

# POSTĘPY FIZYKI

DWUMIESIĘCZNIK  
POŚWIĘCONY UPOWSZECHNIANIU  
WIEDZY FIZYCZNEJ



**TOM XIII**

**ZESZYT 5**

---

1962

## RADA REDAKCYJNA

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

## KOMITET REDAKCYJNY

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

*Adres Redakcji:* Kraków, Gołębia 13  
tel. 267-45

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

POLSKIE TOWARZYSTWO FIZYCZNE

# POSTĘPY FIZYKI

DWUMIESIĘCZNIK POŚWIĘCONY UPOWSZECHNIANIU  
WIEDZY FIZYCZNEJ

TOM XIII, ZESZYT 5

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE

1962

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE  
Oddział Kraków, ul. Smoleńsk 14

Nakład 1721 + 149 egz.	Rękopis dostarczono 4. VII. 1962
Ark. wyd. 6 ark. druk. 5 <sup>1</sup> / <sub>4</sub>	Podpisano do druku 27. IX. 1962
Papier druk. sat. 80 g, kl. III, 70×100	Druk ukończono w październiku 1962
Zamówienie 382/62.	Cena zł 15.— N-30

DRUKARNIA UNIwersytetu Jagiellońskiego, Kraków, Czapskich 4

W. L. Ginzburg

Moskwa

## Promienie kosmiczne w pobliżu Ziemi i we Wszechświecie \*

**Pierwotne promienie kosmiczne w pobliżu Ziemi; ich skład chemiczny i widmo energetyczne. Radioastronomia i promienie kosmiczne. Natura kosmicznego promieniowania radiowego i promienie kosmiczne we Wszechświecie. Pochodzenie promieni kosmicznych**

Mniej więcej pięćdziesiąt lat temu zostało stwierdzone, że z przestrzeni kosmicznej pada na powierzchnię Ziemi „promieniowanie“, które zostało nazwane promieniami kosmicznymi. Okazało się, że promieniowanie to jest bardzo przenikliwe, nawet grube warstwy ołowiu nie są w stanie go zatrzymać.

Odkrycie promieniowania kosmicznego było rezultatem badań prądu „ciemnego“ w komorach jonizacyjnych. Fakt, że w komorach jonizacyjnych obserwuje się prąd, który płynie podczas nieobecności sztucznych źródeł promieniowania (taki prąd właśnie nazywa się ciemnym), był stwierdzony już na samym początku obecnego stulecia. Występowanie takiego prądu w komorach jonizacyjnych, ułożonych w pobliżu powierzchni Ziemi, można było przypisać wpływom promieniowania wysyłanego przez domieszki radioaktywne z przedmiotów znajdujących się w otoczeniu komór. Z tych względów kosmiczne (nieziemskie) pochodzenie części prądu ciemnego zostało udowodnione dopiero w doświadczeniach przeprowadzonych przy użyciu balonów. Należało oczekiwać, że prąd, wywołany przez ciała promieniotwórcze znajdujące się na powierzchni Ziemi i w ciałach otaczających komory, będzie malał w miarę oddalania się komór od powierzchni Ziemi. Okazało się jednak, że prąd ciemny w komorze, w miarę jej oddalania się od powierzchni Ziemi, opada, jeżeli wysokość wzniesienia jest nieduża, zaś przy większych wysokościach zaczyna z kolei wzrastać. I tak w doświadczeniach przeprowadzonych w roku 1914, podczas których osiągnięto wysokość 9 km, okazało się, że jonizacja powietrza jest na tych wysokościach kilka razy większa niż na poziomie morza. Co prawda nawet po tych badaniach wypowiadano przypuszczenie o ziemskim pochodzeniu promieni kosmicznych. Pojawienie się promieni kosmicznych łączono na przykład z burzami oraz z promieniotwórczością górnych warstw atmosfery. Obecnie wszystkie podobne hipotezy zostały całkowicie odrzucone.

\* Tłumaczenie artykułu zamieszczonego w czasopiśmie *Uspiechi Fizycznych Nauk*, 74, 521 (1961).

Z powodu dużej zdolności przenikania promieni kosmicznych uważano je początkowo za pewien rodzaj promieni  $\gamma$ . Później zostało stwierdzone, że w pierwotnym promieniowaniu kosmicznym występują również cząstki naładowane. Fakt ten stwierdzono, korzystając z pola magnetycznego Ziemi. Cząstki naładowane, poruszając się w tym polu, zostają odchylone. W rezultacie strumień pierwotnego promieniowania kosmicznego, padającego na powierzchnię atmosfery, zależy od szerokości geomagnetycznej. Pierwotne promieniowanie kosmiczne wytwarza w atmosferze cząstki wtórne i jedynie te cząstki są obserwowane na powierzchni Ziemi. Obserwowana zależność natężenia tych cząstek od szerokości geomagnetycznej pozwala wnioskować o obecności cząstek naładowanych w pierwotnym promieniowaniu kosmicznym. Przez dłuższy czas wydawało się niemożliwe przeprowadzenie bezpośrednich badań promieniowania pierwotnego, ze względu na trudności z podniesieniem aparatury na duże wysokości. Brak pewnych danych, odnośnie do pierwotnego promieniowania kosmicznego, nie pozwalał wyjaśnić ich pochodzenia i z tych względów przez długie lata zagadnienie pochodzenia promieni kosmicznych pozostawało otwarte. Zresztą sytuacja nie uległa istotnej zmianie nawet po wyjaśnieniu faktu, że pierwotne promieniowanie kosmiczne składa się z protonów oraz jąder szeregu pierwiastków (obecność jąder została stwierdzona w roku 1948).

Sprawa polega na tym, że rozkład promieni kosmicznych jest izotropowy, tzn. przychodzą one na Ziemię równomiernie ze wszystkich kierunków. Dlatego ich badanie nie daje żadnych bezpośrednich danych odnośnie do miejsca, gdzie znajdują się źródła promieni kosmicznych. Aby lepiej zrozumieć, jak dalece izotropowość promieni kosmicznych utrudnia rozwiązanie zagadnienia miejsca ich powstawania, wyobraźmy sobie, że promieniowanie świetlne wszystkich ciał niebieskich zostaje zmieszane, a następnie podlega analizie. W tym przypadku, zamiast badania widma i natężenia promieniowania świetlnego osobnych gwiazd i mgławic, byłibyśmy zmuszeni badać powyższe charakterystyki promieniowania dla wszystkich wyżej wymienionych obiektów razem wziętych. Jest rzeczą oczywistą, że w tych warunkach nic nie pozostałoby ze współczesnej astronomii. Tymczasem dane o pierwotnym promieniowaniu kosmicznym dotyczą od razu wszystkich ich źródeł. Próba analizy tych danych jest podobna próbie analizy światła sumarycznego wszystkich gwiazd i mgławic.

Zachodzi pytanie, czy można w ogóle otrzymać informacje o promieniowaniu kosmicznym występującym w różnych obszarach Wszechświata, znajdujących się daleko od Ziemi?

Jeszcze stosunkowo niedawno na to pytanie należałoby dać ujemną odpowiedź. Ale podobnie, jak to już nieraz zdarzało się w historii fizyki i astrofizyki, sytuacja zmieniła się szybko i radykalnie w związku z odkryciami poczynionymi w zupełnie innej dziedzinie. Mamy na myśli radioastronomię, która zaczęła się gwałtownie rozwijać w roku 1945. Jak się okazało (zostało to wyjaśnione w latach 1950—1953), podstawowa część promieniowania radiowego, przychodzącego na Ziemię z kosmosu, jest generowana przez promienie ko-

smiczne. Badania radiowego promieniowania kosmicznego pozwalają stwierdzić niektóre własności promieniowania kosmicznego nie tylko w naszym układzie gwiazd — Galaktyce, ale również daleko poza jego granicami. Rozwój radio-astronomii i ustalenie związku między kosmicznym promieniowaniem radiowym i promieniowaniem kosmicznym doprowadziły do tego, że zagadnienie pochodzenia promieniowania kosmicznego i wyjaśnienie jego własności w różnych obszarach Wszechświata zajmują obecnie istotne miejsce w astrofizyce.

Przy tym powstała możliwość, podobnie jak przy rozwiązywaniu innych zagadnień astrofizycznych, bazowania na danych pomiarowych i przeprowadzenia analizy, korzystając z całokształtu informacji otrzymanych różnorodnymi metodami. Promienie kosmiczne okazały się ciekawe nie tylko jako niezależny obiekt badań, ale również, jak to się wyjaśniło z biegiem czasu, odgrywają one istotną rolę z punktu widzenia dynamiki przestrzeni międzygwiazdowej i powłok gwiazd supernowych, jak również są jednym z podstawowych czynników określających rozwój galaktyk.

W fizyce promieni kosmicznych prawie zawsze zarysowywały się dwa główne kierunki. Pierwszym z nich jest wykorzystanie promieniowania kosmicznego w celu badania cząstek elementarnych i ich oddziaływania przy bardzo wysokich energiach. W istocie rzeczy jest to po prostu wykorzystywanie dostarczonych przez samą naturę możliwości badania cząstek wysokiej energii. Możliwości te były wykorzystane z dużym powodzeniem: właśnie w promieniowaniu kosmicznym zostały wykryte pozytony, mezony  $\mu^\pm$ , mezony  $\pi^\pm$ , mezony  $K$ , jak również niektóre hiperony. Badanie tych cząstek ma tak doniosłe znaczenie, że przez długi czas, w szczególności od 1929 do około 1955—1956 roku, w fizyce promieni kosmicznych badania cząstek elementarnych odgrywały podstawową rolę. Sytuacja zmieniła się w sposób istotny po uruchomieniu potężnych akceleratorów. Ogólnie mówiąc, w przedziale energii uzyskanym w akceleratorach (energia do  $3 \cdot 10^{10}$  eV) promienie kosmiczne, jako sposób badania cząstek elementarnych, nie są w stanie konkurować z akceleratorami. Z tych względów środek ciężkości pierwotnego kierunku badań w fizyce promieni kosmicznych przesunął się w zakres wysokich energii ( $E > 3 \cdot 10^{10}$  eV). W tym zakresie pomiary przeprowadzane są w głównej mierze przy pomocy fotograficznych emulsji jądrowych albo poprzez badania wielkich pęków powietrznych. Ponieważ energia maksymalna, zarejestrowana w promieniowaniu kosmicznym, wynosi około  $10^{19}$  eV, to jest rzeczą oczywistą, że wykorzystanie promieni kosmicznych dla badań czysto fizycznych będzie kontynuowane prawdopodobnie przez czas bardzo długi<sup>1</sup>.

<sup>1</sup> Jak już wspominaliśmy, osiągnięta obecnie energia na przyśpieszaczach wynosi  $3 \cdot 10^{10}$  eV, to znaczy jest to wielkość prawie 9 rzędów mniejsza od maksymalnej energii cząstek, zaobserwowanych w promieniach kosmicznych. W najbliższych latach prawdopodobnie nie zbuduje się akceleratorów, które dadzą cząstki o energii wyższej niż  $3 \cdot 10^{11}$  eV. Przypominamy jednak, że wykorzystanie tak zwanej metody „spotykających się wiązek“, pomimo że jest związane z dużymi trudnościami, pozwoli faktycznie badać zderzenia cząstek o energii  $E' = 2(E/Mc^2)Mc^2$ , gdzie  $E$  jest energią cząstek w każdej wiązce, składającej się z cząstek o masie spoczynkowej  $M$ . Jednak nawet dla elektronów o energii  $E = 5 \cdot 10^9$  eV, energia  $E' = 10^{14}$  eV, zaś dla protonów przy  $E = 3 \cdot 10^{10}$  eV energia  $E' = 2 \cdot 10^{12}$  eV.

Tym niemniej „ciężar“ względny badań cząstek elementarnych niewątpliwie znacznie się obniżył i w ostatnich latach w fizyce promieni kosmicznych zaczyna przeważać drugi kierunek badania promieniowania kosmicznego pod aspektem geofizycznym i astrofizycznym. Obecnie liczba prac tego kierunku stanowi więcej niż połowę wszystkich badań poświęconych promieniowaniu kosmicznemu. Przedmiotem badań są:

1. Pierwotne promieniowanie kosmiczne wokół Ziemi (skład chemiczny, widmo energetyczne, rozkład przestrzenny).
2. Promienie kosmiczne poza granicą układu słonecznego (w Galaktyce i Metagalaktyce).
3. Pochodzenie promieni kosmicznych.
4. Promienie kosmiczne ze Słońca, ich powstawanie, ruch w kierunku Ziemi i wpływ na jonosferę Ziemi.
5. Wpływ materii międzyplanetarnej i międzyplanetarnych pól magnetycznych na promieniowanie kosmicznego pochodzenia tak słonecznego, jak i galaktycznego, obcięcie na dużych szerokościach i różnego rodzaju wariacje promieniowania kosmicznego tak na Ziemi, jak i w granicach układu słonecznego.
6. Pasy radiacyjne w pobliżu Ziemi i w pobliżu innych planet.

