

# POSTĘPY FIZYKI

CZASOPISMO  
POŚWIĘCONE UPOWSZECHNIANIU  
WIEDZY FIZYCZNEJ

**TOM III ❖ ZESZYT 3**

PTF

---

1 ❖ 9 ❖ 5 ❖ 2

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

POLSKIE TOWARZYSTWO FIZYCZNE

# POSTĘPY FIZYKI

CZASOPISMO  
POŚWIĘCONE UPOWSZECHNIANIU  
WIEDZY FIZYCZNEJ

TOM III ❖ ZESZYT 3

1 9 5 2

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 — WARSZAWA 1952

Nakład 2000 egz.

Zamówienie 678/41

Arkuszy wyd. 9 $\frac{1}{2}$  druk. 8 $\frac{1}{4}$

Druk ukończono 18. IX. 1952

Papier druk. sat. V. 70 g, 70×100

K-3-12722

POZNAŃSKA DRUKARNIA NAUKOWA, UL. FREDRY 10

Józef Roliński

Główny Urząd Miar

## Najnowsze prace nad świetlnym wzorcem długości

### I. Rys historyczny. Metr archiwalny. Metr międzynarodowy

Ilościowe wyznaczanie różnych wielkości fizycznych wymaga obrania i ustalenia jednostek, w których dana wielkość ma być wyrażana.

Podstawową wielkością fizyczną jest niewątpliwie długość, a należyty wybór jednostki długości jest sprawą niezmiernie ważną i to zarówno w odniesieniu do zagadnień o charakterze czysto naukowym, jak i praktycznym, w szczególności w przemyśle, w obrocie handlowym i w ogóle w życiu gospodarczym krajów.

Dlatego też starano się od dawna oprzeć jednostkę długości na trwałych podstawach i rozpowszechnić ją w skali międzynarodowej, możliwie ogólnie obowiązującej, by ułatwić w ten sposób utrzymywanie stosunków gospodarczych między różnymi krajami.

W stosowanych obecnie układach jednostek, tzw. *absolutnym* — centymetr, gram, sekunda czy też *absolutnym technicznym* — metr, tona masy, sekunda, czy wreszcie *technicznym praktycznym* — metr, kilogram siły, sekunda — pierwsze miejsce zajmuje jednostka długości. Jak wiemy, od dawna starano się wprowadzić taką trwałą jednostkę długości, którą dałoby się dokładnie i względnie łatwo odtworzyć.

W okresie Wielkiej Rewolucji Francuskiej w r. 1792 została utworzona komisja w składzie uczonych tej miary, jak B o r d a, L a g r a n g e, L a p l a c e, C o n d o r c e t i M o n g e, której powierzono opracować wnioski o podstawowej jednostce długości. Postanowiono wówczas oprzeć się na wymiarach kuli ziemskiej, która wydawała się odpowiednim trwałym naturalnym wzorcem długości. Jedna dziesięciomilionowa część ćwierci południka ziemskiego przechodzącego przez Paryż została wówczas przyjęta za podstawową jednostkę długości, którą uczone B o r d a zaproponował nazwać m e t r e m. Ta jednostka została wyznaczona po przeprowadzeniu najdokładniejszych na owe czasy pomiarów geodezyjnych, a praktycznie zrealizowano wzorzec końcowy, wykonany z platyny. Przekrój poprzeczny tego wzorca długości miał kształt prostokąta o wymiarach 25 mm  $\times$  4,05 mm. Odległość pomiędzy dwiema oszlifowanymi powierzchniami takiego pręta platynowego wynosiła 1 metr.

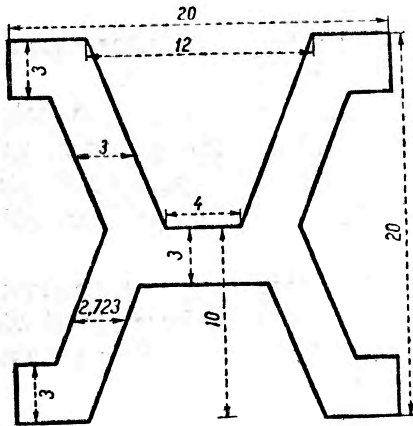
Zarządzeniem prawnym z roku 1799 wzorzec ten został wprowadzony w życie.

Jak było do przewidzenia, każdy następny pomiar geodezyjny, oparty na dokładniejszych metodach pomiaru, dawał wyniki różniące się od poprzednich. Uwidoczniła się tutaj fikcja w oparciu się na wymiarze kuli ziemskiej jako na wzorcu „naturalnym“ długości.

Tymczasem szereg innych państw poza Francją posiadał kopie platynowego wzorca długości. Kopie te różniły się nieco między sobą a także w porównaniu z paryskim platynowym wzorcem metra niekiedy o  $\frac{1}{10}$  mm.

Powierzchnie końcowe metra ścierały się, co jeszcze bardziej komplikowało sprawę.

Od 1 stycznia 1876 roku rozpoczęło pracę Biuro Międzynarodowe Miar i Wag (Bureau International des Poids et Mesures) w Pavillon de Breteuil w Sèvres koło Paryża. Już na początku swej działalności zajęło się tam takim opracowaniem wzorca długości, który by gwarantował niezmienność w czasie i najwyższą dokładność. W wyniku tych prac powstał znany powszechnie prototyp platyno-irydowy (90% Pt i 10% Ir) o przekroju poprzecznym w kształcie zbliżonym do litery X (rys. 1).



Rys. 1

Przekrój poprzeczny prototypu metra platyno-irydowego

Jest to wzorzec metra kreskowy, stanowiący do czasów naszych obowiązujący prototyp jednostki długości.

Odległość między środkami dwu kresek umieszczonych w pobliżu krańców pręta w temperaturze  $0^{\circ}$  C przy normalnym ciśnieniu atmosferycznym stanowi 1 metr.

Kreski znajdują się w środkowej części na górnej powierzchni wzorca na pasku o szerokości 8 mm doskonale odpolerowanym. Szerokość kresek waha się w granicach od  $6\mu$  do  $8\mu$ .

Oprócz kresek głównych znajdują się jeszcze w odległości  $\frac{1}{2}$  mm z każdej strony pręta platyno-irydowego dwie kreski pomocnicze. Wykonano je w celu zredukowania naprężeń powierzchniowych, jakie mogłyby oddziaływać na kreskę główną, powodując jej zniekształcenie czy przesunięcie.

Wzdłuż osi powyższego prototypu metra poprowadzone są dwie kreski nieco grubsze od wspomnianych kresek poprzecznych w odległości wzajemnej 0,2 mm. Przekrojowi prototypu metra nadano poprzeczny kształt

zbliżony do litery X ze względu na uzyskanie możliwie sztywnej konstrukcji. Przekrój ten jest asymetryczny względem płaszczyzny poziomej, a podłużne kreski wzorca przypadają w pasie obojętnym, który nie ulega przy ugięciu pręta ani rozciąganiu, ani ścisaniu; w ten sposób zapewnia się stałość długości.

Przy dokładnym oznaczaniu długości pręta, podpartego w 2 miejscach ważną rolę odgrywa rozmieszczenie miejsc podparcia. Dokładne obliczenia prowadzą do wniosku, że wzorec należy podeprzeć w tzw. punktach Bessela, a pręt mierzony przyjmuje wówczas kształt, który jest przesadnie przedstawiony na rys. 2c.

Najkorzystniejsza długość części końcowych pręta powinna wynosić  $a = \frac{2}{9} L$ , gdzie  $a$  jest odległością od końca pręta do punktu podparcia,  $L$  zaś jest całkowitą długością pręta.

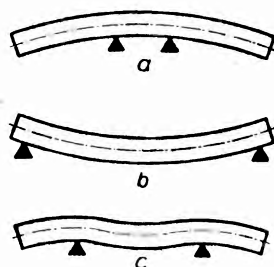
Ten nowy wzorec kreskowy platyno-irydowy został uznany chwałą I Konferencji Generalnej Miar z dnia 26 września 1889 roku jako nowy wzorec metra. Zależność pomiędzy długością tego prototypu metra a temperaturą jest następująca:

$$L = 1 \text{ m} + (8,651 t + 0,00100 t^2)\mu.$$

W celu wyznaczenia długości  $L$  z dokładnością do  $0,1 \mu$  należy odczytać temperaturę z dokładnością do  $1/100^{\circ} \text{C}$ .

Do zastosowań praktycznych zostało wykonane 31 sztuk wzorców metra, które rozdzielono między różne państwa, należące do Konwencji Metrycznej. Wszystkie te wzorce zostały porównane z platynowym wzorcem końcowym (przechowywanym w Muzeum Biura Międzynarodowego Miar i nazywanym powszechnie metrem archiwalnym) i wzorec platyno-irydowy najbardziej zbliżony do metra archiwalnego został przyjęty za prototyp metra międzynarodowego, obowiązujący powszechnie i przechowywany w Biurze Międzynarodowym Miar w Sèvres. Był to wzorec oznaczony według numeracji kolejnej nr 6.

Na rys. 3 przedstawiono fotografie opisywanego tu prototypu metra kreskowego platyno-irydowego wraz z futerałami, służącymi do przechowywania i do przenoszenia.



Rys. 2

Ugięcie pręta podpartego w różnych miejscach



Rys. 3

Prototyp metra i różne części jego futerału przeznaczanego do transportu

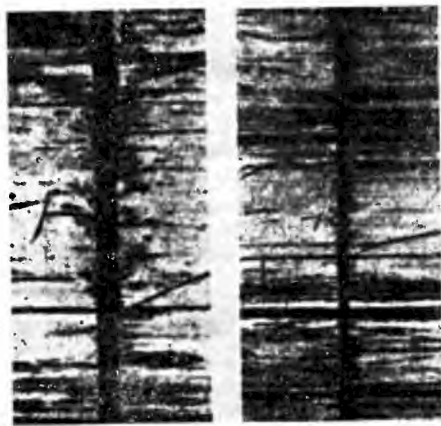
Zdawać by się mogło, że sprawa wzorca jednostki długości została rozwiązana na dłuższy okres czasu i poważniejsze komplikacje w tej sprawie nie powstaną w najbliższej przyszłości. Takie zagadnienia, jak dobór odpowiedniego materiału, konstrukcja prototypu metra, sposób porównywania różnych wzorców długości i inne zagadnienia z tym związane wydawały się rozwiązywane w pełni.

Tymczasem w toku niezmiernie dokładnych prac metrologicznych wyłoniły się nieprzewidziane komplikacje, w wyniku czego powstała potrzeba posiadania dokładniejszego i bardziej trwałego podstawowego wzorca długości. Żmudne prace metrologiczne, prowadzone systematycznie przez szereg lat w laboratoriach naukowo-metrologicznych o światowej sławie, jak np. we wspomnianym Biurze Międzynarodowym Miar w Sèvres (Bureau International des Poids et Mesures), w National Physical Laboratory w Teddingtonie, w dawniejszej Główniej Pałacie Mier i Wiesow w Leningradzie (obecnie Всесоюзный Научно-Исследовательский Институт по Метрологии), w National Bureau of Standards w Waszyngtonie i w daw-

niejszej Physikalisch Technische Reichsanstalt w Berlinie, doprowadziły do rewelacyjnych wyników.

Okazało się, że platyno-irydowe wzorce metra z biegiem czasu ulegają nieznacznym wprawdzie, ale dającym się zmierzyć zmianom długości, pomimo iż są one przechowywane w odpowiednich warunkach fizycznych, w pomieszczeniach specjalnie dla nich przeznaczonych.

Na podstawie porównań długości prototypu metra w Sèvres z wzorcami platyno-irydowymi metra innych państw, prowadzonych w latach 1892—1901, to znaczy w ciągu dziewięciu lat, zostało stwierdzone, że prototyp metra w Sèvres uległ skurczeniu o  $0,36 \mu$ . Inne wzorce metra różnych krajów wykazały



Rys. 4

Fotografie kresek na amerykańskim prototypie metra. Na lewym rysunku powiększenie 200-krotne, na prawym rysunku 500-krotne

także zmiany swojej długości wahające się w granicach od  $-0,68 \mu$  do  $+0,36 \mu$ .

Dokładnych przyczyn powyższych zmian długości nie zdołano wyjaśnić z całą pewnością.

Wyłoniła się jeszcze inna sprawa dotycząca dokładności materialnego wzorca realizującego długość 1 metra.



Nie można powiedzieć, by zamiana prototypu końcowego, jakim był wzorzec platynowy, tzw. metr archiwalny, na prototyp kreskowy była szczęśliwa, oceniając to w świetle współczesnej nam techniki pomiarowej, gdy uwzględniamy zarówno proces technologiczny wykonywania wzorców, jak i precyzję samej techniki pomiaru. Kreski nacięte na wzorcu a służące do pomiaru długości stanowią rowki o nieregularnych krawędziach (rys. 4). Toteż najwyższa dokładność, z jaką daje się wymierzyć długość prototypu platyno-irydowego, jest rzędu  $0,1 \mu$ .

Przy dzisiejszej technice pomiarowej taka dokładność w oznaczeniu długości wzorca podstawowego wydaje się nieco za mała. Do celów naukowych należałoby mieć wzorzec długości, który by umożliwiał dokonywanie pomiarów małych wielkości (jak np. fal świetlnych) z dokładnością względną rzędu  $10^{-7}$ , a więc mniej więcej równą dokładności, z jaką obecnie porównywa się prototypy państwowe metra.

Życie praktyczne stawia coraz większe wymagania co do dokładności wykonywania części mechanicznych w różnego rodzaju zastosowaniach, w szczególności w przemyśle narzędziowym i maszynowym. Pomiar warsztatowy długości, w szczególności narzędzi mierniczych kontrolnych w wydziałach narzędziowych, wymagają dokładności do jednej setnej mikrona, czyli do  $100 \text{ \AA}$ .

W związku z powyższym jeszcze w końcu zeszłego stulecia powstało zagadnienie, by niepewny, zmieniający się wzorzec materialny tej lub innej postaci, wykonany z bryły ciała stałego, zamienić na bardziej trwałą, możliwie niezmienną wzorzec długości. Nasuwała się najprostsza i najpewniejsza możliwość — przyjęcie fali świetlnej za taki podstawowy wzorzec długości.

## II. Czerwony prążek kadmu

Koncepcja zachowania metra jako jednostki długości nie została zachwiana przy rozważaniach możliwości przejścia na fale świetlne. Chodziło tu o wyznaczenie metra za pomocą odpowiedniej ściśle zdefiniowanej liczby długości fal dla odpowiednich prążków widmowych w określonych warunkach fizycznych dotyczących gęstości powietrza, ciśnienia, temperatury, wilgotności itp.

Jak wiadomo, zagadnieniem tym zajęli się znani fizycy amerykańscy *Michelson* i *Morley* jeszcze w r. 1889.

W pracy ich nad możliwością ustalenia fali świetlnej jako podstawowego wzorca jednostki długości (tytuł oryginalny: „On the Feasibility of Establishing a Light Wave as the Ultimate Standard of Length“) został opisany sposób, który zastosowany został później do pomiarów metra w długościach fali świetlnej, oraz zostały podane pierwsze wyniki przepro-

wadzonych wówczas pomiarów interferencyjnych. Długość metra wymierzono w długościach fal: jednej linii sodu, jednej linii litu i 3 linii rtęci. Uczni ci stwierdzili, że „jasna zielona linia rtęci daje piękne i czyste koła nawet wtedy, gdy różnica dróg wynosi pół miliona fal, tak że według wszelkiego prawdopodobieństwa jest to fala, którą można będzie użyć za podstawowy wzorzec długości“.

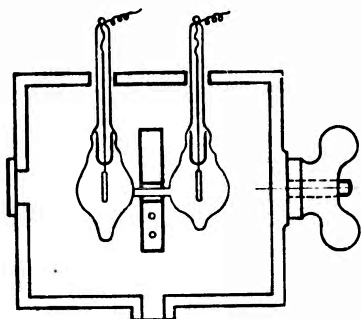
Jednakże w toku prac w r. 1892 Michelson wykrył, że wiele ze zbadanych poprzednio linii widmowych jest liniami złożonymi i że „zielona linia rtęci jest jedną z najbardziej złożonych linii, jaką dotychczas zbadano“. Taka opinia czołowego uczonego w dziedzinie badań spektroskopowych nad zastosowaniem fal świetlnych na wzorce długości zdyskwalifikowała promieniowanie widma rtęci na okres czasu dłuższy niż pół wieku.

Do pomiarów długości metra w długościach fal świetlnych należało obrać takie fale świetlne, które byłyby praktycznie najbardziej monochromatyczne. Prace Michelsona w r. 1893 z lampami kadmowymi prowadziły, jak się wydawało, do zamierzonego celu, dlatego też długości fal prążków widmowych kadmu zostały przez wspomnianego uczonego starannie wymierzone. Otrzymane wyniki są przedstawione na tablicy 1.

Tablica 1

Barwa linii widmowej kadmu	czerwona	zielona	niebieska	fioletowa
Długość fali w Å	6438,472	5085,824	4799,911	4678,152
Długość metra w długościach fali linii widmowych kadmu	1553163	1966250	2083372	—

Prążek czerwony kadmu wydawał się najodpowiedniejszy, gdyż przeprowadzone z nim pomiary interferencyjne długości wzorca metrowego dawały wyraźne prążki przy dużej różnicy dróg.



Rys. 5

Lampa kadmowa Michelsona

Użyta przez Michelsona lampa kadmowa przedstawiona jest na rys. 5. Jak widać, składa się ona z dwu baniek szklanych połączonych rurką poziomą. W każdej z baniek znajduje się pierścieniowa elektroda wykonana z grubego drutu aluminiowego. Każdy pierścień jest połączony z cienkim drutem platynowym, który jest wtopiony w górnych szyjkach lampy i odprowadzony na zewnątrz. Do środka lampy wprowadza się znikomą

ilość kadmu. W celu wytworzenia wyższej temperatury lampę kadmową umieszcza się w osłonie z blachy brązowej i ogrzewa z zewnątrz palnikiem bunzenowskim w taki sposób, by temperatura lampy wynosiła ok.  $320^{\circ}\text{C}$ . Wypełniająca wnętrze lampy para kadmu jest pobudzana do świecenia za pomocą pola elektrycznego wytwarzanego przez załączenie elektrod do cewki indukcyjnej. Wychodząca z lampy wiązka światła przechodzi przez płaskie okienko szklane (widoczne na rysunku po lewej stronie) i pada na duży pryzmat, wypełniony siarczkiem węgla, gdzie ulega rozszczepieniu. Rozszczepiona wiązka światła w dalszym swym biegu pada na ekran z wyciętą w nim wąską szczeliną. Po przejściu przez szczelinę daje wyodrębnione światło odpowiednich prążków widmowych kadmu. W dalszym biegu to światło monochromatyczne kierowane jest za pomocą zwierciadła wklęsłego na szczelinę interferometru.

Wyczerpujące prace nad zastosowaniem czerwonego prążka kadmu do pomiarów wzorca metrowego były prowadzone od r. 1907 przez uczonych francuskich *F a b r y' e g o* i *P e r o t a*. Stosowali oni przymiary końcowe, przechodząc stopniowo od małych długości do coraz większych. Tak więc wyznaczali oni liczby długości fal czerwonego prążka kadmu układających się na wzorcach końcowych o długościach 6,25 cm, 12,5 cm, 25 cm, 50 cm i 100 m.

Od r. 1917 pracował *W. K ö s t e r s* nad zagadnieniem wyznaczania długości fal czerwonego prążka kadmu układających się na długości jednego metra.

Sprawa powyższa stała się aktualna w takim stopniu, że na VII Konferencji Generalnej Miar w r. 1927 została przyjęta za podstawowy prototyp jednostka długości fali czerwonego prążka kadmu. Za wartość tymczasową przyjęto długość fali  $\lambda = 643,84696 \mu\text{m}$  czerwonego prążka kadmu w warunkach normalnych ciśnienia powietrza, temperatury i wilgotności.

Taki prototyp świetlny jednostki długości zalecono stosować tylko do prac z zakresu *optyki*. Nie zamierzano wówczas upowszechnić tej świetlnej jednostki długości na inne dziedziny bardzo licznych zastosowań, w których posługiwano się wielkościami liniowymi długości.

Oceniając powyższe zalecenie z perspektywy czasu należy uznać to ograniczenie stosowania czerwonego prążka kadmu na razie jedynie do *optyki* za bardzo szczęśliwe i, jak przekonamy się dalej, za całkowicie uzasadnione. Przy ustalaniu wszelkiego rodzaju jednostek różnych wielkości fizycznych a także ich wzorców powinna być zastosowana daleko idąca ostrożność. Bowiem nierozważne ustalenie jednostki powoduje w przyszłości komplikacje i zamieszanie, które uwydatnia się z całą ostrością przy wzrastającej dokładności pomiarów i potrzebie stosowania metod o wysokiej dokładności metrologicznej. Jako przykład można by przyto-

czyć sprawę jednostki gęstości  $B a u m \acute{e}$ , jednostki czysto empirycznej, która w czasach obecnych jest wyeliminowana z obiegu, a która sprawiała wielkie zamieszanie, kiedy chciano ulepszać ją, wprowadzając coraz to nowe poprawki i uzupełnienia.

Najnowsze prace nad świetlnymi wzorcami długości w oparciu o możliwość produkowania czystych izotopów pierwiastków w większych ilościach wykazują, że istnieją realne możliwości ustalenia *lepszej* jednostki aniżeli długości fali czerwonego prążka kadmu.

### III. Izotop rtęci $^{198}_{80}\text{Hg}$

Po wykryciu izotopów pierwiastków wyjaśniło się, dlaczego widma liniowe pierwiastków naturalnych, które najczęściej stanowią mieszaninę wielu izotopów, nie dają monochromatycznych prążków widmowych. Bowiem różne masy jąder i ich spiny decydują o tzw. nadsubtelnej budowie prążka widmowego, która jest pochodzenia masowego i spinowego. Otrzymywany prążek jest w gruncie rzeczy grupą prążków.

Dlatego też byłoby pożądane zmniejszenie liczebności tej grupy przez wybranie pierwiastka jednoizotopowego i o małym spinie jądrowym.

Przy użyciu spektrometru mas zostało wykryte, że rtęć naturalna stanowi mieszaninę 7 izotopów.

Dane o liczbach masowych izotopów rtęci i ich procentowej zawartości, a także o spinach jądrowych tych izotopów podane są w tablicy 2.

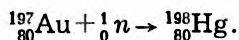
Tablica 2

Liczba masowa izotopu rtęci	Zawartość w %	Spin jądrowy
196	0,15	—
198	10,1	0
199	17,0	1/2
200	23,3	0
201	13,2	3/2
202	29,6	0
204	6,7	0

Zadanie praktyczne w związku z zagadnieniem świetlnego wzorca długości polegałoby na użyciu do budowy lampy wysyłającej widmo liniowe jednego z izotopów rtęci mającego spin = 0. Toteż szereg fizyków-metrologów rozpoczęło prace nad uzyskaniem większej ilości izotopu rtęci  $^{198}_{80}\text{Hg}$ .

Obecnie izotop rtęci 198 otrzymuje się przez działanie neutronów na chemicznie czyste złoto, które ma tylko jeden izotop.

Ponieważ (wielkie gęstości swobodnych neutronów otrzymujemy w reaktorach atomowych, więc przy umieszczeniu próbek czystego złota na jakiś czas w reaktorze można otrzymać izotop rtęci 198 według reakcji:



Oddzielenie otrzymanego izotopu rtęci od złota nie przedstawia większych trudności.

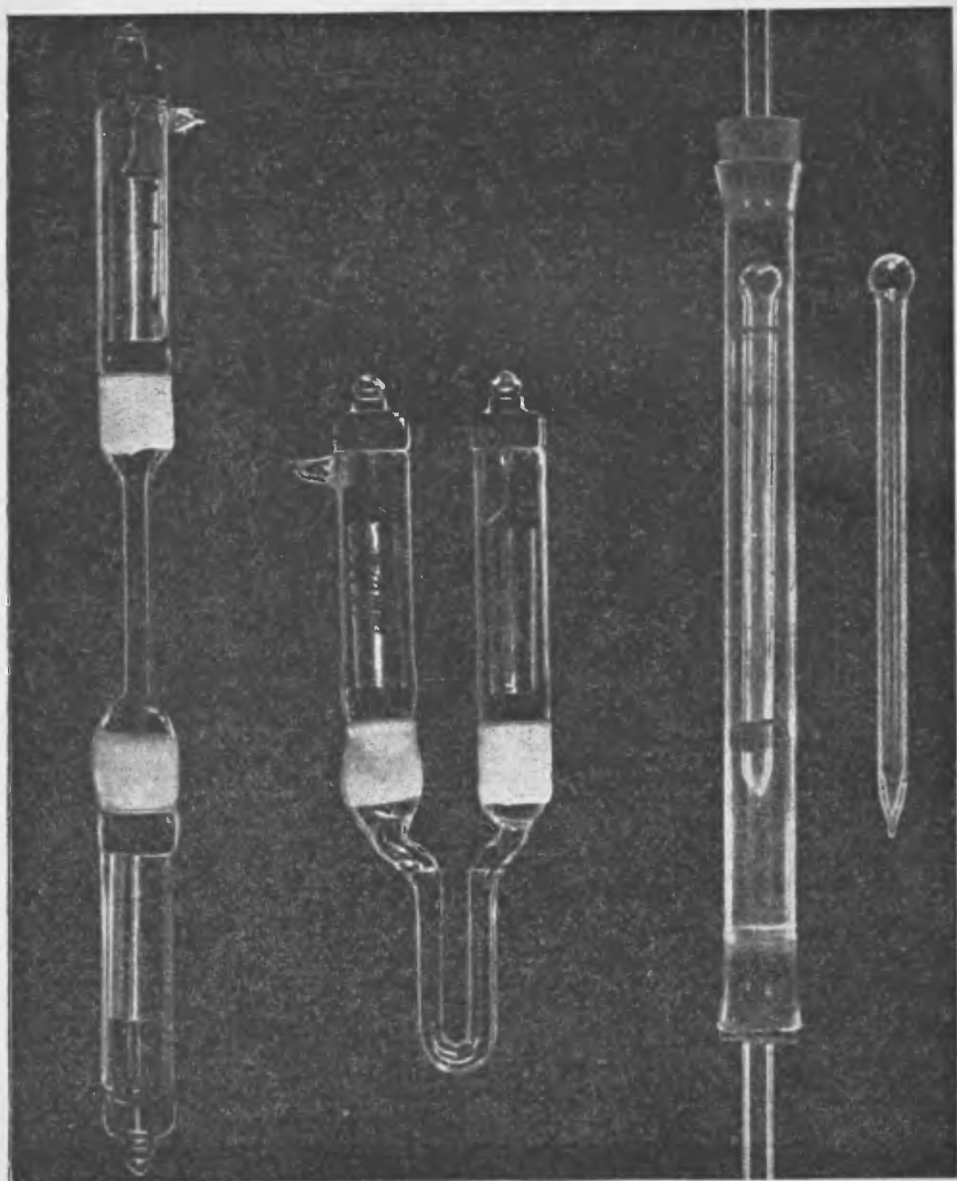
W r. 1945 udało się w reaktorach atomowych wykorzystać obfite źródło neutronów do przemiany większych ilości złota na rtęć, co umożliwiło wykonanie w następnych latach kilkuset lamp, w których substancją świecąca był izotop rtęci  ${}_{80}^{198}\text{Hg}$ . Badania spektroskopowe wykazały przydatność takich lamp z izotopem 198 rtęci do otrzymania monochromatycznych źródeł światła. Według osiągniętych dotychczas wyników istnieje prawdopodobieństwo, że długość fali światła odpowiadająca jasnemu zielonemu prążkowi izotopu rtęci 198 posłuży za ostateczny i podstawowy wzorec jednostki długości. Jak zobaczymy później, są jeszcze poważne inne propozycje na ten temat ze strony uczonych angielskich i niemieckich.

#### IV. Lamy z izotopem rtęci ${}_{80}^{198}\text{Hg}$

Pierwsza lampa z izotopem rtęci  ${}_{80}^{198}\text{Hg}$  została wykonana w r. 1946 w National Bureau of Standards. Był to typ lampy bezelektrodowej, wykonanej ze szkła pyrexowego o następujących wymiarach: długość wynosiła 10 cm, średnica wewnętrzna — 5 mm. Zawierała ona znikomą ilość izotopu rtęci  ${}_{80}^{198}\text{Hg}$  i domieszkę Ar. Świecenie uzyskiwano działaniem pola elektromagnetycznego zmiennego o częstotliwości 100 MHz. Linie widmowe odznaczały się prostą budową i nie były rozszerzone przez warunki wyładowania. Po 50 godzinach pracy wystąpiło zmniejszenie emisji świetlnej na skutek adsorpcji rtęci na ściankach rurki szklanej (tzw. clean up), co uwidoczniło się przez zaczernienie ścianek bańki szklanej w badanej lampie rtęciowej. Próby regenerowania tej lampy za pomocą podgrzewania czy też przy pomocy innych zabiegów nie doprowadziły do celu.

Zaczęto budować lampy różnymi sposobami nadając im rozmaite kształty, wprowadzając różne ilości izotopu rtęci  ${}_{80}^{198}\text{Hg}$  do środka, wypełniając wnętrze lamp argonem o różnych ciśnieniach. Próbowano przy tym budować zarówno lampy z elektrodami metalowymi, jak i lampy bezelektrodowe. Prace te miały na celu opanowanie techniki wykonywania lamp oraz wyjaśnienie wpływu, jaki wywierają różne elementy konstrukcyjne na własności emisyjne lampy, aby w rezultacie zbudować taką lampę, która najlepiej realizowałaby projektowany wzorec świetlny długości. W rezultacie tych prób zaczęto wykonywać lampy bądź ze szkła

Vycor, zawierającego 96% krzemu, bądź też z topionego kwarcu. Te lampy przed ich wypełnieniem  $^{198}_{80}\text{Hg}$  i Ar były intensywnie wyżarzane w wysokiej temperaturze w celu usunięcia gazów mogących zanieczyścić go-



Rys. 6

Lampy z izotopem rtęci  $^{198}_{80}\text{Hg}$ . Lampy oznaczone na lewej części rysunku mają wtopione elektrody; lampy na prawej części rysunku są bezelektrodowe.

towe lampy i działać szkodliwie w czasie emisji świetlnej. Ważną też rzeczą było otrzymanie izotopu rtęci bez jakichkolwiek zanieczyszczeń.

W r. 1947 ze złota bombardowanego neutronami otrzymano około 60 mg izotopu rtęci  $^{198}_{80}\text{Hg}$ . Wykonano wówczas cztery lampy doświadczalne; każda z nich zawierała po 5 mg  $^{198}_{80}\text{Hg}$ . Dla ułatwienia zapłonu wprowadzono do środka Ar pod ciśnieniem 5 Tor. Dwie lampy o typie rurek Geisslera wykonano ze szkła Vycor z elektrodami molibdenowymi. Trzecią lampę wykonano ze szkła Vycor, a czwartą z topionego kwarcu. Są one uwidocznione na rys. 6.

Pierwsze próby z powyższymi lampami wykazały, że lampy typu Geisslera nie nadają się na wzorce z tego powodu, że otrzymywane natężenie linii widmowych jest bardzo słabe, jak również i ostrość ich jest niezadowalająca. Natomiast doskonałe wyniki otrzymano z lampami bez-elektrodowymi i dlatego postanowiono tego typu lampy zbudować w większej liczbie i dalsze prace pomiarowe prowadzić jedynie z lampami bez-elektrodowymi.

Nie będziemy zajmować się tutaj bliższymi szczegółami o sposobie wykonania tych lamp, jakkolwiek materiał ten jest bardzo ciekawy.

Przy pracach z lampami bezelektrodowymi stwierdzone zostało występowanie adsorpcji rtęci na materiale, z którego są wykonane ścianki bańki lampy. Próbowano wyjaśnić, jakie czynniki wpływają na wspomniane powyżej zjawisko zaciemnienia kwarcu. Stwierdzone zostało, że użycie wyższej częstości zmiennych pól elektromagnetycznych powoduje zmniejszenie adsorpcji, co uwidacznia się przez przedłużenie czasu działania lampy bezelektrodowej, jak to wynika z tablicy 3.

Tablica 3

Częstość zmiennego pola el.	Długość lampy bezelektrodowej
30 MHz	10 godz.
60 „	55 „
90 „	2630 „
370 „	nie ma śladów zaciemnienia ścianek lampy

Dane liczbowe tablicy odnoszą się do lampy zawierającej niewielką ilość izotopu rtęci, wynoszącą zaledwie 1 mg; ciśnienie argonu było ok. 5 Tor.

Zauważono, że w miejscach, gdzie znajdowały się sprężynujące uchwyty lampy bezelektrodowej, nie występują zaciemnienia, a występują one tylko w miejscach bardziej oddalonych od tych uchwytów.

Prace *M e g g e r s a* i jego współpracowników wykazały, że adsorpcja rtęci (clean up) występuje tym słabiej, im wyższe jest ciśnienie argonu. Tak np. zostało stwierdzone w lampach zawierających 1 mg izotopu  $^{198}_{80}\text{Hg}$  że przy ciśnieniu argonu  $p = 5$  Tor i przy częstotści 30 MHz następuje całkowita adsorpcja rtęci po 45 godzinach pracy, natomiast przy  $p = 15$  Tor adsorpcja zachodzi dopiero po 365 godzinach pracy lampy. Jednakże mechanizm owej adsorpcji rtęci przez ścianki naczynia kwarcowego nie został dotychczas wyjaśniony. *M e g g e r s* w pracach swoich stosował przeważnie lampy z izotopem rtęci 198 zawierające argon pod ciśnieniem 5 Tor. Świecenie lampy uzyskiwano przez umieszczenie jej w polu elektromagnetycznym o częstotści 100 MHz. Stwierdzone zostało, że taka częstotść zapewnia większą długotrwałość lampy. Jeżeli następowało zaciemnienie ścianek na skutek adsorpcji rtęci, to udawało się regenerować lampę za pomocą ogrzewania zaczernionych miejsc w płomieniu palnika gazowego do ciemnoczerwonego żaru. Po ochłodzeniu lampy widoczne były kropelki rtęci w jej wnętrzu. Ta metoda pozwala na regenerację lampy bez uciekania się do otwierania wnętrza bańki lampy i ponownego jej wypełniania.

#### V. Prace w NBS nad emisją lamp z izotopem rtęci $^{198}_{80}\text{Hg}$

Należało dokładnie wymierzyć długości fal różnych prążków widmowych wysyłanych przez powyżej opisane lampy wypełnione izotopem rtęci 198. *M e g g e r s* z współpracownikami wyznaczali te długości na podstawie porównania z wzorcową długością fali czerwonego prążka kadmu  $\lambda = 6438,4696 \text{ \AA}$ , otrzymywanego z lampy kadmowej typu *M i c h e l s o n a*. W zasadzie metoda pomiarowa była taka sama, jakiej użyli po raz pierwszy *H. B u i s s o n* i *C. F a b r y* w r. 1908. Zastosowano tylko niewielkie ulepszenie polegające na jednoczesnym oświetleniu szczeliny wejściowej aparatury interferencyjnej przez oba źródła światła. Realizowaną część lampy kadmowej i te dwa źródła światła ogniskowano na wejściu w ten sposób, że obraz lampy z izotopem rtęci rzucano na środkową szczelinę spektrografu. Na drodze wiązki światła ustawiano interferometr wraz z soczewką achromatyczną. Po należytych podregulowaniach aparatu otrzymywano prążki interferencyjne na szczelinie spektrografu.

Zastosowany tu sposób jednoczesnej obserwacji obu źródeł światła był korzystny z tego względu, że można było uniknąć błędów, jakie mogłyby powstać na skutek drobnych zmian w gęstości czy wilgotności powietrza lub różnicy w sposobie nastawienia prążków interferencyjnych na szczelinę spektrografu, gdyby badano każde źródło oddzielnie.

Kadmowa lampa *M i c h e l s o n a* umieszczona była w piecu, gdzie wytwarzano temperaturę od  $300^{\circ}\text{C}$  do  $320^{\circ}\text{C}$ .



Interferometr F a b r y - P e r o t składał się z dwu płytek krystalicznego kwarcu. Za pomocą 3 słupków inwarowych można było każdorazowo ustawić płytki w odpowiedniej odległości. Kwarcowe płytki interferometru pokryte były półprzezroczystą warstwą aluminium. Zdolność odbicia wynosiła 80% przy fali o długości  $\lambda = 6000 \text{ \AA}$ . Pomiar interferencyjne długości fal przeprowadzano dla różnych odległości pomiędzy kwarcowymi płytkami interferometru, które można było ustalać każdorazowo za pomocą słupków inwarowych o następujących długościach: 3 mm, 5 mm, 25 mm, 40 mm, 50 mm, 67 mm, 90 mm i 150 mm.

Pomiary były wykonywane metodą fotograficzną przy użyciu do tego celu spektrografu Hilgera (średni model z pryzmatem szklanym. Celem wyznaczenia długości fal różnych prążków izotopu rtęci  $^{198}_{80}\text{Hg}$  mierzono średnice pięciu lub sześciu kolejnych pierścieni interferencyjnych za pomocą komparatora, a reszty ułamkowe obliczano metodą Meissnera. Stosowane były poprawki, odnoszące wyniki do normalnych warunków, tzn. do ciśnienia powietrza  $p = 760 \text{ Tor}$  i temperatury  $t = 15^\circ \text{ C}$ .

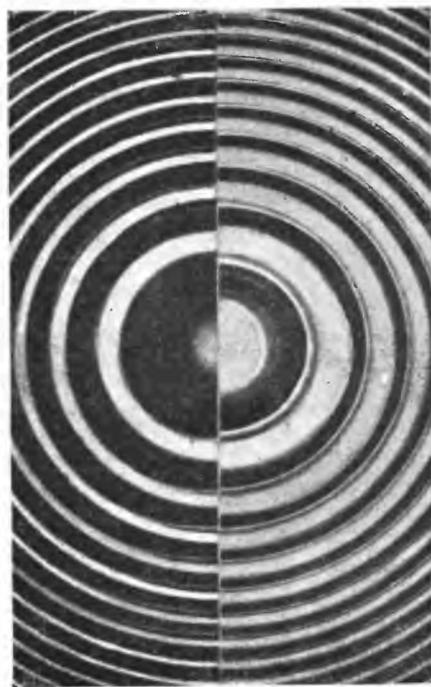
Poprawka maksymalna ze względu na normalne warunki atmosferyczne wyniosła  $-0,0014 \text{ \AA}$  przy  $\lambda = 4046 \text{ \AA}$ .

Poprawka na dyspersję na skutek zmian fazy przy odbiciu wyniosła  $-0,0005 \text{ \AA}$  dla tej samej fali  $\lambda = 4046 \text{ \AA}$ .

Otrzymane prążki interferencyjne przedstawione są na rys. 7. Pomiar długości fali zielonego prążka lampy z izotopem rtęci 198 robione były przez Meggersa i jego współpracowników w latach 1947 i 1948.

W r. 1947 nie było do dyspozycji lampy kadmowej typu Michelsona i z konieczności musiano użyć lampy firmy Westinghouse.

Wykonane w NBS lampy bezelektrodowe z izotopem rtęci opisanego typu były rozesłane do kilku instytucji metrologicznych w celu prze-



Rys. 7

Pierścienie interferencyjne. Prawa część rysunku otrzymana z prążkiem zielonym rtęci naturalnej, a lewa z izotopem rtęci 198

przewodzenia pomiarów nad długościami fal różnych prążków w porównaniu z czerwonym prążkiem kadmu.

W tabelicy 4 podane jest zestawienie wyników pomiaru długości fali zielonego prążka izotopu rtęci  $^{198}_{80}\text{Hg}$ , otrzymanych w następujących instytucjach: w National Bureau of Standards w Waszyngtonie (NBS), w National Physical Laboratory w Teddingtonie (NPL) i w Bureau International des Poids et Mesures w Sèvres (BIPM).

Tabela 4

Instytucja metrologiczna	Autor	Typ lampy	Długość fali w Å
NBS	Meggers i współprac.	Westinghouse	5460,7532
NBS	„ „ „	Michelson	5460,7532
NPL	Barrel i współprac.	„	5460,7531
BIPM	Pèrard et Terrien	„	5460,7533

Dokładność pomiarów jest oceniana na ok. 0,0001 Å. Z zestawienia tych liczb widać dobrą zgodność powyższych pomiarów.

Porównania długości fal żółtych prążków izotopu rtęci  $^{198}_{80}\text{Hg}$  mierzonych w powyższych instytucjach wykazują też dobrą zgodność, jak to wynika z danych liczbowych tabelicy 5.

Tabela 5

NBS Meggers i współprac.	NPL Barrel i współprac.	BIPM Pèrard et Terrien
w Å	w Å	w Å
5790,6628	5790,6628	5790,6630
5769,5983	5769,5985	5769,5986

Z powyższych pomiarów wynika, że długość fali odpowiadająca zielonej linii izotopu rtęci  $^{198}_{80}\text{Hg}$ , jak widać z ostrości pierścieni interferencyjnych a także z wyników pomiarów, przeprowadzonych w kilku instytucjach metrologicznych, nadawałaby się do przyjęcia za *provisoryczny wzorzec świetlny jednostki długości*.

Zielony prążek  $^{198}_{80}\text{Hg}$  jest lepszy od czerwonego prążka kadmu naturalnego ze względu na lepszą monochromatyczność. Mając to na względzie Meggers ze współpracownikami zaczął pracować nad wyznaczaniem długości fal innych prążków widmowych izotopu rtęci  $^{198}_{80}\text{Hg}$  i to zarówno

Wartości wstępne długości fal izotopu rtęci  $^{198}_{80}\text{Hg}$  względem długości zielonego prążka  $^{198}_{80}\text{Hg}$  5460,7532 Å w powietrzu

Ułamkowe wartości w Å dla różnych odległości płytek interferometru									
Całkowita liczba Å	25 mm	Liczba obserwacji	40 mm	Liczba obserwacji	50 mm	Liczba obserwacji	Średnia wartość wszystkich pomiarów	Ogólna liczba obserwacji	Błąd prawdopodobny w $10^{-5}$ Å
5790	6626	2	6626	3	6627	3	6626	8	9
5769	5982	2	5985	3	5984	2	5984	7	5
5460	7532	10	7532	13	7532	10	7532	33	0
4358	3377	10	3375	13	3375	10	3376	33	4
4347	4956	4	4956	3	4959	4	4957	11	11
4077	8379	10	8379	8	8379	7	8379	25	4
4046	5715	10	5714	12	5714	10	5715	32	3
3663	2808	10	2808	11	2808	9	2808	30	4
3662	8819	5	8829	7	8828	5	8826	17	9
3654	8393	9	8393	12	8394	9	8393	30	3
3650	1567	10	1567	13	1566	10	1567	33	3
3341	4814	9	4814	10	4814	9	4814	28	4
3131	8422	10	8419	12	8420	10	8420	32	5
3131	5508	9	5512	12	5510	10	5510	31	4
3125	6700	10	6700	11	6699	10	6700	31	3
3027	4895	5	4895	3	4899	3	4896	11	6
3023	4762	10	4762	7	4763	7	4762	24	4
3021	4997	10	4996	10	4997	9	4997	29	2
2967	2833	10	2833	11	2832	9	2833	30	3
2925	4131	5	4131	5	4133	3	4132	13	4
2893	5980	10	5980	9	5981	8	5980	27	2
2803	4698	7	4699	6	4700	6	4699	19	6
2752	7826	6	7827	5	7828	6	7827	17	3
2655	1301	3	1299	3	1300	3	1300	9	2
2653	6826	5	6825	6	6827	5	6826	16	5
2652	0426	7	0427	8	0426	6	0426	21	3
2536	5064	10	5063	13	5064	10	5064	33	2

w obszarze widzialnym widma, jak i nadfiolecie. W pracy tej prążek zielony izotopu rtęci 198 o wyznaczonej dokładnie długości fali  $\lambda = 5460,7532 \text{ \AA}$  był przyjęty jako wielkość podstawowa, a długości fal innych prążków wyznaczano względem tego prążka zielonego.

M e g g e r s wymierzył długości fal 26 prążków widmowych (tabl. 6), w tym 7 prążków przypada w widzialnej części widma, licząc w tym i prążek zielony  $\lambda = 5460,7532 \text{ \AA}$ , a 20 prążków w obszarze nadfiołkowym. Pomiaru te zrobione były przy 3 różnych odległościach pomiędzy płytkami interferometru, wynoszącymi 25 mm, 40 mm i 50 mm. Jak wynika z końcowej kolumny tablicy 6, błąd prawdopodobny pomiaru wynosił w  $10^{-5} \text{ \AA}$  od 11 do 0, przy tym 0 odnosi się do zielonego prążka. Lampa użyta do niniejszych pomiarów różniła się nieco od lamp opisanych poprzednio. Była to tak samo lampa bezelektrodowa, zawierająca 2 mg izotopu rtęci  $^{198}_{80}\text{Hg}$  oraz argon o ciśnieniu 3 Tor. Ścianki lampy wykonane były ze szkła Vycor.

Podane w tablicy 6 długości fal prążków widmowych izotopu rtęci zostały poprawione w odniesieniu do normalnych warunków atmosferycznych.

## VI. Prace w National Physical Laboratory

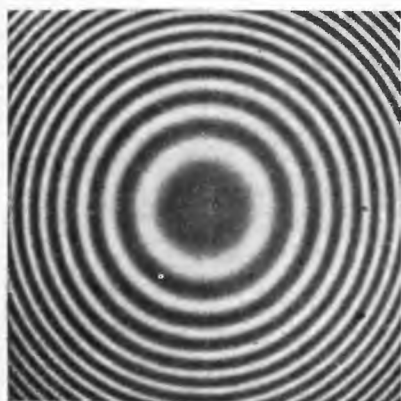
W Anglii także są prowadzone niezależne prace nad tym zagadnieniem przez H. B a r r e l a w NPL. Osiągnięto tam ostatnio ciekawe wyniki, a także zostały wysunięte propozycje co do świetlnego wzorca długości, nieco różniące się od wniosków M e g g e r s a i jego współpracowników. Tamże prowadzone były prace z lampami, które zostały przysłane z NBS.

W r. 1949 otrzymane zostały w Anglii pierwsze próbki izotopu rtęci  $^{198}_{80}\text{Hg}$ , wyprodukowane ze złota bombardowanego przez neutrony w reaktorze atomowym w Harwell. Angielska firma General Electric Company zaczęła produkować dla NPL próbne lampy z tego izotopu rtęci. Były to lampy z zimnymi elektrodami wypełnione argonem o ciśnieniu  $p = 10 \text{ Tor}$ . Ze względów oszczędnościowych wypełniano lampy mniejszą ilością izotopu rtęci  $^{198}_{80}\text{Hg}$ , wynoszącą od 0,1 do 0,15 mg.

W r. 1951 firma GEC zaczęła wytwarzać także lampy bezelektrodowe typu NBS. Pomiaru przeprowadzone przez H. B a r r e l a wykazały, że przy użyciu lamp z izotopem rtęci 198, przysłanych z NBS, oraz lamp bezelektrodowych wykonywanych w Anglii otrzymuje się zgodne wyniki liczbowe na długość fali zielonego prążka izotopu rtęci.

