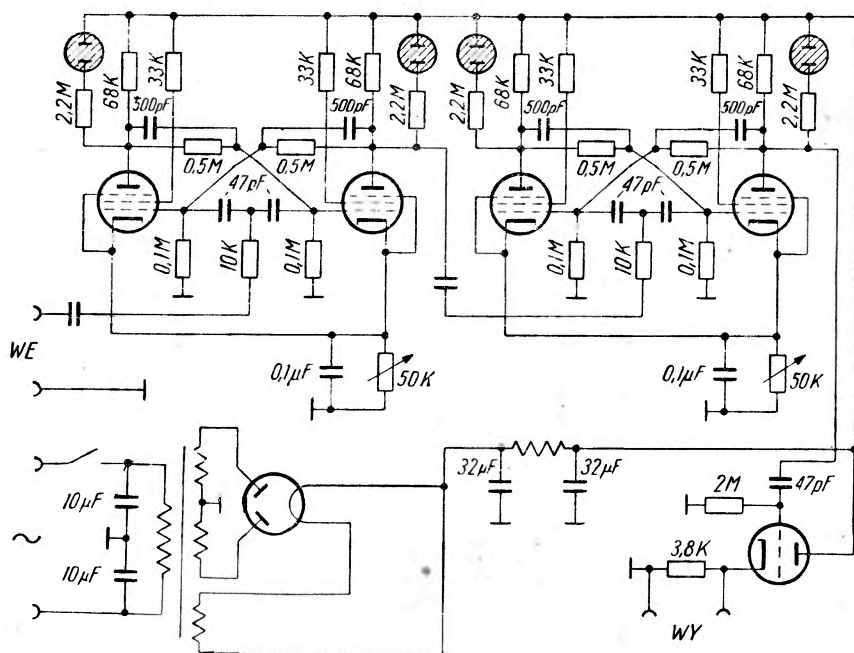
Liczba impulsów N policzona na reduktorze $n=2^m$ krotnym wyraża się wzorem

$$N = x 2^m + k_1 + 2 k_2 + 4 k_3 + \dots + 2^{m-1} k_m, \quad (4)$$

gdzie x jest liczbą odczytaną na numeratorze, $k_i=0$, gdy neonówka stopnia „ i ” nie świeci; $k_i=1$, gdy ta neonówka świeci. Widzimy, że przy dokładnym odczytywaniu liczby impulsów policzonych przez reduktor, neonówkom przypisuje się odpowiednio liczby 1, 2, 4, 8, 16, 32, jeżeli wszyst-

kie świecą, zastępując te liczby przez 0 dla odpowiednich neonówek, które nie świecą. Suma tych liczb wraz z odczytem na numeratorze, pomnożonym przez stopień redukcji, daje nam dokładną liczbę impulsów policzonych. Zwykle zadowalamy się odczytem na numeratorze (z powodu błędów statystycznych przekraczających dokładność odczytu na neonówkach), a neonówki sygnalizują nam poprawne działanie reduktora.

E. B a l d i n g e r podał też schemat reduktora dwójkowego przy użyciu 2 triod albo 2 pentod na stopień (diody zostały usunięte). Do otrzymania

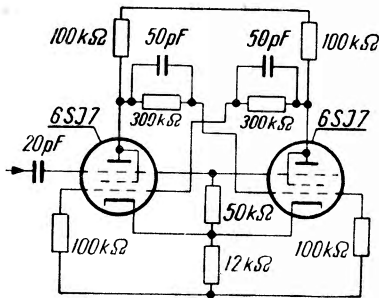


Rys. 7

Dwie komórki reduktora systemu dwójkowego na pentodach wraz z wtórnikiem katodowym i zasilaniem wg Zawadzkiego

multiwibratora bistatycznego wykorzystane są w tym schemacie pierwsze siatki. Impulsy z poprzedniego stopnia reduktora przychodzą także na pierwsze siatki. Schemat układu przypomina schemat z rysunku 4 z opuszczeniem diod. Wykorzystano tu tę własność lamp, że dodatnie impulsy przychodzące na siatki lamp wywołują mniejszy efekt niż ujemne, ponieważ ładunki dodatnie odpływają z siatek nie tylko oporami siatkowymi, lecz także jako prądy siatkowe wewnątrz lamp. Można więc tak dobrać warunki pracy danego stopnia reduktora, żeby z lawiny impulsów na przemian dodatnich i ujemnych reagował on wyłącznie na ujemne. W tym celu pojemności sprzęgające muszą być małe (25 pF), aby również im-

pulsy przekazywane były małe. Poza tym opór katodowy, który decyduje o poprawnym działaniu multiwibratora bistatycznego, musi być dokładnie dobrany. Rysunek 7 przedstawia układ tego typu przy użyciu lamp RV 12 P 2000. Wartości są dobrane przez A. Zawadzkiego [17]. Według schematu E. Baldingera z rysunku 6, w obwodzie multiwibratora pracują III siatki, a impulsy z poprzedniego stopnia reduktora przychodzą na I siatki



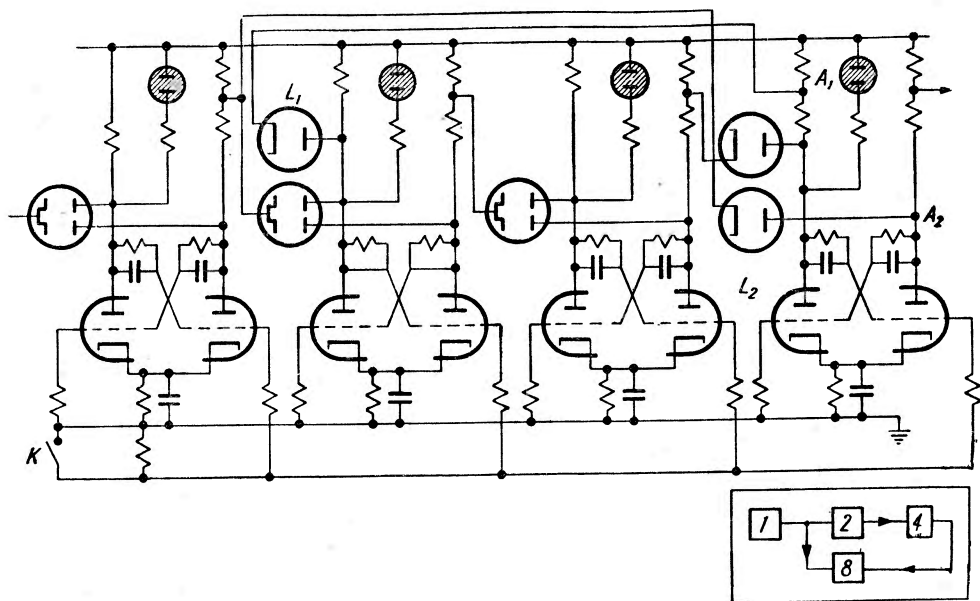
Rys. 7a
Komórka reduktora wg Turka

pentod. L. Turka opracował schemat, w którym zamienione są role I i III siatek w pentodach w stosunku do schematu E. Baldingera. Według schematu L. Turka (rys. 7a) w obwodzie multiwibratora bistatycznego pracują I siatki pentod, a impulsy z poprzedniego stopnia reduktora przychodzą na III siatki. III siatki pentod pracują jako diody: dodatnie impulsy przychodzące z poprzedniego stopnia odpływają z siatek jako prądy siatkowe wewnątrz lamp; impulsy ujemne nie są przepuszczane wewnątrz lamp i mogą odpływać jedynie oporem siatkowym.

W rezultacie III siatki pentod otrzymują z poprzedniego stopnia stosunkowo duże impulsy ujemne a małe impulsy dodatnie. Dodatnie napięcie III siatek ma mały wpływ na wartość prądu anodowego pentod, ujemne — duży. Z lawiny impulsów na przemian dodatnich i ujemnych, przychodzących z poprzedniego stopnia reduktora, komórka reduktora przedstawiona na rysunku 7a reaguje na impulsy ujemne. Impulsy ujemne blokują prąd anodowy lampy przewodzącej i zapoczątkowują przerzucenie multiwibratora bistatycznego z jednego stanu równowagi w drugi. O ile wykorzystanie III siatek pentod do pracy w obwodzie multiwibratora w schemacie E. Baldingera wydaje się nieco sztuczne, chociaż bardzo pomysłowe, to rola, jaką spełniają I i III siatki pentod w schemacie L. Turka wydaje się naturalna. Schemat L. Turka jest korzystniejszy ze względu na małą ilość elementów (11) w porównaniu ze schematem E. Baldingera (19).

Powyżej omawiane układy zestrajamy przez dobór oporu katodowego na każdym stopniu reduktora. Wartość tego oporu zależy od wartości oporów użytych w obwodzie oraz od rodzaju lamp. Ponieważ łączenia odnośnie obu lamp jednego stopnia reduktora są symetryczne, więc należy dobrać dokładnie te same wartości symetrycznych oporów i pojemności oraz lampy o tej samej emisji. Dobranie odpowiednich wartości jednokowych w całym układzie jest rzeczą trudną, dlatego łatwiej jest uruchomić reduktor dając osobny opór katodowy dla każdego multiwibratora niż dobierać ten opór wspólny dla całego układu.

Z dużej liczby opublikowanych schematów systemu dziesiętnego przytoczymy jeden zbudowany na multiwibratorach bistatycznych o sprzężeniu zwrotnym. Rysunek 8 przedstawia schemat takiego układu. Diody L_1 i L_2 stanowią sprzężenie zwrotne. Bez tych lamp schemat przedstawiałby reduktor 16-krotny zbudowany na duodiodach i duotriadach — układ analogiczny do przedstawionego na rysunku 4. Przełącznik K spro-



Rys. 8

Jeden człon reduktora systemu dziesiętnego ze sprzężeniem zwrotnym na triadach i diodach

wadza układ do stanu pierwotnego (I), tak że wszystkie lewe lampy multiwibratorów są zablokowane, prawe — otwarte. Pierwszych 7 impulsów rejestruje się tak samo, jak w reduktorze 16-krotnym. Ósmy impuls sprząwodzi pierwsze trzy stopnie do stanu pierwotnego (I) i przerzuca czwarty stopień ze stanu I do stanu II, tak że lewa lampa staje się przewodząca, prawa zablokowana. Od tego momentu zaczyna działać sprzężenie zwrotne, które polega na tym, że tak długo, jak czwarty stopień jest w stanie II, tak długo: 1) jest wyłączony stopień drugi a tym samym i trzeci (dioda L_1), a 2) pierwszy stopień jest połączony bezpośrednio z czwartym (dioda L_2). Dziewiąty impuls przerzuca pierwszy stopień ze stanu I w stan II (otwarta lampa lewa, zablokowana prawa). Przy impulsie dziesiątym pierwszy i czwarty stopień wracają do stanu I. Tym samym przestaje działać sprzężenie zwrotne. Wszystkie cztery stopnie są w stanie I i reduktor zaczyna

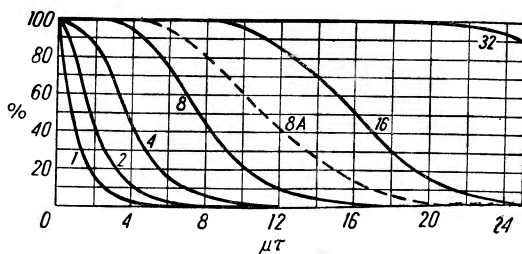
cykl od nowa przy następnej dziesiątce. Mówiąc bardziej szczegółowo, działanie powyższego układu poczynszy od impulsu ósmego przedstawia się następująco. Gdy ósmy impuls przerzuca czwarty stopień ze stanu zablokowanej lewej, a otwartej prawej lampy do stanu otwartej lewej, a zablokowanej prawej lampy, spada napięcie w punkcie A. Ten spadek napięcia powoduje przepływ prądu w diodzie L_1 , co swoją drogą obniża napięcie na anodzie lewej lampy II stopnia (lewa zablokowana, prawa otwarta). Z powodu tej obniżki napięcia II stopień jest nieczuły na impulsy I stopnia. Lampa L_2 stanowi sprzężenie I stopnia z IV stopniem. Sprzężenie zwrotne spowodowane diodami L_1 i L_2 jest czynne tak długo, jak długo stopień IV znajduje się w stanie II.

Wzór analogiczny do wzoru (4) podaje dokładny odczyt liczby impulsów policzonych przez reduktor 100-krotny:

$$N = x 100 + k_1 + 2 k_2 + 4 k_3 + 8 k_4 + 10 k_5 + 20 k_6 + 40 k_7 + 80 k_8. \quad (5)$$

b) Gubienie impulsów przez urządzenie mechaniczne

Jeżeli rejestrujemy zdarzenia przypadkowo rozrzucone w czasie, wówczas liczba zdarzeń zarejestrowanych w pewnym przedziale czasu różni się od średniej według praw rozkładu statystycznego (prawo Poissona).



Rys. 9

Wydajność liczenia mechanicznego jako funkcja $\mu\tau$ dla różnych stopni redukcji wg A i α i β i współprac.

Jeżeli natomiast rejestrujemy co n -te zdarzenie, wówczas różnica między średnią a aktualną rejestracją zmniejsza się, gdy n rośnie. Rozrzut statystyczny zmniejsza się. W rozkładzie impulsów na wyjściu reduktora odstępy czasowe są stosunkowo wyrównane: nie ma odstępów ani o wiele dłuższych ani o wiele krótszych od wartości średniej. Z tych względów licznik mechaniczny będzie liczył

z mniejszą stratą impulsu z reduktora niż impulsy o rozrzucie statystycznym, przy tej samej częstości średniej impulsów.

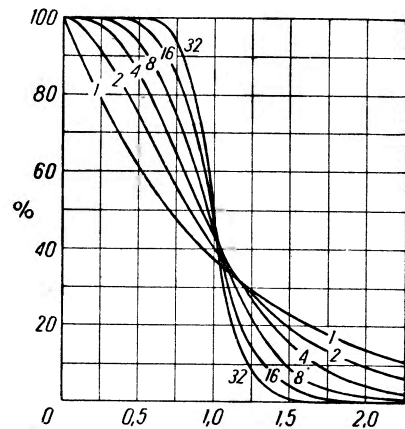
Rysunek 9 przedstawia wydajność licznika mechanicznego dla różnych stopni redukcji reduktora w zależności od iloczynu $\mu\tau$ czasu rozdzielczego τ licznika mechanicznego i średniej liczby μ impulsów przypadkowych, przychodzących na sekundę na wejście reduktora. Dla danego numeratora $\tau = \text{const}$. Rysunek 9 można więc interpretować jako wykres wydajności liczenia reduktora z numeratorem mechanicznym w zależności od średniej

liczby impulsów μ przychodzących do reduktora, z tym zastrzeżeniem, że jednostką, w jakich wyrażamy μ , jest $\frac{1}{\tau} \left(\frac{1}{\tau} \right)$ jest to maksymalna liczba, jaką mógłby policzyć numerator w jednostce czasu przy idealnie równomiernym rozmieszczeniu czasowym impulsów). Rysunek podaje wydajność dla różnych stopni redukcji. Widać szybki wzrost wydajności ze wzrostem stopnia redukcji. Główną przyczyną wzrostu wydajności jest fakt, że ze wzrostem stopnia redukcji maleje średnia liczba impulsów $\frac{\mu}{n}$ przychodzących do numeratora mechanicznego. Pod tym względem rysunek jest zupełnie jasny.

Rysunek 9 nie uwypukla jednak faktu wspomnianego na wstępie — wzrostu wydajności ze zmniejszeniem się rozrzutu statystycznego impulsów. Ten fakt jest dobrze uwidoczniiony na rysunku 10. Rysunek ten przedstawia wydajność liczenia numeratorem mechanicznym w zależności od liczby impulsów przychodzących do samego numeratora (a nie do wejścia reduktora). Są tu porównane wydajności liczenia impulsów numeratorem mechanicznym dla różnych stopni redukcji dla jedna-

kowej liczby impulsów $\frac{\mu\tau}{n}$ przychodzących do numeratora. Dla stopnia redukcji 1 rysunek 10 podaje wydajność dla rozrzutu statystycznego; dla wyższych stopni redukcji rozrzut impulsów nie jest przypadkowy. Punktem przełomowym dla krzywych jest punkt $\frac{\mu\tau}{n} = 1$. W przypadku $\mu < \frac{n}{\tau}$ krótkie czasowo odcinki są wyrugowane,

zwiększając wydajność liczenia; dla $\mu > \frac{n}{\tau}$ są wyrugowane odcinki długie zmniejszając wydajność w porównaniu do liczenia impulsów przypadkowych. Te dwa efekty występują silniej dla rosnącego stopnia redukcji.



Rys. 10

Wydajność liczenia mechanicznego jako funkcja $\mu\tau/n$ dla różnych stopni redukcji wg A1a o g l u i współprac.

§ 4. Integrator

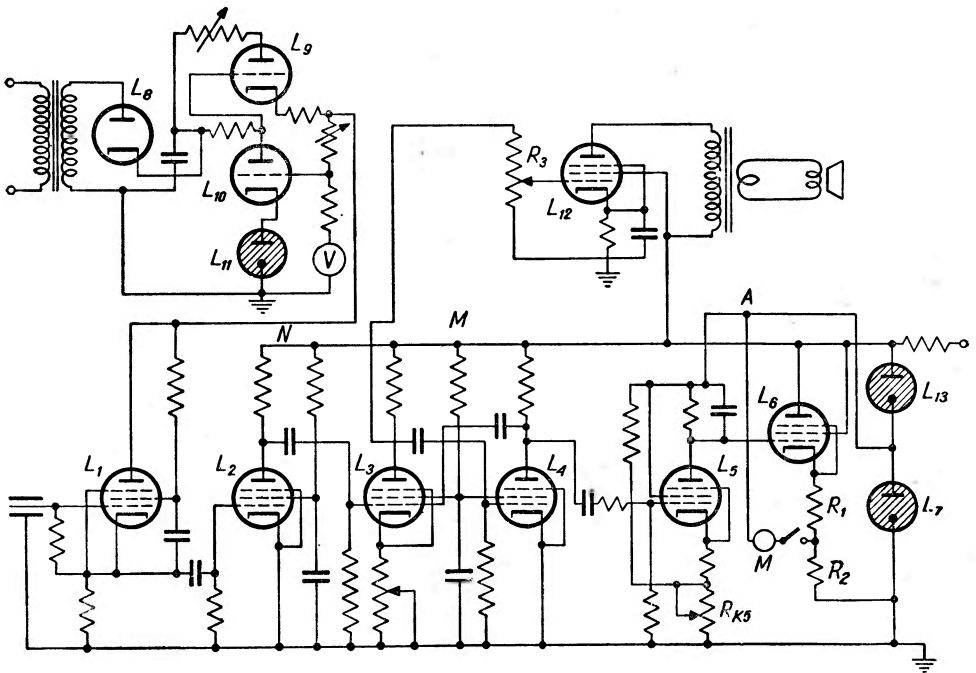
a) Schematy integratora

Reduktor nie pozwala na ciągłą kontrolę pomiaru natężenia promieniowania. Przy pomocy tego układu można badać jedynie natężenie średnie w pewnym okresie czasu. W przypadkach pomiaru zmiennego promienio-

wania można stosować tzw. integratory, które pozwalają na odczyt natężenia promieniowania ze średniej wartości prądu. Wadą tych układów jest stosunkowo mała dokładność.

Układ integratora składa się w zasadzie z trzech części: 1) urządzenie formujące i wyrównujące impulsy, 2) część całkująca zawierająca opór R i kondensator C i 3) przyrząd do mierzenia napięcia, np. woltomierz lampowy.

Rysunek 11 przedstawia kompletny schemat integratora. Część w lewym rogu u góry to zasilacz wysokiego napięcia, stabilizowanego przy pomocy



Rys. 11

Kompletny schemat integratora

lamp elektronowych L_9 i L_{10} i lampy neonowej L_{11} . Impuls z licznika przychodzi do wtórnika katodowego L_1 , zasilanego wysokim napięciem licznikowym. Lampa L_2 służy jako wzmacniacz wstępny, dając dodatnie impulsy. Te impulsy uruchamiają multiwibrator zbudowany na lampach L_3 i L_4 . Multiwibrator przekazuje dodatnie impulsy na pierwszą siatkę lampy L_5 . Część układu zawierająca lampy L_5 , L_6 i L_7 jest przedstawiona na rysunku 12. Lampa L_5 jest normalnie zablokowana (mostek R_4 i R_{k5}). Dodatnie impulsy otwierają lampę. Ładunek przenoszony za każdym impulsem ładuje kondensator C , który rozładowuje się przez opór R . Przy stałej

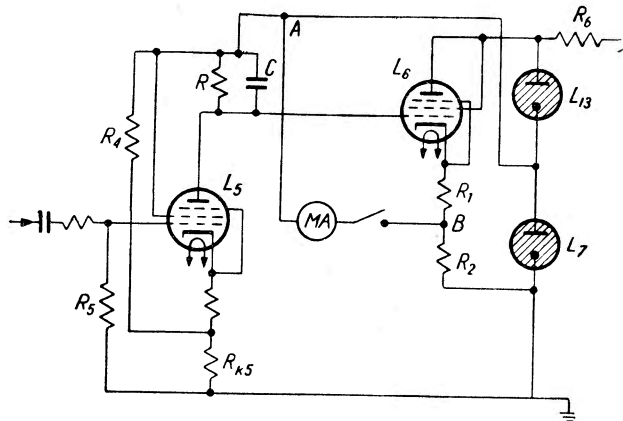
liczbie impulsów przychodzących na lampę ustala się po pewnym czasie równowaga między prądem ładującym kondensator a prądem rozładowania. Jeżeli każdy impuls przenosi ładunek q , to przy stałej średniej liczbie impulsów n/sek , ładunek przeniesiony na sekundę wynosi nq , a prąd rozładowania wynosi $\frac{U}{R}$, warunek równowagi jest

$$nq = \frac{U}{R}$$

$$\text{skąd } n = \frac{U}{Rq}, \quad (6)$$

przy czym U jest to napięcie na oporze R i na okładkach kondensatora C . Napięcie na oporze R jest proporcjonalne do natężenia promieniowania.

Napięcie to jest mierzone katodowym woltomierzem lampowym L_6 . Układ jest zasilany napięciem stabilizowanym (dwie lampy neonowe L_7 i L_{13} .) Wszystkie lampy z wyjątkiem lampy całkującej otrzymują całe napięcie ze stabilizatora: 300V. Stabilizowane napięcie zapewnia równość impulsów z multiwibratora. Lampa całkująca otrzymuje napięcie dwa razy niższe — tylko z jednej lampy stabilizacyjnej — 150 V. Siatka sterująca lampy L_6 jest połączona bezpośrednio z anodą lampy L_5 . Ponieważ lampa L_5 jest zablokowana, więc napięcie na anodzie tej lampy jest takie, jak w punkcie A . W obwodzie katodowym lampy L_6 są włączone opory R_1 i R_2 . Te opory można tak dobrać aby potencjał w punkcie B był ten sam co w punkcie A . miliamperomierz włączony między punktami A i B wskaże zerowe wychylenie. Impulsy przychodzące na siatkę lampy L_5 otwierają tę lampę i ładują kondensator C . Potencjał na anodzie lampy L_5 i siatce lampy L_6 opada. Ponieważ lampa L_6 jest w obwodzie wtórnika katodowego, więc obniżka potencjału siatki I powoduje w przybliżeniu tę samą obniżkę napięcia na oporze katodowym tej lampy. Jeżeli miliamperomierz ma bardzo mały opór wewnętrzny, potencjał punktu B zmniejszy się bardzo nieznacznie; o ile zmniejszy się prąd anodowy lampy L_6 , o tyle wzrośnie prąd płynący przez miliamperomierz i na oporze R_2 będzie ten sam spadek napięcia. Stąd wynika, że opór R_1 jest właściwym oporem katodowym lampy L_6 . Obniżenie się napięcia na oporze R_1 będzie proporcjonalne do spad-



Rys. 12

Układ całkujący wraz z woltomierzem lampowym

ku napięcia na oporze R oraz do zmiany prądu płynącego przez lampę L_6 i, jak wynika z opisu, wywołuje taką samą zmianę prądu płynącego przez miliamperomierz. Stąd wniosek, że wychylenia miliamperomierza będą proporcjonalne do zmiany napięcia na oporze R , a tym samym (wzór 6) do liczby impulsów przychodzących na lampę L_5 . Lampa L_6 jest lampą głośnikową. Wartości oporów R_1 i R_2 zależą od danych lampy. Przypuśćmy, że przy napięciu na siatce $-20V$ (spadek na oporze R_1) i napięciu anodowym $130V$ przez lampę płynie prąd $40mA$. Opór R_1 powinien więc wynosić 500Ω , R_2 3750Ω . Dla zerowego ustawienia miliamperomierza należy przewidzieć możliwość zmiany oporu R_2 . Jest kilka możliwości zmiany czułości integratora. Wszystkie one sprowadzają się do zmiany napięcia na oporze R . Ze wzoru (6) wynika, że zwiększenie oporu R wpływa na podniesienie napięcia U przy tej samej liczbie impulsów przychodzących na siatkę lampy L_5 . Tak samo wpływa zwiększenie ładunku przeniesionego za każdym impulsem przez prąd anodowy lampy L_5 . Prąd anodowy możemy zwiększyć podnosząc napięcie na II siatce lampy L_5 (zmienny opór). Następnie możemy wydłużyć czas otwarcia lampy za każdym impulsem. Jeżeli impuls z multiwibratora jest różniczkowany na siatce lampy L_5 , to przez zwiększenie stałej czasowej obwodu siatkowego lampy L_5 zwiększamy czas odblokowania lampy. Zmiana oporu R_{k_5} wpływa również na czas odblokowania lampy, a także na prąd anodowy. Czas odblokowania lampy można zmieniać przez zmianę wielkości impulsu przychodzącego z multiwibratora. Czułość integratora jest związana z liczbą impulsów przychodzących do integratora w jednostce czasu (z natężeniem promieniowania). Do liczby impulsów przychodzących musi być dostosowana również stała czasowa elementu różniczkującego integratora. Kondensator całkujący jest zwykle rzędu $2\mu F$. Tabela poniższa podaje stałe czasowe stosowane dla różnych natężeń promieniowania. Stała czasowa maleje ze wzrostem natężenia promieniowania, przy czym zmiany stałej czasowej dokonujemy przez zmianę oporu R , zmieniając tym samym korzystnie czułość przyrządu.

Tabela II

| Natężenie mierzonego promieniowania imp./min | Dane obwodu całkującego | |
|--|-------------------------|---------------|
| | R w $M\Omega$ | RC w min |
| 200 | 30 | 1 |
| 600 | 30 | 1 |
| 2000 | 20 | $\frac{2}{3}$ |
| 6000 | 20 | $\frac{2}{3}$ |
| 20000 | 10 | $\frac{1}{3}$ |

b) Analiza statystyczna

Źródło promieniowania, którego natężenie zmienia się w czasie tylko zgodnie z prawami statystyki (prawo Poissona), będziemy nazywali źródłem stałym. Dalsze rozumowania dotyczą tylko takiego źródła promieniowania. Wyniki pomiarów natężenia źródła będą różnić się wzajemnie, będą one obciążone pewnym błędem, wynikającym z natury samego zjawiska, a nie z dokładności odczytu. Istnieje kilka rodzajów błędów. Z każdym z nich jest związana pewna liczba, podająca prawdopodobieństwo, że odchylenie od wartości średniej danej wielkości jest większe od podanego przez nas błędu. Tu będziemy podawać błąd danej wielkości jako tzw. odchylenie standardowe. Prawdopodobieństwo, że przez nas podany wynik różni się od wartości średniej o błąd większy niż odchylenie standardowe, wynosi 32%. Dla pomiaru niezależnego, wykonanego np. reduktorem, odchylenie standardowe σ , jak wynika z prawa Poissona wynosi

$$\sigma = \sqrt{N}, \quad (7)$$

gdzie N jest wynikiem pomiaru. Standardowe odchylenie względne wynosi w tym przypadku

$$\sigma_1 = \frac{\sigma}{N} = \frac{\sqrt{N}}{N} = \frac{1}{\sqrt{N}}. \quad (7a)$$

Jeżeli T jest czasem pomiaru, a x natężeniem średnim, to $N = xT$ i

$$\sigma_1 = \frac{1}{\sqrt{xT}}. \quad (7a)$$

Jeżeli $N = N_1 + N_2 + N_3 + \dots + N_n$, to

$$\sigma = \sqrt{N} = \sqrt{N_1 + N_2 + N_3 + \dots + N_n} = \sqrt{\sigma_1^2 + \sigma_2^2 + \dots + \sigma_n^2}. \quad (7c)$$

Wróćmy do integratora. Ze wzoru (6) możemy obliczyć średni ładunek Q na okładkach kondensatora $Q = CU = qxRC$. Ten ładunek możemy obliczyć i z innego rozumowania. W czasie od t do $t+dt$ na okładki kondensatora przechodzi ładunek $qxdt$. Ładunek ten odpływa równocześnie oporem R . Dla pomiaru w chwili t_0 ten ładunek przyczyni się w ilości $qxdt e^{-(t_0-t)/RC}$ i cały ładunek jest zatem

$$Q = \int_{-\infty}^{t_0} qx e^{-(t_0-t)/RC} dt = qxRC. \quad (8)$$

Zgodnie ze wzorem (7) odchylenie standardowe ładunku $qxdt$ będzie $q\sqrt{xdt}$, a przyczynek tego odchylenia standardowego ładunku w chwili pomiaru t_0 będzie $q(xdt)^{\frac{1}{2}} e^{-(t_0-t)/RC}$.

Postępując analogicznie do wzoru (7) możemy obliczyć standardowe odchylenie ładunku σ dla całego pomiaru ze związku

$$\sigma^2 = \int_{-\infty}^{t_0} q^2 x e^{-2(t_0-t)/RC} dt = \frac{q^2 x RC}{2}; \quad \sigma = q \sqrt{\frac{x RC}{2}} \quad (9)$$

i względne standardowe odchylenie ładunku (równe względnemu standardowemu odchyleniu napięcia) będzie

$$\sigma_1 = \frac{\sigma}{Q} = \frac{1}{\sqrt{2 x RC}}. \quad (10)$$

Porównując te wyniki ze wzorem (7b) widzimy, że jednorazowy pomiar na integratorze daje tę dokładność, co pomiar reduktorem przez czas $2RC$.

Jeżeli dokonujemy szeregu odczytów zbyt bliskich siebie, to są one wzajemnie zależne, ponieważ ładunki na kondensatorze C z poprzedniego odczytu nie zdołają odpłynąć przed dokonaniem następnego odczytu. Można te odczyty uczynić niezależnymi przez wprowadzenie pojęcia wagi dla danego odczytu.