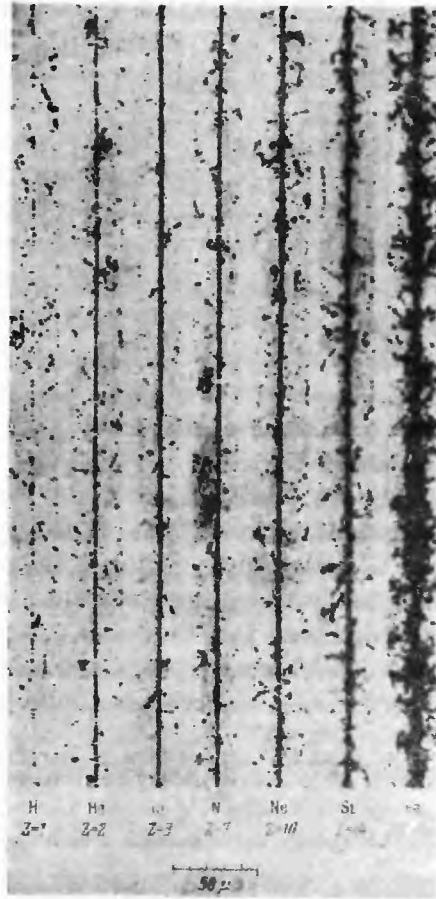
Wysyłanie sztucznych satelitów i rakiet kosmicznych, jak również ogólny postęp geofizyki i fizyki Słońca z jednej strony oraz szybki rozwój radioastronomii i całej astrofizyki z drugiej strony, doprowadziły do ukazania się dużej liczby prac dotyczących wszystkich wyżej wspomnianych zagadnień. Wszystkie te prace są powiązane nie tylko między sobą, ale również z innymi kierunkami badań (z fizyką Słońca, z fizyką materii międzygwiazdowej i międzyplanetarnej, z teorią przyspieszania cząstek, radioastronomią itp.). Byłoby bardzo trudne i chyba niecelowe starać się przedstawić w jednym artykule dużą ilość zagadnień. Dlatego rozpatrzymy tylko trzy zagadnienia: własności pierwotnego promieniowania kosmicznego wokół Ziemi, dane o promieniowaniu kosmicznym we Wszechświecie (poza granicami układu słonecznego) i pochodzenie promieniowania kosmicznego.

### 1. Pierwotne promieniowanie kosmiczne w pobliżu Ziemi

Masa słupa atmosfery ziemskiej o przekroju  $1 \text{ cm}^2$  równa się w przybliżeniu jednemu kilogramowi. Taki filtr powietrzny, z punktu widzenia przechodzenia przez niego różnego rodzaju promieniowania, jest równoważny warstwie wody o grubości około 10 m. Średnia droga, swobodna na oddziaływanie dla cząstek wchodzących w skład pierwotnego promieniowania kosmicznego, jest mniejsza niż jeden metr wody (to jest mniejsza niż  $100 \text{ g/cm}^2$ ). Znaczy to, że atmosfera jest grubym absorbentem dla pierwotnego promieniowania kosmicznego i do powierzchni Ziemi promieniowanie to prawie nie dochodzi. Nawet na wysokich górach sytuacja nie zmienia się w sposób istotny i cząstki pierwotne stanowią jedynie mały ułamek całkowitego strumienia promieni kosmicznych. Dlatego



badanie pierwotnego promieniowania kosmicznego jest możliwe jedynie przy użyciu balonów-sond, samolotów wysokościowych, raket i sztucznych satelitów Ziemi. Do chwili obecnej istotną rolę w tych badaniach odgrywały balony-sondy, ale można oczekiwać dalszego poszerzenia badań na sztucznych satelitach. Dla określenia składu chemicznego promieni pierwotnych korzysta się



Rys. 1. Ślady jąder relatywistycznych o różnym  $Z$  w fotoemulsjach. Widać, że ze wzrostem  $Z$  zwiększa się grubość śladów

w zasadzie z metody emulsji fotograficznej, ale używa się również liczników Czerenkowa. Należy podkreślić, że w skład promieni kosmicznych wchodzi „gole“ jądra pozbawione orbitalnych elektronów. W tym przypadku zdolność jonizacyjna i natężenie promieniowania Czerenkowa, przy pozostałych warunkach niezmiennych, jest proporcjonalne do  $Z^2$ , gdzie  $Z$  jest liczbą porządkową jądra pierwiastka. Dlatego jądra z różnymi  $Z$  odróżnia się w emulsji według ich śladów (rys. 1). W liczniku Czerenkowa jądra odróżnia się według natężenia błysków promieniowania Czerenkowa.

Widmo energetyczne promieniowania kosmicznego (zależność liczby cząstek od ich energii) określa się z zależności szerokościowej strumienia promieni kosmicznych.

Zakres stosowności tej metody jest ograniczony do 15 GeV dla protonów i do 7,5 GeV na nukleon dla jąder<sup>2</sup> ciężkich. W zakresie dużych energii widmo energetyczne określa się na przykład liczbą cząstek, o tej czy innej energii, zarejestrowanych w emulsjach. Metoda ta daje pewne informacje aż do energii rzędu  $10^{12}$ — $10^{13}$  eV =  $10^3$ — $10^4$  GeV. Przy energiach jeszcze wyższych badania promieni kosmicznych odbywają się prawie wyłącznie poprzez wielkie pęki powietrzne, o czym będzie mowa w dalszej części artykułu.

Badanie pierwotnego promieniowania kosmicznego polega na określeniu ich składu (to jest liczby cząstek o różnym ładunku i masie), widma energetycznego cząstek różnego gatunku i ich rozkładu przestrzennego. Na wszystkie te pytania jeszcze nie można dać wyczerpującej odpowiedzi. Jednak badania są prowadzone przez liczne grupy w różnych krajach, tak że ich szybki postęp nie ulega wątpliwości. Poniżej są przytoczone podstawowe rezultaty, które nie budzą większych wątpliwości.

### a) Skład chemiczny

Niestety, określenie ładunku każdego jądra, na przykład w emulsji jest możliwe jedynie z dość dużym przybliżeniem. Poza tym nawet wtedy, gdy pomiary przeprowadza się na balonach, nad aparaturą zostaje jednak warstwa powietrza o grubości kilku gramów na centymetr kwadratowy. Jedynie w jednym znanym nam przypadku warstwa ta stanowiła 2,7 g/cm<sup>2</sup> (wysokość nieco większa niż 40 km). Zwykle jednak pomiary przeprowadza się na wysokościach mniejszych (grubość warstwy 7—15 g/cm<sup>2</sup>). Badania jąder na satelitach są

<sup>2</sup> Wyjaśnimy pokrótce, skąd wynika taka różnica w energiach dla protonów i jąder. Częstota obrotu cząstki o ładunku  $eZ$ , całkowitej energii  $E$  i masie  $M$  w polu magnetycznym o natężeniu  $H$  wynosi:

$$\omega_H^* = \frac{eZH}{Mc} \frac{Mc^2}{E}. \text{ Promień krzywizny toru cząstki, jeżeli jej prędkość } v \text{ jest prostopadła do pola } H, \text{ wynosi } r = v/\omega_H^*; \text{ dla cząstek relatywistycznych } (v/c \simeq 1) \left[ \text{tj. } \frac{E}{Mc^2} = \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{-1/2} \gg 1 \right]$$

$$i \quad r = E/eZH.$$

W ostatnim przypadku, jeżeli się mierzy  $r$  w cm,  $E$  w eV i  $H$  w erstedach

$$r = \frac{E}{3000ZH} = \frac{A\varepsilon}{300ZH}, \quad (1)$$

gdzie  $E = A\varepsilon$ ,  $A$  — masa atomowa,  $\varepsilon$  — całkowita energia na jeden nukleon.

Możliwość osiągnięcia przez cząstkę Ziemi określa się oczywiście promieniem krzywizny jej toru w polu magnetycznym ziemskim.

Dla protonów  $A/Z = 1$ , ale dla jąder  $A/Z \simeq 2$ . Dlatego pole magnetyczne Ziemi, które nie pozwala osiągnąć równika (w kierunku pionowym) protonom o energii  $E < 15$  GeV, nie przeszkadza w osiągnięciu równika Ziemi jądrom promieni kosmicznych o energii  $\varepsilon > > 7,5$  GeV/nukleon.

dopiero zapoczątkowane. Obecność warstwy powietrza nad aparaturą powoduje, że część obserwowanych w emulsjach (albo inną metodą) jąder są to jądra wtórne, które powstały w powietrzu. Ostatecznie dla otrzymania dostatecznie dokładnych wartości należy przebadać ślady wielkiej liczby jąder w jednych i tych samych warunkach. Jest to rzecz szczególnie trudna dla pierwiastków rzadko występujących.

Po tych uwagach nietrudno zrozumieć, że istniejące informacje odnośnie do składu chemicznego pierwotnego promieniowania kosmicznego są jeszcze niekompletne. Dla zwiększenia dokładności statystycznej przytacza się zwykle dane nie dla oddzielnych jąder, a dla całych grup. Tak np. jądra litu, berylu i boru ( $Z =$  od 3 do 5) stanowią grupę jąder lekkich ( $L$ ). Jądra węgla, tlenu, azotu i fluoru ( $Z =$  od 6 do 9) stanowią grupę jąder średnich ( $M$ ). Jądra o liczbie porządkowej  $Z \geq 10$  stanowią grupę jąder ciężkich ( $H$ ); czasem wprowadza się również grupę jąder bardzo ciężkich ( $VH$ ) dla  $Z \geq 20$ . Protony  $p$  i jądra helu  ${}^4_2\text{He}$ , to znaczy cząstki  $\alpha$ , rozpatrywane są oddzielnie.

Istniejące metody, o ile nie mówi się o niewielkiej liczbie cząstek najpowszechniejszych, nie pozwalają na określenie masy atomowej jądra. Znaczący to, że wszystkie izotopy danego pierwiastka łączy się razem. Z tych względów ściśle mówiąc grupa  $p$  łączy protony, deutrony i jądra trytu, a do grupy  $\alpha$  wchodzi również jądra  ${}^3_2\text{He}$ . Dla każdej z tych grup określa się strumień  $F$ , tzn. liczbę cząstek padających w jednostce czasu i w jednostkowym kącie przestrzennym na jednostkę powierzchni. Poniżej  $F$  mierzy się w jednostkach

$$\frac{\text{liczba cząstek}}{\text{m}^2 \cdot \text{sterad} \cdot \text{sek}};$$

zwracamy uwagę, że wielkość  $F$  byłoby poprawniej nazywać natężeniem albo strumieniem w danym kierunku; strumień jest terminem częściej używanym. Pełny strumień  $F_n$  otrzymuje się przez całkowanie w całym kącie przestrzennym. Dla promieniowania izotropowego przy całkowaniu po półkuli

$$F_n = \int F \cos \theta d\Omega = \pi F.$$

Strumienie wymienionych powyżej grup jąder przytoczone są w tabeli 1. Średnia masa atomowa  $\bar{A}$  dla każdej grupy (trzecia kolumna tabeli 1) jest wyznaczona z tych samych danych doświadczalnych, które wykorzystuje się dla określenia strumieni. Warto zauważyć, że przytoczone wartości  $F$  we wszystkich przypadkach odnoszą się do cząstek o całkowitej energii większej niż 2,5 GeV.

W szóstej kolumnie tabeli I przytoczono stosunek strumienia jąder danej grupy do strumienia jąder grupy  $H$ ; stosunek ten równy jest więc stosunkowi koncentracji jąder odpowiednich grup  $N/N_H$ . Uwzględniono tu, że dla izotropowego rozkładu cząstek  $N = 4\pi F/v$ , gdzie  $v$  jest prędkością cząstek. Dla rozpatrywanych cząstek relatywistycznych z dostateczną dokładnością można założyć  $v = c = 3 \cdot 10^{10}$  cm/sek. W dwóch ostatnich kolumnach tabeli przytoczono zebrane z różnych źródeł, stosunki  $N/N_H$  charakteryzujące średnią

Tabela I

Skład chemiczny promieni kosmicznych (Skład chemiczny materii międzygwiazdowej ogólnie określa się liczbami przytoczonymi w dwóch ostatnich kolumnach)

Grupa jąder	Z	A	Liczba cząstek m <sup>2</sup> sterad sek.	Liczba nukleonów w strumieniu cząstek kosmicznych (tzn. wartość $\bar{A}F$ )	$\frac{F}{F_H} = \frac{N}{N_H}$	we wszechświecie (średnio)	
						$N/N_H$	$N/N_H$
<i>p</i>	1	1	1300	1300	520	3360	6830
<i>a</i>	2	4	88	352	35	258	1040
<i>L</i>	3—5	10	1,9	19	0,76	10 <sup>-5</sup>	10 <sup>-5</sup>
<i>M</i>	6—9	14	5,6	78	2,24	2,64	10,1
<i>H</i>	≥10	31	2,5	78	1	1	1
<i>VH</i>	≥20	51	0,7	35	0,28	0,06	0,05

częstość występowania pierwiastków we Wszechświecie. Jak wynika z tabeli I, skład chemiczny promieni kosmicznych wykazuje dwie rzucające się w oczy osobliwości.

Po pierwsze we Wszechświecie występuje bardzo mało pierwiastków lekkich — litu, berylu, boru. Widocznie pierwiastki te szybko „spalają“ się w gwiazdach. W promieniowaniu kosmicznym pierwiastków grupy *L* jest prawie tyle samo co pierwiastków ciężkich (grupy *H*), tzn. średnio prawie 100 000 razy więcej niż we Wszechświecie. Po wtóre promienie kosmiczne są znacznie bogatsze od ciał niebieskich w pierwiastki ciężkie. Rzeczywiście w promieniowaniu kosmicznym na jedno jądro grupy *H* przypada około 550 protonów i cząstek *a*, a na jedno jądro grupy *VH* (jak zobaczymy poniżej, praktycznie są to żelazo i chrom) przypada około 2000 protonów i cząstek *a*. W tym czasie średnio we Wszechświecie na jedno jądro grupy *H* przypada według różnych danych 3600—8000 protonów i cząstek *a*, a na jądro *VH* 60 000—160 000 protonów i cząstek *a*.