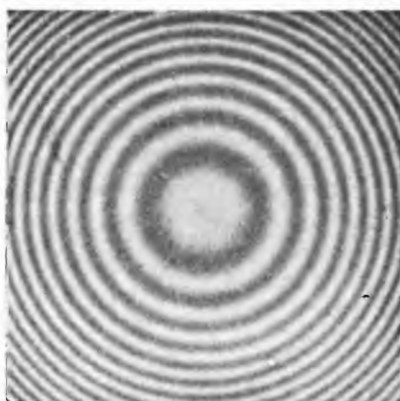
H. Barrel badał wpływ gazów obcych w różnych warunkach i stwierdził, że rozszerzenie prążka następuje w zależności od temperatury, gęstości i rodzaju gazu otaczającego atomy emitujące lub absorbujące światło. W lampach z izotopem rtęci  $^{198}_{80}\text{Hg}$  największe rozszerzenie powstaje skutkiem zderzeń pomiędzy atomami  $^{198}_{80}\text{Hg}$  emitującymi światło a atomami argonu wprowadzonego dla ułatwienia zapłonu. Powstające rozszerzenie prążka zmienia się liniowo wraz ze zmianą gęstości gazu zakłócającego.

Wpływ rodzaju lampy (z elektrodami czy też bezelektrodowej) na ostrość prążków interferencyjnych widać dobrze z zestawienia rys. 8 i 9.



Rys. 8

Pierścienie interferencyjne otrzymane przy użyciu zielonego prążka izotopu rtęci 198 i lampy bezelektrodowej przy ciśnieniu argonu 3 Tor. i odległości pomiędzy płytkami interferometru 20 cm



Rys. 9

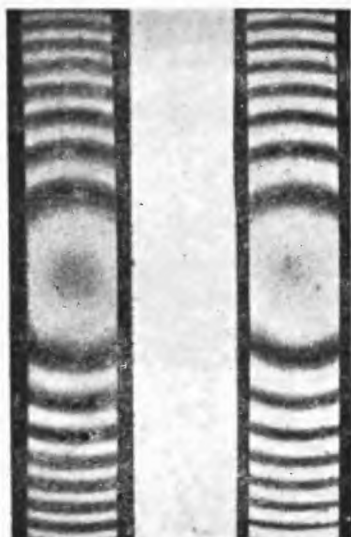
Pierścienie interferencyjne otrzymane przy użyciu zielonego prążka izotopu rtęci 198 i lampy o zimnych elektrodach przy ciśnieniu argonu 10 Tor. oraz odległości płytek interferometru 20 cm

Rys. 8 przedstawia fotografię pierścieni interferencyjnych przy lampie z izotopem rtęci  $^{198}_{80}\text{Hg}$  bezelektrodowej zawierającej argon pod ciśnieniem 3 Tor, natomiast na rys. 9 mamy pierścienie interferencyjne otrzymane z lampą z zimnymi elektrodami i z argonem pod ciśnieniem 10 Tor. Ostrzejsze pierścienie, jak widać, otrzymano wtedy, gdy lampa była bezelektrodowa i przy mniejszym ciśnieniu argonu.

Mamy więc tutaj zmniejszenie rozszerzenia prążków widmowych na skutek mniejszej liczby zderzeń, a także lepsze warunki wzbudzania przy użyciu lamp bezelektrodowych.

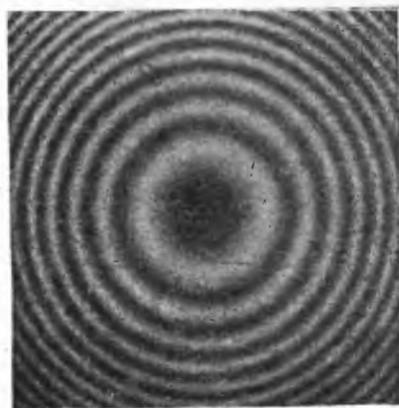
Z zestawienia fotografii podanych na rys. 10 widać zmniejszenie szerokości prążków w lampie  $^{198}_{80}\text{Hg}$  nie zawierającej argonu (rys. a) w porównaniu z fotografią otrzymaną z lampą zawierającą argon o ciśnieniu 3 tor (rys. b).

Przewagę obu rodzajów lamp wypełnionych izotopem rtęci  $^{198}_{80}\text{Hg}$  i zawierających argon nad lampą kadmową dobrze widać z zestawienia rysunków 11, 8 i 9. We wszystkich 3 przypadkach mamy jednakową odległość 20 cm pomiędzy płytkami interferometru. Rys. 11 odnosi się do lampy kadmowej opisanej poprzednio, a rys. 8 i 9 — do lampy z izotopem rtęci  $^{198}_{80}\text{Hg}$ . Przewaga lampy z izotopem rtęci nad lampą kadmową jest tu widoczna bardzo dobrze.



a Rys. 10 b

Lewy rysunek otrzymano przy użyciu lampy z izotopem rtęci 198 bezelektrodowej nie zawierającej argonu, a prawy rysunek przy lampie z izotopem rtęci 198 bezelektrodowej, zawierającej argon o ciśnieniu 3 Tor.



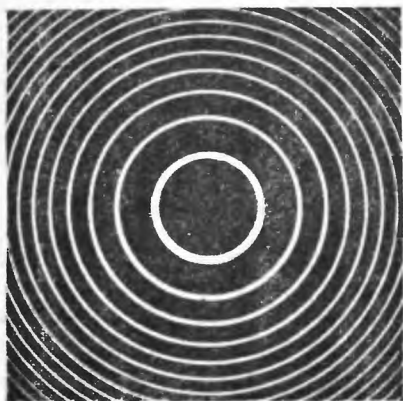
Rys. 11

Pierścienie interferencyjne otrzymane z czerwonym prążkiem kadmu naturalnego przy odległości płytek interferometru 20 cm

H. B a r r e l stwierdził, że lampy zawierające tylko izotop rtęci i nie zawierające argonu po kilku minutach od chwili zapalenia pokrywają się ciemnym nalotem na powierzchni wewnętrznej. Podobne zaczerzenie powierzchni uwidocznia się także w lampach z izotopem rtęci zawierających argon, lecz dopiero po wielu godzinach pracy lampy. W obydwóch przypadkach zaczerzenie ścianek lampy daje się usunąć za pomocą podgrzewania palnikiem gazowym.

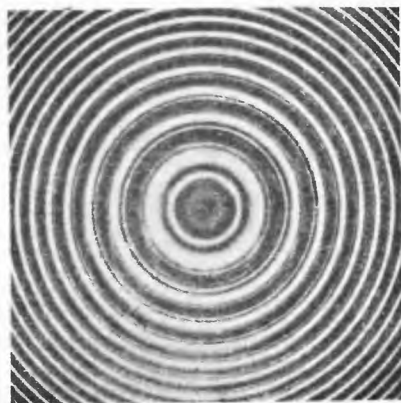
Doskonale fotografie prążków interferencyjnych przy użyciu lampy z izotopem rtęci  $^{198}_{80}\text{Hg}$  i przy małej odległości pomiędzy płytkami, wynoszącej 1,1 cm, uwidocznione są na rys. 12. Jeśli zestawimy te fotografie z pierścieniami interferencyjnymi zielonego prążka rtęci naturalnej (rys. 13), to stwierdzić możemy ogromną przewagę izotopu rtęci 198 i zdyskwalifikowanie rtęci naturalnej, jako nie nadającej się na wzorec długości, o czym wspominaliśmy na początku.

Jak było wspomniane już wyżej, M e g g e r s proponuje użycie prążka zielonego izotopu rtęci  $^{198}_{80}\text{Hg}$  na wzorec świetlny jednostki długości opierając się na uzyskanych przez siebie dobrych wynikach pomiarów. Ten prążek zielony przewyższa prążek czerwony kadmu ze względu na



Rys. 12

Pierścienie interferencyjne otrzymane z zielonym prążkiem izotopu rtęci 198 przy odległości płytek interferometru 1,1 cm



Rys. 13

Pierścienie interferencyjne otrzymane z zielonym prążkiem rtęci naturalnej przy odległości płytek interferometru 1,1 cm

lepszą monochromatyczność. Zaletą jego jest jeszcze to, że łatwo jest oddzielić go przy pomocy filtru od innych prążków widmowych oraz że nie ma sąsiednich prążków w najbliższym jego otoczeniu.

Jednakże ten prążek zielony izotopu rtęci  $^{198}_{80}\text{Hg}$  ma stronę ujemną, mianowicie łatwość *samoodwrócenia*, jak to podkreśla H. B a r r e l, w każdym razie w stopniu znacznie większym niż inne prążki, w szczególności niż niebieski prążek 4358 Å.

Prace Kenty'ego wykazały, że dla rtęci naturalnej *samoabsorpcja* zielonego prążka, powstająca na skutek nietrwałego stanu atomów rtęci, może być trzy razy większa niż np. dla prążka niebieskiego.

Dlatego też H. B a r r e l uważa, że ten prążek niebieski izotopu rtęci 198 o długości fali  $\lambda = 4358,3376 \text{ \AA}$  dokładnie zmierzonej lepiej nadawałby się na wzorzec długości niż prążek zielony, jakkolwiek ma on znacznie mniejsze natężenie; także niekorzystne jest to, że w pobliżu niego znajdują się prążki  $4347 \text{ \AA}$  i  $4339 \text{ \AA}$ .

Na niekorzyść użycia prążka niebieskiego  $4358 \text{ \AA}$  przemawiałoby to, że leży on w obszarze znacznie mniejszej czułości oka niż prążek zielony, o czym H. B a r r e l nie wspomina. Zresztą czerwony prążek kadmu też leży w obszarze małej czułości oka.

Wreszcie pożądane jest użycie takich lamp, w których można by stosować niższe ciśnienia, a zatem i niższe temperatury.

Nad zagadnieniem wzorca świetlnego długości prowadzone były i są prowadzone obecnie prace w Niemczech, o czym niektóre szczegóły zawiera następny rozdział.

## VII. Izotopy kryptonu

Jak już wspominaliśmy, podstawowa jednostka długości *metr* nie będzie zmieniona, pomimo że trwają prace nad różnymi świetlnymi wzorcami długości. Chodzi w tych pracach wysokiej dokładności o ustalenie określonego wzorca i podanie dla fali pewnej długości wielokrotności, która by realizowała długość metra.

Nad światłem kryptonu jako dobrym wzorcem jednostki długości pracował K ö s t e r s jeszcze przed wojną.

Lampa z izotopem rtęci ma tę zaletę w porównaniu z lampą kadmową, że pozwala na użycie niższych temperatur dla otrzymania potrzebnego ciśnienia pary. Lampa kadmowa pracuje w wyższej temperaturze, mianowicie od  $300^{\circ} \text{ C}$  do  $320^{\circ} \text{ C}$ , natomiast lampę z izotopem rtęci utrzymuje się podczas pracy w temperaturze pokojowej.

Przy jednakowych warunkach wyładowania główną przyczyną, powodującą rozszerzenie się prążków widmowych jest zjawisko D o p p l e r a. Zależy ono w pierwszym rzędzie od masy atomowej i od temperatury. Im większa jest masa atomowa i im niższa jest temperatura, tym mniejszy jest ten efekt, tym bardziej monochromatyczne światło może być uzyskane.



Pod tym względem rtęć jest korzystniejsza od kadmu, a jeśli użyć odpowiedniego gazu szlachetnego, to można spodziewać się, że okaże się on korzystniejszy od izotopu rtęci.

Tablica 7

Liczba masowa izotopu kryptonu	Zawartość w %
78	0,35
80	2,01
82	11,52
83	11,52
84	57,13
86	17,47

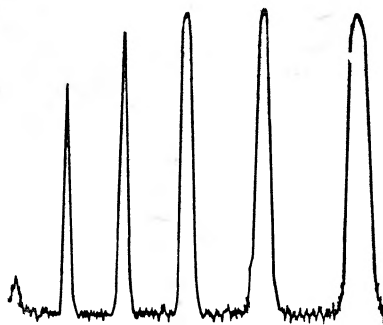
Pod względem składu izotopów *krypton* naturalny jest mieszaniną, do której wchodzi 6 izotopów w ilościach, podanych w tablicy 7.

Nad starannym oddzieleniem tych izotopów pracowali K. Clu-sius i G. Dickel w Instytucie Chemii Fizycznej Uniwersytetu w Mo-nachium jeszcze w latach 1940—1942.

Czystość otrzymywanych produktów badano przy pomocy parabolicznego spektrografu masowego.

Prace Köstera z współpracownikami nad porównaniem długości prototypu platyno-irydowego metra z długością fal światła izotopów kryp-tonu zawierają szereg ciekawych wyni-ków pomiaru a także ulepszeń aparatury i metod pomiaru. Użyte do pomiarów lampy kadmowa i kryptonowa były wykonane przez firmę Osram. Typ lampy kadmowej był bardziej nowo-czesny: nie potrzeba było ogrzewać jej z zewnątrz, jak to czyniono z lampą Michelsona. Lampa z izotopem kryptonu zawierała elektrody żarzenio-we zasilane prądem stałym lub zmien-nym o napięciu 120 volt; pracowała ona przy chłodzeniu ciekłym azotem.

Budowa żółto-zielonego prążka izotopu kryptonu odznacza się nie-zwykłą prostotą, co dobrze widoczne jest na rys. 15, przedstawiającym rozkład natężeń tego prążka.



Rys. 14

Krzywe rozkładu natężeń pierścieni interferencyjnych żółto-zielonego prążka kryptonu naturalnego otrzymanych przy ochłodzeniu lampy kryptonowej do temperatury ciekłego azotu

W pracach powyższych posługiwano się nową aparaturą pomiarową K ö s t e r s a, w której wiązka światła rozkłada się na dwie wiązki za pomocą podwójnego pryzmatu interferencyjnego. Uzyskano absolutny pomiar długości przymiaru końcowego o długości 500 mm metodą interferencyjną F i z e a u. Zostało przeprowadzone bezpośrednie porównanie końcowego wzorca długości 500 mm z metrem kreskowym. Przy pomiarach długości uniknięto stosowania wzoru na współczynnik załamania powietrza ze względu na dokonywanie pomiaru w rurze próżniowej o przekroju kwadratowym i długości 1 metra, zamkniętej z obu końców płaskimi płytkami szklanymi.

Najważniejsze ulepszenie w technice pomiarowej metodą K ö s t e r s a polega na usunięciu potrzeby stosowania współczynników załamania powietrza. Pomiar długości fali w próżni jest dokonywany bezpośrednio. Dotychczas nie została rozstrzygnięta sprawa, czy wzorzec świetlny jednostki długości ma być zdefiniowany dla powietrza w normalnych warunkach atmosferycznych, czy też w odniesieniu do próżni. Przeciwnicy ustalenia wzorca długości fali światła w próżni uzasadniają swoje stanowisko tym, że większość pomiarów interferencyjnych długości odbywa się w powietrzu. Metoda pomiaru opracowana przez K ö s t e r s a, wyłączająca stosowanie współczynnika załamania powietrza, umożliwia przeprowadzenie pomiarów długości w próżni bez większych trudności.

Sprawa powyższa skomplikowałaby się w przypadku, gdyby chodziło o jednostkę Ångström — jednostkę długości używaną powszechnie w spektroskopii — przy zdefiniowaniu metra w długościach fal świetlnych w próżni. Lecz w sukurs w tym zagadnieniu przychodzi niedokładność tradycyjnego prototypu platyno-irydowego metra. Można by więc nową definicję świetlnej jednostki długości podać w taki sposób, by powstałe stąd różnice praktycznie były nieznaczne.

Na podstawie pomiarów przeprowadzonych dotychczas przez K ö s t e r s a ze współpracownikami można by zdefiniować metr np. w sposób następujący:

jeden metr jest równy 1769588,11 długości fal w próżni światła żółtozielonego prążka izotopu kryptonu  $^{84}_{36}\text{Kr}$ , odpowiadającego przejściu  $1S_3 - 3P_{10}$ .

Jednakże taka definicja zawiera w sobie wyidealizowane założenie, że fala świetlna jest emitowana przez pojedynczy nie zakłócony atom, będący w stanie spoczynku, lub przez pewną liczbę atomów, które nie oddziałują na siebie.

Oczywiście, przy ustalaniu świetlnej jednostki długości w grę wchodzi jedynie atomy o parzystej liczbie masowej, a więc o spinie zerowym, jak to było już omawiane poprzednio.

\*

Jak wynika z podanego tu pobieżnego przedstawienia sprawy prac metrologicznych nad zagadnieniem świetlnego wzorca jednostki długości, zagadnienie to nie jest jeszcze ostatecznie rozwiązane. Nowsze prace wykazują, że czerwony prążek kadmu może być zastąpiony innym lepszym prążkiem widmowym. Duże osiągnięcia ostatnich czasów w zakresie zarówno oddzielania izotopów i uzyskiwania ich drogą sztucznych przemian jądrowych dają już obecnie obiecujące wyniki. Nie jest jednakże dotychczas rozstrzygnięta sprawa, jakiego rodzaju źródła światła należy użyć, czy zrealizowanego za pomocą izotopu rtęci  $^{198}_{80}\text{Hg}$ , czy też jednego z izotopów kryptonu:  $^{84}_{36}\text{Kr}$ , czy  $^{86}_{36}\text{Kr}$ . Istnieje przy tym cały szereg zagadnień związanych z wyjaśnieniem i opanowaniem skomplikowanych zjawisk fizycznych zachodzących w lampach tego typu, ze sposobami wzbudzenia w nich świecenia, z metodami pomiarów interferencyjnych długości itd.

Zagadnienie przyszłego świetlnego wzorca długości ma wielką doniosłość zarówno dla nauki, jak i dla techniki i dla życia gospodarczego w ogólności.

Jesteśmy niewątpliwie już bliscy chwili, kiedy nowy, lepszy, bardziej odpowiadający współczesnemu stanowi nauki, wzorec jednostki długości w oparciu o obowiązujący obecnie prototyp metra zostanie zrealizowany i wprowadzony w życie.

#### Literatura

1. G. Berndt, Grundlagen und Geräte technischer Längenmessungen. Berlin (1929).
2. W. Kösters, Werkstatttechnik und Werkleiter, Heft 23 (1938).
3. K. Clasius u. G. Dickel, Zeitschrift für Physikalische Chemie (B), 42, 348 (1948).
4. Сто лет государственной службы мер и весов в СССР. Москва-Ленинград (1945)
5. Annual Report of the National Bureau of Standards (1948).
6. H. Moreau, „Unités et Mesures“. Supplement au nr 3176 de la „Nature“, Décembre 1949.

7. W. F. Meggers and F. O. Westfall, Journ. of Res. of the Nat. Bur. of Standards, **44** (1950).
8. H. Barrel, Proc. of the Roy. Soc. **209**, 132 (1951).
9. W. Meggers and K. G. Kessler, Journ. of the Opt. Soc. of America, **40**, nr 11 (1950).
10. E. Engelhard, The Present State of a Lightwave Standard of Length. Symposium on Recent Developments and Techniques in the Maintenance of Standards. NPL (1951).

*Teodor Kopcewicz*

Zakład Geofizyczny II Uniwersytetu Warszawskiego

## Stan aktualny badań nad składnikami najwyższych warstw atmosfery Ziemi

### 1. Wstęp

Badania wysokich warstw atmosfery Ziemi w latach wojny i po jej zakończeniu przyniosły wiele nowych i ważnych wyników dotyczących budowy najwyższych warstw atmosfery oraz stanu fizycznego jej składników. Wyniki te osiągnięte zostały głównie na dwu drogach:

1. analizy optycznej świecenia górnych warstw atmosfery przede wszystkim nocnego świecenia nieba i zorzy polarnej);
2. badania wpływu górnych warstw atmosfery na rozchodzenie się fal elektromagnetycznych.

Pierwsza metoda daje możliwość ustalenia składu chemicznego i temperatury powietrza w górnych jego warstwach oraz określenia stanów energetycznych i warunków pobudzenia poszczególnych składników powietrza.

Druga metoda pozwala na wyznaczenie położenia warstw zjonizowanych oraz koncentracji w nich nośników nabożów elektrycznych (jonów i elektronów) niezależnie od położenia geograficznego miejsca obserwacji.

Lata powojenne przyniosły szczególnie cenny materiał, stanowiący potwierdzenie szeregu wcześniej otrzymanych wyników.

W referacie niniejszym zajmiemy się streszczeniem najważniejszych naszym zdaniem wyników, uzyskanych w wyniku badań optycznych.

Badania optyczne prowadzone były w całym obszarze widmowym promieniowania Słońca, które przechodzi przez atmosferę Ziemi, a więc od ok. 2900 Å przez całe widmo widzialne aż do dalekiej podczerwieni. Ze względu na małe natężenia świecenia nieba do badań tych stosowano najczęściej spektrografy o małej dyspersji (kilkadziesiąt Å/mm kliszy w części widzialnej). Spektrografy o większej dyspersji były stosowane tylko w nielicznych przypadkach i to głównie do badań zórz polarnych. Wreszcie pomiary interferometryczne zostały wykonane tylko w kilku przypad-

kach; w szczególności zostały one przeprowadzone przy identyfikowaniu tzw. zielonej linii tlenu atomowego oraz dubletu sodu, o czym będzie mowa niżej.

Ta z reguły mała dyspersja stosowanych przyrządów wprowadza niepożądany element niejednoznaczności w przyporządkowaniu poszczególnych pasm i linii widmowych odpowiednim cząsteczkom i atomom składników powietrza.

## 2. Składniki cząsteczkowe powietrza i ich dysocjacja optyczna w atmosferze

Promieniowanie Słońca ważne dla omawianych w dalszym ciągu procesów w wysokich warstwach atmosfery należy do obszaru od ok. 3000 Å do 910 Å. Pochodzi ono głównie od fotosfery słonecznej, której temperaturę ocenia się na ok. 6000<sup>0</sup> K. Istnienie licznych i bardzo zagęszczonych linii Fraunhfera w tym obszarze widmowym powoduje, że natężenie energii dochodzącej do atmosfery Ziemi jest nieco mniejsze i według niektórych autorów [1] <sup>1)</sup> odpowiada w przybliżeniu natężeniu ciała doskonale czarnego o temperaturze ok. 5000<sup>0</sup> K. Temperaturę tę nazywać będziemy w dalszym ciągu efektywną temperaturą Słońca.

Należy jednak mieć na uwadze, że tak określona efektywna temperatura Słońca nie jest stała i różnice jej wartości dla poszczególnych części wymienionego wyżej obszaru widmowego mogą dochodzić do 300<sup>0</sup> K.

Wykonane na dużych wysokościach przy pomocy rakiet pomiary widmowe do 2200 Å oraz w obszarze 1300—1000 Å potwierdziły słuszność przyjętego przybliżenia [2].

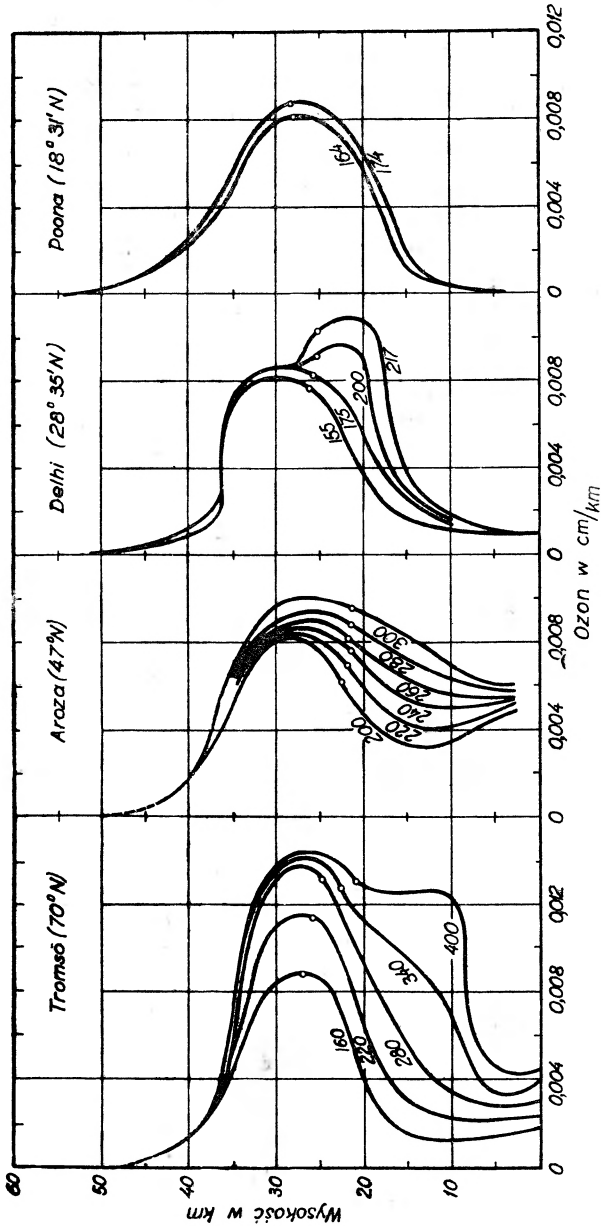
Absorpcja promieniowania Słońca w tym obszarze zachodzi we wszystkich prawie składnikach powietrza. Zajmiemy się w pierwszym rzędzie krótką charakterystyką tej absorpcji oraz procesów, które są jej następstwem. Tymi procesami będą: pobudzenie i dysocjacja optyczna oraz jonizacja cząsteczek i atomów składników powietrza.

### A. Ozon (O<sub>3</sub>)

Najwszechstronniej zbadanym składnikiem górnych warstw atmosfery jest ozon atmosferyczny. Badania pionowego rozkładu, absorpcji ozonu, jego dysocjacji pod wpływem absorpcji promieniowania Słońca w obszarze pasm Hartley'a (3200—2000 Å) i Hugginsa (3600—3200 Å) oraz Chappuis (6500—4500 Å) zostały przeprowadzone przez

<sup>1)</sup> Liczby umieszczone w nawiasach [ ] odnoszą się do literatury podanej na końcu tekstu.

wielu autorów [3]. Zbadana została również jego absorpcja pasmowa w długofalowej części widma widzialnego i w podczerwieni (6500—10 000 Å) [4].

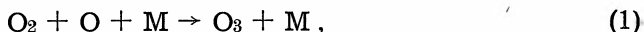


Rys. 1

Liczbę obok krzywych oznaczają grubość warstwy ozonu w 10<sup>-3</sup> cm

Znane dotychczas wyniki badań ozonu atmosferycznego zostały zebrane w pięknej monografii I. A. Prokofiewoj z r. 1951 [5].

Tworzenie się cząsteczek ozonu zachodzi zgodnie z obecnie przyjętymi poglądami według następującej reakcji:



w której M jest cząsteczką lub atomem dowolnego składnika powietrza. Jego rola polega na zabieraniu w czasie procesu potrójnego zderzenia nadmiaru energii i pędu. Prawdopodobieństwo zajścia potrójnego zderzenia jest wprost proporcjonalne do kwadratu ciśnienia. Z tego powodu tworzenie się  $\text{O}_3$  zachodzi na stosunkowo małych wysokościach w atmosferze. Pierwsze potwierdzenie tego wniosku znajdujemy już w wynikach pomiarów E. Regenera, który wysyłając w r. 1934 spektrograf kwarcowy na małym balonie sondowym wskazał na istnienie warstwy ozonu. Późniejsze pomiary na balonach wolnych a ostatnio pomiary raketowe potwierdziły w pełni istnienie warstwy ozonu w atmosferze.

Rysunek 1 przedstawia pionowy rozkład ozonu dla kilku wybranych miejscowości. Z rysunku tego widoczne jest, że poczynając od powierzchni Ziemi jego zawartość rośnie do pewnego maksimum, przypadającego na wysokości około 28 km, po czym następuje stosunkowo szybki spadek do zera.

Poza tym ze wzrostem wysokości w atmosferze wskutek dysocjacji optycznej  $\text{O}_2$ , o czym później będzie mowa, zachodzić będą przede wszystkim potrójne zderzenia prowadzące do tworzenia się cząsteczek  $\text{O}_2$  według reakcji:



Ta reakcja powoduje, że tlen cząsteczkowy powyżej warstwy ozonowej będzie nadal ważnym składnikiem atmosfery aż do wysokości rzędu 100 km. Współczynnik rekombinacji atomów O w cząsteczkę  $\text{O}_2$  według powyższej reakcji jest według A. N. Terenina rzędu  $10^{-6}$  [6].

Z drugiej strony zanik ozonu jest następstwem dwu różnych zjawisk. Pierwsze z nich jest w pewnym sensie rekombinacją ozonu z atomem tlenu lub drugą cząsteczką ozonu według następujących wzorów:



( $\text{O}_2^*$  oznacza cząsteczkę pobudzoną) i



Reakcja (3) ważna jest w górnej części warstwy ozonowej i odpowiadający tej reakcji współczynnik rekombinacji jest rzędu  $10^{-3}$ , natomiast reakcja (4) jest ważna dla dolnej części warstwy ozonowej i ona decyduje

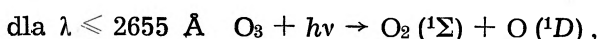
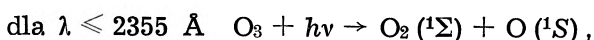


o zaniku ozonu w miarę zbliżania się do powierzchni Ziemi. Współczynniki rekombinacji obu tych reakcji rosną wraz ze wzrostem temperatury.

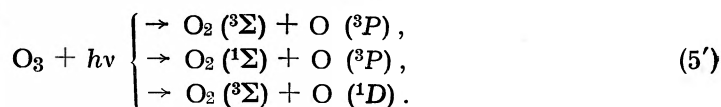
Drugim zjawiskiem powodującym rozkład ozonu jest jego dysocjacja na skutek absorpcji promieniowania Słońca w obszarze pasm *Hartleya*, *Fugginsa* i *Chappuis*. Rozkład ten napiszemy symbolicznie w sposób następujący:



W zależności od energii  $h\nu$  kwantów pochłoniętych otrzymuje się różne stany pobudzenia cząsteczek  $\text{O}_2$  i atomów  $\text{O}$  powstałych w tej reakcji. Tak więc <sup>1)</sup>:



a dla  $\lambda$  należących do widzialnej części widma i bliskiej podczerwieni będzie:



Wymienione reakcje fotochemiczne wykorzystuje się do obliczenia pionowego rozkładu ozonu i tlenu atomowego w atmosferze [7].

Wyniki tych obliczeń wykazują dobrą zgodność z wynikami pomiarów.

## B. Tlen cząsteczkowy ( $\text{O}_2$ )

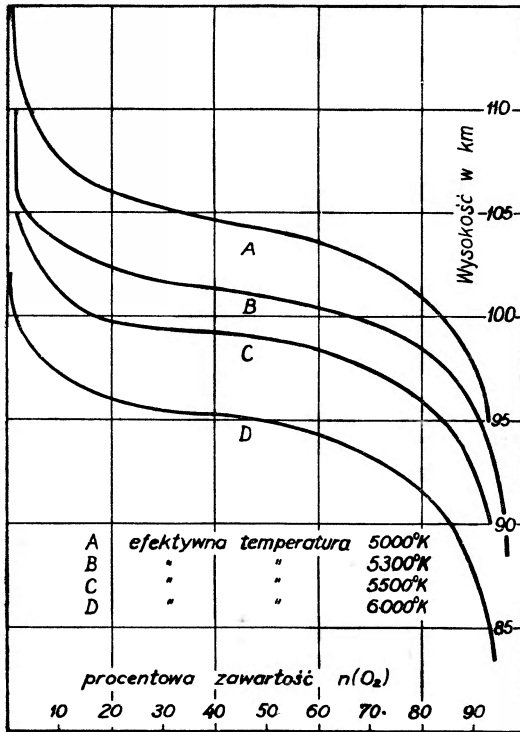
We wspomnianym wyżej obszarze widmowym występują dwa dawno już znane układy pasm absorpcji tlenu cząsteczkowego: pasma *Herzberga* [8] i pasma *Schumanna - Rungego* [9].

Pasma *Herzberga* były szczegółowo badane przez wielu autorów [10]. Występują one w absorpcji dla  $\lambda < 2421 \text{ \AA}$ . Głowice pasm posiadają długości fal 2684, 2638, 2593, 2554, 2519, 2488, 2462, 2442, 2428  $\text{\AA}$  i wreszcie dla  $\lambda < 2428$  przechodzą w tło ciągłe. W wyniku absorpcji cząsteczka  $\text{O}_2$  ulega dysocjacji na dwa atomy  $\text{O}$  w stanach <sup>3</sup>*P*. Przekrój czynny dla dysocjacji cząsteczki  $\text{O}_2$  wynosi  $2 \cdot 10^{-24} \text{ cm}^2$ .

<sup>1)</sup> Oznaczenia podane w nawiasach oznaczają stany kwantowe cząsteczek i atomów. Wyjaśnienie ich znajdzie czytelnik w każdym obszerniejszym podręczniku fizyki, np. F. K. Richtmyer, *Introduction to Modern Physics* 1934, rozdział XII.

Pasma Schumann-Rungego występują dla  $\lambda < 1759 \text{ \AA}$  i rozciągają się prawie do  $1330 \text{ \AA}$ . Struktura ich jest podobna do pasm Herzberga. Absorpcja w tym obszarze powoduje również dysocjację cząsteczek  $O_2$  na dwa atomy  $O$  w stanach  $^3P$  i  $^1D$ .

Wysokości w atmosferze, na których zachodzi wspomniana wyżej absorpcja pasmowa oraz dysocjacja optyczna  $O_2$  na dwa atomy oceniane są



Rys. 2

wysokości w atmosferze oraz różnych efektywnych temperatur Słońca. Z przytoczonych krzywych wynika, że na wysokości ok. 100 km w atmosferze jest w przybliżeniu spełniony warunek  $n(O) = n(O_2)$ , na wysokości 110 km występuje prawie wyłącznie tlen atomowy, natomiast na wysokości około 95 km ilości  $O$  są mniejsze niż 10% całkowitej zawartości tlenu.

Dysocjacja tlenu  $O_2$  pod wpływem promieniowania Słońca wprowadza zmiany nie tylko w składzie chemicznym wysokich warstw atmosfery, lecz również decyduje o charakterze absorpcji promieniowania Słońca na dużych wysokościach. Pod tym względem osiągnięte dotychczas wyniki pomiarów dla dużych wysokości w atmosferze należy uznać za niewystarczające. Tak np. E. Schneider [12] i J. J. Hopfield [13] wyznaczyli

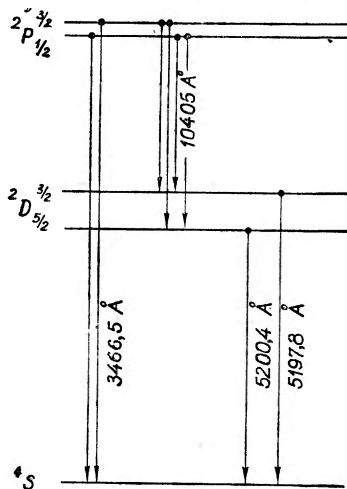
w literaturze dosyć jednolicie. Penndorf [11] w zbiorczej pracy dotyczącej pionowego rozkładu tlenu atomowego w atmosferze podaje, że maksimum koncentracji  $O$  przypada na wysokości w granicach między 94—107 km. Pewne wahania tej wysokości mogą wystąpić w związku ze zmianą efektywnej temperatury Słońca, decydującej o natężeniu dochodzącego promieniowania oraz ze zmianą odległości zenitalnej Słońca. Warstwa przejściowa, w której w miarę wzrostu wysokości stosunek  $\frac{n(O)}{n(O_2)}$  szybko rośnie, jest rzędu 10 km. Wyobrażenie o nagłości zmian daje przytoczony z cytowanej pracy Penndorfa wykres procentowej zawartości  $n(O_2)$  dla różnych wy-

wartości współczynników absorpcji powietrza w obszarze widmowym 2000—600 Å, zastosowanie jednakże ich wartości do absorpcji np. linii  $L\alpha = 1215 \text{ \AA}$  wodoru (pierwsza linia serii L, y m a n a) prowadzi do wyraźnej niezgodności z wynikami pomiarów.

### C. Azot w górnych warstwach atmosfery

Badania widmowe świecenia zórz polarnych wykazały, że azot w górnych warstwach atmosfery Ziemi występuje na wszystkich wysokościach przede wszystkim w postaci cząsteczkowej  $N_2$  oraz na większych wysokościach również w postaci jonów cząsteczkowych  $N_2^+$ . Obserwuje się także występowanie w świeceniu zórz polarnych słabych linii wskazujących na istnienie w atmosferze azotu atomowego. Linie te w większości zostały przyporządkowane odpowiednim przejściom kwantowym.

W r. 1939 na podstawie własnych obserwacji spektroskopowych D u f a y [14] stwierdził, że azot atomowy występuje również w nocnym świeceniu nieba. Twierdzenie to wywołało ożywioną dyskusję nad możliwością występowania świecenia azotu atomowego w atmosferze w obszarach poza zorzą polarną. Następstwem tej dyskusji było wykonanie szeregu prac pomiarowych, które miały na celu rozstrzygnięcie tej sprawy i które, jakkolwiek dotychczas nie doprowadziły do usunięcia wspomnianej rozbieżności wyników, dostarczyły wiarygodnego materiału liczbowego dla obserwowanych linii azotu N w zorzach polarnych. Materiał liczbowy dotyczący długości fali linii widmowych ważnych dla istnienia nocnego świecenia nieba oraz rozkład poziomów energetycznych atomu azotu przedstawia rys. 3. Chodziło mianowicie o:



Rys. 3

1. Linie wzbronione dubletu  ${}^2D_{3/2} - {}^4S_{3/2}$ ,  ${}^2D_{5/2} - {}^4S_{3/2}$ , występujące w świeceniu zorzy jako linie słabe, lecz dość ostre.
2. Linie wzbronione  ${}^2P - {}^4S$  o średniej (ze względu na małą dyspersję) długości fali 3466,5 Å należące również według Vegarda [15] do atomowego azotu, jakkolwiek linie te, również o bardzo małym natężeniu, znajdują się w obszarze, w którym azot  $N_2$  wykazuje emisję pasmową.

3. Emisję liniową (rys. 3) w podczerwieni, odpowiadającą przejściu  ${}^2P - {}^2D$  ( $\lambda = 10\,405 \text{ \AA}$ ), która została stwierdzona w r. 1944 w nocnym świeceniu nieba, a której dotychczas nie obserwowano w świeceniu zórz polarnych. Należy tu zaznaczyć, że azot  $N_2$  wykazuje w tym samym prawie obszarze podczerwieni również emisję pasmową. Na podstawie pomiarów laboratoryjnych [16] stwierdzono istnienie kilku wyraźnych pasm. W jednym przypadku wystąpiło jedno pasmo o maksymalnym natężeniu dla  $\lambda = 10\,420 \text{ \AA}$ , w innym znowu przypadku stwierdzono cztery pasma, z których dwa wykazywały wyraźne maksyma o długościach fal  $10\,410 \text{ \AA}$  i  $10\,430 \text{ \AA}$ .

Z powyższego krótkiego przedstawienia wynika, że dowody na istnienie w nocnym świeceniu nieba azotu atomowego są raczej nie wystarczające. Z drugiej strony obecność linii N wymienionych w p. 1 i 2 w świeceniu zorzy polarnej nie ulega wątpliwości [17].

Nicolet [18] a następnie Pasternak [19] obliczyli prawdopodobieństwo przejść dla wzbronionych linii atomowego azotu. Tablica 1 podaje wyniki nowszych obliczeń Pasternaka dla N i atomowego tlenu, tablica zaś 2 zawiera analogiczne wyniki dla azotu N podane przez Stebbinsa, Whitforda i Swingsa [20].

Tablica 1

Atom	Przejście kwantowe	Długość fali w $\text{\AA}$	Prawdopodobieństwo przejścia (na sek.)
N	${}^2P_{3/2} - {}^4S_{3/2}$	3466,4	$6,7 \cdot 10^{-3}$
	${}^2P_{1/2} - {}^4S_{3/2}$	3466,4	$2,7 \cdot 10^{-3}$
	${}^2D_{3/2} - {}^4S_{3/2}$	5200,7	$2,1 \cdot 10^{-5}$
	${}^2D_{1/2} - {}^4S_{3/2}$	5198,5	$1,4 \cdot 10^{-5}$
O	${}^1S_0 - {}^1D_2$	5577,3	2,2
	${}^1S_0 - {}^3P_1$	2972,3	$9,0 \cdot 10^{-2}$
	${}^1S_0 - {}^3P_2$	2958,3	$8,0 \cdot 10^{-4}$
	${}^1D_2 - {}^3P_0$	6391,7	$2,2 \cdot 10^{-6}$
	${}^1D_2 - {}^3P_1$	6363,9	$2,6 \cdot 10^{-3}$
	${}^1D_2 - {}^3P_2$	6300,2	$7,8 \cdot 10^{-3}$

Tablica 2

Atom	Przejście kwantowe	Długość fali w $\text{\AA}$	Prawdopodobieństwo przejścia (na sek.)
N	${}^2P - {}^4S$	3466,4	$9,4 \cdot 10^{-3}$
		5187,8	$2,1 \cdot 10^{-5}$
	${}^2D - {}^4S$	5200,1	$1,4 \cdot 10^{-5}$
		10407,3	0,21
	${}^2P - {}^2D$	10397,8	0,25

Na podstawie liczb tablicy 1 łatwo obliczyć stosunek natężeń złożonej linii 3466,4 Å oraz dubletu ok. 5200 Å w zależności od stosunku  $\frac{n_a}{n_b}$  liczb atomów azotu w stanach  $^2P$  i  $^2D$ . Otrzymamy wówczas zależność

$$\frac{J_{3466}}{J_{5200}} = 269 \cdot \frac{n_a}{n_b}.$$

Tym dużym współczynnikiem liczbowym należy tłumaczyć wątpliwości przy identyfikowaniu dubletu  $^2D$  —  $^4S$  zwłaszcza, jeżeli weźmiemy pod uwagę fakt, że jego położenie wypada w obszarze pasm azotu oraz że do pomiarów stosowano spektrografy o niewielkiej dyspersji. Z drugiej strony duże prawdopodobieństwo przejść  $^2P$  —  $^2D$  powoduje, że multiplet wzbroniony oznaczony na rys. 3 liczbą 10405 posiada stosunkowo bardzo duże natężenie.

Wobec przytoczonych wyżej wyników oraz faktu, że świecenie pasmowe azotu występuje na wszystkich wysokościach zórz polarnych (na dużych wysokościach występuje świecenie pasmowe jonów  $N_2^+$ ), należy przypuszczać, że dysocjacja optyczna  $N_2$  w atmosferze nie zachodzi. Gdyby bowiem dysocjacja  $N_2$  zachodziła na drodze optycznej, wówczas poczynając od pewnej wysokości w atmosferze nie wystąpiłyby ani cząsteczki obojętne  $N_2$ , ani jony cząsteczkowe  $N_2^+$  i to znalazłoby swój wyraz w widmach najwyższych części zórz polarnych. Przyczyn występowania azotu atomowego należy szukać w innych procesach, np. dysocjacji optycznej cząsteczki NO lub, co jest prawdopodobniejsze, w zderzeniach drugiego rodzaju pobudzonych cząsteczek  $N_2^*$  np. z pobudzonymi do długożyciowych stanów metatrwałych atomami tlenu  $O^*(^1S_0)$  (0,5 sek.) lub zwłaszcza  $O(^1D_2)$  (107 sek.) [21].

#### D. Inne składniki cząsteczkowe atmosfery ulegające dysocjacji optycznej

Poza omówionymi wyżej cząsteczkami ozonu  $O_3$  i tlenu  $O_2$  występują w atmosferze jeszcze inne składniki o budowie cząsteczkowej, które pod wpływem absorpcji promieniowania Słońca ulegają dysocjacji. Do nich należą: NO,  $N_2O$ ,  $CO_2$ ,  $CH_4$  i  $H_2O$ . Ze względu na przypuszczalnie małą ich zawartość na dużych wysokościach w atmosferze rola ich jest drugorzędna. W związku z tym ograniczymy się tu do krótkiej jedynie o nich wzmianki.

Tlenek azotu NO jest prawdopodobnie produktem dysocjacji optycznej  $NO_2$ , którego ilość w górnych warstwach według niektórych autorów [22] przewyższa nawet zawartość ozonu. Cząsteczka NO ulega jonizacji przez promieniowania o długościach fal 1300 Å i krótszych. Rola NO w osłabianiu promieniowania Słońca jest jednakże nieznacząca. Pomiar

rakietowe pozwoliły bowiem stwierdzić, że promieniowanie Słońca w obszarze 1300 Å (w którym O<sub>2</sub> nie wykazuje absorpcji) występuje w atmosferze już od wysokości 70 km wzwyż.

NO<sub>2</sub> może powodować znaczniejsze efekty absorpcyjne. Pomiary laboratoryjne kilku autorów [23] pozwoliły na otrzymanie przekrojów czynnych cząsteczki NO<sub>2</sub> dla absorpcji promieniowania w kilku obszarach długości fali w części nadfioletowej widma słonecznego. I tak dla obszaru około

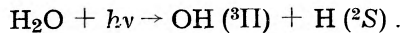
$$\begin{aligned} \lambda = 2900 \text{ \AA} & \text{ przekrój czynny wynosi } 5 \cdot 10^{-23} \text{ cm}^2, \\ \lambda = 1900 \text{ \AA} & \text{ „ „ „ } 5 \cdot 10^{-19} \text{ cm}^2, \\ \lambda = 1450 \text{ \AA} & \text{ „ „ „ } 1 \cdot 10^{-17} \text{ cm}^2. \end{aligned}$$

Wobec istnienia silnych pasm absorpcji ozonu w obszarze 2900 Å oraz tlenu cząsteczkowego w obszarze 1450 Å rola NO<sub>2</sub> w absorpcji promieniowania Słońca jest w tych przypadkach nieznaczną, natomiast może wystąpić tylko dla obszaru 1900 Å. Trudność stwierdzenia roli NO<sub>2</sub> polega jednakże na zupełnym braku danych dotyczących pionowego rozkładu NO<sub>2</sub> na różnych wysokościach w atmosferze.

Podobna trudność występuje przy uwzględnieniu roli innych tlenków azotu. Można jedynie przypuszczać, że te złożone i stosunkowo ciężkie cząsteczki wystąpią tylko w stosunkowo niskich warstwach atmosfery.

CO<sub>2</sub> i CH<sub>4</sub> są permanentnymi składnikami atmosfery. Wykazują one absorpcję w nadfiolecie w tym samym obszarze widmowym, co tlen O<sub>2</sub>, który w powodowaniu absorpcji promieniowania słonecznego w górnych warstwach atmosfery jest niewątpliwie decydującym składnikiem.

Wreszcie para wodna w nadfiolecie wykazuje również szereg pasm absorpcji, przy tym dla  $\lambda < 2400 \text{ \AA}$  cząsteczki jej ulegają dysocjacji według następującego wzoru:



Przekrój czynny dla dysocjacji H<sub>2</sub>O rośnie od wartości bardzo małych dla  $\lambda$  w obszarze około 2000 Å w miarę zmniejszania się  $\lambda$  tak, że

$$\begin{aligned} \text{dla } \lambda = 1850 \text{ \AA} & \text{ wynosi } 10^{-19} \text{ — } 10^{-20} \text{ cm}^2, \\ \text{dla } \lambda = 1785 \text{ \AA} & \text{ wynosi } 1 \cdot 10^{-18} \text{ cm}^2 \end{aligned}$$

i osiąga maksimum równe  $4 \cdot 10^{-18} \text{ cm}^2$  dla  $\lambda = 1650 \text{ \AA}$ . Najsilniejsze pasma absorpcji, wykryte przez R a t h e n a u [24] w r. 1934, w atmosferze przypadają w obszarze pasm S c h u m a n n a - R u n g e g o tlenu O<sub>2</sub> i wobec tego promieniowania o długościach fal mniejszych od 1759 Å nie dochodzą do wysokości niższych od 100 km w atmosferze.