Funkcja podcałkowa we wzorze (8) jest rosnącą funkcją wykładniczą. Całkowanie daje nam pole objęte przez oś czasową i wykres tej funkcji. Biorąc dla poszczególnych odczytów t_0 odpowiednio równe $0, \Theta RC, 2\Theta RC$ itd., a zostawiając dolną granicę niezmienną $-\infty$, otrzymujemy pola zachodzące na siebie. Odczyty zrobimy niezależnymi od siebie, jeżeli uwzględnimy jedynie pola nie zachodzące na siebie, czyli jeżeli damy dolne granice całkowania odpowiednio $-\infty, 0, \Theta RC, 2\Theta RC$ itd. Stosunek tych całek do całki pierwszej daje nam wagę danego odczytu. Wagi odczytów są więc tak znormalizowane, że waga pierwszego odczytu wynosi 1. Dla odczytów następnych otrzymujemy tę samą wartość $1 - e^{-\Theta}$:

$$\frac{1}{qxRC} \int_0^{\Theta RC} qx e^{-\frac{\Theta RC - t}{RC}} dt = 1 - e^{-\Theta}. \quad (11)$$

Średni ładunek z n odczytów wynosi

$$\frac{\sum \text{odczyt} \cdot \text{waga}}{\sum \text{wag}} = \frac{qxRC [1 + (n-1)(1 - e^{-\Theta})]}{1 + (n-1)(1 - e^{-\Theta})} = qxRC. \quad (12)$$

Taki wynik uzyskujemy także bezpośrednio w poszczególnych odczytach bez wprowadzenia pojęcia wagi.

Dla $\Theta=0$ mielibyśmy tylko jeden odczyt o wadze 1, wagi następnych odczytów byłyby 0; przy $\Theta \rightarrow \infty$ wagi wszystkich odczytów byłyby równe 1; mielibyśmy niezależne odczyty.

Wagi kwadratów standardowych odchyłeń są odpowiednio:

$$\frac{2}{q^2 xRC} \int_0^{\Theta RC} q^2 x e^{-\frac{2(\Theta RC-t)}{RC}} dt = 1 - e^{-2\Theta} \quad (13)$$

Suma kwadratów poszczególnych odchyłeń jest więc

$$\frac{q^2 xRC}{2} [1 + (n-1)(1 - e^{-2\Theta})].$$

Stąd względne odchylenie standardowe średniej z n odczytów dokonanych w odstępach czasu ΘRC otrzymujemy biorąc pierwiastek kwadratowy z poprzedniego wyrazu i dzieląc to przez sumę odczytów.

$$\sigma_n = \sqrt{\frac{q^2 xRC}{2} [1 + (n-1)(1 - e^{-2\Theta})]} : qxRC [1 + (n-1)(1 - e^{-\Theta})],$$

$$\sigma_n = \frac{[1 + (n-1)(1 - e^{-2\Theta})]^{1/2}}{1 + (n-1)(1 - e^{-\Theta})} \cdot \frac{1}{\sqrt{2} xRC} \quad (14)$$

Dla $n \neq 0$, $\Theta=0$, $\sigma_n = \sigma_1$ (mamy odchylenie dla odczytu):

dla $\Theta \rightarrow \infty$ jest $\sigma_n = \frac{\sigma_1}{\sqrt{n}}$. Mamy w tym przypadku n niezależnych odczytów.

$$\frac{\sqrt{n} \sigma_1^2}{n} = \frac{\sigma_1}{\sqrt{n}}.$$

Dla obserwacji ciągłej $n \rightarrow \infty$, $\Theta \rightarrow 0$; wzór (14) przekształca się na

$$\sigma_T = \frac{\sqrt{1 + 2T/RC}}{1 + T/RC} \cdot \frac{1}{\sqrt{2} xRC}, \quad (15)$$

gdzie T jest czasem pomiaru.

Dla obserwacji ciągłej wartość średnią pomiarów można wyznaczyć z wykresu zależności wychylenia przyrządu od czasu zastępując pole powstałe między wykresem a osią czasu prostokątem; wysokość prostokąta będzie natężeniem średnim pomiaru. σ_T jest to względne standardowe odchylenie dla tak wyznaczonej średniej. Ważnym pojęciem przy pracy z integratorem jest tzw. czas równowagi. Z momentem rozpoczęcia pomiaru wychylenie przyrządu stopniowo narasta i asymptotycznie zbliża się do wartości średniej odpowiadającej natężeniu danego źródła. Czas, w którym wychylenie przyrządu osiągnie wartość, która się różni od wartości średniej mniej

niż błąd prawdopodobny (0,674 odchylenia standardowego), nazywamy czasem równowagi.

$$Q(t_0) = \int_0^{t_0} qxe^{-\frac{t_0-t}{RC}} dt = qxCRC(1 - e^{-t_0/RC}),$$

$$qxCRC - Q(t_0) = 0,674 q \sqrt{\frac{xRC}{2}};$$

stąd

$$t_0 = RC \left(\frac{1}{2} \ln 2 xCR + 0,394 \right). \quad (16)$$

Ze wzoru (16) wynika, że od rozpoczęcia pomiaru należy odczekać kilkakrotną stałą czasową przed dokonaniem odczytu.

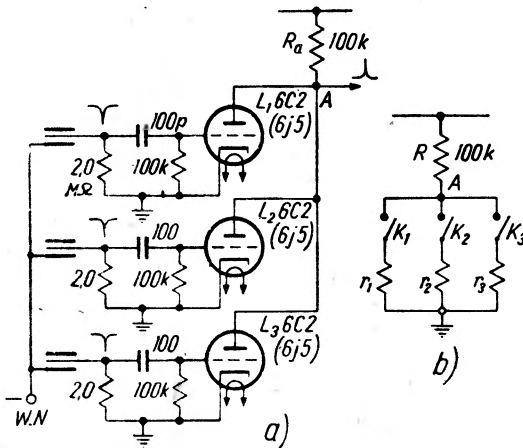
Na zakończenie tych rozważań chcę przytoczyć wzór

$$J_0 = J + \frac{dJ}{dt} \cdot RC \quad (17)$$

który podaje właściwe natężenie promieniowania J_0 w zależności od wartości J odczytanej w danej chwili. Wzór ten jest bardzo przydatny przy pomiarach promieniowania o zmiennym natężeniu.

§ 5. Wzmacniacze koincydencyjne

a) Prosty układ koincydencyjny



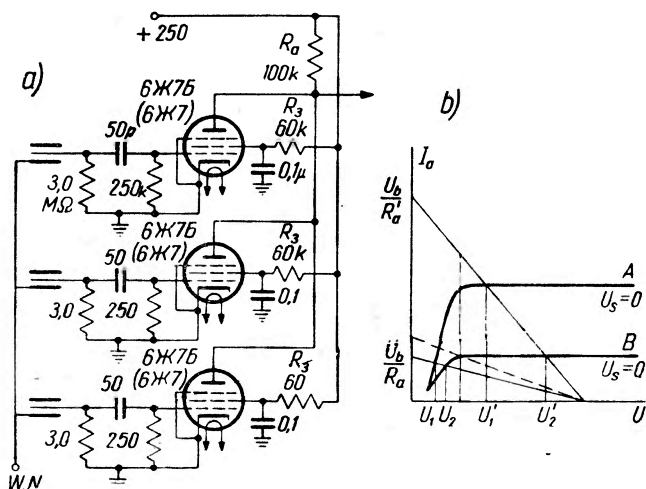
Rys. 13.

Wzmacniacz koincydencyjny na triodach

Rejestracji zdarzeń równoczesnych w kilku licznikach Geigera—Müllera dokonujemy przy pomocy wzmacniaczy koincydencyjnych. Powszechnie znany jest wzmacniacz koincydencyjny Rossiego [12]. Zasada działania układu jest prosta. Przypuśćmy, że przykładamy napięcie przez opór R do obwodu złożonego z kilku oporów r_1, r_2, r_3 w połączeniu równoległym (rys. 13b) i założymy, że $R \gg r$; wtenczas przez wyłączenie kluczem K_1, K_2 albo K_3 jednego z oporów równoległych potencjał punktu A zmieni

się bardzo nieznacznie. Jedynie przy równoczesnym wyłączeniu wszystkich oporów r napięcie punktu A skoczy do wartości napięcia zasilającego.

Na tej zasadzie oparte jest działanie układu z rysunku 13a. Tu wszystkie triody są połączone równolegle i mają wspólny opór anodowy R_a , który jest znacznie większy od oporu wewnętrznego każdej lampy, tak że większa część napięcia zasilającego jest na oporze R_a . Siatki mają zerowe napięcia i lampy są otwarte. Do chwili kiedy przynajmniej jedna z lamp jest otwarta, nie zmienia się zasadniczo prąd anodowy i nie ma zmiany



Rys. 14. Wzmacniacz koincydencyjny na pentodach

potencjału w punkcie A. Jeżeli natomiast wszystkie lampy zostaną zablokowane, napięcie punktu A silnie wzrośnie. Współczynnik odbioru układu określamy wzorem

$$\rho = \frac{u_1}{u_2} \gg 1;$$

u_1 jest amplitudą impulsu koincydencyjnego, u_2 amplitudą impulsu przy wyładowaniu zachodzącym w $n-1$ licznikach (dla n liczników koincydencyjnych). Ten związek jest słuszny przy $R_a \gg \rho_a$ triody (ρ_a opór wewnętrzny triody).

Rysunek 14a przedstawia prosty układ koincydencyjny na pentodach. Pentody mają zerowe napięcie na pierwszych siatkach i niskie napięcie na wspólnym oporze anodowym. Jest to zakres charakterystyk pentodowych, gdzie prąd ma wartość znacznie niższą od prądu „nasylenia“. Małe zmiany napięcia anodowego powodują tu kilkakrotnie większe zmiany prądu anodowego. Ujemny impuls na siatce jednej lampy przerywa prąd płynący przez tę lampę, ale powoduje odpowiedni wzrost prądu anodowego w innych lampach, przez co powstaje mały dodatni skok napięcia anodowego na wspól-

nym oporze. Podobny nieco większy impuls dodatni powstanie na wspólnym oporze anodowym, jeżeli w pewnej chwili przyjdzie ujemny impuls na pierwsze siatki wszystkich lamp koincydencyjnych prócz jednej. Jeżeli jednak zostaną zablokowane wszystkie lampy koincydencyjne, napięcie anodowe skoczy do pełnej wartości napięcia zasilającego wzmacniacz i na wspólnym oporze odbierzemy duży dodatni impuls koincydencyjny. Będzie on 10 do 30 razy większy od impulsów niekoincydencyjnych — impuls koincydencyjny można więc łatwo odróżnić od impulsów niekoincydencyjnych i zarejestrować go. Rysunek 14b podaje dwie charakterystyki pentod: A dla trzech pentod połączonych równolegle, B dla jednej pentody, oraz dwie proste oporów anodowych; $R_a > R'_a$. Dla oporu R_a współczynnik odbioru jest $\varrho = \frac{u_b - u_1}{u_2 - u_1} \gg 1$, natomiast dla oporu R'_a

$$\text{mamy } \varrho = \frac{u_b - u'_1}{u'_2 - u'_1} \approx 1,5.$$

Opór R_a zapewnia pracę na wznoszącej się części charakterystyki, czyli jest dostosowany, opór R'_a przenosi pracę na zakres „nasyceń” i jest niedostosowany (za mały). Prosta przerywana daje dopuszczalną minimalną wartość oporu anodowego R_{am} . Dla oporów $R_a > R_{am}$ napięcie anodowe jest poniżej napięcia na II siatkach i z tych względów na schemacie z rysunku 14 opory II-gich siatek są mniejsze od oporu anodowego R_a . Wszystkie czynniki zwiększające prąd anodowy, jak nieco dodatnie napięcie na pierwszych siatkach, napięcie na II-gich siatkach wyższe niż wspólne napięcie anodowe, wpływają na zmniejszenie oporu anodowego R_{am} . Ta uwaga jest ważna, gdyż jak to wynika z dalszej treści, zachodzi czasem konieczność stosowania w układach koincydencyjnych małego oporu anodowego. Impulsy z liczników GM nie są wszystkie wyrównane. Z tych względów układy koincydencyjne z rysunków 13 i 14 (bez wzmacniaczy wstępnych) mogą gubić impulsy mniejsze, czyli wymagają pracy liczników przy napięciu stosunkowo wysokim nad progiem geigerowskim. Poza tym przy pomocy tych układów nie możemy uzyskać krótkich czasów rozdzielczych. Dla tego układu powyższe mogą być używane raczej do pomiarów wstępnych. W aparaturach pomiarowych przed lampą koincydencyjną stosujemy wzmacniacze wstępne.

b) Czas rozdzielczy wzmacniacza koincydencyjnego

Różniczkowanie impulsów

Ważną cechą układu koincydencyjnego jest jego czas rozdzielczy. Czasem rozdzielczym aparatury koincydencyjnej będziemy nazywać taki maksymalny odstęp czasowy τ , w ciągu którego impulsy przychodzące na wszystkie wejścia układu koincydencyjnego zostaną policzone jako koin-

cydencja. Obok koincydencji rzeczywistych występują koincydencje przypadkowe spowodowane impulsami, które przypadkowo zachodzą w kilku licznikach w tej samej chwili. Można wykazać, że jeżeli mamy n liczników podłączonych do n -krotnego wzmacniacza koincydencyjnego i liczby impulsów w jednostce czasu są dla nich odpowiednio m_1, m_2, \dots, m_n , to liczba koincydencji przypadkowych wynosi

$$K = n \cdot m_1 \cdot m_2 \cdot \dots \cdot m_n \tau^{n-1}. \quad (18)$$

Koincydencje przypadkowe zwiększają błąd statystyczny pomiarów. Z tych względów dążymy do zmniejszenia ich liczby przez zmniejszenie czasu rozdzielczego aparatury. Uzyskanie dobrego czasu rozdzielczego jest szczególnie ważne przy pomiarze koincydencji podwójnych, kiedy liczba koincydencji przypadkowych jest stosunkowo największa ($2m_1 m_2 \tau$).

Przy czasie rozdzielczym wzmacniacza koincydencyjnego krótszym niż $5 \cdot 10^{-7}$ sek zachodzi gubienie koincydencji prawdziwych. Z tych względów zmniejszenie czasu rozdzielczego aparatury poniżej $3 \cdot 10^{-7}$ sek nie jest wskazane. Straty koincydencji prawdziwych są spowodowane zachodzącym opóźnieniem wyładowania w liczniku (time lag) w stosunku do momentu przejścia przez licznik cząstki, powodującej wyładowanie. Opóźnienie zależy od wymiarów licznika: dla małych liczników jest ono mniejsze. Czas rozdzielczy wzmacniacza koincydencyjnego jest to czas blokowania lampy koincydencyjnej, a tym samym czas trwania impulsu na wspólnym oporze anodowym. Czas trwania impulsu z licznika GM wynosi 10^{-4} sek. Po drodze do siatki lampy koincydencyjnej należy go skrócić do wartości czasu rozdzielczego. Skracanie impulsu odbywa się np. 1) przez różniczkowanie go we wzmacniaczu wstępnym albo na siatce lampy koincydencyjnej, 2) przez zastosowanie multiwibratora i różniczkowanie impulsu na siatce lampy koincydencyjnej, 3) przez zastosowanie bardzo szybkiego multiwibratora. Właściwe różniczkowanie napięcia zgodnie ze wzorem

$$i = C \frac{dU}{dt} \quad (19)$$

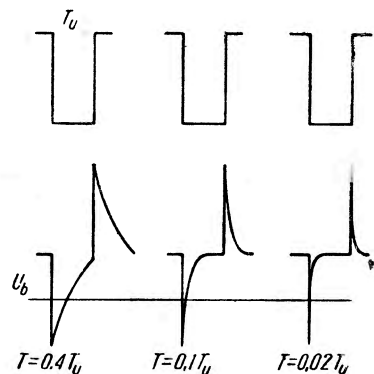
może odbywać się przez pomiar prądu płynącego przez kondensator, gdy jest on podłączony na biegunach zmiennego napięcia. W przypadku wzmacniacza człon różniczkujący stanowi kondensator łączący dany stopień z poprzednim i opór siatkowy danego stopnia. Prąd płynący przez opór siatkowy albo napięcie na tym oporze jest miarą pochodnej napięcia na anodzie poprzedniego stopnia. Opór siatkowy zmienia nam właściwy obraz różniczkowania, ponieważ ogranicza on prąd płynący przez kondensator. Jeżeli mamy prostokątny impuls na anodzie poprzedniego

stopnia, to w chwilach wznoszenia się albo opadania impulsu $\frac{dU}{dt} = \infty$, natomiast faktycznie płynący prąd $i = \frac{U_1}{R}$, gdzie U_1 jest wysokością skoku napięcia na anodzie poprzedniego stopnia. W dalszych chwilach ładuje się kondensator C i wzrasta jego napięcie przy równoczesnym spadku prądu ładowania. Od doboru R i C , czyli od stałej czasowej $T = RC$ układu zależy rzeczywisty obraz różniczkowania. Napięcie na oporze R spada wg funkcji wykładniczej $U_2 = U_1 e^{-t/T}$ (gdzie t jest czasem liczonym od chwili rozpoczęcia się impulsu). Rysunek 15 przedstawia przebieg różniczkowania impulsu prostokątnego w zależności od stałej czasowej członu różniczkującego.

Lampa będzie zablokowana, jeżeli napięcie siatkowe spada poniżej pewnej wartości U_b , tzw. napięcia blokowania lampy. Jeżeli prostokątne ujemne impulsy przychodzą bez różniczkowania na siatkę lampy koincydencyjnej, obniżając napięcie siatkowe poniżej U_b , to szerokość impulsu T_u daje nam bezpośrednio czas blokowania lampy koincydencyjnej. Przy krótkich czasach T_u tę metodę możemy stosować do uzyskania dobrych czasów rozdzielczych. Dla dłuższych czasów T_u różniczkujemy impuls w celu skrócenia czasu blokowania. Czas blokowania lampy jest to czas, w którym napięcie na siatce lampy ma wartość niższą od U_b . Na rysunku 15 czas ten jest przedstawiony szerokością pola objętego krzywą wykładniczą napięcia siatkowego w miejscu (na poziomie) przecięcia się tej krzywej z prostą U_b . Z rysunku widać, że ten czas jest funkcją stałej czasowej $T = RC$ elementu różniczkującego, wysokości impulsu U_1 oraz napięcia blokowania U_b . Dla stałych wartości U_1 i U_b czas blokowania jest rzędu stałej czasowej T i jest w przybliżeniu do niej proporcjonalny.

Sprawa nie przedstawia się tak prosto w przypadku, gdy w lampie koincydencyjnej płynie prąd siatkowy. Dzieje się to wtenczas, gdy do oporu siatkowego jest podłączone dodatnie napięcie. Prąd siatkowy powoduje spadek napięcia U_0 na oporze siatkowym, tak że na siatce wytworzy się małe dodatnie napięcie bliskie 0 V. Ujemny impuls U_1 , przychodzący na siatkę lampy, obniży napięcie siatki poniżej 0 V (i poniżej napięcia blokowania) przerywając prąd siatkowy. Na oporze siatkowym powstaje więc spadek napięcia $U_0 + U_1$. Ten spadek napięcia na oporze siatkowym maleje wg krzywej wykładniczej, aż do chwili gdy zacznie płynąć prąd siatkowy (powyżej napięcia 0 V), który w następnej chwili ustali wartość napięcia na siatce lampy. Krzywa wykładnicza napięcia siatkowego przechodzi przez wartość napięcia blokowania lampy. Czas od chwili przyjscia impulsu, do chwili gdy siatka uzyska napięcie U_b , jest czasem blokowania lampy. Różnica między przypadkiem obecnym a poprzednim jest następująca: poprzednio o przebiegu krzywej wykładniczej decydował

jedynie impuls przychodzący na siatkę lampy, ponieważ określał równocześnie spadek napięcia na oporze siatkowym. Obecnie napięcie siatki różni się od spadku napięcia na oporze siatkowym. Prąd siatkowy wytwarza spadek napięcia na oporze siatkowym. Impuls ujemny U_1 przerywa prąd siatkowy; na oporze siatkowym powstaje spadek napięcia $U_0 + U_1$ i ten spadek napięcia decyduje o przebiegu krzywej wykładniczej. W pierwszym przypadku blokowanie zachodzi mniej więcej w środku krzywej wykładniczej, w drugim przypadku lampa jest blokowana przez wartość napięcia samego wierzchołka krzywej wykładniczej napięcia. Stąd wynika, że dla uzyskania tego samego czasu blokowania w obu przypadkach stałe czasowe członu różniczkującego muszą być różne: w pierwszym przypadku większa, w drugim przypadku mniejsza. Przykłady to wyjaśnia. Załóżmy, że nie płynie prąd siatkowy, że napięcie przyłożone do oporu siatkowego wynosi 0 V , dalej że $U_1 = -10\text{ V}$, $U_b = -5\text{ V}$; czas blokowania lampy wynosi $1\text{ }\mu\text{sek}$. W takim razie napięcie na oporze siatkowym zmienia się zgodnie z wzorem $U_2 = U_1 e^{-t/T}$. Po wstawieniu wartości otrzymujemy $5 = 10 e^{-10^{-6}/T}$, skąd $T = 1,4 \cdot 10^{-6}\text{sek}$. Obliczmy teraz, ile wynosi stała czasowa przy podobnych danych, jeżeli w lampie płynie prąd siatkowy i spadek napięcia na oporze siatkowym wynosi 200 V . Na siatce będzie małe dodatnie napięcie, które z dostatecznym dla naszych rozważań przybliżeniem możemy przyrównać do zera. Jeżeli napięcie przyłożone do oporu siatkowego obierzemy za poziom odniesienia, to $U_0 = -200\text{ V}$, $U_b = -205\text{ V}$, ($U_1 = -10\text{ V}$) $U_0 + U_1 = -210\text{ V}$. Ze związku $U_2 = (U_1 + U_0) e^{-t/T}$ po podstawieniu wartości otrzymujemy $205 = 210 e^{-10^{-6}/T}$, skąd $T = 42 \cdot 10^{-6}\text{sek}$. Z przytoczonych przykładów widzimy, że stała czasowa elementu różniczkującego w przypadku braku prądu siatkowego ma ten sam rząd wielkości co czas blokowania; w przypadku istnienia prądu siatkowego (stałego spadku napięcia na oporze siatkowym) stała czasowa może być znacznie większa niż czas blokowania lampy. Poza tym w przypadku istnienia prądu siatkowego pracujemy na wierzchołku stromej części krzywej wykładniczej, gdzie czas blokowania może być ostrzej określony niż w przypadku, gdy nie płynie prąd siatkowy i blokowanie lampy zachodzi gdzieś w środku krzywej (na części słabo wznoszącej się).

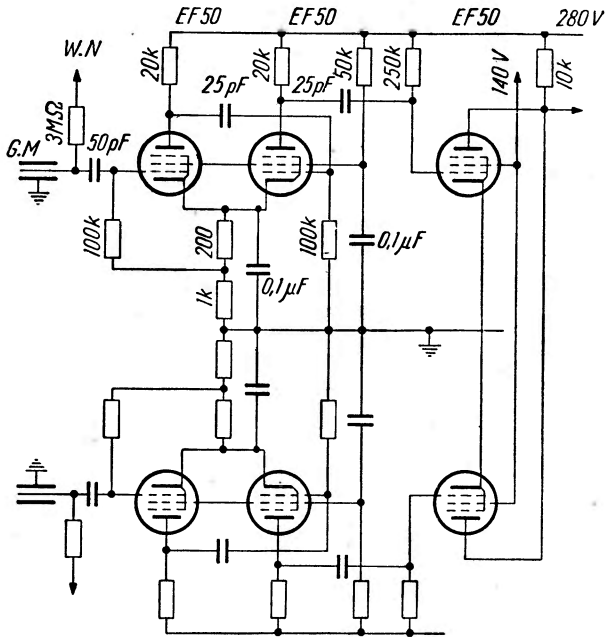


Ryc. 15
Różniczkowanie impulsu prostokątnego przy różnych stałych czasowych

stała czasowa może być znacznie większa niż czas blokowania lampy. Poza tym w przypadku istnienia prądu siatkowego pracujemy na wierzchołku stromej części krzywej wykładniczej, gdzie czas blokowania może być ostrzej określony niż w przypadku, gdy nie płynie prąd siatkowy i blokowanie lampy zachodzi gdzieś w środku krzywej (na części słabo wznoszącej się).

c) Wzmacniacze koincydencyjne o dobrym czasie rozdzielczym

Rysunek 16 przedstawia wzmacniacz koincydencyjny o czasie rozdzielczym rzędu 3μ sek. Dwustopniowy wzmacniacz daje prostokątne impulsy na siatki lamp koincydencyjnych, gdzie zachodzi właściwe różniczkowanie. Impuls z licznika jest nieco skrócony na pierwszej siatce pierwszej lampy wzmacniacza wstępnego. Ponieważ chcemy mieć impulsy prostokątne,



Rys. 16

Wzmacniacz koincydencyjny o czasie rozdzielczym rzędu 3μ sek

Pomimo dużej stałej czasowej obwodu siatkowego lampy koincydencyjnej (25pF , $250\text{k}\Omega$) zachodzi tu silne różniczkowanie, ponieważ opór siatkowy jest podłączony do napięcia anodowego. Wspólny opór anodowy lamp koincydencyjnych musi być mały, rzędu $10\text{--}20\text{ k}\Omega$, z powodu prostokątnych i krótkotrwałych impulsów.

Rysunek 17 przedstawia układ koincydencyjny przy zastosowaniu szybkich multiwibratorów. Multiwibrator daje strome, krótkie czasowo impulsy, które są następnie różniczkowane na siatce lampy koincydencyjnej. Multiwibrator ma podwójne sprzężenie: anodowo siatkowe i katodowe (nierówne wartości oporów anodowych, małe, dodatnie napięcie na siatce drugiej lampy multiwibratora). Opory anodowe i kondensatory sprzęgające są małe. Multiwibrator reaguje na impulsy bezpośrednio z licznika. Oporem

czyli wzmacniacz ma być dostosowany do dużych częstości więc opory anodowe obu lamp muszą być małe — rzędu $20\text{k}\Omega$. Pierwsza lampa wzmacniacza ma prawie zerowe napięcie na pierwszej siatce i jest otwarta, druga lampka jest normalnie zablokowana ujemnym napięciem na pierwszej siatce, uzyskanym przy pomocy oporu katodowego. Z powodu zablokowania lampy druga siatka może być podłączona bezpośrednio do napięcia zasilającego. Stała czasowa drugiej lampy wzmacniacza może być duża, ponieważ tu nie skracamy impulsu.

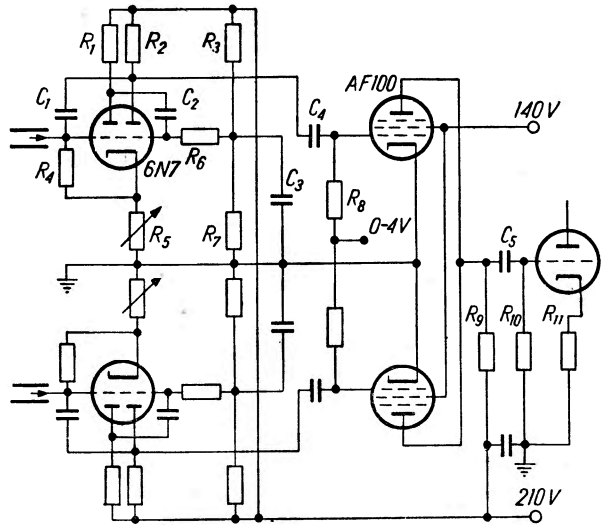
licznika jest suma oporów $R_4 + R_5$. Anoda licznika jest podłączona bezpośrednio do siatki pierwszej lampy multiwibratora. Takie łączenie jest możliwe przy uziemionym dodatnim biegunie źródła wysokiego napięcia, zasilającego licznik. Łączenie to jest o tyle korzystne, że pomimo małego oporu siatkowego R_4 uzyskujemy stosunkowo duże impulsy na siatce. Uziemienie ujemnego bieguna źródła napięcia jest o tyle niekorzystne, że w tym przypadku między anodą licznika a

siatką lampy musimy wstawić kondensator i zastosować osobny opór dla licznika. Przychozące na siatkę impulsy będą teraz o wiele mniejsze niż w pierwszym przypadku. Z tych względów w razie uziemienia ujemnego bieguna napięcia licznikowego musimy pracować przy stosunkowo dużym napięciu nadprogiem geigerowskim albo stosować wzmacniacz wstępny przed multiwibratorem. Na siatce lampy koincydencyjnej zachodzi zróżniczkowanie impulsów.

Obok małych stałych czasowych RC mamy jeszcze dodatnie napięcie na siatce lampy rzędu 0—4V. Opór anodowy lampy koincydencyjnej jest rzędu 10—15kΩ. Napięcie na drugie siatki lamp koincydencyjnych można doprowadzić przez opór albo dać bezpośrednio odpowiednie niższe napięcie.

Czas rozdzielczy wzmacniacza (w zależności od dodatniego napięcia na pierwszych siatkach lamp koincydencyjnych wynosi od $2 \cdot 10^{-6}$ sek do $3 \cdot 10^{-7}$ sek. Ważną jest rzeczą małe obciążenie na anodzie lamp koincydencyjnych. Można je osiągnąć przez wstawienie wtórnika katodowego między wzmacniaczem koincydencyjnym a dalszą częścią układu, korzystając z jego dużej impedancji wejściowej.