Oznacza to, że promienie kosmiczne, nawet przy korzystaniu z wartości mniejszych niż 3600 i 60 000, są siedmiokrotnie bogatsze w pierwiastki ciężkie i 30-krotnie bogatsze w pierwiastki bardzo ciężkie niż Słońce, gwiazdy i materia (gaz) międzygwiazdowa. Właściwe wyjaśnienie większej niż we Wszechświecie zawartości litu, berylu i boru w promieniowaniu kosmicznym jest następujące. Podczas ruchu promieni kosmicznych w przestrzeni międzygwiazdowej jądra grupy *M* i *H* rozpadają się na skutek zderzeń jądrowych z jądrami atomów materii międzygwiazdowej, tj. w zasadzie z protonami i jądrami helu. Wśród produktów rozszczepień występują jądra grupy *L*, które są wobec tego cząstkami wtórnymi; bardzo mała ilość tych jąder we Wszechświecie pozwala sądzić, że nie ma ich również w źródłach promieni kosmicznych.

Uwzględniając stosunkowo dużą ilość jąder *L* w promieniach kosmicznych w pobliżu Ziemi i uważając wszystkie te jądra za wtórne, można wyciągnąć

wniosek, że promienie kosmiczne przychodzą do nas z daleka; średnio powinny one przejść warstwę o grubości 5—10 g/cm<sup>2</sup>. Średnia koncentracja gazu w naszej Galaktyce wynosi 0,01 cząstki na cm<sup>3</sup>, co odpowiada gęstości 2,10<sup>-26</sup> g/cm<sup>3</sup>. Stąd wynika, że promienie kosmiczne padając na Ziemię przebywają średnio odległość około 3·10<sup>26</sup> cm. Cząstki, poruszając się z prędkością równą praktycznie prędkości światła  $c = 3 \cdot 10^{10}$  cm/sek., przebywają powyższą drogę w czasie 10<sup>16</sup> sek.  $\approx 3 \cdot 10^8$  lat. Promień naszej Galaktyki wynosi około  $R = 3—5 \cdot 10^{22}$  cm  $\approx 30—50$  tysięcy lat świetlnych. Ponieważ droga przebyta przez promienie kosmiczne (3·10<sup>26</sup> cm) znacznie przewyższa promień naszej Galaktyki, można przypuszczać, że promienie kosmiczne przychodzą z rejonów, znajdujących się daleko za granicami Galaktyki. Taki wniosek byłby zbyt pochopny. Rzecz polega na tym, że w przestrzeni międzygwiazdowej występuje pole magnetyczne o natężeniu  $H \approx 10^{-6}—10^{-5}$  Oe. Promień krzywizny toru protonu o typowej dla promieni kosmicznych energii  $E = 10^{10}$  eV = 10 GeV nawet w polu 10<sup>-6</sup> Oe wynosi

$$r = \frac{E}{300 H} = 3 \cdot 10^{13} \text{ cm,}$$

tzn. że jest bardzo mały w porównaniu z rozmiarami Galaktyki.

Charakter ruchu promieni kosmicznych w Galaktyce z dostatecznie małym promieniem krzywizny określają konfiguracje międzygwiazdowych pól magnetycznych; cząstka naładowana w jednorodnym polu magnetycznym porusza się po linii śrubowej, przy czym jej prędkość w kierunku pola równa się składowej równoległej  $v_{\parallel}$  pełnej prędkości  $v$ . Dlatego można uważać, że średnio w okresie dostatecznie długim cząstka porusza się w polu jednorodnym po linii prostej z prędkością  $v_{\parallel}$ . Jeżeli jednak linie pola sił są zakrzywione i tworzą „kłębek“ zawikłany, cząstka będzie poruszać się po torze złożonym; w pierwszym przybliżeniu tor ten nawija się na linię sił. Przy ruchach w „zawikłanych“ polach magnetycznych o złożonej konfiguracji przemieszczanie się cząstki w dowolnym kierunku można przyrównać do dyfuzji drobin w gazie. Drobiną dyfundująca<sup>3</sup> porusza się po krzywej nieregularnej, złożonej z odcinków prostoliniowych, o długości równej średniej drodze swobodnej, tzn. odległości między zderzeniami danej drobiną z atomami albo drobinami gazu. Przy ruchu w „zawikłanym“ polu magnetycznym rolę drogi swobodnej spełnia odległość charakterystyczna  $l$ , na której zmienia się w sposób istotny kierunek linii pola (rys. 3). Oczywiście, analogia między dyfuzją w gazie i ruchem w polu magnetycznym jest niezupełna i może być dostatecznie dobra pod warunkiem spełnienia szeregu dodatkowych warunków. Można sądzić, że w galaktycznych polach magnetycznych warunki te są z pewnym przybliżeniem spełnione<sup>3</sup>.

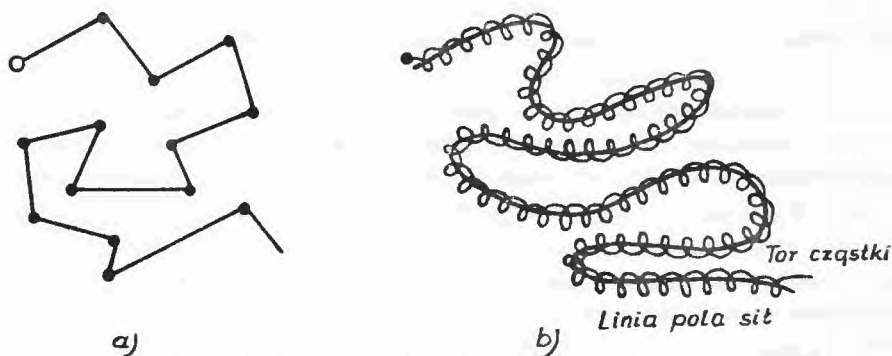
<sup>3</sup> Pomyślnie wykorzystanie przybliżenia dyfuzyjnego łączy się z tym, że tor cząstki nie jest mocno związany z daną linią pola sił. Zachodzi więc powolne przejście z jednej linii pola na inne, po pierwsze w efekcie tak zwanego „dryfu“ w niejednorodnym polu; po drugie, w warunkach Galaktyki pole magnetyczne stale się zmienia w związku z obrotem Galaktyki i ruchem chmur gazu międzygwiazdowego. W efekcie promienie kosmiczne w Galaktyce widocznie „wymieszają“ się efektywnie, tj. ich ruch średnio jest taki sam jak w procesie dyfuzji.

Ponieważ pola magnetyczne Galaktyki jako całości mają najprawdopodobniej charakter bardzo zawily, wobec tego promienie kosmiczne poruszają się wzdłuż torów złożonych, a większość z nich cały żywot spędza w granicach Galaktyki.

Wracając do zagadnienia składu chemicznego promieni kosmicznych, wskażemy jeszcze na jeden istotny wniosek, który wynika bezpośrednio z tego, co zostało powiedziane o pochodzeniu jąder *L*. Skoro jądra te są produktami



Rys. 2. Licznik Czerenkowa (a — detektor ze szkła organicznego, b — fotopowielacz). Przechodząca przez detektor szybka cząstka naładowana wysyła światło (efekt Wawilowa—Czerenkowa), które jest rejestrowane przy pomocy fotopowielacza



Rys. 3. a) Ruch drobin w gazie, i b) cząstki w polu magnetycznym

rozszczeplenia jąder znacznie cięższych, jasną jest rzeczą, że jąder ciężkich było w źródłach promieni kosmicznych jeszcze więcej niż w pobliżu Ziemi. Bardziej szczegółowa analiza wskazuje, że w warstwie o grubości 5—10 g/cm<sup>2</sup> jądra bardzo ciężkie, jak żelazo i chrom, mogłyby generować wszystkie pozostałe jądra, występujące w promieniach kosmicznych w pobliżu Ziemi.

Co prawda niedostateczna znajomość składu chemicznego promieni kosmicznych i dane o produktach, powstałych w zderzeniach jądrowych (np. przy zderzeniach protonu i jądra żelaza) nie pozwalają na ostateczne wnioski. Niewątpliwie jednak w źródłach promieni kosmicznych są w zasadzie przyśpieszane jądra ciężkie i bardzo ciężkie (w promieniach kosmicznych jądrami bardzo ciężkimi nazywamy jądra żelaza i chromu itd.). Oznacza to, że skład chemiczny promieni kosmicznych w źródłach, w porównaniu z ich składem w pobliżu Ziemi, jest jeszcze bogatszy w jądra bardzo ciężkie *VH* kosztem protonów, cząstek  $\alpha$ , jąder *L*, a prawdopodobnie także jąder *M* i *H*.

Obok danych o grupach jąder istnieją obecnie interesujące informacje o niektórych konkretnych jądrach. I tak w promieniach kosmicznych występuje więcej węgla niż tlenu, podczas gdy we Wszechświecie obserwuje się sytuację odwrotną. Choć w przyrodzie występuje bardzo mało fluoru, w promieniowaniu kosmicznym fluor występuje w znacznej ilości. Na koniec, wśród jąder *VH* zasadniczą rolę odgrywa żelazo i chrom. Jednym z najbliższych zadań fizyki promieni kosmicznych jest dokładniejsze wyznaczenie składu chemicznego pierwotnego promieniowania kosmicznego w pobliżu Ziemi. Wielką rolę w tych badaniach odegrają prawdopodobnie sztuczne satelity. Mówiąc o składzie chemicznym promieni kosmicznych w istocie rzeczy braliśmy pod uwagę jedynie podstawową część promieni kosmicznych o energii mniejszej od  $10^{12}$ — $10^{13}$  eV. Praktycznie brak jest natomiast danych o składzie chemicznym dla cząstek o energii wyższej. Ważną rzeczą są dane o ilości elektronów i pozytonów w składzie pierwotnego promieniowania kosmicznego w pobliżu Ziemi. Niestety, obecnie można jedynie podać, że, według istniejących dość starych pomiarów, elektrony i pozytony stanowią mniej niż 1% wszystkich promieni kosmicznych. Dokładniejsze dane o elektronach i pozytonach są wręcz nieodzowne. Zwróćmy dodatkowo uwagę, że w składzie promieni kosmicznych nie ustalono definitywnie obecności promieni  $\gamma$ , jak również nie wykryto antyprotonów i antyjąderek<sup>4</sup>.

## b) Widmo energetyczne. Izotropia promieni kosmicznych

Strumień promieni kosmicznych, w zakresie energii kinetycznych  $E_k$  większych od 1 GeV na nukleon, opada monotonicznie i stosunkowo szybko ze wzrostem energii (rys. 4). Jeżeli przez  $F_A (> \varepsilon)$  oznaczmy strumień cząstek o masie atomowej  $A$  i o całkowitej energii<sup>5</sup> (w odniesieniu na nukleon) większej od  $\varepsilon$ , to widmo energetyczne można w przybliżeniu przedstawić w postaci

$$F_A(> \varepsilon) = \frac{K_A}{\varepsilon^{\gamma-1}}, \quad (2)$$

gdzie dla protonów i wszystkich jąder  $\gamma = 2,5 \pm 0,2$ . Widmo (2) nazywa się całkowym; widmo różniczkowe ma postać

$$F_A(\varepsilon) = (\gamma-1)K_A \varepsilon^{-\gamma}, \quad \text{gdyż} \quad F_A(> \varepsilon) = \int_{\varepsilon}^{\infty} F_A(\varepsilon) d\varepsilon.$$

<sup>4</sup> Adnotacje przy korekcie. Obecnie zagadnienie to zostało prawdopodobnie w zasadzie rozwiązane. W notatce J. A. Earla, Phys. Rev. Letters 6, 125 (1961), która ukazała się po napisaniu obecnego artykułu, autor zawiadamia o odkryciu w pierwotnym promieniowaniu kosmicznych lekkich cząstek (elektronów i pozytonów, których nie można było odróżnić). Przy tym strumień elektronów o energii  $E \geq 1,5$  GeV, według prowizorycznych danych, wynosi około 1% strumienia protonów. Ten stosunek jest zgodny ze stosunkiem rzędu 1% dla wyżej wspomnianych strumieni, wartości takiej używaliśmy w artykule.

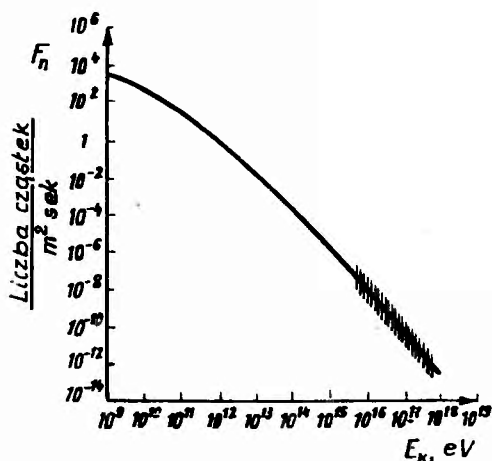
<sup>5</sup> Całkowita energia cząstki o masie  $M$  równa się  $E = Ek + Mc^2 = A\varepsilon k + AM_p c^2$ , gdzie  $M_p$  jest masą protonu (różnicę mas protonu i neutronu zaniedbujemy). Oczywiście  $\varepsilon = \varepsilon_k + 0,938$  GeV, ponieważ dla protonu  $M_p c^2 = 0,938$  GeV.

Dla protonów  $K_p \simeq 4000$  (energia  $\varepsilon$  jest mierzona w GeV) i z tych względów zgodnie z danymi tabeli I

$$F_p(> 2,5 \text{ GeV}) \simeq 1300 \frac{\text{protonów}}{\text{m}^2 \cdot \text{sterad} \cdot \text{sek.}}$$

Jak już wspomniano pełny strumień  $F_n = \pi F$ , a zatem do Ziemi przychodzi w przybliżeniu 4000 protonów na metr kwadratowy i sekundę<sup>6</sup>. Strumienie wszystkich pozostałych cząstek można łatwo otrzymać ze wzoru (2) i tabeli I.