### 3. Składniki atomowe górnych warstw atmosfery

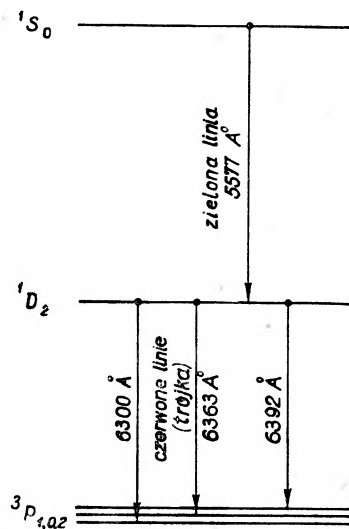
Obserwacje świecenia zórz polarnych, nocnego nieba oraz zjawisk zmierzchowych pozwalają wnioskować, że w atmosferze istnieją stale składniki o strukturze atomowej. Do takich należą: wspomniany wyżej tlen O, który na wysokościach większych od 100 km jest jednym z ważniejszych składników, azot N, którego świecenie liniowe występuje w zorzach polarnych i prawdopodobnie w nocnym świetle nieba, sód Na, dla którego maksimum natężenia świecenia występuje wkrótce po zachodzie i na krótko przed wschodem Słońca, wodór H, występujący w świetle najwyższych części zórz polarnych oraz hel He. Poza tym zaobserwowano również linie widmowe zjonizowanych atomów tlenu i azotu. Omówimy tu niektóre nowsze wyniki optycznych badań składników atomowych atmosfery.

#### A. Tlen atomowy

Najsilniejszymi i wobec licznych prac pomiarowych najlepiej zbadanymi liniami w widmie atomowego tlenu są:

1. tzw. zielona linia, o długości fali 5577,3 Å zidentyfikowana na podstawie badań interferometrycznych jako linia wzbroniona odpowiadająca przejściu kwantowemu  $^1D_2 - ^1S_0$  (rys. 4) między stanami metatrwałymi;

2. trójka wzbroniona  $^3P_{0,1,2} - ^1D_2$  o długościach fal 6300, 6363 i 6392 Å. Duże natężenia pierwszych dwu linii tej trójki obserwuje się w zorzach polarnych głównie w częściach oświetlonych światłem słonecznym oraz w obszarach zmierzchowych. Linia 6392 Å, jako bardzo słaba, jest rzadziej obserwowana, jednakże jej występowanie jest niewątpliwe. Poza tymi głównymi, ze względu na duże ich natężenie, liniami badania prowadzone przez różnych autorów doprowadziły do wyznaczenia i powiązania z określonymi przejściami kwantowymi szeregu słabszych linii, leżących we wszystkich częściach widma: podczerwieni, widmie widzialnym i nadfiolecie. Wyniki tych prac zostały zebrane w cytowanej wyżej monografii Chwostikowa [6]. Z najnowszych należy wymienić wyniki Petriego [25] dla widma świecenia zorzy polarnej w podczerwieni. W pracy tej



Rys. 4

autor, przeprowadzając szczegółową dyskusję nad zidentyfikowaniem poszczególnych linii widmowych, napotyka na znaczne trudności z powodu małego ich natężenia oraz występowania w tym samym obszarze widm pasmowych N<sub>2</sub>. Również *Barbier i Williams* [26], prowadząc na Alasce obserwacje spektroskopowe w części widzialnej widma i bliskim nadfiolecie (5000—3100 Å), otrzymali stosunkowo bogaty materiał obserwacyjny, który w wielu punktach wykazuje różnice w porównaniu z wynikami *Petrie*go pod względem stosunków natężeń między poszczególnymi liniami widmowymi. Również ich przyporządkowanie nie pokrywa się z proponowanym przez *Petrie*go. Poza tym autorzy ci starali się powiązać niektóre linie widmowe świecenia zorzy polarnej z emisją tlenu zjonizowanego porównując swój materiał z wynikami, otrzymanymi wcześniej dla OII w warunkach laboratoryjnych [27]. Niektóre ich wyniki podaje tablica 3.

Tablica 3

Pomiary laboratoryjne		Zorza polarna	
$\lambda$ w Å	natężenie	$\lambda$ w Å	natężenie
4415	10	4416	4
4416	8	—	—
4443	5	—	—
4448	6	4446	1,5
4190	10	—	—
4185	8	—	—
4119	8	4120	1
3973	10	3975	1,5
3876	4	3874	1
3864	5	3866	1

Uzasadnione wątpliwości co do słuszności powyższego przyporządkowania wynikają z bardzo małych natężeń linii OII. Materiał przytoczony tu przykładowo wskazuje na duże trudności uzyskania jednoznacznej interpretacji fizycznej otrzymanych wyników.

*L. V e g a r d* wskazuje jeszcze na istnienie dość silnej linii tlenu atomowego o długości fali 4368,3 Å. Poza tym stwierdza on również istnienie trzech rozmytych linii tlenu atomowego dwukrotnie zjonizowanego o długościach fal 5006, 4959 i 4363 Å ( $^1D_2 - ^3P_{2,1}$ ,  $^1S_0 - ^1D_2$ ).

Wreszcie *D u f a y* stosując metodę *B a r b i e r a* wyznaczania wysokości warstw świecących ocenia wysokości, z których obserwowane w atmosferze świecenie nocne dochodzi do Ziemi. Autor ten podaje, że linia zielona



5577,3 Å pochodzi z obszaru 80 do 100 km, natomiast linia czerwona 6300 Å pochodzi z wysokości znacznie większych (ok. 180 km).

Na zakończenie zwrócimy jeszcze uwagę na różnicę w zachowaniu się linii zielonej 5577,3 Å i trójki czerwonej 6300—6392 Å. Trójka 6300—6392 Å powstaje na drodze pobudzenia optycznego przy absorpcji tych długości fal promieniowania Słońca przez atomy tlenu. Z tego powodu wpływ dochodzącego do atomów O promieniowania Słońca posiada szczególnie ważne znaczenie (oświetlone części zórz polarnych oraz obszary zmierzchowe) i powoduje czasowe zmiany w natężeniu tych linii. Z drugiej strony obserwacje wykazują, że natężenie linii zielonej nie ulega wyraźnym zmianom o zmierzchu i o świcie. Jakkolwiek mechanizm powstawania tej linii jest inny niż trójki 6300—6392 Å, to jednakże fakt zachowywania stałego natężenia tej linii nie jest zrozumiały na gruncie omówionych poprzednio procesów tworzenia się tlenu atomowego w atmosferze.

### B. S ó d (N a)

Od czasu ważnej publikacji R. B e r n a r d a z r. 1938 [29], w której autor ten stwierdził występowanie intensywnego świecenia żółtej linii *D* sodu w świeceniu zmierzchowym oraz słabej linii *D* w świeceniu nocnym nieba, ukazał się w różnych czasopismach szereg prac, zawierających dalsze wyniki badań na ten temat. Badania te miały przede wszystkim na celu:

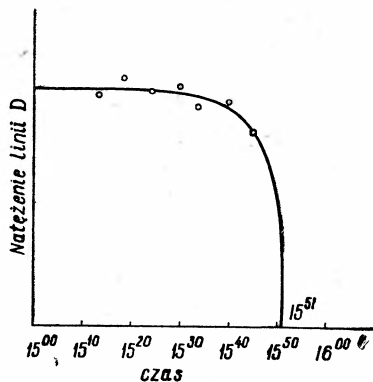
1. określenie warunków, w których świecenie Na występuje najsilniej;
2. wyznaczenie wysokości i grubości warstwy atmosfery, z której świecenie to pochodzi;
3. ustalenie pochodzenia sodu atmosferycznego i prawdopodobnego mechanizmu jego pobudzenia.

Zgodnie z uczynionym tu podziałem przytoczymy uzyskane ostatnio najważniejsze wyniki.

Pierwsze badania doświadczalne miały na celu wykazanie, że żółta linia sodu występuje w świeceniach zórz polarnych, nocnym nieba i zmierzchowym. Szczególnie ważne są tu prace Bricarda i Kastleera [30], Vegarda i Tönsberga [31] oraz Elveya i Farnswortha [32], z których wynika przede wszystkim, że żółta linia 5893 Å jest dubletem  $D(^2P_{1/2, 3/2} - ^2S_{1/2})$  atomu sodu. Jego natężenie w nocnym świeceniu nieba i zórz polarnych jest bardzo małe, natomiast w świeceniu zmierzchowym jest wielokrotnie większe. Drugim bardzo ważnym faktem, który wykorzystamy w dalszym ciągu, jest nagły spadek natężenia tego dubletu w jakiś czas po zachodzie Słońca. Wreszcie trzecim faktem

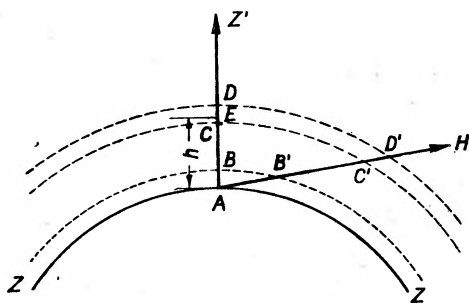
jest, że poza prążkiem *D* nie została w świeceniu atmosfery stwierdzona w sposób niewątpliwy obecność innych linii atomu sodu.

Przytoczony wyżej fakt nagłego spadku natężenia świecenia dubletu *D* wkrótce po zachodzie Słońca stanowi najbardziej charakterystyczny wynik badań nad atmosferycznym sodem. Według oceny Bernarda zanik odbywa się tak szybko, że w ciągu kilku minut natężenie linii *D* maleje około 100 razy. Rys. 5 przedstawia czasowy przebieg tego zjawiska według wyników R. Bernarda.



Rys. 5

Do obszaru cienia Ziemi w atmosferze. Znając czas od zachodu Słońca do chwili obserwowanego spadku natężenia świecenia, możemy obliczyć wysokość cienia Ziemi w miejscu obserwacji. Wysokość ta określa górną granicę występowania sodu w atmosferze. Obliczona na tej zasadzie przez Bernarda, wysokość górnej granicy sodu wynosi ok. 60 km. Nagłość zaniku świecenia wskazuje poza tym, zdaniem tego autora, na niewielką grubość warstwy, w której sód jest skoncentrowany.



Rys. 6

Naszkicowana wyżej metoda wyznaczania sodu w atmosferze nie jest jedyną. Zasadę innej, często stosowanej metody przedstawia rys. 6 [33].

Niech *ZZ* oznacza powierzchnię Ziemi, *AB* i *CD* — dwie warstwy powietrza o jednakowej grubości, *AZ'* — kierunek obserwacji pionowej, *AH* — kierunek obserwacji poziomej. Przy obserwacji pio-

nowej jest  $\frac{CD}{AB} = 1$ , natomiast przy obserwacji w kierunku horyzontu  $\frac{C'D'}{AB'} < 1$ . Stosunek  $\frac{C'D'}{AB'}$  będzie tym mniejszy, im większa będzie średnia (efektywna) wysokość *h* warstwy *CD*. Jeżeli przyjmiemy, że świecenie powietrza jest równomiernie rozmieszczone w całej warstwie oraz że jego na-

teżenie jest wprost proporcjonalne do grubości warstwy, łatwo zauważymy, że natężenie świecenia będzie wzrastało w miarę oddalania kierunku obserwacji od zenitu, przy czym ten wzrost odbywać się będzie tym wolniej im większa jest wartość  $h$ . Mając więc zmierzony rozkład natężenia świecenia linii w różnych odległościach od zenitu do horyzontu, można znaleźć wysokość  $h$  warstwy świecącej pod warunkiem, że grubość jej jest mała w porównaniu z jej wysokością nad powierzchnią Ziemi. Van R h i j n podaje następujący wzór, na podstawie którego można obliczyć wysokość warstwy świecącej:

$$I_{\varphi} = \frac{I_z}{\sqrt{1 - \frac{\sin^2 \varphi}{(1+h)^2}}},$$

w którym  $I_z$  i  $I_{\varphi}$  oznaczają natężenia linii obserwowanej w zenicie i w odległości  $\varphi$  od zenitu oraz  $h$  — wysokość warstwy mierzonej w ułamku promienia kuli ziemskiej.

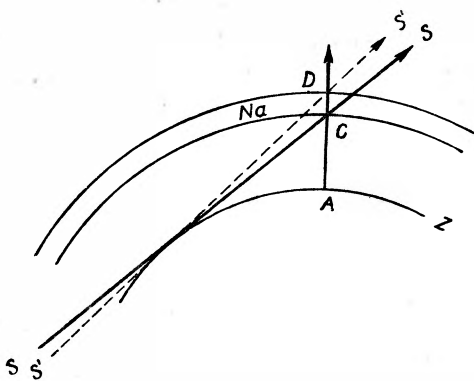
Metoda postępowania z reguły jest taka, że na podstawie powyższego wzoru dla różnych wartości  $h$  wykreśla się szereg krzywych teoretycznych rozkładu natężenia danej linii widmowej jako funkcji odległości zenitalnej  $\varphi$ , a następnie nanosi się dane dla  $I_{\varphi}$  uzyskane z pomiaru. Poprowadzona przez punkty pomiarowe krzywa pozwala na drodze interpolacji uzyskać przybliżoną efektywną wysokość warstwy świecącej.

Metoda ta zastosowana do wyznaczenia wysokości warstwy sodu w atmosferze doprowadziła do wyników, które nie są zgodne z wynikami obliczeń B e r n a r d a. Otrzymane wysokości są tu wyraźnie większe, wynoszą bowiem ok. 130 km.

Zauważmy tu przy okazji, że metodą R h i j n a zostały wyznaczone również efektywne wysokości świecenia linii 5577,3 Å i 6300 Å atomowego tlenu. Jak to wyżej zaznaczyliśmy, mechanizm pobudzenia tych linii jest różny. Należało więc oczekiwać, że znajdzie to również swój wyraz w różnicy wysokości warstw, z których pochodzi świecenie obu wspomnianych linii. Wyniki pomiarów potwierdziły słuszność tego przypuszczenia. Okazało się bowiem z pomiarów F i e s i e n k o w a, że świecenie linii zielonej pochodzi z warstwy o efektywnej wysokości 270 km, natomiast linia czerwona 6300 Å pochodzi ze świecenia tlenu O w warstwie o efektywnej wysokości ok. 160 km [34].

Grubość warstwy powietrza, z której następuje emisja linii D sodu w atmosferze, daje się wyznaczyć na podstawie pomiaru czasu trwania tego nagłego spadku natężenia świecenia. Rys. 7 przedstawia zasadę wykonania pomiaru grubości tej warstwy przy zenitalnej obserwacji świecenia. Bieg promieni Słońca przedstawiony linią  $SS$  odpowiada chwili, w której

rozpoczyna się spadek natężenia linii *D*. Linia przerywaną *S'S'* zaznaczony jest bieg promieni w chwili zakończenia spadku jej natężenia. Znajomość kąta między promieniami *SS* i *S'S'* oraz wysokości warstwy sodu w atmosferze pozwala na obliczenie grubości tej warstwy. Według *L. V e g a r d a*



Rys. 7

między nimi *L. V e g a r d* odrzuca to podstawowe założenie przyjmując, że sód w atmosferze występuje przede wszystkim w związkach chemicznych ( $\text{NaCl}$ ), a nie w stanie wolnym. Wówczas zerwanie jego więzów z resztą cząsteczki odbywa się na drodze dysocjacji optycznej, w wyniku której uwolniony atom  $\text{Na}$  występuje w stanie  $^2P$  i wypromieniowuje kwant energii o częstotliwości odpowiadającej linii *D*. Dla zdysocjowania cząsteczki  $\text{NaCl}$  konieczna jest absorpcja w krótkofalowej części widma słonecznego.

Zauważmy, że w ujęciu *V e g a r d a* wyniki na efektywną wysokość i grubość warstwy zawierającej sód ulegną zmianie. I istotnie autor ten podaje średnie wysokości *h* dla Oslo (1939 r.) — 119 km, dla Tromsøe (1939 r.) — 109 km oraz dla Oslo (1942—43) — 105,4 km.

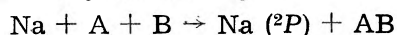
Przytoczmy teraz wyniki, posiadające ścisły związek ze sprawą pochodzenia sodu w atmosferze i z prawdopodobnym mechanizmem jego pobudzenia w nocnym świeceniu nieba.

Pomiary świecenia linii *D* sodu nie ograniczają się tylko do obszarów zmierzchowych. Badania nad świeceniem nocnego nieba i zórz polarnych dowodzą, że słabe świecenie sodu występuje w nich zawsze i pochodzi prawdopodobnie z wysokości niemniejszych niż w obszarze zmierzchowym. *R o a c h i B a r b i e r* [35] podają tę wysokość jako równą 250 km, wcześniejsze pomiary *D u f a y i C z e n g - M a o - L i n a* [36] dają wysokość równą 80 km. To słabe świecenie jest szczególnie ważne ze względu na mechanizm zderzeniowego pobudzenia atomów sodu w atmosferze w obszarach pozazmierzchowych. *B a t e s i N i c o l e t* [37] rozpatrywali po-

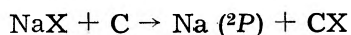
grubość ta wynosi przeciętnie kilkanaście kilometrów. Tak np. podczas zimy 1942—43 grubość ta wahała się od 8,4 do 27 km [15].

Efektywna wysokość i grubość warstwy atmosfery zawierającej sód zostały wyznaczone przy założeniu, że pobudzenie atomów  $\text{Na}$  w obszarze zmierzchowym odbywa się na drodze rezonansu optycznego. Przyjmuje się więc podstawowe założenie, że atomy sodu w atmosferze są w stanie wolnym. Pewna liczba autorów,

budzenie atomów Na w atmosferze w wyniku zderzeń z cząsteczkami lub atomami pozostałych składników powietrza o energii kinetycznej odpowiadającej temperaturze na danej wysokości. Przedyskutowali oni dwa rodzaje zderzeń. W pierwszym z nich typu:

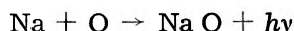


przyjmują, że w atmosferze istnieje Na w stanie wolnym; w drugim natomiast rodzaju typu:

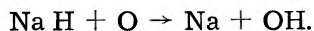
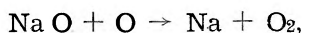


zakładają, że jest on chemicznie związany. A, B, C są bądź atomami, bądź cząsteczkami składników powietrza.

Autorzy przeanalizowali zderzenia sodu z O, O<sub>2</sub>, O<sub>3</sub>, N<sub>2</sub> i doszli do wniosku, że jeżeli jego świecenie pochodzi z górnych warstw atmosfery Ziemi, to ze względu na konieczność zachodzenia dużej liczby zderzeń musi ono pochodzić z wysokości stosunkowo małych (rzędu 70 km). Zderzenia dające wówczas największe prawdopodobieństwo emisji linii D dla sodu niezwiązanego są następujące:



oraz dla sodu związanego:



W obu przypadkach aktywnymi są zderzenia z tlenem atomowym.

Autorzy ci stwierdzają następnie, że powyższy mechanizm pobudzenia zderzeniowego nie może tłumaczyć występowania świecenia sodu na znacznie większych (powyżej 70 km) wysokościach. Konieczne byłoby w tym przypadku istnienie w atmosferze atomów sodu o znacznych energiach. Atomy takie mogą dochodzić do atmosfery Ziemi od Słońca lub z przestrzeni międzyplanetarnych. Brak jednakże przesunięcia dopplerowskiego linii D świadczy o niewystępowaniu wielkich energii.

Fakt niewystępowania atomów sodu o znacznych energiach w atmosferze Ziemi nie świadczy jednakże o tym, że sól atmosferyczny musi być pochodzenia tylko ziemskiego. Koncepcje dostania się sodu do wysokich warstw atmosfery z powierzchni Ziemi sprowadzają się do dwu możliwych zjawisk:

1. unoszenia cząsteczek NaCl [29] uzyskanych w czasie parowania małych kropelek wody morskiej oderwanych wskutek ruchu wód od powierzchni mórz i oceanów;

2. przedostania się sodu do górnych warstw atmosfery wskutek wybuchów wulkanów [38]. Badania składu chemicznego lawy wulkanicznej wykazały istnienie w niej średnio 3,8% związków sodu (Na<sub>2</sub>O). Cząsteczki te po przedostaniu się do wysokich warstw atmosfery wskutek

zderzeń drugiego rodzaju ze wzbudzonymi do stanów metatrwałych cząsteczkami  $N_2$  ulegają dysocjacji powodując powstawanie atomów sodu.

Ze zjawisk, które mogą spowodować dopływ sodu z przestrzeni międzyplanetarnych, należy wymienić stały dopływ pyłu kosmicznego i meteorów, które zawsze silnie parują w atmosferze Ziemi. Pogląd ten [39] sformułowali w r. 1938 Cabannes, Dufay i Gauzit. Pogląd ten nie zyskał wielu zwolenników, bowiem należałoby oczekiwać maksymalnego natężenia linii  $D$  na wysokości znikania meteorów w atmosferze, czego jednakże się nie obserwuje. Trudno byłoby również dać uzasadnienie istnienia górnej granicy warstwy sodu w atmosferze, która, jak to wynika z pomiarów zmierzchowych, jest dość ostra.

Ostatnio Vegard [40] wypowiedział pogląd, że linia  $D$  obserwowana w nocnym świeceniu nieba i zórz polarnych może być wywołana sporadycznym dopływem chmury atomów sodu od Słońca do atmosfery Ziemi. Za tym poglądem przemawia, zdaniem tego autora, obserwowana przez niego duża zmienność natężenia tej linii w świeceniu nieba i zórz polarnych.

Z naszkicowanego zestawienia wynika, że pochodzenie sodu w wysokich warstwach atmosfery Ziemi nie jest dotychczas ustalone. Żaden bowiem z wymienionych mechanizmów dostawania się Na do górnych warstw atmosfery nie jest w stanie wytłumaczyć wszystkich obserwowanych właściwości tego świecenia, zwłaszcza że świecenie to dość wyraźnie rozdziela się na dwie części:

- a) zmierzchową, zlokalizowaną w stosunkowo cienkiej i nisko w atmosferze położonej warstwie,
- b) nocną, w świeceniu nieba i zórz polarnych, występującą przypuszczalnie na większych wysokościach i rozciągniętą w znacznie grubszej warstwie atmosfery.

### C. Wodór (H) i Hel (He)

Na podstawie badań spektroskopowych górnych części zórz polarnych prowadzonych od r. 1939 L. Vegard [41] stwierdził sporadyczne występowanie w nich świecenia liniowego o długościach fal odpowiadających dwóm pierwszym liniom  $H_\alpha$  i  $H_\beta$  serii Balmera. Lata późniejsze przyniosły potwierdzenie wyników Vegarda oraz obecność trzeciej linii wodorowej  $H_\gamma$ . We wszystkich prawie obserwowanych przypadkach linie  $H$  i  $H_\gamma$  były rozmyte. Tak np. C. Gartlein [42] stwierdził, że otrzymana przez niego szerokość  $H_\beta$  wynosi 5 Å.

Najbardziej charakterystyczną cechą świecenia wodoru w zorzach polarnych jest sporadyczność jego występowania i zmienność natężenia jego świecenia. Na podstawie dotychczasowego materiału pomiarowego na-

leży poza tym stwierdzić, że wodór nie występuje ani w świeceniu nocnym nieba, ani zmierzchowym.

R. Bernard [43] w r. 1947 stwierdził występowanie w zorzy polarnej świecenia helu niezjonizowanego. Linie helu wykazują względne natężenia analogiczne z tymi, jakie otrzymuje się w zwykłych rurach do wyładowań z helem rozrzedzonym.

Wspólne zagadnienie dla obu wymienionych wyżej gazów polega na wytłumaczeniu nieregularności ich występowania, zmienności natężenia ich linii oraz na znalezieniu prawdopodobnie jednakowego mechanizmu ich pobudzenia w górnych warstwach atmosfery.

Czasowa zmienność natężenia linii wodoru i sporadyczność ich występowania w widmach zórz polarnych wiąże się niewątpliwie ściśle z jego pochodzeniem w atmosferze. Jest mało prawdopodobne, ażeby to świecenie pochodziło od wodoru atmosferycznego. Wówczas należałoby oczekiwać permanentnego występowania linii wodorowych oraz przybliżonej stałości ich natężenia. Na gruncie obecnych poglądów dotyczących zachowania się wodoru i helu w najwyższych warstwach atmosfery Ziemi należy przyjąć, że oba te pierwiastki odpływają do przestrzeni międzyplanetarnej. Ten fakt tłumaczy brak stałej obecności linii wodorowych w widmach zórz polarnych.

L. Vegard [44] twierdzi, iż fakt sporadycznego występowania linii wodorowych jest dowodem tego, że pierwiastek ten dochodzi od Słońca do atmosfery Ziemi. Ze względu na to, że w czasie wybuchów na Słońcu następuje wyrzucanie dużych ilości materii w przestrzeń międzyplanetarną, część jej dochodzi również i do naszej planety. Dowodem słuszności powyższego twierdzenia jest, że na pewnych fotografiach widm zórz polarnych Vegard obserwował wyraźne przesunięcia dopplerowskie linii wodorowych. Szczególnie dobrze zostało wymierzone przez Vegarda i Tönsberga [41] przesunięcie linii  $H_{\beta}$  na materiale obserwacyjnym z lat 1941—1943. Zamiast linii  $H_{\beta}$  wystąpiła nieobserwowana dotąd przesunięta ku krótszym falom linia o długości fali 4856,5 Å, którą autorowie ci zidentyfikowali jako przesuniętą przez efekt dopplerowski linię  $H_{\beta}$ . Temu przesunięciu linii  $H_{\beta}$  o 5 Å odpowiada prędkość atomu wodoru od Słońca do Ziemi około 300 km/sec. Ten pogląd Vegarda znalazł uznanie innych autorów.

Zrobimy obecnie kilka uwag dotyczących mechanizmu pobudzenia wodoru i helu do świecenia w górnych warstwach atmosfery. Ogólnie rzecz biorąc pobudzenie w atmosferze na tych wysokościach może nastąpić przez:

1. rekombinację protonu i elektronu tworzących atom wodoru;
2. absorpcję krótkofalowego promieniowania Słońca;
3. zderzenia atomów wodoru ze swobodnymi elektronami.

Najprościej byłoby założyć, że emisja linii wodoru następuje przyłączeniu się protonu i elektronu w atom wodoru. Konsekwencją takiego założenia byłyby następujące wyniki:

- a) stała obecność linii wodoru w świeceniu zórz polarnych ze względu na stale odbywający się ten proces rekombinacji w górnych warstwach atmosfery;
- b) pewien stały rozkład natężeń linii serii Balmera, wynikający z rozkładu prawdopodobieństwa chwywania elektronu na określony poziom energetyczny tworzącego się atomu.

Problem rozkładu natężeń w serii Balmera na skutek chwywania elektronów rozpatrywał W. Petrie [25]. Znalazł on, że stosunek natężeń pierwszych trzech linii tej serii przy takim mechanizmie pobudzenia wyraża się jak 2 : 1 : 0,5. Ten stosunek natężeń jest prawie niezależny od energii kinetycznej elektronów. Dla dużych energii (odpowiadających temperaturze rzędu 1000° K), ujawniających się w najwyższych warstwach atmosfery, stosunek ten jeszcze się zmniejsza. Z drugiej strony z pomiarów Vegarda wynika, że stosunek natężeń dwu pierwszych linii serii Balmera w zorzach polarnych wynosi 6 : 1. Przytoczone powody sprawiają, że emisja linii  $H_\alpha$ ,  $H_\beta$  i  $H_\gamma$  w świeceniu zórz polarnych nie może być uważana za skutek rekombinacji protonów z elektronami w atmosferze.

Następna, również mało prawdopodobna możliwość pobudzenia linii Balmera polega na absorpcji krótkofalowego promieniowania Słońca przez atomy wodoru. Trzeba tu od razu zauważyć, że trudność zjawia się natychmiast przy rozpatrywaniu pobudzenia wodoru w zorzach nie oświetlonych promieniami Słońca. Tam pobudzenie wodoru musiałoby być spowodowane przez energię dysocjacji, która uwalnia się w czasie łączenia się w cząsteczki atomów innych składników powietrza, np. tlenu. Przy takim mechanizmie pobudzenia trudno byłoby wytłumaczyć jedną z najważniejszych cech świecenia wodoru w górnych warstwach atmosfery, mianowicie dużą czasową zmienność natężenia obserwowanych trzech linii  $H_\alpha$ ,  $H_\beta$  i  $H_\gamma$ .

Zderzenia atomów wodoru z elektronami są procesami, które niewątpliwie mają znaczenie dla pobudzenia świecenia wodoru w atmosferze. Znany poza tym jest fakt, że w zderzeniowym pobudzaniu linii serii Balmera w rurach do wyładowań z rozrzedzonym wodorem natężenie tych linii szybko maleje w miarę przesuwania się w stronę granicy serii. Tak np. Petrie cytuje dawne wyniki pomiarów Bongersa (1927 r.) rozkładu natężenia linii serii Balmera przy wywoływaniu wyładowań w długiej rurze z wodorem. Stosunek natężeń pierwszych trzech linii wy-



raża się wg tego autora jak 79 : 10 : 2. Stosunek ten dobrze zgadza się z zacytowanym wyżej wynikiem 6 : 1 V e g a r d a dla dwu pierwszych linii  $H_{\alpha}$  i  $H_{\beta}$ , otrzymanym dla zórz polarnych.

Również hel niezjonizowany, jak to wynika z zacytowanej wyżej notatki B e r n a r d a [43], wykazuje w zorzach polarnych analogiczny rozkład natężeń linii widmowych jak w rurach do wyładowań.

Ta podwójna zgodność (dla wodoru i helu) pozwala wnioskować, że pobudzenie do świecenia w górnych warstwach atmosfery wodoru i helu odbywa się przez zderzenia tych atomów ze swobodnymi elektronami.

Na zakończenie zajmiemy się zagadnieniem równowagi cieplnej powietrza w obszarze świecenia wodoru i helu w atmosferze opierając się na pracach R. B e r n a r d a [43] i V. P e t r i e g o [45].

Dla gazu w równowadze cieplnej emisja  $E_{nn'}$  określonej linii widmowej z jednego  $\text{cm}^3$  i w czasie jednej sekundy wyraża się wzorem:

$$E_{nn'} = N_n \cdot A_{nn'} \cdot h\nu_{nn'} \quad (6)$$

w którym  $N_n$  oznacza liczbę atomów, znajdujących się w stanie wyższym. Przejście elektronów z poziomu tego na poziom  $n'$  powoduje emisję linii o częstości  $\nu_{nn'}$ ,  $A_{nn'}$  zaś oznacza pewien współczynnik charakterystyczny dla danego przejścia kwantowego. W przypadku równowagi cieplnej  $N_n$  wyrazi się na podstawie prawa B o l t z m a n n a wzorem następującym:

$$N_n = N_0 \frac{g_n}{g_0} \cdot e^{-x_n/kT} \quad (7)$$

w którym  $N_0$  oznacza liczbę atomów w stanie podstawowym,  $g_n$  i  $g_0$  są wagami statystycznymi poziomów  $n$  i podstawowego,  $x_n$  i  $g_0$  zaś — energie wzbudzenia poziomu  $n$ . Wobec tego

$$E_{nn'} = N_0 \cdot \frac{g_n}{g_0} A_{nn'} \cdot h\nu_{nn'} \cdot e^{-x_n/kT} \quad (8)$$

Jeżeli skutek zderzeń ustala się równowaga statystyczna, wówczas obsadzenie różnych poziomów energetycznych w atomach w rozpatrywanej jednostce objętości będzie czynić zadość prawu B o l t z m a n n a. Przy tych założeniach można stosować znalezione zależności do obliczania natężeń linii wodoru i helu. Tak np. dla natężenia względnego dwu pierwszych linii serii B a l m e r a mamy

$$\frac{H_{\alpha}}{H_{\beta}} = \frac{g_3}{g_4} \cdot \frac{A_{32}}{A_{42}} \cdot \frac{\nu_{32}}{\nu_{42}} \cdot \frac{e^{-x_3/kT}}{e^{-x_4/kT}} \quad (9)$$

Pisząc ten ostatni związek w postaci logarytmicznej oraz wyrażając potencjał wzbudzenia  $x$  w woltach napiszemy

$$\log \frac{H_\alpha}{H_\beta} = \log \frac{g_3}{g_4} + \log \frac{A_{32}}{A_{42}} + \log \frac{v_{32}}{v_{42}} + \frac{5040(x_4 - x_3)}{T} \quad (9')$$

Dla poziomów atomów wodoru mamy  $g = 2n^2$ , wobec tego  $g_3 = 18$ ,  $g_4 = 32$ . Poza tym Petrie podaje, że

$$A_{32} = 4,39 \cdot 10^7, \quad A_{42} = 8,37 \cdot 10^6, \quad v_{32} = 4,57 \cdot 10^{14}, \quad v_{42} = 6,17 \cdot 10^{14} \quad \text{i} \quad x_4 - x_3 = 0,66.$$

Podstawiając powyższe wartości do wzoru (9') oraz przyjmując na stosunek natężeń  $\frac{H_\alpha}{H_\beta}$  zmierzoną przez V e g a r d a wartość otrzymamy na temperaturę pobudzenia wodoru wartość 7600° K. Rezultat ten jednakże nic nie mówi, czy obsadzenie poziomów czyni zadość prawu B o l t z m a n n a.

Powyższe wyniki możemy również zastosować do świecenia helu w zorzach polarnych. Odpowiednie dane umożliwiające przeprowadzenie rachunku zostały zebrane w tablicy 4. W tym celu przepiszemy wzór (8) w postaci zlogarytmowanej, w której wprowadzimy jeszcze oznaczenia

$$\frac{N_0 h}{g_0} = C \quad \text{oraz} \quad g_n A_{nn'} v_{nn'} = D.$$

Będzie wówczas

$$\log E_{nn'} = \log C + \log D - \frac{5040 \cdot x_n}{T}$$

lub

$$\log \frac{E_{nn'}}{D} = \log C - \frac{5040 \cdot x_n}{T} \quad (10)$$

Tablica 4

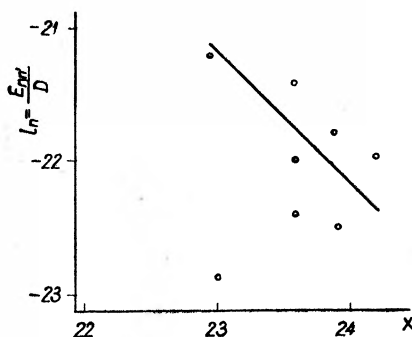
$\lambda$	$E_{nn'}$	Przejście kwantowe	$A_{nn'}$	$g_n$	$x_n$	$\log D$	$\log \frac{E_{nn'}}{D}$
5876	6	$^3P - ^3D$	$64,7 \times 10^6$	15	23,0	23,70	-22,92
4471	10	$^3P - ^3D$	$25,9 \times 10^6$	15	23,6	23,43	-22,43
4026	4	$^3P - ^3D$	$12,8 \times 10^6$	15	23,9	23,16	-22,56
5016	12	$^1S - ^1P$	$14,0 \times 10^6$	3	23,0	22,40	-21,32
3965	6	$^1S - ^1P$	$8,13 \times 10^6$	3	23,6	22,27	-21,49
4922	5	$^1P - ^1D$	$19,7 \times 10^6$	5	23,6	22,79	-22,09
4388	4	$^1P - ^1D$	$8,67 \times 10^6$	5	23,9	22,49	-22,89
4009	1	$^1P - ^1D$	$2,82 \times 10^6$	5	24,2	22,05	-21,05

Ostatnie równanie ważne jest dla stwierdzenia, czy w obszarze świecenia helu w atmosferze spełnione są warunki równowagi cieplnej. Punkty odpowiadające różnym liniom helu winny w przypadku równowagi cie-

plnej układać się wzdłuż linii prostej w układzie osi współrzędnych  $x_n$  oraz  $\log \frac{E_{nn'}}{D}$ .

Wyniki tego rachunku przedstawione są na rys. 8. Widoczne jest, że punkty nie leżą na linii prostej, że wobec tego odstępstwa od prawa Boltzmana na wysokościach w atmosferze, z których pochodzi świecenie helu, są znaczne. Należy zatem wyciągnąć wniosek, że w wysokich warstwach atmosfery stan równowagi cieplnej nie jest zachowany. Poza tym przy pomocy kąta nachylenia prostej na rys. 8 można oszacować współczynnik  $\frac{5040}{T}$ , a wobec tego i temperaturę  $T$  pobudzenia różnych poziomów atomów helu. Wynosi ona ok.  $4600^{\circ}$  K.

Z powyższego krótkiego przeglądu widzimy, jak uporczywe badania wielu autorów prowadzone przez szereg lat przy wykorzystaniu metod analizy spektroskopowej pozwalają stopniowo opanować tak niewątpliwie trudny i nieuchwytny obszar badań, jakim są górne warstwy atmosfery. W obszarze tym, w którym rola człowieka ogranicza się jedynie do obserwowania zjawisk, na których przebieg nie ma on bezpośredniego wpływu, zdołano ustalić nie tylko rodzaje cząsteczek i atomów oraz ich ilości, lecz również w wielu przypadkach przeanalizowano mechanizm ich pobudzenia.



Rys. 8

#### Literatura

1. M. Nicolet, *Inst. Roy. Met. de Belgique, Misc.*, z. 18 (1945); również J. L. Greenstein, *The Atmospheres of the Earth and Planets*, Chicago, University of Chicago Press, 112 (1949).
2. D. R. Bates i M. Nicolet, *Journ. Geophys. Research*, 55, 301 (1950).
3. S. Chapman, *Reports on Progress in Physics*, 9, 92 (1943)). M. Nicolet, *Inst. Roy. Météorologique de Belgique, Misc.* z. 19 (1945). G. M. W. Dobson i współpracownicy, *Proc. Roy. Soc.* 185, 144 (1946). В. Н. Кондратиев и А. В. Яковлева, *Журнал эксп. и теор. физики* 21, z. 2 (1950).
4. L. Lefebvre, *C. R. Acad. Sc. Paris*, 200, 1743 (1935).
5. И. А. Прокофиева, *Атмосферный озон*. Изд. Академии Наук СССР М.-Л. (1951).
6. И. А. Хвостиков, *Свечение ночного неба*. Изд. Академии Наук СССР М.-Л. (1948).
7. D. Bates i M. Nicolet, *Journ. Geophys. Res.*, 55, 310 (1950).
8. G. Herzberg, *Naturwiss.* 20, 577 (1932).
9. H. P. Knauss i H. S. Ballard, *Phys. Rev.* 48, 796 (1935).

10. D. Chalonge i E. Vassy, *Revue Optique*, **13**, 113 (1934), F. Götz, *Erg. Kosm. Physik*, **3**, 262 oraz L. Herman, *C. R. Acad. Sc. Paris*, **197**, 1342 (1933).
11. R. Penndorf, *Journ. Geoph. Res.* **54**, 7 (1949).
12. E. Schneider, *Journ. Opt. Soc. Amer.* **30**, 1128 (1940).
13. J. J. Hopfield, *Astrophys. Journ.* **104**, 208 (1946).
14. J. Dufay, *Ann. Astrophys.* **2**, Nr 2 (1939).
15. L. Vegard, *Transact. of Oslo Meeting August 19—28, 1948, Washington 1950*, str. 483.
16. A. H. Poetker, *Phys. Rev.* **30**, 812 (1928).
17. W. Petrie, *Journ. Geophys. Res.* **55**, 143 (1950). D. Barbier i D. R. Williams, *Journ. Geophys. Res.* **55**, 401 (1950). E. Götz, *Naturwiss.* **29**, 690 (1941). J. Dufay, *Ann. Astrophys.* **6**, Nr 3 i 4 (1943).
18. M. Nicolet, *Ciel et Terre*, **55**, 257 (1939).
19. S. Pasternak, *Astrophys. Journ.* **92**, 1129 (1940).
20. J. Stebbins, A. E. Whiteford i P. Swings, *Phys. Rev.* **66**, 225 (1944) oraz *Astrophys. Journ.* **101**, 39 (1945).
21. M. Nicolet, *Inst. Roy. Met. de Belgique, Mem. IX* oraz R. Bernard, *Ann. Astrophys.* **4**, Nr 1 (1941).
22. A. Adel, *The Atmospheres of the Earth and Planets*, Chicago, University Press 1949, str. 269, również R. R. McMath, A. K. Pierce, Q. C. Mohler, L. Goldberg i R. A. Donovan, *Phys. Rev.* **73**, 65 (1950).
23. J. Romand i J. Mayence, *C. R. Acad. Sc. Paris*, **228**, 998 (1949).
24. G. Rathenau, *Ztschr. f. Physik*, **87**, 32 (1934).
25. W. Petrie, *Journ. Geophys. Res.* **55**, 143 (1950).
26. D. Barbier i D. R. Williams, *Journ. Geophys. Res.* **55**, 401 (1950).
27. C. E. Moore, *Multipllet Table*, Princeton Univ. 1945.
28. J. Dufay, *Sixième Rapport de la Commission pour l'Étude des Relations entre les Phénomènes Solaires et Terrestres. 1948*, str. 144.
29. R. Bernard, *C. R. Acad. Sc. Paris*, **206** (1938).
30. J. Bricard i A. Kastler, *R. C. Ac. Sc. Paris*, **216**, 878 (1940) oraz *Ann. de Geophys.* **1**, 53 (1944).
31. L. Vegard i E. Tönsberg, *Geofysiske Publikasjoner*, **13**, 53 (1941).
32. C. T. Elvey i A. H. Farnsworth, *Astrophys. Journ.* **96**, 451 (1942).
33. P. J. Van Rhijn, *Astrophys. Journ.* **50**, 356 (1919).
34. B. Г. Фесенков, *Известия Академии Наук СССР. Seria fiz.* **1** (1947).
35. F. E. Roach i D. Barbier, *Trans. Amer. Geophys. Union*, **31**, 7 (1950).
36. J. Dufay i Chang-Mao-Lin, *London Phys. Soc.* **62** (1948).
37. D. R. Bates i M. Nicolet, *Journ. Geophys. Research*, **55**, 235 (1950).
38. G. Dejardin i R. Bernard, *C. R. Acad. Sc. Paris*, **207**, 81 (1938).
39. J. Cabannes, J. Dufay i J. Gauzit, *Astrophys. Journ.* **88**, 164 (1938) oraz *C. R. Acad. Sc. Paris*, **206**, 1525 (1938).
40. L. Vegard, *Nature*, **145**, 623 (1940).
41. L. Vegard, *Nature* **144**, 1089 (1939) oraz *Geof. Publ.*, **12** (1940).  
L. Vegard i E. Tönsberg, *Geof. Publ.*, **13** Nr 5 (1941) oraz **16**, Nr 2 (1944).
42. C. Gartlein, *Transactions of Oslo Meeting Aug. 19—28, 1948, Washington 1950*, str. 491.
43. R. Bernard, *C. R. Acad. Sc. Paris*, **225**, 352 (1947).
44. L. Vegard, *Geof. Publ.*, **12**, 1 (1940).
45. W. Petrie, *Trans. of Oslo Meeting Aug. 19—28, 1948, Washington 1950*, str. 466.

Marian Mięslowicz

II Zakład Fizyki Akademii Górniczo-Hutniczej Kraków

## O zderzeniach nukleonów bardzo wysokich energii

### Wstęp

Zagadnienie cząstek elementarnych stanowiło jeden z głównych przedmiotów zainteresowań fizyków w okresie ostatnich lat 20. Z tym też łączy się fakt, że w tym okresie czasu niezmiernie wzrosło zainteresowanie promieniami kosmicznymi, stanowiły one bowiem naturalny strumień cząstek elementarnych. Wiele z nich zostało właśnie w promieniowaniu kosmicznym odkrytych. Są to: pozytony, mezony  $\mu$ , mezony  $\pi$ , naładowane i neutralne. Wiadomo, że te cząstki nie przychodzą do Ziemi z wszechświata, lecz wytwarzane są przez pierwotne protony w atmosferze. Nukleony (protony i neutrony), z których zbudowane są jądra atomowe, są w nich związane energią wiązania kilku MeV na jeden nukleon. Jasną jest rzeczą, że w zakresie doświadczeń laboratoryjnych można było w licznych i różnorodnych dezintegracjach te nukleony wyzwalać, bo nawet gdyby całą energią wiązania trzeba było dostarczyć w postaci kinetycznej energii cząstki, leżało to w zakresie energii uzyskiwanych środkami laboratoryjnymi. Ale w promieniowaniu kosmicznym wykryto także cząstki, których nie ma w jądrach atomowych. Ten problem, że w pewnych procesach jądrowych wysyłane są cząstki, których w jądrze nie ma „gotowych“, jest już stary. Przecież powstał on od razu po utwierdzeniu się protonowo-neutronowej teorii budowy jądra przy rozważaniu emisji cząstek  $\beta$ . Okazało się później, że ten ostatni problem łączy się z zagadnieniem powstawania mezonów. Jeżeli chcemy sobie wyobrazić, jak powstają mezony z jąder, to przyjmujemy możliwość przejścia jednego nukleonu ze stanu neutronowego w stan protonowy z „wirtualną“ emisją i absorpcją mezonu. Jeżeli dostarczymy jądru energii potrzebnej do wytworzenia masy mezonu, tj. ok. 150 MeV (chodzi tu o mezony  $\pi$ ), wówczas mezon może powstać rzeczywiście. To jest przyczyną, że mezony odkryto najpierw w promieniowaniu kosmicznym. Cząstki promieniowania kosmicznego rozporządzają właśnie tak wielkimi energiami, że wystarczają one do wytworzenia mezonów. Te akty zderzeń nukleonów najwyższych energii z jądrami, a przede wszystkim z pojedynczymi nukleonami, są zjawiskami

niezwykle interesującymi i, jak zobaczymy, mechanizm takich zderzeń jest bardzo charakterystyczny, szczególnie dla tych skrajnie wysokich energii.

Zagadnienie promieni kosmicznych jest oczywiście interesujące także i z „kosmicznego“ punktu widzenia. Pochodzenie promieni kosmicznych, mechanizm uzyskiwania przez cząstki kosmiczne olbrzymich energii — to wielkie zagadnienie. Ale fizycy muszą się chyba przyznać, że nie to zagadnienie stanowiło główną przyczynę tego zainteresowania. Zjawiska jądrowe, a w szczególności zderzenia jądrowe najwyższych energii są przyczyną tego zainteresowania. W tym artykule będziemy się zajmowali promieniami kosmicznymi również z tego punktu widzenia, nie poruszając zupełnie innych związanych z nimi zagadnień, np. zagadnienia ich pochodzenia.