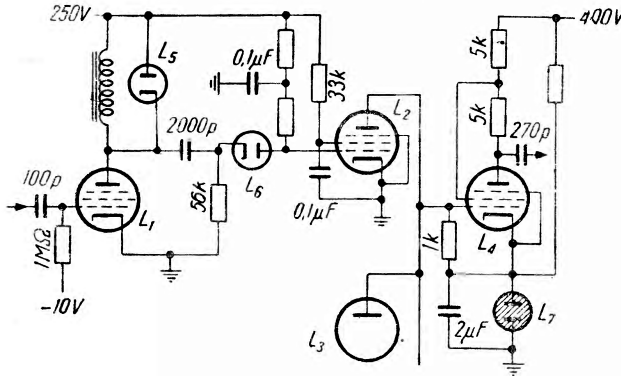
Odmienną technikę w uzyskiwaniu krótkiego czasu rozdzielczego wzmacniacza koincydencyjnego stosuje A. Zawadzki (17). Skracanie



Rys. 17

Układ koincydencyjny przy zastosowaniu szybkich multiwibratorów wg Hrynkiewicza i autora.
 $C_1 = C_2 = 15 \text{ pF}$; $C_3 = 1 \text{ }\mu\text{F}$; $C_4 = 6 \text{ pF}$; $C_5 = 2000 \text{ pF}$;
 $R_1 = 5 \text{ k}\Omega$; $R_2 = 30 \text{ k}\Omega$; $R_3 = 0,5 \text{ k}\Omega$; $R_4 = 10 \text{ k}\Omega$;
 $R_5 = 3,5 \text{ k}\Omega$; $R_6 = 100 \text{ k}\Omega$; $R_7 = 10 \text{ k}\Omega$; $R_8 = 4 \text{ }\Omega$;
 $R_9 = 20 \text{ k}\Omega$; $R_{10} = 500 \text{ k}\Omega$; $R_{11} = 15 \text{ k}\Omega$.

impulsów w jego aparaturze koincydencyjnej odbywa się przed lampą koincydencyjną. Rysunek 18 podaje niekompletny schemat wzmacniacza koincydencyjnego A. Z a w a d z k i e g o. Lampa L_1 posiada w obwodzie anodowym zamiast oporu anodowego cewkę indukcyjną. Gdy na siatkę I-szą tej lampy przychodzi dodatni impuls ze wzmacniacza wstęp-



Rys. 18

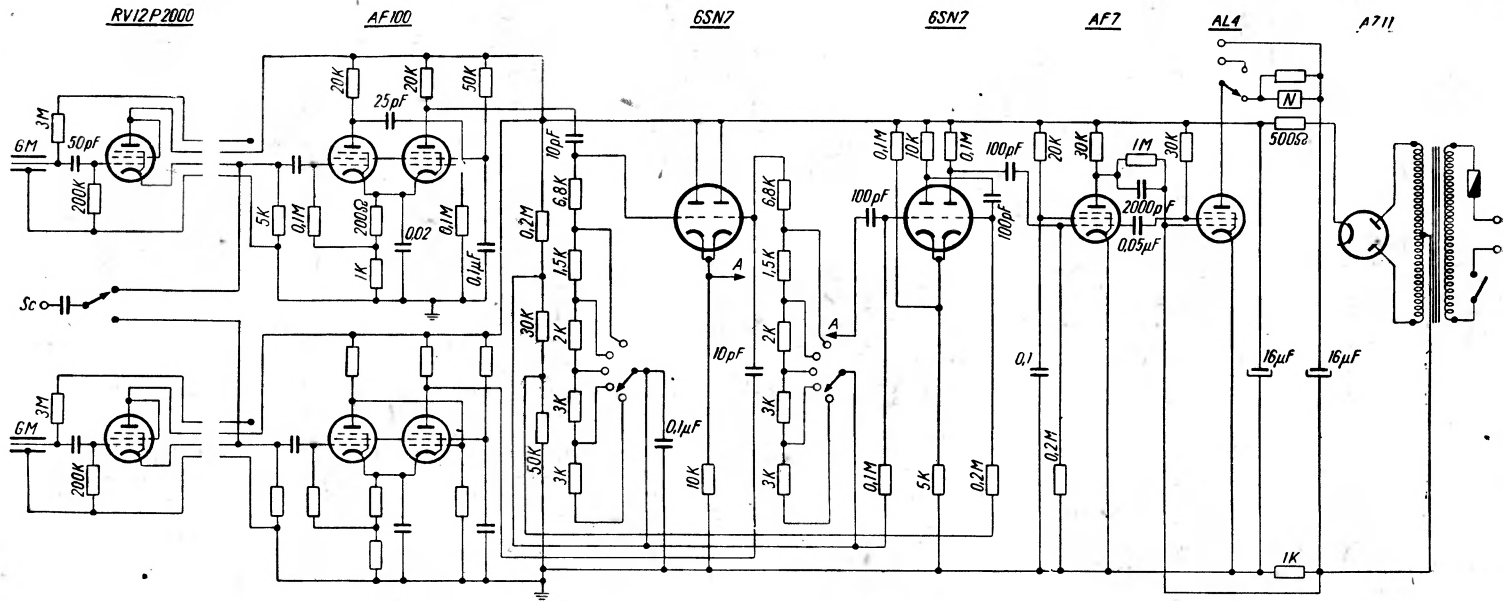
Idea wzmacniacza koincydencyjnego
A. Z a w a d z k i e g o

cydencyjnej. Czas trwania impulsu na anodzie lampy L_4 jest równocześnie czasem rozdzielczym wzmacniacza koincydencyjnego. Stosując cewki o małej indukcyjności własnej (kilku milihenrów), uzyskuje A. Z a w a d z k i czas rozdzielczy aparatury rzędu $0,4\mu\text{sek}$. Przy tak krótkim czasie rozdzielczym należy użyć małego oporu anodowego w obwodzie lamp koincydencyjnych. Jest to bardzo pomysłowe rozwiązanie, ponieważ opór anodowy ($1\text{ k}\Omega$) jest równocześnie oporem siatkowym wzmacniacza, stosowanego (ze względu na małe impulsy koincydencyjne) po wzmacniaczu koincydencyjnym. To połączenie wymagało użycia „dwustopniowego” napięcia anodowego.

Rozpatrzmy teraz wzmacniacz koincydencyjny, w którym lampy koincydencyjne mają zamiast wspólnego oporu anodowego wspólny opór katodowy (rys. 19). Połączenie tych lamp jest analogiczne z połączeniem wtórnika katodowego. Między licznikiem G. M. a wzmacniaczem wstępnym jest włączony wtórnik katodowy. Stosuje się taki wtórnik katodowy wówczas, gdy liczniki są stosunkowo daleko od układu koincydencyjnego. Wzmacniacz wstępny daje strome, prostokątne, stosunkowo krótkie impulsy, które następnie są różniczkowane na siatce lampy koincydencyjnej (pierwsza 6SN7). Przez pokręcenie przełącznika zmieniamy skokami opory siatkowe lamp koincydencyjnych, a tym samym stałą czasową członą różniczkującego i czas rozdzielczy układu koincydencyjnego. Układ koincydencyjny zbudowany na zasadzie wtórnika katodowego (nowy

(nie ma na rysunku), na cewce indukcyjnej powstają drgania tłumione. Dioda, włączona równolegle do cewki indukcyjnej, obcina dodatnią część sinusoid, tak że drgania zostają urwane. Powstaje tylko pierwsza półowka sinusoidy — impuls ujemny. Ten ujemny impuls zostaje przekazany inną diodą L_6

na siatkę lampy koin-

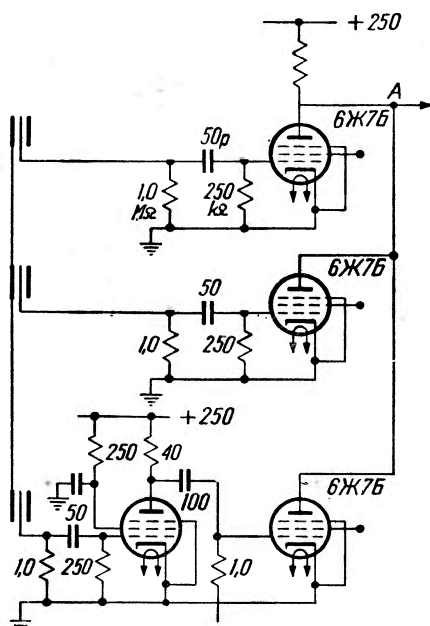


Rys. 19
Wzmacniacz koincydencyjny o wspólnym oporze katodowym wg Gieruli

układ Rossięgo) ma tę zaletę, że z powodu dużej impedancji wejściowej tego łączenia układ taki może być wykorzystany do uzyskania bardzo krótkich czasów rozdzielczych, o ile tylko przed lampą koincydencyjną potrafimy wytworzyć impuls odpowiednio krótki czasowo. Przypominam, że wtórnik katodowy ma wzmocnienie mniejsze od 1. Impulsy koincydencyjne będą więc nieco mniejsze od impulsów przychodzących na siatki lamp koincydencyjnych. Impuls napięcia na wspólnym oporze katodowym może wynosić tyle, co normalnie podczas pracy istniejący spadek napięcia na tym oporze. Ten spadek jest nieco większy od wartości napięcia U_s na siatce lampy koincydencyjnej. Impulsy koincydencyjne nie mogą więc przekraczać co do wartości bezwzględnej napięcia siatkowego U_s . Napięcie siatkowe U_s musi być dostosowane do wielkości impulsów przychodzących na siatki lamp koincydencyjnych.

d) Wzmacniacze antykoincydencyjne

W niektórych przypadkach badamy koincydencje zachodzące w serii liczników 1, 2, 3, którym nie towarzyszą wyładowania równoczesne w grupie liczników A. Tego rodzaju koincydencje nazywamy antykoincydencjami. Rysunek 20 przedstawia prosty układ antykoincydencyjny. Lampa antykoincydencyjna ma wspólny opór z lampami koincydencyjnymi, lecz normalnie nie przewodzi prądu: siatka tej lampy znajduje się na ujemnym potencjale. Lampa ta nie przeszkadza w rejestracji koincydencji, jeżeli nie otrzymuje impulsów. W wypadku gdy równocześnie z koincydencją przychodzi dodatni impuls z licznika antykoincydencyjnego na siatkę tej lampy, staje się ona przewodzącą i, mimo zatkania lamp koincydencyjnych, nie ma impulsu koincydencyjnego na wspólnym oporze anodowym. W układach o dobrym czasie rozdzielczym na siatkę lampy koincydencyjnej (podobnie jak na siatki lamp koincydencyjnych)



Rys. 20

Wzmacniacz antykoincydencyjny

ma przyjść krótki czasowo impuls. Skrócenia impulsu, podobnie jak w układach koincydencyjnych, dokonujemy albo we wzmacniaczu wstępnym, albo przez użycie szybkiego multiwibratora. Pamiętać należy, że

lampa antykoincydencyjna ma otrzymać impuls dodatni, tj. przeciwnego znaku niż lampa koincydencyjna. Z tego powodu stosujemy wzmacniacze jednolampowe albo odbieramy impulsy z anody pierwszej lampy multi-wibratora. Impuls antykoincydencyjny ma dokładnie znieść koincydencje. Czas trwania impulsu na siatce lampy antykoincydencyjnej ma dokładnie pokrywać się z czasem trwania impulsów na siatkach lamp koincydencyjnych albo impuls antykoincydencyjny ma być nieznacznie dłuższy od impulsu koincydencyjnego zapewniając w ten sposób 100% wydajności układu.

e) Wzmacniacze koincydencyjne kombinowane

Czasem mierzymy efekty, w których liczniki antykoincydencyjne mają kasować przeważną część koincydencyj. W tych przypadkach liczba liczników antykoincydencyjnych jest przeważnie duża w porównaniu z liczbą liczników koincydencyjnych, wobec czego mała niewydajność układu antykoincydencyjnego może całkowicie zamazać szukany efekt. Rozważania teoretyczne prowadzą do wniosku, że w tych warunkach korzystniej jest mierzyć równocześnie koincydencje $(1, 2, 3, \dots, k)$ i koincydencje $(1, 2, 3, \dots, k, A)$, zamiast mierzyć jedynie antykoincydencje $(1, 2, 3, \dots, k, -A)$. Z pomiarów koincydencyj otrzymujemy

$$(1, 2, 3, \dots, k, -A) = (1, 2, 3, \dots, k) - (1, 2, 3, \dots, k, A).$$

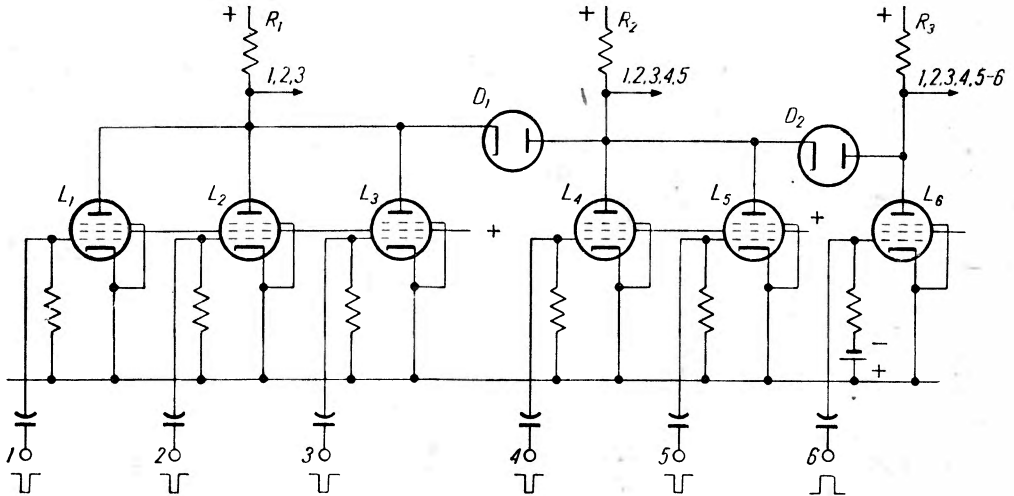
Elektronicznie rzecz biorąc, tego rodzaju pomiar jest kosztowniejszy, ale pewniejszy. Jest sporo podobnych przypadków, gdzie pomiary promieniowania kosmicznego wymagają zastosowania układów koincydencyjnych kombinowanych: mamy np. mierzyć koincydencje liczników grupy I, grupy II oraz grupy I+II. W takim przypadku dokonujemy równocześnie 3 serii pomiarów, skracając co najmniej trzykrotnie czas pomiarów. Przez równoczesny pomiar zmniejszamy bardzo często błędy statystyczne pomiarów. Obok skrócenia czasu pomiaru, jest to drugi ważki argument, przemawiający za użyciem układów koincydencyjnych kombinowanych wszędzie tam, gdzie zachodzi tego potrzeba.

Bardzo proste i pewne rozwiązanie tego typu układów przy użyciu diod podaje B. H o w l a n d. Rysunek 21 przedstawia przykładowo kombinowany wzmacniacz koincydencyjny. Na oporze R_1 odbieramy impuls koincydencyjny $(1, 2, 3)$. Przy zablokowaniu jedynie lamp L_4 i L_5 na oporze R_2 nie będzie impulsu, ponieważ popłynie prąd przez diodę na anody lamp L_1 , L_2 i L_3 . Jedynie równoczesne zablokowanie wszystkich lamp od L_1 do L_5 da impuls koincydencyjny $(1, 2, 3, 4, 5)$ na oporze R_2 . Na oporze R_3 odbierzemy koincydencje poprzednie, którym nie towarzyszy wyładowanie w liczniku 6, czyli antykoincydencje $(1, 2, 3, 4, 5, -6)$.

Do kombinowania koincydencji głównej (master pulse) z impulsami z większej liczby pojedynczych liczników albo grup liczników służy układ

hodoskopowy. Został on zastosowany po raz pierwszy przez Alichaniana i Alichanowa w badaniach promieniowania kosmicznego.

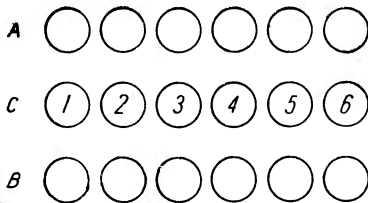
Przypuśćmy, że mamy „teleskop“ licznikowy, składający się z trzech tacy pomiarowych A, B, C (rys. 22). Mamy mierzyć natężenie koincydencji potrójnych ABC oraz wyznaczyć, który licznik tacy C brał udział w koincydencji. Mamy więc kombinować koincydencje $ABC=I$ z impulsami



Rys. 21

Kombinowany wzmacniacz koincydencyjny wg Howlanda

liczników 1, 2, 3, 4, 5, 6 tacy C, czyli wyznaczamy koincydencje I1, I2, I3, I4, I5, I6. Do uzyskania tych poszczególnych koincydencji kombinowanych używa się w układach hodoskopowych przeważnie jednej pentody na każdą kombinację. Dodatkowo, uformowane impulsy z poszczególnych liczników doprowadza się na I siatki odpowiednich lamp hodoskopu, natomiast wspólny impuls I na III siatki tych lamp. Z tych względów III siatki wszystkich lamp hodoskopu są połączone razem i mają wspólny opór siatkowy. Lampy (pentody) koincydencyjne hodoskopu są normalnie zablokowane ujemnym napięciem na I-szych i III siatkach. Dodatni impuls na jednej



Rys. 22

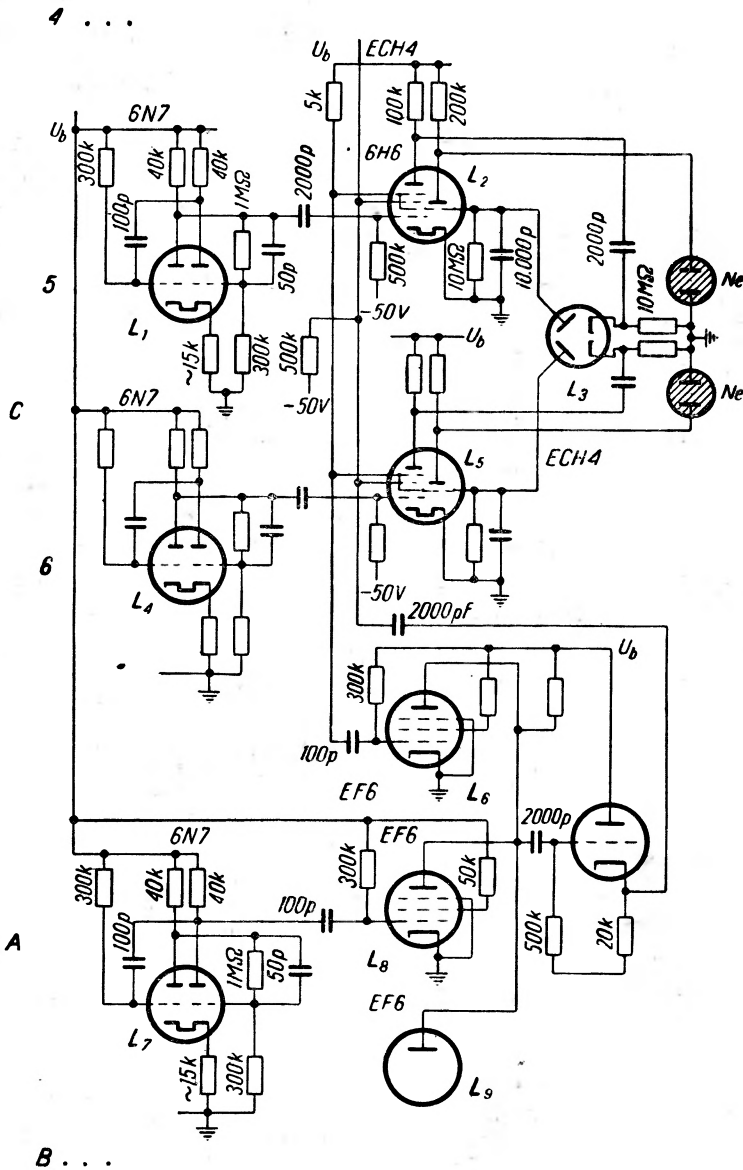
Teleskop licznikowy

z siatek nie otworzy lampy. Dopiero koincydencja impulsów dodatnich na obu siatkach otworzy lampę i da ujemny impuls na anodzie tej lampy. Ten ujemny impuls poprzez diodę przekazuje się na siatkę na-

stępnej lampy, zwykle pentody, gdzie z powodu dużej stałej czasowej obwodu siatkowego tej lampy (duże R i C), zostaje odpowiednio wydłużony i blokuje przez dłuższy czas prąd anodowy lampy. Równolegle do lampy jest załączona neonówka. Lampa ma stałe napięcie zerowe na siatce, tak że normalnie lampa jest otwarta i neonówka nie świeci. Jedynie koincydencja hodoskopowa zaświeca neonówkę. Rejestracja impulsu I odbywa się normalnie przy pomocy rejestratora mechanicznego, każda zaś koincydencja hodoskopowa $I1, I2, I3, \dots$ zapala odpowiednią neonówkę $1, 2, 3, \dots$. Koincydencja I uruchamia równocześnie aparat fotograficzny, tak że zapłon odpowiednich neonówek jest utrwalony na taśmie fotograficznej.

Rysunek 23 przedstawia schemat układu hodoskopowego autora. Rysunek ten podaje tylko elementy zasadnicze układu, z których można go dowolnie rozbudować. W przytoczonym powyżej opisie na jedną koincydencję hodoskopu przypadają dwie pentody (koincydencyjna i do zapłonu neonówek) oraz jedna dioda. W schemacie z rysunku 23 obie pentody są zastąpione podwójną lampą ECH4, przy czym koincydencje hodoskopowe odbywają się w heksodzie; neonówkę zapala trioda. Multiwibratory wstępne (lampy L_1, L_4, L_7) dają wyrównane impulsy z liczników GM. Jeden multiwibrator przypada na każdy licznik tacy C oraz na każdą tacę A i B . Multiwibratory (L_1 i L_4) dają dodatnie impulsy na I siatki lamp koincydencyjnych hodoskopu (heksody L_2 i L_5). Każda siatka I heksod L_2 i L_5 ma swój opór siatkowy i stałe napięcie ujemne (rzędu -25 V). III siatki tych lamp mają wspólny opór siatkowy i też stałe ujemne napięcie (rzędu -25 V). II i IV siatki tych lamp poprzez wspólny opór 5 k Ω są podłączone do dodatniego napięcia, zasilającego układ. Gdy na I siatkę lampy L_2 albo L_5 przyjdzie dodatni impuls, na wspólnym oporze II i IV siatek powstanie impuls ujemny. W ten sposób na tym oporze odbieramy wszystkie impulsy z liczników tacy C . Te ujemne impulsy są przekazywane dalej na I-szą siatkę lampy koincydencyjnej L_6 . Lampy L_6, L_8 i L_9 są lampami koincydencyjnymi (koincydencja $ABC=I$). Lampy L_8 i L_9 otrzymują ujemne impulsy z tacy A i B . Dodatni impuls koincydencyjny $ABC=I$ jest przekazywany na siatkę wtórnika katodowego L_{10} , a z katody tej lampy kondensatorem 2000 pF na III siatki lamp koincydencyjnych hodoskopu (L_2 i L_5). (Wtórnik katodowy, nie obciążając wzmacniacza koincydencyjnego, pozwala na obciążenie katody wtórnika układem hodoskopowym). Na anodzie tej lampy koincydencyjnej hodoskopu, która ma równocześnie impuls dodatni na I siatce, powstanie ujemny impuls koincydencji kombinowanej. Ten ujemny impuls poprzez diodę jest przekazany na element całkujący siatki triody. Dioda odcina siatkę triody od anody lampy koincydencyjnej hodoskopu, tak że czas trwania impulsu na anodzie lampy koincydencyjnej hodoskopu nie ma wpływu na czas trwania tego impulsu na siatce triody. W ten sposób, dobierając dużą

stałą czasową obwodu siatkowego triody (duży opór siatkowy i duży kondensator, podłączony równolegle do tego oporu: $10\text{ M}\Omega$, $10\,000\text{ pF}$), krót-



Rys. 23

Schemat wzmacniacza hodoskopowego J. Massalskiego

kim impulsem koincydencyjnym (rzędu 10^{-6} sek) blokuje się triodę przez czas o kilka rzędów wielkości dłuższy (rzędu 10^{-1} sek).

Dla każdej koincydencji ABC świecąca neonówka sygnalizuje, przez który z liczników tacy C przeszła cząstka jonizująca. W analogiczny sposób możemy hodoskopować liczniki tacy A i B , jeżeli zachodzi na to potrzeba. Hodoskopowana taca C w opisanym wyżej przypadku bierze udział w wyznaczaniu koincydencji głównej ABC (master pulse). W tym przypadku każda koincydencja ABC jest równoznaczna z zapłonem przynajmniej jednej neonówki. Możemy hodoskopować także liczniki nie należące do tacy ABC . Nie każda koincydencja ABC spowoduje teraz zaświecenie neonówki, ponieważ świecąca neonówka x będzie równoznaczna z poczwórną koincydencją $ABCx$.

Literatura

1. L. Alaoglu, N. M. Swith, Phys. Rev., **53**, 832 (1938).
2. E. Baldinger, Helv. Phys. Acta, **19**, 202 (1946).
3. E. Baldinger, R. Casale, Helv. Phys. Acta, **21**, 117 (1948).
4. E. Baldinger, P. Huber, K. P. Meyer, Rev. Sci. Inst. **19**, 473 (1948).
5. Л. В. Элмор, М. Сендс, Электроника в ядерной физике (1951).
6. J. Gierula, Acta Phys. Pol., **11**, 36 (1951).
7. W. A. Higinbotham, J. Gallagher, M. Sands, Rev. Sci. Inst., **18**, 706 (1947).
8. A. Z. Hryniewicz, Acta Phys. Pol. **10**, 251 (1950).
9. S. A. Korff, Electron and Nuclear Counters (1948).
10. H. Lifschutz, J. L. Lawson, Rev. Sci., **9**, 83 (1936).
11. K. P. Meyer, E. Baldinger, B. Hahn, P. Huber, Helv. Phys. Acta, **22**, 420 (1949).
12. B. Rossi, Nature, **125**, 636 (1930).
13. А. А. Санин, Радиотехнические методы исследования излучений (1951).
14. L. J. Schiff, R. D. Evans, Rev. Sci. Inst., **7**, 456 (1936).
15. В. Векслер, Л. Трошев, Б. Исаев, Ионизационные методы исследования излучений (1951).
16. H. Volz, Z. f. Phys., **93**, 539 (1935).
17. A. Zawadzki, Sprawozdania Łódzkiego Towarzystwa Naukowego (w druku).

Marian Kryszewski

Zakład Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Mikołaja Kopernika

Metody optyczne jako metody pomocnicze przy Rentgenowskim badaniu struktury kryształów

Powszechnie wiadomo, że przeprowadzenie kompletnej analizy struktury kryształu za pomocą promieni X jest bardzo kłopotliwe i wymaga dużo czasu. Dokładne obliczenie struktury z pomiaru natężeń promieni X przy zastosowaniu metody „prób i błędów“ trwa kilkanaście miesięcy, nawet wówczas gdy wykluczy się wszystkie te struktury, które przez dyskusję własności makroskopowych jak: własności optyczne, łupliwość itp. oraz przez rozważania dotyczące energii siatki, liczby koordynacyjnej, reguły Paulinga itp., zdają się niemożliwe do przyjęcia. Podobnie kompletna analiza Fouriera czy Pattersona, przy zastosowaniu wszelkich uproszczeń, wymaga ogromnego nakładu pracy i czasu. W związku z tym, niewątpliwie celowe byłoby znalezienie jakiegokolwiek metody upraszczającej, która by zdecydowanie pozwalała odrzucić większość struktur, a więc zredukowałaby liczbę możliwych struktur do kilku. Dla niewielkiej liczby prawdopodobnych rozmieszczeń drobin lub atomów w komórce elementarnej można przeprowadzić dokładne obliczenia parametrów nieokreślonych metodą „prób i błędów“ lub też obliczyć gęstość elektronów stosując analizę Fouriera. Najwygodniejsze jednak byłoby skonstruowanie urządzenia mechanicznego, w którym poszczególne drobiny lub cała siatka odwrotna czy też odpowiedni jej rzut przedstawione byłyby przy pomocy kulek lub otworków, a światło uginając się na nich dawałoby obrazy podobne do tych, które otrzymuje się w wyniku ugięcia lub odbicia promieni X. Jeżeli obraz uzyskany przy pomocy takiej metody, odpowiednio zinterpretowany, jest zgodny z tym, który uzyskujemy przy pomocy promieni X, to założona struktura odpowiada „rzeczywistości“, a więc wybrane parametry nieokreślone są, z grubsza biorąc, słuszne i dla nich dopiero warto przeprowadzać ścisłe obliczenia.

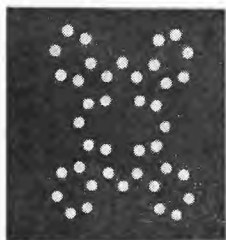
Z natury rzeczy każde takie urządzenie makroskopowe może dawać tylko dane przybliżone, jednakże dzięki szybkości, jaką takie urządzenia gwarantują, można zbadać wiele struktur w ciągu krótkiego czasu.

Jednym z pierwszych urządzeń makroskopowych, pozwalających uzyskać obrazy podobne do otrzymywanych w wyniku uginania się elektronów na kryształach, jest urządzenie zaprojektowane przez W. G. Burgersa i J. A. Ploos van Amstela [1].

Odwrotna siatka przestrzenna, zbudowana przy założeniu pewnej struktury komórki elementarnej, jest przedstawiona przez kulki różnej średnicy, nanizane na druty. Średnica kulki zależy od zdolności rozpraszającej danego atomu, który kulka przedstawia. Cała odwrotna siatka obraca się wokół osi równoległej do jednego z głównych kierunków krystalograficznych i jest oświetlona wąską wiązką światła padającego w płaszczyźnie prostopadłej do osi obrotu siatki przez długą szczelinę. W kierunku osi obrotu obserwuje się światło odbite na kulkach, którego natężenie jest zależne od czasu pobytu kulki w wiązce światła. O ile w wyniku tego (przy pewnej prędkości obrotów) uzyskuje się obraz niezgodny z obrazem ugięcia elektronów, to zmienia się kąt padania światła oświetlającego lub też odstęp między kulkami reprezentującymi odwróconą siatkę, czyli po prostu zmienia się strukturę. Te małe zmiany dokonywane są tak długo, aż nie uzyska się daleko idącej zgodności między obrazem uzyskanym przez ugięcie elektronów i obrazem odbitego światła widzialnego. Zbadanie jednej struktury zabiera mało czasu i można w ten sposób przebadać wiele struktur.

Na innej zasadzie — jako pomoc do interpretacji rentgenogramów — polegają metody proponowane przez W. L. B r a g g a w latach 1939, 1942 i 1944, które po ulepszeniu przez T a y l o r a, H a n s o n a i L i p s o n a stanowią poważne ułatwienie pracy nad oznaczaniem struktury kryształów tak bardzo absorbującej czas.

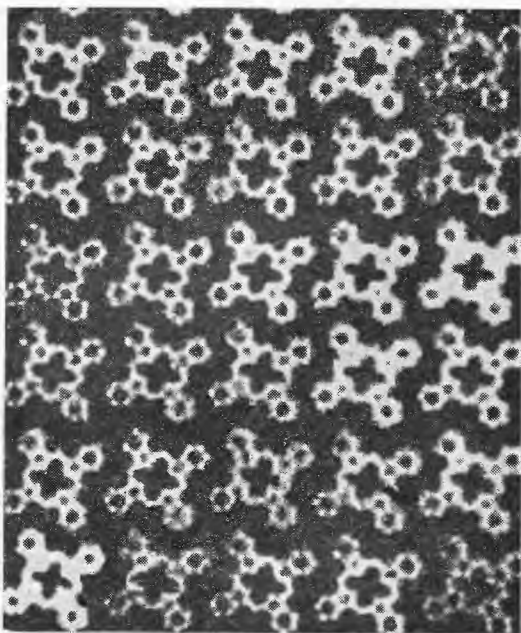
Najprostszą (lecz nie najstarszą) z nich jest tzw. „metoda oka muchy“, zaproponowana przez B r a g g a [2] w r. 1944. Nazwa tej metody, z pozoru dziwna, wyjaśni się później, gdy będziemy pamiętać, że oko muchy złożone jest z wielu części, z których każda stanowi osobne oko. Podobnie jak poprzednio pracuje się i tu z siatką odwrotną, gdyż pozwala to najłatwiej interpretować diagramy rentgenowskie. Stosowanie odwrotnych sieci umożliwia bezpośrednie znalezienie kierunków, w których spełniony jest warunek Lauego czy Bragga. Wektory odpowiadające tym kierunkom przecinając się z jakąś płaszczyzną dają rzut odwrotnej sieci z danego kierunku. Jeżeli zrobimy siatkę płaską podobną do tej, jaką daje rzut odwrotnej sieci kryształu danego kierunku, w postaci równomiernie rozmieszczonych otworków w nieprzezroczystej płytce, i rzucimy na nią wiązkę monochromatycznego światła, muszą w wyniku interferencji i ugięcia powstać ciemne i jasne punkty. W kryształach światło ugina się na atomach, więc można — dla ułatwienia — wyobrazić je sobie jako zbiór źródeł światła emitowanego w pewnych kierunkach. Dla uzyskania analogicznej sytuacji, do oświetlania poprzednio wspomnianej siatki płaskiej można stosować szablon drobiny w postaci odpowiednio rozmieszczonych otworków w nieprzezroczystej płytce z tyłu oświetlonej żarówką.