Na szczególną uwagę zasługują widma energetyczne promieni kosmicznych w zakresie małych i dużych energii. I tak dla cząstek stosunkowo „miękkich“, o energii kinetycznej  $\varepsilon_k \leq 1$  GeV na nukleon, widma nie określa się wzorem (2). W ujęciu jakościowym zmiana polega na tym, że strumień przestaje rosnać ze zmniejszeniem się energii. Oznacza to, że krzywa (widmo całkowite)  $F(> \varepsilon)$  osiąga „nasylenie“ i staje się pozioma, a krzywa  $F(\varepsilon)$  (widmo różniczkowe) posiada maksimum przy pewnej energii  $\varepsilon_{K, \max} < 1 \frac{\text{GeV}}{\text{nukleon}}$ .



Rys. 4. Pełny strumień wszystkich cząstek kosmicznych  $F_n = \pi F$  (liczba cząstek na  $\text{m}^2$  w sekundzie, o energii kinetycznej cząstki większej od  $E_k$  (w eV)). Obszar zakreślony określa możliwą niedokładność pomiaru

Efekt ten — brak w promieniowaniu kosmicznym w pobliżu Ziemi cząstek o małej energii — nazywa się obcięciem przy dużych szerokościach (cząstki o  $\varepsilon_k < 1$  GeV/nukleon mogą osiągnąć ziemię jedynie na dostatecznie dużej szerokości). Wartość energii  $\varepsilon_{K, \max}$ , jak również charakter efektu „obcięcia szerokościowego“ widma zależy od cyklu aktywności Słońca. W okresie minimalnej aktywności Słońca (ostatnio minimum obserwowano w roku 1954,

<sup>6</sup> Cząstki o  $\varepsilon = 2,5$  GeV mogą osiągnąć Ziemię jedynie na dostatecznie dużych szerokościach. Protony osiągają równik jedynie wówczas, gdy ich energia  $\varepsilon > 15$  GeV. Pełny strumień protonów wynosi  $F_H = 220$  protonów  $\text{m}^{-2} \text{sek}^{-1}$ .

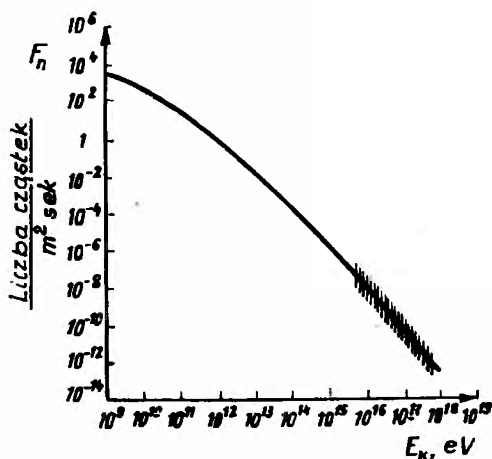


Dla protonów  $K_p \simeq 4000$  (energia  $\varepsilon$  jest mierzona w GeV) i z tych względów zgodnie z danymi tabeli I

$$F_p(> 2,5 \text{ GeV}) \simeq 1300 \frac{\text{protonów}}{\text{m}^2 \cdot \text{sterad} \cdot \text{sek.}}$$

Jak już wspomniano pełny strumień  $F_n = \pi F$ , a zatem do Ziemi przychodzi w przybliżeniu 4000 protonów na metr kwadratowy i sekundę<sup>6</sup>. Strumienie wszystkich pozostałych cząstek można łatwo otrzymać ze wzoru (2) i tabeli I.

Na szczególną uwagę zasługują widma energetyczne promieni kosmicznych w zakresie małych i dużych energii. I tak dla cząstek stosunkowo „miękkich“, o energii kinetycznej  $\varepsilon_k \leq 1$  GeV na nukleon, widma nie określa się wzorem (2). W ujęciu jakościowym zmiana polega na tym, że strumień przestaje rosnać ze zmniejszeniem się energii. Oznacza to, że krzywa (widmo całkowite)  $F(> \varepsilon)$  osiąga „nasylenie“ i staje się pozioma, a krzywa  $F(\varepsilon)$  (widmo różniczkowe) posiada maksimum przy pewnej energii  $\varepsilon_{K, \max} < 1 \frac{\text{GeV}}{\text{nukleon}}$ .



Rys. 4. Pełny strumień wszystkich cząstek kosmicznych  $F_n = \pi F$  (liczba cząstek na m<sup>2</sup> w sekundzie, o energii kinetycznej cząstki większej od  $E_k$  (w eV)). Obszar zakreskowany określa możliwą niedokładność pomiaru

Efekt ten — brak w promieniowaniu kosmicznym w pobliżu Ziemi cząstek o małej energii — nazywa się obcięciem przy dużych szerokościach (cząstki o  $\varepsilon_k < 1$  GeV/nukleon mogą osiągnąć ziemię jedynie na dostatecznie dużej szerokości). Wartość energii  $\varepsilon_{K, \max}$ , jak również charakter efektu „obcęcia szerokościowego“ widma zależy od cyklu aktywności Słońca. W okresie minimalnej aktywności Słońca (ostatnio minimum obserwowano w roku 1954,

<sup>6</sup> Cząstki o  $\varepsilon = 2,5$  GeV mogą osiągnąć Ziemię jedynie na dostatecznie dużych szerokościach. Protony osiągają równik jedynie wówczas, gdy ich energia  $\varepsilon > 15$  GeV. Pełny strumień protonów wynosi  $F_H = 220$  protonów m<sup>-2</sup> sek<sup>-1</sup>.

a następnego należy oczekiwać w roku 1965) obcinanie przy dużych szerokościach występuje bardzo słabo albo w ogóle nie występuje. Na odwrót, w okresie wznowionej aktywności Słońca, gdy na Słońcu występują liczne plamy i gdy wyrzuca ono strumienie gazów itp., obcięcie przy dużej szerokości występuje w całej wyrazistości. Fakty te, bez względu na niekompletność danych, zmuszają do wniosku, że obcinanie przy dużych szerokościach jest uwarunkowane polami magnetycznymi w układzie słonecznym. Takie pola, zamrożone w strumieniach gazu zjonizowanego, są wyrzucane przez Słońce. Zresztą nie jest rzeczą wykluczoną, że w układzie słonecznym istnieje również pole kwasi-regularne, wytworzone przez prądy, które płyną w gazie międzyplanetarnym i w płaszczyźnie orbity ziemskiej. Oprócz efektu obcinania, przy dużych szerokościach, pole magnetyczne układu słonecznego powoduje również wariacje natężenia promieni kosmicznych. Wariacje te zależą od szerokości i od wysokości miejsca obserwacji nad poziomem morza; w całości zależą one od aktywności Słońca, które co jakiś czas (w ciągu ostatnich dwóch czy trzech lat w przybliżeniu raz na miesiąc) wyrzuca promienie kosmiczne ze stosunkowo niedużą energią kinetyczną  $\epsilon_k$ , poniżej  $1-3 \cdot 10^8$  eV. Cząstki takie dochodzą jedynie do obszaru dużych szerokości i zostały stwierdzone przy pomocy balonów-sond i satelitów. W ciągu ostatnich dwudziestu lat zarejestrowano również kilka „wybuchów“ słonecznych promieni kosmicznych. Największy z nich miał miejsce 23 lutego 1956 r. Podczas tego wybuchu strumień cząstek kosmicznych wzrósł nawet na powierzchni Ziemi kilkakrotnie; na przykład w Moskwie strumień wzrósł 4 razy. W 2 godziny po rozpoczęciu się wybuchu wzrost strumienia stanowił już tylko 20%. W czasie innych zarejestrowanych wybuchów strumień cząstek na Ziemi wzrastał najwyżej o kilkadziesiąt procent.

Badania słonecznych promieni kosmicznych i wpływu aktywności Słońca na promienie kosmiczne, przychodzące do nas z Galaktyki, obejmują obecnie obszerny krąg zagadnień związanych ściśle z fizyką Słońca i ośrodka międzyplanetarnego.

O ile „miękkie“ promienie kosmiczne przynoszą informacje o Słońcu i o strumieniach słonecznych, to badania „najtwardszych“ promieni kosmicznych są bardzo ważne dla wyjaśnienia roli promieni kosmicznych pochodzenia pozagalaktycznego. Niestety, badania promieni kosmicznych bardzo wysokich energii napotykają na duże trudności, tak że dotychczas otrzymano stosunkowo mało rezultatów. Tłumaczy się to w pierwszym rzędzie bardzo małym strumieniem cząstek wysokiej energii. Rzeczywiście, jeżeli skorzystamy dla obliczenia strumienia wszystkich cząstek kosmicznych ze wzoru (2), gdzie  $K = 5000$  i  $\gamma = 2,5$ , i wstawimy na miejsce  $\epsilon$  całkowitą energię cząstki  $E$ , to strumienie cząstek o energii  $E$  większej od  $10^{15}$ ,  $10^{17}$  i  $10^{19}$  eV (tzn.  $10^6$ ,  $10^8$  i  $10^{10}$  GeV) wynoszą odpowiednio:

$$F(E > 10^6 \text{ GeV}) = 5 \cdot 10^{-8}, \quad F(E > 10^8 \text{ GeV}) = 5 \cdot 10^{-9},$$

$$F(E > 10^{10} \text{ GeV}) = 5 \cdot 10^{-12} \frac{\text{cząstek}}{\text{m}^2 \cdot \text{sterad} \cdot \text{sek}} \quad (3)$$

Rok zawiera około  $3 \cdot 10^7$  sekund i cząstka o energii powyżej  $10^{19}$  eV może upaść na  $m^2$  powierzchni Ziemi (z wszystkich kierunków) średnio raz na 2000 lat. Faktycznie strumień cząstek o energii bardzo wysokiej jest jeszcze znacznie mniejszy, dlatego że prawo potęgowe (2) jest poprawne jedynie w ograniczonym przedziale energii i widmo opada ze wzrostem energii stromiej, niż to wynika z wzoru (2) przy wykładniku  $\gamma = 2,5$  (według niektórych danych w zakresie energii  $E > 5 \cdot 10^{15}$  eV wykładnik  $\gamma = 3,17 \pm 0,10$ ; patrz również rys. 4). Pomimo to, obecnie stwierdzono istnienie cząstek o energii do  $10^{19}$  eV. Stało się to możliwe na skutek badań nad wielkimi pękami powietrznymi. Metoda wielkich pęków powietrznych jest jedyna, z której można korzystać przy badaniu cząstek o energii powyżej  $10^{14}$ — $10^{15}$  eV. Mechanizm powstawania wielkich pęków powietrznych jest następujący. Padając na powierzchnię atmosfery proton lub jądro wysokich energii zderza się w powietrzu z jądrami  $N$  i  $O$ , tworząc cały szereg cząstek wysokiej energii (nukleony z jąder  $N$  i  $O$ , pary nukleon i antynukleon, hiperony, mezony  $K$  i  $\pi$ ). Wszystkie te cząstki z kolei rozszczepiają dalsze jądra albo rozpadają się na inne cząstki (na przykład, zachodzą rozpady  $\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu$ ,  $\mu^\pm \rightarrow e^\pm + \nu + \bar{\nu}$ )<sup>7</sup>.

Taka kaskada prowadzi do utworzenia w atmosferze wielkiego pęku, zawierającego olbrzymią ilość cząstek (w pobliżu powierzchni Ziemi cząstkami tymi są elektrony, pozytony i fotony). Powierzchnia przekroju poprzecznego pęku zależy od energii cząstki pierwotnej i może sięgać kilku kilometrów kwadratowych. Pęk obserwuje się i bada układem liczników różnego typu, rozłożonych na dużej powierzchni i połączonych na „koincydencje“. Stosowany układ pozwala rejestrować cząstki padające na dużą powierzchnię, co już nie jest zjawiskiem tak rzadkim. I tak na powierzchnię  $10 \text{ km}^2$  cząstka o energii  $E \geq 10^{19}$  eV pada raz na kilka dni. Pomiary nad wielkimi pękami pozwalają rejestrować tak rzadkie zdarzenia, jak trafienie cząstki o energii  $10^{18}$ — $10^{19}$  eV. Za to trzeba jednak dość drogo zapłacić. Po pierwsze, określenie energii cząstki pierwotnej nie jest dostatecznie dokładne. Po drugie, i to jest najważniejsze, nie można wykryć, jaka cząstka zapoczątkowała pęk — proton czy jakieś inne jądro. Dlatego w zakresie, gdzie promienie kosmiczne są badane jedynie poprzez wielkie pęki, skład chemiczny promieni kosmicznych jest nie znany. Zwracamy uwagę, że o ile ten skład jest taki jak dla promieni kosmicznych małych energii, to nieco więcej niż połowa wszystkich pęków o energii całkowitej powyżej danej jest zapoczątkowana przez jądra, a nie przez protony. Nie wyklucza się, że wszystkie cząstki o energii powyżej, powiedzmy,  $10^{17}$  eV są jądrami typu żelaza i chromu. Wtenczas energia przypadająca na nukleon jest około 50 razy mniejsza od całkowitej energii cząstki. Jest to bardzo ważne dla wyjaśnienia powstania cząstek o najwyższej energii. Rzecz w tym, że promień krzywizny toru protonu o energii  $10^{19}$  eV w polu o natężeniu  $10^{-5}$  Oe wynosi  $3 \cdot 10^{21}$  cm, tzn. jest porównywalny z promieniem Galaktyki ( $3$ — $5 \cdot 10^{22}$  cm). Jądra żelaza o tej energii całkowitej mają promień krzywizny

<sup>7</sup> Mezony  $\pi$ , mezony  $\mu$ , elektrony i neutrina są tu oznaczone, jak zwykle, literami  $\pi$ ,  $\mu$ ,  $e$  i  $\nu$ ;  $\bar{\nu}$  oznacza antineutrino, a znaki  $\pm$  wskazują ładunek cząstki.

toru  $Z = 26$  razy mniejszy, tzn. równy około  $10^{20}$  cm. Takie jądro może prawdopodobnie zatrzymać się w naszej Galaktyce i być pochodzenia galaktycznego; protony zaś o energii  $E > 3 \cdot 10^{18} - 10^{19}$  eV nie mogą widocznie zatrzymać się w Galaktyce i muszą powstawać poza jej granicami. Promienie kosmiczne powstałe poza Galaktyką nazywają się zwykle metagalaktycznymi.