Od kilku lat zarysowuje się pewna konkurencja między badaniami prowadzonymi nad cząstkami laboratoryjnie przyspieszonymi, a badaniami nad promieniami kosmicznymi. W r. 1948 po przekonstruowaniu wielkiego kalifornijskiego cyklotronu o średnicy 4,6 m na synchro-cyklotron uzyskano przy jego pomocy cząstki  $\alpha$  o energii 380 MeV i podobnej energii protony. Cząstki tak dużej energii pozwoliły sztucznie wytworzyć mezony. Wprowadzenie nowej metody rejestracji za pomocą klisz fotograficznych ułatwiło w znacznym stopniu te badania. Okazało się, że progowa energia, oddana w reakcji, poniżej której nie można w żadnym przypadku wytworzyć mezonów, wynosi co najmniej 150 MeV, czyli tyle, ile odpowiada energii masy spoczynkowej mezonu. W tym artykule za dużą będziemy uważać energię przekraczającą tę wartość energii masy spoczynkowej mezonu  $\pi$ . Możemy zatem powiedzieć, że akceleratorami uzyskano w tym sensie duże energie. Zobaczymy, że w pewnych zagadnieniach związanych z wysokimi energiami akceleratory dały dokładniejsze wyniki niż to było możliwe uzyskać przy pomocy promieni kosmicznych, a z drugiej strony w badaniu szeregu interesujących nas zagadnień jedynie tylko promienie kosmiczne będziemy mogli uważać za odpowiednie źródło cząstek.

## I. Laboratoryjne przyspieszanie cząstek do dużych energii

Akceleratory są to przyrządy, przy których pomocy przyspiesza się naładowane cząstki elementarne lub też jony najlżejszych pierwiastków do dużych energii. Nie będziemy tutaj opisywali zasad budowy znanych akceleratorów takich, jak cyklotron czy betatron. Chcemy natomiast opisać tutaj tylko metody uzyskiwania najwyższych energii i rezultaty, jakie tutaj osiągnięto.

Synchro-cyklotron — Fazotron<sup>1)</sup>

Z elementów teorii cyklotronu wiadomo, że częstość zmian przyspieszającego pola elektrycznego między duantami cyklotronu jest

$$v = \frac{eH}{2\pi Mc} \quad (1)$$

( $e$  — ładunek elementarny,  $H$  — natężenie pola magnetycznego,  $c$  — prędkość światła w próżni,  $M$  — masa przyspieszanej cząstki). Z wzoru tego widać, że jednym z warunków synchronizmu obiegów cząstki ze zmiennością pola przyspieszającego jest stałość masy cząstki przyspieszanej. Tymczasem wiemy, że gdy prędkość cząstki wzrasta i zbliża się do prędkości światła w próżni, wówczas i jej masa wzrasta według znanego wzoru:

$$M = \frac{M_0}{\sqrt{1 - \beta^2}} \left( \beta = \frac{v}{c}, \text{ gdzie } v \text{ jest prędkością cząstki} \right).$$

Jeżeli prędkość cząstki wzrośnie np. do połowy prędkości światła, co np. dla protonu zachodzi przy energii 150 MeV, wówczas masa jej wzrasta o 15%. Wzrost masy cząstki wraz z uzyskiwaną energią psuje tę synchronizację. Częstość obiegów, jak widzimy z wzoru (1), maleje, cząstka przybywa coraz później do szczeliny między duantami, gdzie działa pole przyspieszające. Między obiegiem cząstki a polem przyspieszającym wytwarza się różnica faz, która powoduje, że po wykonaniu pewnej liczby obiegów cząstka przybędzie do szczeliny wtedy, gdy różnica potencjałów między duantami będzie równa zeru, a w następujących potem wejściach cząstki będzie ona już spóźniona, tak że ulegnie zahamowaniu. To jest główna przyczyna, dla której przy pomocy cyklotronu nie można było przyspieszać elektronów oraz dla której maksymalna energia, jaką można było uzyskać dla protonów, wynosiła ok. 10 MeV. Zagadnienie synchronizacji w zakresach energii, dla których masa zależy już od prędkości, można rozwiązać dwojako: albo w czasie biegu cząstki zwiększać natężenie pola magnetycznego, albo zmniejszać częstość elektrycznego pola przyspieszającego. W praktyce okazał się wygodniejszym drugi sposób: zmniejsza się częstość pola przyspieszającego. Potrzebne względne zmiany częstości zależą od masy cząstki oraz od maksymalnej energii. W cyklotronie w ten

<sup>1)</sup> Idea synchronizacji przebiegów cyklotronowych dla wyeliminowania wpływu relatywistycznej zmienności masy pochodzi od Wekslera [22] oraz Mc Millana [14]. Weksler nazwał przyrządy przyspieszające na tej zasadzie cząstki ciężkie fazotronami. Konstruktorzy nazwali je synchro-cyklotronami. Przyrządy natomiast przyspieszające elektrony na zasadzie stabilizacji fazy są nazywane synchrotronami.

sposób przystosowanym wiązka cząstek nie może być wysyłana w sposób ciągły, lecz musi być pulsująca. Jony są tutaj wstrzykiwane w pewnej chwili na przeciw kilkunastu mikrosekund na początku cyklu modulacji, w momencie rezonansu pola elektrycznego z ruchem krążącego jonu przy niskich nie relatywistycznych energiach. Modulację częstości pola elektrycznego uzyskuje się przy pomocy obwodu rezonansowego ze zmiennym kondensatorem. Synchronocyklotron zachowuje swą zasadniczą cyklotronową konstrukcję. Układ pola magnetycznego i źródło jonów pozostają przestrzennie jak w cyklotronie, tor cząstki przyspieszanej pozostanie spiralą. Przy pomocy synchronocyklotronu w Berkeley o średnicy 4,6 m uzyskano protony o energii ok. 350 MeV.

### S y n c h r o t r o n

W sztucznym wytwarzaniu mezonów odegrały też rolę bombardowania jąder atomowych fotonami dużych energii. Wiadomo, że promienie  $\text{Röntgena}$  najwyższej energii uzyskano przy pomocy betatronu, akceleratora elektronów. Kerst w r. 1940 wykazał, że możliwa jest trwała orbita elektronu okrążająca cylindryczną przestrzeń ze wzrastającym strumieniem indukcji magnetycznej. Przy pomocy betatronów konstruowanych na tej zasadzie uzyskano energię elektronów rzędu 100 MeV. Przy pomocy wychodzącej z betatronu wiązki elektronów dużej energii przez hamowanie ich w materii wytwarzano promienie  $\text{Röntgena}$  lub, jak możemy je nazwać, sztuczne promienie  $\gamma$  o energii odpowiadającej co do rzędu wielkości energii elektronów, tj. 100 MeV. Dla uzyskania najwyższych do tej pory energii elektronów skonstruowano przyrząd, tzw. synchronoton, którego zasada służy także przyspieszeniu cząstek ciężkich do wyższej, niż to dotąd uzyskano, energii. Zjawisko relatywistycznego wzrostu masy cząstki ze wzrostem energii nie tylko tutaj nie przeszkadza, lecz właśnie zasada działania synchronotru na tym zjawisku się opiera. Dzięki występowaniu tego zjawiska istnieje możliwość stabilnej orbity, podobnie jak w betatronie lub w cyklotronie, lecz zasada tej stabilności polega na czym innym. Wyobraźmy sobie cząstkę o energii relatywistycznej. Przypuśćmy, że porusza się ona w pewnej chwili po kole o promieniu  $r$  w jednorodnym polu magnetycznym  $H$ , a na duanty przyłożone jest pole przyspieszające wysokiej częstości. Załóżmy jednak, że cząstka wchodzi w szczelinę między duantami w takiej fazie, że pole przyspieszające jest równe 0. Przypuśćmy, że wtedy cząstka jest w rezonansie z polem przyspieszającym i nie doznaje przyspieszenia. Jeżeliby jednak cząstka weszła w szczelinę nieco wcześniej i doznałaby niewielkiego przyspieszenia, to ponieważ ma energię relatywistyczną, masa jej wzrosłaby ze względu na wzrost prędkości. Wzrost energii cząstki byłby przyczyną przejścia jej na nieco większy promień; z drugiej jednak strony skutek wzrostu masy cząstka opóźnia się i za



następnym wejściem do szczeliny zmniejszy się jej prędkość i cząstka przejdzie na orbitę o mniejszym promieniu. To znowu z kolei spowoduje zmniejszenie masy i wzrost promienia. Tym sposobem orbita będzie wahać się między pewnymi położeniami z obydwu stron orbity „równowagi“. Teoria szczegółowa tego zjawiska wykazuje, że dla cząstek energii relatywistycznej takie trwałe orbity rzeczywiście istnieją. Nie zachodzi to oczywiście dla cząstek małej energii. Aby zwiększyć energię cząstek relatywistycznych, trzeba móc zwiększyć energię odpowiadającą orbicie trwałej. Można to osiągnąć przez powolną zmianę częstości pola przyspieszającego lub natężenia pola magnetycznego albo też i jednego, i drugiego równocześnie. Jeżeli mianowicie ustaliła się stabilna orbita odpowiadająca energii równowagi, wtedy spełnione będzie równanie:

$$\omega = \frac{ec}{E} H \quad (2)$$

( $\omega$  — prędkość kątowna elektronu,  $E$  — energia całkowita elektronu,  $e$ ,  $c$ ,  $H$  — jw.). Musi być wtedy  $\omega = 2\pi n$  ( $n$  częstość pola przyspieszającego). Jeżeli częstość  $n$  nieznacznie się zmniejszy, wówczas prędkość kątowna ruchu cząstki będzie za duża, by był spełniony warunek (2). Poprzednio opisany mechanizm w tym przypadku będzie miał za skutek zwiększenie energii  $E$  aż do osiągnięcia nowej wartości takiej, by warunek (2) był spełniony dla zmniejszonej częstości. Podobny skutek może być osiągnięty przez zwiększenie pola magnetycznego. Przy zwiększaniu pola  $H$  częstość, dla której istniałby rezonans, powiększyłaby się, tzn. dana energia byłaby za mała. W praktyce synchrotron jest jak gdyby kombinacją betatronu i cyklotronu. Kolejność poszczególnych procesów w synchrotronie jest mniej więcej taka: Kiedy zaczyna się cykl pola magnetycznego, elektrony zostają wstrzyknięte do przestrzeni, w której są przyspieszane do energii ok. 50 keV. Teraz rozpoczyna się akcja betatronowa aż do osiągnięcia energii ok. 2 MeV, tj. prędkości ok. 0,99  $c$ . Cała akcja od części procesu betatronowej do końca części synchrotronowej odbywa się przy bardzo już nieznacznym powiększaniu promienia. W końcu elektrony osiągają już trwałą orbitę, w której są w rezonansie ze zmiennym polem przyspieszającym. Cały przebieg odbywa się nie w komorze płaskiej jak w cyklotronie, lecz w komorze toroidalnej, przypominającej komorę betatronu. Przy pomocy synchrotronu uzyskano energię elektronów 335 MeV.

Skoro mowa o maksymalnych energiach cząstek uzyskiwanych na drodze laboratoryjnej, to trzeba jeszcze wspomnieć o budowie, w kilku miejscach na świecie, olbrzymich akceleratorów, mających działać na zasadzie synchrotronu dla cząstek ciężkich. W przyrządach tych zastosowana ma być równoczesna zmiana częstości pola przyspieszającego i natężenia

pola magnetycznego. Jeden z tych przyrządów, budowany w Berkeley, ma mieć następujące dane techniczne: <sup>1)</sup>

Energia protonów	3,7 BeV (1 BeV = 10 <sup>9</sup> eV)
Liczba protonów na 1 impuls	10 <sup>10</sup>
Częstość impulsów	10/min
Promień orbity	14,5 m
Rozmiary pola magnet. w płaszczyźnie radialnej	60 cm × 180 cm
Liczba obiegów w procesie przyspieszenia	3,8 · 10 <sup>6</sup>
Czas przyspieszenia	1,75 sec
Maks. pole magnet.	3800 Oe
Ciężar magnesu	10000 ton
Moc pobierana przez magn.	6000 kW
Częstość pola przysp.	od 0,37 do 2,5 MHz
Energia iniekcji	10 MeV

W tabeli 1 zestawione są różnego rodzaju akceleratory oraz maksymalne energie, jakie dzięki nim zostały uzyskane lub mają być uzyskane.

#### Osiągnięcia przy pomocy cząstek przyspieszanych akceleratorami

Z tabeli 1 widać, że w tej chwili osiąga się energie, które dotychczas obserwowane były tylko w promieniowaniu kosmicznym. Zestawimy teraz główne wyniki, jakie w zagadnieniu interesującym nas osiągnięto przy pomocy akceleratorów. Najpoważniejszym osiągnięciem było otrzymanie sztucznych mezonów  $\pi^+$  i  $\pi^-$ , a później mezonów neutralnych  $\pi^0$ .

Odkrycie mezonu  $\pi$  przez P o w e l l a i wsp. (1947) było zasadniczym krokiem naprzód w zagadnieniu „mezonów sił jądrowych“. Przez mezony sił jądrowych rozumiemy cząstki, o których mowa w teorii sił jądrowych; o ich wytwarzaniu wspomniane było na początku artykułu. Wiadome było już dawno, że mezony  $\mu$  nimi nie są. Zagadka, dlaczego mezony promieniowania kosmicznego wytwarzane są przez pierwotne protony z dużym przekrojem czynnym rzędu geometrycznego przekroju jądra, tj. 10<sup>-24</sup> cm<sup>2</sup>, a dlaczego mezony znane do roku 1947, o ile w ogóle oddziaływały z jądrami, to ze znacznie mniejszym przekrojem czynnym, znalazła rozwiązanie przez odkrycie mezonu  $\pi$ . W promieniach kosmicznych wytwarzane są mezony  $\pi$ , które rozpadają się z czasem półtrwania ok. 10<sup>-8</sup> sek. na mezony  $\mu$ , tworzące główny składnik twardej składowej

<sup>1)</sup> Dane te jak też i tabelka z zestawieniem akceleratorów (Tabela 1) pochodzą z rosyjskiego tłumaczenia artykułu: E. J. L o f g r e n, Science **111**, 235 (1951), drukowanego w УФН XLIII, 254 (1951).

Tabela 1

Typ akceleratora	Rodzaj cząstki	Najwyższa energia osiągnięta istniejącymi akceleratorami (MeV)	Najwyższa energia, którą ma się osiągnąć w budowanych obecnie akceleratorach (MeV)
Cyklotron	<i>p</i>	10	50
	<i>d</i>	20	
	$\alpha$	40	
Betatron	<i>e</i>	100	300
Synchrociklotron	<i>p</i>	350	450
	<i>d</i>	190	
		380	
Synchrotron	<i>e</i>	335	1000
Synchrotron protonowy (Bevatron)	<i>p</i>		3500

promieniowania kosmicznego. Nie oddziałują one z jądrami z przekrojem czynnym większym niż  $10^{-29}$  cm<sup>2</sup> na 1 nukleon. Mezon  $\mu$  może przebiec przez wnętrze (w sensie geometrycznym) wielu jąder nie powodując żadnej dezintegracji. Na tym zresztą m. in. polega przenikliwość mezonów  $\mu$ . Wysoki przekrój czynny na wytwarzanie mezonów promieniowania kosmicznego odnosi się właśnie do mezonów  $\pi$  i te mezony oddziałują z jądrami z podobnym przekrojem czynnym.

Po raz pierwszy sztuczne mezony  $\pi$  wytworzono bombardując tarcze z różnych materiałów cząstkami  $\alpha$  o energiach 380 MeV, później protonami podobnej energii. Następnie udało się uzyskać mezony naświetlając tarcze promieniami  $\gamma$  z synchrotronu. Wreszcie uzyskano je z neutronów o energii ok. 270 MeV uzyskiwanych z reakcji (*p, n*) protonami o energii 340 MeV. Stwierdzono wszędzie, że próg tych reakcji jest zawsze co najmniej równy ok. 150 MeV, tj. tyle, ile wynosi energia masy spoczynkowej mezonu (280 mas elektronowych).

Do wielkich sukcesów akceleratorów należy wreszcie otrzymanie sztucznego mezonu neutralnego i zbadanie rozpadu  $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ .

Jeżeli chodzi o konkurencję tych osiągnięć z rezultatami otrzymanymi promieniami kosmicznymi, to pozycje te są już bardzo poważne. Osiągnięcie tych bardzo dokładnych danych umożliwione jest przede wszystkim wielkimi natężeniami promieniowania, z jakimi mamy do czynienia w wiązках pochodzących z akceleratorów. Dla zorientowania czytelnika w tych natężeniach podam konkretne dane z pracy R i c h m a n a i S k i n n e r a [19]. Otrzymali oni intensywną wiązkę mezonów  $\pi$  w następu-

jący sposób: Strumień protonów o energii 340 MeV i o natężeniu  $5 \cdot 10^{-10}$  A padał na tarczę z substancji bogatej w wodór (prolyetylen). Tworzące się mezony  $\pi$  oddzielane były polem magnetycznym 14300 Oe od wiązki pierwotnych protonów. Wiązkę mezonów przepuszczano przez kanał o poprzecznym przekroju  $5 \text{ cm} \times 6,3 \text{ cm}$  w bloku mosiężnym, przy czym odchylenie wiązki mezonowej od protonowej wynosiło ok.  $85^\circ$ . Przy wspomnianym wyżej prądzie protonów otrzymano wiązkę mezonów ok. 5000/sec, tj. ok. 160 mezonów na  $\text{cm}^2\text{sec}$  w dość wąskim przedziale energii ok. 50 MeV.

Warto poza tym wspomnieć o jednym jeszcze procesie, który dotychczas był znanym i typowym dla promieni kosmicznych, a który obecnie został wywołany sztucznie. Jak wiadomo, najbardziej charakterystycznym zjawiskiem w promieniowaniu kosmicznym jest zjawisko rozmnażania się cząstek. Szczególną zdolność do mnożenia się ma miękka składowa promieniowania kosmicznego. Kaskady miękkiej składowej są dzięki bardzo szeroko rozwiniętej teorii (Bhabha i Heitler [2] i wiele prac późniejszych tych i innych autorów) bardzo dobrze rozumianym zjawiskiem i odegrały zasadniczą rolę w badaniu promieniowania kosmicznego. Wyobraźmy sobie, że proces ten zapoczątkowany jest przez elektron lub foton bardzo dużej energii np.  $10^9$  eV. Elektron ten w kulombowskim polu jakiegoś jądra wypromieniowuje foton o energii też na ogół dużej. Zachodzi to np. w ołowiu na drodze ok. 0,5 cm. Foton z kolei na drodze w przybliżeniu takiej samej zamienia się na parę pozyton-negaton. Pozyton i negaton mogą w dalszym ciągu kontynuować ten proces i całość nazywamy kaskadą. Tego rodzaju procesami dla bardzo wielkich energii cząstki inicjującej zajmujemy się jeszcze później w tym artykule.

Blocker, Kenney i Panofsky [4] zaobserwowali występowanie tego procesu w wiązce sztucznych promieni  $\gamma$  o energii 330 MeV, otrzymanej z synchrotronu. W wiązkę tę wstawiali absorbenty grafitowe, aluminiowe, miedziane i ołowiane oraz komorę jonizacyjną dla rejestracji promieniowania. Rejestrowali oni tzw. krzywe przejścia zupełnie zgodne z tymi, jakie dotąd otrzymywano w promieniowaniu kosmicznym.

## II. Najwyższe energie cząstek obserwowane w promieniach kosmicznych

Jak wiadomo, energie cząstek promieni kosmicznych od dawna były już mierzone znanymi metodami, przede wszystkim przy pomocy komory Wilsona. Np. pomiar krzywizny toru cząstki w polu magnetycznym i pomiar zasięgu cząstki w materii lub też pomiar krzywizny i jonizacji właściwej cząstki w gazie komory, pozwalają wyznaczyć prędkość i masę cząstki. W ten sposób Blackett [3] wyznaczył widmo mezonów aż

do pędów  $2.10^{10}$  eV/c. Granicę tę narzucało pole magnetyczne, przy którym krzywizna toru cząstki była jeszcze mierzalna.

W r. 1938 *A u g e r* i współpracownicy odkryli zjawisko tzw. wielkich pęków promieniowania kosmicznego. Stwierdzili oni występowanie koincydencji między licznikami geigerowskimi, znajdującymi się w odległości kilkuset metrów. Ponieważ stwierdzono, że gęstość cząstek należących do tak wielkiego pęku może być średnio nawet rzędu  $100/m^2$ , to mnożąc tę wielkość przez powierzchnię takiego pęku, która może wynosić np.  $10^4 m^2$ , i przez średnią energię cząstek np.  $10^9$  eV otrzymamy na energię niesioną przez cały pęk  $10^{15}$  eV. Jeżeli zatem przypuścimy, że pęk taki został zapoczątkowany przez jedną cząstkę, wówczas cząstce tej winniśmy przypisać taką energię. W taki sposób stwierdzono, że istnieją pęki o energiach rzędu  $10^{17}$  eV.

W ostatnich latach rozwinięto i udoskonalono znacznie technikę rejestracji cząstek jądrowych dużej energii przy pomocy emulsji fotograficznych. Szczególnie doniosłym udoskonaleniem tej metody było wytworzenie emulsji uwidaczniających ślady cząstek o minimalnej jonizacji, jaką dają cząstki o energiach relatywistycznych. Przy pomocy takich emulsji stwierdzono istnienie dezintegracji, w których czasie z jądra wybiega więcej niż 20 cząstek o relatywistycznych energiach. Analiza tego rodzaju gwiazd pozwala ocenić energię cząstki, która daną dezintegrację spowodowała. W ten sposób stwierdzono w emulsjach tego typu dezintegracje spowodowane przez nukleony o energiach dochodzących do  $10^{14}$  eV.

Widzimy zatem, że o ile przy pomocy akceleratorów osiągnięte zostały wysokie energie (w sensie podanym na początku artykułu), tj. energie przewyższające energię progową wytwarzania mezonów  $\pi$ , o tyle w promieniach kosmicznych występują cząstki o energiach przekraczających jeszcze  $10^6$  razy tamte energie. Zderzeniami nukleonów o takich właśnie, skrajnie wysokich energiach zajmiemy się teraz.

Ogólnie możemy powiedzieć, że nukleon o wysokiej lub skrajnie wysokiej energii trafiając w jądro atomowe (w sensie geometrycznym) wytwarza z dużym prawdopodobieństwem mezony. Zagadnienie zderzeń nukleonów wysokiej energii łączy się zatem nierozdzielnie z zagadnieniem wytwarzania mezonów.

### III. Wytwarzanie mezonów przez nukleony skrajnie wysokiej energii

Wiadomo było już od dawna (*J a n o s s y* [11]), że tzw. pęki przenikliwe, rejestrowane jako koincydencje dwóch lub większej liczby cząstek przenikliwych pod grubymi absorbentami, wytwarzane są najczęściej lokalnie w absorbentach nad aparaturą. Cząstki te są mezonami i powstają przez działanie nukleonów dużej energii, które — aczkolwiek rzadko — dochodzą do poziomu morza i reagują z jądrami pierwiastków, z których

składa się absorbent. W zjawiskach tych mezony wytwarzane są w grupach, rejestrowanych właśnie jako pęki. Już z pierwszych doświadczeń Janossy'ego wynikało, że przekrój czynny na wytwarzanie pęków przenikliwych równa się w przybliżeniu geometrycznemu przekrojowi jądra. W latach 1948—49 grupa fizyków radzieckich z Wiernowem na czele (Wiernow i współpracownicy [23]), przeprowadziła szeroko zorganizowane badania pęków przenikliwych na różnych wysokościach aż do wysokości stratosferycznych. Stwierdzili oni przy pomocy aparatur wysyłanych balonami-sondami szereg własności pęków przenikliwych. Krzywa wzrostu natężenia tych pęków przenikliwych z wysokością wykazuje, że nie są one wytwarzane przez twardą składową promieni kosmicznych, lecz że absorpcja cząstek wytwarzających te pęki jest znacznie silniejsza niż absorpcja mezonów. Z tych i innych jeszcze doświadczeń wynikało, że pęki przenikliwe powstają nie w elektro-magnetycznych procesach, lecz w procesach czysto jądrowych w wyniku zderzeń pierwotnych protonów lub neutronów o dużych energiach (lub też wtórnych nukleonów, jeżeli mają jeszcze dostatecznie dużą energię) z jądrami pierwiastków atmosfery lub pierwiastków absorbentów należących do aparatury. Wiernow i współpracownicy obserwowali takie pęki w komorze Wilsona wysyłanej w balonach-sondach do stratosfery. Stwierdzili oni, że te jądrowe pęki zawierają także elektrony.

Wielokrotne czy wielorodne tworzenie mezonów<sup>1)</sup>

Jeżeli porównywalibyśmy zjawisko wytworzenia mezonów np. ze zjawiskiem wypromieniowania fotonu przez elektron wysokiej energii w polu elektromagnetycznym jądra, to zaburzeniu pola elektromagnetycznego przez elektron odpowiadałoby zaburzenie pola mezonowego przez poruszający się z dużą prędkością nukleon. W pierwszym przypadku skutkiem tego zaburzenia pola elektromagnetycznego jest emisja fotonu (kwantu pola elektromagnetycznego). W drugim przypadku skutkiem zaburzenia

<sup>1)</sup> Terminologia dotycząca procesów wytwarzania mezonów w zderzeniach jądrowych skrajnie dużych energii nie została ustalona dotąd w języku polskim. Dyskusja dotycząca tych procesów została zapoczątkowana przez Heisenberga, który nazwał procesy wytwarzania więcej niż jednego mezonu w jednym zderzeniu nukleon-nukleon „Explosionartige Schauer“ albo „Mehrfachprozesse“. Procesy zaproponowane przez Heitlera i Janossy'ego, wg których w jednym zderzeniu nukleon-nukleon może być wytworzony tylko jeden mezon, lecz proces ten może zajść kilkakrotnie w jądrze, nazwali oni „plural processes“. Na procesy Heisenberga przyjął się później termin „multiple processes“. W tłumaczeniu rosyjskim artykułu Powella procesy, typu Heisenberga nazwane zostały „множественное образование“, natomiast procesom typu Heitlera i Janossy'ego dano nazwę „многократное образование“. Terminy: „procesy wielorodne“ i „wielokrotne“ zaproponowane zostały w czasie dyskusji na Konwersatorium Krakowskim przez mgra Szymczyka.

pola mezonowego byłyby emisja mezonu (kwantu pola mezonowego). W zjawisku wypromieniowania fotonu przyzwyczailiśmy się do tego, że praktycznie zawsze wysyłana jest tylko jedna cząstka, tj. foton. Wydawałoby się może, że i emisja mezonu powinna mieć ten sam charakter. Nukleon dużej energii trafiając w drugi nukleon wysyłałby jeden mezon. Tymczasem Heisenberg [9] już bardzo dawno zakładał możliwość procesu, w którym w jednym zderzeniu nukleonu z nukleonem rodzi się więcej niż jeden mezon. Procesy te będziemy nazywali wielorodnymi.

Na innym stanowisku odnośnie wytwarzania mezonów stoją Heitler i Janossy [10]. Pękowy charakter powstawania mezonów, objawiający się w emulsjach w postaci gwiazd z pękiem mezonów wychodzących z punktu dezintegracji, tłumaczą Heitler i Janossy inaczej niż Heisenberg. Janossy jeszcze w 1943 [12] zwrócił uwagę na to, że nukleon dużej energii w tym samym jądrze, w którym został wytworzony pierwszy mezon, może się zderzyć z następnym nukleonem z nową emisją mezonu. bo przekrój czynny na tę emisję jest tego samego rzędu wielkością, co geometryczny przekrój nukleonu. Taką formę tworzenia mezonów nazwiemy procesem wielokrotnym. Zatrzymajmy się na razie na procesach tego ostatniego typu.

W swej teorii Heitler i Janossy zakładają co następuje:

1. Przekrój czynny na wytworzenie mezonów w zderzeniach nukleon-nukleon, powyżej pewnej wartości energii (ok.  $10^9$  eV) nie zależy od wartości energii i jest równy  $\frac{\hbar}{m_\pi c}$  ( $m_\pi$  — masa mezonu  $\pi$ ).

2. W przejściu przez jądro nukleon zderza się kolejno z innymi nukleonami tego samego jądra i wytwarza tylko jeden mezon w zderzeniu z jednym nukleonem.

3. Zaniedbuje się wytwarzanie mezonów przez jądra odrzutu.

4. Zakłada się wreszcie, że widmo różniczkowe pierwotnych protonów jest kształtu  $\sim \frac{dE}{E^{2,5}}$ .

Wychodząc z tych założeń Heitler i Janossy wyliczają zależność liczby obserwowanych w emulsjach gwiazd, w których wytwarzane są mezony, od liczby mezonów w gwieździe. W tabelce 2 przedstawione są wyniki tych rachunków porównane z danymi doświadczalnymi.

Tabela 2

Liczba mezonów w gwieździe	2	3	4	5	6	7	8	9	$\geq 10$
Liczba gwiazd wg teorii Heitlera-Janossy'ego	33	22	12	8	4,8	2,7	1,4	0,7	0,5
Liczba gwiazd znaleziona doświadczalnie	38	24,5	5	8,5	5	0,5	0,5	1,5	1

Autorzy uważają, że zgodność między teorią i doświadczeniem świadczy o słuszności koncepcji wielokrotnego wytwarzania mezonów.

Jest bardzo prawdopodobne, że ta forma tworzenia mezonów rzeczywiście w przyrodzie zachodzi. Wydaje się jednak, że koncepcji wielorodnego i wielokrotnego tworzenia mezonów nie należy traktować alternatywnie. Założenie możliwości jednych procesów nie wyklucza przecież możliwości drugih.

Przeanalizujmy teraz zagadnienie procesów wielorodnych i warunków, w jakich mogą one zachodzić.

Rozważmy to zagadnienie naprzód tak, jak je postawił Heisenberg [9]. Doprowadził on swą teorię również do formy możliwej do skonfrontowania z doświadczeniem. Wyprowadził również formułę na zależność liczby rejestrowanych gwiazd od liczby wytworzonej w danej gwiazdzie mezonów. Zderzenie połączone z wielorodną produkcją mezonów wyobraża sobie Heisenberg jako zderzenie z jądrem wodoru lub jakiegoś lekkiego pierwiastka. Dla ciężkich jąder zderzenie tego typu jest także możliwe, jeżeli zostanie trafiony nukleon znajdujący się na powierzchni jądra z kierunku stycznego do powierzchni. W innych zderzeniach wpływ procesów wielokrotnych będzie znaczny. Heisenberg zakłada, że w układzie środka masy rozkład kierunkowy mezonów jest izotropowy. Założenie to, jak się później okazało, nie może być uznane za słuszne. Na przybliżoną średnią liczbę mezonów w jednym zderzeniu otrzymuje Heisenberg wzór:

$$n = \sqrt{5 \frac{E}{Mc^2}} \quad (3)$$

( $E$  — energia,  $M$  — masa nukleonu).

Na średni kąt odchylenia mezonu od kierunku padającego nukleonu w układzie laboratoryjnym otrzymuje warunek:

$$\cos \vartheta = 1 - \frac{8}{n^2} \quad (4)$$

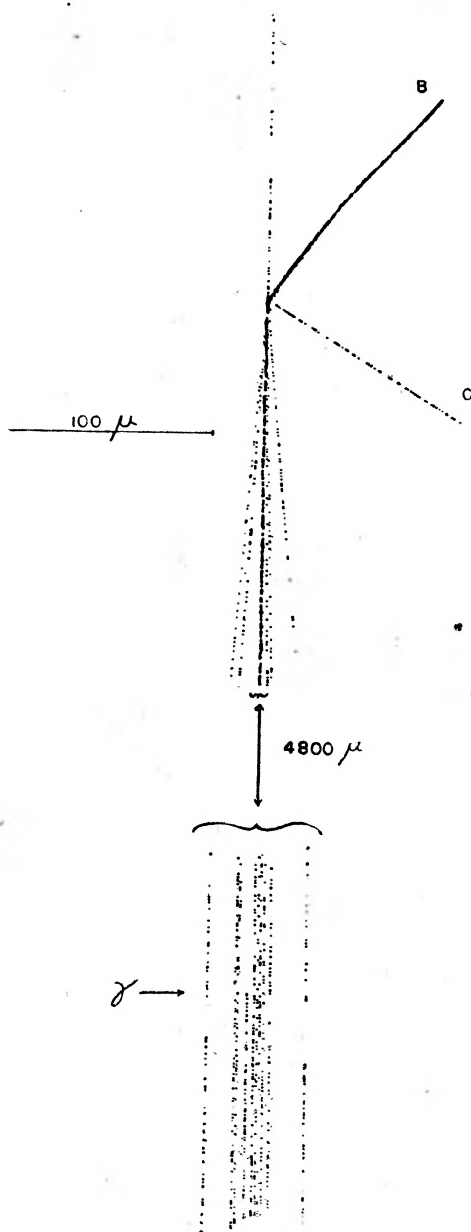
Jeżeli założy się, co wiadomo z danych doświadczalnych, że widmo różniczkowe padających protonów pierwotnych ma kształt  $\sim E^{-2.5} dE$  (ten sam kształt widma przyjmują Heitler i Janossy), wówczas można z pomocą wzoru (3) wyprowadzić zależność liczby rejestrowanych gwiazd od liczby mezonów wytworzonych w gwiazdzie, czyli tę zależność, która dla teorii Heitlera i Janossy'ego przedstawiona jest w tabeli 2. Tak wg Heisenberga przebiegałyby zderzenia, gdyby procesy odbywały się między nukleonem dużej energii a samotnym nukleonem spoczywającym, co mogłoby zachodzić tylko w zderzeniu z jądrem wodoru.



Jeżeliby jednak zderzenie zachodziło wewnątrz cięższego jądra, oddziaływanie pola mezonowego przenosiłoby się i na inne nukleony. Wtedy, jak wynika z teorii Heisenberga, rozkład kątowy „rozszerza” się a liczba mezonów wzrasta o czynnik  $e^{\beta}(A^{1/3}-1)$ , gdzie  $A$  jest ciężarem atomowym zaś jest pewną stałą.

Z powyższego wynika, że w ogóle będziemy mieli do czynienia z dwoma rodzajami pęków jądrowych, prowadzących do dużej liczby wytworzonych mezonów. Jedne z nich będą występowały w lekkich materiałach (emulsje) przy zderzeniach z jądrami C lub O, względnie na powierzchni jądra cięższego przy zderzeniu stycznym. W tych zderzeniach ani procesy wtórne, ani też zjawisko wielokrotnego tworzenia mezonów nie będą grały poważniejszej roli. Te pęki powinniśmy rozpoznać na fotografii po małej liczbie protonów czy cząstek  $\alpha$  małych energii, wychodzących z gwiazdy. Poza tym przy dużej liczbie cząstek wielkiej energii pęk będzie bardzo wąski. Drugi rodzaj pęków pochodzić będzie od zderzeń raczej centralnych z cięższymi jądrami emulsji (Ag, Br) oraz np. z jądrami Pb, w których efekty wtórne i wielokrotne zmieniają cały obraz. W tych gwiazdach będziemy znajdowali dużą liczbę powolnych protonów i cząstek  $\alpha$ . Większość gwiazd, opisanych w licznych publikacjach, stanowią właśnie gwiazdy tego typu. Te okoliczności bierze Heisenberg pod uwagę przy porównywaniu swych rezultatów z doświadczeniem. Bierze on do swej statystyki jedynie pęki, w których liczba śladów cząstek powolnych nie przekracza 6. Heisenberg uważa, że o takim pęku możemy z dużym prawdopodobieństwem powiedzieć, że mezony powstały w nim dzięki procesowi wielorodnemu. Porównanie liczby gwiazd o danej liczbie mezonów relatywistycznych z danymi tej teorii daje dość dobrą zgodność z doświadczeniem. Trzeba jednak zauważyć, że zakres zmienności, o ile chodzi o liczbę mezonów w pęku, jest z dotychczasowych danych doświadczalnych bardzo skąpy. Pęków o dużej liczbie mezonów jest w ogóle bardzo mało, tak że to zagadnienie czeka na dalsze wyniki doświadczalne. Jest już wiadomo, że wzór (3) daje za duże liczby mezonów w stosunku do doświadczenia.

Ogólnie można powiedzieć, że teoria Heisenberga zgodna jest z tymi skąpyimi danymi doświadczalnymi, jakimi w tej chwili rozporządzamy, co wydaje się świadczyć, że zjawiska wielorodnego tworzenia się mezonów w rzeczywistości zachodzą. Formuły tej teorii mają jednak ten charakter, że chcąc je porównywać z doświadczeniem, trzeba robić statystykę bardzo wielu gwiazd, z których najbardziej interesujące są gwiazdy spowodowane przez nukleony skrajnie wysokiej energii, a te są bardzo rzadkie. Fermi [7, 8] zwrócił uwagę na to, że sprawdzianami istnienia procesów wielorodnych byłyby: stwierdzenie istnienia



Rys. 1

Przykład wielorodnego wytwarzania mezonów w emulsji fotograficznej. (Lord, Fainberg, Schein 1950)

gwiazd o pewnych cechach i statystyka rozkładu kąтового wytworzonych mezonów, przeprowadzona indywidualnie dla danej gwiazdy. Za taki dowód można uważać, jak już wspomnieliśmy wyżej, znalezienie gwiazd o wielkiej liczbie mezonów a o małej liczbie cząstek jądrowych powolnych.

Gwiazdy takie znaleziono. Najlepszym przykładem takiej gwiazdy spośród dotychczas opublikowanych jest gwiazda przedstawiona na rys. 1 znaleziona przez Lorda i Scheina [13], którą zajmiemy się szczegółowo. Gwiazdę tę możemy uważać za przykład wielorodnego wytworzenia mezonów. Zawiera ona 15 mezonów o relatywistycznych energiach i dwa tylko powolne protony. Jest bardzo mało prawdopodobne, by te 15 mezonów powstało w kolejnych zderzeniach pierwotnego protonu z 15 nukleonami tego samego jądra, z którego tylko 2 protony byłyby wyrzucone. Oczywiście powstanie gwiazd mezonowych w wodorze byłoby ostatecznym potwierdzeniem istnienia procesów wielorodnych.

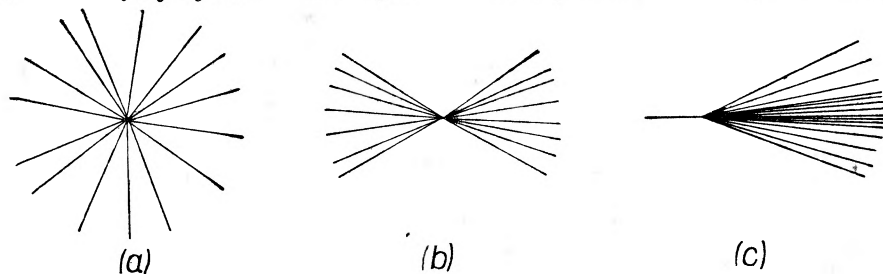
Podamy teraz niektóre myśli i wyniki teorii Fermiego, które można zastosować bezpośrednio do gwiazdy tego typu, co gwiazda Lorda i Scheina. Fermi zakłada, że dzięki bardzo silnemu sprzężeniu pola mezonowego z nu-

kleonami energia, jaka jest do dyspozycji w zderzeniu, wyzwalam jest w bardzo małej objętości. W układzie środka mas obydwu nu-

kleonów przestrzeń tę można uważać za kulę o promieniu równym zasięgowi sił mezonowych, tj. o objętości  $V_0 = \frac{4}{3} \pi R^3$ , gdzie  $R = \frac{\hbar}{m\pi c} = 1,4 \cdot 10^{-13}$  cm. Jeżeli energia zderzenia będzie bardzo wielka wobec energii masy nukleonu (np.  $10^{13}$  eV), wówczas objętość ta ulega kontrakcji Lorentza do objętości

$$V = \frac{2Mc^2}{W} V_0, \quad (5)$$

gdzie  $W$  jest całkowitą energią nukleonów w układzie środka masy. Ponieważ ta kontrakcja lorentzowska zachodzi podłużnie, możemy uważać tę objętość za cienką płytkę leżącą w płaszczyźnie prostopadłej do kierunku ruchu nukleonu. Ta lorentzowska kontrakcja objętości pociąga za sobą ważny skutek, ten mianowicie, że rozkład kątowy emitowanych mezonów w układzie środka masy nie może być izotropowy. To spostrzeżenie po raz pierwszy nasunęło się Scheinowi i ma ono duże znaczenie dla wyjaśnienia charakterystycznego rozkładu kąowego występującego w gwiazdzie przedstawionej na rys. 1. Widzimy tam mianowicie, że w przybliżeniu połowa wyrzuczonych mezonów jest zebrana w bardzo wąskim stożku w przedłużeniu śladu cząstki, która spowodowała dezintegrację, podczas gdy druga połowa wytworzonych mezonów zebrana jest w stożku znacznie bardziej rozwartym, współosiowym z tamtym wąskim stożkiem. Granica między tymi stożkami jest bardzo wyraźna. Schein i Lord



Rys. 2

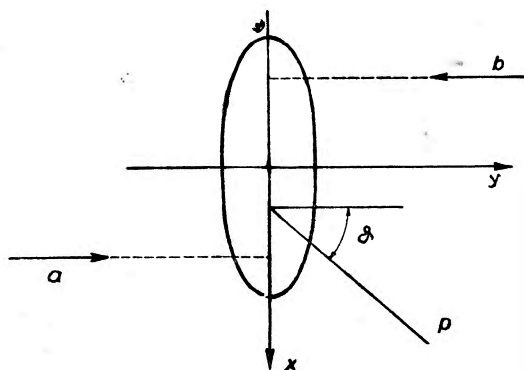
Rozkład emitowanych mezonów:

- w układzie środka mas w przypadku zderzenia centralnego
- w układzie środka mas w ogólnym przypadku dużej energii
- w układzie laboratoryjnym w ogólnym przypadku dużej energii

zwrócili wówczas uwagę, że jeżeli ten rozkład kierunkowy przedstawi się w układzie środka masy, otrzymuje się nieizotropowy rozkład, przy czym cząstki zebrane są w dwóch współosiowych stożkach o wspólnych wierzchołkach zwróconych przeciwnie.

Rys. 2a przedstawia w układzie środka mas rozkład izotropowy, który zachodziłby wtedy, gdyby kontrakcja lorentzowska nie odgrywała roli;

rys. 2b przedstawia rozkład w układzie środka mas w przypadku bardzo dużej energii nukleonu, kiedy zatem kontrakcja lorentzowska gra rolę; rys. 2c przedstawia przypadek poprzedni, ale w układzie laboratoryjnym. Ten charakterystyczny rozkład F e r m i wyjaśnia w następujący sposób: Zderzenie nukleon-nukleon nie przebiega na ogół centralnie, lecz z pewnym parametrem zderzenia  $r$ , w wyniku czego układ ma pewien moment pędu. Ten moment pędu w wypadku gwiazdy L o r d a i S c h e i n a może wynosić ok. 1000  $\hbar$ . Moment pędu musi być zachowany w zderzeniu, tak jak zachowana musi być energia. To właśnie jest przyczyną, dla której traci się izotropia rozkładu kierunkowego. Rys. 3 przedstawia w perspektywie



Rys. 3

$x, y$  — układ współrzędnych związany ze środkiem mas nukleonów,  $a, b$  — kierunki ruchu nukleonów,  $p$  — kierunek pędu emitowanego mezonu.

plytkę, w której odbywa się generacja mezonów. Rysunek odnosi się do układu środka mas. Moment pędu jest tutaj wektorem prostopadłym do płaszczyzny rysunku, skierowanym do góry. Początek układu współrzędnych  $x, y, z$  jest umieszczony w środku objętości  $V$ , tak że obydwa tory leżą w płaszczyźnie  $xy$ , a oś  $z$  skierowana jest zgodnie z kierunkiem momentu pędu. Po zderzeniu powstałe w tym zderzeniu mezony zostaną wyrzuczone z objętości  $V$ . Składowa  $Z$  z momentu pędu będzie  $Z = x p \cos \vartheta$ , gdzie  $p$  jest pędem cząstki,  $\vartheta$  jest kątem między  $p$  i  $y$ , a  $x$  jest współrzędną punktu, z którego mezon wylatuje. Ze względu na cienkość płytki  $y=0$ . Widzimy zatem, że skutkiem tego lorentzowskiego spłaszczenia objętości  $V$  cząstka, która wybiegłaby w kierunku osi  $x$  prostopadłej do kierunku ruchu nukleonu, nie mogłaby brać udziału w ogólnym utrzymaniu tego dużego momentu pędu. Jeżeli cząstki mają unieść duże ilości momentu pędu z części  $V$ , gdzie  $x > 0$ , powinny mieć  $\cos \vartheta > 0$  i możliwie duży, stąd kąt  $\vartheta$  winien być raczej mały. Cząsteczki natomiast wybiegające z tej części  $V$ , gdzie  $x < 0$ , powinny mieć  $\cos \vartheta < 0$  i kąt możliwie bliski  $180^\circ$ . Stąd widać, że w układzie środka masy zamiast układu izotropowego (rys. 2a) mamy rozkład przedstawiony na rys. 2b, i przechodzący w układzie laboratoryjnym na rozkład przedstawiony na rys. 2c.

Wychodząc z tego rodzaju modelu zjawiska F e r m i wyprowadza wzory dające się porównać z doświadczeniem. Z wzorów tych, na podstawie statystyki rozkładu kierunkowego mezonów, wytworzonych w jed-

nej gwiazdzie można też obliczyć całkowitą energię gwiazdy. Rezultaty Fermiego ujmijmy w postaci następujących wzorów:

$$\frac{N}{\left(\frac{W}{Mc^2}\right)^{\frac{1}{4}}} = f_1\left(\frac{r}{R}\right) \quad (6)$$

$$\frac{1}{N} \frac{dN}{d\Theta} = f_2\left(\frac{r}{R}, \Theta\right) \quad (7)$$

( $N$  — liczba mezonów wytworzonych w zderzeniu

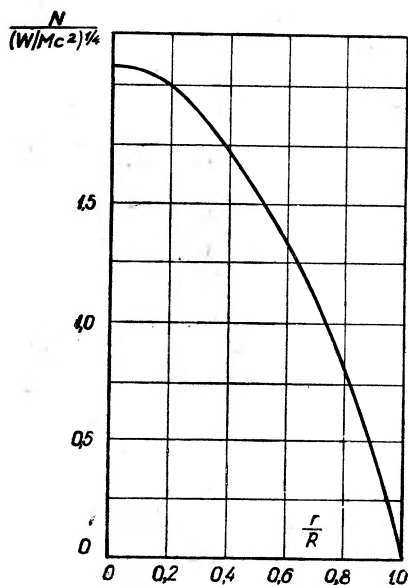
$W$  — energia nukleonu

$M$  — masa nukleonu

$R = \frac{\hbar}{m_{\pi}c}$  — zasięg pola mezonowego,

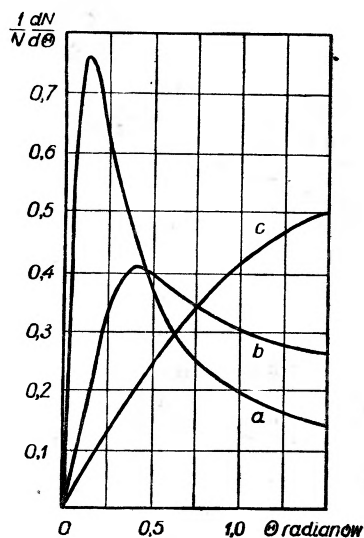
$r$  — parametr zderzenia,

$\Theta$  — kąt między kierunkiem nukleonu a kierunkiem emitowanego mezonu).