Rys. 1
Szablon drobiny ftalocyjaniny (otworki rozmieszczone są tak jak atomy węgla w drobnie)

Szczególnie łatwo można to zrobić dla drobin płaskich np. wielu związków organicznych, lecz i dla drobin rozmieszczonych przestrzennie można wykonać rzut z pewnego kierunku uzyskując płaski szablon. Wiązka światła równoległego, przechodząc przez szablon drobiny pada na płaską siatkę, tj. płytkę z drobnymi otworkami (1600 na 1 cm²) i promienie na nich ugięte zostają zarejestrowane na kliszy fotograficznej umieszczonej w odległości 1 cm. Każda z dziurek siatki płaskiej działa jak camera obscura i daje na kliszy obraz drobiny, którego natężenie jest różne (osłabione lub wzmocnione w wyniku interferencji). Kliszę w ten sposób naświetloną wywołuje się i ponownie obserwuje obraz dyfrakcyjny, jaki daje wiązka światła równoległego. Gdy założona struktura drobiny jest prawidłowa (szablon odpowiedni), otrzymuje się obraz podobny do tego, jaki dają ugięte promienie X. Metoda dlatego nosi nazwę „metody oka muchy“, bo obserwujemy równocześnie wiele obrazów o różnym natężeniu, jak gdyby okiem złożonym z wielu elementów.

Dla ftalocyjaniny, której struktura jest dobrze zbadana przez Robertsona [3] i która dlatego jest związkiem, na którym często bada się przydatność nowych metod, otrzymano bardzo zgodne wyniki na strukturę drobiny metodą rentgenograficzną i uproszczoną metodą optyczną. Rys. 1 pokazuje szablon założonej struktury dla ftalocyjaniny, natomiast rys. 2 przedstawia znacznie powiększoną mikrofotografię siatki płaskiej, otrzymaną przy użyciu tego szablonu przez Bunnę. Na rys. 3



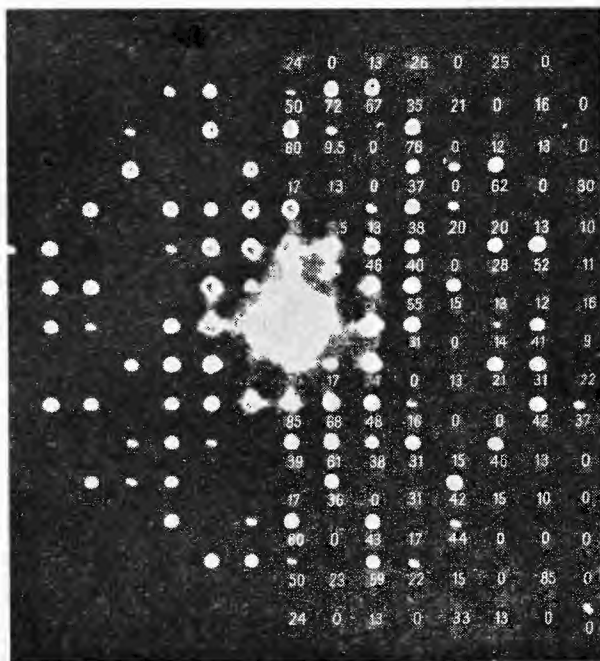
Rys. 2
Powiększona mikrofotografia siatki płaskiej otrzymanej dla ftalocyjaniny

mamy obraz widma siatkowego otrzymanego przy pomocy powyższej siatki płaskiej. Na fotografii tej nieco zatarte są liczby podające dla porównania

względne natężenia promieni X , jednak można stwierdzić, że dużym natężeniom promieni X odpowiadają duże natężenia widma siatkowego, co jednoznacznie potwierdza, że założona struktura jest poprawna.

Tak więc cały proces zbadania struktury polega na tym, że proponowaną strukturę rysuje się w odpowiedniej skali, przygotowuje się odpowiedni dziurkowany szablon.

następnie umieszcza się światło kolejno przed każdym z otworków i fotografuje się przez gęstą siatkę. Takich zdjęć na jednej kliszy można zrobić dużo w krótkim czasie. Po wywołaniu i odwróceniu kliszy, tak aby otrzymać na niej pozytywny, tj. na czarnym tle jasne plamki, bada się obraz otrzymany przez ugięcie wiązki promieni równoległych na tak użytkowanej siatce. Obraz ten porównuje się z diagramem uzyskanym przy pomocy promieni X . Zgodność natężeń w obydwu obrazach uzyskamy tylko wówczas, gdy założona struktura



Ryc. 3

Obraz widma siatkowego otrzymany przy pomocy siatki płaskiej

jest prawdziwa. W ten sposób bez obliczeń można w przybliżeniu stwierdzić rozmieszczenie atomów wewnątrz komórki elementarnej.

„Metoda oka muchy“ była ulepszana przez Crowfoota (1949), D. Harkera i J. Kaspera (1948), R. Hulma [4], C. A. Taylora, R. M. Hinde i H. Lipsona (1951) [5] oraz przez A. W. Hansona i H. Lipsona [6], którzy ją znacznie uprościli. Uproszczenie polega na tym, że nie stosują oni siatki płaskiej złożonej z tak dużej liczby obrazów elementarnych, jak to czyni Bragg. Zastosowali oni też specjalny spektrometr dyfrakcyjny, którego budowa będzie podana dalej. Np. dla p-izocyjaniny stosują oni szablon dyfrakcyjny złożony tylko z czterech drobin i to już daje obraz zgodny z rzutem odpowiednim odwróconej sieci na płasz-

czynną 001. Natężenia poszczególnych punktów odpowiadają sobie, co świadczy o tym, że założona struktura i rozmieszczenie drobin w komórce elementarnej są prawidłowe.

Taka uproszczona metoda, która pozwala na bardzo szybkie otrzymywanie wyników (zbadanie struktury trwa około 10 minut), ma jeszcze tę zaletę, że dzięki małej ilości elementów otrzymuje się mało zniekształconą siatkę, poza tym pozwala ona na stosunkowo łatwe zorientowanie się, jaki jest wpływ małych zmian lub dużych przesunięć poszczególnych elementów struktury, tj. czy wystarczą tylko drobne zmiany, czy też trzeba zupełnie daną strukturę odrzucić. To, że uzyskujemy obrazy rozmyte, jest wadą natury estetycznej.

„Metoda oka muchy“ daje więc możliwość uzyskania przybliżonej struktury, którą potem sprawdza się obliczając natężenia poszczególnych odbić. Natężenie wiązki ugiętej lub odbitej wyraża się zależnością

$$J \sim S_{hkl}^2 \sim \left\{ \sum_{i=1}^n F_{i\varphi} \right\},$$

przy czym S jest to czynnik strukturalny, F amplitudą, z jaką rozprasza i -ty atom, $\varphi = \rho h + \sigma k + \tau l$, gdzie ρ , σ , τ są parametrami nieokreślonymi warunkującymi rozmieszczenie atomów w komórce elementarnej. Jeżeli mamy małe odchylenie dla natężenia obliczonego dla danego odbicia, przy założeniu pewnej struktury, od danych otrzymanych z pomiarów natężeń na diagramie rentgenowskim, świadczy to, że założona struktura jest prawidłowa i wystarczy dokonanie małych zmian parametrów nieokreślonych, tj. małych przesunięć atomów w komórce, aby uzyskać całkowitą zgodność.

Już poprzednio wspomniano, że dokładne dane dotyczące rozmieszczenia atomów wewnątrz komórki elementarnej uzyskać można obliczając rozkład gęstości elektronów wewnątrz komórki przy zastosowaniu analizy Fouriera. Już w przypadku podwójnego szeregu Fouriera, gdzie rzutujemy gęstość na płaszczyznę prostopadłą do osi pasa (np. oś pasa równoległa do osi z , a więc rzutujemy na płaszczyznę x, y), obliczenie gęstości elektronów ze wzoru

$$\rho_{x,y} = \sum_h \sum_k A_{hk} \cos 2\pi \left(h \frac{x}{a} + k \frac{y}{b} \right),$$

przedstawia problem bardzo trudny, tym bardziej, że współczynniki A_{hk} zależą od czynnika strukturalnego. Dla grup przestrzennych, nie posiadających środka symetrii, nic nie wiemy o fazie promienia rozproszonego, tzn. nic nie wiemy o znaku przy danym współczynniku. W przypadku szeregu potrójnego, który musimy sumować, gdy chcemy obliczyć prze-

strzenny rozkład gęstości elektronów, te trudności mnożą się znacznie i są prawie że nie do pokonania. Nie tylko „odstrasza” działają tu kłopotliwe obliczenia, ale także i to, że musimy brać pod uwagę natężenie odbić wszystkich rzędów, bo nie ma żadnych wskazówek, że szereg można urwać na danym wyrazie (w metodzie prób i błędów stwierdzona zgodność dla kilku rzędów jest już wystarczająca). Związane to jest z kolosalną pracą pomiarową i koniecznością posiadania dokładnych mikrofotometrów. Tak więc, mimo, że w wyniku kompletnej analizy Fouriera można uzyskać dokładne dane co do rozkładu gęstości elektronów, a więc co do rozmieszczenia atomów (na podstawie mapy gęstości elektronów), to jednak dość rzadko taką analizę się wykonuje, bowiem przy stosowaniu wszelkich uproszczeń pochłania ona bardzo wiele czasu.

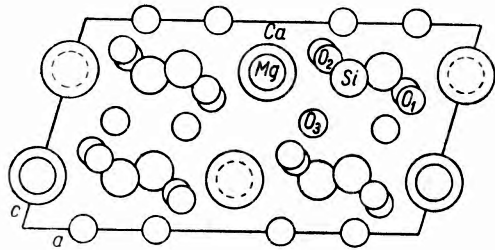
Także i tu okazało się celowe znalezienie metody upraszczającej. Pierwsze sugestie w tym kierunku pochodzą także od Bragga, który później ogłosił dwie prace, będące pięknym przykładem zastosowania metod optycznych jako pomocy przy wyznaczaniu struktury kryształów.

Bragg wysunął następujące sugestie:

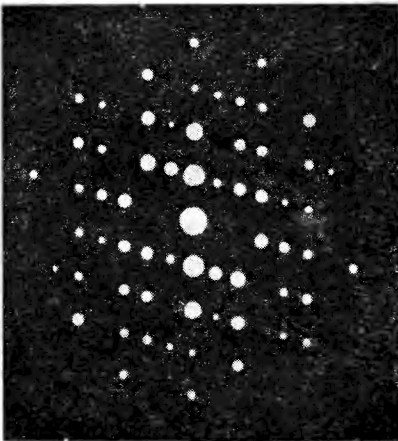
1) optyczne sumowanie szeregu Fouriera przy pomocy urządzenia pozwalającego na otrzymanie bezpośredniego rzutu drobiny na pewną płaszczyznę, w analogii do map gęstości elektronów;

2) optyczne obliczanie pewnych całek Fouriera dających stałe czynniki wraz z odpowiednimi znakami, których znajomość pozwala na interpretację diagramu rentgenowskiego i dalsze ścisłe obliczenie struktury

W. L. Bragg w r. 1939 podał pierwszy przykład „optycznego sumowania” szeregu Fouriera. Metoda podana przez Bragga była następnie wielokrotnie ulepszana i często stosowana. Dla danej komórki elementarnej, w której w pewien sposób rozmieszczono

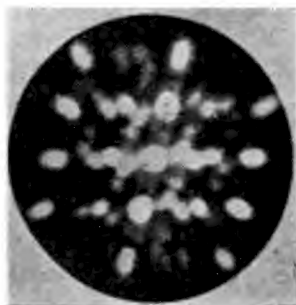


Rys. 4
Rzut elementarnej komórki diopsydu na płaszczyznę 001



Rys. 5
Widmo siatkowe (hol) dawane przez kryształ

drobiny badanego związku, konstruuje się rzut odpowiedniej odwrotnej siatki na wybraną płaszczyznę np. $(h k l)$, a więc otrzymuje się rzut widma siatkowego na daną płaszczyznę. Punkty te przenosi się na cienką płytkę



Rys. 6
Obraz dyfrakcyjny otrzy-
many przy pomocy płytki
z otworkami

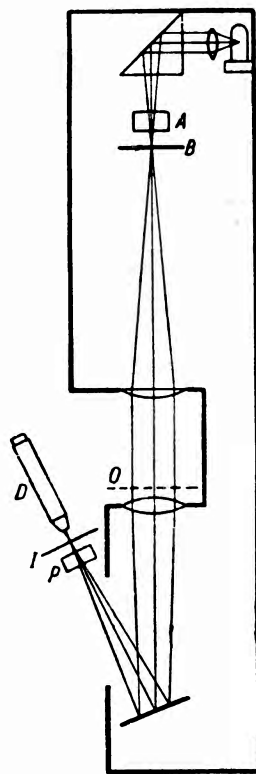
i wierci się otworki, których średnica jest proporcjonalna do amplitudy, z jaką rozprasza dany atom. Płytkę taką umieszczamy między dwiema soczewkami odległymi o 2 m i oświetlamy ją światłem z punkowego źródła (przeważnie z lampy rtęciowej) umieszczonego w ognisku jednej z soczewek. W ognisku drugiej obserwuje się przez mikroskop obraz interferencyjny ugiętych na otworkach promieni. Otrzymuje się bardzo realistyczny obraz struktury.

Już na pierwszy rzut oka widać zgodność między rys. 4 i rys. 6. Można więc krótko powiedzieć, że tok rozumowania jest następujący: na podstawie diagramu rentgenowskiego znajdujemy odpowiedni rzut widma siatkowego na pewną płaszczyznę, wykonujemy odpowiedni dziurkowany szablon i obraz promieni ugiętych da nam bezpośrednio obraz drobiny. Można też zagadnienie odwrócić, tj. założyć strukturę drobiny i porównywać, czy odpowiedni rzut widma siatkowego jest zgodny z tym, co otrzymamy na podstawie diagramu rentgenowskiego.

Dalsze prace są ulepszeniem powyższej metody. Tak więc Bragg [7] proponuje, żeby kłopotliwe wiercenie otworków, które często muszą być bardzo blisko siebie położone, zastąpić fotografowaniem widma siatkowego, które potem odpowiednio pomniejsza się na kliszy szklanej i zamiast otworków otrzymuje się na ciemnym tle jasne plamki odpowiadające poprzednim otworkom. Fotografie takie są wygodniejsze w pracy od płytek z otworkami, bo nie stawiają żadnych ograniczeń złożoności obrazu przy zachowaniu ogromnej ostrości. Taką stosunkowo prostą zależność mamy tylko wówczas, gdy istnieje środek symetrii. Dla ogólniejszych przypadków sytuacja jest bardziej skomplikowana. Bragg zaproponował umieszczenie na niektórych otworkach kawałków półfalówki mikowej, co powodowało powstanie różnicy dróg o $\frac{\lambda}{2}$, więc różnicy fazy o π , w dowolnym miejscu. Ze względu na to, że różnice dróg optycznych muszą być bardzo dokładnie zachowane, użyte kawałki miki powinny być bardzo jednorodne. Przy wprowadzeniu takich ulepszeń uzyskano bardzo dobre rezultaty. Stwierdzono, że rzeczą korzystną jest stosowanie dobrego filtra dającego światło monochromatyczne, fotografowanie bezpośrednie tylko

przy użyciu samego obiektywu mikroskopu, ponieważ wówczas wystarcza krótsza ekspozycja niż przy stosowaniu całego mikroskopu itp. Diopsyd badany przez B r a g g a jest szczególnie wygodny, bowiem tylko w jednym przypadku mamy tu konieczność wprowadzenia różnicy faz. B u e r g e r [8] rozwiązał to zagadnienie dla ogólniejszego przypadku ze środkiem symetrii, używając płytek mikowych pochylonych w ten sposób, aby przez odpowiednie zwiększenie drogi optycznej uzyskać odpowiednią różnicę faz. Dla markasytu FeS_2 uzyskał on bardzo poprawne wyniki, jednakże i markasyt ma strukturę stosunkowo korzystną i uzyskanie zmiany faz nie sprawia tu specjalnych trudności. H a n s o n, T a y l o r i L i p s o n [9] zastosowali aparaturę najwygodniejszą w użyciu, która daje w przypadku grup przestrzennych ze środkiem symetrii bardzo dobre rezultaty i pozwala na dokładną kontrolę fazy w zakresie od 0 do π . W metodzie tej opisaną dokładnie przez powyższych autorów w *Acta Crystallographica* [6] rzut odwrotnej siatki z pewnego kierunku przedstawiony jest, jak poprzednio, przy pomocy płytki, w której wywiercono otworki. W każdym z otworków umieszczony jest mały cylinderek o średnicy 0,3 mm z kawałkiem miki. (Grubość poszczególnych kawałków miki musi być dokładnie jednakowa i równa 0,0025 cm; wyznaczamy ją przy pomocy mikroskopu polaryzacyjnego na podstawie barwy interferencyjnej). Każdy z takich cylinderek przepuszcza światło spolaryzowane o różnym natężeniu w zależności od swej orientacji, a więc przez odpowiedni jego obrót możemy przepuszczać światło o takim natężeniu, jak odpowiednia wiązka promieni X, ugięta na atomie reprezentowanym w odwrotnej siatce przez odpowiedni otworek. Amplituda światła przepuszczonego jest proporcjonalna do $\sin 2\varphi$, gdzie φ oznacza kąt, o który obrócono cylinderek z położenia, przy którym mamy wygaszenie przy skrzyżowanych polaroidach. Gdy φ przechodzi przez zero amplituda zmienia znak, co odpowiada zmianie znaku fazy. Płyta wraz ze znajdującymi się na niej odpowiednio zorientowanymi cylinderekami umieszczona jest w tzw. spektrometrze dyfrakcyjnym (dawniej B r a g g nazywał swoje urządzenie „mikroskopem promieni X“, ale nazwa ta nie jest jednoznaczna).

Schemat spektrometru przedstawiony jest na rys. 7.



Rys. 7

Światło wychodzące ze źródła jest skierowane przez soczewkę i pryzmat całkowicie odbijający na polaryzator *A* i szczelinę *B*. Następnie pada na płytkę z cylinderkami umieszczoną w *O*. Obraz ugiętych i odpowiednio z sobą interferujących promieni obserwujemy przez mikroskop *D* w płaszczyźnie *I*. Płyta z cylinderkami umieszczona w *O* może być obracana wokół osi prostopadłej do biegu promieni, co umożliwia zmianę płaszczyzny rzutowania. Nie wchodząc bliżej w szczegóły i pewne trudności, spowodowane pracą ze światłem spolaryzowanym zbieżnym, oraz w dyskusję całkowitego wykorzystania dwójłomności miki, trzeba stwierdzić, że dla durenu $C_{10}H_{14}$ otrzymuje się obraz zgodny z tym, który jako mapę gęstości elektronów uzyskał dla tegoż związku *Robertson* [11]. Metoda ta, mimo wprowadzone poprawki, nie daje obrazów zupełnie dokładnych, ale łatwo można z położenia cylinderka ustalić znaki fazy, co rozwiązuje w znacznym stopniu zasadnicze trudności syntezy fourierowskiej oraz przez wykluczenie wielu możliwości stanowi bardzo duże uproszczenie. W powyższy sposób można stwierdzić zarówno poprawność założonej struktury, np. dla dwufenylonaftalenu przy znanych już czynnikach strukturalnych, jak również można stwierdzić znaki tych czynników przez obracanie cylinderków, np. dla heksametylenobenzenu, i potem przeprowadzić już dokładne obliczenia. Przebadanie wszystkich możliwości zajmuje tylko parę godzin (np. gdy mamy 7 parametrów zmiennych, to trzeba by zbadać 2^7 kombinacji). Na ogół można pracować bez fotografowania, które wykonuje się tylko dla pewnych końcowych struktur. Stosując natomiast metodę „prób i błędów“ mamy nieraz kłopot przy porównywaniu czynników strukturalnych, które mamy dane z doświadczenia, z tymi, które dla danej struktury uważamy za najprawdopodobniejsze. Na podstawie otrzymanego obrazu można jednak zdecydować, w jakim kierunku należy iść w rozmieszczaniu atomów wewnątrz komórki elementarnej. Naturalnie, bardziej skomplikowane struktury będą przedstawiały dodatkowe trudności, co stanowi pewne ograniczenie omawianej metody. Trzeba też wskazać na pewne trudności aparaturowe. Np. małe różnice w grubości miki umieszczonej w poszczególnych cylinderkach powodują, w wyniku zmiany drogi optycznej, przykre zakłócenia fazy. Aberacja sferyczna soczewek musi być bardzo starannie korygowana. Korzystne też byłoby robić wycinek odwrotnej siatki w mniejszej skali. Te wszystkie trudności są jednak stopniowo zwalczane i w swej ostatniej notatce *Hanson* [12] donosi, że zwiększono znacznie zdolność rozdzielczą spektrometru dyfrakcyjnego przez dobre skorygowanie soczewek. Załączone tam zdjęcie optycznej syntezy Fouriera dla heksametylenu, wykonane na podstawie danych *Robertsona* z diagramu promieni *X*, wykazuje uderzające polepszenie.

Już w trakcie omawiania całkowitej syntezy Fouriera, tj. sumowania szeregów, czyli znajdowania rozkładu gęstości elektronów, wspomniano o tym, że przy pomocy metod optycznych można znajdować znak czynnika A_{hkl} w szeregu Fouriera, a więc, że można znajdować całkę

$$A_{hkl} = \frac{2}{V} \int_0^a \int_0^b \int_0^c \rho \cos 2\pi \left(h \frac{x}{a} + k \frac{y}{b} + l \frac{z}{c} \right) dx dy dz,$$

a tym samym czynnikiem strukturalnym S , związany z A_{hkl} zależnością

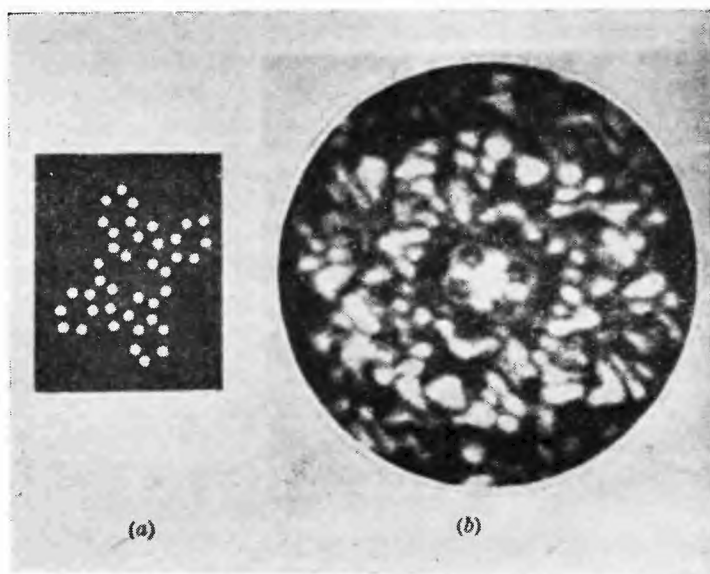
$$A_{hkl} = \frac{2}{V} S_{hkl}.$$

Odpowiada to drugiej sugestii podanej przez Bragg'a. Postępuje się tu w pewnym sensie podobnie jak w metodzie „oka muchy“. Szablon dziurkowany, przedstawiający drobiny, musi być tak dopasowany, aby obraz dyfrakcyjny uzyskany przy użyciu światła monochromatycznego ściśle odpowiadał co do natężenia i położenia rzutowi odwrotnej siatki na płaszczyznę, tj. aby punkty o dużym natężeniu w rzucie siatki odpowiadały dużym natężeniom obrazu dyfrakcyjnego (w rzucie siatki mamy punkty różnej wielkości w zależności od natężenia ugiętych promieni X w danym punkcie). O ile uzyskamy zgodność, znaczy to, że należy przyjąć czynnikiem strukturalny S odpowiadający proponowanej strukturze.

Taylor i Lipson [13] sprawdzili tę metodę badając strukturę ftalocyjaniny, która jest dobrze znana. Drobina ta leży na płaszczyźnie, tzn. jest płaska, łatwo więc przygotować jej szablon dziurkowany. Przez umieszczenie tego wzoru w poprzednio opisanym spektrometrze dyfrakcyjnym otrzymano obraz dyfrakcyjny, odpowiadający w przybliżeniu rzutowi odwrotnej siatki z uwzględnieniem odpowiednich natężeń. Lepszą zgodność uzyskuje się jednak przy założeniu, że drobina ftalocyjaniny nie leży bezpośrednio na płaszczyźnie, jak to przedstawiono na rys. 1, lecz jest względem niej nieco pochylona, tak że rzut na płaszczyznę 010 będzie trochę wydłużony. Przy takiej orientacji, jak to widać na rys. 8a, mamy nieco inny obraz dyfrakcyjny, umieszczony obok na rys. 8b. Rys. 9 pokazuje główne elementy obrazu dyfrakcyjnego nałożone na rzut odwróconej sieci. Tu już widać niewątpliwie dość dużą zgodność, a więc taką orientację drobin wewnątrz komórki elementarnej należy uznać za prawidłową.

Nie należy się tu spodziewać daleko idącej zgodności, jednak to, co się już otrzymuje, wystarcza, aby wyciągać wnioski co do czynnika strukturalnego S . Znajdując nawet przybliżoną zgodność można wprowadzić małe poprawki i względnie dokładnie obliczyć strukturę. Przygotowanie szablonu, ze względu na jego małe wymiary, jest dosyć kłopotliwe, toteż Taylor i Lipson [14] wprowadzili cały szereg ulepszeń aparaturowych (np. specjalne pantografy do robienia dziurek — szablonów) i przeprowadzili porównawcze obliczenia całek Fouriera na podstawie danych

rentgenowskich i otrzymanych metodami optycznymi dla durenu, naftalenu i ftalocyjaniny, uzyskując dość dobrą zgodność. Obserwowane są tu natężenia, nie amplitudy, więc w obliczeniach należy brać pod uwagę znak czynnika strukturalnego, co nieco komplikuje zagadnienie, jednakże dla drobin posiadających środek symetrii, do których przeważnie stosują się te rozważania, można znak ten stosunkowo łatwo ustalić. Zastosowanie tej



Rys. 8

- a) szablon ftalocyjaniny odpowiednio zorientowany
b) obraz dyfrakcyjny uzyskany przy pomocy szablonu z rys. 8a

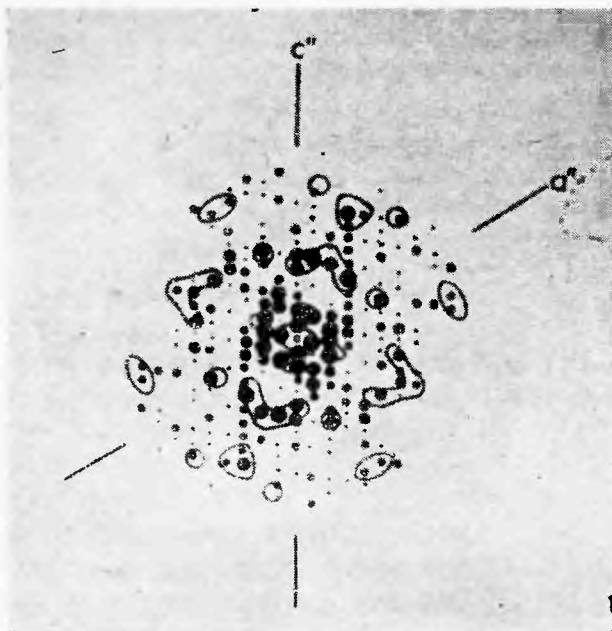
metody do drobin, których nie można traktować jako dwuwymiarowe, jest znacznie trudniejsze, nie można bowiem zbudować szablonu przestrzennego, trzeba brać natomiast odpowiednie rzuty szablonu i odpowiednie rzuty siatki odwrotnej. Otrzymane wyniki dla tak uzyskanych rzutów trzeba sumować. Także i to, że wewnątrz komórki elementarnej występują czasami kilka drobin i one stanowią poszczególną jednostkę dyfrakcyjną, komplikuje pracę, lecz mimo to omawiana metoda daje rezultaty i przy dalszym jej udoskonaleniu można spodziewać się wyników jeszcze lepszych.

Trzeba też wspomnieć, że były próby wyznaczenia metodą optyczną molekularnego czynnika rozpraszania. Przy zastosowaniu metod optycznych Hanson, Taylor i Lipson [15] zbadali dokładnie struktury p-izocyjanobenzenu, dwufenylonaftalenu, purpurogaliny i innych związków. Dla niektórych z nich wprowadzono pewne współczynniki popraw-

kowe, ale szybkość i poprawność metod optycznych była zadziwiająca.

Ten przegląd metod optycznych stosowanych pomocniczo w różnych stadiach wyznaczania struktury kryształów pozwala stwierdzić, że przytłaczające rachunki, które czyniły metodę „prób i błędów“, a przede wszystkim kompletną analizę Fouriera, tak kłopotliwymi, mogą być omińnięte przez znajdowanie struktury najbardziej prawdopodobnej metodą zupełnie bezpośrednią, nie wymagającą rachunków.

Tym samym uzyskuje się ograniczenie liczby różnych możliwości koniecznych do dokładnego przeliczenia, a więc ogromną oszczędność pracy rachunkowej.



Rys. 9
Główne elementy obrazu dyfrakcyjnego nałożone na rzut siatki odwrotnej

Literatura

1. W. G. Burges, J. A. Ploos van Amstel, Z. Krystal, 95, 54 (1936).
2. W. L. Bragg Nature 143. 679 (1939); 154, 69 (1944).
3. J. M. Robertson, J. Chem. Soc. 1195 (1936).
4. R. Hulme, Acta Cryst., 5, 144 (1952).
5. C. A. Taylor, R. M. Hinde, H. Lipson, Acta Cryst., 4, 261 (1951).
6. A. W. Hanson, H. Lipson, Acta Cryst., 5, 145 (1952).
7. W. L. Bragg, Nature, 149, 470 (1942).
8. J. M. Buerger, J. App. Phys., 21, 909 (1950).
9. A. W. Hanson, C. A. Taylor, H. Lipson, Nature, 169, 160 (1951).
10. A. W. Hanson, H. Lipson, Acta Cryst., 5, 362 (1952).
11. J. M. Robertson, Proc. Roy. Soc., A 141, 594 (1933); Proc. Roy. Soc., A 142, 659 (1933).
12. A. W. Hanson, Nature, 170, 580 (1952).
13. C. A. Taylor, H. Lipson, Nature, 167, 809 (1951).
14. H. Lipson, C. A. Taylor, Acta Cryst., 4, 458 (1951).
15. A. W. Hanson, C. A. Taylor, H. Lipson, Nature, 199, 1086 (1952).