Mogłyby one, w zasadzie, być przyśpieszane w innych galaktykach albo w przestrzeni metagalaktycznej (międzygalaktycznej). Odnośnie do cząstek o najwyższej zaobserwowanej energii nie wyjaśniono jeszcze, czy promień krzywizny ich trajektorii jest porównywalny z rozmiarami Galaktyki, czy jest on znacznie mniejszy. Dla większości cząstek promieniowania kosmicznego promień ten jest niewątpliwie bardzo mały, nawet w porównaniu z odległością pobliskich gwiazd. Jak już wspomniano, dla protonu o energii  $10^{10}$  eV w polu o natężeniu  $10^{-6}$  Oe promień krzywizny toru wynosi  $3 \cdot 10^{13}$  cm, podczas gdy najbliższa gwiazda znajduje się od nas w odległości 4 lat świetlnych, tj. około  $4 \cdot 10^{18}$  cm. Właśnie mały promień krzywizny torów promieni kosmicznych, jak również nieregularność i zawilość międzygwiazdowych pól magnetycznych, sprawia, że promieniowanie kosmiczne jest izotropowe. Ilościowo stopień anizotropii określa się współczynnikiem

$$\delta = \frac{F_{\max} - F_{\min}}{F_{\max} + F_{\min}},$$

gdzie  $F_{\max}$  i  $F_{\min}$  oznaczają strumień maksymalny i minimalny promieni kosmicznych poza granicami działania ziemskiego pola magnetycznego. O wartościach strumienia daleko od Ziemi można wnioskować z pomiarów w pobliżu Ziemi, ponieważ charakter ruchu cząstek w polu magnetycznym Ziemi jest znany. Przypominamy również, że  $F$  jest strumieniem w dowolnym kierunku, w ten sposób na przykład przez  $F_{\max}$  rozumiemy strumień cząstek w kierunku, dla którego  $F$  ma maksymalną wartość. Według istniejących danych dla cząstek o energii  $E < 10^{16}$  eV, współczynnik  $\delta < 1\%$ . Przy energiach wyższych dokładność pomiaru jest mniejsza, lecz w granicach osiągniętej dokładności nie stwierdzono anizotropii w pierwotnym promieniowaniu kosmicznym. Jest rzeczą zupełnie możliwą, że w rezultacie bardziej dokładnych badań zostanie wykryta nieduża anizotropia ( $\delta < 1\%$ ) tak dla części podstawowej promieni kosmicznych<sup>8</sup>, jak i dla cząstek o wyższej energii.

## 2. Radioastronomia i promienie kosmiczne

Do niedawna prawie jedynym źródłem informacji o Kosmosie było promieniowanie widzialne wysyłane przez Słońce, gwiazdy, galaktyki itd. Obecnie równoprawną metodą stało się badanie radiowego promieniowania kosmicznego; badania te stanowią istotny cel radioastronomii. Radiowe promieniowanie

<sup>8</sup> Pewne wskazania na obecność takiej anizotropii w okresie minimalnej aktywności Słońca zostały niedawno otrzymane. Efekt ten związany jest z tym, że promienie kosmiczne powstają w zasadzie w centralnych obszarach Galaktyki (Patrz rozdział 3).

kosmiczne, przychodzące z naszej Galaktyki, zostało wykryte w latach 1931—1932. Radiowe promieniowanie Słońca udało się zaobserwować w latach 1942—1943. Jednak aż do 1945 r. ukazało się zaledwie kilka prac z radioastronomii i dopiero w latach następnych rozpoczął się jej bujny rozwój. Doprowadziło to do odkryć o dużym znaczeniu. Obecnie metody radiowe są równouprawnione z optycznymi i badania ważniejszych zagadnień (na przykład fizyki Słońca) przeprowadza się obiema metodami. Podział astronomii na optyczną i radioastronomię w coraz większej mierze staje się z tych względów podziałem o charakterze metodycznym i nie dotyczy istoty badanych zagadnień. Należy podkreślić fakt, że radioastronomia w ciągu 15 lat swego rozwoju osiągnęła prawie jednakowy poziom naukowy jak astronomia optyczna, która zrodziła się jeszcze w starożytności. Z punktu widzenia dalszej części artykułu szczególnie ważne są dwa momenty dotyczące radioastronomii: zagadnienie natury radiowego promieniowania kosmicznego i „obraz nieba“ w promieniach radiowych.

#### a) Natura radiowego promieniowania kosmicznego i promienie kosmiczne

Całe odbierane radiowe promieniowanie kosmiczne może być podzielone na trzy składowe:

- promieniowanie termiczne o widmie ciągłym,
- promieniowanie termiczne neutralnego wodoru o długości fali około 21 cm,
- nietermiczne radiowe promieniowanie kosmiczne.

Pierwsze z tych składowych, według swej natury, jest promieniowaniem hamowania elektronów w ośrodku międzygwiazdowym i powstaje przy zderzeniu elektronów z jonami. Natężenie tego promieniowania jest naturalnie szczególnie duże w obszarach, gdzie temperatura gazu i stopień jonizacji są wysokie. Ma to miejsce, na przykład, w pobliżu bardzo gorących gwiazd. Silnie ogrzane są również niektóre obszary atmosfery gwiazd różnych typów, w tym również gwiazd nie bardzo gorących, do których należy nasze Słońce. Odpowiednie promieniowanie radiowe udało się zarejestrować jedynie ze Słońca. Mówiąc w dalszym ciągu o radiowym promieniowaniu kosmicznym będziemy mieć na myśli jedynie promieniowanie, powstałe poza granicami układu słonecznego. W naszej Galaktyce temperatura gazu zjonizowanego nie przekracza 10 tysięcy stopni i taka jest maksymalna temperatura termicznego promieniowania radiowego, wysyłanego przez ten gaz<sup>9</sup>.

Monochromatyczne radiowe promieniowanie kosmiczne neutralnego wodoru ( $\lambda = 21$  cm), wykryte w roku 1951, jest w istocie również promieniowaniem termicznym (równoważnym), przy czym jego temperatura zwykle nie prze-

<sup>9</sup> Natężenie  $I_\nu$  termicznego promieniowania ośrodka o temperaturze  $T$  wynosi

$$I_\nu = \frac{2k\nu^2}{c^2} T_{ef} = T(1 - e^{-\tau}), \quad (4)$$

gdzie  $\nu = c/\lambda$  jest częstością promieniowania, a  $\tau$  — grubością optyczną ośrodka;  $h\nu \ll kT$  ( $h$  — stała Plancka,  $k = 1,38 \cdot 10^{-16}$  erg/stop — stała Boltzmanna). Ze wzoru (4) wynika, że temperatura efektywna  $T_{ef}$  jest mniejsza albo równa  $T$ .

kracza  $\sim 100^\circ\text{K}$ . Promieniowanie o długości fali 21 cm jest wysyłane przy przejściu między podpoziomami struktury nadsubtelnej stanu podstawowego atomu wodoru. Dwa podpoziomy struktury nadsubtelnej wodoru odnoszą się do dwóch możliwych wzajemnych orientacji spinów elektronu i protonu, tworzących atom wodoru. Przed wykorzystaniem tej metody, tj. rejestracji linii spektralnej  $\lambda = 21$  cm, można było otrzymać informacje o wysyłających światło wzbudzonych atomach wodoru. Naturalnie, że takich wzbudzonych atomów jest nieporównywalnie mniej niż niewzbudzonych. Przy tym w wielu obszarach atomów wzbudzonych jest tak mało, że ich świecenie może być nie zauważone. Poza tym promieniowanie świetlne zostaje silnie rozproszone i absorbowane w pyłe międzygwiazdowym (kosmicznym). Fale radiowe są rozpraszane i absorbowane przez pył znacznie słabiej, dlatego odbiór fali radiowej o długości fali 21 cm jest bardzo ważny dla astronomii i pozwolił po raz pierwszy dość szczegółowo przebadać strukturę spiralną i obszary centralne naszej Galaktyki.

Najbardziej interesującym dla nas tematem jest trzecia składowa radiowego promieniowania kosmicznego — promieniowanie nietermiczne o widmie ciągłym. Promieniowanie to przychodzi do nas ze wszystkich kierunków Galaktyki, od osobnych mgławic w Galaktyce i z innych galaktyk. Fakt, że nie całe radiowe promieniowanie kosmiczne można sprowadzić do termicznego, stwierdzić dość łatwo. Jest to widocznie bezpośrednio stąd, że odbierane promieniowanie na falach dłuższych od kilku metrów posiada bardzo duże natężenie. Efektywna temperatura<sup>10</sup> radiowego promieniowania kosmicznego przy długości fali 16 m osiąga wartość  $3 \cdot 10^5$  °K, a przy długości fali 30 m już  $10^6$  °K. Tymczasem, jak zaznaczyliśmy, efektywna temperatura promieniowania cieplnego gazu międzygwiazdowego nie może przekraczać temperatury tego gazu, tj. około  $10^4$  stopni. Tak więc, na pewno istnieje jakieś silne nietermiczne radiowe promieniowanie kosmiczne. Ponadto właśnie to promieniowanie stanowi w większości przypadków dominującą część radiowego promieniowania kosmicznego.

Jaka jest natura nietermicznego radiowego promieniowania kosmicznego?

Odpowiedź na to pytanie nie przyszła bez wysiłku. Przez dłuższy czas próbowano uważać, że nietermiczne promieniowanie radiowe jest wytwarzane w powłokach dużej ilości hipotetycznych gwiazd nie obserwowalnych w optycznej części widma, a posiadających niezwykle własności. Ponieważ hipotezę tę obecnie porzucono, więc nie warto jej rozpatrywać bardziej szczegółowo. Drugie, uznane za poprawne, tłumaczenie pochodzenia nietermicznego radiowego promieniowania kosmicznego zostało przedstawione i rozwinięte w latach 1950—1953. Sprowadza się ono do twierdzenia, że nietermiczne radiowe promieniowanie kosmiczne przedstawia promieniowanie hamowania magnetycznego elektronów relatywistycznych („promieniowanie synchrotronowe“), tworzących składową elektronową promieniowania kosmicznego. Tym samym ustanowiono

<sup>10</sup> Natężenie  $J_\nu$  dowolnego promieniowania radiowego o danej częstotliwości  $\nu$  może być scharakteryzowane temperaturą efektywną  $T_{ef}$ , zgodnie z wzorem

$$J_\nu = \frac{2k\nu^2}{c^2} T_{ef} = \frac{2k}{\lambda^2} T_{ef}.$$

znakomity związek między promieniowaniem radiowym i promieniami kosmicznymi: promienie kosmiczne generują podstawową część radiowego promieniowania kosmicznego.

Właśnie dlatego radioastronomia daje nam znakomity klucz do badań promieni kosmicznych we Wszechświecie i pozwala bezpośrednio zaatakować zagadnienie pochodzenia promieni kosmicznych. Warto zauważyć, że teoria powstawania radiowego promieniowania kosmicznego wskutek hamowania magnetycznego nie od razu zyskała ogólne uznanie, jakim cieszy się w chwili obecnej. Wystarczy powiedzieć, że poświęcony tej teorii wykład autora, wysłany na Sympozjum Radioastronomiczne w roku 1955 w Manchester, nie został nawet opublikowany w sprawozdaniu konferencji. W tym samym czasie w sprawozdaniu tym, które ukazało się w roku 1957, umieszczono artykuł, w którym łączono nietermiczne promieniowanie radiowe z hipotezą o istnieniu radiogwiazd.

Zanim przejdziemy do omówienia rezultatów badań radioastronomicznych, zastanowimy się nad własnościami mechanizmu promieniowania poprzez hamowanie magnetyczne. Cząstka naładowana, poruszająca się w polu magnetycznym o natężeniu  $H$ , wysyła, jak i w każdym ruchu nierównomiernym, fale elektromagnetyczne. Częstota kątowna wysyłanych fal  $\omega$  równa się częstotliwości kątowej obrotu cząstki w polu magnetycznym  $\omega_H^*$  i jej wyższym harmonicznym  $n\omega_H^*$ , gdzie  $n$  jest dowolną liczbą całkowitą. Rozpatrując konkretnie elektron otrzymujemy:

$$\omega_H^* = \frac{eH}{mc} \cdot \frac{mc^2}{E} = 1,76 H \frac{mc^2}{E}, \quad (5)$$

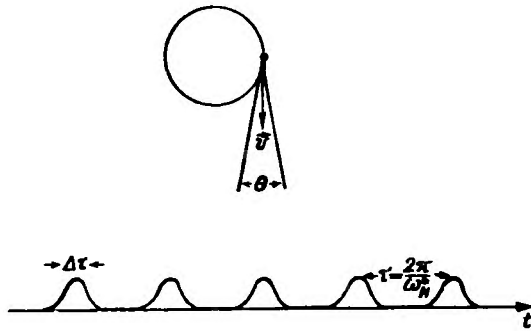
gdzie  $E$  jest całkowitą energią elektronu, zaś  $mc^2 = 5,1 \cdot 10^5$  eV — energią spoczynkową.