Rys. 4

Wykres do obliczenia energii  $W$  nukleonu z liczby  $N$  wytworzonych mezonów i parametru zderzenia  $r$ .  $R$  — zasięg sił mezonowych,  $M$  — masa nukleonu (E. Pickup, L. Voyvodic 1951)



Rys. 5

Rozkład kierunkowy emitowanych mezonów dla różnych wartości parametrów zderzenia  $r$  w stosunku do zasięgu sił jądrowych  $R$ : a)  $r = 0,88 R$ , b)  $r = 0,5 R$ , c)  $r = 0$

Jeżeli wzór (7) przedstawimy graficznie, otrzymamy rozkłady kątowe dla różnych parametrów zderzenia. Z figury 5, gdzie mamy przed-

stawione te rozkłady graficznie dla trzech wartości parametrów zderzenia, widzimy, że dla dużych wartości parametrów zderzenia rozkład kątowy wytworzonych mezonów jest bardziej smukły, małe kąty są silnie uprzywilejowane. Natomiast dla małych wartości parametrów zderzenia, w szczególności dla zderzenia centralnego, rozkład zbliża się do izotropowego. Przeprowadzając statystykę rozkładu kąowego w danej gwieździe i porównując rezultaty z otrzymanymi krzywymi można przy ich pomocy wyznaczyć parametr zderzenia. Z równania (6) (rys. 4) ze znanego parametru zderzenia i znanej liczby wytworzonych w tym zderzeniu mezonów możemy wyznaczyć  $W$ , energię nukleonu.

Wróćmy teraz do przeprowadzonej właśnie w powyższy sposób analizy gwiazdy *L o r d a i S c h e i n a*. Przypadek ten został zarejestrowany przez czułą na cząstki relatywistyczne kliszę Ilforda G 5 o grubości emulsji  $200\mu$ . Klisza ta była eksponowana na wysokości ok. 30 km przez 16 godzin. Dezintegracja dała gwiazdę niezwykle korzystną dla pomiarów. Środek gwiazdy leży prawie w samym środku grubości emulsji i większość śladów z minimalną jonizacją przebiega prawie równoległe do powierzchni kliszy. W ten sposób długości śladów w emulsji są wyjątkowo duże. Ślad cząstki *A* da się wymierzyć na długości  $10000\mu$  (10 mm!) i uważany jest za ślad protonu, który dezintegrację wytworzył. Ślad *B* wchodzi w szkło po przebiegnięciu krótkiego odcinka i nie może być zidentyfikowany. Proton o energii 10 MeV dałby ślad podobny. Ślad *C* pochodzi od protonu o energii 200 MeV, co stwierdzono z pomiarów małych kątów rozproszeń oraz gęstości ziarn. Pozostałych 15 śladów — wszystkie wykazują minimalną jonizację — biegnie w stożku o osi będącej przedłużeniem śladu cząstki *A*. Wewnętrzna część tego stożka jest tak gęsta, że ślady mogą być odróżnione od siebie dopiero w odległości ponad  $4800\mu$  od środka gwiazdy. Dzięki temu, że większość śladów biegnie ponad  $10000\mu$  w emulsji, można było zbadać dobrze ich rozkład kierunkowy oraz wyznaczyć ich energię. Spośród 15 cząstek o minimalnej jonizacji 7 biegnie w stożku o połowie płaskiego kąta wierzchołkowego równej  $0,003$  radiana, gdy natomiast 8 pozostałych biegnie we współosiowym stożku większej rozwartości  $0,13$  radiana. Większość cząstek w węższym stożku ma energie przewyższające 250 BeV ( $1\text{ BeV} = 10^9\text{ eV}$ ). Strzałka na rysunku oznaczona przez  $\gamma$  wskazuje miejsce powstania nowych dwóch cząstek biegnących także wewnątrz wąskiego stożka. Jest to para pozyton-negaton. Wiemy już dzisiaj, że pary takie powstają z fotonów  $\gamma$ , które są produktami rozpadów mezonów neutralnych. W rozpatrywanej gwieździe mezon neutralny biegł w trzonie pęku wraz z mezonami naładowanymi. Ponieważ obydwa elektrony biegną bardzo nieznacznie odchyłone wśród mezonów pęku, kąt, pod jakim foton został wysłany w stosunku do toru mezonu  $\pi_0$ ,

z którego powstał, nie przekracza 0,001 radiana. Stąd autorzy oceniają energię mezonu neutralnego na ok.  $10^{12}$  eV.

Całkowitą energię wyzwoloną w gwieździe oceniają autorowie opierając się na zasadach przedstawionych w pracy F e r m i e g o. Energia ta wypada  $E = 3 \cdot 10^{13}$  eV. Jest to najwyższa energia cząstki, jaką dotąd bezpośrednio obserwowano w przyrodzie.

Uwidadcznia się tutaj jeszcze jedna ważna okoliczność. Widzimy mianowicie, że z olbrzymiej energii  $3 \cdot 10^{13}$  eV, bardzo mało idzie na wytworzenie mezonów. Przecież tej energii starczyłoby na  $10^5$  mezonów, a powstaje ich zaledwie 15. Większość energii idzie na wytworzenie energii kinetycznej powstałych mezonów. Ta mała krotność powstawania mezonów jest nowością, która ujawniła się dopiero w teorii F e r m i e g o. Poprzednia teoria H e i s e n b e r g a wskazywała znacznie większą liczbę mezonów dla danej energii nukleonu (wzór 3).

#### IV. Wielkie pęki promieniowania kosmicznego

Zjawisko pęków kaskadowych odegrało wielką rolę w zbadaniu promieniowania kosmicznego. Zrozumienie dokładne tego zjawiska pozwoliło bowiem zdać sobie sprawę z natury miękkiej składowej promieniowania kosmicznego i tym samym pozwoliło zrozumieć, że twardej składowej nie mogą tworzyć nawet bardzo energiczne elektrony czy fotony, a to stworzyło podstawę do odkrycia mezonów. W tym artykule nie będziemy się zajmowali szczegółowo pękami kaskadowymi obserwowanymi zwykle pod absorbentami gęstymi, a tylko podamy to, co będzie potrzebne w zagadnieniu pęków najwyższej energii powstających w powietrzu. Teorię pęków kaskadowych podali po raz pierwszy B h a b h a i H e i t l e r [2], później teoria ta została przez wielu autorów rozwinięta. W teorii tej zakłada się trzy zasadnicze procesy elementarne, które składają się na kaskadę, a mianowicie: 1. wypromieniowanie fotonu przez szybki elektron, 2. tworzenie par pozyton-negaton i 3. jonizacja. Wiadomo, że jeżeli cząstka naładowana, przebiega w polu elektromagnetycznym jądra i zostanie przez pole odchylona, to wysyła ona promieniowanie. Jeżeli cząstką tą był elektron o energii przewyższającej, powiedzmy, 10 MeV, wówczas i powstały foton może mieć energię tego rzędu i może z kolei wytworzyć parę pozyton-negaton, które dalej mogą kontynuować kaskadę dopóty, dopóki energia elektronów nie spadnie tak nisko, że będą mogły tylko jonizować. Straty energii elektronu przez wypromieniowanie są proporcjonalne do energii:  $\left(\frac{dW}{dx}\right)_{\text{wyprom}} \sim W$ , gdy tymczasem straty energii przez jonizację dla dużych energii są stałe:  $\left(\frac{dW}{dx}\right)_{\text{jon}} = \text{const}$ . Stąd im wyższa jest energia elektronu, tym więcej elektron traci w pierwszych

zderzeniach. Zasięg bardzo energicznych elektronów jest zatem przede wszystkim ograniczony przez wypromieniowanie i, jak się okazuje, jest mało zależny od energii. Fotony wytworzone przy wypromieniowaniu są absorbowane przez tworzenie par. Rząd wielkości przekroju czynnego na tworzenie par nie zależy od energii fotonu powyżej 10 MeV. Stąd i zasięg fotonów, podobnie jak i elektronów nie wzrasta silnie ze wzrostem energii. Średnie przybliżone zasięgi elektronów i fotonów dużej energii zebrane są w tabelce 3.

Tabela 3

	Średni zasięg w cm	
	Pb	Al
Elektrony	0,5	10
Fotony	0,7	14

Przekrój czynny dla wypromieniowania i przekrój czynny dla tworzenia par są proporcjonalne do wyrażenia:

$$\frac{4Z^2}{137} r_0^2 \ln(183 Z^{-1/3}), \text{ gdzie } r_0 = \frac{e^2}{mc^2}.$$

Dlatego okazało się praktycznym wprowadzenie jako jednostki długości w danym absorbencie wyrażenia:

$$\Delta = \left[ 4 \frac{NZ^2}{A \cdot 137} r_0^2 \ln(183 Z^{-1/3}) \right]^{-1} \quad (8)$$

gdzie  $Z$ ,  $A$ ,  $N$  oznaczają liczbę atomową, ciężar atomowy i stałą Avogadra,  $e$  i  $m$  zaś ładunek i masę elektronu.

$\Delta$  wyrażone jest tutaj w  $\text{g/cm}^2$ , lecz może oczywiście być wyrażone w cm. Na tej długości bardzo szybki elektron traci przez wypromieniowanie większość (0,63) swej energii. Zjawisko wypromieniowania może być traktowane oddzielnie od zjawiska jonizacji, a to dlatego, że zjawisko wypromieniowania gra rolę przede wszystkim dla dużych energii, dla których możemy strat energii przez jonizację nie uwzględniać, a na odwrót dla małych energii zjawisko jonizacji gra główną rolę, zjawisko zaś wypromieniowania możemy zaniedbać. Energia graniczna, dla której straty przez promieniowanie równają się stratom przez jonizację, jest dla każdego materiału wielkością charakterystyczną, którą można wyrazić przybliżonym wzorem:

$$E_c = \frac{800}{Z} \text{ MeV}. \quad (9)$$

Możemy sobie zatem wyobrazić, że na długości równej kaskadowej jednostce długości elektron wytwarza foton, który na następnej jednostce długości zamienia się na parę pozyton-negaton. Dane odgałęzienie pęku



kończy się, gdy energia elektronu spadnie poniżej energii jonizacji. W tabeli 4 mamy zebrane wartości energii jonizacji  $E_c$  oraz jednostek kaskadowych długości dla kilku typowych materiałów.

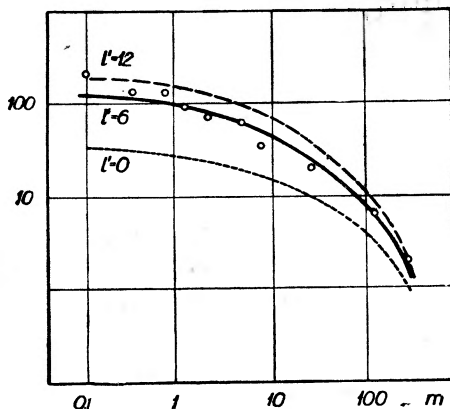
Tabela 4

	Powietrze	H <sub>2</sub> O	Al	Fe	Pb
$E_c$	105,0	114,6	55,56	25,88	6,93 MeV
Wartości jedn. kask. dług.	34200	43,4	9,80	1,84	0,53 cm
	44,2	43,4	26,5	14,4	5,83 g/cm <sup>3</sup>

W rezultacie teorii kaskad otrzymuje się wzory na liczbę elektronów (bądź fotonów) kaskady dla danej grubości absorbenta i dla danej energii elektronu (bądź fotonu) inicjującego kaskadę. Wzory te przedstawione graficznie dają znane krzywe przejścia z charakterystycznym maksimum, które np. dla ołowiu przy energii elektronu inicjującego 10<sup>9</sup> MeV przypada na grubości ok. 1,5 cm.

Wspomniano już wyżej, że rejestruje się nie tylko pęki promieniowania kosmicznego powstające w absorbentach gęstych, np. w ołowiu, lecz także pęki powstające w powietrzu. Liczniki ustawione pod gołym niebem w płaszczyźnie poziomej, praktycznie w dowolnej odległości, rejestrują koincydencje, pochodzące od pęków powstających w powietrzu. Z tabl. 4 widzimy, że kaskadowa jednostka długości w powietrzu w warunkach normalnych wynosi 340 m. Z niewiele dalszej odległości przychodzą do naszych aparatów elektrony. Pęki powietrzne zawierają olbrzymie ilości elektronów. Niosą one czasem energię 10<sup>17</sup> eV. Pierwsze zatem pytanie, jakie tutaj sobie postawimy, jest, czy te kaskady „olbrzymie“ są pękami kaskadowymi w zwykłym sensie.

Jako pierwszy fakt doświadczalny, na którym się oprzemy w analizie tego zjawiska, weźmiemy tzw. krzywą dekoherencji, tzn. zależność

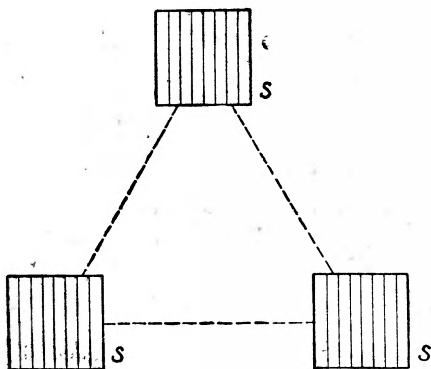


Rys. 6

Krzywe dekoherencji dla różnych wartości odległości  $l$  określonej na rys. 9. Punkty doświadczalne oznaczono kółkami

liczby koincydencji podwójnych dla liczników umieszczonych w płaszczyźnie poziomej od odległości liczników. Jeżeli pomiary zaczniemy przy odległości między licznikami ok. 1 m i odległość tę będziemy powiększać, wówczas początkowo, tj. do kilkudziesięciu metrów, liczba koincydencji prawie nie ulegnie zmianie i dopiero powyżej 100 m stwierdzimy wyraźny już spadek liczby koincydencji (rys. 6).

Jako następne zagadnienie rozważmy od strony doświadczalnej sprawę tzw. widma gęstości wielkich pęków. Jeżeli mamy aparaturę rejestrującą



Rys. 7

Typowy układ tac licznikowych w trzykrotnych koincydencjach do badań wielkich pęków promieniowania kosmicznego

wielkie pęki, np. układ 3 tac licznikowych o możliwie dużej powierzchni połączonych w koincydencje, umieszczonych np. w wierzchołkach trójkąta równobocznego w płaszczyźnie poziomej (rys. 7), wówczas układ taki zarejestruje od czasu do czasu koincydencję. Dla przykładu podajmy, że układ o powierzchniach tac po 1000 cm<sup>2</sup> umieszczonych w odległościach 4 m zarejestruje na poziomie morza ok. 20 koincydencji na godzinę. Koincydencja oznacza, że układ trafiony został przez wielki pęk, a każda taca trafiona została przez co najmniej jedną cząstkę jonizującą pędu. Za-

leżnie od tego, czy środek pędu (tron) padł blisko czy daleko od aparatury, zależnie od tego, czy energia cząstki pierwotnej była większa czy mniejsza, zależnie wreszcie od tego na jakiej wysokości w atmosferze pęk powstał, gęstość cząstek (liczba cząstek na jednostkę powierzchni) jest bardzo różnaita. Przez widmo gęstości cząstek pęków rozumiemy funkcję  $D(x)$  taką, że liczba pęków o gęstości między  $x$  a  $x + dx$ , trafiających do dowolny punkt w jednostce czasu, jest  $D(x) dx$ . Otóż doświadczenie wykazuje, że

$$D(x) dx = C \cdot x^{-(\gamma+1)} dx^{\gamma}, \quad (10)$$

gdzie  $C$  jest stałą wyznaczającą natężenie, zaś  $\gamma \approx 1,5$ .

<sup>1)</sup> Kształt widma gęstości cząstek pęków wynika z pomiarów zależności liczby koincydencji rejestrowanych w jednostce czasu od powierzchni liczników w koincydencjach. Oznaczmy przez  $K(S)$  liczbę potrójnych koincydencji (mierzonych układem tac licznikowych takich, jak na rys. 7) w jednostce czasu.  $S$  oznacza powierzchnię

Tych faktów doświadczalnych, które tutaj omówiliśmy, użyjemy jako podstawy do skonfrontowania teorii wielkich pęków z doświadczeniem. Teorie kaskad promieniowania kosmicznego, o których mówiliśmy poprzednio, były teoriami jednowymiarowymi, tzn. w teoriach tych zakładano, że cząstki mnożąc się nie zmieniają kierunku, tj. biegają w kierunku ruchu cząstki, która pęk wytworzyła. Inaczej mówiąc, teorie te nie uwzględniały rozprzestrzeniania się pęków na boki, które to zjawisko jest właśnie zasadniczym w wielkich pękach powietrznych. Autorem teorii wielkich pęków, która dostarczyła najwięcej materiału do porównania z doświadczeniem jest G. Molière [15]. Molière zakłada, że mechanizm rozwijania się wielkich pęków jest mechanizmem kaskadowym w sensie omówionym na str. 331. Uważa on zatem, że wielkie pęki są dużymi kaskadami w znaczeniu teorii kaskad, lecz teorię tę uzupełnia wprowadzeniem rozpraszania elektronów w polach kulombowskich jąder jako przyczyny bocznego rozprzestrzeniania się kaskady. Na średni kwadrat kąta tego rozproszenia (typu Rutherforda) na grubości absorbenta  $dl$  wyrażonej w kaskadowych jednostkach długości przyjmuje Molière formę ( $E$  — energia elektronu,  $K = 2 \cdot 10^7$  eV):

$$\overline{d\theta^2} = \frac{K^2}{E^2} dl. \quad (11)$$

czynną jednej grupy liczników. Stwierdzono doświadczalnie, że jeżeli powierzchnię liczników powiększymy  $a$ -krotnie, wówczas liczba koincydencji wzrasta  $a^\gamma$ -krotnie, gdzie  $\gamma \approx 1,5$ . Inaczej mówiąc  $K(aS) = a^\gamma \cdot K(S)$ . Jeżeli  $S$  jest powierzchnią każdej z tac licznikowych, wówczas  $(1 - e^{-Sx})$  jest prawdopodobieństwem trafienia powierzchni  $S$  przez przynajmniej jedną cząstkę pędu przy założeniu, że gęstość cząstek  $x$  jest stała na całej powierzchni aparatury. Ponieważ powierzchnia aparatury z rys. 7 jest na ogół znacznie mniejsza niż powierzchnia całego pędu, więc to ostatnie założenie możemy uważać za słuszne. Wyrażenie  $(1 - e^{-Sx})^3$  jest wtedy prawdopodobieństwem potrójnych koincydencji.

Wielkość  $C \int_0^\infty (1 - e^{-Sx})^3 D(x) dx$  wyraża średnią liczbę koincydencji w jednostce czasu spowodowanych pękami o gęstościach zawartych w przedziale między  $x$  a  $x + dx$ .

$$K(S) = C \int_0^\infty (1 - e^{-Sx})^3 D(x) dx$$

jest zatem średnią liczbą potrójnych koincydencji w jednostce czasu. Z faktu doświadczalnego  $K(aS) = a^\gamma \cdot K(S)$  mamy zatem

$$\int_0^\infty (1 - e^{-aSx})^3 D(x) dx = a^\gamma \int_0^\infty (1 - e^{-Sx})^3 D(x) dx.$$

z czego wynika

$$D(x) = x^{-(\gamma+1)}$$

Okazuje się, że inne przyczyny bocznego rozprzestrzeniania się kaskad, jak kątowe rozdzielenie pary pozyton-negaton, rozproszenie fotonów i inne grają wobec rozproszenia elektronów drugorzędną rolę. Jako zasadniczy wynik swej teorii otrzymuje M o l i è r e wzór na gęstość cząstek pęku w zależności od odległości  $r$  uważanego punktu od trzonu pęku, od energii  $E$  cząstki inicjującej pęk i od odległości  $l$  punktu obserwacji od punktu, w którym pęk powstał. Oznaczamy tę gęstość cząstek pęku przez  $\delta(r, E, l)$ . Wg M o l i è r e'a

$$\delta(r, E, l) = f\left(\frac{r}{r_1}\right) N(E, l), \quad (12)$$

gdzie  $N(E, l)$  równa się liczbie elektronów pęku pochodzącego od pierwotnego elektronu o energii  $E$  na głębokości  $l$  jednostek kaskadowych długości. Funkcja  $N(E, l)$  jest dana przez zwykłą teorię kaskad nie uwzględniającą rozprzestrzeniania się bocznego kaskady,

$$r_1 = \frac{K\Delta}{E_c}, \quad (13)$$

gdzie  $\Delta$  jest jednostką kaskadową długości, a  $E_c$  jest energią jonizacji w sensie przyjętym na str. 332.  $K$  jest stałą zdefiniowaną równaniem (11). Z tabeli 4 mamy dla powietrza o ciśnieniu normalnym  $\Delta = 342$  m,  $E_c = 10,3 \cdot 10^7$  eV, zatem  $r_1 \approx 0,2 \Delta$ . Widzimy więc, że prawdopodobieństwo  $P(r)dr$  znajdowania się elektronu wielkiego pęku w odległości między  $r$  a  $r+dr$  od trzonu pęku jest niezależne od energii cząstki wytwarzającej pęk. Jest bowiem

$$P(r)dr = \frac{\delta(r, E, l) 2\pi r dr}{N(E, l)} = 2\pi r f\left(\frac{r}{r_1}\right) dr.$$

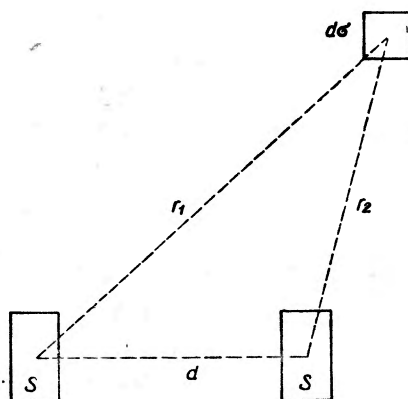
Wyprowadzimy teraz znaczenie fizyczne stałej  $r_1$  występującej jako parametr w równaniu (12). Oznaczmy przez  $r_{1/2}$  promień koła, w którym jest zawarta połowa wszystkich cząstek wielkiego pęku. Promień ten nazwijmy połówkowym. Z teorii M o l i è r e'a wynika, że  $r_{1/2} = 0,81 r_1$ . Widzimy zatem, że w dość grubym przybliżeniu możemy  $r_1$  uważać za połówkowy promień wielkiego pęku. Ponieważ, jak widzimy ze wzoru (13),  $r_1$  zależy od  $\Delta$ , a wielkość ta jest dla danego ośrodka stała, jeżeli ją wyrazimy w g/cm<sup>2</sup>, więc  $r_1$  zależy od wysokości nad p. m. Tak więc dla poziomego morza mamy  $r_1 = 74$  m, a dla wysokości 3000 m  $r_1 = 106$  m. Ma to więc pewien nieznaczący wpływ na rozkład gęstości wielkich pęków na różnych wysokościach. Pęki na poziomie morza winny być nieco smuklejsze w swym rozkładzie na powierzchni niż na większych wysokościach.

Teoria Molière'a daje również ważne rezultaty w odniesieniu do kąтового odchylenia cząstek od kierunku elektronu pierwotnego. Z teorii tej wynika mianowicie, że cząstki wielkich pęków są przeciętnie mało odchyłone od kierunku pierwotnego. Pod dużym kątem są bowiem odchyłane tylko elektrony małej energii [wzór (11)], które wkrótce ulegają absorpcji przez jonizację. Analogicznie do pojęcia promienia połówkowego wprowadźmy kąt połówkowy  $\Theta_{1/2}$ . Jest to taki kąt, że odchylenie połowy cząstek wielkiego pęku jest mniejsze niż  $\Theta_{1/2}$ . Teoria daje  $\Theta_{1/2} \approx 5^\circ$ .

Z powyższego wynika, że w przedłużeniu cząstki, która pęk wytworzyła, w tzw. trzonie pęku, mamy zagęszczenie cząstek o bardzo dużych energiach.

Jako przykład przystosowania teorii Molière'a do rezultatów doświadczalnych podamy szkic wyprowadzenia teoretycznego krzywej dekoherencji. Wyobraźmy sobie 2 liczniki o powierzchniach  $S$  umieszczone w płaszczyźnie poziomej w odległości  $d$  od siebie (rys. 8).

Założmy, że wielkie kaskady powstają na jednakowej wysokości  $l$  kaskadowych jednostek długości nad płaszczyznę aparatury. Wyobraźmy sobie na wysokości powstawania kaskad element powierzchni  $d\sigma$ , którego rzut pionowy na płaszczyznę aparatury znajduje się w odległościach  $r_1$  i  $r_2$  od liczników. Oznaczmy przez  $v(E) dE \cdot d\omega \cdot d\sigma$  liczbę elektronów o energiach między  $E$  i  $E+dE$



Rys. 8

padających w jednostce czasu na element  $d\sigma$  z kierunku pionowego z elementu kąta przestrzennego  $d\omega$ . Jak wiemy prawdopodobieństwo zarejestrowania koincydencji pochodzącej od takiej kaskady będzie

$$(1 - e^{-x_1 S}) (1 - e^{-x_2 S}),$$

gdzie  $x_1$  i  $x_2$  są gęstościami w miejscach obydwu liczników, tzn.

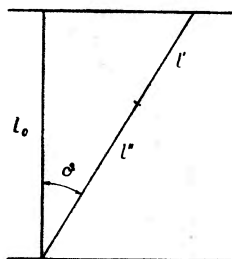
$$x_1 = \delta(r_1, E, l); \quad x_2 = \delta(r_2, E, l).$$

Z tego liczba koincydencji pochodzących z pierwotnych elektronów zawartych w kącie  $d\omega$  będzie

$$n(d, l) d\omega = \int_0^\infty \int_0^\infty (1 - e^{-\delta(r_1, E, l) S}) (1 - e^{-\delta(r_2, E, l) S}) \cdot v(E) dE d\sigma d\omega,$$

gdzie całkujemy po energii  $E$  i po całej powierzchni  $\sigma$ . Pozostawałoby jeszcze scałkowanie po kącie  $d\omega$  dla różnych kierunków w stosunku do pionu. Ze względu na silną absorpcję pęków z kierunków skośnych to ostatnie całkowanie nie wprowadza już dużych zmian, wobec czego nie będziemy go już tutaj uwzględniać. Funkcja  $v(E)$  jest znana. Jest to bowiem tzw. widmo różniczkowe elektronów wytwarzających pęki. Zakładamy, że widmo to ma postać tej samej zależności od energii, co widmo cząstek pierwotnych promieniowania kosmicznego, które jest znane z innych doświadczeń. Jest zatem  $v(E) \sim E^{-2,5}$ , wobec czego mamy wszystkie dane do wyliczenia całki krzywej dekoherencji. Nie będziemy już tutaj pokazywali w jaki sposób z tego widma cząstek wytwarzających pęki wyprowadzić można przy pomocy teorii M o l i è r e'a kształt widma gęstości wielkich pęków (11).

Przejdźmy teraz do porównania tych rezultatów z danymi doświadczalnymi. Dzisiaj dobrze wiemy, że elektrony dużych energii nie dochodzą do atmosfery z zewnątrz, tzn. że nie ma ich w pierwotnej składowej promieniowania kosmicznego. Proces zatem wytwarzania wielkich pęków



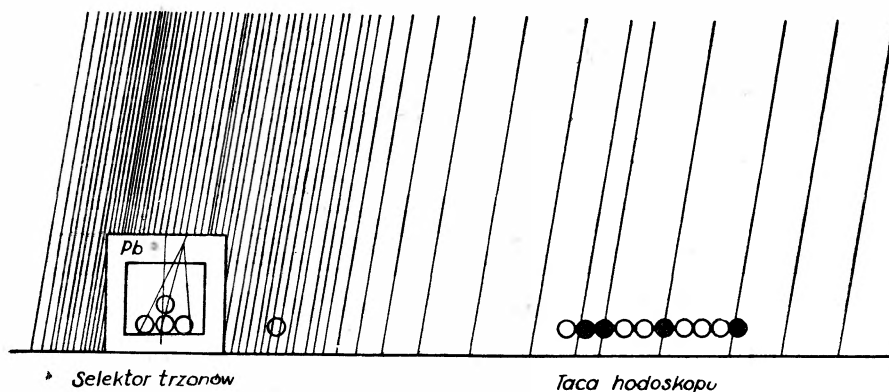
Rys. 9

musi odbywać się w ten sposób, że cząstki pierwotne bardzo dużej energii w procesach, których istoty w tej chwili jeszcze nie precyzujemy, wytwarzają elektrony względnie fotony bardzo dużej energii, inicjujące z kolei wielkie pęki. Wyobraźmy sobie atmosferę o grubości  $l_0$  (rys. 9) kaskadowych jednostek długości i wyobraźmy sobie dalej, że cząstka pierwotna przebywa długość  $l'$  po prostej, która na ogół jest nachylona do pionu, i po przebyciu tej długości wytwarza kaskadę, która rozwija się potem na długości  $l''$ . Rysunek 6 przedstawia krzywe

dekoherencji wyliczone teoretycznie według wyżej naszkicowanej teorii dla  $l' = 0$ ,  $l' = 6$  i  $l' = 12$  kaskadowych jednostek długości. Na tym samym rysunku kółeczkami zaznaczone są punkty eksperymentalne. Widzimy, że zgodność z doświadczeniem jest najlepsza dla  $l' = 6$ . Rezultaty te interpretujemy zatem w ten sposób, że cząstki pierwotne po przebiegnięciu pewnej drogi w powietrzu, może po pewnych procesach pośrednich, na wysokości odpowiadającej średnio 6 jednostkom kaskadowym od góry atmosfery, tj. na wysokości ok. 11000 m nad p. m., wytwarzają elektrony i fotony dużej energii, które inicjują wielkie kaskady. Odstępstwa punktów doświadczalnych od krzywych teoretycznych występują tylko dla odległości liczników zupełnie małych, rzędu 1 m, gdzie występuje pewien nadmiar pęków powstających prawdopodobnie w samej aparaturze.

Bardzo dobrą zgodność z doświadczeniem daje również porównanie doświadczalnie stwierdzonego [wzór (11)] i teoretycznie obliczonego widma gęstości wielkich pęków.

Za potwierdzenie teorii M o l i è r e'a można wreszcie uważać doświadczenia zorganizowane na dużą skalę przez C o c c o n i e g o i współprac. [6]. W pracy tej, która została wykonana na wysokości 3260 m nad p. m., odległości między poszczególnymi częściami aparatury przewyższały 200 m. Dzięki zastosowaniu tzw. selektorów trzonów pęków, tj. układów licznikowych rejestrujących uderzenia trzonów, autorowie mogli wyznaczyć krzywą zależności istniejącej między gęstością a odległością od trzonu bezpośrednio, a nie za pośrednictwem krzywej dekoherencji.

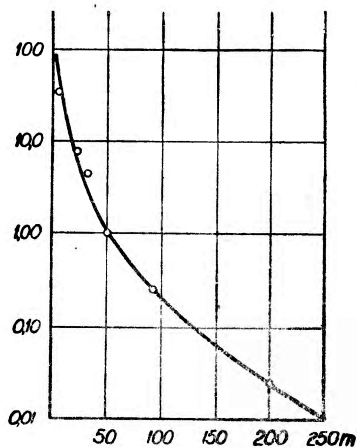


Rys. 10

Selektor trzonów wielkich pęków sterujący układ hodoskopowy

Układ selektora przedstawiony jest na rys. 10. W osłonie ołowianej o grubości 9 cm znajdują się 4 liczniki, a poza osłoną w odległości ok. 1 m znajduje się jeszcze jeden dodatkowy licznik. Te liczniki połączone są w pięciokrotne koincydencje. Aby mogła zostać zarejestrowana koincydencja, muszą do wewnątrz osłony wejść lub w osłonie powstać co najmniej 3 cząstki jonizujące, a co najmniej jedna cząstka musi pobudzić licznik znajdujący się poza osłoną. Wg autorów taka pięciokrotna koincydencja wykazuje, że w odległości nie przekraczającej 5 m od układu trafił trzon pędu. W trzonie pędu bowiem mamy bardzo duże zagęszczenie elektronów i fotonów oraz bardzo dużą średnią energię cząstek. Układ zostaje najprawdopodobniej uruchomiony przez elektron lub foton bardzo dużej energii, który wytworzy pod 9 cm Pb pęk złożony co najmniej z 3 cząstek oraz przez inny elektron pędu należący do trzonu, który trafi w zewnętrzny licznik selektora. Istnieje tylko małe prawdopodobieństwo, by układ został pobudzony przez pęk przenikliwy powstały lokalnie w ab-

sorbencie. Pęki takie bowiem tylko rzadko towarzyszą wielkim pękom powietrznym, które mogłyby pobudzić licznik zewnętrzny. W aparaturze Coccconiego i współpr. zainstalowano 5 takich selektorów trzonów, a w różnych odległościach od nich wielkie tace licznikowe, z których jedną widzimy na rys. 10. Te tace licznikowe połączone są z tzw. układami hodoskopowymi. Są to elektronowe układy sygnalizujące, który z liczników tacy został pobudzony w czasie koincydencji. Każdy licznik hodoskopowanej części aparatury połączony jest za pośrednictwem odpowiedniego wzmacniacza z małą sygnalizacyjną lampką neonową, która zabłyśnie wtedy, gdy układ zostanie pobudzony przez jakiś impuls sterujący, np. impuls z selektora trzonów, a równocześnie zostanie pobudzony licznik połączony z tą neonówką. Rys. 10 pokazuje sytuację, w której trzon jakiegoś pędu pobudził selektor trzonów, a równocześnie przez tacę licznikową przeszły cząstki, które pobudziły w niej liczniki: drugi, trzeci, szósty i dziesiąty. Sytuacja taka zostaje każdorazowo utrwalona przez aparat fotograficzny, wyzwolony elektrycznie przez przekaźnik pobudzony impulsem sterującym. Z liczby pobudzonych liczników, zaznaczonych przez neonówki można obliczyć najprawdopodobniejszą gęstość pędu w miejscu danej tacy licznikowej, a zatem w znanej odległości od trzonu. Ponieważ tace licznikowe były umieszczone w różnych odległościach od selektorów, można było znaleźć funkcję zależności gęstości cząstek od odległości od trzonu. Porównanie w ten sposób otrzymanej krzywej doświadczalnej z krzywą teoretyczną Molière'a przedstawione jest na rys. 11.



Rys. 11

Zależność gęstości cząstek wielkich pędów od odległości od trzonu. Krzywa ciągła obliczona została na podstawie teorii Molière'a, kółeczka odpowiadają doświadczeniu (Cocconi i współpr. 1949).

trzonu znajdowali jeszcze gęstości 500 cz./m<sup>2</sup>. W takim pęku całkowita liczba cząstek wynosi ok. 10<sup>8</sup>. Najmniejsze pęki, jakie obserwowano, miały gęstość 4 cz./m<sup>2</sup> w najbliższym otoczeniu trzonu. Ogólna liczba cząstek w takim „małym“ pęku wynosiła 4000. Minimalną energię największego

stży i dziesiąty. Sytuacja taka zostaje każdorazowo utrwalona przez aparat fotograficzny, wyzwolony elektrycznie przez przekaźnik pobudzony impulsem sterującym. Z liczby pobudzonych liczników, zaznaczonych przez neonówki można obliczyć najprawdopodobniejszą gęstość pędu w miejscu danej tacy licznikowej, a zatem w znanej odległości od trzonu. Ponieważ tace licznikowe były umieszczone w różnych odległościach od selektorów, można było znaleźć funkcję zależności gęstości cząstek od odległości od trzonu. Porównanie w ten sposób otrzymanej krzywej doświadczalnej z krzywą teoretyczną Molière'a przedstawione jest na rys. 11. Krzywa ciągła jest krzywą teoretyczną, kółeczka odpowiadają punktom pomiarowym. Widać, że zgodność jest bardzo dobra. Cocconi i współpr. rejestrowali w ten sposób pęki nawet o gęstości 50000 cząstek na m<sup>2</sup>. Na odległości 100 m od



z zarejestrowanych pęków oceniono zaniedbując energię niesioną przez niejonizujące cząstki pęku oraz zakładając, że pęk został zarejestrowany w maksimum rozwoju pęku. (Jak wiadomo, liczba cząstek pęku wzrasta początkowo ze wzrostem grubości absorbenta, przechodzi przez maksimum, a potem maleje). Opierając się na tych założeniach otrzymujemy minimalną energię takiego pęku  $10^{17}$  eV.

Prace dotyczące składowej elektronowo-fotonowej wielkich pęków prowadzą zatem do wniosków, które można zreasumować następująco: Pierwotne cząstki promieniowania kosmicznego wytwarzają w atmosferze elektrony za pośrednictwem jakichś procesów jądrowych. Te elektrony wielkiej energii wytwarzają kaskady według modelu zwykłych kaskad elektronowo-fotonowych. Jakże to są te spowodowane przez pierwotne cząstki procesy jądrowe, w których powstają elektrony dużej energii? Jaki jest związek tych zjawisk ze zjawiskiem zderzenia nukleonów dużej energii z innymi nukleonami, o których mówiliśmy szczegółowo w rozdz. III? Jeżeli miałyby to być te same procesy, wówczas wielkie pęki powinny zawierać prócz elektronów i fotonów także mezony i nukleony powstające w takich zderzeniach. Rozpatrzmy tę sprawę od strony doświadczalnej.

Obecność mezonów w wielkich pękach stwierdzono przy pomocy aparatur tego typu, co poprzednio opisane (rys. 7), kładąc nad jedną z tac lub nad wszystkimi absorbentami. Przekonano się (Rogoziański [20] Cocconi, Loverdo, Tongiorgi [5] i później inni), że nawet przy absorbentach o grubości 20 cm nie trudno rejestruje się koincydencje nawet wtedy, gdy wszystkie tace przysłonięte są absorbentami. Rejestruje się zatem pęki cząstek przenikliwych. Stwierdzono, że pęki te nie powstają lokalnie w absorbentach należących do aparatury, lecz że powstają w powietrzu. Ostatecznie przekonano się, że cząstki tworzące te pęki są mezonami, które wraz z elektronami i fotonami wchodzi w skład wielkich pęków promieniowania kosmicznego. Ogólna liczba mezonów jest równa ok. 1,54% liczby elektronów.

Najbardziej szczegółowe badania składowej mezonowej wielkich pęków prowadzone były przez Cocconiego i współpr. w pracy, której część dotyczącą składowej elektronowo-fotonowej już omówiliśmy. Badanie składowej mezonowej wykonane było aparaturą poprzednio opisaną, do której dołączony był hodoskopowany układ tac licznikowych ustawionych jedna nad drugą, pokrytych i poprzedzielanych absorbentami ołowianymi. Impulsów sterujących dostarczały opisane poprzednio selektory trzonów, umieszczone w różnych odległościach — od 2 do 96 m — od danego układu „mezonowego“. Tą metodą można było zbadać włas-

ności mezonów w różnych odległościach od trzonu wielkiego pęku. W ten sposób stwierdzono, że absorpcja cząstek przenikliwych zarówno w małych, jak i w dużych odległościach od trzonu jest taka sama, jak absorpcja mezonów należących do ogólnego promieniowania kosmicznego. Dalej badano gęstość mezonów i stwierdzono, że stosunek gęstości mezonów do elektronów wielkiego pęku jest praktycznie stały dla różnych odległości od trzonu. Krzywa dekoherencji dla mezonów pokrywa się z poprzednio opisywaną krzywą dekoherencji dla elektronów. Świadczyłoby to o tym, że główna przyczyna zmiany kierunku biegu mezonów jest ta sama, co dla elektronów, tj. rozpraszanie w polu kolumbowskiem jądra. Z tego, że gęstość mezonów jest proporcjonalna do gęstości elektronów, wynika, że pęki zawierają duże liczby mezonów. Jak podawaliśmy wyżej, największe pęki zawierają  $10^8$  cząstek a w tym jest ok. 1,5% mezonów. A zatem w chwili detekcji pęk taki zawiera  $1,5 \cdot 10^6$  mezonów. W ogólności we wszystkich generacjach tego pęku wszystkich mezonów zostało wytworzonych jeszcze więcej, lecz część się już rozpadła. Energia niesiona przez te wszystkie mezony jest rzędu  $10^{15}$ — $10^{16}$  eV.

## V. Zderzenia nukleonów dużej energii a wielkie pęki promieniowania kosmicznego

W rozdziale III rozważaliśmy szczegółowo zjawisko zderzeń nukleonów dużej energii, przy czym specjalną uwagę poświęciliśmy mechanizmowi wytwarzania w tych zderzeniach mezonów. Podaliśmy analizę pewnej gwiazdy znalezionej przez Schena i współpr., w której nukleon inicjujący tę gwiazdę miał najwyższą, bezpośrednio zaobserwowaną u indywidualnej cząstki energię  $3 \cdot 10^{13}$  eV. W rozdziale IV zapoznaliśmy się ze zjawiskiem wielkich pęków promieniowania kosmicznego, które — zdarza się — bywają inicjowane przez cząstki o energiach nawet  $10^{17}$  eV. Cząstką potrzebną do wytworzenia wielkiego pęku jest elektron lub foton bardzo dużej energii. Wiemy jednak, że ani elektronów ani fotonów dużej energii nie ma w pierwotnym promieniowaniu kosmicznym, wobec czego wielkie pęki muszą powstać z pierwotnych protonów w procesach, w których powstają m. in. elektrony lub fotony dużej energii. Nasuwa się teraz przypuszczenie, że zderzenia nukleonów prowadzące do wytworzenia wielkich pęków są niczym innym jak zderzeniami tego typu, co opisane w rozdziale III jako gwiazdy rejestrowane w emulsjach fotograficznych. Gdyby tak było, to możliwe byłoby też, że jest to w ogóle jedyny typ procesu, w którym protony pierwotnego promieniowania wytwarzają wszystkie składowe promieniowania kosmicznego.

Czysto fenomenologicznie mielibyśmy tutaj do czynienia z procesami jądrowymi, które są z tego powodu charakterystyczne, że wytwarzane są w nich także elektrony. Ze procesy tego rodzaju istnieją, wspomniano już na str. 322 omawiając prace *Wiernowa* i współpr. [23]. Autorzy ci nazywają pęki, które zawierają nukleony i mezony a równocześnie elektrony i fotony, pękami elektronowo-jądrowymi. Stwierdzili oni, że promieniowanie wytwarzające pęki tego rodzaju jest znacznie silniej absorbowane niż składowa przenikliwa promieniowania kosmicznego. Nie są one zatem wytwarzane przez mezony  $\mu$ . Dalej stwierdzono, że proces wytwarzania tych pęków jądrowych może mieć charakter kaskadowy, tzn. że cząstki powstałe w takim pęku jądrowym mogą z kolei wytwarzać nowe pęki jądrowe. Dla zbadania charakteru cząstek wytwarzających te pęki *Azimow* i współpr. [1] porównali absorpcje tych cząstek w wodzie i w powietrzu. Pomiar absorpcji wykonany został w jeziorze na wysokości 3860 m n. p. m. Współczynnik absorpcji uzyskany w tych pomiarach porównano ze współczynnikiem absorpcji zmierzonym w grubej warstwie powietrza równoważnej masowo grubości wody w pierwszych pomiarach. Odpowiednio grubą warstwę powietrza uzyskano przez porównanie pomiarów na górnej stacji z pomiarami na innej, dolnej stacji. Wymienieni badacze znaleźli na wartość współczynnika absorpcji  $\mu$  dla wody  $\frac{1}{\mu} = 170 \pm 10 \text{ g/cm}^2$  a dla powietrza  $\frac{1}{\mu} = 123 \pm 6 \text{ g/cm}^2$ . Ta różnica świadczy wg autorów o tym, że cząstki wytwarzające pęki jądrowe są nietrwałe. Warstwa powietrza równoważna masowo warstwie wody jest od niej geometrycznie znacznie grubsza i powodem znikania cząstek prócz zwykłej absorpcji jest ich rozpad. Należałoby więc przypuścić, że nietrwałymi cząstkami wytwarzającymi większość pęków jądrowych są mezony  $\pi$ . Warto tutaj dodać, że fakt wytwarzania elektronów w pękach jądrowych wyjaśnia pewną niezgodność dotyczącą elektronowej składowej ogólnego promieniowania kosmicznego, zauważoną przez kilku badaczy. Wiadomo mianowicie było od dawna, że składowa elektronowa promieniowania kosmicznego jest składową wtórną i uważano, że pochodzi ona z rozpadu mezonów  $\mu$  oraz z elektronów dużej energii wybitych w zderzeniach relatywistycznych z atomów przez te mezony. *Skobielcyn* i *Wiernow* [21], a później inni zwrócili uwagę na to, że po przeliczeniu okazuje się, iż wspomniane wyżej zjawiska nie wystarczają do ilościowego wyliczenia natężenia składowej elektronowej. Ten brak usuwają właśnie elektrony powstające w procesach jądrowych.

W oparciu o wiadomości, jakie uzyskaliśmy w badaniach zderzeń nukleonów wysokiej energii przy pomocy emulsji fotograficznych (rozdz. III) przyjmijmy następujący obraz powstawania pęku jądrowego. Nukleon

bardzo dużej energii (np. proton pierwotnego promieniowania kosmicznego) w zderzeniu z jądrem pierwiastka należącego do atmosfery (mechanizmem wielorodnym lub wielokrotnym) wytwarza w danym jądrze grupę mezonów  $\pi$  dodatnich, ujemnych lub neutralnych ( $\pi^+$ ,  $\pi^-$ ,  $\pi^0$ ) i wybija nadto pewną ilość nukleonów. Ponieważ mezony  $\pi$  i nukleony mogą mieć jeszcze znaczne energie, a są jądrowo aktywne, proces taki może się zdarzyć następnie w innym jądrze i iść dalej kaskadowo, póki energia cząstek nie spadnie do ok.  $10^9$  eV. Mezony  $\pi^+$  przez rozpad  $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu$  ( $\nu^-$  neutrino), a także część mezonów  $\pi^-$  dostarczają mezonów  $\mu$  stanowiących twardą składową promieniowania kosmicznego. Mezony  $\pi^0$  przez rozpad  $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$  dostarczają energicznych fotonów, które, jak wiemy ze zdjęć, wytwarzają pary pozyton-negaton, a więc elektronową składową pęków jądrowych.

Wydaje się zatem, że pęki jądrowe obserwowane w komorach Wilsona i w aparaturach licznikowych oraz gwiazdy dużej energii obserwowane w emulsjach fotograficznych mogą być uważane, przynajmniej na gruncie tego jakościowego porównania, za to samo zjawisko.

A teraz wróćmy do poprzednio postawionego pytania, czy można mianowicie przyjąć, że wielkie pęki powietrzne są też tym samym zjawiskiem.

To, że najbardziej energiczna gwiazda, jaką dotychczas w emulsjach fotograficznych zarejestrowano, miała energię  $3 \cdot 10^{13}$  eV, a rejestrujemy wielkie pęki powietrzne o energiach  $10^{17}$  eV, nie świadczy oczywiście przeciw takiej możliwości. Warunki statystyki są w aparaturach rejestrujących wielkie pęki znacznie korzystniejsze niż w kliszach fotograficznych. Liczba cząstek dużej energii silnie maleje przy wzroście energii, tak że prawdopodobieństwo znalezienia gwiazdy bardzo dużej energii jest bardzo małe dla małej objętości emulsji, natomiast pęk bardzo dużej energii, aczkolwiek też rzadko zdarzający się, rejestrujemy z dużym prawdopodobieństwem w aparaturze rejestrującej wielkie pęki.