Tadeusz Skaliński

Instytut Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Warszawskiego

Nowe drogi wytwarzania siatek dyfrakcyjnych

Wykonanie dobrej siatki dyfrakcyjnej wymagające nakreślenia ogromnej liczby równoległych i ściśle równoodległych rys, biegnących w odległościach wzajemnych kilku tysięcznych milimetra, jest jednym z najtrudniejszych zadań, jakie fizyka stawia mechanice precyzyjnej. Od czasu skonstruowania przez Rowlanda nowoczesnej maszyny do rysowania siatek nie poczyniono na tym polu większych postępów i jest wątpliwe, czy otrzymano gdziekolwiek siatki lepsze niż rowlandowskie, rysowane przed ok. 70-u laty. Zresztą nadmienić wypada, że zadanie takie podjęte zostało zaledwie przez kilka pracowni na świecie. Dlatego też z uwagi na coraz to wzrastające zapotrzebowanie na siatki związane z nawrotem do stosowania ich w wielkich spektrografach, przedsięwzięto wiele prób, by opracować metodę otrzymywania replik, czyli kopii z istniejących siatek o wypróbowanej jakości.

Pierwsze udane próby dokonane zostały przez Thorpego. Istnieje kilka odmian opracowanej przez niego metody. Zasada jej jest następująca: Na powierzchni siatki, którą chcemy skopiować, rozprowadzamy cienką warstewkę kolodiu lub roztworu piroksyliny w octanie amyłowym. Po wyparowaniu rozpuszczalnika otrzymujemy na powierzchni siatki cienką błonkę, którą można oddzielić przez namoczenie jej w wodzie. Oddzieloną błonkę, która stanowi negatyw kopiowanej siatki, przenosi się następnie na płytkę szklaną, na której można ją umieścić dwoma sposobami. Pierwszy z nich polega na przyłożeniu błonki do płytki szklanej pokrytej cienką warstwą namoczonej żelatyny, stroną uformowaną do góry. Żelatyna wysycha poprzez błonkę, utrzymując ją po wyschnięciu na płytce. Można również przenieść błonkę na czystą, zwilżoną płytkę szklaną, stroną uformowaną do powierzchni szkła. Brzegi błonki przykleja się w tym przypadku do szkła np. żelatyną, a woda wyparowuje poprzez błonkę podobnie jak poprzednio.

W obu przypadkach wyraźne i jasne widmo pojawia się dopiero po zupełnym wyschnięciu błonki. Okazuje się jednak, że repliki w ten sposób wykonane nie dają widma na tyle poprawnego, by można było ich używać przy subtelnych pracach badawczych. Łatwo zrozumieć powody tego.

Po pierwsze, przy przenoszeniu błonki z siatki na płytkę łatwo jest ją nieco odkształcić. Drugą przyczyną, wywierającą szczególnie duży wpływ, jest niejednolita grubość błonki po wyschnięciu. Zaznacza się to szczególnie dla błonek grubszych, które po dość szybkim wysuszeniu wskutek nierównomiernego kurczenia się stają się pomarszczone, przypominając swym wyglądem skórkę pomarańczową. Wprawdzie przez wykonanie błonek cienkich i bardzo powolne ich suszenie można zjawisko to bardzo znacznie zmniejszyć, zawsze jednak, jak to wykazują badania przeprowadzone przy pomocy interferometrów, stanowi ono poważne źródło błędów siatki.

Gdy jednak błonkę przeniesiemy na płytkę szklaną pokrytą cienką warstwą namoczonej żelatyny i przyciśniemy do niej uformowaną powierzchnię błonki, okaże się, jak to zauważył Merton [1, 2], że po wyschnięciu błonkę łatwo jest zdjąć, a na żelatynie pozostaje odcisnięty pozytywny kształt siatki. Widać od razu korzyści, jakie przynosi ta metoda. Przygotowanie optycznie płaskiej powierzchni żelatyny jest znacznie łatwiejsze niż otrzymanie piroksylinowej błonki o stałej grubości. Przy tym zaś sposobie nierównomierność grubości błonki nie odgrywa żadnej roli. Ponadto, gdy przed całym zabiegiem wymoczyć pożelatynowaną płytkę w 2% roztworze dwuchromianu amonu, a po wyschnięciu żelatyny i oddzieleniu błonki powoli ogrzać replikę do ok. 200°C, żelatyna tworzy emalię nadzwyczaj twardą i odporną na wilgoć („wypalanie repliki“). Taka powierzchnia może być łatwo poaluminizowana dla otrzymania siatki odbiciowej. Inną zaletą tej metody jest możliwość użycia utwardzonej repliki zamiast siatki oryginalnej do otrzymywania dalszych replik.

Systematyczne badania, w jaki sposób otrzymać największe możliwe podobieństwo repliki i siatki macierzystej, prowadzili następnie Dew i Sa y c e [3]. Ich próby doprowadziły do wniosku, że błonka winna czynić zadość następującym warunkom:

1. Powinna być utworzona z substancji jednorodnej, aby móc uzyskać warstwę zupełnie jednolitą¹⁾.

2. Roztwór użyty do wytworzenia błonki powinien być bardzo powoli wysychający, by było dość czasu na równomierne rozprowadzenie go po całej powierzchni siatki celem wytworzenia warstwy jednakowej grubości.

¹⁾ Np. używane pierwotnie kolodium nie spełnia tego warunku. Mamy tu do czynienia z roztworem jedno i dwuazotanu celulozy w acetonie. Związki te mają nieco różną rozpuszczalność i wskutek tego błonka w czasie jej formowania nie wysycha równomiernie i tworzą się w niej wewnętrzne napięcia. Gdy błonka zostaje zwilżona celem oddzielenia od siatki i następnie wysycha na szkle lub żelatynie, nie jest już poddana napięciom zewnętrznym, które działały, zanim została odjęta od siatki. Jest to powodem marszczenia się błonek przy wysychaniu.

3. Należy drogą odpowiedniego hartowania odpuścić przed oddzieleniem błonki od siatki wszystkie napięcia wewnętrzne powstające w czasie jej wysychania (warstwa powierzchniowa błonki twardnieje na początku).

4. Zdolność błonki do pochłaniania wody powinna być niewielka, aby wysychanie po przeniesieniu na żelatynę niewiele wpływało na jej wymiary. Musi ona jednak słabo przepuszczać parę wodną, aby żelatyna pod błonką mogła wysychać powoli i równomiernie.

Próby wykazały, że najodpowiedniejszą substancją do wytworzenia błonki jest roztwór całkowicie spolimeryzowanego metakrylanu metylu w metylo-etyloketonie (10 g polimeru na 100 ml rozpuszczalnika) z dodatkiem 0,8 ml cytrynianu trójbutylowego. Roztwór rozpościerano na siatce, uprzednio bardzo starannie spoziomowanej, przesuając prostoliniową krawędź deseczki po dwóch drucikach grubości 0,31 mm, których zadaniem było utrzymanie krawędzi w stałej odległości od powierzchni siatki. Następnie otrzymaną warstwę powoli suszono i hartowano ogrzewając stopniowo do 130° C.

Optycznie płaską warstwę żelatyny na szkle otrzymywano wyciskając gorący roztwór wodny żelatyny między dwoma optycznie płaskimi płytkami szklanymi przedzielonymi, celem uzyskania dokładnie równoległego ustawienia, drucikami o średnicy 0,025 mm. Jedna z płytek przed zetknięciem z żelatyną wystawiona była na działanie par chlormetylsilanu. Gdy do żelatyny dodany był składnik zwilżający, okazało się, że przylegała ona tylko do tej płytki, która nie była wystawiona na działanie pary silikonu. Drugą płytkę można było bez trudności zesunąć, otrzymując w ten sposób warstwę żelatyny o wysokim stopniu doskonałości optycznej.

Badanie jakości replik odbywało się na dylatometrze interferencyjnym Fizeau, przy czym interferencje uzyskiwano bądź dla wiązki ugiętej rzędu zerowego, bądź przy siatce odpowiednio nachylonej dla wiązki ugiętej rzędu pierwszego. Metoda ta pozwalała bardzo dokładnie ocenić jakość repliki na podstawie regularności przebiegu prążków interferencyjnych.

Specjalne trudności wystąpiły przy wykonywaniu replik z siatek odbiciowych o skoncentrowanej wiązce ugiętej (echelette W o o d a). W tym przypadku od wiernego odtworzenia kształtu rys zależało zachowanie kierunku, w którym następowało skoncentrowanie światła wiązek ugiętych oraz ogólna jasność widma. D e w [4] przy pomocy mikrointerferometru L i n n i k a prowadził szczegółowe studia zmian kształtu rys repliki w poszczególnych fazach procesu replikacji. Równoległe z tym prowadzone

były porównawcze badania fotometryczne rozkładu natężeń w widmach otrzymanych z replik i siatki macierzystej.

Zaobserwowane różnice w rozkładzie koncentracji światła zbiegają się z różnicami w kształcie rys, zaobserwowanymi na mikrointerferometrze. Każdy krok w procesie przygotowania repliki zaznaczał się zmianami na krzywej rozkładu natężenia w widmie. Drobne różnice w temperaturze suszenia żelatyny, stężeniu roztworu utwardzacza i temperaturze wypalania repliki wywoływały przesuwanie się punktu największej koncentracji wiązki nieraz do sąsiedniego rzędu interferencyjnego, nałożenie zaś wszystkich tych procesów mogło przesunąć punkt koncentracji wiązek ugiętych nawet o dwa rzędy widma. Jednakże przez odpowiednie dobranie warunków przygotowywania D e w osiągnął repliki dające stosunkowo bardzo nieznaczne odchylenia od oryginału.

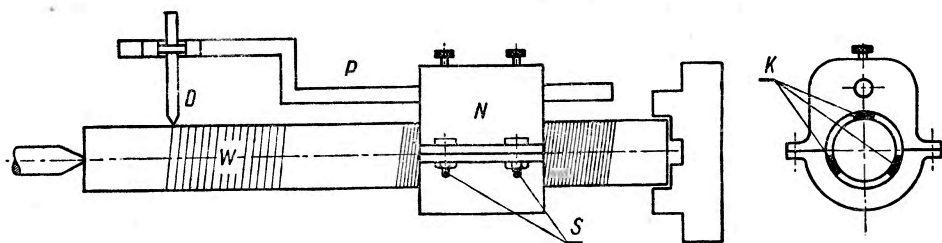
Wydoskonalenie techniki przygotowywania replik pozwoliło M e r t o n o w i (l. c.) na opracowanie zupełnie nowej metody produkcji siatek dyfrakcyjnych. Jej ideą jest zastąpienie dotychczasowego sposobu rysowania siatek przez nacinanie na wypolerowanym walcu stalowym niezmiernie delikatnego gwintu o skoku równym stałej siatki, którą chcemy otrzymać. Przy pomocy opisanej wyżej metody wykonujemy płaską replikę z błonki uformowanej na walcu, w sposób analogiczny do stosowanego dla siatek płaskich.

Studia wstępne polegały na nacięciu delikatnego gwintu o 800 nitkach na cm na walcu o średnicy 2,5 cm na 30 cm długości, przy pomocy precyzyjnej tokarki. Rysa nacinana była diamentem dociskany tak lekko, że wywoływał on tylko odkształcenie trwałe metalu. Już w czasie pierwszych prób zdawano sobie sprawę, że dokładność zwykłej tokarki jest o wiele za mała i że należy stosować urządzenie przynajmniej 100, a nawet 1000 razy dokładniejsze. Zbadanie siatek otrzymanych tym sposobem pozwoliło na stwierdzenie, że jakkolwiek otrzymane widmo jest bardzo jasne, wykazuje ono wyraźne błędy wskazujące na periodyczne błędy siatki. Łatwo było ustalić, że okres błędu zgadzał się dokładnie ze skokiem śruby pociągowej tokarki, co wyraźnie wskazywało, że ona właśnie stanowiła główne źródło periodycznego błędu, jakkolwiek błędy pochodzące od łożyska śruby, wrzeciona i przekładni zębatych mogą również odgrywać pewną rolę.

Błąd periodyczny można było usunąć całkowicie stosując zasadę opartą na następujących rozważaniach. Wyobraźmy sobie śrubę o idealnie naciętym gwincie oraz odpowiednią do niej nakrętkę. Nawet przy bardzo ścisłym dopasowaniu nakrętka będzie swobodnie obracała się na śrubie. W rzeczywistości jednak ani nakrętka, ani śruba nie są idealne i nakrętka może obracać się wzdłuż śruby tylko dzięki pewnym luzom. Istnieje jed-

nak inna jeszcze okoliczność, dzięki której ściśle dopasowana nakrętka poruszać się może dość swobodnie po wadliwie naciętej śrubie. Jest to możliwe wówczas, gdy materiał, z którego nakrętka jest wykonana, jest na tyle sprężysty, by poddać się odkształceniu w miejscach, gdzie śruba wykazuje wady. Jeśli wykonamy taką nakrętkę o długości obejmującej bardzo znaczną liczbę nitok gwintu, wówczas przy obrocie przesuwać się będzie ona jednostajnie eliminując wszelkie wady śruby.

Przyrząd oparty na tej zasadzie przedstawiony jest na rys. 1. Wypolerowany wałek ze stali nierdzewnej *W* zamocowany jest jednym końcem w uchwyt wrzeciona tokarki, drugim oparty o konik. Wałek ten na połowie swej długości jest nagwintowany na tokarce w sposób omówiony



Rys. 1

poprzednio. Nakrętka mosiężna *N* założona na część nagwintowaną walca składa się z dwóch części ściągniętych śrubami. W jej części górnej zamocowany jest pręt *P* wraz z uchwyconym diamentem *D*. Styk ze śrubą odbywa się za pośrednictwem trzech wkładek korkowych *K* ciągnących się wzdłuż nakrętki. Po ich nałożeniu nakrętka zostaje silnie skręcona śrubami *S*. Korek, w który przy skręceniu nakrętki zagłębiły się nitki gwintu walca, gra właśnie rolę tego sprężystego i łatwo poddającego się odkształceniom materiału nakrętki.

Gdy wałek *W* zostanie wprowadzony za pośrednictwem tokarki w obrót, nakrętka *N* przesuwa się wzdłuż walca, a ostrze *D* rysuje na drugiej jego połowie gwint. Oczywiście w tym przypadku błędy periodyczne śruby pociągowej tokarki nie odgrywają żadnej roli, użyta jest ona bowiem tylko do wprowadzania całego przyrządu w obrót.

Badanie replik z tak naciętego gwintu okazuje, że przewidywania *Mertona* okazały się słuszne i siatki w ten sposób otrzymane (mające 600 rys na mm) nie wykazują nawet śladów błędów periodycznych.

Pewną modyfikację urządzenia *Mertona* nadającą się specjalnie do nacinania długich (ok. 300 cm) siatek opracował *Menzies* [5].

Literatura

1. Th. Merton, Proc. Roy. Soc., **201**, 187 (1950).
2. Th. Merton, Journ. d. Phys. et Rad., **13**, 49 (1952).
3. G. D. Dew a. L. A. Sayce, Proc. Roy. Soc., **207**, 278 (1952).
4. G. D. Dew, Journ. of Sc. Instr., **29**, 277 (1952).
5. Menzies, Diffraction Gratings, Nature, 168, 67 (1951).

Maria Majewska

Przezroczyste błonki przewodzące

Pierwsze spostrzeżenia dotyczące niemetalicznych błonek przewodzących znajdujemy w pracy K. B ä d e k e r a z 1907 r. [2]. Otrzymywane drogą napyłania katodowego warstewki metalu na szkłe poddawał B ä d e k e r działaniu pary odpowiedniego metaloidu i otrzymywał błonkiżądanego związku chemicznego. Były to tlenki, siarczki, selenki i jodki głównie kadmu, srebra i miedzi. Grubość warstewek wyznaczał za pomocą mikrowagi; dla CdO wynosiła ona 1060 Å do 2000 Å. Były to błonki nieprzezroczyste. Obserwacji B ä d e k e r a nie kontynuowano i przez długi czas nie były one wykorzystane.

Bardzo intensywny rozwój techniki otrzymywania cienkich warstewek metali i dielektryków, który miał miejsce w ostatnich dwóch dziesiątkach lat, był następstwem dużego postępu techniki próżniowej. Można było bowiem zastosować do wytwarzania błonek napyłanie termiczne w próżni. Rozwinęły się wówczas bardzo intensywne badania warstewek metali i niemetalu o grubości od kilkudziesięciu do kilkuset Å na podłożu ze szkła i kwarcu. Początkowo miały one cele czysto naukowe. Dotyczyły struktury tych błonek oraz ich właściwości optycznych i elektrycznych, które okazały się bardzo różne od właściwości tychże substancji wziętych w grubych warstwach.

Dla ilustracji warto przytoczyć, że opór właściwy cienkich błonek metalicznych jest 10^3 do 10^7 razy większy niż opór właściwy tego metalu. Z biegiem czasu badania te nabrały bardziej praktycznego charakteru, szczególnie od chwili zastosowania cienkiej błonki dielektryka jako warstewki zmniejszającej straty energii świetlnej, występujące na skutek odbicia przy przechodzeniu wiązki przez układy optyczne.

Wiązka światła przechodząc przez powierzchnię graniczną powietrze-szkło traci mniej więcej 4 do 9% swego natężenia zależnie od rodzaju szkła. Przy skośnym padaniu wiązki straty są dużo większe. We współczesnych układach optycznych, zawierających wiele powierzchni granicznych, osłabienie wiązki dosięga nieraz 80%. Zwiększenie świetlności przyrządów optycznych przez zastosowanie przeciwo odbiciowych błonek achromatycznych jest osiągnięciem dużej wagi.

W ostatnich latach cienkie błonki uzyskały dalsze liczne zastosowania jako warstewki przezroczyste o dużym współczynniku załamania, jako filtry i polaryzatory interferencyjne, jako interferometry Fabry-Pérot o dużej świetlności i zdolności rozdzielczej; stosuje się je do wyrobu wielkich zwierciadeł teleskopowych (aluminizowanych), do zabezpieczania powierzchni zwierciadlanych i powiększania ich współczynników odbicia, jako tzw. zimne zwierciadła, odbijające promieniowanie widzialne a przejrzyste dla podczerwieni, wreszcie w mikroskopii przy uzyskiwaniu kontrastu fazowego itd. Omówieniu dorobku naukowego w tej dziedzinie — wyników tak teoretycznych jak i doświadczalnych — poświęcono w 1949 r. tygodniowe międzynarodowe kolokwium w Marsylii [4].

Na marginesie powyższych badań zajmowano się również błonkami rozmaitych związków chemicznych, główny nacisk kładąc na ich właściwości optyczne. Rozwój badań nad półprzewodnikami i zjawiskiem fotoelektrycznym skierował uwagę fizyków na właściwości elektryczne omawianych błonek. Jednak na ogół nie zajmowano się jednocześnie tymi dwiema stronami zagadnienia i nie wiązano ich ze sobą. Dopiero ostatnio wydatniła się doniosłość tego związku z powodu wymagań stawianych ze strony techniki; często konieczna jest równocześnie przezroczystość optyczna i dobre przewodnictwo elektryczne. Opracowane w Ameryce a stosowane na ogrzewane elektrycznie okienka optyczne tzw. Nesa-filmy są tego przykładem.

Studia w tej dziedzinie rozpoczęto w 1947 r. w Anglii w National Physical Laboratory w związku z pracami nad fotokomórkami selenowymi. Wierzchnia warstwa pokrywająca warstwę światłoczułą powinna być przewodząca, ale jednocześnie — by nie zmniejszać czułości fotokomórki — musi być jak najbardziej przezroczysta. Za punkt wyjścia wzięto w tych badaniach doświadczenia B ä d e k e r a sprzed lat czterdziestu i powtórzono je dla większej liczby różnych metali. Obserwacje zostały potwierdzone, ale zauważono ponadto nowy niezwykle fakt. Napyłona na szkło błonka cyny, ogrzewana przy utlenianiu, stawała się w pewnym momencie przezroczysta, a następnie zaczynała przewodzić prąd. To spostrzeżenie posłużyło za podstawę do opracowania nowego sposobu otrzymywania przezroczystych błonek przewodzących. Napyłoną błonkę czystej cyny o strukturze bezpostaciowej, częściowo utlenioną, poddano dalszej obróbce termicznej i otrzymano przezroczystą przewodzącą błonkę tlenku cyny. Była ona twarda, dobrze przylegała do podłoża, a chemicznie nie odbiegała od zwykłego tlenku cyny. Przezroczystość jej wynosiła około 75%. Opór elektryczny błonki między krańcami jej powierzchni był rzędu 1000 Ω ; w toku dalszych badań przewidywane jest zmniejszenie tej wartości.

Produkcja tych błonek uruchomiona jest obecnie w skali laboratoryjnej; przejście do skali przemysłowej wymaga opracowania. Błonki nadają się do zastosowań praktycznych, np. na okienka czułych astatycznych przyrządów elektrycznych. Możliwe, że dadzą się zastosować jako znaczne opory elektryczne; duża powierzchnia błonki może pozwolić na intensywne rozpraszanie energii bez powodowania nadmiernego wzrostu temperatury.

Jak podaje autor notatki [1], opisany sposób wytwarzania przezroczystych błonek tlenku cyny można zastosować do różnych innych materiałów wyjściowych. Nowe błonki, opracowywane obecnie w National Physical Laboratory, wykazują znaczny postęp w stosunku do amerykańskich ze względu na wartość ich przewodnictwa właściwego przy takiej samej przezroczystości. Badania są obecnie w toku i za wcześnie jest przewidywać, jakie będzie pole zastosowań tych najnowszych błonek w przyszłości.

Wśród prowadzonych teraz bardzo licznych prac radzieckiej szkoły luminescencyjnej znalazły się badania pokrewne wyżej omówionym, choć ujmowane pod zupełnie innym kątem widzenia. Badano tam mianowicie luminescencję tlenku cynku, między innymi i w postaci cienkich błonek grubości rzędu 10^{-5} cm, a więc nieco grubszych niż poprzednie, na podłożu kwarcowym. Błonki te otrzymywano przez wyparowywanie w próżni czystego cynku, utlenienie go w powietrzu w temperaturze około 600°C i dalsze ogrzewanie w rozmaitych temperaturach. Skład błonki tego elektrycznego półprzewodnika wykazywał ponadstochiometryczną zawartość cynku. Stwierdzono równoległość zmian charakteru luminescencji i przewodnictwa elektrycznego błonek. Badania prowadzone są drobiazgowo w dalszym ciągu i mają na celu wyjaśnienie mechanizmu świecenia tlenku cynku.

Literatura

1. Nature, **169**, 829 (1952).
2. K. Bädeler, Zs. f. Physik, **22**, 749 (1907).
3. Г. В. Розенберг, У. Ф. Н., **47**, 3 (1952).
4. Journ. de Physique et le Radium, **11**, 305 (1950).
5. Вергунас Ф. И., Коновалов Г. А. Ж. Э. Т. Ф. **23**, 720 (1952).

M. Majewska

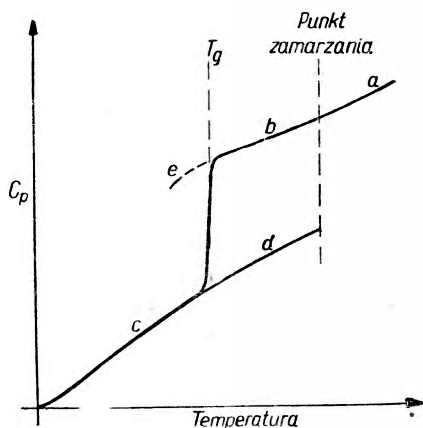
Anna Jabłońska

Stan szklisty wody

Ze względu na pewne podobieństwa struktury między wodą i szklistymi lub ciekłymi krzemieniami, można przypuszczać, iż woda może występować w stanie szklista. Tak zwana szklista woda nie daje się otrzymać w dużych ilościach, lecz jedynie w cienkich warstewkach, które są stałe, lecz bezpostaciowe w temperaturach znacznie niższych niż 0°C . Takie warstewki otrzymuje się zasadniczo tylko dwoma sposobami: 1) przez bardzo gwałtowne przechładzanie wody w ciekłym powietrzu lub 2) przez kondensację pary wodnej na powierzchniach chłodzonych do temperatury poniżej -100°C . Bezpostaciowość takich warstewek była sprawdzana na drodze dyfrakcji promieni X. Przy ogrzewaniu warstewek szklistej wody zachodzi przejście ze stanu szklistego w stan krystaliczny (podobnie do dewitryfikacji szkła) prawie kompletne przy temperaturze -80°C . Odkładanie się warstewek szklistego lodu było niejednokrotnie obserwowane na powierzchniach hygrometrów kondensacyjnych w temperaturach poniżej -100°C .

Celem omawianej pracy było otrzymanie takich ilości szklistej wody, które byłyby dostateczne do zbadania jej własności, szczególnie zaś do wyznaczenia temperatury zeszklenia T_g (szklistej przemiany), czyli temperatury, poniżej której przejście ze stanu szklista w stan krystaliczny nie jest możliwe. Rysunek 1 przedstawia ogólny wykres zależności ciepła właściwego c_p od temperatury bezwzględnej dla substancji zdolnych do tworzenia szklista. Można wyróżnić na tym wykresie 4 stany, w których takie substancje mogą istnieć; odcinek a przedstawia stan zwykłej cieczy, odcinek b stan cieczy przechłodzonej, odcinek c stan szklista, odcinek d stan krystaliczny. Zaznaczone są wyraźnie temperatury zamarzania i zeszklenia. Poniżej temperatury T_g substancja jest zwykle nazywana szklivem; nie jest ona w stanie wewnętrznej równowagi, ale zależność c_p od T jest dla stanu szklista taka sama, jak dla stanu krystalicznego i dlatego odcinek c jest przedłużeniem odcinka d . Powyżej T_g możemy mieć do czynienia z przechłodzoną cieczą, której własności są analogiczne do własności zwykłej cieczy powyżej temperatury zamarzania.

Oczywiście zarówno szklivo, jak i przechłodzona ciecz, są w równowadze nietrwałej w stosunku do kryształów; krystalizacja może zachodzić przy każdej temperaturze (powyżej T_g), jednakże dla substancji tworzących szkliva proces ten zachodzi powoli. Doświadczenia autorów były przeprowadzone znacznie poniżej -100°C , a w tym zakresie temperatur duża lepkość jest przeszkodą dla krystalizacji.



Rys. 1

Inni autorzy badali własności większych mas przechłodzonej wody w zakresie temperatur od 0°C do -20°C lub nawet -40°C (w komorach Wilsona). Własności znacznych ilości (rzędu grama) cieczy poniżej -40°C są trudno dostępne badaniom i mało znane, chociaż drobne krople mogą powstawać z pary przez kondensację na czystych powierzchniach.

W pierwszej serii doświadczeń gwałtownie ochładzano w ciekłym tlenie porowaty blok z czystej miedzi, w którego szczelinach o wielkości rzędu kilku mikronów była zawarta woda (dwukrotnie destylowana) w ilości około 1 grama. Po takim ochłodzeniu blok z zawartą w nim wodą był bardzo szybko umieszczany w komorze próżniowej, gdzie poddawano go kontrolowanemu ogrzewaniu. Otrzymana krzywa ogrzewania (której autorzy nie podają) wykazuje zupełnie ostrą zmianę nachylenia, odpowiadającą nagłemu wzrostowi ciepła właściwego w temperaturze $-147^{\circ}\text{C} \pm 2^{\circ}\text{C}$. Powtórzenie doświadczenia dało ten sam wynik, znaleziona wartość temperatury według przypuszczeń autorów odpowiada temperaturze zeszklenia T_g , jednakże nie jest to wartość zbyt pewna, gdyż zachodzą obawy, iż woda zawierała zanieczyszczenia, chociażby produkty reakcji z miedzią. Więcej doświadczeń tego typu nie udało się przeprowadzić ze względu na trudności doświadczalne, wobec tego przeprowadzono drugą serię doświadczeń, w których para wodna była zestalana na ściankach specjalnego typu kalorymetrów. Ścianki tych kalorymetrów były chłodzone ciekłym tlenem z wewnątrz albo z zewnątrz.

Odpowiednio do tego zestalanie zachodziło na zewnętrznej lub wewnętrznej powierzchni ścianki. Po usunięciu ciekłego tlenu otoczenie kalorymetru było opróżniane, po czym rozpoczynano kontrolowane ogrzewanie za pomocą specjalnych grzejników umieszczonych w ściankach kalorymetrów. Otrzymano znowu na tej drodze krzywe przedstawiające zależność ciepła właściwego od temperatury, które wykazały zmianę wartości c_p w tempe-

raturze $-129^{\circ}\text{C} \pm 1^{\circ}\text{C}$. Ta zmiana wartości c_p odpowiada nieodwracalnemu procesowi przechodzenia szkliwa w stan krystaliczny, przy czym tworzący się lód wykazuje symetrię sześcienną. Potwierdzeniem doświadczalnym nieodwracalności tego procesu jest fakt, iż po powtórnyim ochłodzeniu tej samej warstewki poniżej temperatury -129°C i następnym ogrzewaniu nie obserwujemy zmiany ciepła właściwego w temperaturze -129° . Przy ochładzaniu bowiem kryształ nie przechodzi w szkliwo, gdyż stan krystaliczny jest stanem wewnątrznie zrównoważonym. Wykonano 29 doświadczeń tego typu i za każdym razem otrzymano temperaturę krystalizacji -129° . Każdorazowo wyznaczano ciepło krystalizacji; wynosiło ono 2 do 7 kal/g i było dla każdej warstewki inne, przy czym mniejsze wartości otrzymano dla warstw cieńszych, większe dla grubszych. Ciepło właściwe powyżej i poniżej temperatury nieodwracalnej krystalizacji okazało się takie samo w granicach błędu doświadczalnego. Otrzymana temperatura -129°C jest znacznie niższa od zwykle podawanej temperatury nieodwracalnej krystalizacji -90°C , obserwowanej przy podgrzewaniu warstewek szklatego lodu na ściankach hygrometrów. Jednakże należy zauważyć, iż warstewki szklatego lodu na hygrometrach są prawie monomolekularne, a obserwowalne warstewki o większej grubości powstały przez „migrację“ cząsteczek na powierzchni, przy czym zjawisko to może zachodzić dopiero w nieco wyższej temperaturze.