Elektron nierelatywistyczny (dla którego  $(E - mc^2) \ll mc^2$ ) wypromieniowuje w zasadzie jedynie częstość podstawową  $\omega_H^* \simeq \omega_H = \frac{eH}{mc}$ ; promieniowanie to ma takie własności jak promieniowanie dwóch nawzajem prostopadłych dipoli, dla których fazy drgań różnią się o  $90^\circ$ . W interesującym nas przypadku ultrarelatywistycznym, kiedy  $E \gg mc^2$ , cząstka wypromieniowuje fale najczęściej w kierunku swojej prędkości chwilowej — promieniowanie to jest skoncentrowane w wąskim stożku o kącie  $\theta \sim \frac{mc^2}{E} \ll 1$ .

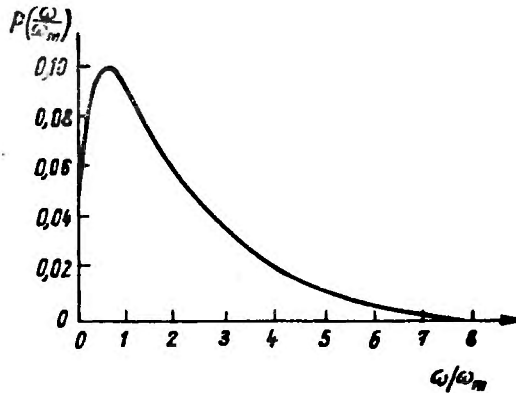
Dlatego jeżeli elektron porusza się po kole (zachodzi to, jeżeli jego prędkość  $v$  jest prostopadła do pola  $H$ ), fale elektromagnetyczne są wysyłane podobnie jak iskry, które się sypią przy toczeniu noża na obracającej się tarczy. Inaczej mówiąc, obserwator, znajdujący się w płaszczyźnie orbity zarejestruje wybuchy promieniowania następujące po sobie po czasie  $\tau = 2\pi/\omega_H^*$  (rys. 5). Jak można wykazać, czas trwania każdego wybuchu równy jest co do rzędu wielkości

$$\Delta\tau \sim \frac{r\theta}{c} \left(\frac{mc^2}{E}\right)^2 \sim \left(\frac{mc^2}{eH}\right) \times \left(\frac{mc^2}{E}\right)^2,$$

gdzie  $r = c/\omega_H^*$  jest promieniem orbity, a czynnik  $(mc^2/E)^2$  pojawia się wskutek efektu Dopplera. Ponieważ promieniowanie ma charakter okresowy (okres  $\tau = 2\pi/\omega_H^*$ ), więc, jak wspominaliśmy, jego widmo częstotliwości będzie składać się



Rys. 5. Promieniowanie hamowania magnetycznego (synchrotronowe) (cząstka porusza się po kole z prędkością  $v$  ( $v \cong c$ ) i prędkością kątową  $\omega_H^* = \frac{eH}{mc} \frac{mc^2}{E}$ ). W dolnej części rysunku przedstawiono natężenie promieniowania rejestrowanego przyrządem umieszczonym w płaszczyźnie orbity cząstki



Rys. 6. Widmo promieniowania hamowania magnetycznego

z wyższych harmonicznych częstotliwości  $\omega_H^*$ . Największe natężenie będą miały częstotliwości rzędu

$$1/\Delta\tau \sim \omega_m = \left(\frac{eH}{mc}\right) \left(\frac{E}{mc^2}\right)^2,$$

odpowiadające charakterystycznemu okresowi trwania wybuchów  $\Delta\tau$ . Dla elektronów o energii  $E$ , równej na przykład  $5 \cdot 10^8$  eV w polu  $H = 10^5$  Oe, częstość  $\omega_H^* = 0,176$ , a częstość  $\omega_m \sim 10^8$ ; tak więc w widmie występują bardzo wysokie tony harmoniczne:  $\omega_m = n_m \omega_H^*$  z tym, że w naszym przykładzie  $n_m$  jest rzędu  $10^9$ . W podobnych warunkach, widmo jest tak „gęste“, że praktycznie staje się ciągłe (rys. 6).



Energia  $P(\nu, E)d\nu$ , wysyłana przez elektron w jednej sekundzie w przedziale częstości  $d\nu = d\omega/2\pi$  wynosi

$$P(\nu, E) = 16 \frac{e^3 H_{\perp}}{mc^2} p\left(\frac{\omega}{\omega_m}\right), \quad \omega_m = \frac{eH_{\perp}}{mc} \left(\frac{E}{mc^2}\right)^2; \quad (6)$$

funkcję  $p\left(\frac{\omega}{\omega_m}\right)$  przedstawia rysunek 6.

Częstość  $\nu_{\max}$  i energia  $P(\nu_{\max}, E)$  odpowiadające maksimum promieniowania wynoszą odpowiednio:

$$\nu_{\max} = 0,5 \frac{\omega_m}{2\pi} = 1,4 \cdot 10^6 H_{\perp} \left(\frac{E}{mc^2}\right)^2 \text{ Hz}; \quad (7)$$

$$P(\nu_{\max}, E) = 1,6 \frac{e^3 H_{\perp}}{mc^2} = 2,16 \cdot 10^{-22} H_{\perp} \frac{\text{erg}}{\text{sek Hz}}.$$

Zauważmy, że we wzorach (6) i (7) pole  $H$  zamieniono na  $H_{\perp}$ , tzn. rzut  $H$  na płaszczyznę prostopadłą do prędkości cząstki  $v$ , ponieważ właśnie  $H_{\perp}$  występuje we wzorach dla ogólnego przypadku śrubowego ruchu cząstki.

Ustalono, że w przestrzeni międzygwiazdowej istnieje pole magnetyczne o natężeniu  $H \sim 10^{-6} \div 10^{-5}$  Oe. Jeżeli  $H_{\perp} \cong 3 \cdot 10^{-6}$  Oe i  $E \cong 5 \cdot 10^9$  eV, to  $\nu_{\max} \cong \cong 4 \cdot 10^8$ , a długość fali  $\lambda_{\max} = \frac{c}{\nu_{\max}} \sim 0,7$  m. Już z tego przykładu staje się jasne, że elektrony promieniowania kosmicznego o energii  $10^8 \div 10^{10}$  eV będą dawać w przestrzeni międzygwiazdowej promieniowanie hamowania magnetycznego, leżące w obszarze radiowym. Co się tyczy natężenia promieniowania radiowego, to nieskomplikowane oszacowanie z wzoru (7) pokazuje, że dla wytłumaczenia obserwowanego nie termicznego promieniowania radiowego w przestrzeni międzygwiazdowej wystarczy, aby w Galaktyce strumień elektronów o energii powyżej  $10^9$  eV  $F_e(E > 10^9 \text{ eV})$  był rzędu  $10 \frac{\text{elektronów}}{\text{m}^2 \cdot \text{sterad} \cdot \text{sek}}$ . Wartość ta stanowi jedynie ułamek procentu strumienia wszystkich cząstek w pobliżu Ziemi, a więc nie zaprzecza istniejącym danym odnośnie do strumienia elektronów i pozytonów w pobliżu Ziemi.

Zauważmy, że promieniowanie hamowania magnetycznego jest prawie zupełnie spolaryzowane, przy tym tak, że wektor elektryczny fali jest prostopadły do pola magnetycznego i wektora prędkości cząstki. Jednak obserwowane radiopromieniowanie galaktyczne w obszarze fal metrowej długości jest prawie niespolaryzowane.

Można to wyjaśnić dwiema przyczynami. Po pierwsze, wzdłuż promienia obserwacji, przechodzącego przez Galaktykę, pole magnetyczne w różnych miejscach ma różny kierunek, tak że sumaryczne promieniowanie, naturalnie, jest już w znacznym stopniu zdepolaryzowane. Po drugie, w środowisku międzygwiazdowym zachodzi pod wpływem pola magnetycznego skręt płaszczyzny

polaryzacji fal radiowych<sup>11</sup>, co również prowadzi do depolaryzacji promieniowania radiowego. W rezultacie kosmiczne promieniowanie hamowania magnetycznego okazuje się nieco więcej spolaryzowane jedynie w przypadkach wyjątkowych, o których będzie mowa (ostatnio stwierdzono dla niektórych kierunków polaryzację galaktycznego promieniowania radiowego o długości fali 73 cm).

Mozna uważać, że widmo elektronów w kosmosie, przynajmniej w ograniczonym przedziale energii, jest potęgowe. Oznacza to, że koncentracja elektronów o energii w przedziale  $E$  i  $E + dE$  równa się  $N_e(E)dE$ , przy czym

$$N_e(E) = \frac{K_e}{E^\gamma}. \quad (8)$$

Dla cząstek relatywistycznych, jak już wspomniano, strumień  $F(E) = \frac{c}{4\pi} N(E)$

i  $F(>E) = \int_E^\infty F(E)dE$ . Dlatego strumień elektronów o widmie (8) wynosi

$$F_e(>E) = \frac{cK_e}{4\pi(\gamma-1)E^{\gamma-1}}.$$

Dla elektronów kosmicznych o widmie (8) natężenie promieniowania radiowego ma kształt:

$$I_\nu = \frac{2k\nu^2}{c^2} T_{ef} = f(\gamma) K_e R H_\perp^{\frac{\gamma+1}{2}} \nu^{-\frac{\gamma-1}{2}}, \quad (9)$$

gdzie  $f(\gamma)$  jest pewną funkcją  $\gamma$ ,  $R$  — określa rozmiary ośrodka promieniującego wzdłuż promienia widzenia, na przykład przy  $\gamma = 3$ , mnożnik  $f(\gamma) = 170$

przy czym  $I_\nu$  mierzy się w  $\frac{\text{erg}}{\text{cm}^2 \cdot \text{sterad} \cdot \text{sek} \cdot \text{Hz}} = \frac{10^{-3} \text{ wata}}{\text{m}^2 \cdot \text{sterad} \cdot \text{Hz}}$ . Określając z obserwacji zależność natężenia promieniowania radiowego  $I_\nu$  od częstotliwości  $\nu$ , otrzymujemy bezpośrednio wykładnik widma energetycznego

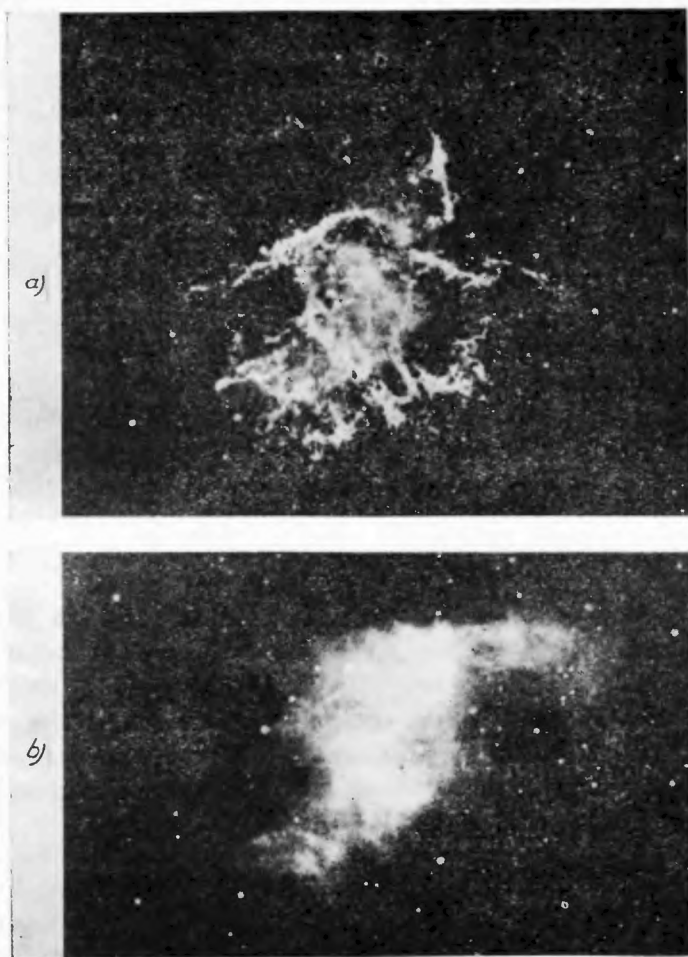
elektronów. Sama zaś wielkość  $I_\nu$  pozwala znaleźć iloczyn  $K_e R H_\perp^{\frac{\gamma+1}{2}}$ , a zatem określić wielkość  $K_e$ , ponieważ wartość  $R$  i  $H_\perp$  są zwykle znane, przynajmniej w przybliżeniu. Tak więc z natężenia kosmicznego promieniowania radiowego i jego zależności od częstotliwości i kierunku obserwacji można otrzymać informacje o składowej elektronowej promieni kosmicznych tak w naszej Galaktyce, jak i w galaktykach bardzo odległych.