Fakt istnienia mezonów w wielkich pękach świadczy o tym, że powstają one w procesach mezonotwórczych. Fakt, że stwierdzono istnienie pęków, w których liczba mezonów wynosi co najmniej  $10^6$ , wskazuje, że sam proces wytwarzania mezonów ma kaskadowy charakter (oczywiście nie w sensie elektromagnetycznej kaskady). Z tego bowiem, co wiemy o wielokrotnym tworzeniu mezonów, nie można się spodziewać, by  $10^6$  mezonów powstało w jednym akcie. Proces zatem rozwoju wielkiego pęku powinniśmy sobie wyobrazić w następujący sposób: Cząstka pierwotna wytwarza w pierwszym zderzeniu z jądrem wiązkę mezonów, z których

część po przebyciu drogi ok.  $100 \text{ g/cm}^2$  wykonuje dalsze zderzenia mezonotwórcze, analogiczne do pierwszego. Równocześnie w sposób, który wyjaśniliśmy poprzednio, z mezonów  $\pi^0$  powstają fotony i te są źródłem elektronowo-fotonowej części kaskady, czyli właściwej kaskady w sensie teorii kaskad. Dużą przewagę liczbową elektronów w wielkich pękach tłumaczymy większą możliwością rozmnażania się elektronów niż mezonów. Droga swobodna elektronów na wypromieniowanie czy też droga swobodna fotonów dużej energii na wytworzenie par jest w jądrach lekkich (powietrze) około  $50 \text{ g/cm}^2$ . Ta droga jest podobnego rzędu wielkości, co droga swobodna mezonów  $\pi$  na oddziaływanie z jądrami. Ta ostatnia wynosi ok.  $100 \text{ g/cm}^2$ . Ale nie zapominajmy, że czas życia mezonów  $\pi$  wynosi ok.  $10^{-8}$  sec, tak że rozpadają się one w rzadkiej atmosferze na mezony  $\mu$ , które nie rozmnażając się więcej, a częściowo zamieniając się na elektrony, dochodzą do aparatury.

Wróćmy jeszcze do zagadnienia rozkładu poziomego cząstek w wielkich pękach. Te procesy jądrowe, w których powstają mezony, nie wpływają najwidoczniej na rozprzestrzenianie się boczne pęku. Wytworzone mezony biegną w wąskim stożku, w przedłużeniu toru cząstki pierwotnej.

Na zmianę kierunku biegu mezonów wpływa prawdopodobnie przede wszystkim ten sam proces rozpraszania w polu kulombowskim jądra, który gra zasadniczą rolę w bocznym rozprzestrzenianiu się elektronów. Przeto rozkład poziomy mezonów w wielkich pękach pokrywa się z rozkładem elektronów. Ale i sama sprawa rozkładu poziomego elektronów nie jest całkiem jasna. Jeżeli by bowiem cząstką pierwotną wyzwalającą wielki pęk był jeden elektron, to ten rozkład Molière'a byłby zrozumiałą. Ale jeżeli część elektronowo-fotonowa wielkich pęków powstaje z mezonów  $\pi^0$  przez rozpad na fotony, to można się spodziewać, że w pierwszym akcie generacji mezonów powstanie na ogół nie jeden, lecz kilka mezonów. Średni kąt między tymi mezonami jest rzędu  $\sqrt{\frac{Mc^2}{E}}$  ( $M$  — masa, zaś  $E$  — energia kinetyczna nukleonu pierwotnego). Stąd by wynikało, że i te energiczne fotony, które powstają w pierwszym akcie generacji mezonów, emitowane są również tak, że kąty między nimi są tego samego rzędu. Jeżeli przypuścimy, że przede wszystkim te właśnie pierwsze fotony wytwarzają wielki pęk, to wynikałoby stąd, że pęk ten będzie miał nie jeden, lecz na ogół kilka trzonów. Jeżeli przypuścimy, że kierunki tych fotonów są przedłużeniami kierunków mezonów, z których powstały i przyjmijmy ten sam średni kąt między trzonami, jaki przyjmujemy dla

mezonów, to stąd otrzymamy, że trzony powinny wystąpić na poziomie morza w odległości rzędu od kilku do kilkudziesięciu metrów. Te wielokrotne trzony powinny zatem dać się zarejestrować. Dotychczasowe poszukiwania tych wielokrotnych trzonów (C o c c o n i i współpr. [6]) nie dały pozytywnych wyników.

Ten fakt jednak, że w wielkich pękach obecne są elektrony, fotony, mezony i nukleony, tzn. wszystkie bez wyjątku cząstki, jakie znajdziemy w ogólnym promieniowaniu kosmicznym, nasuwa myśl (C o c c o n i 1950), że zjawisko zwane wielkim pękiem nie jest jakimś specjalnym zjawiskiem występującym w promieniowaniu kosmicznym, lecz jest jedynym zjawiskiem, w którym jest wytwarzane to całe promieniowanie kosmiczne, obserwowane w niższych partiach atmosfery. Takie założenie byłoby równoważne powiedzeniu, że każda cząstka promieniowania kosmicznego rejestrowana w niższych warstwach atmosfery należy do jakiegoś wielkiego pęku. Przyczyny, dla których założenia takiego nie możemy bezpośrednio sprawdzić, są jasne. Obserwowana na poziomie niskiej atmosfery cząstka kosmiczna (najczęściej mezon  $\mu$ ) mogła przeżyć towarzyszące jej poprzednio cząstki, które zostały zaabsorbowane w wyższych warstwach atmosfery. Drugą przyczyną może być to, że wprawdzie cząstka przyszła do poziomu aparatury współcześnie z innymi, lecz tamte nie zostały zarejestrowane. Przecież wielkie pęki rejestrowane są wydajnie, jeżeli mają gęstość rzędu co najmniej  $1/S$ , gdzie  $S$  jest powierzchnią detektora. Dotąd nie rejestrowano cząstek wielkich pęków o gęstościach mniejszych niż 2 cząstki na  $m^2$ . C o c c o n i przerachował na podstawie danych doświadczalnych możliwość podanego tutaj założenia i w rezultacie jego przyjęcie okazuje się możliwe.

Ogólnie zatem możemy powiedzieć, że mimo iż dane doświadczalne nie są jeszcze całkowicie zgodne z obrazem łączącym zjawisko wielkich pęków z procesem mezonotwórczych zderzeń nukleonów skrajnie wielkich energii, to jednak możemy ten ostatni proces uważać za proces o najogólniejszym charakterze obejmującym zjawisko wielkich pęków i wytwarzanie wszystkich składowych promieniowania kosmicznego.

## VI. Zakończenie

Reasumując możemy więc powiedzieć, że fizyka cząstek wielkich energii — to z jednej strony fizyka laboratoryjnego przespieszania cząstek, a z drugiej strony fizyka promieni kosmicznych. Prace wykonane przy pomocy akceleratorów uzupełniły znacznie wyniki osiągnięte poprzednio

dla cząstek promieniowania kosmicznego. W ten sposób szczególnie własności mezonu zostały dobrze poznane i obraz mezonu sił jądrowych stał się znacznie jaśniejszy. Niemniej jednak do zbadania samego mechanizmu powstawania mezonów, w szczególności do zbadania bardzo interesującego procesu wielorodnego wytwarzania mezonów potrzebne są energie znacznie większe od tych, jakie można otrzymać przy pomocy akceleratorów. Wydaje się, że długo jeszcze promienie kosmiczne będą jedynym źródłem cząstek o tak wielkiej energii. Zacytuję tutaj słowa P o w e l l a [17]: „Trudno przeprowadzić jest wyraźną granicę między fizyką jądrową a fizyką promieni kosmicznych. Tę ostatnią trzeba uważać za fizykę jądrową w obszarze skrajnie wysokich energii“. W artykule tym został poruszony właściwie tylko jeden problem, właśnie problem zderzeń skrajnie wysokiej energii. Problem ten ujawnia się dwoma zjawiskami, a mianowicie gwiazdami wysokich energii obserwowanych w emulsjach fotograficznych oraz wielkimi pękami. Wydaje się w tej chwili, że są to zjawiska identyczne i że jest to w ogóle jedyne zjawisko, w którym wytwarzane są wszystkie obserwowane w dolnej atmosferze składowe promieniowania kosmicznego.

### Literatura

1. С. Азимов, В. Вишневский, Ю. Хилько, Д. А. Н. 78, 231 (1951)
2. H. J. Bhabha, W. Heitler, Proc. Roy. Soc. A. 169, 432 (1937).
3. P. M. S. Blackett, Proc. Roy. Soc. A. 159, 1 (1937).
4. G. Cocconi, A. Loverdo, V. Tongiorgi, Phys. Rev. 70, 852 (1946).
5. W. Blocker, R. W. Kenney, W. K. H. Panofsky, Phys. Rev. 79, 419 (1950).
6. G. Cocconi, V. Cocconi-Tongiorgi, K. Greisen, Phys. Rev. 76, 1020.
7. E. Fermi, Progr. Theor. Phys. 5, 4 (1950).
8. E. Fermi, Phys. Rev. 81, 683 (1951).
9. W. Heisenberg. N. Cimento VI, ser. IX. Suppl. 185 (1949).
10. W. Heitler, L. Janossy, N. Cimento VI, ser. IX. Suppl. 191 (1949).
11. L. Janossy, Proc. Roy. Soc. A 179, 361 (1941).
12. L. Janossy, Phys. Rev. 64, 345 (1943).
13. J. J. Lord, J. Fainberg, M. Schein, Phys. Rev. 80, 970 (1950).
14. F. M. Mc Millan, Phys. Rev. 68, 143 (1945).
15. G. Molière, Kosmische Strahlung. Berlin 24 (1943).

16. G. Molière, N. Cimento VI, ser. IX, Suppl. 66 (1949).
17. C. F. Powell, Mesons. Reports Progr. Phys. 13, 350 (1950).
18. E. Pickup, L. Voyvodic, Phys. Rev. 82, 265 (1951).
19. C. Richman, N. Skinner, Phys. Rev. 82, 900 (1950).
20. A. Rogoziński, Phys. Rev. 65, 207, 291, 300 (1944).
21. Д. Скобельцын, С. Вернов, Д. А. Н. 26, 1 (1940).
22. V. Veksler, Journ. Phys. USSR 9, 153 (1945).
23. С. Н. Вернов, Н. А. Григоров, Л. Н. Чарахчян, Изв. А. Н. СССР XIV, 51 (1950).



Wilhelmina Iwanowska

Obserwatorium Astronomiczne Uniwersytetu Mikołaja Kopernika

## Fluorescencja w astronomii

Promieniowanie elektromagnetyczne wysyłane przez ciała niebieskie jest jedynym niemal materiałem doświadczalnym astrofizyki, jest głównym źródłem informacji o składzie i stanie materii kosmicznej. Dlatego też ze wszystkich działów fizyki najbardziej podstawowe znaczenie ma dla astronoma nauka o promieniowaniu, w szczególności — zagadnienia wzajemnego oddziaływania materii i promieniowania, a więc procesy emisji, absorpcji, rozpraszania.

Fizycy rozróżniają dwa zasadnicze mechanizmy świecenia ciał: emisję termiczną oraz luminescencję, zależnie od tego, czy wysyłane promieniowanie jest wyłącznie wynikiem ruchu cieplnego cząstek materii — funkcją temperatury ciała promieniującego — czy też działania innych czynników dostarczających energię. Jeżeli tym czynnikiem jest promieniowanie pochodzące z innego ośrodka, mamy fotoluminescencję, szczególnym zaś jej przypadkiem — gdy emisja następuje bezpośrednio po zaabsorbowaniu przez cząsteczkę kwantu promieniowania pobudzającego — jest zjawisko fluorescencji.

Wśród świecących ciał niebieskich na czoło wysuwają się gwiazdy, reprezentują one bowiem około 50% masy znanej części Wszechświata i prawie 100% produkcji energii promienistej. Nie wchodząc w rozważania całości procesu przepływu energii we wnętrzu gwiazdy<sup>1)</sup>, możemy w przybliżeniu przyjąć, że w obrębie cienkiej warstwy w gwieździe — a więc i w obrębie jej fotosfery, stosunkowo cienkiej warstwy zewnętrznej, z której promieniowanie ciągle wydostaje się na zewnątrz, — materia jest w równowadze z promieniowaniem; możemy zatem uważać promieniowanie wysyłane w przestrzeń przez gwiazdy za rodzaj emisji termicznej.

Gwiazdy nie wyczerpują jednak całej materii Wszechświata. Prawie 50% masy pozostaje na materię pozagwiazdową, ku której ze wzrastającym zainteresowaniem zwraca się obecnie astronomia. Materia ta bytuje

<sup>1)</sup> We wnętrzu gwiazdy istnieje spadek temperatury od środka ku powierzchni; energia wytwarzana w strefach centralnych jest przekazywana w postaci promieniowania, drogą absorpcji i reemisji, poprzez kolejne warstwy na zewnątrz.

ładź w postaci rozproszonych chmur gazowych i pyłowych, bądź w formie skupień o masach mniejszych od mas znanych gwiazd: gwiazd „ciemnych“ lub planet. Te formy materii należą do zakresu niskich temperatur, ich promieniowanie termiczne jest zbyt słabe, byśmy mogli je obecnymi narzędziami obserwować<sup>1)</sup>; widoczne są one tylko w tych przypadkach, gdy znajdują się w pobliżu gwiazd. Świecą wówczas światłem odbitym, rozproszonym lub wzbudzonym przez fluorescencję. Tej ostatniej grupie zjawisk poświęcimy dalsze rozważania; dodatkowym argumentem, by zająć nimi uwagę czytelnika „Postępów“, jest fakt, że wielu fizyków polskich pracuje w dziedzinie fotoluminescencji (fluorescencję gazów cząsteczkowych badali m. in. L. Sosnowski, S. Mrozowski, J. Zieliński, M. Okoń i A. Kotecki); warto też wspomnieć, że w Warszawskiej Szkole Luminescencji specjalizował się astrofizyk belgijski P. Swings, który położył największe zasługi w wyjaśnieniu mechanizmu świecenia komet na gruncie fluorescencji.

W dalszym ciągu omówimy dwie kategorie obiektów kosmicznych, w których dominującym procesem emisji jest fluorescencja; są to: komety i mgławice gazowe.

### Komety

Komety, wspaniałe zjawiska optyczne (rys. 1), lichota w porządku mas, są to gromady luźnych kamieni i pyłu o łącznej masie miliony razy mniejszej od masy Ziemi, rozrzucone w objętościach tysiące razy większych od objętości Ziemi.



Rys. 1

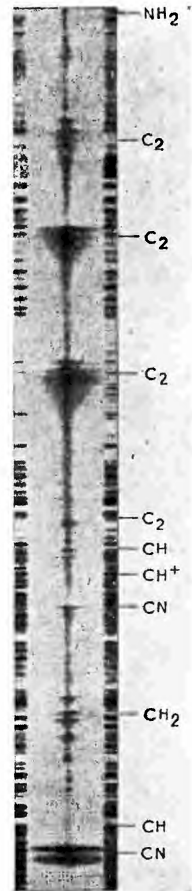
Kometa 1940 c (Cunninghama). Zdjęcie Obserwatorium Yerkesa.

Obiegają one po wydłużonych elipsach dokoła Słońca-ogniska, dopóki pod wpływem różnicowego przyspieszenia nie rozsypią się wzdłuż orbity dając początek rojom meteorów. Kometa staje się widoczna, gdy zbliży się dostatecznie do Słońca, jasność jej wzrasta w miarę dalszego biegu ku perihelium, osiąga maksimum, po czym znów słabnie i staje się niewidzialna aż do ewentualnego następnego powrotu. Na ten

<sup>1)</sup> Wyjątek stanowią ciała bliskie — planety naszego układu słonecznego, których promieniowanie termiczne należące do podczerwieni było mierzone.

przebieg zmian jasności, świadczący o słonecznym pochodzeniu światła komety, nakładają się zmiany jasności zależne od odległości komety od obserwatora, które można wyeliminować według prawa odwrotnych kwadratów. W okresie świecenia kometa zazwyczaj rozwija tzw. warkocz, jasną smugę wyciągniętą w kierunku odsłonecznym, która po przejściu komety przez perihelium również słabnie i zanika. Jest to smuga materii gazowej i pyłowej odrzuconej ciśnieniem promieniowania; zasięg jej bywa rzędu jednostki astronomicznej<sup>1)</sup>, gęstość — niższa od najlepszej próżni laboratoryjnej.

Wiadomości o rodzaju świecenia i naturze fizycznej komet czerpiemy z ich widm. W widmach komet (rys. 2) notujemy dwie składowe: widmo słoneczne (widmo ciągłe z prążkami absorpcyjnymi), najintensywniejsze w jądrze komety, oraz widmo emisyjne pasmowe, obejmujące całą głowę i warkocz. Stosunek natężeń tych dwóch rodzajów widm i ich zasięg bywa różny u różnych komet, w większości przypadków gros światła przypada na składową emisyjną. Składową słoneczną przypisujemy rozpraszaniu promieniowania słonecznego na bryłkach stałych skoncentrowanych w jądrze komety. Te bryłki i cząstki stałe noszą na swej powierzchni i w swym krystalicznym wnętrzu znaczne ilości gazów okludowanych; gdy kometa zbliży się do Słońca, temperatura cząstek wzrasta, pod wpływem ciepła gaz okludowany wyzwalają się i on to właśnie daje emisyjne widmo pasmowe. Identyfikacja pasm cząsteczkowych w widmach komet została stosunkowo niedawno — w latach wojennych — ukończona, przynajmniej w części widzialnej i w bliskim nadfiolecie. Znalaziono pasma następujących cząsteczek: OH, NH, CN, CH, CH<sup>+</sup>, C<sub>2</sub>, CO<sup>+</sup> N<sub>2</sub><sup>+</sup>, CH<sub>2</sub>, NH<sub>2</sub> i, być może, OH<sup>+</sup> oraz SiO<sub>2</sub>. Z nich najintensywniejsze w części widzialnej, a więc odpowiedzialne za światło komet są pasma C<sub>2</sub> (S w a n a) i CN (3883Å). Samo zidentyfikowanie widma nie daje jeszcze pojęcia ani o warunkach fizycznych panujących w komecie, ani o jej składzie chemicznym: prócz cząsteczek identyfikowanych mogą istnieć inne nie zdradzające się w widmie z powodu bądź braku



Rys. 2

Widmo komety  
1940 c w za-  
kresie 3850 —  
6300 Å<sup>0</sup> wg P.  
Swingasa

<sup>1)</sup> Jednostka astronomiczna — średnia odległość Ziemi od Słońca — około 150 milionów km

pasm w obserwowanej części widma, bądź warunków niezbędnych do ich wzbudzenia. Dopiero wyjaśnienie mechanizmu emisji i oparta na tym mechanizmie analiza powstawania prążków może do tego celu doprowadzić.

Z wykryciem mechanizmu świecenia komet mieli astronomowie przez długi czas trudności. Że nie jest to promieniowanie termiczne, było jasne od początku. Jeśli chodzi o temperaturę cząstek stałych komety, to górną jej granicę stanowi temperatura, jaką przybierze ciało doskonale chłonna (czarne), umieszczone w danym punkcie pola promieniowania Słońca. Wyraża się ona wzorem:

$$t = \frac{290^{\circ} K}{\sqrt{d}},$$

gdzie  $d$  oznacza odległość od Słońca wyrażoną w jednostkach astronomicznych. W odległości Ziemi jest to więc temperatura pokojowa.

Wzór ten wynika z założenia równowagi termicznej: energia absorbowana przez kulistą bryłkę czarną o promieniu  $r$ :

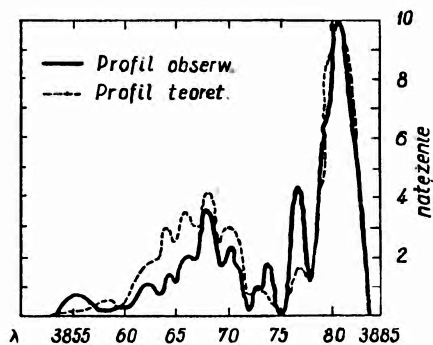
$$\pi r^2 \cdot \frac{4\pi R^2 \sigma T^4}{4\pi d^2}$$

jest równa emisji bryłki:  $4\pi r^2 \sigma t^4$ .  $T$  oznacza temperaturę Słońca,  $t$  — temperaturę bryłki,  $\sigma$  — stałą Boltzmann'a.

Temperatura gazu komet jest jeszcze niższa. Ciśnienie gazu jest tak niskie, że zderzenia cząstek nie odgrywają żadnej roli. Wnioskujemy o tym na podstawie faktu, że rozkład cząsteczek pomiędzy różne poziomy rotacyjne energii, o którym możemy wnosić z rozkładu natężeń prążków w pasmach, nie odpowiada rozkładowi stacjonarnemu, charakterystycznemu dla jakiegokolwiek stałej temperatury (rozkład Boltzmann'a), ustalającemu się drogą zderzeń cząstek w ruchu termicznym.

W tych warunkach zupełnie naturalnym wydaje się przypuszczenie wysunięte po raz pierwszy przez Schwarzschilda i Krona w r. 1907, że świecenie gazu kometarnego jest fluorescencją wzbudzoną przez promieniowanie Słońca, tym bardziej, że wszystkie układy pasm obserwowanych w kometach mają jako niższy poziom elektronowy poziom zasadniczy. Byłby to przypadek wyjątkowo czystej fluorescencji — nie zakłóconej zderzeniami cząstek dzięki niskiemu ciśnieniu. Główną przeszkodą do przyjęcia tej prostej interpretacji był dziwny rozkład natężeń prążków w obrębie pasm. Jakikolwiek mechanizm wzbudzenia przyjmujemy, rozkład ten powinien być ciągły, taki też charakter mają pasma molekularne otrzymanywane w laboratoriach i obserwowane w ciałach niebieskich poza kometami. Tymczasem w widmach komet mamy skoki natężeń w obrębie pasm w postaci niespodziewanych minimów i maksimów,

położenia tych skoków bywają różne u różnych komet a nieraz zmieniają się z czasem w widmie tej samej komety. Szukano różnych zawitych sposobów wytłumaczenia tego anomального rozkładu natężeń, aż P. Swings w r. 1941 wpadł na myśl, że źródłem tych nieregularności są prążki absorpcyjne (linie Fraunhofera) w widmie Słońca. Porównanie rozkładu natężeń pasm cyjanu, a następnie i innych pasm w widmach kilku komet z odpowiednimi odcinkami widma Słońca wykazało zupełną zgodność co do długości fali anomalnych minimów w kometach z silniejszymi prążkami Fraunhofera. W tych długościach fal kometa nie otrzymuje prawie wcale promieniowania wzbudzającego, toteż nie ma efektu rezonansu. Co więcej, znalazły swoje wytłumaczenie różnice położenia owoych minimów w widmach różnych komet lub tej samej komety w różnych momentach: gdy kometa zmienia swoją prędkość względem Słońca, ściślej, gdy zmienia się składowa jej prędkości wzdłuż promienia wodzącego, długości fal prążków komety i Słońca przesuwają się względem siebie w wyniku efektu Dopplera; prążki komety leżące na krawędzi prążków absorpcyjnych Słońca znajdują się raz w obrębie tego prążka, to znów poza nim i stosownie do tego są osłabione lub nie. Obserwowane przesunięcia okazały się w zupełnej zgodzie ze znanymi prędkościami heliocentrycznymi komet. W ten sposób sprawa anomalnych rozkładów natężeń w pasmach komet została wyjaśniona, a z nią odpadła trudność przyjęcia tezy fluorescencyjnego świecenia komet. Rys. 3 ilustruje obserwowany anomalny rozkład natężeń w pasmach cyjanu w widmie komety 1940c i jego porównanie z rozkładem teoretycznym obliczonym z uwzględnieniem obecności prążków Fraunhofera w widmie Słońca. Położenia minimów i maksimów zgadzają się w zupełności, różnice ich wysokości są wynikiem założenia w rozkładzie teoretycznym Boltzmannowskiego obsadzenia rotacyjnych poziomów energetycznych, do którego nie stosują się cząsteczki w kometach.



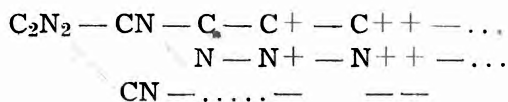
Rys 3

Porównanie obserwowanego i teoretycznego rozkładu natężeń w pasmach CN w widmie komety 1940c

Sprawdzeniem słuszności teorii fluorescencyjnego świecenia komet może być poza tym stopień polaryzacji ich światła. Polaryzację fluorescencji gazów cząsteczkowych badał fizyk polski M r o z o w s k i; uzyskał on w szczególności dla przejść  $\Sigma \rightarrow \Sigma$  i  $\Pi \rightarrow \Pi$  stopień polaryzacji 7,6% przy

wzbudzeniu światłem niespolaryzowanym, dla przejść  $\Sigma \rightarrow \Pi$  — 19%. Astronom Ö h m a n mierzył stopień polaryzacji światła komet w pasmach CN ( ${}^2\Sigma \rightarrow {}^2\Sigma$ ) oraz C<sub>2</sub> ( ${}^2\Pi \rightarrow {}^2\Pi$ ) i otrzymał dla jednej z komet wartość około 10%, zgodną w ramach dokładności pomiaru z wartością teoretyczną; dla innej natomiast komety otrzymał wartość znacznie wyższą — 24%, tłumaczy ją jednak tym, że w widmie tej komety występuje silnie rozproszone światło słoneczne.

Stwierdzenie fluorescencyjnej natury świecenia komet jest ważnym krokiem naprzód w zagadnieniu fizyki tych obiektów; otwiera ono drogę do dalszych badań zmierzających do ustalenia składu chemicznego gazu kometarnego na podstawie obserwowanych natężeń prążków w widmach pasmowych. Na drodze do tego celu ważnym etapem jest zagadnienie procesów fotodysocjacji i fotojonizacji cząsteczek w kometach. Większość cząsteczek obserwowanych w widmach komet są to cząsteczki chemicznie nietrwałe (np. OH, CN), musiały one powstać z fotodysocjacji trwałych cząsteczek „macierzystych“ okludowanych pierwotnie w bryłkach, jak np. H<sub>2</sub>O, NH<sub>3</sub>, CH<sub>2</sub>, C<sub>2</sub>N<sub>2</sub>, N<sub>2</sub>CO, CO<sub>2</sub>. Muszą więc zachodzić w kometach podczas okresu ich pobytu w bliskości Słońca łańcuchy fotodysocjacji i fotojonizacji cząsteczek niezrównoważone rekombinacjami z powodu bardzo niskiego ciśnienia gazu. Schematyczny, może nierealny przykład takiego łańcucha możemy przedstawić sobie tak:



Istnienie podobnych procesów w kometach potwierdza fakt występowania lokalnego w głowie i warkoczu komety poszczególnych produktów dysocjacji i jonizacji, przy czym w miarę oddalania się od jądra spotykamy dalej posunięte stadia tych procesów.

Odnosnie do tych badań astrofizycy mają jeszcze szereg dezyderatów pod adresem fizyki i chemii, jak wyznaczenie nieznanych dotychczas wartości mocy oscylatorów dla widm kilku rodzajów cząsteczek i zbadanie laboratoryjne warunków dysocjacji niektórych cząsteczek. Z drugiej strony interesujące byłoby rozszerzenie badań nad gazami okludowanymi w meteoroidach. Dotychczasowe raczej sporadyczne badania wykryły obecność gazów takich jak CH<sub>4</sub>, CO<sub>2</sub>, N<sub>2</sub> i innych — różnych w różnych obiektach. Ta różnorodność składu chemicznego w różnych obiektach występuje, jak się zdaje, również na terenie komet.

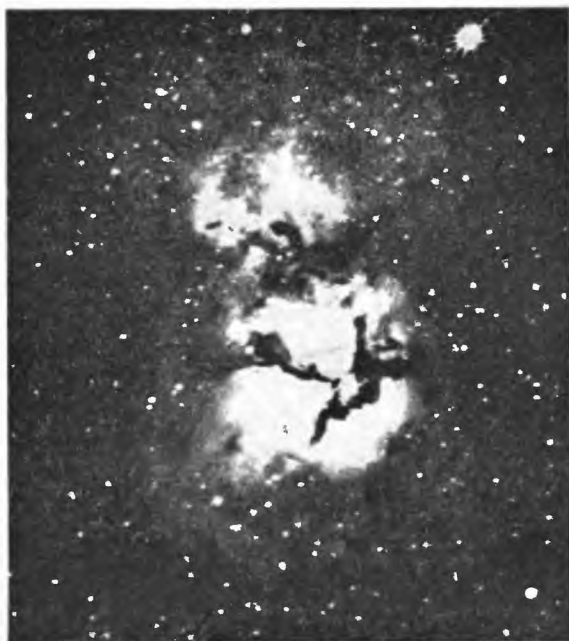
Jest wiele innych zagadnień interesujących i aktualnych w dziedzinie badań nad kometami, jak np. zagadnienie rozwoju form komet, nad któ-

rym pracują astronomowie radzieccy (Orłow, Lewin) w oparciu o teorię Bredichina; omawianie tych zagadnień wykroczyłoby jednak znacznie poza ramy artykułu, którego tematem jest fluorescencja.

### Mgławice gazowe

Inny rodzaj świecenia fluorescencyjnego spotykamy w obszarach materii międzygwiazdowej leżących w pobliżu gwiazd. Widma tych świecących mgławic są w pewnej liczbie przypadków identyczne z widmem wzbudzającej gwiazdy, mamy więc zjawisko rozproszenia mniej nas inte-

resujące (mgławice refleksyjne); zachodzi to wówczas, gdy gwiazda wzbudzająca ma niezbyt wysoką temperaturę, do 20 000<sup>o</sup>, materia mgławicy zaś ma konsystencję pyłu. Inny rodzaj stanowią mgławice o widmie emisyjnym prążkowym (rys. 4) (mgławice emisyjne), którymi się teraz zajmiemy. Gwiazdy wzbudzające są w tym przypadku gwiazdami bardzo gorącymi o temperaturze kilkudziesięciu tysięcy stopni (gwiazdy typu O) i wzbudzają otaczającą je materię gazową do świecenia w zasięgu tym większym, im wyższa jest ich temperatura; przeciętny zasięg jest rzędu 100 lat światła. Gęstość materii



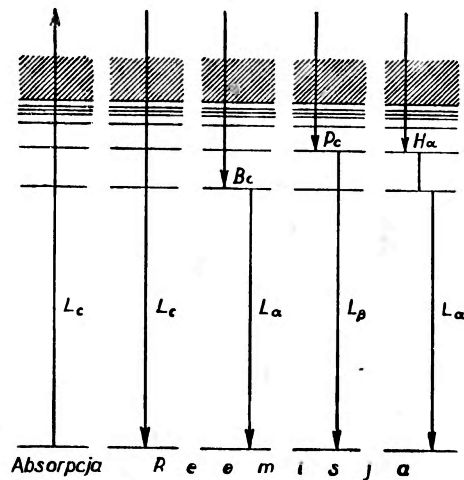
Rys. 4

Mgławica „Trójdzielnia“ w gwiazdozborze Strzelca

międzygwiazdowej w naszej Galaktyce wynosi średnio  $10^{-22}$  g/cm<sup>3</sup>, w mgławicach może być o parę rzędów wielkości wyższa. Temperatura w obszarach pozbawionych gwiazd jest bliska absolutnego zera. W widmach mgławic emisyjnych w części widzialnej najsilniejszymi prążkami są prążki wodoru — seria Balmera oraz prążki wzbronione atomu OIII (historycznego „nebulium“). Poza tym występuje szereg słabszych

prążków innych atomów, wśród nich HeI, HeII, kilkakrotnie zjonizowanych atomów C, N, Ne, S itd. Gwiazda wzbudzająca, odpowiednio do swej wysokiej temperatury, ma maksimum natężenia promieniowania w dalekim nadfiolecie; tym się tłumaczy wysoki stopień zjonizowania gazu mgławicy, tym bardziej że wobec małej gęstości szanse rekombinacji są małe. Tym się też tłumaczy, że dla oka światło gwiazdy wzbudzającej bywa często znacznie słabsze niż wzbudzonej przez nią mgławicy.

Mechanizm świecenia mgławicy jest obecnie w głównych zarysach wyjaśniony, jest on na ogół dość złożony. Zasadniczy proces świecenia najobfitszego pierwiastka w mgławicach — wodoru przedstawił Z a n s t r a w następujący sposób: krótkofalowe kwanty promieniowania gwiazdy o długościach fal  $\lambda < 912 \text{ \AA}$  (granica serii Lymana) jonizują atomy wodoru, znajdujące się przeważnie w stanie niewzbudzonym, wyrzucając przy tym



Rys. 5

Schemat wzbudzenia i reemisji atomów wodoru w mgławicach

fotoelektrony z prędkościami odpowiadającymi temperaturze kinetycznej kilku tysięcy stopni. Rzadkie, ale w masie mgławicy dość liczne rekombinacje jonów wodoru z elektronami odbywają się bądź w drodze powrotu elektronu na pierwszy poziom: mamy wówczas reemisję kwantu krótkofalowego w obrębie continuum Lymana — kwant ten może joniza-



wać inne atomy, bądź powrotu kaskadowego poprzez pośrednie stany wzbudzone: otrzymujemy wówczas emisję kwantu w continuum którejkolwiek wyższej serii oraz jednego lub kilku kwantów prążkowych (np. kwant continuum Balmera + kwant  $L_{\alpha}$  albo continuum Paschena +  $L_{\alpha}$ , albo continuum Paschena +  $H_{\alpha}$  +  $L_{\alpha}$ ) (rys. 5). W ten sposób procesem fotojonizacji i kaskadowej rekombinacji tłumaczy Z an s t r a widmo emisyjne wodoru mgławic. Na tym mechanizmie oparł on jedną z metod wyznaczenia zwykłą metodą — porównywania widma ciągłego gwiazdy z krzywą Plancka, ponieważ obserwujemy część widma daleko odsuniętą od maximum <sup>1)</sup>).

Zakładając, że krótkofalowe promieniowanie gwiazdy — poza granicą serii Lymana zostaje całkowicie pochłonięte przez mgławicę w procesach fotojonizacji, odtwarzamy liczbę tych kwantów z ilości reemitowanych kwantów serii Balmera w widmie mgławicy. Mając zaś natężenie krótkofalowego promieniowania gwiazdy, znajdujemy z prawa Plancka jej temperaturę.

Można przyjąć, że każdy kwant jonizującego promieniowania gwiazdy ( $\lambda < 912 \text{ \AA}$ ) spowoduje w każdym przypadku w mgławicy emisję jednego kwantu w serii lub continuum Balmera, ponieważ te rekombinacje, które by omijały drugi poziom atomu wodoru, musiałyby dawać kwant serii lub continuum Lymana (oprócz  $L_{\alpha}$ ), te zaś będą znów pochłonięte przez neutralne atomy wodoru i prędzej czy później nastąpi takie przejście kaskadowe, w którym będzie wyemitowany jeden kwant Balmerowski. Równanie Zanstry opiewa zatem, że liczba kwantów Balmerowskich emitowanych przez mgławicę  $N_B$  jest równa liczbie kwantów krótkofalowych gwiazdy, wynoszącej w myśl prawa Plancka.

$$4 \pi R^2 \int_{\nu_0}^{\infty} \frac{2 \cdot^2}{c^2} \frac{d\nu}{e^{h\nu/kT} - 1} = N_B$$

gdzie  $R$  — promień,  $T$  — temperatura gwiazdy wzbudzającej,  $\nu_0$  — częstość granicy serii Lymana.  $N_B$  określamy, fotometrując obrazy monochromatyczne mgławicy w liniach (i ewentualnie continuum) Balmera. Obrazy te otrzymuje się na zdjęciach bezszczelinowych widm mgławicy.

Podobny mechanizm fotojonizacji i rekombinacji jest prawdopodobnie czynny w emisji prążków HeI i HeII, dla których graniczne długości fal odpowiadających fotojonizacji są jeszcze krótsze, wynoszą odpowiednio 504 Å i 228 Å. Jest jednak szereg prążków innych atomów, które muszą

<sup>1)</sup> Atmosfera ziemska nie przepuszcza fal krótszych od 3 000 Å.

być wzbudzone innymi sposobami. Odgadujemy w nich procesy wtórne w stosunku do zasadniczego opisanego wyżej procesu wzbudzenia. Tak np. wzbudzenie prążków „nebulium“ jest prawdopodobnie spowodowane przez zderzenia atomów OIII z fotoelektronami, uwolnionymi w mechanizmie pierwszym. Ciekawy łańcuch fluorescencji zachodzi pomiędzy atomami HeII, OII i NIII dzięki przypadkowej zgodności długości fali niektórych prążków tych pierwiastków: HeII w procesie rekombinacji emituje prążek o długości fali 304 Å; OII absorbuje te kwanty, ponieważ posiada prążki o bardzo bliskiej długości fali, reemituje je kaskadowo dwoma mniejszymi kwantami, z których jeden leży w widzialnej części widma, drugi ma długość fali 374 Å. Atom NIII posiada znowu prążek długości fali 374 Å, absorbuje więc silnie te kwanty, rozszczepiając je przy emisji na kilka kwantów w widzialnej części widma. Słuszność interpretacji świecenia mgławic przez opisane rodzaje mechanizmów potwierdza wiele faktów, jak ten, że obserwowane względne natężenia prążków są w zgodzie z przyjętymi mechanizmami wzbudzenia, zgodność wartości temperatur gwiazdy centralnej wyznaczonych z natężeń różnych prążków mgławicy w oparciu o przyjęte mechanizmy i inne.

Z chwilą gdy mechanizm świecenia został wyjaśniony, możemy przystąpić do rozwiązania zagadnienia warunków fizycznych i składu chemicznego gazu mgławicy przez porównanie obserwowanych natężeń prążków z tymi, jakie wynikają z teorii opartej na danym mechanizmie.

Musimy przy tym znać rozkład atomów pomiędzy poszczególne stany jonizacji. Równanie jonizacyjne Saha stosowane do jonizacji termicznej (atmosfery gwiazd) jest w tym przypadku nieprzydatne. Zakładając równowagę procesów fotojonizacji i rekombinacji, dochodzimy do równania

$$\frac{n_2 \cdot n_e}{n_1} = WG \frac{(2\pi mkT_0)^{3/2}}{h^3} \cdot \frac{T}{T_0} \log(1 - e^{-h\nu_0/kT})^{-1} \sim WG \frac{(2\pi mkT)^{3/2}}{h^3} \sqrt{\frac{T_0}{T}} e^{-h\nu_0/kT},$$

$n_2$  — koncentracja atomów zjonizowanych,  $T$  — temperatura gwiazdy,

$n_1$  — koncentracja atomów neutralnych,  $T_0$  — temperatura mgławicy,

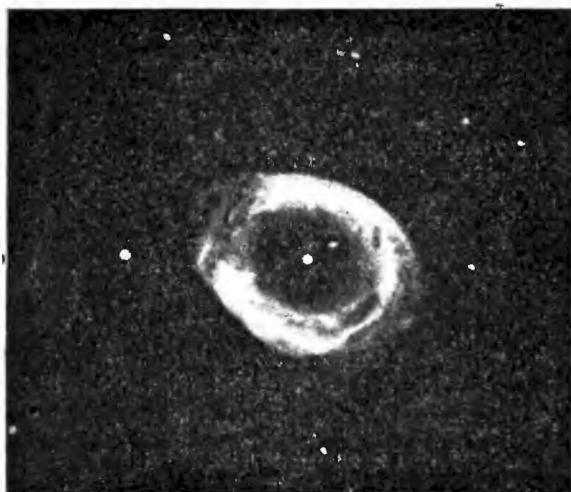
$n_e$  — koncentracja elektronów swobodnych,  $m$  — masa elektronu,

$G$  — stosunek wag statystycznych stanu zjonizowanego i neutralnego,

$W$  — czynnik „rozcieńczenia“ promieniowania  $= \frac{\pi R^2}{4\pi d^2}$ .

Równanie to różni się od równania jonizacji termicznej czynnikiem  $W \sqrt{\frac{T_0}{T}}$ .

W ten sposób uzyskano przybliżony skład chemiczny mgławicy; okazało się, że jest on zgodny z tzw. uniwersalnym rozkładem pierwiastków,



Rys. 6

Mgławica planetarna w gwiazdozbiorze Lutni

a więc najobfitszym pierwiastkiem jest wodór, po nim następuje hel, z kolei grupa C,N,O, reszta pierwiastków stanowi znikomą domieszkę. Podobne widma jak mgławice emisyjne nieregularne, posiadają mgławice planetarne. Są to świecące otoczki kuliste otaczające bardzo gorące gwiazdy centralne ( $T = 100\,000^{\circ}$ ). Przypuszcza się, że są to pozostałości po gwiazdach nowych lub supernowych. Aczkolwiek proces świecenia jest u nich ten sam co w mgławicach nieregularnych, pochodzenie ich jest praw-

dopodobnie inne: w tych ostatnich gaz międzygwiazdowy przypuszczalnie przypadkiem znalazł się w okolicy gwiazdy wzbudzającej, w mgławicach planetarnych natomiast otoczka jest odrzuconą materią gwiazdy centralnej.

Wspomnieć jeszcze należy o rozległych obszarach międzygwiazdowych emitujących słabe prążki serii Balmera, w szczególności prążek  $H_{\alpha}$ . Są to również obszary gazu międzygwiazdowego, ulegającego fotojonizacji przez światło pobliskich gorących gwiazd. Z pewnością wymienione przypadki nie wyczerpują wszystkich zjawisk fluorescencji lub ogólniej luminescencji w astronomii. Mamy te zjawiska z pewnością w otoczkach gwiazd posiadających prążki emisyjne w widmie, w otoczkach gwiazd nowych, w chromosferze i koronie słonecznej, są one jednak bądź mało rozpracowane, bądź trudne do wyodrębnienia od współistniejącej emisji termicznej.

**Literatura**

1. P. Swings, Cometary Spectra, Monthly Notices of the R. A. S. London, **103**, 2 (1943).
2. Б. Левин, Успехи физики комет, Успехи астрономических наук, Том III, 1947.
3. H. Zanstra, Théorie de l'émission de la lumière des nébuleuses, Paris 1936.
4. Б. А. Воронцов—Вельяминов, Газовые туманности и новые звезды, Москва 1948.

*Olgiert Wołczek*

Instytut Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Warszawskiego

## Nowe prace nad samorzutnym rozszczepianiem się jąder aktywności

Proces samorzutnego rozszczepiania się jąder atomowych polega na ich rozpadzie na dwa fragmenty. W toku tego zjawiska uwalniane są neutrony. W odpowiednich warunkach neutrony te mogą spowodować w bryle materiału ulegającego samorzutnemu rozszczepianiu nowe procesy rozszczepiania, tym razem — wymuszone. W ten sposób zjawisko samorzutnego rozszczepiania się jąder atomowych umożliwia zapoczątkowanie reakcji łańcuchowej. Reakcja ta, jak wiadomo, stanowi istotę przemian zachodzących we wnętrzu reaktorów atomowych. Proces samorzutnego rozszczepiania się pozwala zatem na „zapalenie“ reaktorów, na uruchamianie ich.

Z tych powodów dokładna znajomość zjawiska samorzutnego rozszczepiania się jąder jako źródła pierwotnych neutronów ma ogromne znaczenie dla budowy i eksploatacji reaktorów atomowych. Ponieważ uran naturalny (pod postacią metalu bądź tlenku) stanowi na razie prawie jedyny materiał rozszczepialny, stosowany w reaktorach, jemu poświęcono szczególną uwagę tak w starszych, jak i w nowszych pracach badawczych. Niezależnie jednak od tego wykonano również wiele badań nad samorzutnym rozszczepianiem się jąder innych aktywności<sup>1)</sup>.

W ciągu ostatnich dwu lat opublikowano szereg prac, dotyczących samorzutnego rozszczepiania się jąder zarówno uranu, jak i aktywności, które w porównaniu z dawniejszymi publikacjami [1] rzucają nowe światło na zagadnienie.

Littler [2] wyznaczył całkowite natężenie pierwotnego promieniowania neutronowego w reaktorze uranowo-grafitowym GLEEP<sup>2)</sup>.

W tym celu umieszczał on w różnych miejscach stosu wycechowane źródło neutronów Ra-Be bądź pochłaniacz neutronów. Można łatwo wykazać, że jeżeli przez  $C_1$  oznaczymy liczbę impulsów zarejestrowanych

---

<sup>1)</sup> Z rozważań teoretycznych [12, 13] wynika, że jedynie jądra aktywności mogą ulegać procesowi samorzutnego rozszczepiania.

<sup>2)</sup> Gleep — Graphite low energy experimental pile — grafitowy reaktor doświadczalny o małej energii (mocy).

przez komorę jonizacyjną w obecności źródła neutronów w reaktorze, a przez  $C_2$  — liczbę impulsów w obecności pochłaniacza o takim samym skutecznym przekroju czynnym na absorpcję neutronów jak źródło, to:

$$\frac{C_1 - C_2}{C_2} = \frac{S \varrho_s}{\Sigma \bar{\varrho}},$$

gdzie:

- $S$  — natężenie źródła neutronów Ra-Be,
- $\Sigma$  — całkowite natężenie neutronów pierwotnych w reaktorze,
- $\varrho_s$  — gęstość neutronów w położeniu źródła, lecz w nieobecności źródła,
- $\bar{\varrho}$  — średnia gęstość neutronów w reaktorze w nieobecności źródła.

Little r założył, że rozkład gęstości neutronów w obecności bądź nieobecności źródła neutronów w reaktorze jest identyczny. Założenie to jest słuszne jedynie wtedy, gdy reaktor jest w stanie bliskim krytycznego. Gdy jednakże reaktor znajduje się w stanie bardzo bliskim krytycznego, pochłanianie neutronów przez źródło coraz bardziej przeważa nad jego emisją. Dlatego konieczny jest kompromis, który, jak wykazują teoria i doświadczenie, osiąga się przy stanie podkrytycznym rzędu 0,1%<sup>1)</sup>.

Doświadczenie polegało na wyznaczeniu  $C_1$  i  $C_2$  przy rozmaitych wartościach  $\frac{\varrho_s}{\bar{\varrho}}$ . Wartości  $\frac{\varrho_s}{\bar{\varrho}}$  wyznaczono na podstawie pomiarów rozkładu gęstości neutronów przy pomocy folii indowych. Wykreśliwszy zależność  $\frac{C_1 - C_2}{C_2}$  od  $\frac{\varrho_s}{\bar{\varrho}}$  otrzymał Little r prostą, której nachylenie:

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{S}{\Sigma} = 16,9.$$

Ponieważ znana była bezwzględna wartość natężenia źródła neutronów:  $S = 9,7 \cdot 10^6$  n/sec, zatem

$$\Sigma = 5,73 \cdot 10^5 \text{ n/sec } (\pm 5^{1/2}\%).$$

Całkowita zawartość uranu w reaktorze GLEEP wynosiła  $3,462 \cdot 10^4$  kg. Stąd natężenie pierwotnego promieniowania neutronowego uranu w reaktorze:

$$\Sigma = 16,9 \pm 0,9 \text{ n/kg sec} = 59,5 \pm 3,3 \text{ n/g godz.}$$

W skład tego promieniowania wchodzić mogły neutrony z następujących źródeł:

<sup>1)</sup> Mnożnik neutronów wynosi wtedy:  $k = 0,999$ .

1. z samorzutnego rozszczepiania się jąder uranu,
2. z promieni kosmicznych,
3. z reakcji ( $\alpha, n$ ).

Produkcja neutronów przez promienie kosmiczne jest bardzo mała w porównaniu z wyznaczoną wartością  $\Sigma$  (pomijając fakt, iż tylko niewielki ułamek tych promieni przeniknąć może przez grube osłony do wnętrza reaktora). Liczba neutronów wytworzonych w uranie na skutek wychwytu ujemnych mezonów  $\mu$  stanowi mniej niż 0,1% liczby uwalnianych przy samorzutnym rozszczepianiu się jąder uranu. Liczba neutronów wyzwalanych w reakcjach ( $\alpha, n$ ) w reaktorze stanowić może co najwyżej 2% wartości  $\Sigma$ . Dlatego można przyjąć, iż praktycznie  $\Sigma$  oznacza liczbę neutronów uwalnianych na skutek samorzutnego rozszczepiania się jąder uranu naturalnego w jednostce masy w jednostce czasu.