Z rozważań teoretycznych wynika, iż ciepło utajone nieodwracalnej krystalizacji w temperaturze -129° powinno mieć wartość zawartą pomiędzy 20 i 40 kal/g. Fakt, iż doświadczalnie otrzymano wartość dużo mniejszą (2 do 7 kal/g), tłumaczą autorzy tym, iż badane próbki szklistej wody nie były całkowicie zeszkłone. Ciepło utajone w znacznym stopniu zależy od stanu powierzchni, na której następuje zestalanie, oraz od szybkości tego procesu.

Poprzednie prace Kobeko, Kuwsińskiego i Szyszkina podawały jako granice, w których powinna zawierać się temperatura zeszklenia T_g wody, -178° i -88°C . Autorzy omawianej pracy zacieśnili te granice do -150° i -125°C .

W dalszym etapie pracy rozważano przebieg krzywej, przedstawiającej zależność współczynnika lepkości wody od jej temperatury. Wartości doświadczalne zawierają się w granicach temperatur od 300° do -10°C . Wszystkie ciecze tworzące szkliwo posiadają w temperaturze zeszklenia współczynnik lepkości rzędu 10^{13} poise'a; dzięki temu można było ekstrapolować krzywą aż do temperatury -150°C . Z nachylenia krzywej wyznaczono wartość tzw. energii aktywacji E w temperaturze zeszklenia równą 16 kkal/gmol dla procesu lepkiego przepływu cząsteczek. Okazała się ona większa niż ciepło utajone parowania w temperaturze 100°C ,

równe 9,7 kkal/gmol. Ta energia aktywacji różnych cieczy tworzących szkliwa ma w ogóle dużą wartość i wzrasta ze spadkiem temperatury. Tak wielka wartość energii aktywacji dla przepływu lepkiego tłumaczy się tym, że przy przesuwaniu się cząsteczek mamy równoczesne zrywanie wiązań typu wodorowego wewnątrz cząsteczek.

Opracowano na podstawie pracy Pryde'a i Jones'a. Nature 170, 685 (1952).

A. Jabłońska

Kazimierz Gostkowski

Katedra Fizyki Politechniki Śląskiej

Kilka wspomnień o Marianie Smoluchowskim

Jako słuchacz Smoluchowskiego i wychowanek Zakładu Fizyki Uniwersytetu Lwowskiego, gdzie wspomnienia o Smoluchowskim były żywe, miałem okazję dowiedzieć się od Jego uczniów i współpracowników o pewnych szczegółach, ogółowi fizyków może nieznanym i dlatego zasługującym na opublikowanie.

1. Smoluchowski ukończył Uniwersytet Wiedeński jako „sub auspiciis imperatoris“. W dawnej Austrii student, który od I klasy gimnazjalnej aż do dyplomu końcowego miał postępy celujące, otrzymywał od cesarza pierścionek z dyplomem, które mu dawały prawo poskarżenia się w kancelarii cesarskiej, gdyby go spotkała jakaś krzywda lub niesprawiedliwe traktowanie. Tak to wyglądało w teorii, a jak się zdarzało w praktyce, to najlepszym tego przykładem jest sprawa nominacji Smoluchowskiego. Wydział Filozoficzny Uniwersytetu Wiedeńskiego postawił kandydaturę Smoluchowskiego do objęcia katedry jako jedyną uważając, że ze wszystkich fizyków był on najwłaściwszym na następcę Boltzmann'a ze względu na ówczesny jego dorobek naukowy, przede wszystkim w dziedzinie badań kinetycznej teorii materii, który stanowił dalsze rozwinięcie i poszerzenie prac Boltzmann'a. Kandydatura Smoluchowskiego nie została jednak zatwierdzona przez cesarską kancelarię, a kiedy postawiono ją ponownie została odrzucona po raz drugi. Ta sama kandydatura postawiona po raz trzeci jako jedyna wedle istniejących w Austrii przepisów musiałaby podlegać zatwierdzeniu. Wtedy pewne sfery postarały się, że Uniwersytet wysunął jeszcze drugiego kandydata — Niemca, który mimo że był na drugim miejscu, otrzymał tę nominację. Tak potraktowano tę sprawę, mimo że Smoluchowski był wychowankiem, doktorem i docentem Uniwersytetu Wiedeńskiego oraz znajdował się „pod opieką cesarza“ — a wszystko to stało się dlatego, by nie dopuścić Polaka do stanowiska profesora Uniwersytetu Wiedeńskiego.

2. A oto fakty świadczące o szybkości pracy i orientacji Smoluchowskiego. Fundacja Wolfskehlstiftung urządziła co kilka lat zjazdy w Getyndze, na które zapraszano najwybitniejszych uczonych z referatami o najnowszych zdobyczach naukowych. Smoluchowski był zaproszony po

raz pierwszy w 1913 r., a po raz drugi w 1916. Zsigmondy referował wówczas swe badania nad koagulacją, ze szczególnym uwzględnieniem koagulacji solów złota przy pomocy elektrolitów. Po nim przedstawił Smoluchowski swoją teorię koagulacji i ku zdumieniu obecnych słuszność jej poparł rezultatami otrzymanymi przez Zsigmondiego. Okazało się, że przed zjazdem Zsigmondi wysłał swe wyniki do Smoluchowskiego, prosząc go o podanie teorii koagulacji. Kilka tygodni wystarczyło Smoluchowskiemu na opracowanie teorii, która i dziś jeszcze znajduje się w podręcznikach jako jedyna właściwie teoria tego zjawiska. Świadczy to, jak zdolnym był Smoluchowski i jak niezwykle szybko mógł tworzyć i opracowywać nową teorię. Inny przykład świadczy o niezwyklej szybkości, z jaką Smoluchowski opanowywał i obce dziedziny, w których sam nie pracował. W oddziale Towarzystwa im. M. Kopernika odbył się wykład prof. D. o ruchu względnym i wahadle Foucaulta. Po wykładzie przewodniczący otworzył dyskusję, na co miał powiedzieć prof. D., że wykład ten wygłosił na międzynarodowym zjeździe przyrodników i lekarzy w Lipsku i żadnej dyskusji nie było, więc i tutaj nie ma po co jej inicjować. Pewne równania jednak w tej pracy silnie zaatakowano (dawniej zrobił to prof. Rudzki), w związku z czym wywiązała się bardzo ostra dyskusja, w której zabrało głos pięciu profesorów. W pewnym momencie wstaje Smoluchowski, podkreśla, że nie zajmował się teorią względności; pisze pierwsze równanie i pyta profesora D., czy ono jest dobre. Wypisuje drugie — zebrani nie wiedzą, skąd się wzięło, Smoluchowski wyjaśnia, że wykonał z pamięci te proste operacje i prof. D. zgadza się na nie. Wtedy Smoluchowski szybko pisze dalsze równania, różne przekształcenia robi z pamięci i wreszcie prosi prof. D., aby się dobrze zastanowił, czy ostatnie równanie jest dobre. Na wyrażoną zgodę prowadzi dalej wywód i powiada, że teraz otrzymał równanie wyprowadzone z ostatniego, więc skoro tamto było dobre, to i to jest dobre, a jest ono sprzeczne z wywodem prof. D. — Albo ja się pomyliłem, ale tego mi pan nie wykazał, albo pański wywód zawiera błąd. — Ciekawe jednak, że na zjeździe w Lipsku nikt błędu nie zauważył i dyskusji nie było.

3. Autorzy artykułów o Smoluchowskim podkreślają, że był człowiekiem bardzo skromnym. Jako student, nie miałem okazji do zauważenia tego; nam Smoluchowski niesłychanie imponował, a specjalnie podziwialiśmy jego umiejętności w czasie seminariów, gdy od razu rozwiązywał każde zadanie, jakie ktoś ze starszych studentów podawał, a którego rozwiązać nie umiał. Znakomity geograf prof. E. R o m e r, który był zaprzyjaźniony ze Smoluchowskim i utrzymywał z nim częsty kontakt, tak charakteryzuje Smoluchowskiego: „W życiu codziennym był skromny, ale jak już się raz zdecydował, to działał z całą bezwzględnością i śmiałością. Bobrzyński nie dostał doktoratu honoris causa za jego przyczyną“. Dla

wyjaśnienia tego zdania prof. Romera podają, że dr M. Bobrzyński był profesorem Uniwersytetu Jagiellońskiego, następnie został namiestnikiem Galicji, a w ówczesnych stosunkach nie każdy rektor odważyłby się na powzięcie takiej decyzji w stosunku do namiestnika kraju. Tę śmiałość, o której mówi prof. Romer, widać także i w sposobie, w jaki Smoluchowski wyrażał krytykę o pracach innych, najwybitniejszych nawet uczonych, np. zdanie na stronie 531 (Pisma Smoluchowskiego T. I), gdzie podaje krytykę wyводу Einsteina oraz krytyki prac innych autorów. Ta pewność siebie miała zresztą pełne uzasadnienie, jak o tym świadczy następujący fakt: na prędkość cząstki w polu elektrycznym znalazł Smoluchowski (1903) wzór:

$$v = \frac{D \cdot E \cdot \zeta}{4 \pi \eta}$$

Debye i Hückel znaleźli w 1924 r. na wartość współczynnika w tym wzorze nie $\frac{1}{4}$, a $\frac{1}{6}$ dla cząstek kulistych, co uwzględnił prof. Natanson na str. 270 w t. III pisma i uznał to za błąd, który się wślizgnął do pracy. Tymczasem doświadczenia Abramsona i Michaelisa z r. 1929 wykazały niezależność prędkości cząstki od jej kształtu, co potwierdziło słuszność wzoru Smoluchowskiego, jak to stwierdza Rubinstein na str. 204: „Fizyczna chemia“.

4. Często spotykałem się z pytaniami i słyszałem dyskusję na temat, dlaczego uczony tak wielkiej miary jak Smoluchowski, nie stworzył własnej „szkoły”? Zagadnienie stworzenia „szkoły” jest problemem bardzo złożonym, bo zapewne nie tylko same zdolności uczonego tutaj decydują, ale i inne czynniki, jak talent organizacyjny, umiejętność postępowania z młodymi ludźmi, zdolności pedagogiczne grają dużą rolę. Tę kwestię „genezy szkoły” mógłby naświetlić najlepiej prof. Pieńkowski, twórca największej szkoły fizyków w Polsce. Pozwolę sobie tylko przytoczyć zdanie prof. K. Zakrzewskiego, który wyraził się w sposób następujący: „Gdy byłem na studiach u Lorentza, często słyszałem pytanie, dlaczego Lorentz nie stworzył szkoły. Otóż Lorentz, gdy dawał komuś problem do rozwiązania, już przy jego omawianiu sam go rozwiązywał, tak że kandydat do pracy doktorskiej niewiele już musiał się napracować nad tematem, ale przez to nie nabywał potrzebnej rutyny przy rozwiązywaniu zagadnień naukowych. Tak samo postępował Smoluchowski, sam problem rozwiązywał, a to nie jest metodą właściwą w kształceniu młodych ludzi i ma pan przyczynę, dlaczego szkoły nie stworzył”. Dr Z. Thullie, który doktoryzował się u Smoluchowskiego, opowiedział mi taki fakt: gdy w pracy doktorskiej natknął się on na pewne trudności natury matematycznej i gdy jego koledzy (Stock i inni) wszyscy

razem nie mogli dać rady problemowi, poprosił Smoluchowskiego o pomoc, a ten stojąc przy biurku w płaszczu pisał kilka minut i dał mu gotowe rozwiązanie. Gdyby dał tylko wskazówkę, co robić w danym wypadku, zmusiłby doktoranta do dalszego wysiłku, a wtedy młody człowiek nauczyłby się znacznie więcej niż w przypadku, gdy dostał od razu gotowe rozwiązanie problemu. Przykład powyższy wskazuje też, jak chętnie Smoluchowski pomagał młodym ludziom w ich pracy. Na seminariach pozwalał Smoluchowski stawiać pewne pytania czy też problemy, które rozwiązywał ze studentami. Pamiętam, że na pierwszym roku (jak to często robią młodzi ludzie) zamiast się uczyć napisałem „o nowej metodzie wyrachowania wielkości drobiny w gazach“. Pokazałem to drowi Thulliemu, który mnie uczył matematyki i fizyki w szkole średniej, a ten ze mną poszedł w tej sprawie do Smoluchowskiego. Ale przed drzwiami zabrakło mi odwagi i dr Thullie sam poszedł do profesora, który później zawołał mnie i powiedział żartobliwie: chociaż znamy lepsze metody obliczania wielkości drobiny, niech się pan tym nie zraża i dalej pracuje. Znalazł więc czas na czytanie takiego głupstwa i na rozmowę, mimo że, jak wiadomo, Smoluchowski wykorzystywał każdą chwilę do swej pracy.

5. Dzięki sportom wyglądał Smoluchowski bardzo młodo i wykazywał doskonałą tężyznę fizyczną, czym lubił się chwalić. Razu jednego w czasie wojny był z rodziną prof. Romera na spacerze na Kahlenbergu pod Wiedniem. W pewnym momencie jednym skokiem znalazł się na pniu drzewa stojącego poniżej ścieżki, wspiął się po gładkim pniu parę metrów i powrócił do towarzystwa z zadowoloną miną. Nikt z tych, co go znali, nie mógł przypuszczać, że człowiek znajdujący się w tak świetnej kondycji fizycznej ma słabe serce, sforsowane wyczynami wysokogórkimi, niezdolne przetrzymać choroby, na którą wkrótce zapadł.

T. Dryński — Fizyka i Chemia

Czasopismo „Fizyka i Chemia“, ukazujące się w odstępach dwumiesięcznych z przerwą wakacyjną w lipcu i sierpniu, stara się możliwie jak najsumiennie wywiązać ze swego zadania, którym jest służyć radą i pomocą nauczycielowi. Przejawy takiego pojmowania roli czasopisma przez redakcję znajdujemy w zestawieniu zeszytów rocznika 1952 r. Dobór zamieszczonych tam artykułów świadczy o właściwym podejściu do potrzeb nauczyciela oraz o trosce o podnoszenie jego kwalifikacji na coraz wyższy poziom.

Czasopismo ma następujące zasadnicze działy, które obejmują najistotniejsze potrzeby nauczyciela oraz informują go w sposób zwięzły i rzeczowy o współczesnym stanie osiągnięć w dziedzinie fizyki i chemii: 1) nauka i technika, 2) programy i metodyka, 3) praktyka szkolna i eksperyment, 4) recenzje najważniejszych wydawnictw, ukazujących się w literaturze bieżącej (zarówno w języku polskim, jak i rosyjskim), 5) krytyka podręczników szkolnych, 6) kronika najważniejszych wydarzeń dnia bieżącego, mogących interesować nauczyciela jako zawodowca i jako członka społeczeństwa. Patrząc na to zestawienie działów, odnosi się wrażenie, iż mogą one wyczerpywać dość szeroki zakres zainteresowań. Wrażenie to ugruntowuje się i potęguje po zapoznaniu się z treścią artykułów rocznika. Dokonajmy krótkiego ich przeglądu dla uzasadnienia wyrażonej opinii, z uwzględnieniem artykułów specjalnie interesujących.

A więc w dziale „Nauka i technika“ mamy interesujący artykuł M. Ługowskiej o otrzymywaniu i właściwościach tłuszczów syntetycznych, w którym w dość sugestywny sposób uwidoczniają się rola i metody pracy współczesnej chemii technicznej. Bardzo interesującym jest artykuł T. Skalińskiego o „Zjawisku Dopplera w dziedzinie optyki“, gdzie autor umiejętnie stopniuje trudności przedstawiania omawianego zjawiska. Nieco nużąca w swej oschłości stosunków liczbowych jest praca W. Staszewskiego „Gama muzyczna“, rozciągająca się rozmiarami na dwa numery.

Dział „Programy i metodyka“ reprezentowany jest przez liczne artykuły, omawiające programy fizyki i chemii w szkole średniej na różnych jej szczeblach. Dyskusje zawierają wiele cennych uwag, które niewątpliwie mogą przyczynić się do usunięcia niedomagań w układzie materiału nauczania. Duże znaczenie dydaktyczne ma artykuł P. Rymkiewicza „Przygotowanie się nauczyciela fizyki do lekcji“. O niedomaganiach obecnego stanu nauczania fizyki w szkole podstawowej dowiadujemy się z artykułu P. Halftera „Badania wyników nauczania w klasie VII“. Żywo interesująca fizyków polskich i radzieckich sprawa dialektycznego ujmowania pojęcia masy w szkole średniej, znajduje swój wyraz w artykule P. Halftera pod tytułem „Pojęcie masy i ciężaru w nauczaniu fizyki“. Osobiście nie godziłbym się z proponowanym przez A. Pilańskiego przykładem takiego programu nauczania magnetyzmu i elektromagnetyzmu w szkole średniej, zgodnie z którym zaczy-

nałoby się od doświadczeń z własnościami magnetycznymi przewodnika z prądem, a kończyło na doświadczeniach z magnesami.

Bardzo obszernie jest potraktowany dział „Praktyka szkolna i eksperyment“, co świadczy o docenianiu przez redakcję roli umiejętnego pokazu zjawiska w szkole. Mamy tu szereg artykułów, omawiających pomysły doświadczeń, stosowanych na lekcjach fizyki i chemii oraz w pracowniach szkolnych. Niektóre z tych pomysłów są bardzo dobre, pewne projekty niedostatecznie omówione, w nielicznych przypadkach proponowane innowacje nie wnoszą nic nowego. I tak bardzo dobrze jest omówiona budowa amatorska transformatora do ładowania akumulatorów oraz prostownika elektrolitycznego, urządzeń o pierwszorzędym znaczeniu w pracowni szkolnej. Dużą wartość praktyczną ma artykuł S. Sękowskiego „Ochrona przed korozją“, gdzie znajduje się szereg praktycznych wskazań oraz recept dla samodzielnego niklowania i chromowania metali. Niedostatecznie są poparte rysunkami doświadczenia z optyki, opisane w artykule A. Rakowskiego „Kilka doświadczeń z optyki“. Naiwnym i niewystarczającym jest pomysł demonstracji linii sił pola elektrycznego przy pomocy kolby szklanej, oklejonej sierścią królika. Zupełnie niezrozumiała jest rada zawarta w artykule K. Dudziaka, zgodnie z którą kondensator płaski należy sporządzić „z dwóch prostokątnych blach“. Mając przed oczyma zestawienie wszystkich artykułów tego działu odnosi się wrażenie, iż kolejność omawianych pomysłów nie jest określona jakąś wytyczną linią postępowania, lecz jedynie przypadkowością zgłaszanych prac. Nie jestem jednak pewien, czy ze względów praktycznych w ogóle jest możliwe przyjęcie jakiegoś programu w tym dziale. Dla uzupełnienia należy dodać, iż stały kącik w dziale eksperymentalnym stanowi kalendarzyk astronomiczny, który informuje w sposób zwięzły i interesujący o zmianach, zachodzących w wyglądzie nieba w ciągu rocznej wędrówki Ziemi, oraz zwraca uwagę na najważniejsze wydarzenia w świecie planet i gwiazd.

Dział recenzji zawiera około 30 pozycji, które omawiają ukazujące się w literaturze polskiej i rosyjskiej wydawnictwa mogące interesować nauczyciela lub ucznia. Wnikliwej ocenie poddane są podręczniki szkolne z fizyki i chemii, jakie ukazały się w roku 1952. Większość wydanych podręczników, mimo podkreślanych usterek, spotyka się na ogół z życzliwą aprobatą ze strony recenzentów. Bardzo ujemne głosy krytyczne otrzymały podręczniki: Bąkowski i Sobiński — „Fizyka dla szkół zawodowych“ oraz E. Rybka — „Astronomia dla klasy XI“.

W kronice wydarzeń wysuwa się na naczelne miejsce sprawa Zebrania Biura Światowej Rady Pokoju w Wiedniu, jakie miało miejsce na przełomie roku 1951/52. Echa tego wydarzenia znalazły swój wyraz na łamach „Fizyki i Chemii“ w postaci przedruku przemówienia prof. Infelda wygłoszonego w czasie obrad. Rejestracja ważniejszych faktów nie mogła pominąć Ogólnopolskiej Konferencji Fizyków, jaka odbyła się w pierwszej połowie września w Spale, w której wzięła udział trzyosobowa delegacja Akademii Nauk Związku Radzieckiego.

W r. 1952 odbyła się w Polsce I Olimpiada Fizyczna dla uczniów szkół średnich. Informacje o przebiegu Olimpiady, tematach zadań oraz wynikach mamy zawarte w nr 1 i nr 4. Aby podkreślić wielostronność poruszanych w czasopiśmie zagadnień należy dodać, iż zamieszczane są dość często biografie wybitnych fizyków polskich i obcych. W roczniku 1952 można by jako najbardziej interesującą wymienić biografię Leonarda da Vinci.

„Fizyka i Chemia“ jest czasopismem dobrze służącym potrzebom nauczyciela i jest zrozumiałe, że cieszy się zasłużonym uznaniem,

Tadeusz Dryński

Polska Akademia Nauk

W dniu 23 stycznia br. odbyło się posiedzenie Prezydium Polskiej Akademii Nauk. Na posiedzeniu tym wysłuchano sprawozdania Sekretarza Generalnego z działalności w roku ubiegłym oraz omówiono sprawę ustalenia wytycznych planu badań na rok bieżący.

W dniu 12 stycznia odbyło się zebranie naukowe III Wydziału Polskiej Akademii Nauk, na którym referowane były następujące prace z fizyki:

Z. Małkowski — Energia elektrowolnowa i oscylacyjna cząsteczki tetrahydrofluorocyklenu w roztworze benzenu (referuje akademik S. Pieńkowski),

J. Auleytner — Charakterystyka rentgenowska grupy kauczuków kopalnych (referuje akademik S. Pieńkowski),

L. Sosnowski i M. Chmielewski — Relaksacja fotoprzewodnictwa w warstwach selenku ołowiu (referuje akademik S. Pieńkowski),

M. Chęcińska — Fotoprzewodzące i fotowoltaiczne warstwy selenku ołowiu (referuje akademik S. Pieńkowski),

J. Plebański — O dowodach jednoznaczności dla niektórych równań fizyki (referuje akademik W. Rubinowicz).

W dniu 23 lutego br. odbyło się zebranie naukowe Wydziału III Polskiej Akademii Nauk, na którym referowane były następujące prace z fizyki:

Z. Małkowski — Zmiany widma fluorescencji (referuje akademik S. Pieńkowski),

A. Wolska — Warstwy fotoprzewodzące i fotowoltaiczne z siarczku talu

(referuje akademik S. Pieńkowski),

T. Piwkowski — Warstwy foto-czułe z siarczku ołowiu o nowych własnościach (referuje akademik S. Pieńkowski).

Komitet Fizyki Polskiej Akademii Nauk

Sekretarz Naukowy Polskiej Akademii Nauk powołał w dniu 16 grudnia 1952 r. Komitet Fizyki Polskiej Akademii Nauk, którego zadaniem jest wykonywanie funkcji kierowniczych, koordynacyjnych, wydawniczych itp. w zakresie fizyki.

Na przewodniczącego Komitetu Fizyki został powołany prof. L. Sosnowski, na zastępcę przewodniczącego — prof. S. Szczeniowski, a na sekretarza — mgr K. Majewski. W skład Komitetu weszli jako członkowie prof. B. Buras, prof. L. Infeld — członek rzeczywisty PAN, prof. R. S. Ingarden, prof. M. Jeżewski, prof. T. Kopcewicz, prof. W. Kapuściński, prof. M. Mięsołowicz, prof. H. Niewodniczański — członek-korespondent PAN, prof. S. Pieńkowski — członek rzeczywisty PAN, prof. A. Piekara, prof. W. Rubinowicz — członek rzeczywisty PAN, prof. A. Sołtan — członek-korespondent PAN i prof. J. Weyssenhoff.

Poza wyżej wymienionymi do Komitetu należą: jako przedstawiciel Komitetu Chemii, prof. M. Śmiałowski, członek rzeczywisty PAN; jako przedstawiciele Komitetu Łączności — prof. J. Groszkowski, członek rzeczywisty PAN, i prof. P. Szulkin, członek-korespondent PAN, oraz przedstawiciel Ministerstwa Szkolnictwa Wyższego,

przedstawiciel Ministerstwa Obrony Narodowej i przedstawiciel Państwowej Komisji Planowania Gospodarczego.

Stosownie do § 56 ustawy o Polskiej Akademii Nauk skład Komitetu podlega zatwierdzeniu przez Prezydium Rządu.

Rok Kopernikowski

W roku bieżącym obchodzona jest czterechsetna rocznica śmierci Mikołaja Kopernika oraz czterechsetna rocznica ukazania się jego dzieła „De Revolutionibus Orbium Coelestium“.

Oba te wydarzenia nastąpiły w roku 1543, czterechsetlecie obchodzone jest więc z dziesięcioletnim opóźnieniem, ponieważ rok 1943 wypadł w czasie II Wojny Światowej.

W ramach Roku Kopernikowskiego przewidywane jest urządzenie przez Polską Akademię Nauk specjalnej sesji naukowej poświęconej Kopernikowi. W dniu 23 maja, to jest w rocznicę śmierci Kopernika została otwarta w Collegium Maius Uniwersytetu Jagiellońskiego w Krakowie wystawa kopernikańska.

Ukazać się ma szereg wydawnictw obejmujących dzieła klasyczne z astronomii i fizyki, z dziełami Kopernika na czele. Między innymi mają być wydane w przekładzie polskim „Dialogi“ Galileusza. Obok tego zamierzone jest wydanie większej liczby książek o charakterze popularnym, mających na celu przede wszystkim upowszechnienie wiedzy. Nakręcony będzie film oświatowy o Koperniku i jego odkryciach.

Rok Kopernikowski będzie rokiem założenia Centralnego Obserwatorium Astronomicznego imienia Mikołaja Kopernika. Prace wstępne związane z budową tego obserwatorium, będącego instytucją Polskiej Akademii Nauk, są już w toku. Ważną rolę w dziedzinie popularyzacji odegra niewątpliwie Obserwatorium Ludowe, jakie ma zostać założo-

ne w Stalinogrodzie również w roku bieżącym.

Protectorat nad obchodem Roku Kopernikowskiego przyjął Prezes Rady Ministrów B. Bierut. Powołany został komitet honorowy obchodu w składzie następującym:

Przewodniczący: prof. dr J. Dembowski, Prezes PAN.

Członkowie: prof. dr T. Banachiewicz — czł. tytularny PAN, prof. dr K. Bassalik — czł. tytularny PAN, prof. dr A. Birkenmajer, prof. dr K. Borsuk — czł. korespondent PAN, M. Dąbrowska, prof. W. Dziewulski — czł. tytularny PAN, S. Ignar, prof. dr L. Infeld — czł. Prezydium PAN, prof. dr R. S. Ingarden, prof. dr W. Iwanowska, J. Iwaszkiewicz, W. Jakubowska, W. Kłossiewicz, L. Kruczkowski, inż. W. Kucharski — Prezes Polskiego Tow. Miłośników Astronomii, prof. dr S. Kuleczyński — czł. rzeczywisty PAN, prof. dr K. Kuratowski — czł. rzeczywisty PAN, prof. M. Lęgowski, A. Maliszewski, prof. dr T. Marchlewski — czł. rzeczywisty PAN, prof. dr S. Mazur, — sekretarz naukowy PAN, prof. dr Z. Młynarski, prof. dr Z. Modzelewski, — czł. Prezydium PAN, L. H. Morstin, E. Ochab, prof. dr S. Petrusiewicz, — sekr. naukowy Wydz. II PAN, prof. dr S. Pieńkowski — czł. Prezydium PAN, A. Rapacki — min. Szkol. Wyższego, prof. dr E. Rybka — z-ca przew. Międzynarodowej Unii Astronomicznej, prof. dr A. Schaff — czł. korespondent PAN, L. Schiller, prof. dr W. Sierpiński — w-prez. PAN, prof. dr J. Starzyński — czł. korespondent PAN, prof. dr W. Szafer — czł. rzeczywisty PAN, prof. dr M. Śmiałowski — sekr. nauk. Wydz. III PAN, prof. dr J. Witkowski, prof. dr W. Zonn — prez. Polskiego Towarzystwa Astronomicznego.

Laureaci Nobla 1952

Nagrody Nobla z fizyki za rok 1952 zostały przyznane łącznie E. M. Purcellowi, profesorowi Uniwersytetu Harvard i F. Blochowi, profesorowi Uniwersytetu Stanford, za badania nad momentami magnetycznymi jądrowymi.

E. M. Purcell urodził się w 1912, studiował w Uniwersytecie Purdue i w Politechnice w Karlsruhe. Od 1935 r. pracuje w Uniwersytecie Harvard, gdzie uzyskał stopień doktora filozofii. Nagroda Nobla została przyznana Purcellowi za badania nad zjawiskami absorpcji mikrofal związanymi z właściwościami magnetycznymi materii. Pierwsze doświadczenie polegało na wprowadzeniu bryłki parafiny, zawartej we wnęce rezonansowej, do pola magnetycznego i obserwowaniu zmiany pochłaniania przy przejściu natężenia pola przez wartość rezonansową. Już w pierwszej swojej publikacji zwraca Purcell uwagę na ścisły związek tego zjawiska z mechanizmem przekazywania siatce krystalicznej energii pochodzącej od spinowych momentów magnetycznych. Na zjawisku tym oparta jest bardzo precyzyjna metoda pomiaru momentów magnetycznych, która została zastosowana do pomiaru momentu magnetycznego protonu.

F. Bloch urodził się w r. 1905 w Zurichu, gdzie studiował fizykę teoretyczną w Politechnice Federalnej. Doktorat uzyskał w Lipsku po czym udał się na dalsze studia do Holandii, a następnie do Kopenhagi, gdzie pracował pod kierunkiem Nielsa Bohra. W r. 1933 przebywał jako stypendysta w Rzymie u Fermiego. W tymże roku habilitował się u Heisenberga w Lipsku. Po przewrocie hitlerowskim wyemigrował do Stanów Zjednoczonych, gdzie został profesorem fizyki matematycznej w Uniwersytecie Stanford.

Kontynuując swoje prace teoretyczne zainteresował się również fizyką doświadczalną. W r. 1940 wspólnie z Al-

varezem dokonał pierwszego wyznaczenia momentu magnetycznego neutronu. W r. 1946 ogłosił teorię swojej metody wyznaczania momentów magnetycznych jądrowych, którą zrealizował doświadczalnie wspólnie z W. W. Hansenem i M. Pacardem, a którą nazwał metodą indukcji magnetycznej. Podobnie jak w metodzie Rabięgo przejścia między podpoziomami jądrowymi w polu magnetycznym są wywołane polem wysokiej częstości. Wyższość metody Blocha polega na tym, że pozwala ona na użycie próbek mniejszych rozmiarów i na wykrywanie sygnału indukcyjnego za pomocą cewki. Ostrość rezonansu pozwoliła na osiągnięcie wysokiego stopnia dokładności pomiarów momentów jądrowych, a czułość metody pozwala na badanie rzadkich odmian jądrowych np. trytu.