## b) Promienie kosmiczne we Wszechświecie

Przyzwyczajaliśmy się oglądać mapę nieba i fotografie oddzielnych rejonów Drogi Mlecznej albo mgławic, zrobione przy pomocy teleskopów optycz-

<sup>11</sup> Okazuje się, że zjawisko skretności płaszczyzny polaryzacji w bardzo słabym polu dla ośrodka rozdzielonego jest dość znaczne z powodu olbrzymiej rozciągłości pól międzygwiazdowych. Zwróćmy uwagę, że samo promieniowanie hamowania magnetycznego w ośrodku międzygwiazdowym można uważać za takie jak przy ruchu elektronu w próżni, ponieważ współczynnik załamania ośrodka w danym przypadku jest bardzo bliski jedności.

nych. Wszystkie te zdjęcia i mapy odtwarzają rozkład we Wszechświecie naj- silniej świecącej gwiazd i skupisk gwiazd wewnątrz mgławicy galaktycznych i wewnątrz galaktyk. Ale nawet w obszarze optycznym otrzymuje się różno- rodne obrazy nieba fotografując przy użyciu różnych filtrów świetlnych, tj. przy



Rys. 7. Mgławica Krab (źródło radiowe Byk .1). a) zdjęcie w promieniach silnej linii spektral- nej, b) zdjęcie w widmie ciągłym

różnorodnych długościach fali. Rys. 7 podaje przykładowo fotografię słynnej mgławicy Krab z gwiazdozbioru Byka, wykonaną w promieniach jednej z sil- nych linii spektralnych oraz w widmie ciągłym. (W tym przypadku używa się filtrów świetlnych zatrzymujących silne linie spektralne). Jeżeli fotografuje się nie w świetle widzialnym, lecz w podczerwonym lub ultrafioletowym, to obraz nieba, naturalnie, jeszcze bardziej się zmieni niż przy przejściu z promieni czerwonych do fioletowych.

Przy użyciu fal radiowych obraz nieba okazuje się zmieniony nie do poznania. Co prawda nie mamy „wzroku radiowego“ w dosłownym tego słowa znaczeniu, jednak możemy zobaczyć niebo poprzez promienie radiowe na ekranie oscylografu. Praktycznie zaś, oczywiście, mapy radiowe tworzy się, albo po prostu rysuje, według danych natężenia promieniowania radiowego w różnych kierunkach otrzymanych z pomiarów. Na „optycznym niebie“ Słońce zajmuje wyjątkowe położenie; nawet księżyc wysyła  $10^6$  razy mniej światła. Na „niebie radiowym“ w przedziale fal metrowych występują trzy słońca — trzy bardzo jaskrawe źródła. Jednym z nich jest nasze Słońce, drugim źródło radiowe Kasjopea *A* w gwiazdozbiornie Kasjopea, zaś trzecim źródło Łabędź *A* w gwiazdozbiornie Łabędzia<sup>12</sup>. Ciekawe, że dwa ostatnie silne źródła radiowego promieniowania kosmicznego są niezauważalne na zwykłych fotografiach, wykonanych nawet dobrym teleskopem. Jedynie specjalne zdjęcia na największym istniejącym teleskopie (średnica 5 m) w roku 1951 stwierdziły istnienie powłoki gwiazdy supernowej w miejscu Kasjopei *A*, a w miejscu Łabędzia *A* wykryły daleką galaktykę.

Do liczby słabych źródeł należy mgławica Krab (źródło radiowe Byk *A*) — strumień promieniowania radiowego tego źródła jest na fali 3 m około 12 razy słabszy od Kasjopei *A*, a 7 razy słabszy od Łabędzia *A*.

Różnica między optyczną a radiową mapą nieba stanie się jeszcze bardziej widoczna, jeżeli podamy, że nie stwierdzono promieniowania radiowego od żadnej z jasnych gwiazd. Na koniec, mimo istnienia na niebie radiowym silnych źródeł, na falach metrowych i dłuższych „świeci“ jaskrawo całe niebo. Właśnie dlatego powstał termin „dyskretne źródła“ radiowego promieniowania kosmicznego dla odróżnienia od źródeł rozłożonych w sposób ciągły we wszystkich kierunkach. Już zwracano uwagę, że na fali 16 m efektywna temperatura ciągłego albo, jak częściej się mówi, ogólnego promieniowania radiowego Galaktyki równa się co do rzędu wielkości  $10^5$  stopni<sup>13</sup>. Jaki wygląd ma Galaktyka w falach radiowych? Przed odpowiedzią na to pytanie przypominamy, jak wygląda nasza optyczna Galaktyka.

Naturalnie nie można otrzymać zdjęcia całej Galaktyki znajdując się we wnętrzu niej. Z tych względów podamy fotografie dwóch spiralnych galaktyk, przy czym jedna z nich, patrząc z Ziemi, widoczna jest z boku, druga

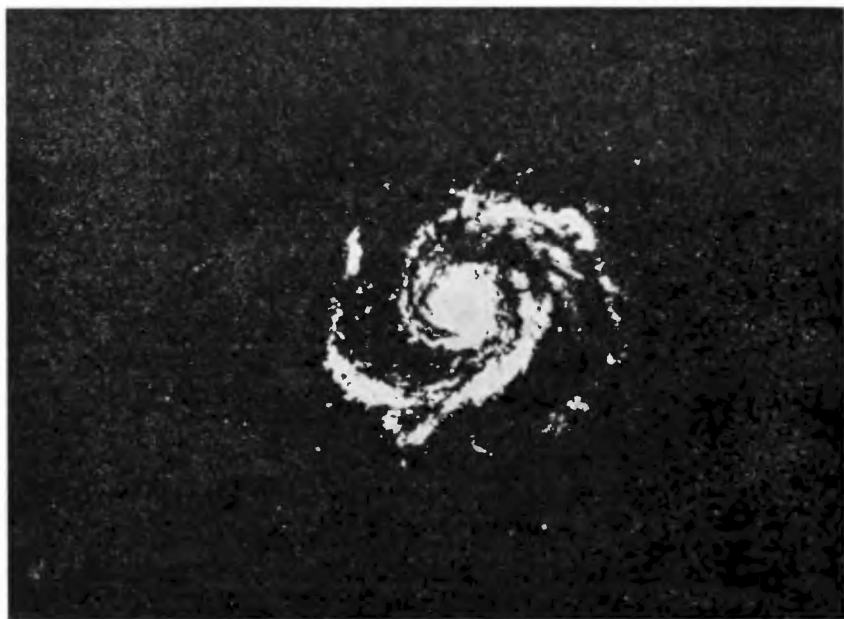
<sup>12</sup> Wskażemy na różnicę obu źródeł przy obserwacji w obszarze radiowym. Rozmiary kątowe Słońca w obszarze fal metrowej długości wynoszą 40—50 minut kątowych. Źródło Kasjopea *A* i Łabędź *A* mają rozmiary jedynie kilku minut kątowych. Poza tym położenie Słońca na niebie zmienia się z powodu obrotu Ziemi dookoła Słońca. I ostatecznie natężenie promieniowania radiowego Słońca w obszarze fal metrowych niekiedy silnie się zmienia z powodu pojawienia się na Słońcu plam, wybuchów itd.

<sup>13</sup> Zgodnie z wzorem (4),  $T_{ef} = e^2 I \nu / 2k\nu^2$ , przy czym dla radiowego promieniowania hamowania magnetycznego  $I_\nu$  jest proporcjonalne do  $\nu^{-\alpha}$ ,  $\alpha = \gamma - 1/2$  (patrz (9)). Dla ogólnego promieniowania galaktycznego według niektórych danych  $\alpha \sim 0,7$ , tzn.  $T_{ef}$  jest proporcjonalna do  $\nu^{-2,7}$ . Tak szybki spadek  $T_{ef}$  ze wzrostem częstości z jednej strony, świadczy o nietermicznym charakterze promieniowania. Z drugiej strony, stąd staje się jasne, dlaczego całkowita energia kosmicznego promieniowania radiowego, osiagającego Ziemię jest stosunkowo nieduża. Oczywiście, życie na Ziemi byłoby niemożliwe nawet przy stałej aż do promieni podczerwonych temperaturze promieniowania  $T_{ef} = 400^\circ \text{K}$ .

„z góry“ (rys. 8 i 9). W naszej Galaktyce, która również jest galaktyką spiralną, jest w sumie około sto miliardów gwiazd, a najbardziej jaskrawe z nich tworzą zgrubiony w środku dysk. Galaktyki obracają się zwykle dość szybko. Tak na przykład Słońce, znajdujące się w odległości 25 tysięcy lat świetlnych od



Rys. 8. Galaktyka *NGC 4565* (*NGC* — Nowy katalog 'generalny, 4565 — numer obiektu w tym katalogu). Ciemny pas w środku dysku spowodowany jest absorpcją światła przez pył kosmiczny, który jest skoncentrowany w płaszczyźnie galaktyki



Rys. 9. Galaktyka *NGC 5194*

środku Galaktyki, dokonuje w ciągu 220 milionów lat jeden obrót wokół tego centrum; prędkość układu słonecznego, związana z ruchem obrotowym wokół środka Galaktyki, równa się około 200 km/sek. Rękawy spirali galaktycznej, gdzie koncentrują się młode gwiazdy i gaz międzygwiazdowy, bynajmniej nie są regularne i ciągłe. Szczególnie wynika to wyraźnie z danych o rozkładzie przestrzennym neutralnego wodoru w Galaktyce, otrzymanych na falach 21 cm. Na podstawie tych danych zarysowuje się obraz przedstawiony na rys. 10, na którym skupiska wodoru w rękawach są przedstawione w kształcie jasnych

pasów, środek Galaktyki zaznaczony krzyżykiem, zaś układ słoneczny kółkiem z kropką; obszar w pobliżu linii Słońce-centrum nie może być zbadany i dlatego w tych miejscach nie są zaznaczone skupiska wodoru. Z rys. 10 i z bardziej szczegółowej analizy wynika, że rękawy spirali nie są ciągłe, ale składają się



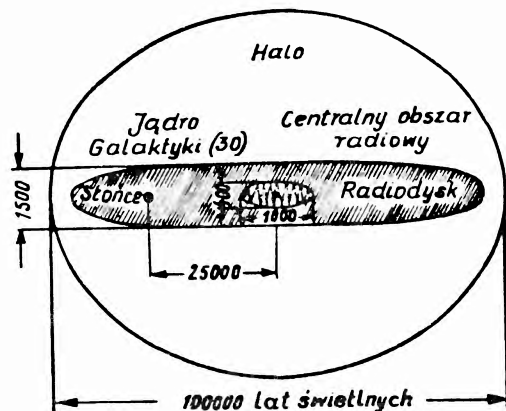
Rys. 10. Koncentracja neutralnego wodoru w Galaktyce

z niejednorodnych co do długości i grubości kawałków<sup>14</sup>; poza tym rękawy formują się dopiero w odległości około 9000 lat świetlnych od środka. Zauważmy, że bardziej szczegółowe badanie spiralnej struktury i centralnych rejonów Galaktyki metodami astronomii optycznej jest niemożliwe z powodu międzygwiazdowej absorpcji światła. Z rozwojem radioastronomii w tym kierunku od razu otrzymano ważne rezultaty. W szczególności zostało stwierdzone istnienie jądra galaktyki o rozmiarach około 30 lat świetlnych. Jądro zawiera wodór zjonizowany o średniej koncentracji rzędu  $10^3/\text{cm}^3$ , co kilka tysięcy razy przewyższa średnią koncentrację wodoru w pozostałej części Galaktyki. Jądro jest źródłem cieplnego promieniowania radiowego, jest ono otoczone niemniej interesującym obszarem wodoru neutralnego, o promieniu około 1000 lat świetlnych.

Tu  $\bar{n} = 1 \div 2$ , przy czym cała ta masa wodoru szybko obraca się dookoła jądra Galaktyki albo dokładniej wokół pewnego centrum, widocznie pokry-

<sup>14</sup> W rękawach istnieje quasi-uporządkowane pole magnetyczne o natężeniu  $H \sim 10^{-5}$  Oe, o przeważającej orientacji wzdłuż rękawa. Tym samym rękawy tworzą jakby rury linii sił pola magnetycznego; pole to niewątpliwie odgrywa istotną rolę w ich formowaniu się. Fakt, że rękawy nie tworzą spirali bardziej prawidłowej staje się zrozumiałe, jeżeli przypomnimy o obracaniu się Galaktyki. W czasie istnienia Galaktyki w stanie zbliżonym do obecnego (około 10 miliardów lat) układ słoneczny dokonał około 25 obrotów wokół środka Galaktyki a stąd wynika jasno, że rury sił nie mogły pozostać nierozzerwane.

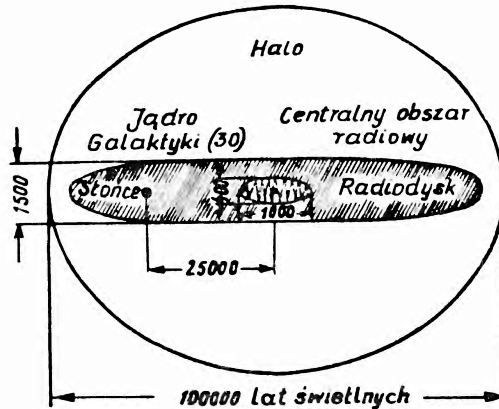
wającego się ze środkiem jądra Galaktyki. Centralna część Galaktyki również jest źródłem bardziej intensywnego, w porównaniu z rejonami przylegającymi, nietermicznego promieniowania radiowego. Tłumaczy się to prawdopodobnie wzrostem w tych rejonach pola magnetycznego, a nie zwiększeniem się liczby promieni kosmicznych. Z wzoru (9) jasno wynika, że na przykład przy  $\gamma = 2,4$  natężenie promieniowania radiowego jest proporcjonalne do  $H_{\perp}^{1,7}$ .