Wynik uzyskany przez Littlera zgodny jest z dawniejszymi pomiarami. Z pracy Rotblata [2, 3] (1941 r.) wynika bowiem, że  $\Sigma = 53 \pm 10$  n/g godz. Na podstawie pomiarów Posego [2, 4] (1943 r.) można natomiast obliczyć, że zgodnie z poprawką Segrègo [25] wartość  $\Sigma = 55$  n/g godz. Zbliżony wynik uzyskali Scharff-Goldhaber i Klaiber [2, 5] (1946 r.): zgodnie z ich pomiarami  $\Sigma = 64$  n/g godz. Wg Hansona [27] natomiast  $\Sigma = 57,6 \pm 3,6$  n/g godz. Wartość ta jest prawie identyczna z najbardziej miarodajnymi wynikami pomiarów w Clinton [25], wg których  $\Sigma = 54 \pm 5,4$  n/g godz.

W innych pracach wyznaczono ilość samorzutnych rozszczepień w jednostce masy uranu naturalnego w ciągu jednostki czasu. Według Whitehousa i Galbraitha [6] wynosi ona  $24,2 \pm 1,5$  rozszczepień/g godz. Bardzo zbliżoną wartość podaje Seaborg [7]:  $24,8 \pm 0,9$  rozszczepień/g godz., opierając się na wynikach uzyskanych przez Scharff-Goldhabera i Klaibera [5] oraz przez grupę Chamberlain, Farwell, Jungermann, Segrè, Wiegand [8]. Dzięki tym danym można obliczyć liczbę neutronów wyzwalanych w pojedynczym akcie samorzutnego rozszczepiania się jądra uranu. Wynosi ona:

$$v = \frac{54,0 \pm 5,4}{24,2 \pm 1,5} = 2,2 \pm 0,3 \text{ n/rozszczeplenie,}$$

$$\text{albo } v = \frac{54,0 \pm 5,4}{24,8 \pm 0,9} = 2,2 \pm 0,6 \text{ n/rozszczeplenie.}$$

Wartość ta jest bardzo zbliżona do wartości  $v_t$  dla rozszczepiania uranu naturalnego przez neutrony termiczne  $v_t = 2,5 \pm 0,1$  n/rozszczeplenie [9, 10]. Ta uderzająca zgodność zdaje się wskazywać, iż mechanizm samorzutnego i wymuszonego rozszczepiania jąder uranu jest identyczny.

W świetle ostatnich publikacji okazało się zresztą, iż proces samorzutnego rozszczepiania się nie stanowi, zgodnie z przewidywaniami teoretycznymi, wyłącznego przywileju jąder uranu naturalnego, a w szczególności izotopu  $^{238}\text{U}$ . Seaborg [7], w oparciu o cytowane już prace Scharf-Goldhabera i Klaibera [5] oraz grupy Segrè [8] a także Posego [4] oraz zespołu Hanna, Harvey, Moss, Tunnicliffe [11], przytacza zestawienie danych doświadczalnych odnośnie liczby rozszczepień zachodzących w 1 g materiału w ciągu 1 godziny oraz okresu połowicznego zaniku na skutek reakcji samorzutnego rozszczepiania się dla 14 jąder atomowych, a mianowicie jąder aktynowców (Tabl. 1). Zestawienie to zostało uzupełnione danymi zaczerpniętymi z pracy Segrè [25].

Tablica 1

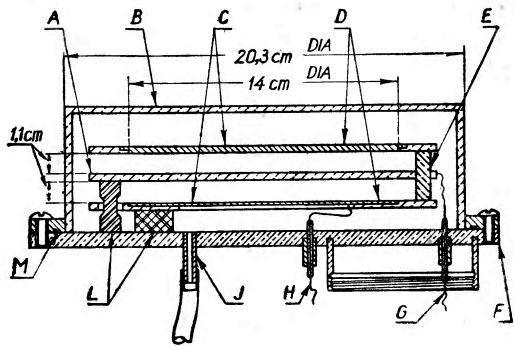
Jądro	$\lambda_f$ [rozszczepeń/g. godz.]	$T_f$ [lat]	Oдношк
$^{226}\text{Ra}$	$(\leq 2160)$	$\geq 9,7 \cdot 10^{13}$	25,26
$^{230}\text{Th}$	$\leq 1,4$	$\geq 1,5 \cdot 10^{17}$	8,25
$^{232}\text{Th}$	0,15 1,2	$1,4 \cdot 10^{18}$ $1,7 \cdot 10^{17}$	8,25 4
$^{231}\text{Pa}$	$\leq 20$	$\geq 10^{16}$	8,25
$^{232}\text{U}$	$\leq 25\ 000$ $\leq 60\ 000$	$\geq 8 \cdot 10^{12}$ $\geq 5,6 \cdot 10^{12}$	8 25
$^{233}\text{U}$	$< 0,7$	$> 5 \cdot 10^{17}$	8,25
$^{234}\text{U}$	$< 30$	$> 7 \cdot 10^{15}$	8,25
$^{235}\text{U}$	1,2 $1,1 \pm 0,6$	} $1,9 \cdot 10^{17}$	8 25
$^{238}\text{U}$	$24,8 \pm 0,9$		$8,0 \cdot 10^{15}$
$^{237}\text{Np}$	$\leq 5$	$\geq 4 \cdot 10^{16}$	8,25
$^{239}\text{Np}$	$\leq 40\ 000$	$\geq 5 \cdot 10^{12}$	8,25
$^{238}\text{Pu}$	$5,1 \cdot 10^6$ $7,7 \cdot 10^6$	$5,4 \cdot 10^{10}$ $2,6 \cdot 10^{10}$	8 25
$^{239}\text{Pu}$	36	$5,5 \cdot 10^{15}$	8,25
$^{241}\text{Am}$	$\leq 14\ 000$ ( $\leq 165\ 000$ )	$\geq 1,4 \cdot 10^{13}$ $\geq 1,2 \cdot 10^{12}$	8 25
$^{242}\text{Cm}$	$2,7 \cdot 10^{10}$	$7,2 \cdot 10^8$	11

Segrè [25] informuje nas również o technice doświadczalnej stosowanej przy pracach nad samorzutnym rozszczepianiem się ciężkich jąder atomowych. Pomiary polegały na liczeniu impulsów wytworzonych na skutek reakcji samorzutnego rozszczepiania się zachodzącej w pewnej ilości



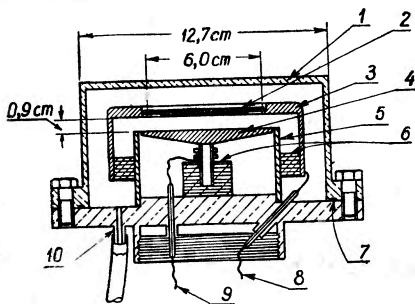
substancji; substancja ta znajdowała się w komorze jonizacyjnej, połączonej ze wzmacniaczem liniowym.

Materiał badany osadzano pod postacią cienkiej warstwy na płytkach platynowych. W zależności od jego aktywności właściwej, umieszczano go w odpowiedniej komorze jonizacyjnej. Próbkę o stosunkowo małej aktywności właściwej ( $^{235}\text{U}$ ,  $^{238}\text{U}$ , Th), które można było stosować bezpiecznie i wygodnie w ilościach rzędu kilku mg, bez obawy o trudności spowodowane promieniotwórczością  $\alpha$ , zamykano w komorze wypełnionej azotem (rys. 1). Dzięki podwójnemu poziomowi uzyskano tu odpowiednio wielkie powierzchnie badanych substancji. W ten sposób można



Rys. 1

Komorą azotową. A — elektroda zbierająca, B — osłona mosiężna, C — elektrody wysokiego napięcia i uchwyty do próbek, D — próbka, E — suport mosiężny, F — mosiężna podstawa, G — przewód siatki, H — przewód wysokiego napięcia, J — wyjście gazu, L — wyjście gazu, M — podkładka gumowa



Rys. 2

Komorą argonową. 1 — osłona mosiężna, 2 — próbka, 3 — elektroda wysokiego napięcia i uchwyt do próbki, 4 — elektroda zbierająca, 5 — pierścień zbierający, 6 — izolacja, 7 — podkładka gumowa, 8 — przewód wysokiego napięcia, 9 — przewód siatki, 10 — wyjście gazu

było zachować właściwą ich grubość (cienkie warstwy). Próbkę o większej aktywności właściwej umieszczano w komorach o mniejszych rozmiarach, wypełnianych argonem (rys. 2).

We wszystkich doświadczeniach jedną z głównych trudności stanowiła promieniotwórczość  $\alpha$ . Ograniczała ona bowiem ilość substancji, jaką można było na raz umieścić w komorze. Przyczyną tego stanu rzeczy jest fakt, iż rozszczepianie identyfikuje się dzięki impulsom o dużej amplitudzie, które ono wytwarza. Impulsy powodowane przez cząstki  $\alpha$  są od 10 do 20 razy mniejsze. Jednakże, gdy promieniowanie  $\alpha$  jest bardzo silne, fluktuacje tła aktywności  $\alpha$  mogą naśladować wielkie impulsy wytwarzane przez rozszczepianie. Taki stan rzeczy może spowodować rejestrację pozornych aktów rozszczepiania.

Jakościowo, wymienione fluktuacje są w przybliżeniu proporcjonalne do pierwiastka kwadratowego z liczby cząstek  $\alpha$  wysyłanych w ciągu „czasu rozdzielczego“ przyrządu. Jednakże próby teoretycznego ilościowego opanowania tych zjawisk speliły na niczym na skutek wielkiej ich złożoności.

W każdym jednak przypadku jest oczywiste, że przyrząd rejestrujący musi posiadać wielką czułość, która z kolei zależy od szybkości zbierania elektronów przez elektrodę w komorze jonizacyjnej. Dlatego konieczne było unikanie obecności par organicznych w komorze, nawet w ilościach śladowych, z powodu zatruwającego ich wpływu na zjawisko zbierania elektronów. Sam natomiast argon, którym napełniano małe komory, nie musiał odznaczać się wyjątkową czystością: używano gazu 99,5-procentowego lub czystszeo, przy czym domieszkę stanowił azot. Zastosowano jednak specjalne urządzenia celem całkowitego usunięcia tlenu.

Wzmacniacze używane w toku doświadczeń musiały odznaczać się dużą czułością oraz dostateczną stabilnością wzmacnienia. Działanie ich nie mogło podlegać żadnym zakłóceniom tego rodzaju, jak wyładowania wysokonapięciowe, wahania napięcia zasilającego itp. Z tych powodów stosowano przyrządy zasilane prądem z baterii i ekranowane dzięki umieszczeniu ich w wielkich metalowych skrzynkach.

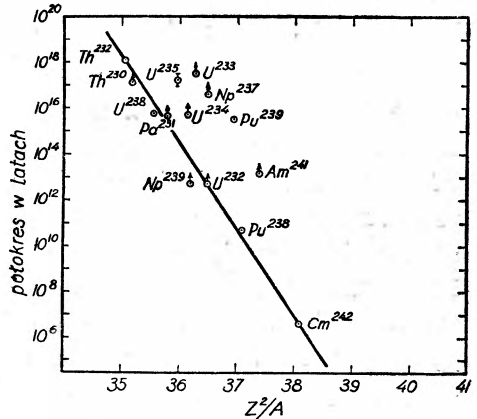
Zastosowano specjalne środki dla zabezpieczenia doświadczeń przed rozszczepianiem badanych substancji przez neutrony towarzyszące promieniowaniu kosmicznemu. W tym celu używano osłony z tlenku berylu  $\text{BeO}$  o grubości  $7,2 \text{ g/cm}^2$ , co jest równoważne  $2,7 \text{ g}$  berylu na  $\text{cm}^2$ . Dzięki temu osłabiono niekorzystny wpływ promieni kosmicznych o czynnik większy niż 10. Należy też zaznaczyć, że stosowane osłony praktycznie zatrzymywały wszystkie neutrony o energii mniejszej niż  $200 \text{ eV}$ .

Sprawność komór zbadano przez liczenie ilości aktów rozszczepiania wymuszonego, wywołanych przez neutrony z wycechowanego źródła ( $\text{Ra} + \text{Be}$ ).

Sukcesy doświadczenia nie spowodowały jednak odpowiednich postępów w dziedzinie teorii. Wszelkie bowiem próby podporządkowania przytoczonych danych (tabl. 1) istniejącym teoriom [12, 13 (p. [1]) 8, 29] spotkały się z niepowodzeniem.

Dlatego S e a b o r g [7, 14] poszukiwał zależności empirycznych, które by rzuciły światło na wspólne cechy samorzutnego rozszczepiania się jąder aktywnoóów a więc na sam mechanizm tego zjawiska. Sporządził on w układzie półlogarytmicznym wykres (rys. 3) zależności okresu połowicznego  $T_1$  samorzutnego rozszczepiania się jąder od parametru  $Z^2/A$ , który tak istotną odgrywa rolę w istniejących teoriach rozszczepiania [1, 12].

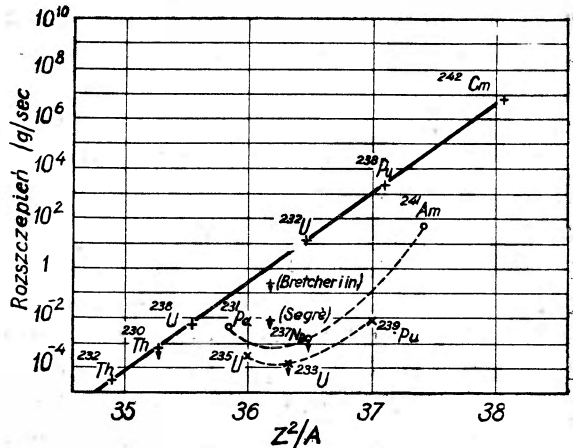
Na podstawie ułożenia na tym wykresie punktów odpowiadających poszczególnym jądrom aktywnoców łatwo można wysnuć wniosek, iż zgrupowane one są wzdłuż linii prostej o ujemnym współczynniku nachylenia. Seaborg zwraca jednak uwagę na fakt, iż także inny typ zależności, a mianowicie odwrotna proporcjonalność półokresu  $T_f$  do funkcji wykładniczej parametru  $Z^2/A$  prawie równie dobrze odpowiada zespołowi punktów wykresu. W każdym jednak przypadku po ekstrapolacji linii łączącej poszczególne punkty (rys. 3) do obszaru odpowiadającego natychmiastowemu samorzutnemu rozszczepianiu ( $T_f = 10^{-20}$  sec) uzyskuje się na  $Z^2/A$  wartość bliską 47, co jest zgodne z istniejącymi przewidywaniami teoretycznymi [12, 8, 1].



Rys. 3

⊙ oznacza dolną granicę półokresu

Zależność logarytmu  $T_f$ , a więc półokresu samorzutnego rozszczepiania od parametru  $Z^2/A$ , tzn. od  $Z^2/r^3$  wskazuje na zawisłość tego zjawiska od promienia, a zatem i typu jądra. Jądra parzysto-parzyste posiadają mniejsze promienie niż jądra nieparzyste. Wobec tego do rozszczepiania jąder podwójnie parzystych potrzebna jest mniejsza energia. Z faktem tym zgodne jest zjawisko większej szybkości rozszczepiania tych jąder niż jąder nieparzystych. Zjawisko to szczególnie wyraźnie zaobserwować można na wykresie sporządzonym przez Whitehouse'a i Galbraitha [15] (rys. 4) (analogicznym zresztą do wykresu Seaborga), w którym zamiast logarytmu  $T_f$  występuje zależny od niego logarytm liczby rozszczepień na gram i sekundę. Obaj autorzy zwracają jednak uwagę na to, że wzdłuż



Rys. 4

Prędkość rozpadu jako funkcja  $Z^2/A$ : + — + — A parzyste, Z parzyste, ⊙ — ⊙ — A nieparzyste, Z nieparzyste, × — × — A nieparzyste, Z parzyste

prostej układają się jedynie punkty odpowiadające jądom parzysto-parzystym. Uderzający wyjątek  $^{234}\text{U}$  zdaje się wskazywać na błąd doświadczalny przy pomiarach, pomimo iż były one wykonywane trzykrotnie przez niezależnych od siebie badaczy (Segrè [8]; Bretscher, Cook, Martin, Poole [16]; Blanchard, Gofman, Seaborg [17]).

Whitehouse i Galbraith uważają także, iż nie jest wykluczone, że wykreślona przez nich prosta jest w rzeczywistości krzywą nieznacznie wklęsłą ku górze, na co zdają się wskazywać pewne dane doświadczalne. Stwierdzają oni również, iż szybkości samorzutnego rozszczepiania się izotopów nieparzystych są mniejsze o kilka rzędów wielkości niż odpowiednie szybkości rozszczepiania się izotopów parzysto-parzystych. Nic zatem dziwnego, że właściwe doświadczenia są tu trudniejsze do przeprowadzenia, a wyniki ich — mniej dokładne. Istnieją jednak wskazówki że odpowiednie punkty odnoszące się do poszczególnych jąder atomowych układają się wzdłuż dwu krzywych, przy czym szybkości samorzutnego rozszczepiania się jąder nieparzysto-parzystych są na ogół mniejsze niż jąder nieparzysto-nieparzystych. Faktu tego, dobrze widocznego na wykresie Whitehouse'a i Galbraitha, nie można wyczytać z wykresu Seaborga.

Niemniej jednak autor ten na podstawie analizy danych doświadczalnych dochodzi do bardzo interesujących wniosków, których nie potrafili wysnuć badacze brytyjscy. Zwraca on bowiem uwagę na to, iż zależności stwierdzone w odniesieniu do samorzutnego rozszczepiania się tłumaczyć mogą również mechanizm rozszczepiania wymuszonego, w szczególności zaś rozszczepiania fotonami i neutronami powolnymi. Np. mały przekrój czynny jądra  $^{242}\text{Cm}$  na rozszczepianie neutronami [7, 14, 18] i względnie duża energia progowa reakcji fotorozszczepiania izotopów  $^{235}\text{U}$ ,  $^{233}\text{U}$  i  $^{239}\text{Pu}$  [7, 14, 19] mogą być związane z nieparzystą liczbą nukleonów odpowiednich jąder złożonych. Przeciwnie, duże przekroje czynne na rozszczepianie powolnymi neutronami jąder  $^{235}\text{U}$ ,  $^{233}\text{U}$  i  $^{239}\text{Pu}$  oraz stosunkowo małą energię progową fotorozszczepiania izotopu  $^{238}\text{U}$  [19, 24] łatwo wytłumaczyć podwójną parzystością właściwych jąder złożonych. Powstające bowiem na skutek pochłaniania neutronów jądra złożone  $^{236}\text{U}$ ,  $^{234}\text{U}$  i  $^{240}\text{Pu}$  (a także jądro  $^{238}\text{U}$ ) jako podwójnie parzyste posiadają mniejsze promienie niż odpowiednie jądra nieparzyste. Toteż, zgodnie z wcześniejszymi uwagami, do ich rozszczepienia potrzebna jest odpowiednio mniejsza energia. Wniosek ten jest tym cenniejszy, iż przytoczone fakty doświadczalne są w sprzeczności z istniejącymi teoriami [12, 13].

W związku z powyższymi rozważaniami Seaborg zastanawia się także nad samorzutnym rozszczepianiem się izotopów parzysto-parzystych

o wyjątkowo małym promieniu jądra, a więc w przypadku istnienia podpowłok zamkniętych<sup>1)</sup>. Jest jasne, że w świetle jego wywodów oczekiwać wtedy należy szczególnie dużych szybkości samorzutnego rozszczepiania się jąder. Typowym przykładem takiego stanu rzeczy może być jądro  $^{248}\text{100}$ , które, zgodnie z modelem Marii Mayer [20], powinno posiadać dwie zamknięte podpowłoki (100 protonów i 148 neutronów). Wyjątkowa nietrwałość wymienionego izotopu spowodowana samorzutnym rozszczepianiem się jest więc, być może, przyczyną, iż nie udało się go uzyskać w ilościach wykrywalnych w znanych przemianach karbionowych<sup>2)</sup>. Fakt ten znajduje pewne poparcie w dużym przekroju czynnym na rozszczepianie powolnymi neutronami jądra  $^{242}\text{Am}$  [18], co zdaje się mieć związek z istnieniem zamkniętej podpowłoki 148 neutronów w jądrze złożonym  $^{243}\text{Am}$ .

Jak widzimy więc, zjawisko samorzutnego rozszczepiania się jąder przewidziane przed 13 laty przez Bohra i Wheelera [12] a odkryte w roku 1940 przez Flerowa i Pietrżaka [23], odgrywa doniosłą rolę w zespole pierwiastków końca układu okresowego Mendelejewa. Dokładna znajomość tego zjawiska prawdopodobnie umożliwi więc syntezę najcięższych jąder, pozwalając na przesunięcie krańca tego układu poza symboliczną liczbę  $Z = 100$ .

#### Literatura

1. H. Niewodniczański, Post. Fiz., **1**, 32 (1949).
2. D. J. Littler, Proc. Phys. Soc., (A) **65**, 203 (1952).
3. J. Rotblat, BR, nr 241 (1941).
4. H. Pose, Z. Phys. **121**, 293 (1943).
5. G. Scharff-Goldhaber, G. S. Klaiber, Phys. Rev. **70**, 229 (1946).
6. W. J. Whitehouse, W. Galbraith, Phil. Mag., **61**, 429 (1950).
7. G. T. Seaborg, Phys. Rev., **85**, 157 (1952).
8. Chamberlain, Farwell, Jungerman, Segrè, Wiegand — publikacja E. Segrè, LADC-975- 8. V. (1951).
9. Atomics, **2**, nr 1, 15 (1951).
10. Can. J. Res. [A] **29**, 203 (1951).
11. G. C. Hanna, B. G. Harvey, N. Moss, P. R. Tunnicliffe, Phys. Rev., **84**, 466 (1951).
12. N. Bohr, J. A. Wheeler, Phys. Rev. **56**, 426 (1939).
13. S. Frankel, N. Metropolis, Phys. Rev., **72**, 914 (1947).
14. G. T. Seaborg, Phys. Rev. **85**, 747 (1952).
15. W. J. Whitehouse, W. Galbraith, Nature, **169**, 494 (1952).
16. Bretscher, Cook, Martin, Poole, BR, nr 384.

<sup>1)</sup> Szereg prac doświadczalnych skłania do przyjęcia poglądu, iż jądra atomowe posiadają określoną strukturę wewnętrzną. Znaczy to, że analogicznie do zewnętrznych elektronów, protony i neutrony tworzą w nich powłoki i podpowłoki.

<sup>2)</sup>  $^{239}_{94}\text{Pu} (c, 3n)? - p [21, 22]$ .

17. Blanchard, Gofman, Seaborg, wg [8] (praca nieopublikowana).
18. G. C. Hanna, B. G. Harvey, N. Moss, P. R. Tunnicliffe, *Phys. Rev.*, **81**, 893 (1951).
19. Koch, Mc Elhinney, Gasteiger, *Phys. Rev.*, **77**, 329 (1950).
20. M. G. Mayer, *Phys. Rev.*, **75**, 1969 (1949).
21. Ch. Martin, *Atomes*, **6**, 30 (1951).
22. G. T. Seaborg, Referat na XII Międzynarodowym Kongresie Unii Chemicznej, New York, 9/13, IX. 1951 — p. C&EN, **29**, 3965 (1951).
23. Г. Н. Флёрв, К. А. Петржак, *Ж. Физ. СССР* **3**, 1275 (1940).  
К. А. Петржак, Г. Н. Флёрв, *Ж. Е. Т. Ф.* **10**, 1013 (1940).
24. R. E. Anderson, R. B. Duffield, *Phys. Rev.*, **85**, 728 (1952).
25. E. Segrè, *Phys. Rev.*, **86**, 21 (1952).
26. D. West, MP-P-18.
27. A. O. Hanson, LA-276.
28. S. Flügge, *Z. Phys.*, **121**, 294 (1943).
29. L. Turner, *Rev. Mod. Phys.*, **17**, 292 (1945).

*Aleksander Jabłoński*

Zakład Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Mikołaja Kopernika

## Collegium Physicum Uniwersytetu Mikołaja Kopernika

Motto:

*„Nie ma tu nic szczególnego,  
żadnych tu dziwów świata...“  
(Kasprowicz)*

Początek roku 1946 można uważać za początek „Fizyki“ na Uniwersytecie Mikołaja Kopernika. Wyjątkowo ciężki był ten początek. Zakład nie posiadał ani jednego przyrzędu, ani jednej książki, ani jednego, poza kierownikiem katedry, pracownika (jedyne pomocniczy pracownik naukowy opuścił Toruń w lutym 1946 roku) i... ani jednego pokoju. Wykłady fizyki doświadczalnej odbywały się bez doświadczeń w jednej z sal wykładowych w „Collegium Maius“; pierwsze ćwiczenia odbywały się w pracowni Ogniska Metodycznego Fizyki przy Liceum im. Kopernika. W lecie roku 1946 zakład otrzymał jako lokal prowizoryczny kilka pokoi, w których znalazły pomieszczenie I pracownia fizyczna (uruchomiona od początku roku akademickiego 1946/47), warsztat mechaniczny, sala wykładowa oraz, w jednym wspólnym pokoju, biblioteka, sala zbiorów, sala seminaryjna i gabinet kierownika zakładu (a później i gabinet adiunkta). W latach późniejszych zakład otrzymał jeszcze jeden pokój na zaczątki II pracowni fizycznej.

O prowadzeniu doświadczalnych prac badawczych lub chociażby dyplomowych mowy być nie mogło. Toteż pierwsze prace magisterskie z konieczności musiały być pracami teoretycznymi; prowadzenie tych prac było możliwe dzięki szczęśliwemu obsadzeniu katedr teoretycznych. Było jednak rzeczą jasną, że istnienie „Fizyki“ w Toruniu bez odpowiedniego lokalu nie będzie możliwe na dłuższą metę. Zdawało się jednak, że uzyskanie takiego lokalu natrafi na przeszkody nie do przewyciężenia. Jednakże wiara w konieczność zorganizowania placówki naukowej w tak upośledzonej w okresie międzywojennym dzielnicy, jaką było Pomorze, pomogła w przewyciężeniu wszystkich przeszkód. Marzenia moje jako kierownika Zakładu nie szły zbyt daleko — chodziło mi o jak najskromniejszy lokal, w którym jednak możliwa byłaby zarówno praca dydaktyczna, jak i naukowa, przynajmniej na małą skalę. Jednakże pierwszy rektor

i organizator Uniwersytetu Mikołaja Kopernika prof. dr Ludwik K o l a n - k o w s k i inaczej tę sprawę rozumiał. Uważał on, że przyszły gmach Fizyki winien być projektowany nie z myślą o zaspokojeniu jedynie najbardziej palących doraźnych potrzeb, lecz tak, aby zawierał on wszystko, czego potrzebuje normalnie funkcjonujący Zakład Fizyki.

W roku 1948 uzyskuje on zgodę władz i fundusze na budowę „Collegium Physicum“ (przeznaczonego na pomieszczenie Zakładu Fizyki i Seminarium Matematycznego). W tym też roku budowę rozpoczęto. Po-



Rys. 1

Collegium Physicum Uniwersytetu Mikołaja Kopernika

śpiech zmusił do zrezygnowania z przeprowadzenia dłuższych studiów wstępnych tak potrzebnych przy projektowaniu gmachów specjalnego przeznaczenia, a więc i gmachu Fizyki. Zaprojektowanie takiego gmachu w krótkim terminie było rzeczą trudną. Dodatkowe trudności powstały stąd, że należało wykorzystać mury niewykończonego gmachu sądu apelacyjnego, którego budowę rozpoczęto przed wojną. Część gmachu powstała więc przez bardzo gruntowną przebudowę przedwojennych murów, część zaś, i to część większa, została wybudowana od samych fundamentów. Wszystkie projekty zostały opracowane przez siły miejscowe. Projekt architektoniczny wykonany został przez dziekana Wydziału Sztuki U.M.K. profesora inżyniera Stefana N a r ę b s k i e g o. Musiał on nieraz po cięż-



kich walkach ze mną, jako z „użytkownikiem“, rezygnować z pewnych wartości estetycznych na rzecz użyteczności gmachu. Dużo zrozumienia potrzeb użytkownika wykazali projektanci instalacji elektrycznej inż. B. Ż y t y ń s k i i instalacji centralnego ogrzewania inż. G a d z i ń s k i. Wnętrza dwóch sal wykładowych i biblioteki projektowała panna M a



Rys. 2

Fragment dużej sali wykładowej Zakładu Fizyki  
Doświadczalnej

k o w s k a (z Wydziału Sztuki U. M. K.). Wnętrza te wykonane zostały przez Centralę Przemysłu Ludowego i Artystycznego w Toruniu. Są one bardzo skromne i wykonane z pośledniejszego gatunku drewna, sprawiają jednak miłe wrażenie.

Budynek Collegium Physicum, jako budynek specjalny, został zaprojektowany według pewnych zasad. Każda część gmachu ma swoje specjalne przeznaczenie. Zmiana przeznaczenia chociażby najdrobniejszej jego części spowodowałaby załamanie się „schematu pracy“ za-

kładu. Projekt powstał jeszcze przed reformą studiów, jest więc dostosowany do studiów dawnego typu, gdy np. wykład fizyki doświadczalnej był wykładem wspólnym dla wszystkich prawie kierunków studiów Wydziału Matematyczno-Przyrodniczego, a więc potrzebna była przynajmniej jedna duża sala wykładowa mogąca pomieścić wszystkich studen-



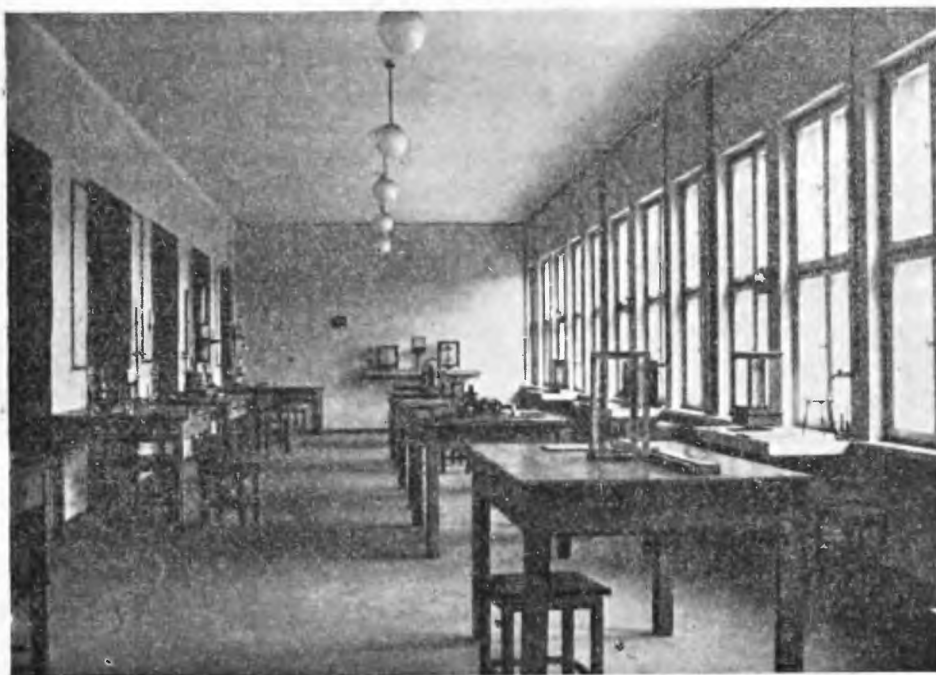
Rys. 3  
Fragment biblioteki

tów I roku tego wydziału. Jednakże i do zreformowanych studiów gmach ten bardzo dobrze się nadaje. Zadania uniwersyteckich zakładów są dwójakie: służyć one mają zarówno badawczej pracy naukowej, jak i celom dydaktycznym. W związku z tym podzielić też można pomieszczenia Collegium Physicum na kategorie: pomieszczenia służące prawie wyłącznie celom dydaktycznym, pomieszczenia służące celom wyłącznie naukowym i pomieszczenia dla elementów zakładu, obsługujących jego całość. Do pomieszczeń pierwszej kategorii należą sale wykładowe i pracownie dla

studentów, do kategorii drugiej — pracownie naukowe, do trzeciej — pomieszczenia warsztatów, elektrowni, kancelarii zakładu, biblioteki, mikrofotometru itp. oraz gabinety profesorów, pokoje asystenckie, pokój chemiczny, sala zbiorów i in.

Przy projektowaniu gmachu przyjęto m. in. następujące zasady:

1. pomieszczenia uczęszczane przez największą liczbę ludzi muszą mieć w miarę możliwości najbliższy dostęp od głównego wejścia;



Rys. 4  
Fragment I Pracowni

2. pomieszczenia służące wspólnemu celowi muszą stanowić, w miarę możliwości, oddzielną, zamkniętą w sobie całość;
3. gmach musi posiadać wszystkie instalacje niezbędne do normalnego funkcjonowania zakładu, ale też tylko niezbędne (żadnych luksusów).

Jak zrealizowane zostały te zasady, będzie widoczne z poniższego, krótkiego opisu zakładu.

Szerokie, ładne schody prowadzą do wejścia głównego. Z jednej strony wejścia znajduje się portiernia, z drugiej — mieszkanie portiera. Wejście główne prowadzi do hallu. Przy hallu szatnia. Z hallu wyjście

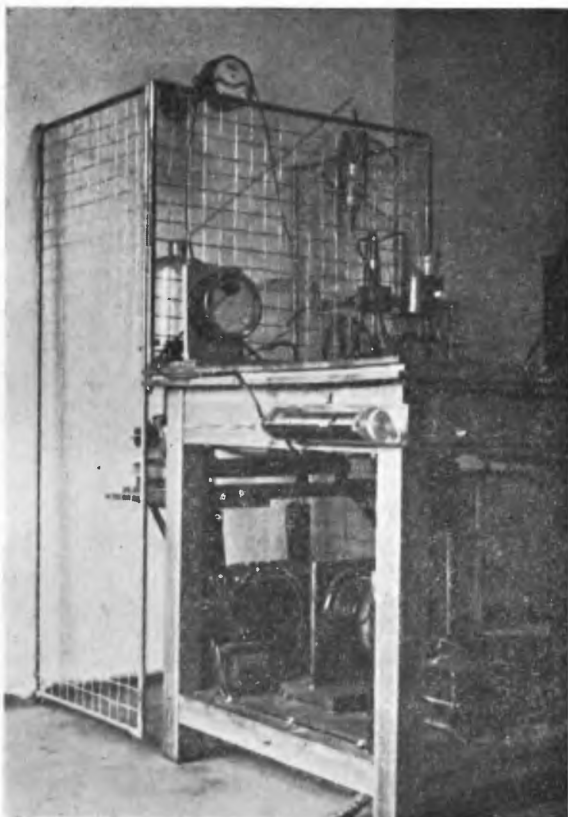
na główną klatkę schodową, przeznaczoną do masowego ruchu studentów. Prowadzi ona do wszystkich pomieszczeń „dydaktycznych“ zakładu. Zajmijmy się jednak parterem. Koncentruje się tam praca teoretyczna wszystkich zakładów, poza tym również i administracja Zakładu Fizyki Doświadczalnej. Jedno z wyjść z hallu prowadzi do lokalu Seminarium Matematycznego (lokal ten stanowi zamkniętą w sobie całość). Inne prowadzi do kancelarii Zakładu Fizyki Doświadczalnej, poprzez którą wchodzi się do biblioteki zespołu katedr fizyki. W odosobnionej części parteru znajdują się Zakłady Fizyki Teoretycznej i Mechaniki Teoretycznej oraz dwa gabinety przeznaczone dla kierowników Zakładów Fizyki Doświadczalnej. Te ostatnie pomieszczenia i biblioteka celowo są umieszczone blisko siebie i możliwie daleko od masowego ruchu i hałaśliwych części zakładu. Biblioteka posiada drugie wejście, z którego korzystają kierownicy katedr wtedy, gdy normalne wejście do biblioteki jest zamknięte.

Na pierwszym piętrze, przy głównej klatce schodowej znajduje się I pracownia fizyczna i mała sala wykładowa Zakładu Fizyki Doświadczalnej (sala ta służy również za salę seminaryjną; w sali tej odbywają się poza tym kolokwia fizyczne i posiedzenia Toruńskiego Oddziału Polskiego Towarzystwa Fizycznego). Lokal I pracowni fizycznej stanowi zamkniętą w sobie całość. Oprócz dużej sali do ćwiczeń, kilku mniejszych i kilku ciemni jest tam pokój asystencki i pokój przygotowawczy z digestorium. Mała sala wykładowa ma budowę amfiteatralną, posiada stół wykładowy (z instalacjami prądów, gazu i wody umożliwiającymi demonstracje doświadczeń) oraz zaciemnienia.

Na tym samym piętrze, ale w dalszej części gmachu (przy innej klatce schodowej) znajdują się sala zbiorów, pokój przygotowawczy przy dużej sali wykładowej oraz dolna część dużej sali wykładowej. Wzajemne rozmieszczenie tych pomieszczeń nie różni się od tradycyjnego. Przy głównej klatce schodowej na II piętrze mieści się II pracownia fizyczna (podobna nieco do I pracowni, lecz od niej mniejsza), sala wykładowa Zakładów Fizyki Teoretycznej i Mechaniki Teoretycznej oraz wejście dla studentów do dużej sali wykładowej Zakładu Fizyki Doświadczalnej. Sala ta różni się od innych polskich sal fizycznych przede wszystkim oświetleniem. W suficie świetlik dostarcza światła dziennego (w bocznej ścianie jedno okno służyć ma głównie do wietrzenia). Świetlik otoczony jest pasem świetlówek, ukrytych w suficie za białą blaszaną kratą, doskonale rozpraszającą światło. Specjalne lampy (żarowe) oświetlają tablice i stół wykładowy. Zaciemnienia (w myśl trzeciej z podanych wyżej zasad) uruchamiane ręcznie. Duży stół wykładowy zaopatrzony w niezbędne instalacje prądów, wody i gazu. Ławki z taniego drewna, ciągłe (bez podnoszonych siedzeń), bardzo wygodne i nieskrzypiące. Przejścia jedynie po bokach przy ścianach (układ taki obrano, ponieważ uważano,

że najgorszymi miejscami byłyby miejsca przy ścianach). Akustyka sali dobra (choć może czas rewerberacji trochę za długi).

Na drugim również piętrze, ale przy innej klatce schodowej mieści się grupa kilku pracowni naukowych. Jednakże na pracowni naukowej przeznaczony jest głównie niski przyziom. Oprócz normalnych pokoi



Rys. 5

Fragment II Pracowni (aparatura rentgenowska)

na pracowni znajduje się tam pokój z mikrofotometrem, pokój chemiczny, ciemnia fotograficzna oraz ciemnia przeznaczona na siatkę dyfrakcyjną.

O piętro niżej, w piwnicy mieści się jeszcze jedna pracownia naukowa (o podwójnej wysokości), warsztaty mechaniczny, szklarski i stolarski, elektrownia, akumulatornia, magazyny i pokój przeznaczony na skraplarę.

Wszystkie pracownie naukowe (z wyjątkiem „wysokiej“) zaopatrzone są w zaciemnienia, a poza tym w instalacje wody, gazu i prądów. Do wszystkich sal wykładowych, pracowni naukowych i pracowni dla studentów prowadzą tzw. linie zapasowe, na które włączać można w elektrowni różne napięcia. Z rozprowdzenia sprężonego powietrza zrezygnowano jako z luksusu. Z zaprojektowanych urządzeń nie wykonano dotychczas wentylacji nawiewnej oraz dźwigu towarowego. Niektóre instalacje niecałkowicie jeszcze są wykończone.

W Collegium Physicum znajduje się kilka małych mieszkań dla pracowników zakładu. Kotłownia (ogrzewanie wodne) i koksownia mają oddzielne wejście — bezpośredniego przejścia z kotłowni do zakładów nie ma.

Podane tu reprodukcje fotografii kilku fragmentów Collegium Physicum służyć mają do zorientowania o ogólnym charakterze całości. „Żadnych tu dziwów świata“, a jednak budynek dostosowany jest dobrze zarówno do prac badawczych (z wyjątkiem bardzo specjalnych, wymagających zupełnie specjalnych budynków), jak i do celów dydaktycznych.

Został więc przebyty pierwszy etap na drodze do zorganizowania trwałego ośrodka fizycznego w Toruniu. Na zakończenie chciałbym wyrazić nadzieję, że ośrodek toruński, który rozpoczyna dopiero swą działalność, będzie mógł ją w pełni rozwinąć już w najbliższym okresie.

Jerzy Gierula

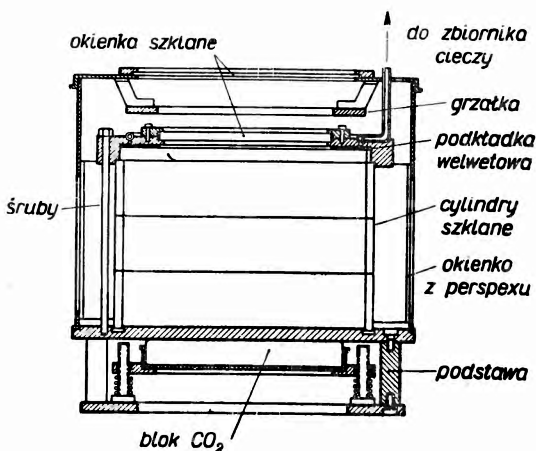
## Komora dyfuzyjna do obserwacji torów cząstek jonizujących

W ciągu ostatnich 40 lat od chwili zbudowania w r. 1911 przez C. T. R. Wilsona komory nazwanej jego imieniem poczyniono wiele ulepszeń w konstrukcji tego przyrządu. Zasadniczy sposób działania wszystkich typów komór Wilsona pozostał jednak niezmienny: nagłe rozprężenie pary nasyconej powoduje przesylenie stwarzające warunki do kondensacji pary na jonach. Bezpośrednio po rozprężeniu komora staje się „wrażliwa“ na cząstki jonizujące przebiegające przez nią. Czas trwania tej „wrażliwości“ wynosi około  $1/10$  sec. By tory cząstek ujawniające się w komorze były wyraźne i niezdeformowane, pomiędzy kolejnymi rozprężeniami musi upłynąć czas rzędu kilkudziesięciu sekund. Sprawia to, że komora jest „wrażliwa“ tylko przez drobny ułamek czasu jej pracy. Obserwując za pomocą komory Wilsona jakieś statystycznie rozłożone w czasie procesy otrzymujemy po dziesiątkach godzin pracy komory informacje o tym, co zaszło w czasie np. jednej minuty (gdyby możliwa była praca ciągła). Gdy idzie o procesy bardzo rzadkie, wybitną poprawę daje sprzężenie komory Wilsona z licznikami GM, wyzwalającymi ekspansję w momencie bezpośrednim po zajściu danego procesu w komorze. Technika ta nie rozwiązuje jednak sprawy ekonomicznej obserwacji stosunkowo częstych, bezładnie w czasie rozłożonych procesów. Nic więc dziwnego, że wiele wysiłków fizyków poszło w kierunku zwiększenia czasu „wrażliwości“ komory w stosunku do czasu jej regeneracji.

W tzw. komorach powolnych ciągły ruch harmoniczny tłoka pozwala na wytworzenie do dwóch rozprężeń na sekundę (S h i m i z u [10], względnie specjalny charakter długiej ekspansji wydłuża czas „wrażliwości“ do 1 lub 2 sekund (O r b a n [9], B e a r d e n [11]).

Na zgoła odmiennej zasadzie działają tzw. komory ciągłe lub dyfuzyjne. Wytwarza się w nich stałe warunki przesylenia pary a tym samym trwała ich „wrażliwość“ na cząstki jonizujące. Pierwsze próby w tym kierunku poczynił L a n g s d o r f [4, 5, 6]. Przez dyfuzję pary wodnej z gorącej do zimnej powierzchni zdołał on wytworzyć pomiędzy nimi warstwę pary stale przesyconej, w której można było obserwować

tory. Podobną warstwę zdołał wytworzyć Vollrath [11] przez wzajemną dyfuzję pary wodnej i pary stężonego kwasu solnego.



Rys. 1

sokości 15 cm tworzą ściany boczne komory. Wierzchnia płyta mosiężna, zaopatrzona w okno do obserwacji, jest dociśnięta do cylindrów za pomocą sześciu śrub sięgających do płyty dolnej. Obie płyty są odizolowane od siebie, tak że można do nich przykładać napięcie wytwarzające pole czyszczące we wnętrzu komory.



Rys. 2

ciągów“ cała komora jest otoczona cylindrem mosiężnym zaopatrzonym w okienka z perspexu. Przykrywa tego cylindra wyposażona w szklane okno zawiera pierścieniową grzałkę elektryczną, znajdującą się w odległości około 1 cm od górnej płyty komory. Temperatura górnej płyty

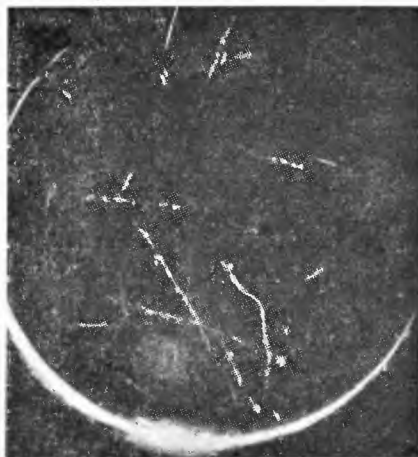
W ostatnich czasach wzrosło zainteresowanie tym typem komór i opisano parę nowych egzemplarzy (Cowan [3], Miller, Fowler i Shutt [7], Needles i Nielsen [8], Bernard i Atkinson [2]). Wydaje się, że najlepsze dotychczas rezultaty uzyskali Bernard i Atkinson. Rysunek 1 przedstawia ich komorę w przekroju. Spód komory stanowi wyczerniona płyta mosiężna o grubości około 6 mm, 3 cylindry szklane o średnicy 23 cm i łącznej wy-

Pierścień z bibuły filtracyjnej pokrytej welwetem przymocowany do górnej płyty stanowi źródło pary. Jest on nasycany stale alkoholem metylowym dopływającym przez otworki w rurce pierścieniowej nalutowanej na górną płytę. Płyta dolna jest chłodzona z zewnątrz dociśniętym do niej blokiem stałego CO<sub>2</sub>. Skroplony na dnie alkohol odpływa cienką rurką umieszczoną z boku płyty podstawowej (niewidoczna na rysunku). W celu uniknięcia „pre-

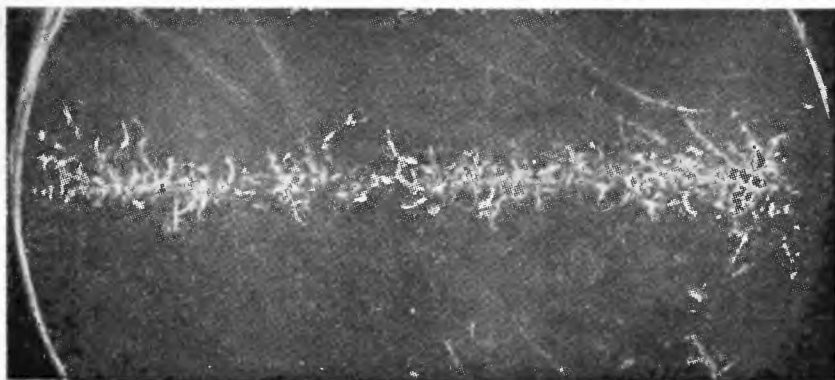


nie ma wydatnego wpływu na pracę komory. Zdaniem autorów temperatura 60° C okazała się najodpowiedniejszą. Wnętrze komory wypełnia powietrze pod ciśnieniem atmosferycznym.