Sześćdziesięciolecie D. W. Skobielyna

Wybitny fizyk radziecki, akademik D. W. Skobielyn, obchodził sześćdziesięciolecie urodzin. Prace jego dotyczą fizyki jądra atomowego i promieniowania kosmicznego. Szczególnie piękne wyniki otrzymał przy zastosowaniu techniki komory Wilsona z polem magnetycznym. Uzyskał przy tym jedną z pierwszych fotografii pary elektronów utworzonej z fotonu. Między innymi prowadził badania rozproszenia promieni γ . Był pierwszym, który opracował metodę spektrografii promieni γ na podstawie analizy odskoków elektronowych. Od szeregu lat prowadzi prace nad promieniowaniem kosmicznym, specjalnie interesując się zjawiskiem wielkich ulew. Talent eksperymentatorski łączy z rozległą wiedzą teoretyczną i zdolnością krytycznej analizy wyników. Znany jest również jako świetny wykładowca.

D. W. Skobielyn jest dyrektorem Instytutu Fizyki Akademii Nauk ZSRR im. Lebediewa w Moskwie. W r. 1951 otrzymał Nagrodę Stalina I stopnia,

a w r. 1952 był pierwszym laureatem złotego medalu Wawilowa, Reprezentował ZSRR w komisjach ONZ, Jest przewodniczącym Komitetu Nagród Stalinińskich za umocnienie pokoju.

Instytut fizyki biologicznej Akademii Nauk ZSRR

W ramach Wydziału Nauk Biologicznych Akademii Nauk ZSRR organizowany jest instytut fizyki biologicznej. Wydział Nauk Biologicznych przedłożył Prezydium AN ZSRR do zatwierdzenia plany prac naukowo-badawczych instytutu, skład Rady Naukowej i wytyczne dotyczące wydawania czasopisma „Żurnal Biologicznej Fizyki“, jak również organizacji sekcji fizyki biologicznej przy Wszeczwiązkowym Towarzystwie Fizjologów i Biochemików.

O związku między masą a energią

Październikowy zeszyt czasopisma ra-dzieckiego „Uspiechi Fizycznych Nauk“ (Tom XLVIII nr 2, 1952) poświęcony jest całkowicie różnym aspektom zagadnienia równoważności masy i energii.

Zeszyt zawiera artykuły: A. M. Butow i E. G. Szwidkowski — „O prawie wzajemnego związku między masą i energią (przeciw zniekształcającej idealistycznej interpretacji prawa $E=mc^2$)“, W. A. Fock — „Masa i energia“, S. E. Frisz — „Pojęcie masy i energii w fizyce współczesnej“, E. W. Szpolski — „O związku między masą i energią“, S. G. Suworow — „O zagadnieniu związku masy i energii“, I. W. Kuzniecowa — „Przeciw idealistycznym zniekształcaniom pojęć masy i energii“, I. F. Owczynnikow — „Omówienie artykułu I. W. Kuzniecowa „Przeciw idealistycznym zniekształcaniom pojęć masy i energii“.

S. I. Wawilow jako organizator wydawnictw popularno-naukowych

W czasopiśmie radzieckich pojawiają się wciąż wzmianki i artykuły poświę-

cone pamięci znakomitego fizyka S. I. Wawilowa. Obok jego osiągnięć jako badacza naukowe o omawiane są jego zasługi dydaktyczne i organizacyjne.

W zeszycie lipcowym czasopisma „Uspiechi Fizycznych Nauk“ (Tom XLVII nr 3, 1952) znajdujemy artykuł M. I. Radowskiego poświęcony specjalnie działalności S. I. Wawilowa jako organizatora wydawnictw popularno-naukowych. Był on przez wiele lat przewodniczącym Komisji Wydawnictw Popularno-Naukowych Akademii Nauk ZSRR. Od r. 1948 rozpoczęło się wydawanie literatury naukowej przeznaczonej dla szerokich kół niespecjalistów w następujących seriach: 1) Kłasyfikacja nauki, 2) Pamiętniki, 3) Prace oryginalne, 4) Biografie oraz 5) Wyniki i problemy nauki współczesnej.

Sam S. I. Wawilow pozostawił świetne dzieła popularne, wśród których najbardziej znane jest „Słońce i oko“.

Nowy wzorzec do pomiarów spektrometrycznych

W Kuczyńskim Obserwatorium Astrofizycznym Państwowego Instytutu Astronomicznego przy Uniwersytecie Moskiewskim zbudowano pod kierunkiem doc. G. F. Sitnika nowy wzorzec ciała czarnego, mający służyć do pomiarów rozkładu natężeń w widmach gwiazd.

Przyrząd ogrzewany jest prądem zmiennym, przy czym temperatura w całym zakresie kontrolowana jest przy pomocy specjalnie skonstruowanej precyzyjnej termopary. Maksymalna temperatura, jaką można osiągnąć wynosi 2300° K.

Wydanie dzieł Faradaya po rosyjsku

Nakładem Akademii Nauk ZSRR ukazało się zbiorowe dwutomowe wydanie prac doświadczalnych Faradaya dotyczących elektryczności i magnetyzmu.

Przekład pierwszego tomu został dokonany przez E. A. Czernyszewą i J. R. Szmidt-Czernyszewą,

drugiego zaś przez A. W. Jakowlewą. Redaktorem był członek-korespondent Akademii Nauk ZSRR prof. T. P. Krawiec, który również opracował komentarz.

Konferencja na temat fizyki ciała stałego

Brytyjskie Towarzystwo Fizyczne urządziło w dniach od 30 marca do 1 kwietnia br. w Leeds konferencję na temat „Aspekty fizyki ciała stałego“. Odbłyły się trzy posiedzenia, z których jedno poświęcone było zagadnieniu analizy krzywych namagnesowania, drugie — pasmowej teorii metali, a trzecie — ferroelektrykom i luminescencji.

Biografia Łomonosowa w przekładzie angielskim

Książka Borysa N. Mienszutkina o Łomonosowie ukazała się w przekładzie angielskim pt. „Russia's Lomonosov, Chemist, Courtier, Physicist, Poet“. Przekładu dokonali Jeannette Eyre Thal i Edward J. Webster pod kierunkiem W. Chapina Huntingtona. Książka została wydana przez Princeton University Press w ramach Programu Przekładów z Rosyjskiego Amerykańskiej Rady Towarzystw Naukowych.

Synchrotron w Oxfordzie

Jesienią 1952 zostały przeprowadzone wstępne próby techniczne synchrotronu w Oxfordzie. Osiągnięto energie elektronów do 60 MeV. Według projektu synchrotron po ostatecznym wykończeniu ma przyspieszać elektrony do 140 MeV. Wiele trudności wynika skutkiem ładowania się rury, w której przebiega orbita elektronowa. Wydajność promieniowania X jak dotąd jest niska. Cienka próbka miedzi naświetlana do nasycenia o metr od tarczy synchrotronowej wykazuje aktywność Cu^{62} około 10^4 impulsów/g · min.

Próby reakcji termonuklearnych

Ostatnio zakończona seria doświadczeń przeprowadzonych na Oceanie Spo-

kojnym obejmowała badania reakcji termonuklearnych.

W zwykłych reakcjach łańcuchowych, jak na przykład w rozszczepieniu jądrowym ^{235}U lub ^{239}Pu przez neutrony, energia cząstek wchodzących w reakcję może być niska, natomiast w reakcjach termonuklearnych przebieg reakcji uwarunkowany jest dostateczną obfitością cząstek zderzających się z energią przewyższającą bardzo wysoką minimalną wartość progową. Przykładem takiej reakcji byłoby łączenie się 4 protonów z emisją 2 elektronów dodatnich w cząstkę α (o ile by założyć, że taka bezpośrednia synteza rzeczywiście może zachodzić). Łatwo obliczyć, że energia wyzwolona w tej reakcji wyniosłaby około 180.000 kilowatogodzin na gram wodoru, podczas kiedy rozszczepienie ^{235}U wyzwala tylko około 22.500 kilowatogodzin na gram rozszczepionego uranu. Jest mało prawdopodobne, żeby wspomniane doświadczenia dotyczyły istotnie reakcji tworzenia się jąder helowych wprost z protonów. Co najmniej jednym z dwóch partnerów wchodzących do reakcji jest tu zapewne jądrem cięższej odmiany izotopowej wodoru, to jest deuteronom albo trytonem. Osiągnięcie choćby w niewielkim obszarze, z którego reakcja ma się rozpocząć, ogromnie wysokiej temperatury, niezbędnej do tego celu, nie jest możliwe przy pomocy jakichkolwiek znanych środków, prócz wybuchowej reakcji jądrowej rozszczepienia ^{235}U lub ^{239}Pu . Eksplozja uranowa lub plutonowa gra więc rolę zapalnika w stosunku do eksplozji termonuklearnej wodorowej.

Według niesprawdzonych wiadomości, jakie przedostały się do prasy drogą nieurzędową, a które rzekomo pochodzą od świadków przeprowadzonej próby, zjawisko składało się z trzech kolejnych wybuchów. Opisy podają, że niezwłocznie po rozpoczęciu się reakcji pojawiła się kula ognista biegnąca z wielką prędkością ku górze i ciągnąca za sobą płomienny pień, który zmieniał barwę na

szarą w miarę, jak tysiące ton wody morskiej podnosiły się jego szlakiem. Na wysokości kilku mil ukazał się typowy obłok w kształcie grzyba, który nadal podnosił się bardzo szybko i niemal natychmiast wystrzelił z siebie drugi podobny obłok, biegnący mniej więcej o milę ponad pierwszym. Za ledwie ten drugi obłok się sformował, kiedy pojawił się trzeci, górujący nad tamtymi i połączony z nimi cienką łądęgą mgły. Jednocześnie personel zatrudniony przy doświadczeniu odczuł silny podmuch gorąca, chociaż odległość od miejsca eksplozji wynosiła 30 mil.

Informacje te należy, rzecz prosta, przyjmować z dużym zasobem krytycyzmu. Niemniej nie może ulegać wątpliwości, że studia doświadczalne nad reakcjami termonuklearnymi mogą doprowadzić do wyników nadzwyczajnie interesujących dla fizyki a także dla astrofizyki, szczególnie w związku z zagadnieniem źródeł energii Słońca i gwiazd.

Zmiana w obsadzie katedry

Dr W. Żuk został powołany na stanowisko zastępcy profesora na zespołowej katedrze fizyki doświadczalnej na Uniwersytecie Marii Skłodowskiej-Curie w Lublinie. Kierownikiem katedry jest prof. dr S. Ziemecki.

Polskie Towarzystwo Fizyczne

Wybrany na walnym zgromadzeniu w Poznaniu Zarząd Główny PTF ukonstytuował się w sposób następujący:

Przewodniczący — prof. dr A. Sołtan,
Wiceprzewodniczący — prof. dr S. Pieńkowski,
Sekretarz — prof. mgr T. Skaliński,
Skarbnik — prof. dr J. Pniewski,
Członek Zarządu — prof. dr L. Sosnowski.

Oddział Gdański

Walne zgromadzenie Oddziału Gdańskiego odbyło się 5 listopada 1952 r. Po wysłuchaniu sprawozdań i udzieleniu

absolutorium ustępującemu Zarządowi, wybrano Zarząd na następną kadencję w składzie następującym: przewodniczący — prof. dr I. Adamczewski, zastępca przewodniczącego — prof. inż. Ł. Dorosz, sekretarz — mgr E. Juszkiewicz, skarbnik — mgr T. Karolczak, przewodniczący Sekcji Dydaktycznej — mgr H. Zabul, członek Zarządu — mgr T. Moskalowa.

W okresie od 1 stycznia do 5 listopada 1952 na zebraniach naukowych i dydaktycznych Oddziału referaty wygłosili:

prof. inż. Ł. Dorosz — Rezonans elektryczny;
prof. dr A. Piekara — O ściślejsze powiązanie nauczania o elektryczności z życiem;

mgr inż. S. Bernasik — O rezonansie chemicznym;

mgr inż. Z. Kuryło — Prace S. I. Wawilowa z dziedziny fotoluminescencji;

S. Kolankowski — Przykłady rozbić ciężkich jąder w kliszach fotograficznych;

mgr E. Juszkiewicz — Niektóre zagadnienia z optyki fizycznej;

mgr J. Sianożęcki — O ciekłym helu II;

prof. dr W. Łaniecki — O pomiarach pojemności płytek prostowniczych;

mgr inż. S. Bernasik — O pracy Smoluchowskiego „Fluktuacje gęstości gazu“;

mgr Z. Sobczyński — O pracy Smoluchowskiego „Ruch Browna“;

dr T. Piwkowski — Fotokomórki i fotoogniwa warstwowe;

prof. dr H. Niewodniczański — O izomerii jądrowej;

prof. dr I. Adamczewski — Fotodezintegracja jądra atomu;

mgr Z. Sobczyński — Badania podwójnych gwiazdek jądrowych w emulsjach fotograficznych.

Gośćmi Oddziału byli: prof. dr W. Łaniecki (obecnie Gliwice), dr T. Piw-

kowski (Warszawa), prof. dr H. Niewodniczański (Kraków).

Oddział Gliwicki

Walne zgromadzenie Oddziału Gliwickiego odbyło się 27 czerwca 1952 roku. Wybrano nowy Zarząd w składzie następującym: przewodniczący prof. dr K. Gostkowski, zastępca przewodniczącego — prof. dr M. Puchalik, sekretarz — mgr inż. S. Malzacher, skarbnik — mgr F. Kumaszką, członkowie Zarządu — dr inż. S. Węgrzyn i prof. M. Konopacki.

W okresie od 1 czerwca do 30 listopada 1952 r. na posiedzeniach naukowych Oddziału zostały wygłoszone następujące referaty:

prof. dr J. Nikliborc — O zimnej emisji metali;

dr inż. S. Węgrzyn i prof. W. Romer — Sprawozdanie z ogólnopolskiej konferencji automatyki i miernictwa;

prof. dr K. Gostkowski — W 80 rocznicę urodzin Mariana Smoluchowskiego;

mgr inż. Wierzbicki — Próba nowej formalnej interpretacji stałej grawitacyjnej;

prof. dr M. Puchalik — Napięcie powierzchniowe i lepkość roztworów substancji polarnych;

mgr inż. Macura — Stabilność w obwodach elektrycznych z oporami ujemnymi;

prof. dr W. Łaniecki — Osiągnięcia fizyków radzieckich w dziedzinie półprzewodników;

prof. dr K. Gostkowski — Wkład nauki rosyjskiej w dziedzinie koloidów.

Gośćmi Oddziału byli: prof. dr W. Łaniecki (obecnie Gliwice), prof. dr J. Nikliborc (Wrocław).

Wspólnie z rektorem Politechniki Śląskiej Oddział Gliwicki PTF urządził uroczystą akademię żałobną dla uczczenia pamięci zmarłego prof. T. Malarskiego.

Oddział Krakowski

W okresie od 1 października 1951 do 30 listopada 1952 odbyło się 7 posiedzeń Oddziału, na których wygłoszone zostały następujące referaty:

dr A. Hrynkiewicz — Echo spinowe;

mgr D. Kunisz — Graficzna eliminacja tła w fotograficznej fotometrii widmowej;

prof. dr M. Mięsołowicz — Bilans energetyczny promieniowania kosmicznego w atmosferze;

mgr W. Czyż — Wielorodna produkcja mezonów przy zderzeniach wysokiej energii;

prof. dr H. Niewodniczański — O naturalnej promieniotwórczości Bi;

prof. dr J. Weysenhoff — Doświadczenia nad prądem eteru;

mgr K. Ostrowski — Fotoczułe liczniki GM;

mgr S. Świerczewski — Rozpraszanie neutronów na elektronach;

prof. dr M. Mięsołowicz — Tworzenie par przez elektrony o wysokiej energii.

Na uroczystym posiedzeniu Oddziału urządzonym ku czci Mariana Smoluchowskiego w dniu 30 października zostały wygłoszone referaty:

prof. dr M. Jeżewski — O działalności naukowej Smoluchowskiego;

prof. J. Weysenhoff — O pracach Smoluchowskiego nad granicą stosowalności II zasady Termodynamiki.

W czasie od 17 października do 29 listopada 1952 wygłoszony został cykl odczytów popularno-naukowych pod ogólnym tytułem „Zjawiska falowe w fizyce“.

Poszczególne odczyty wygłoszili:

mgr A. Strzałkowski — Zjawiska falowe w fizyce;

dr A. Hrynkiewicz — Dźwięki i ultradźwięki;

mgr J. Hannel — Fale elektromagnetyczne;

dr J. Janik — Promienie Röntgena i promienie γ ;

prof. dr H. Niewodniczański — Fale świetlne;

prof. dr J. Weysenhoff — Fale materii.

Wszystkie odczyty były powtarzane. Frekwencja wynosiła przeciętnie 330 osób.

Przy Oddziale Krakowskim została utworzona Sekcja Dydaktyczna. Do Zarządu Sekcji weszli: prof. M. Halaunbrenner, mgr D. Kunisz, prof. R. Birkenmayer.

Oddział Lubelski

W okresie od 5 maja do 1 grudnia 1952 zostały wygłoszone na posiedzeniach naukowych następujące referaty:

mgr E. Dowgird — Szczególny przypadek drgań torsyjnych;

dr W. Żuk — Spektrometria mikrofalowa;

mgr S. Szpikowski — Oddzielanie izotopów metodą dyfuzji granicznej;

J. Skierczyński — Pomiar niskich ciśnień przy pomocy manometru Piraniego;

J. Skierczyński — Manometr jonizacyjny;

mgr J. Meldizon — Rozpylanie katodowe;

mgr M. Subotowicz — Idee przewodnie fizyki ciała stałego;

mgr J. Trembaczowski — Badania promieniotwórczości wód i skał;

prof. dr W. Urbański — Badania uczonych radzieckich w dziedzinie nadciekłości;

mgr D. Stachórska — Kondensacja pary i wzrost kropeł w komorze Wilsona na podstawie pomiarów temperatury;

prof. dr A. Teske — Marian Smoluchowski, najwybitniejszy w Polsce przedstawiciel fizyki teoretycznej;

mgr M. Subotowicz — Mechanizm fotoemisji katody złożonej w świetle teorii ciała stałego.

W myśl założeń statutowych PTF w ramach akcji krzewienia wiedzy fizycznej zostały zorganizowane staraniem Od-

działu wykłady fizyki dla robotników zatrudnionych w przemyśle.

Oddział Łódzki

W okresie od 1 czerwca do 1 grudnia 1952 na posiedzeniach naukowych Oddziału zostały wygłoszone następujące referaty:

mgr J. Gajewski — O życiu i działalności Mariana Smoluchowskiego;

mgr T. Musiatowicz — Rozchozenie się ciepła w cieczy w zależności od jej prędkości i rodzaju przepływu.

Oddział Poznański

W dniu 29 listopada 1952 r. odbyło się walne zgromadzenie Oddziału, na którym wybrano nowy Zarząd w składzie następującym:

przewodniczący — prof. dr S. Loria, zastępcy przewodniczącego — prof. dr S. Szczeniowski i prof. dr A. Piekara, sekretarz — mgr T. Krajewski, skarbnik — mgr A. Pilawski, członek Zarządu — mgr F. Lipiński.

Na posiedzeniach naukowych Oddziału w okresie od 29 września do 5 listopada zostały wygłoszone dwa referaty prof. dr S. Lorii — Marian Smoluchowski i jego dzieło.

Zgodnie z wnioskiem uchwalonym na walnym zgromadzeniu Oddziału podjęto systematyczną współpracę z Wojewódzkim Ośrodkiem Doskonalenia Kadr.

W ramach tej akcji wygłoszono cztery specjalne referaty informacyjne z różnych dziedzin fizyki nowoczesnej, przeznaczone głównie dla nauczycieli fizyki:

dr W. Mościcki — Metody i wyniki badań promieniowania kosmicznego;

mgr J. Grycza — Promieniowanie elektronowe w nauce i technice;

mgr A. Pilawski — Nowe ujęcie w nauczaniu magnetyzmu;

mgr S. Gnатовski — Układ jednostek Giorgiego.

Oddział Toruński

Dnia 11 października 1952 r. odbyło się walne zgromadzenie Oddziału. Przepro-

wadzono wybory Zarządu. Nowy skład Zarządu jest następujący: przewodniczący — prof. dr A. Jabłoński, zastępca przewodniczącego — mgr K. Antonowicz, sekretarz — mgr M. Kryszewski, skarbnik — mgr S. Pruski, członek Zarządu — dr W. Hanusowa.

Tegoż dnia odbyło się posiedzenie naukowe Oddziału poświęcone uczeniu pamięci Mariana Smoluchowskiego. Referaty wygłosili mgr D. Frąckowiak i mgr T. Tietz.

Pozostałe zebrania naukowe Oddziału odbywały się łącznie z Colloquium Fizycznym (2 godz. tygodniowo), Colloquium Fizyki Teoretycznej (2 godz. tygodniowo) i Seminarium Fizyki Teoretycznej (2 godz. tygodniowo).

Oddział Warszawski

Oddział Warszawski PTF przy wydatnym poparciu Polskiej Akademii Nauk zorganizował akcję odczytów popularno-naukowych specjalnie przeznaczonych dla racjonalizatorów zatrudnionych w przemyśle i dla młodzieży starszych klas szkół licealnych. Poszczególne odczyty wygłosili:

mgr S. Pasierbiński — Fale elektromagnetyczne i ich zastosowania;

prof. B. Buras — Zjawiska elektryczne w gazach i promienie X;

prof. T. Skaliński — Zjawiska wskazujące na falowy charakter światła;

mgr Z. Wilhelmi — Promieniotwórczość.

Odczyty wzbudziły żywe zainteresowanie. Były one szczególnie cenne jako uzupełnienie nauczania fizyki w szkołach ze względu na doświadczenia, których wobec niedostatecznego wyposażenia w przyrządy nie można przeprowadzać w szkołach. Doświadczenia te pozwalają uczniom bezpośrednio obserwować przebieg omawianych zjawisk.

Zwyczajem lat ubiegłych Oddział zorganizował cykl odczytów popularno-naukowych. W roku bieżącym ogólnym tematem cyklu była „Materia i jej budowa”. Poszczególne odczyty wygłosili:

prof. C. Białobrzeski — Atomistyczna budowa materii i dualistyczna jej natura;

prof. L. Sosnowski — Fizyka ciała stałego;

mgr Z. Wilhelmi — Jądro atomu;

prof. L. Natanson — Fotony;

prof. B. Buras — Materia i ruch.

Oddział Wrocławski

W okresie od 24 października do 4 grudnia 1952 zostały wygłoszone na posiedzeniach naukowych Oddziału następujące referaty:

prof. dr R. S. Ingarden — O unitarnej pięciowymiarowej teorii pola;

prof. dr J. Nikliborc — Kilka słów o manometrach;

mgr K. Michalski — Manometr kwarcowy na zasadzie radiometrycznej; mgr M. Danysz — Ciężkie mezony; prof. dr R. S. Ingarden, mgr C. Jankiewicz i mgr H. Wojewoda — Pięciowymiarowa kosmologia dynamiczna;

prof. dr J. Wesołowski — O pewnym liczniku G-M do pomiarów zawartości potasu w roztworach;

mgr B. Sujak — Obserwacje nad licznikiem fotonowym G-M.

Na specjalnym posiedzeniu poświęconemu pamięci Mariana Smoluchowskiego zostały wygłoszone referaty:

prof. dr R. S. Ingarden — Smoluchowski jako fizyk-teoretyk;

prof. dr J. Nikliborc — Smoluchowski jako eksperymentator;

mgr J. Łopuszański — Prace Smoluchowskiego z teorii ruchów Browna.

Z okazji miesiąca pogłębiania przyjaźni polsko-radzieckiej urządzono posiedzenie, na którym zostały wygłoszone referaty:

mgr Z. Galasiewicz — O defektach Frenkla w kryształkach;

mgr B. Rozenfeld — O pracach szkoły Skobieltyna nad promieniami kosmicznymi.

Referat prof. dra R. S. Ingardena, mgra C. Jankiewicza i mgra H. Wojewody został wygłoszony na wspólnym posiedzeniu Oddziału Wrocławskiego PTF i Oddziału Wrocławskiego Polskiego Towarzystwa Matematycznego.

Na posiedzeniu Towarzystwa Filozoficznego prof. dr R. S. Ingarden wygłosił referat — O przyczynowości w fizyce.

Mgr J. Łopuszański wygłosił na konferencji poświęconej Teorii Procesów Stochastycznych referat — O pękach rozległych promieniowania kosmicznego.

Gościem Oddziału był mgr M. Danyś z (Warszawa).

Olimpiada fizyczna

W roku bieżącym odbywa się na całym terenie kraju Druga Olimpiada Fizyczna zorganizowana przez PTF.

Jak już informowaliśmy, Olimpiady Fizyczne są zawodami dla uczniów dwóch ostatnich klas szkół stopnia licealnego, liceów pedagogicznych i szkół technicznych. Mają one na celu wzmoczenie zainteresowania fizyką wśród młodzieży i selekcję najodpowiedniejszych kandydatów na wyższe uczelnie.

Olimpiadą kieruje Komitet Główny mieszczący się w Warszawie. Po ustąpieniu dotychczasowego przewodniczącego prof. J. Pniewskiego i dotychczasowego kierownika Olimpiady prof. L. Sosnowskiego oraz po innych zmianach osobowych z dniem 1 stycznia br. Komitet ukonstytuował się w składzie następującym: przewodniczący — prof. T. Skaliński, kierownik Olimpiady — prof. W. M. Ścisłowski, sekretarz — mgr A. Jabłońska, do Komitetu wchodzi również delegaci PTF prof. J. Pniewski i prof. A. Wolska, delegat Ministerstwa Szkolnictwa Wyższego prof. B. Buras, delegaci Ministerstwa Oświaty wizytator W. Chłapowski i wizytator P. Halfter, delegat Centralnego Urzędu Szkolenia Za-

wodowego wizytator S. Kowal oraz delegat Związku Młodzieży Polskiej mgr A. Toruń.

Podobnie jak w roku ubiegłym zawody są trzystopniowe. Zadania pierwszego stopnia zostały rozესlane do wszystkich szkół stopnia licealnego, liceów pedagogicznych i szkół zawodowych. Niestety należy stwierdzić, że jest jeszcze wiele szkół, których dyrekcje nie rozumieją znaczenia Olimpiad Fizycznych i które nie przekazały otrzymanych zadań swoim uczniom.

Do zawodów pierwszego stopnia zgłosiło się 280 uczestników: w okręgu gdańskim — 14, w okręgu gliwickim — 34, w okręgu krakowskim — 69, w okręgu lubelskim — 11, w okręgu łódzkim — 13, w okręgu poznańskim 38, w okręgu toruńskim — 34, w okręgu warszawskim — 49, w okręgu wrocławskim — 18.

Do zawodów drugiego stopnia, odbywających się w miastach — siedzibach Oddziałów PTF pod bezpośrednim nadzorem okręgowych Komitetów Olimpiady Fizycznej, dopuszczono 175 uczestników. W okręgu gdańskim — 9, w okręgu gliwickim — 29, w okręgu krakowskim 54, w okręgu lubelskim — 5, w okręgu łódzkim — 10, w okręgu poznańskim — 22, w okręgu toruńskim — 19, w okręgu warszawskim — 19, w okręgu wrocławskim — 8.

Komitety okręgowe korzystały z wydatnej pomocy lokalnych władz oświatowych, urzędów szkolenia zawodowego i Związku Młodzieży Polskiej, jednakże nie wszędzie wszystkie wymienione czynniki współpracowały dość aktywnie. Należy podkreślić szczególnie przychylny stosunek władz oświatowych do Olimpiady Fizycznej w okręgach gliwickim, krakowskim, lubelskim, łódzkim i poznańskim, urzędów szkolenia zawodowego — w okręgach gdańskim, krakowskim, łódzkim, poznańskim i warszawskim, oraz Związku Młodzieży Polskiej w okręgach gliwickim, krakowskim, lubelskim, poznańskim, warszawskim i wrocławskim.

Godnym uwagi zjawiskiem jest żywy oddźwięk Olimpiady wśród młodzieży studiującej z dala od wielkich ośrodków centralnych, tj. przeważnie młodzieży wiejskiej. Np. w okręgu poznańskim na ogólną liczbę 38 zgłoszonych uczestników tylko 7 mieszka stale w Poznaniu, a na 18 uczestników zgłoszonych w okręgu wrocławskim tylko jeden jest z samego Wrocławia, również w okręgu krakowskim liczba uczestników spoza Krakowa jest duża. Wyjątek stanowi

okręg warszawski, gdzie wszyscy uczestnicy są uczniami szkół warszawskich.

Zawody drugiego stopnia odbyły się w dniach 13 i 14 lutego br. Polegały one na rozwiązaniu czterech zadań piśmieniowych (w tym dwóch rachunkowych) oraz na wykonaniu jednego zadania praktycznego. Według wiadomości otrzymanych z poszczególnych okręgów wyniki zawodów drugiego stopnia są następujące:

| | | | | |
|--------------|--------------------------|------------|----------------------------|----|
| w Krakowie | spośród 52 zawodników na | II stopniu | dopuszczono do III stopnia | 13 |
| w Gliwicach | " 29 | " " " " | " " " " | 3 |
| w Poznaniu | " 22 | " " " " | " " " " | 4 |
| w Warszawie | " 19 | " " " " | " " " " | 5 |
| w Toruniu | " 19 | " " " " | " " " " | 2 |
| w Łodzi | " 10 | " " " " | " " " " | 2 |
| w Gdańsku | " 9 | " " " " | " " " " | 4 |
| we Wrocławiu | " 8 | " " " " | " " " " | 2 |
| w Lublinie | " 5 | " " " " | " " " " | 2 |

Z okazji zawodów drugiego stopnia zorganizowano szereg imprez dla uczestników, np. w Warszawie odbyło się zwiedzenie Instytutu Fizyki Doświadczalnej UW, odczyt prof. J. Pniewskiego o oscylografie katodowym, przedstawienie w teatrze oraz herbatka, w której wzięli udział prof. S. Pieńkowski i członkowie Komitetu Olimpiady.

Prace ogłoszone

Ogłoszone zostały następujące prace:

H. Cygan — Measuring energy emitted by electrically activated nitrogen. (Acta Phys. Polonica XI, 189).

Streszczenie: Powtórzono pomiary Lorda Rayleigha energii emitowanej przez azot elektrycznie wzbudzony i rozważono przyczyny wysokich wartości energii przez niego otrzymanych. Wyniki Lorda Rayleigha znajdują łatwe wyjaśnienie.

J. Dąbrowski — The Interference of the Enforced Electric Dipole Radia-

tion and the Spontaneous Electric Quadrupole Radiation (Acta Phys. Polonica XI, 131).

Streszczenie: Badany jest przypadek układu równoległych pól magnetycznego i elektrycznego, przy czym przez pole elektryczne wymuszone jest promieniowanie dipolowe. Wynik rachunków wskazuje, że można oczekiwać interferencji przy obserwacji poprzecznej.

Z. Galasiewicz — The Influence of the Internal Stress in Dielectrics on the Polarization of Reflected Light (Acta Phys. Polonica XI, 91).

Streszczenie: Do równań opisujących stan polaryzacji światła odbitego od dielektryka będącego w stanie naprężeń wprowadzono współczynnik załamania jako funkcję naprężeń. Jako przykład wybrano szkło, dla którego znane są doświadczalnie stałe Neumanna. Wyprowadzono zależności między skróceniem płaszczyzny polaryzacji światła odbitego a naprężeniami.

M. Günther — The Relativistic Configuration Space Formulation of the

Multi-Electron Problem (Phys. Rev. 88, 1952).

Streszczenie było podane w „Postęпах Fizyki“ Tom III, zeszyt 1, str. 118.

A. Jabłoński — A Note on the Franck-Condon Principle (L) (Acta Phys. Polonica XI, 195).

Streszczenie: Wskazana jest droga wyprowadzenia zasady Francka-Condona w sensie mechaniki kwantowej przez zastosowanie metody „nagłego przybliżenia“ do funkcji własnych opisujących ruchy jądrowe w układzie złożonym z elektronów i jąder np. w drobinie.

J. A. Janik — Influence of the Electrolytic Dissociation and the Hydration of H_2SO_4 Molecules on the Scattering of Slow Neutrons (Acta Phys. Polonica XI, 146).

Streszczenie: Mierzono współczynnik pochłaniania powolnych neutronów w wodnych roztworach H_2SO_4 . Przy niskich stężeniach obserwuje się efekt dysocjacji elektrolitycznej.

J. Jóźwiak i W. Mościcki — A Multiple Shielding Counter (L) (Acta Phys. Polonica XI, 201).

Streszczenie: Zbudowano układ osłony liczników G-M przeznaczony do osłabienia biegu własnego w liczniku mającym służyć do pomiaru słabych promieniowań.

J. Łopuszański — The Derivation of Vlasov's Equation from Fock's Equation (L). (Acta Phys. Polonica XI, 196).

Streszczenie: Wskazano możliwość wyprowadzenia równania Własowa klasycznej teorii plazmy z równania Focka. Wyprowadzenie oparte jest na metodzie macierzy gęstości Diraca i na przejściu do mechaniki klasycznej przy pomocy zasady korespondencji.

J. Olszewski — Electrostatic Neutron-Electron Interaction (L) (Acta Phys. Polonica XI, 199).

Streszczenie: Zbadano problem oddziaływania statycznego między elektronem i neutronem, przy czym udało się wyjaśnić sprzeczności między wynikami otrzymanymi przez różnych autorów.

A. Piekara — The Lowering of the Freezing Point in the Theory of Dipolar Coupling (Acta Phys. Polonica XI, 99).

Streszczenie: Teoria sprzężenia dipolowego, przedstawiona przez autora w jego poprzedniej pracy (Acta Phys. Polonica X, 107, 1950), została zastosowana do obliczenia obniżenia punktu zamrażania roztworów rozcieńczonych substancji polarnych w rozpuszczalnikach niepolarnych. Wyniki zgadzają się dość dobrze z danymi doświadczalnymi.

J. Rayski — On a Regular Field Theory (Nuovo Cimento X, 1, 1953).

Streszczenie: Zbudowana została teoria pola regularnego dla skończonego obszaru czasowo-przestrzennego Ω ograniczonego dwiema hiper-powierzchniami przestrzennymi. Równaniami pola są równania całkowe z regularnymi jądrami. Rozwiązania są całkowitymi funkcjami parametru sprzężenia. Wyprowadzone są całkowite prawa zachowania. Aby zapewnić odpowiedność z tradycyjną teorią pola, czynnik strukturalny, wprowadzony celem regularyzacji jąder, musi zależeć od obszaru Ω . Całkowe równania pola są kwantowane wprost, bez korzystania z formalizmu kanonicznego. Równanie Schrödingera-Tomonagi nie istnieje, ale formalizm daje jednoznaczne wyniki, dotyczące amplitud prawdopodobieństwa wiążących wyniki pomiarów na dwóch hiper-powierzchniach. Autor wyraża opinię, że kwantowanie pól nie ma związku z trudnościami ze zbieżnością. Znikają one w przypadku skończonego obszaru i regularnych jąder.

A. Rubinowicz — Fields Defined by Elementary Laws (Acta Phys. Polonica XI, 155).

Streszczenie: Przedyskutowano własności charakterystyczne pól skalarnych określonych w przestrzeni jednorodnej izotropowej i pochodzących od źródła o symetrii kulistej lub określonych prawem elementarnym.

J. Rzewuski — Relativistic Quantum Dynamics of a System of Interacting Particles (L) (Nuovo Cimento X, 90, 1953).

Streszczenie: Przedstawiony jest szkic budowy macierzy S relatywistycznego układu oddziaływających ze sobą cząstek. Wydaje się, że problem relatywistyczny oddziaływających ze sobą cząstek może być w zasadzie rozwiązany w ramach dynamiki kwantowej bez wprowadzania pojęcia pola.

J. Rzewuski — A Note on Perturbation Theory (Acta Phys. Polonica XI, 179).

Streszczenie: Wykazano tożsamość wyników starej i nowej teorii zaburzeń przez bezpośrednie przejście. Metoda Feynmana przedstawiona jest w prostej formie, opartej na równaniach całkowych, która jest oczywiście niezmiennicza, nie tylko w wynikach, ale poprzez całe wyprowadzenie. Do problemu rozpraszania na stanach związanych zastosowano nowoczesne techniki.

O. Stanisław — The Temperature Dependence of the Working of Geiger-Müller Counters (Acta Phys. Polonica XI, 140).

Streszczenie: Przeprowadzono pomiary w samogasnących licznikach G-M wypełnionych mieszką argonowo-alkoholową w przedziale temperatur od -22°C do $+60^{\circ}\text{C}$. Stwierdzono, że wszystkie zmiany w zachowaniu się liczników można przypisać kondensacji pary gaszącej.

Prace referowane na XIV Zjeździe Fizyków Polskich

W uzupełnieniu poprzednio zamieszczonych informacji podajemy poniżej

spis prac, które były referowane na XIV Zjeździe Fizyków Polskich w Poznaniu. Streszczenia referatów zostały osobno opublikowane staraniem Komitetu Organizacyjnego Zjazdu (XIV Zjazd Fizyków Polskich, streszczenia prac referowanych, Poznań 1952, str. 54).

I. Adamczewski i A. Fiałkiewicz (Gdańsk) — Pomiar ilości ciężkich jonów w powietrzu.

I. Adamczewski, W. Kuźma i Z. Sobczyński (Gdańsk) — Źródło neutronów typu (γ, n) .

Z. Adamiec i H. Niewodniczański (Kraków) — Stosunki nateżeń linii tripletu widzialnego w widmie przy pobudzaniu wyładowaniami o wysokiej częstotliwości.

K. Antonowicz (Toruń) — Przyrząd do całkowania równania Schrödingera.

K. Antonowicz i J. Dudzianka (Toruń) — Sprawdzenie przydatności przyrządu do całkowania równania Schrödingera na konkretnym przykładzie (oscylator harmoniczny).

J. Auleytner (Warszawa) — Charakterystyka rentgenowska grupy kalcuków kopalnych.

J. Bogdanowicz (Warszawa) — Wpływ temperatury na rozkład widmowy fotoczułości PbSe.

Z. Bojarski i L. Kozłowski (Gliwice) — Wstępne wyniki prac nad anizotropią metali.

Z. Bojarski i Z. Ziółowski (Gliwice) — Kamery rentgenograficzne do celów dyfrakcyjnych wykonane w Instytucie Metalurgii.

R. Braun, H. Hofmokl, W. Kusch i A. Zawadzki (Łódź) — Zarys tematyki prac dotyczących promieniowania kosmicznego wykonywanych techniką liczników GM w Zakładzie Fizyki Doświadczalnej U.Ł.

B. Burasi A. Zaręba (Warszawa) — Przewodnictwo pod wpływem promieni X warstw fotoczułych z siarczku ołowiu i siarczku talu.

A. Chełkowski (Poznań) — Próba oznaczania wydajności licznika wypełnionego $\text{CO}_2 + \text{CS}_2$.

H. Chęcińska (Warszawa) — Warstwy fotowoltaniczne i fotoprzewodzące w selenku ołowiu.

J. Chojnacki i R. Firkowski (Łódź) — Dekoherecja małych pęków.

W. Cichocki, O. Daszkiewicz i A. Z. Hrynkiwicz (Kraków) — Część elektronowa aparatury do badania echa spinowego.

P. Ciok (Warszawa) — Promieniotwórczość kilku meteorytów.

S. Czarniecki (Warszawa) — Badania fluorescencji roztworów czerwieni indoleinowej.

M. Danysz (Warszawa) — Korelacja pędów par mezonów π .

M. Danysz i J. Pniewski (Warszawa) — Silnie wzbudzone jądro atomowe o długim czasie życia.

O. Daszkiewicz i F. Skołyśzewski (Kraków) — Teoria aparatury elektrycznej do syntezy dźwięków.

J. Dąbrowska (Warszawa) — Badania widm pochłaniania roztworów pochodnych siarkowej i selenowej pseudocyjaniny i indoleinowej pochodnej karbocyjaniny w części widzialnej i nadfiolecie.

J. Dąbrowski (Warszawa) — Korelacje kierunkowe przy potrójnej emisji kaskadowej gamma.

T. Domański i J. Łada (Warszawa) — Układ do pomiarów krótkich czasów życia.

T. Domański i J. Rydygier (Warszawa) — Miernik strumienia neutronów prędkich oparty na zjawisku rozszczepienia.

E. Dowgird (Lublin) — Otrzymywanie najcieńszych nici kwarcowych.

R. Drabent i D. Frąckowiak (Toruń) — Z badań wydajności fotoluminescencji wzbudzonej w dziedzinie antystokesowskiej.

P. Drzewiecki, A. Kawski, A. Jabłoński i M. Kryszewski

(Toruń) — Dwie proste metody wyznaczania stopnia polaryzacji.

I. Filiński (Warszawa) — Wpływ temperatury na rozkład fotoczułości TiS_2 .

R. Firkowski (Łódź) — Efekt barometryczny wielkich pęków.

M. Gaj i S. Miękiś (Wrocław) — Obliczenie tensora polaryzowalności molekuł dwuatomowych metodą Thomasa-Fermiego.

S. Gorgolewski (Poznań) — Nowa metoda wygaszania liczników GM.

K. Gostkowski i Z. Sokalski (Gliwice) — Wyznaczenie potencjału elektrokinetycznego na granicy faz lód-woda.

T. Grabowski (Warszawa) — Metoda autoradiograficzna wyznaczania zawartości węgla w stali.

K. Grotowski (Kraków) — O własnościach fotoczułych liczników GM z mosiężną katodą.

K. Grotowski, A. Z. Hrynkiwicz i H. Niewodniczański (Kraków) — Zjawisko termoemisji elektronów w temperaturach pokojowych w uczulonych licznikach GM.

M. Günther (Warszawa) — Próba relatywistycznego sformułowania zagadnienia wielu elektronów w przestrzeni konfiguracyjnej (Część II).

O. Gzowski (Poznań) — Badania zmodyfikowanego układu Neher-Pickeringa.

M. Halaunbrenner (Kraków) — Wpływ gładkości i anizotropii powierzchni na tarcie ślizgowe.

W. Hanusowa i J. Rayski (Toruń) — O polaryzacji próżni w regularnej elektrodynamice kwantowej.

T. Hoffman i J. Nikliborc (Wrocław) — Badanie powierzchni metali przy pomocy emisji elektronów.

A. Z. Hrynkiwicz (Kraków) — Zależność przekroju czynnego na tworzenie par elektronowych przez promienie gamma od liczby atomowej absorbenta.

- R. S. Ingarden (Wrocław) — Pięciowymiarowa unitarna teoria pola jako teoria cząstek elementarnych.
- R. S. Ingarden (Wrocław) — Spin w unitarnej pięciowymiarowej teorii pola.
- R. S. Ingarden (Wrocław) — Zagadnienie przyczynowości w pięciowymiarowej unitarnej teorii pola.
- R. S. Ingarden (Wrocław) — O nowym ujęciu zasady nierozróżnialności cząstek kwantowych.
- R. S. Ingarden, C. Jankiewicz i H. Wojewoda (Wrocław) — O pięciowymiarowej kosmologii dynamicznej.
- A. Jabłoński (Toruń) — Uwagi o fluorescencji D pary sodu i o analogicznym zjawisku w parze rtęci.
- A. Jabłoński (Toruń) i S. Ziemecki (Lublin) — Zjawisko fotoelektryczne pod wpływem światła eliptycznego i kołowo spolaryzowanego.
- J. Janik (Kraków) — Wpływ dysocjacji elektrolitycznej i hydratacji drobin H_2SO_4 na rozpraszanie powolnych neutronów.
- J. Janik (Kraków) — Doświadczalne stwierdzenie istnienia rotacji wewnętrznej atomów wodoru w niezdisocjowanej drobnie H_2SO_4 .
- J. Janik (Kraków) — Rozpraszanie powolnych neutronów przez ciecze.
- P. Jaszczyn (Warszawa) — Sumy świetlne fosforów przy pobudzeniu monochromatycznym w niskich temperaturach.
- J. Jóźwiak i W. Mościcki (Poznań) — Zespołowy licznik antykoincydencyjny.
- C. Kiliński i A. Wrzeńska (Toruń) — Krzywe jarzenia się fosforów.
- M. Kogut (Kraków) — Badanie składowej fotonowej promieniowania kosmicznego.
- T. Kowalski (Kraków) — Wytwarzanie kryształów jodku sodu aktywowanych talem przeznaczonych do liczników scyntylacyjnych na promienie gamma.
- M. Kozłowski (Warszawa) — Zjawisko Halla w warstwach PbS i PbSe.
- W. Królikowski (Warszawa) — Korelacje kierunkowe przy jednoczesnych procesach dwukwantowych.
- M. D. Kunisz (Kraków) — O graficznej metodzie eliminacji tła i zastosowaniu jej do wyznaczania stosunków natężeń linii widmowych.
- M. Kwiek (Poznań) — Badanie przebiegu czułości słuchu na natężenie tonu sinusowego metodą różniczkową.
- M. Kwiek (Poznań) — Widmo dźwięku nitowania młotkiem pneumatycznym oraz innych hałasów impulsowych.
- M. Kwiek, E. Karaśkiewicz i K. Flatau (Poznań) — Widma dźwięku klawesynu.
- M. Kwiek, E. Karaśkiewicz i J. Krynicka-Gołembowska (Poznań) — Filtry oktafowe uwolnione od transientów.
- M. Kwiek, J. Krynicka-Gołembowska i F. Kaczmarek (Poznań) — Mikrofon kondensatorowy do celów ultraakustycznych.
- T. Lis (Łódź) — Przewodnictwo cieplne n -heksanolu i cykloheksanolu.
- W. Łaniecki (Gliwice) — Badanie warstwy zaporowej prostownika stykowego metodą pomiaru pojemności.
- J. Łopuszański (Wrocław) — O rozkładach i momentach statystycznych bosonów i fermionów i ich zastosowaniu.
- J. Łopuszański (Wrocław) — O relatywizacji procesów stochastycznych.
- J. Mackiewicz (Warszawa) — Widma fluorescencji grupy naftalenowej wolnej i związanej w roztworach dodekahydrofluorocyklenu.
- W. Majewski (Warszawa) — Analiza procesów fizycznych decydujących o asymetrii oporu elektrycznego kontaktu metal — półprzewodnik (Cu—Cu₂O).
- M. Majewski i K. Dybowski (Warszawa) — Badania doświadczalne nad asymetrią oporu elektrycznego kontaktu Cu—Cu₂O.

B. Makiej (Kraków) — Dowód doświadczalny na to, że ^{90}Y nie jest czystym wysyłaczem β .

Z. Małkowski (Warszawa) — Energia elektronowa i oscylacyjna cząsteczki tetrahydrofluorocyklenu w roztworze benzynowym.

Z. Małowski (Warszawa) — Zależność charakteru widma fluorescencji roztworów tetrafluorocyklenu od długości fali przy pobudzaniu monochromatycznym.

Z. Małowski (Warszawa) — Różniczkowalność bliskich składników fluorujących na drodze chromatografii.

R. Męciewski (Wrocław) — Wyładowania przedkoronowe z ostrza.

S. Michałak i A. Krzyżowski (Łódź) — Badania z techniki liczników GM.

K. Michalski (Wrocław) — Manometr kwarcowy na zasadzie radiometrycznej.

R. Mierzecki (Warszawa) — Widmo ramanowskie mieszanin pirydyna-kwas octowy.

W. Mościcki (Poznań) — Nowa technika oznaczania daty śmierci szczątków organicznych.

B. Mowczan (Łódź) — Wpływ temperatury na pracę licznika GM z katodą zewnętrzną.

T. Musiatowicz (Łódź) — Rozchodzenie się ciepła w cieczy w zależności od prędkości i rodzaju przepływu.

Z. Ogrzewalski (Gdańsk) — Liczniki GM wypełnione cieczami dielektrycznymi.

J. Olszewski (Toruń) — O elektrostatycznym oddziaływaniu neutronu z elektronem.

S. Olszewski (Poznań) — Stabilizator rSD z oporem w anodzie.

K. Ostrowski (Kraków) — Fotelce liczniki GM.

Z. Pawlak (Warszawa) — Wpływ wolnych i związanych grup naftalenyowych na ich pochłanianie.

A. Pawlikowski (Wrocław) — Obliczenie zależności ciepła właściwego

żelaza od ciśnienia i temperatury w zakresie bardzo wysokich ciśnień i temperatur.

C. Pawłowski (Warszawa) — Jonizacja kolumnowa wzdłuż torów cząstek naładowanych.

A. Piekara (Gdańsk) — Próba wyjaśnienia zjawisk opóźnionych w ferroelektrykach typu BaTiO_3 .

A. Piekara i J. Kryczkowski (Gdańsk) — Oscylograficzne badanie zjawisk opóźnionych w tytanianach barowym i barowo-strontowym.

A. Piekara i Z. Pająk (Gdańsk) — Wpływ pola elektrycznego na stałą dielektryczną ferroelektrycznych tytanianów.

A. Piekara i Z. Pająk (Gdańsk) — Pseudohisteresa termiczna stałej dielektrycznej ferroelektrycznych tytanianów.

S. Pieńkowski (Warszawa) — Promieniotwórczość grupy polskich fosforytów.

S. Pieńkowski (Warszawa) — Promieniotwórczość glaukonitów.

S. Pieńkowski, D. Rygier, J. Szwacka, B. Twarowska i S. Zmysłowska (Warszawa) — Typy rozkładów substancji promieniotwórczych w polskich granitach.

T. Piwowski (Warszawa) — Warstwy z siarczku ołowiu o nowych właściwościach fotoelektrycznych.

J. Plebański (Warszawa) — Wektor stanu w kwantowej teorii pola jako funkcjonał.

J. Plebański (Warszawa) — O dowodach jednoznaczności dla niektórych równań fizycznych.

M. Puchalik (Rokitnica) — Pomiar napięcia powierzchniowego i lepkości jako metoda badania asocjacji w roztworach.

H. Ratajczak (Poznań) — Zdjęcie charakterystyki licznika zespołowego przy pomocy plateauskopu własnej konstrukcji.

J. Rayski (Toruń) — Uwagi o niezmienniczości elektromagnetycznej.

J. Rayski (Toruń) — Sformułowanie wzajemnościowe elektrodynamiki kwantowej.

T. Rayski (Toruń) — O kwantowej teorii pól wzajemnościowych i zasadzie odpowiedniości.

J. Rayski (Toruń) — O nielokalnej elektrodynamice kwantowej.

J. Rayski (Toruń) — O teoriach pola z rozmytym oddziaływaniem.

J. Rayski (Toruń) — O pewnych prostych przykładach niestosowności rachunku zaburzeń.

J. Rayski (Toruń) — O regularnej teorii pola.

K. Rosiński (Warszawa) — Czysto-termiczne wygaszanie fluorescencji roztworów związków aromatycznych.

W. Rubinowicz (Warszawa) — Określanie pól przez prawo elementarne.

H. Ryffert (Poznań) — Rozszerzenie analizatora Madera do 50-go alikwotu.

J. Rzewuski (Toruń) — Uwagi o teorii perturbacji.

J. Rzewuski (Toruń) — O związku pomiędzy polami i cząstkami.

J. Rzewuski (Toruń) — O prawach zachowawczych w nielokalnych teoriach pola.

J. Rzewuski (Wrocław) — Klasyczna i kwantowa dynamika układu cząstek oddziaływających ze sobą.

J. Rzewuski (Wrocław) — O kwantowaniu pewnej klasy nielokalnych teorii pola.

J. Seidler (Gdańsk) — Metoda badania histerezy ferroelektryków przy pomocy paczek sinusoidalnych.

S. Sikorski (Warszawa) — Budowa widma pochłaniania dodekahydrofluorocyklu w nadfiolecie.

E. Skrzypczakowa (Warszawa) — Próba wyznaczenia stosunku zawartości Th do U w minerałach metodą klisz jądrowych.

Z. Sobczyński (Gdańsk) — O procesie dzielenia najbliższych jąder w przypadku gwiazd podwójnych w emulsjach fotograficznych.

A. Sołtan (Warszawa) — Manometr kompresyjny o działaniu ciągłym.

L. Sosnowski i M. Chmielewski (Warszawa) — Relaksacja fotoprzewodnictwa selenku ołowiu.

L. Sosnowski i J. Ostrowski (Warszawa) — Relaksacja fotoprzewodnictwa w siarczku łału.

B. Średniawa (Kraków) — Uwaga o zależności przekroju czynnego na tworzenie par przez fotony od liczby atomowej.

D. Stachórska (Lublin) — Kondensacja pary i wzrost kropeł w komorze Wilsona na podstawie pomiarów temperatury.

O. Stanisław (Kraków) — Wpływ obniżenia temperatury na pracę licznika G-M.

E. Stenz (Warszawa) — Przepuszczalność promieniowania w wodach jeziornych.

M. Subotowicz (Lublin) — Mechanizm fotoemisji katody uczulonej (złożonej) z punktu widzenia teorii ciała stałego.

B. Sujak (Wrocław) — O wpływie rtęci na wzrost czułości licznika fotonowego G-M.

S. Świerczewski (Kraków) — Woltomierz generacyjny do generatora elektrostatycznego typu Van de Graaffa.

A. Szaynok (Wrocław) — Pomiar metodą odchylenia w polu elektrycznym ładunku elektrycznego, powstającego przy rozpyleniu dielektryków.

J. Szpilecki (Gliwice) — Kilka uwag o wahadle rewersyjnym.

J. Szypowski (Warszawa) — Fosforescencja parafiny.

T. Tietz (Toruń) — O ruchomych osobliwościach.

T. Tietz (Toruń) — Stany związane pierwiastków Z - 1-krotnie zjonizowanych.

B. Twarowska (Warszawa) — Umiejscowienie substancji promieniotwórczych w granitach.

E. Trembaczowski (Lublin) — Silnie promieniotwórcze źródła Lubelszczyzny.

A. Toruń (Warszawa) — Zasięgi cząstek α wyrzuconych z warstwy ciała stałego w odniesieniu do wyznaczania $C(\text{Th}) : C(\text{U})$.

J. Wasilewska (Warszawa) — Widma pochłaniania roztworów pochodnych selenowej i siarkowej karbocyjany w części widzialnej i nadfiolecie.

W. Wardzyński (Warszawa) — Luminescencja kryształu KCl aktywowanego Tl wzbudzona promieniami X.

J. Wesołowski (Wrocław) — Duże impulsy w licznikach G-M wypełnionych czystymi parami, cieczy organicznych.

J. Wesołowski (Wrocław) — Licznik do pomiarów koncentracji potasu w roztworach.

J. Weyssenhoff (Kraków) — Jednorodny formalizm kanoniczny z wyższymi pochodnymi.

J. Weyssenhoff (Kraków) — O strukturze falowej światła. Część I: długość elementarna.

S. Węgrzyn i W. Paczeński (Gliwice) — Elektronowy układ stabilizacji napięcia generatorów maszynowych prądu stałego i zmiennego.

S. Węgrzyn, C. Ostrowski i W. Paczeński (Gliwice) — Miniaturowe liczniki G-M z impulsowymi zasilaczami bateryjnymi.

J. Werle (Warszawa) — Zagadnienie wartości własnych w przypadku występowania potencjałów osobliwych.

M. Wielowiejska (Kraków) — Wyznaczenie absorpcji powolnych neutronów metodą emulsji fotograficznych.

Z. Wilhelmi (Warszawa) — Pomiar przekrojów czynnych reakcji (n, p) i ($n, 2n$).

B. Wojtowicz (Warszawa) — Zmiany budowy parafiny przy obniżaniu temperatury.

A. Wolska (Warszawa) — Warstwy fotoprzewodzące i fotowoltaiczne z siarczku talu.

J. Woźniak (Warszawa) — Monochromatyczne pobudzenie fluorescencji grup naftalenowych związanych w roztworze tetrahydrofluorocyklenu.

A. Wrzesińska (Toruń) — Otrzymywanie fosforów krystalicznych (długociowych).

S. Zmysłowska (Warszawa) — Analiza promieniotwórczości granitu śląskiego.

W. Żuk (Lublin) — Badanie gazowych węglowodorów przy pomocy spektrometru masowego.

Spis treści

| | |
|--|-----|
| W. <i>Kapuściński</i> — Zarys działalności Polskiego Towarzystwa Fi- | |
| 1. zycznego | 139 |
| 2. H. <i>Niewodniczański</i> — O emisji deuteronów z jąder atomowych | 146 |
| 3. J. <i>Pniewski</i> — Powłokowy model jądra atomowego | 151 |
| 4. J. <i>Massalski</i> — Zagadnienia elektroniki związane z licznikami Geigera — Müllera | 170 |
| 5. M. <i>Kryszewski</i> — Metody optyczne jako metody pomocnicze przy rentgenowskim badaniu struktury kryształów | 208 |
| 6. T. <i>Skaliński</i> — Nowe drogi wytwarzania siatek dyfrakcyjnych | 220 |
| 7. M. <i>Majewska</i> — Przezroczyste błonki przewodzące | 226 |
| 8. A. <i>Jabłońska</i> — Stan szklisty wody | 229 |
| 9. K. <i>Gostkowski</i> — Kilka wspomnień o Marianie Smoluchowskim | 233 |
| Recenzje: | |
| 10. „Fizyka i Chemia“ (T. <i>Dryński</i>) | 237 |
| 11. Kronika | 239 |

PRENUMERATA CZASOPISM NAUKOWYCH

| Nazwa Czasopisma | Za 1 nr. zł | Pół- rocznie zł | Rocznie zł |
|---|----------------|-----------------------|---------------|
| Acta Microbiologica Polonica kwart. . . . | 10.— | 20.— | 40.— |
| Acta Physica Polonica „ . . . | 12.— | 24.— | 48.— |
| Ekonomista „ . . . | 15.— | 30.— | 60.— |
| Folia Biologica „ . . . | 12.— | 24.— | 48.— |
| Geodezja i Kartografia „ . . . | 6.50 | 13.— | 26.— |
| Kwartalnik Inst. Pol.-Radz. „ . . . | 10.— | 20.— | 40.— |
| Kwartalnik Historyczny „ . . . | 15.— | 30.— | 60.— |
| Myśl Filozoficzna „ . . . | 15.— | 30.— | 60.— |
| Nauka Polska „ . . . | 20.— | 40.— | 80.— |
| Postępy Fizyki „ . . . | 10.— | 20.— | 40.— |
| Przegląd Geograficzny „ . . . | 7.— | 14.— | 28.— |
| Przegląd Orientalistyczny „ . . . | 12.— | 24.— | 48.— |
| Roczniki Chemii „ . . . | 20.— | 40.— | 80.— |
| Chrońmy Przyrodę Ojczystą (dwum.) . . . | 3.— | 9.— | 18.— |
| Życie Szkoły Wyższej (mies.) . . . | 8.— | 48.— | 96.— |
| Wszecławiat (10 x w roku) . . . | 1,50 | 7.50 | 15.— |

Wpłaty należy przekazywać na konto Państwowego Wydawnictwa Naukowego
w PKO Warszawa, Nr 1—110—28504 z dokładnym zaznaczeniem tytułu, którego
wpłata dotyczy.

*

Prenumeraty zgłoszone dotychczas w placówkach pocztowych lub w P. P. K.
Ruch, będą wykonane w okresach, na które uiszczono przedpłaty, natomiast
odnowienia prenumeraty należy dokonać przez podane wyżej konto PKO.

*

Pojedyncze numery są do nabycia w Księgarniach Naukowych

«DOMU KSIAŻKI»

Zarząd

| | |
|--------------------|--|
| Przewodniczący | — Prof. Dr ANDRZEJ SOŁTAN, czł. koresp. PAN |
| Wiceprzewodniczący | — Prof. Dr STEFAN PIEŃKOWSKI, czł. rzeczywisty PAN |
| Sekretarz | — Prof. Mgr TADEUSZ SKALIŃSKI |
| Skarbnik | — Prof. Dr JERZY PNIEWSKI |
| Członek Zarządu | — Prof. Dr LEONARD SOSNOWSKI |

Przewodniczący Oddziałów Towarzystwa

| | |
|----------|-----------------------------------|
| Gdańsk | — Prof. Dr IGNACY ADAMCZEWSKI |
| Gliwice | — Prof. Dr KAZIMIERZ GOSTKOWSKI |
| Kraków | — Prof. Dr BOLESŁAW ŚREDNIAWA |
| Lublin | — Prof. Dr STANISŁAW ZIEMECKI |
| Łódź | — Prof. Dr FELIKS WIŚNIEWSKI |
| Poznań | — Prof. Dr STANISŁAW LORIA |
| Toruń | — Prof. Dr ALEKSANDER JABŁOŃSKI |
| Warszawa | — Prof. Dr WŁODZIMIERZ ŚCISŁOWSKI |
| Wrocław | — Prof. Dr ROMAN S. INGARDEN |



Cena zł 10.—

WIADOMOŚCI CHEMICZNE

miesięcznik wydawany przez
Polskie Towarzystwo Chemiczne

zamieszcza :

Artykuły i referaty mające na celu informowanie ogółu chemików o postępach i aktualnych zagadnieniach we wszystkich działach chemii.

Krótkie notatki o najciekawszych odkryciach.

Informacje o najnowszych wydawnictwach chemicznych.

Wiadomości z życia Polskiego Towarzystwa Chemicznego.

Prenumerata roczna wynosi 36 zł, cena pojedynczego numeru 4 zł.

Adres Redakcji i Administracji:

Wrocław, ul. Szewska Nr 38/39

Konto P. K. O. Wrocław VIII-11431/113

Konto N. B. P. Oddział II Wrocław 370/113/1021

**KAŻDY CHEMIK POWINIEN ZAABONOWAĆ
„WIADOMOŚCI CHEMICZNE“**

**Członkowie Polskiego Towarzystwa Chemicznego
otrzymują czasopismo bezpłatnie**