W godzinę po włączeniu grzejnika ustala się równowaga komory. W pobliżu jej dna wytwarza się warstwa pary przesyconej grubości około  $\frac{1}{3}$  całej wysokości komory. W warstwie tej obserwuje się stałe tworzenie się torów cząstek pochodzących z zanieczyszczeń radioaktywnych i promieniowania kosmicznego. Tory te opadają stale pod wpływem siły ciężkości. W tych warunkach w całej komorze istnieją stale jony w ilości około 1000/cm<sup>3</sup>. Jony te dyfundują z górnego nieczułego obszaru komory w obszar „wrażliwy“ wytwarzając w nim kropelki tworzące stałe tło i zmniejszające przesyconie, a tym samym pogarszające warunki dla tworzenia się wyraźnych torów. Włączenie pola elektrycznego czyszczącego o natężeniu około 20 V/cm powoduje wytworzenie się chwilowej mgły, powstałej przez wciągnięcie jonów z górnego obszaru komory w obszar „wrażliwy“. Po krótkim czasie jednak



Rys. 3

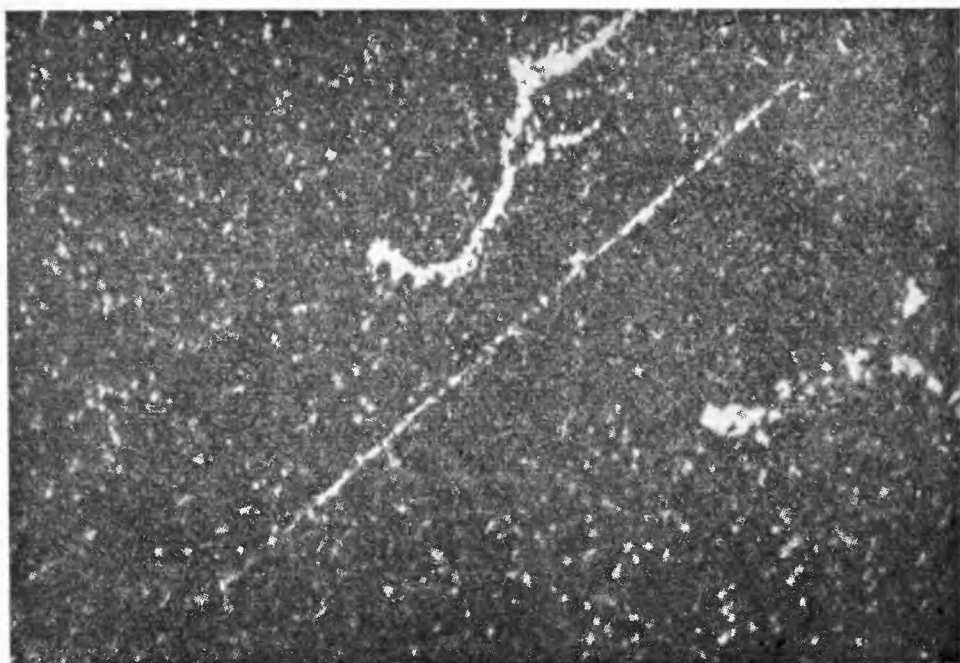


Rys. 4

mgła ta opada i poczynają tworzyć się nowe, ostre tory; towarzyszą im jednak zwykle rozmyte tory pochodzące od jonów wytworzonych w górnej części komory i wciągniętych przez pole do części dolnej (rys. 2). Naj-

lepsze rezultaty otrzymuje się bezpośrednio po wyłączeniu pola. Komora pozostaje wtedy praktycznie oczyszczona z jonów przez wiele minut. Powstają w niej tylko ostre i wyraźne tory (rys. 3 i 4).

Z przytoczonych danych widać, że komora dyfuzyjna przewyższa pod kilkoma względami zwykłą komorę Wilsona. Brak ruchomych części decyduje o prostocie konstrukcji i sprawia, że tory w niej powstające nie ulegają tak szybkiemu odkształceniu jak pod wpływem wirów powstających w zwykłej komorze rozprężeniowej. Stała „wrażliwość“ komory stanowi jej cechą wspólną z emulsją do badań jądrowych. Zarówno emulsja, jak i komora dyfuzyjna są instrumentami całkującymi w czasie. O ile



Rys. 5

jednak emulsja zbiera w sobie praktycznie wszystkie ślady powstałe w czasie jej ekspozycji, o tyle w komorze dyfuzyjnej widoczne są jednocześnie tylko te tory, których kropelki nie zdołały opaść jeszcze pod działaniem siły ciężkości. W komorze takiej nie gromadzi się zatem tło starych torów, które uniemożliwiałyby obserwacje torów nowych (jeśli tylko liczba obserwowanych cząstek nie jest zbyt duża).

Oczywiście, możliwe jest i tutaj stosowanie pola magnetycznego w tej samej formie, co w dotychczasowych typach komór Wilsona, jak to

wykazali Needles i Nielsen. Ci sami autorowie wykazali także, że wprowadzanie do wnętrza komory preparatów promieniotwórczych nie zakłóca warunków powstawania torów.

Ze względu na ciągłość działania komora dyfuzyjna jest idealnym przyrządem do demonstrowania większemu audytorium torów cząstek jonizujących. Stwarza ona również bardzo dogodne warunki do badania zjawisk kondensacji pary. W konstrukcji Cowana [3] umożliwiającej obserwację boczną można ją stosować do badania cząstek promieniowania kosmicznego (rys. 5).

Wszystkie te cechy komory dyfuzyjnej pozwalają przewidywać, że w niedługim czasie stanie się ona powszechnie stosowanym przyrządem do badań jądrowych.

#### Literatura:

1. Bearden J. A., *J. Sci. Inst.*, **6**, 256 (1935).
2. Bernard J. A., Atkinson J. R., *Nature* **169**, 170 (1952).
3. Cowan E. W., *Rev. Sci. Inst.*, **21**, 991 (1950).
4. Langsdorf A., *Phys. Rev.* **49**, 422 (1936).
5. " " " " **51**, 1026 (1937).
6. " " " " *Rev. Sci. Inst.*, **10**, 91 (1939).
7. Miller D. H., Fowler E. C., Shutt R. P., *Rev. Sci. Inst.* **22**, 280 (1951).
8. Needles P. S., Nielsen C. E., *Rev. Sci. Inst.* **21**, 976 (1950).
9. Orban G., *Wien Ber.* **140**, 101 (1931).
10. Shimizu T., *Proc. Roy. Soc. (A.)*, **99**, 425, 432 (1921).
11. Vollrath R. E., *Rev. Sci. Inst.*, **7**, 409 (1936).

### Polska Akademia Nauk

Po powołaniu w początku kwietnia r. b. składu osobowego Polska Akademia Nauk weszła już na drogę realnej działalności w zakresie przeznaczonych sobie funkcji, którą jest ujęcie głównego kierownictwa polskiej nauki.

Sprawy poszczególnych gałęzi wiedzy są przedmiotem dyskusji w odpowiednich Komitetach Akademii. Komitet Fizyczny Akademii, w skład którego weszli fizycy-członkowie Akademii i paru fizyków spoza jej grona, rozpoczął już pracę.

#### P. N. Lebediew

W dn. 14 marca roku bieżącego upłynęło 40 lat od śmierci P. N. Lebediewa, jednego z najwybitniejszych fizyków tego okresu. Wielkim osiągnięciem Lebediewa było przeprowadzenie subtelnych doświadczeń stwierdzających zjawisko ciśnienia światła. Wyniki tych badań zebrał Lebediew w pracy „Badania doświadczalne ciśnienia światła“, która ukazała się w r. 1901.

Fizycy radzieccy uczcili pamięć Lebediewa szeregiem wspomnień. Między innymi należy wymienić artykuły poświęcone Lebediewowi w marcowym zeszycie „Uspiechow Fizycznych Nauk“ napisane przez T. P. Krawieca, A. K. Timiriazjewa i N. A. Kapcowa.

#### Sympozjon w Brazylii

Pod patronatem Brazylijskiej Akademii Nauk i innych instytucji naukowych odbył się w dniach od 15 do 29 lipca r. b. sympozjon na temat nowych technik badawczych stosowanych w fizyce do-

świadczalnej. Sympozjon rozpoczął się w Rio de Janeiro, część obrad odbywała się w São José dos Campos, zakończenie zaś w São Paulo.

#### Sympozjon na temat promieni X

Sympozjon na temat „Nowe postępy na polu fizyki promieni X“ odbył się 2 i 3 maja r. b. w Birkbeck College w Londynie w ramach zebrania naukowego brytyjskiego Towarzystwa Fizycznego.

#### Konferencja mikrofalowa

Konferencja na temat „Mikrofałe i ich związek z Optyką“ została zorganizowana w dniach 9—11 czerwca r. b. w Mediolanie przez Włoskie Towarzystwo Fizyczne wraz z Włoską Narodową Radą Badań Naukowych pod patronatem Międzynarodowej Unii Fizyki Czystej i Stosowanej oraz Międzynarodowego Komitetu Optycznego.

#### Obsada katedr fizyki

Dr A. Teske został powołany na stanowisko zastępcy profesora na katedrze fizyki doświadczalnej w Uniwersytecie Marii Skłodowskiej-Curie w Lublinie.

#### Doktorat

Stopień doktora nauk matematyczno-fizycznych uzyskał na Wydziale Matematyczno-fizyczno-chemicznym Uniwersytetu Warszawskiego Wojciech Królikowski na podstawie pracy wykonanej w Zakładzie Fizyki Teoretycznej III U. W. pt. „Korelacje kierunkowe przy emisji dwukwantowej“, której streszczenie podajemy poniżej.

Praca podaje wzory korelacyjne dla kierunków fotonów emitowanych jednocześnie. Otrzymane wzory stosują się do promieniowania elektrycznego dwudipolowego, tj. takiego, w którym oba fotony mają charakter elektryczny dipolowy. Specjalnie interesujące jest przejście  $j = 0 \rightarrow j = 0$ , wzbronione dla emisji jednokwantowej dowolnego rzędu multipolowego.

Pomiar kierunkowych korelacji fotonów jest możliwy przede wszystkim dla promieni  $\gamma$ , dlatego przykładowo mowa jest w pracy o emisji dwukwantowej z jądra, chociaż otrzymane wyniki są ważne ogólnie, dla dowolnego układu promieniującego; co więcej, wyniki pracy obowiązują (po nieznacznej korekturze) również dla innych procesów jednoczesnych drugiego rzędu (w przybliżeniu dwudipolowym), takich jak np. zjawisko R a m a n a. Mogą się poza tym nasuwać zastosowania do ogólnej teorii rozpraszania.

#### Wykłady monograficzne — Konwersatoria — SeminaRIA specjalne

W uzupełnieniu informacji zawartych w zeszycie I podajemy, iż:

##### 1. w Uniwersytecie Warszawskim:

Dr W. Ścisłowski w roku akademickim 1951/2 prowadził wykład monograficzny pt. „Wybrane działy teorii ciała stałego“,

Prof. L. Infeld — wykład monograficzny z teorii pola;

Prof. W. Rubinowicz — wykład monograficzny z teorii promieniowania.

##### 2. W Uniwersytecie Jagiellońskim:

odbywa się konwersatorium fizyczne prowadzone przez prof. dra H. Niewodniczańskiego;

Prof. dr H. Niewodniczański prowadzi również konwersatorium z fizyki jądra atomowego.

#### Olimpiada fizyczna

I Olimpiada Fizyczna zorganizowana przez PTF została zakończona w połowie czerwca.

Wezwanie do udziału w Olimpiadzie zostało skierowane do około 1400 szkół. Do zawodów na I stopniu stanęło 400 uczniów z 300 szkół. Po pierwszych eliminacjach do zawodów na II stopniu przystąpiło 212 uczniów, a do finałowej rozgrywki dopuszczono 50 uczestników. Z nich 49 przystąpiło do zawodów III stopnia.

Zawody na II stopniu odbywały się w siedzibach oddziałów PTF, przy czym podlegały kierownictwu i kontroli miejscowego Oddziału. Zawody na III stopniu odbyły się w Warszawie w dniach 25 i 26 kwietnia. Zawody na III stopniu polegały na rozwiązaniu czterech zadań teoretycznych i wykonaniu jednego pomiaru doświadczalnego.

Na podstawie osiągniętych wyników Komitet Główny przyznał I miejsce ex aequo trzem następującym zawodnikom zakwalifikowanym jako bardzo dobrzy: Iwonowi Białynickiemu z Technikum Mechanicznego w Rzeszowie, Ryszardowi Kowalczykowi z Technikum Kolejowego w Warszawie i Andrzejowi Hildebrandtowi z Szkoły im. T. Reytana w Warszawie; IV miejsce zajął Marian Palik z Technikum Samochodowego w Lublinie. Wyżej wymienionych oraz 17 następnych wg ustalonej klasyfikacji zaliczono do Zwycięzców Olimpiady Fizycznej, a pięciu dalszych otrzymało wyróżnienia.

Uroczystość zakończenia Olimpiady odbyła się w Instytucie Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego w dniu 14 czerwca. W uroczystości prócz 21 zwycięzców Olimpiady Fizycznej i ich nauczycieli fizyki wzięli udział: dyrektor J. Barbag jako przedstawiciel Ministra Oświaty, dyrektor Szymański jako przedstawiciel Ministra Szkolnictwa Wyższego, wiceprezes Centralnego Urzędu Szkolenia Zawodowego Taton, prof. dr W. Rubinowicz, przewodniczący Polskiego Towarzystwa Fizycznego, prof. dr S. Pieńkowski jako przedstawiciel

Polskiej Akademii Nauk, prof. dr J. P n i e w s k i, Przewodniczący Komitetu Głównego Olimpiady Fizycznej, prof. dr L. S o s n o w s k i, kierownik Olimpiady Fizycznej, przedstawiciel ZMP J a n c z a k i wielu innych.

Po przemówieniach prof. R u b i n o w i c z a, dyrektora Barbaga, wiceprezesa T a t o n i a i przedstawiciela Związku Młodzieży Polskiej, przewodniczący zebrania prof. dr J. P n i e w s k i udzielił głosu prof. S o s n o w s k i e m u, który przedstawił genezę, koncepcję organizacyjną i przebieg pierwszej Olimpiady Fizycznej w Polsce. Następnie prof. P n i e w s k i wręczył nagrody poszczególnym zwycięzcom.

W imieniu nagrodzonych uczniów XI klasy Andrzej Hildebrandt dziękował władzom państwowym, Polsk. Towarzystwu Fizycznemu, nauczycielom i instytucjom, które ufundowały nagrody.

W dalszym ciągu uroczystości prof. P n i e w s k i wręczył nagrody nauczycielom, w których imieniu przemówił J. W i e l u Ń s k i, nauczyciel z Lublina, dziękując za otrzymane nagrody i stwierdzając, że najcenniejszą nagrodą dla każdego nauczyciela będą dalsze sukcesy uczniów w wyższych studiach.

Ostatni przemawiał dyrektor S z y m a ń s k i, który usprawiedliwił nieobecność Ministra Szkolnictwa Wyższego i odczytał jego list zawierający podkreślenie wielkiego znaczenia, jakie władze państwowe przypisują Olimpiadzie Fizycznej, co jest wyrazem uznania dominującej roli fizyki wśród nauk.

Polskie Towarzystwo Fizyczne przeznaczyło dla 2 najlepszych zawodników, zamierzających studiować fizykę, nagrody w postaci teczek skórzanych z odpowiednimi napisami grawerowanymi w srebrze oraz kompletów Postępów Fizyki wraz z prenumeratą do końca r. b.

Poza tym ufundowane zostały przez poszczególne instytucje następujące nagrody:

przez Ministerstwo Szkół Wyższych — dwutygodniowe wczasy akademickie dla 5 najlepszych uczestników z 11 klasy oraz dla 2 najlepszych zawodników pióra wieczne;

przez Ministerstwo Oświaty — dla 2 najlepszych zawodników ze szkół ogólnokształcących teczki skórzane;

przez Centralny Urząd Szkolenia Zawodowego dla 3 najlepszych zawodników z Technikum — komplety kreślarskie;

przez Związek Młodzieży Polskiej — radioaparat i zegarek oraz 21 kompletów książek dla zwycięzców Olimpiady;

przez Polską Akademię Nauk dla zwycięzców Olimpiady — 21 egzemplarzy książki B. Bieruta „Plan sześcioletni odbudowy Warszawy“;

przez Ministerstwo Kolei — wieczne pióra dla najlepszego ucznia z Technikum Kolejowego i dla jego nauczyciela fizyki;

przez Komitet Główny Olimpiady — 3 stypendia jednorazowe po 600 zł i 3 stypendia jednorazowe po 400 zł oraz 21 kompletów złożonych z następujących książek:

S. S z c z e n i o w s k i — Elektryczność i Magnetyzm

S. S z c z e n i o w s k i — Optyka

W. R u b i n o w i c z — Wektory i tensory

oraz komplet dzieł M. S m o l u c h o s k i e g o (wydanie PAU);

przez Państwowe Wydawnictwo Naukowe — dla zwycięzców Olimpiady 21 egzemplarzy książki: S. P i e ń k o w s k i e g o „Fizyka Doświadczalna“ T. I.

W związku z Olimpiadą Redakcja otrzymała od nauczyciela fizyki z liceum ogólnokształcącego im. Rejtana w Warszawie J. M a c i e j e w s k i e g o list o znaczeniu Olimpiady w pracy nauczyciela i ucznia. Przytaczamy wyjątki z tego listu: „...Fizyka jest przedmiotem ciekawym, ale trudnym tak dla nauczania, jak i dla nauczania się. Godzin lekcyjnych mamy mało, a program nauczania

zbyt obszerny. Uczniowie począwszy od klasy ósmej do jedenastej rozczytują się w atomistyce, uważając ją jako naukę prawdziwą, bo to nauka dorosłych, swoją zaś fizykę na poziomie szkoły ogólnokształcącej uważają jako coś drugorzędnego...

Olimpiada Fizyczna skorygowała ten stan rzeczy. Zdolni uczniowie mają teraz możliwość wykazania swych umiejętności i pomysłowości w trudnych, ale dostępnych dla nich zagadnieniach, dawanych na zawodach. Uczniowie dostateczni widząc swych kolegów zainteresowanych, przejętych zawodami nie chcą zostawać w tyle i podciągają się w nauce. Uczniowie słabi i niedostateczni są zawstyżeni i porwani przez ogół kolegów też pracują wydatniej.

W ten sposób Olimpiada wprowadza kręgosłup w pojęciach ucznia o nauce fizyki, nadaje nauczaniu tężyzny, rumieńca życia...“.

#### Nowe skrzydło gmachu Instytutu Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego

Pracownie Działu Teoretycznego Instytutu Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego czynne były w II semestrze roku akademickiego 1951/2 już w nowym, świeżo wykończonym skrzydle gmachu Instytutu. Skrzydło zawiera między innymi jedno duże audytorium fizyki teoretycznej i dwie sale konferencyjne. Pomieszczono w nim również połączoną bibliotekę Zakładów Fizyki Teoretycznej Uniwersytetu Warszawskiego.

W części przeznaczonej na pracownie Działu Fizyki Doświadczalnej wykańczane są instalacje.

#### Polskie Towarzystwo Fizyczne

##### Oddział Gdański

W okresie od 1 stycznia do 1 czerwca r. b. odbyło się 9 posiedzeń naukowych i dydaktyczno-naukowych Oddziału, w tym jedno poświęcone twórczości S. I. Wawilowa oraz drugie dla uczczenia pamięci Mariana Smoluchowskiego-

go. Tematy innych referatów nie zostały podane do wiadomości Redakcji.

W marcu r. b. Oddział zorganizował cykl wykładów popularnonaukowych na temat „Zjawisko rezonansu w przyrodzie i technice“. Poszczególne wykłady wygłosili:

1. Prof. dr I. Adamczewski — Rezonans mechaniczny
2. prof. dr A. Piekara — Rezonans akustyczny
3. prof. dr S. Trzetrzewiński — Rezonans elektryczny
4. prof. dr S. Pieńkowski — Rezonans optyczny
5. prof. dr L. Sosnowski — Rezonans kwantowy.

Przeciętna frekwencja wyniosła około 400 osób. Prawie wszystkie referaty były powtarzane.

Godny zanotowania jest rozwój współpracy z Okręgową Radą Związków Zawodowych. Zorganizowano w lutym, marcu i kwietniu r. b. cykl szesnastu referatów popularnych na Wystawie Racjonalizatorów w Sopocie. Ponadto zorganizowano pomoc dla racjonalizatorów pragnących uzupełnić swoje wiadomości z fizyki. Akcja ta polega przede wszystkim na współpracy indywidualnej tzw. „dwójek“. „Dwójka“ składa się z jednego racjonalizatora i jednego członka PTF. Prócz tego odbyły się cztery spotkania z racjonalizatorami celem przeprowadzenia szeregu pokazów z różnych działów fizyki.

Gośćmi Oddziału byli: profesor dr S. Pieńkowski (Warszawa), prof. dr L. Sosnowski (Warszawa), którzy przybyli wygłosić wykłady w zorganizowanym przez Oddział cyklu popularnym, oraz dr W. Łaniecki, który wygłosił referat pt. „O pomiarach pojemności płytek prostowniczych“.

##### Oddział Gliwicki

W okresie od 1 stycznia do 1 czerwca r. b. odbyło się osiem posiedzeń nauko-

wych Oddziału. Wygłoszone zostały następujące referaty:

1. mgr inż. Müller — Mechanika relatywistyczna
2. mgr inż. Macura — Opory ujemne oraz ich zastosowania
3. prof. dr K. Gostkowski — Elementarny sposób wyprowadzenia wzoru Einsteina-Smoluchowskiego
4. mgr inż. F. Przybyła — O anodowej passywacji ołowiu
5. prof. dr H. Niewodniczański — Izomery jądra
6. dr W. Łaniecki — Doświadczalne badania nad budową warstwy zaporowej w suchych prostownikach
7. dr inż. S. Węgrzyn, mgr inż. C. Ostrowski, mgr inż. W. Pacześniowski — Prace Zakładu Elektrotechniki Politechniki Śląskiej w dziedzinie liczników Geigera-Müllera
8. prof. J. Szpilecki — O pewnej osobliwości pola akustycznego w pobliżu źródła.

Przebiegająca frekwencja na posiedzeniach naukowych Oddziału wyniosła 39 osób.

Gośćmi Oddziału byli prof. dr H. Niewodniczański (Kraków) oraz dr W. Łaniecki (Warszawa).

#### Oddział Krakowski

W okresie od 1 stycznia do 6 czerwca r. b. odbyło się 16 posiedzeń Oddziału. Posiedzenia Oddziału są właściwie zebraniami Krakowskiego Konwersatorium Fizycznego, na których wygłoszono następujące referaty:

1. prof. dr H. Niewodniczański — O promieniotwórczości naturalnej rubidu
2. mgr B. Makiej — O korelacji kątownej cząstek  $\beta$  i fotonów promieniowania wewnętrznego hamowania
3. mgr W. Czyż — O klasycznej metodzie obliczania rozkładu kątownego

- promieniowania hamowania wewnętrznego
4. dr A. Hryniewicz — Struktura subtelna pozytu
5. dr A. Hryniewicz — Pomiar prędkości promieni  $\gamma$
6. prof. dr M. Mięśowicz — O rozszczepianiu lekkich jąder
7. dr M. Massalski — Oddziaływanie jądrowe mezonów  $\mu$  na materię
8. mgr M. Wielowieyska — Pomiar absorpcji powolnych neutronów metodą emulsji fotograficznych
9. prof. dr H. Niewodniczański — O dyfuzyjnej komorze Wilsona
10. dr A. Hryniewicz — Wpływ wiązań chemicznych na czas życia izomerów
11. dr J. Janik — Efekt izotopowy w zjawisku nadprzewodnictwa
12. mgr A. Strzałkowski — O rozpadzie  $\beta$  mezonu  $\pi^+$
13. mgr A. Strzałkowski — O rozpadzie cząstek V
14. dr A. Hryniewicz — Zależność przekroju czynnego na tworzenie par elektronowych od liczby atomowej absorberentów
15. mgr J. Hennel — Promieniowanie anteny z punktu widzenia mechaniki kwantowej
16. dr A. Hryniewicz — Radioastronomia
17. dr A. Hryniewicz — O rozpadzie pozytu na 3 kwanty anihilacyjne
18. prof. dr M. Mięśowicz — Zderzenia jądrowe o bardzo wysokiej energii
19. dr L. Jurkiewicz — Zastosowanie komory Wilsona do przyspieszaczy pulsowych
20. dr A. Hryniewicz — Nowe dane dotyczące pozytu
21. mgr B. Makiej — O widmie ciągłym promieniowania  $\gamma$  emitowanego przez  $^{32}\text{P}$  i  $\text{RaE}$



22. prof. dr M. Mięśowicz — Składowa mezonowa wielkich pęków promieniowania kosmicznego
23. dr A. Hrynkiewicz — Rozwój metody oznaczania wieku wykopalisk za pomocą promieniotwórczego  $^{14}\text{C}$
24. mgr W. Czyż — O zderzeniach jądrowych bardzo wysokiej energii (według teorii Fermiego)
25. prof. dr J. Weyssenhoff — Rola długości elementarnej w podstawach fizyki
26. prof. dr A. Jabłoński — Fotoluminescencja roztworów.

Gościem Oddziału był prof. dr A. Jabłoński (Toruń).

W dniu 5 czerwca odbyło się Walne Zebranie Oddziału, na którym zostały wybrane nowe władze Oddziału na kadencję 1952/3. Do Zarządu weszli:

przewodniczący — prof. dr B. Średniawa,

zastępca przewodniczącego — prof. dr

H. Niewodniczański,

sekretarz — mgr K. Nikiel,

skarbnik — mgr J. Hennel,

Członkowie Zarządu — mgr D. Kunisz,

dr L. Jurkiewicz,

a do Komisji Rewizyjnej — dr M. Hal

launbrenner, dr A. Hrynkiewicz i dr T. Piech.

#### Oddział Łódzki

W okresie od 1 marca do 1 czerwca r. b. odbyły się cztery naukowe posiedzenia Oddziału, na których zostały wygłoszone następujące referaty:

1. prof. dr J. Pniewski — Nowoczesna spektrografia  $\beta$
2. dr L. Kołodziejczyk — Nowa teoria Diraca
3. dr J. Gierula — Rozkład kierunkowy koincydencji comptonowskich
4. prof. dr M. Mięśowicz — Zderzenia nukleonów o najwyższej energii.

Gośćmi Oddziału byli profesor dr J. Pniewski (Warszawa), dr J. Gierula (Warszawa) i prof. dr M. Mięśowicz (Kraków):

#### Oddział Toruński

Na zaproszenie Oddziału przybyli i wygłosili referaty:

prof. dr J. Mikusiński (Wrocław) — O zastosowaniu rachunku operatorów do obliczania obwodów elektrycznych

prof. dr J. Weyssenhoff (Kraków) — O roli długości elementarnej w podstawach fizyki.

O pozostałych referatach wygłoszonych na posiedzeniach Oddziału Redakcja nie została poinformowana.

#### Oddział Warszawski

Dnia 17 czerwca odbyło się Walne Zebranie Oddziału, na którym zostały wybrane władze Oddziału na okres 1952/53.

Do Zarządu weszli: jako przewodniczący dr W. Ścisłowski, jako członkowie zarządu: dr W. Królikowski, mgr Z. Małkowski, mgr K. Morkowska, mgr K. Rosiński. Podział funkcji pomiędzy poszczególnych członków zarządu zostanie ustalony na najbliższym zebraniu zarządu Oddziału. Do Komisji Rewizyjnej wybrano dr M. Majewską, prof. J. Pniewskiego, mgr A. Wolską.

W tymże dniu mgr M. Danysz zreferował wyniki prac własnych w dziedzinie mezonów.

#### Oddział Wrocławski

W okresie od 1 stycznia do 1 czerwca r. b. odbyło się 12 posiedzeń naukowych Oddziału, na których wygłoszono następujące referaty:

1. mgr H. Cygan i prof. dr R. S. Ingarden — Układy jednostek; temu samemu zagadnieniu zostało poświęcone oddzielne posiedzenie dyskusyjne
2. mgr J. Łopuszański — Statystyczna teoria drobin o symetrii osiowej
3. prof. dr J. Roliński — O świetlnych wzorcach długości
4. inż. J. Jasnorzewski — Metoda reszt ułamkowych

5. mgr M. Gaj i mgr S. Mięksisz — Metoda obliczania polaryzowalności drobin
6. prof. dr H. Niewodniczański — Izomeria jądrowa
7. mgr J. Łopuszański — Zastosowanie statystyk kwantowych do teorii klisz fotograficznych
8. mgr W. Szczurówna — Rozkład gęstości elektronów w drobinie CO<sub>2</sub> (według Thomasa-Fermiego)
9. prof. dr J. Nikliborc — O zimnej emisji elektronów z metali
10. dr W. Żuk — Spektrometry masowe
11. prof. dr S. Drobot — O analizie wymiarowej
12. mgr J. Łopuszański — O rozkładach i fluktuacjach fermionów i bosonów.

Staraniem Oddziału został zorganizowany cykl odczytów popularnych poświęcony nowoczesnym problemom fizyki. Poszczególne odczyty wygłosili:

1. prof. dr R. S. Ingarden — Elementarne cząstki materii
2. mgr H. Cygan — Narzędzia współczesnej fizyki
3. prof. dr J. Nikliborc — Fale światła i fale materii (z pokazami)
4. mgr Z. Sidorski — Reakcje jądrowe i nowe pierwiastki
5. prof. dr J. Wesołowski — Promienie kosmiczne (z pokazami)
6. mgr J. Łopuszański — Statystyka mikrocząstek
7. prof. dr R. S. Ingarden — Zagadnienie przyczynowości we współczesnej fizyce.

Frekwencja na odczytach wyniosła średnio około 100 osób.

Gośćmi Oddziału byli prof. dr J. Roliński (Warszawa), prof. dr M. Niewodniczański (Kraków), inż. J. Jasnorzewski (Warszawa) i dr W. Żuk (Lublin).

#### Oddział Lubelski

Redakcja nie otrzymała sprawozdania z działalności Oddziału.

#### Oddział Poznański

Redakcja nie otrzymała sprawozdania z działalności Oddziału.

#### Prace opublikowane

L. Infeld — Is there an Aether? — *Nature* **169**, 702 (1952).

Streszczenie: Podana jest w wątpliwość konkluzja artykułu Diraca, że należy powrócić do koncepcji eteru. Przez wyeliminowanie współczynnika  $\lambda$  z równań nowej elektrodynamiki dochodzi się do układu równań, które w przypadku odpowiadającym nieobecności ładunków elektrycznych przechodzą w równania Maxwella. W drugim możliwym przypadku dochodzi się do równania równoważnego następującemu:

$$A_{\mu} A^{\mu} - k^2 = 0$$

Wynika stąd, że równanie powyższe nie musi być spełnione dla próżni. Zastąpienie go przez równanie:

$$\lambda (A_{\mu} A^{\mu} - k^2) = 0$$

czyni zbytecznym wprowadzenie eteru, pozostawiając bez zmiany fizyczne wnioski z nowej elektrodynamiki.

R. Kołodziejcki — Zarys ogólnej teorii zderzeń atomowych, cz. I. Zderzenia jednej cząstki z układem cząstek. — *Acta Phys. Polonica* **X**, 223 (1951).

Streszczenie: Podany jest zarys nie-relatywistycznej teorii zderzeń jednej cząstki z układem cząstek, oparty na najprostszym przykładzie zderzeń z atomem wodoru. Z ogólnej teorii po wprowadzeniu pewnych uproszczeń wynikają znane wyrażenia aproksymacyjne. Pojęcie przesunięcia fazowego funkcji falowej cząstki rozproszonej sprężyste rozszerzone jest na przypadek cząstek rozpraszanych nieelastycznie. Wprowadzone jest ogólne wyrażenie na przesunięcie fazowe. W przypadku dużych prędkości zderzających się cząstek ogólne wyrażenie na przesunięcie fazowe dąży do wyrażenia danego przez przybliżenie Borna. Dla rozproszenia spręży-

stego przez „sferycznie symetryczne sztywne potencjały“ ogólne wyrażenie na przesunięcie fazowe jest identyczne ze znanym wyrażeniem dla tego szczególnego przypadku. Dane są pewne nowe wskazówki przybliżonego obliczania rozproszeń w przypadku średnich prędkości cząstek rozpraszanych.

Z. Małkowski — Elektryczna metoda oporowa przy zastosowaniu prądu stałego w badaniach geofizycznych. — Biuletyn PIG nr 63 (seria geofizyczna nr 6), 1 (1951).

Streszczenie: Przedstawiony jest zarys podstaw teoretycznych elektryczno-oporowej metody prospekcyjnej oraz podane są zasady interpretacji wyników terenowych otrzymywanych przy pomocy tej metody.

A. Piekara — Zjawiska orientacji drobinowej w cieczach polarnych i ich roztworach, cz. II (dalsze rozwinięcie teorii sprzężenia dipolowego w cieczach polarnych). Acta Phys. Polonica X, 107 (1951).

Streszczenie: Teoria ta opiera się na założeniu istnienia trzech typów sprzężeń, którym podlegają dipole molekularne w roztworze. Sprzężenie pierwszego typu (Fowler-Debye) polega na działaniu wielu drobin otaczających daną i zachowujących się w roztworze jak sztywna „grudka“. Sprzężenie drugiego typu dąży do związania danej drobin z najbliższą sąsiednią. W zależności od budowy drobin sprzężenie to może prowadzić do tworzenia się prawie antyrównoległych lub prawie równoległych niesztwanych par. W cieczach polarnych to sprzężenie odgrywa dominującą rolę. Sprzężenie trzeciego typu dąży do ugrupowania quasi sztywnej par, uprzednio już istniejących, w zespoły po dwie pary. W przeciwieństwie do sprzężenia drugiego typu sprzężenie to nie odgrywa żadnej roli w roztworach rozcieńczonych. Tworze-

nie się zespołów po dwie pary jest bardziej prawdopodobne w roztworach o dużych stężeniach.

Przyjmuje się założenie, że dla nitrobenzenu sprzężenie drugiego typu jest prawie antyrównoległe, gdy tymczasem takie pary sprzężone zdolne są ustawiać się prawie równoległe do siebie.

Na tej podstawie rozwinięta jest teoria czterech zjawisk orientacji drobinowej: polaryzacji dielektrycznej, zjawiska Kerr'a, nasycenia elektrycznego i zjawiska Cottona-Moutona.

F. Wiśniewski — Une deduction non ondulatoire des formules de la diffraction des particules sur un cristal. — N. Cimento 9 186 (1952).

Streszczenie: Wprowadzone zostały wyrażenia na dyfrakcję cząstek materialnych na kryształach — w szczególności wzór Lauego — w oparciu jedynie o zasadę Hamiltona i własności siatek krystalicznych bez powołania się na falowe własności materii.

#### Prace w publikacji

- M. Danysz i J. Pniewski — Metoda przygotowywania bardzo cienkich źródeł promieniotwórczych (Ra E) — Act Phys. Polonica
- M. Günther — Próba relatywistycznego sformułowania zagadnienia wielu ciał w przestrzeni konfiguracyjnej — Acta Phys. Polonica i Phys. Rev.
- A. Hrynkiwicz — Zależność przekroju czynnego na tworzenie par elektronowych przez promienie gamma ThC od liczby atomowej absorbenta. — Acta Phys. Polonica
- L. Infeld i J. Plebański — Electrodynamics without Potentials. — Proc. Roy. Soc.
- A. Jabłoński i S. Ziemecki — O zjawiskach obserwowanych przy działaniu światła eliptycznie spolaryzowanego na powierzchnie selektywnie fotoelektryczne. — Biuletyn PAU

- J. Janik — Wpływ dysocjacji elektrolitycznej i hydratacji molekuł  $H_2SO_4$  na rozpraszanie powolnych neutronów. — Acta Phys. Polonica
- W. Królikowski — Korelacja kierunkowa przy emisji dwukwantowej. — Acta Phys. Polonica
- M. D. Kunisz — O graficznej metodzie eliminacji tła w fotograficznej fotometrii widmowej. — Acta Phys. Polonica
- B. Makiej — O rozkładzie widmowym promieniowania hamowania wewnętrznego emitowanego przez  $^{32}P$  i  $^{90}Y$ . — Acta Phys. Polonica
- R. Mierzecki — Badania widm ramanowskich roztworów pirydyny i kwasu octowego. — Acta Phys. Polonica
- A. Piekara — O obniżeniu punktu krzepnięcia w teorii sprzężenia dipolowego. — Acta Phys. Polonica
- A. Piekara i Z. Pająk — Pseudohisteresa termiczna stałej dielektrycznej tytanianów ferroelektrycznych. — Acta Phys. Polonica
- J. Pniewski — Widmo beta Ra E w obszarze małych energii. — Acta Phys. Polonica
- J. Pniewski — O zależności między energią cząstki a liczbą ziaren zaczerpniętych w emulsji fotograficznej w zakresie małych energii. — Acta Phys. Polonica
- J. Rayski — Uwagi o niezmienniczości cechowania. — Acta Phys. Polonica
- W. Rubinowicz — Pola określone prawami elementarnymi. — Acta Phys. Polonica
- J. Rzewuski — O związku między polami a cząstkami. — Acta Phys. Polonica
- E. Trembaczowski — Badania nad promieniotwórczością źródeł Sławinka. — Annales UMCS
- J. Werle — On the Influence of Relativistic Corrections upon the Singular Nuclear Potentials — list do wydawcy Phys. Rev.
- J. Weyssenhoff — Tensory, pseudotensory, gęstości tensorów, pojemności. — Acta Phys. Polonica
- M. Wielowieyska — Wyznaczanie przekroju czynnego na absorpcję powolnych neutronów metodą emulsji fotograficznych. — Acta Phys. Polonica
- W. Żuk — Badanie składu mieszanin węglowodorów przy pomocy spektrometru masowego. — Annales UMCS
- W. Żuk — Analiza gazów przy użyciu spektrometru masowego. — Prace Głównego Instytutu Naftowego.

### Nowe skrypty

Ukazały się następujące skrypty:

- S. Pieńkowski — Fizyka Doświadczalna. Tom I
- S. Szczeniowski — Elektryczność i magnetyzm
- Zespół Asystentów Zakładu Fizyki Politechniki Gdańskiej — Opisy i instrukcje do ćwiczeń laboratoryjnych z fizyki.

### Zgon Magdaleny Wertenstein

W dniu 11 czerwca r.b. po krótkiej chorobie zmarła w Warszawie Magdalena Wertenstein, wdowa po prof. Ludwiku Wertensteinie, wybitnym i zasłużonym kierowniku Pracowni Radiologicznej Warszawskiego Tow. Naukowego.

Magd. Wertenstein po ukończeniu studiów porzuciła samodzielnie pracę badawczą, ale zachowała żywy kontakt z fizyką przez udział w zebraniach naukowych i pracę w Polskim Towarzystwie Fizycznym. Należała do grona założycieli Warszawskiego Oddziału Towarzystwa w r. 1920. Zainteresowaniom fizyką pozostała wierna do ostatnich dni życia. Jeszcze 6 czerwca była obecna na Konwersatorium Fizyki Doświadczalnej.

Jej przywiązanie do nauki, ujmujące zalety osobiste i prawdziwa wytworność form, płynąca z wysokiego poziomu kultury wewnętrznej, zjednały jej powszechny szacunek i sympatię wśród fizyków polskich, a w szczególności warszawskich.

## Spis treści

	Str.
<i>Józef Roliński</i> — Najnowsze prace nad świetlnym wzorcem długości . . . . .	265
<i>Teodor Kopcewicz</i> — Stan aktualny badań nad składnikami najwyższych warstw atmosfery Ziemi . . . . .	289
<i>Marian Mięslowicz</i> — O zderzeniach nukleonów bardzo wysokich energii	313
<i>Wilhelmina Iwanowska</i> — Fluorescencja w astronomii . . . . .	349
<i>Olgierd Wołczek</i> — Nowe prace nad samorzutnym rozszczepianiem się jąder aktynowców . . . . .	361
<i>Aleksander Jabłoński</i> — Collegium Physicum UMK . . . . .	371
<i>Jerzy Gierula</i> — Komora dyfuzyjna do obserwacji torów cząstek jonizujących . . . . .	379
Kronika . . . . .	385



Nakładem

PAŃSTWOWEGO WYDAWNICTWA NAUKOWEGO

ukazały się następujące książki:

Dr Edward Otto, prof. Polit. W., Inż. Franciszek Otto, prof. Polit. Gdańsk. — *Zbiór Zadań z Geometrii Wykreślnej*. Str. 188. Cena zł 16.20.

Dr Witold Pogorzelski: prof. W. A. T., prof. Polit. W. — *Geometria analityczna*. Wydanie 3. Str. 446. Cena zł 32.35.

O. N. Cuberbiller — *Zadania i ćwiczenia z geometrii analitycznej*. Tłumaczył z języka rosyjskiego mgr Abraham Götzt. Str. 336. Cena zł 21.30.

Dr Stefan Pieńkowski, prof. U. W. — *Fizyka doświadczalna, t. I. (Mechanika, fizyka cząsteczkowa, nauka o ciepłe)*. Str. 528. Cena zł 36.—.

Dr Tadeusz Miłobędzki, prof. Polit. W. — *Szkoła analizy ilościowej* — Wydanie 2 popr. Str. 156. Cena zł 12.25.

*Podręcznik do ćwiczeń z chemii fizycznej* Praca zbiorowa pod red. dr. Wojciecha Świętosławskiego, prof. U. W. Str. 436. Cena zł 33.

I. A. Brodski — *Chemia Fizyczna t. I. Fizyko-chemiczne właściwości materii. Cz. 1. Ogólne właściwości materii i budowa atomu*. Tłumaczył z języka rosyjskiego Józef Hurwic, Str. 144. Cena zł 10.05.

## PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE

### **ACTA MICROBIOLOGICA POLONICA** (kwartalnik) *Zeszyt zł 6.—*

Czasopismo poświęcone zagadnieniom mikrobiologii teoretycznej, rolniczej i przemysłowej. Zamieszcza prace oryginalne oraz referaty przeglądowe. Umożliwia pracownikom naukowym i laboratoryjnym ogłaszanie wyników własnych. Ułatwia wymianę doświadczeń i osiągnięć naukowych krajowych oraz zagranicznych w dziedzinie mikrobiologii.

### **GEODEZJA I KARTOGRAFIA** (kwartalnik) *Zeszyt zł 5.—*

Czasopismo publikujące prace naukowe z zakresu geodezji i kartografii. Bazę tematyczną czasopisma stanowią prace geodezyjne instytutów i zakładów naukowych wyższych uczelni technicznych oraz Geodezyjnego Instytutu Naukowo-Badawczego Gł. U. P. K. Czasopismo uwzględnia wymianę myśli naukowej w zakresie zbieżnych zagadnień z geologią, geofizyką i geografją.

### **KWARTALNIK INSTYTUTU POLSKO-RADZIECKIEGO** *Zeszyt zł 5.—*

Czasopismo poświęcone rusycystyce polskiej, polsko-radzieckiej współpracy kulturalnej i naukowej, rozwojowi kultury i nauki narodów Związku Radzieckiego, kwestiom tradycji przyjaźni polsko-rosyjskiej i polsko-radzieckiej. Czasopismo ogłasza: artykuły naukowe, teksty dokumentów archiwalnych, informacje o radzieckich polonicach i polskich sowietach oraz o zagadnieniach kultury i nauki radzieckiej a zwłaszcza o współpracy kulturalnej polsko-radzieckiej, zamieszcza przeglądy bibliograficzne oraz recenzje.

### **MYŚL FILOZOFICZNA** (kwartalnik) *Zeszyt zł 10.—*

Czasopismo poświęcone zagadnieniom materializmu dialektycznego i historycznego, historii filozofii, postępowym tradycjom polskiej myśli filozoficzno-społecznej, filozofii przyrodoznawstwa, logice, etyce, estetyce oraz innym dziedzinom filozofii. Stoi na stanowisku konsekwentnego materializmu i stawia sobie za cel walkę z wszelkimi kierunkami reakcyjnej, idealistycznej filozofii i socjologii burżuazyjnej. Dąży do upowszechnienia filozofii marksistowsko-leninowskiej w najszerszych kołach pracowników naukowych i działaczy społecznych wszystkich dziedzin.

### **PRZEGLĄD GEOGRAFICZNY** (kwartalnik) *Zeszyt zł 5.—*

Czasopismo zawierające oryginalne artykuły naukowe ze wszystkich ośrodków geograficznych w Polsce z zakresu geografii fizycznej i ekonomicznej. Podaje kronikę ruchu geograficznego w Polsce i na świecie.

### **ŻYCIE NAUKI** (miesięcznik) *Zeszyt zł 7.—*

Czasopismo dostarczające światu naukowemu gruntownych informacji o całości prac badawczych PAN, wyższych uczelni, poszczególnych instytutów, instytucji i placówek naukowych. Poświęca wiele uwagi zagadnieniom dydaktyki i organizacji szkół wyższych, jak również życiu społeczno-organizacyjnemu pracowników nauki. Uwzględnia problemowe zagadnienia teoretyczne, wskazuje kierunkowe rozwiązania w ramach poszczególnych dyscyplin, łączy je z praktyką dydaktyczną wyższych uczelni.

Do nabycia w księgarniach DOMU KSIĄŻKI. Wysyła za zaliczeniem Księgarnia Naukowa Domu Książki, Warszawa, Krak. Przedm. 7.

# POLSKIE TOWARZYSTWO FIZYCZNE

## Zarząd

Przewodniczący	— Prof. Dr WOJCIECH RUBINOWICZ, czł. rzeczywisty PAN
Wiceprzewodniczący	— Prof. Dr STEFAN PIENKOWSKI, czł. rzeczywisty PAN
Sekretarz	— Mgr TADEUSZ SKALIŃSKI
Bibliotekarz	— Dr WŁODZIMIERZ SCISŁOWSKI
Skarbnik	— Prof. Dr ANDRZEJ SOLTAN, czł. koresp. PAN
Redaktorzy	— Prof. Dr STEFAN PIENKOWSKI, czł. rzeczywisty PAN Prof. Dr SZCZEPAN SZCZENIOWSKI Prof. Dr JAN WEYSSENHOFF

## Przewodniczący Oddziałów Towarzystwa

Gdańsk	— Prof. Dr ARKADIUSZ PIEKARA
Gliwice	— Prof. Dr MARIAN PUCHALIK
Kraków	— Prof. Dr MARIAN MIĘSOWICZ
Lublin	— Prof. Dr STANISŁAW ZIEMECKI
Łódź	— Prof. Dr STANISŁAW SACHS
Poznań	— Prof. Dr STANISŁAW LORIA
Toruń	— Prof. Dr JAN RZEWUSKI
Warszawa	— Prof. Dr LEONARD SOSNOWSKI
Wrocław	— Prof. Dr JAN WESOŁOWSKI