Rys. 11. Schematyczne przedstawienie Galaktyki w promieniach radiowych, w obszarze metrowej długości (na rysunku nie dotrzymano skali, wszystkie rozmiary podane są w latach świetlnych i mają charakter orientacyjny)

Przeszliśmy już do opisanego mapy nieba w promieniach radiowych w obszarze metrowej długości. Dwoma elementami tej mapy są: wspomniane jądro galaktyczne (źródło termicznego promieniowania radiowego) i centralny obszar radiowy — źródło o podwyższonym natężeniu radiowego promieniowania hamowania magnetycznego. Mówiąc z grubsza źródło to ma kształt elipsoidy obrotowej o długości 1000 i 400 lat świetlnych (patrz rys. 11). Jako trzeci element mapy można uważać dysk radiowy Galaktyki — obszar o grubości 1500 lat świetlnych, który obejmuje dysk optyczny Galaktyki oraz jego strukturę spiralną (grubość rękawów spirali optycznej wynosi 750 lat świetlnych). Na koniec, ostatnim elementem jest halo albo korona Galaktyki — obszar prawie sferyczny, otaczający całą widoczną Galaktykę. Z tego obszaru, o promieniu 30—50 tysięcy lat świetlnych, wychodzi około 90% całego ogólnego galaktycznego promieniowania radiowego. Między dyskiem radiowym i halo nie ma prawdopodobnie żadnej ostrej granicy, mamy na myśli po prostu wzrost jaskrawości radiowej halo przy przybliżeniu się do dysku galaktycznego. Na rys. 12 przytoczono rezultaty pomiarów temperatury efektywnej radiowego promieniowania kosmicznego na fali 3,5 m w zależności od szerokości geograficznej dla dwóch długości geograficznych. (Przypominamy, że szerokość galaktyczną liczy się od płaszczyzny Galaktyki, dla której szerokość wynosi  $0^\circ$ . Długość galaktyczna określa położenie promienia widzenia w płaszczyźnie galaktycznej).

wającego się ze środkiem jądra Galaktyki. Centralna część Galaktyki również jest źródłem bardziej intensywnego, w porównaniu z rejonami przylegającymi, nietermicznego promieniowania radiowego. Tłumaczy się to prawdopodobnie wzrostem w tych rejonach pola magnetycznego, a nie zwiększeniem się liczby promieni kosmicznych. Z wzoru (9) jasno wynika, że na przykład przy  $\gamma = 2,4$  natężenie promieniowania radiowego jest proporcjonalne do  $H_{\perp}^{1,7}$ .

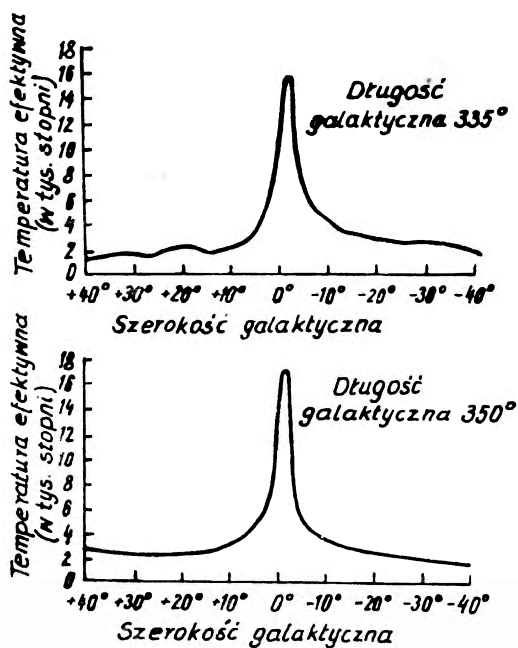


Rys. 11. Schematyczne przedstawienie Galaktyki w promieniach radiowych, w obszarze metrowej długości (na rysunku nie dotrzymano skali, wszystkie rozmiary podane są w latach świetlnych i mają charakter orientacyjny)

Przeszliśmy już do opisanego mapy nieba w promieniach radiowych w obszarze metrowej długości. Dwoma elementami tej mapy są: wspomniane jądro galaktyczne (źródło termicznego promieniowania radiowego) i centralny obszar radiowy — źródło o podwyższonym natężeniu radiowego promieniowania hamowania magnetycznego. Mówiąc z grubsza źródło to ma kształt elipsoidy obrotowej o długości 1000 i 400 lat świetlnych (patrz rys. 11). Jako trzeci element mapy można uważać dysk radiowy Galaktyki — obszar o grubości 1500 lat świetlnych, który obejmuje dysk optyczny Galaktyki oraz jego strukturę spiralną (grubość rękawów spirali optycznej wynosi 750 lat świetlnych). Na koniec, ostatnim elementem jest halo albo korona Galaktyki — obszar prawie sferyczny, otaczający całą widoczną Galaktykę. Z tego obszaru, o promieniu 30—50 tysięcy lat świetlnych, wychodzi około 90% całego ogólnego galaktycznego promieniowania radiowego. Między dyskiem radiowym i halo nie ma prawdopodobnie żadnej ostrej granicy, mamy na myśli po prostu wzrost jaskrawości radiowej halo przy przybliżeniu się do dysku galaktycznego. Na rys. 12 przytoczono rezultaty pomiarów temperatury efektywnej radiowego promieniowania kosmicznego na fali 3,5 m w zależności od szerokości geograficznej dla dwóch długości geograficznych. (Przypominamy, że szerokość galaktyczną liczy się od płaszczyzny Galaktyki, dla której szerokość wynosi  $0^\circ$ . Długość galaktyczna określa położenie promienia widzenia w płaszczyźnie galaktycznej).



W ten sposób w promieniach radiowych Galaktyka bynajmniej nie przedstawia się jako stosunkowo cienki zgrubiony w środku dysk. Przeciwnie, przypomina ona kulę albo słabo spłaszczoną elipsoidę. To samo dotyczy większości innych galaktyk, w szczególności Wielkiej Mgławicy w gwiazdozbiornie Andromedy, która jest najbliższą nas galaktyką spiralną. Dowód istnienia halo galaktycznego, znaleziony w rezultacie badań radiowych, jest jednym z najważniejszych osiągnięć astronomii w ostatnim dziesięcioleciu. Fakt ten jest szczególnie ważny dla naszego tematu, ponieważ radiowe promieniowanie halo



Rys. 12. Temperatura efektywna promieniowania radiowego Galaktyki o długości fali 3,5 m

uwarunkowane jest obecnością w tych gigantycznych powłokach galaktyki elektronów relatywistycznych i w ogóle promieni kosmicznych, jak również pól magnetycznych. Poza tym w halo występuje silnie rozrzedzony zjonizowany gaz (średnia koncentracja  $\bar{n} \sim 10^{-2} \text{ cm}^{-3}$  albo i mniejsza), w którym właśnie są „zamrożone” pola magnetyczne. Samo istnienie halo jest prawdopodobnie ściśle związane z promieniami kosmicznymi. Powstające w centralnym obszarze radiowym i w dysku radiowym promienie kosmiczne wychodzą z tych obszarów, pociągając za sobą pola magnetyczne i gaz. Rzecz polega na tym, że promienie kosmiczne są dość silnie „związane” z liniami sił pola, a samo pole jest unoszone poprzez gaz, w którym płyną prądy wytwarzające to pole. Oczywiście, taki wzajemny związek promieni kosmicznych, pola i ruchu mas gazowych będzie ścisły i rzeczywiście wzajemny tylko wówczas, jeżeli energie wszystkich tych „mieszkańców” przestrzeni międzygwiazdowej będą porównywalne między sobą. A to właśnie zachodzi! Rzeczywiście, koncentracja promieni kosmicznych

przy Ziemi  $N = \frac{4\pi}{c} F \sim 10^{-10} \text{ cm}^{-3}$ , zaś średnia gęstość energii  $= N\bar{E} \sim 1 \text{ eV/cm}^3$  (średnia energia  $E = 10^{10} \text{ eV}$ ,  $1 \text{ eV} = 1,6 \cdot 10^{-12} \text{ erga}$ ). W halo średnia gęstość energii  $w$  jest prawdopodobnie tylko kilka razy mniejsza, powiedzmy, równa się  $0,3 \text{ eV/cm}^3$ . W tym samym czasie gęstość energii pola magnetycznego  $H^2/8\pi$  jest rzędu  $0,3 \text{ eV/cm}^3$  dla pola o  $H \sim 4 \cdot 10^{-6} \text{ Oe}$ . A właśnie takie pola występują w Galaktyce (w spirali prawdopodobnie  $H \simeq 10^{-5} \text{ Oe}$ , a na peryferiach halo  $H \simeq 1-3 \cdot 10^{-6} \text{ Oe}$ ).

Ostatecznie średnia gęstość gazu międzygwiazdowego przy średniej koncentracji  $\bar{n} \sim 10^{-2} \text{ cm}^{-3}$  jest rzędu  $\rho \sim 2 \cdot 10^{-26} \text{ g/cm}^3$  (gaz składa się w 90% z wodoru, zaś masa atomu wodoru wynosi  $1,67 \cdot 10^{-24} \text{ g}$ ). Stąd gęstość energii kinetycznej gazu  $\rho v^2/2$  jest rzędu  $0,3 \text{ eV/cm}^3$  przy prędkości  $v \sim 7 \cdot 10^6 \text{ cm/sek}$ . Obserwowane prędkości ruchu chaotycznego mas gazowych w Galaktyce są zwykle kilka razy mniejsze, ale za to gęstość w obserwowanych obłokach gazu jest znacznie wyższa od przyjętej.

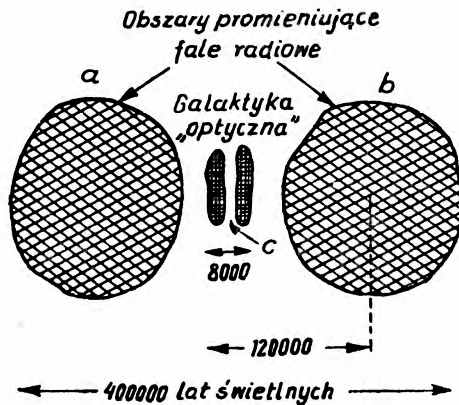
Już stąd wynika jasno, że promienie kosmiczne w naszej Galaktyce nie są produktem ubocznym albo zjawiskiem drugorzędnym. Na odwrót, ich działanie należy do liczby faktów określających „energetykę“, budowę i ewolucję całego układu. To samo można powiedzieć o większości innych galaktyk. Jest to widoczne również stąd, że moc radiopromieniowania promieni kosmicznych w naszej Galaktyce i w galaktyce z Andromedy jest tego samego rzędu i stanowi w przybliżeniu  $10^{38} \text{ erg/sek}$ ; dwie bliskie nam nieprawidłowe galaktyki — Obłoki Magellana promieniają około 10 razy słabiej, ale i rozmiary tych galaktyk są stosunkowo niewielkie.

Wszystko to świadczy o tym, że w „normalnych“ galaktykach promienie kosmiczne odgrywają podobną rolę jak w naszym układzie gwiazdowym. Mimo że promienie kosmiczne odgrywają dużą rolę we Wszechświecie, moc promieniowania radiowego normalnych galaktyk stanowi mały ułamek mocy całkowitego promieniowania, skoncentrowanego w zasadzie w widzialnej i podczerwonej części widma. I tak moc promieniowania Galaktyki wynosi około  $10^{44} \text{ erg/sek}$ . i jest  $3 \cdot 10^{10}$  razy większa od mocy promieniowania Słońca, równej  $3,86 \cdot 10^{33} \text{ erg/sek}$ . oraz  $10^6$  razy większa niż moc galaktycznego promieniowania radiowego.

Istnieją jednak galaktyki anormalne, nazywane również radiogalaktykami, dla których moc promieniowania radiowego jest wyjątkowo wysoka. Jedną z najciekawszych i znanych radiogalaktyk jest źródło Łabędź A. Moc jego promieniowania radiowego równa się  $6 \cdot 10^{44} \text{ erg/sek}$ ., tzn. jest prawie 10 milionów razy większa niż moc naszej Galaktyki.

Tym właśnie tłumaczy się fakt, że oddalony od nas o 600 milionów lat świetlnych Łabędź A co do jasności na „radioniebie“ jest porównywalny ze Słońcem. Jest charakterystyczne, że moc promieniowania optycznego Łabędzia A równa się około  $10^{44} \text{ erg/sek}$ ., tzn. że jest kilka razy mniejsza od mocy jego promieniowania radiowego! Czym jest to znakomite źródło? Jeszcze do niedawna było rozpowszechnione mniemanie, że Łabędź A przedstawia dwie

zderzające się galaktyki. Ten punkt widzenia miał swoje podstawy, ponieważ okazało się, że źródło jest podwójne (rys. 13). Obecnie jednak uważa się za znacznie bardziej prawdopodobne, że nie zachodzi zderzenie, lecz swojego rodzaju „wybuch“ galaktyki. Ten „wybuch“ przedstawia, jeżeli nie mówimy o poszerzeniu się całej Metagalaktyki, najwspanialsze i najpotężniejsze wydarzenie zachodzące w przyrodzie. Przyczyna „wybuchu“ galaktyki w Łabędziu nie jest jeszcze dokładnie ustalona, ale przebieg zjawisk jest prawdopodobnie następujący: Kilka milionów, a może nawet tylko milion lat wstecz w sto-



Rys. 13. Schematyczne przedstawienie źródła Łabędź A (skala nie dotrzymana; rozmiary podane w latach świetlnych i mają charakter orientacyjny)

sunkowo spokojnej w tym czasie galaktyce albo w olbrzymiej chmurze gazowej, z której uformowała się potem gwiazdowa galaktyka, zaczęło się gwałtowne powstawanie promieni kosmicznych. O możliwych przyczynach tego procesu wspomnimy na końcu tego artykułu. Ciągłe narastające ciśnienie promieni kosmicznych doprowadziło do tego, że szybkie cząstki oraz związane z nimi pola magnetyczne i gaz międzygwiazdowy wydostały się na zewnątrz. To „przerwanie“ nastąpiło widocznie wzdłuż osi obrotu galaktyki w obu kierunkach i doprowadziło do utworzenia chmur a i b przedstawionych na rys. 13. Właśnie te „chmury“, z których każda jest większa w rozmiarach od naszej Galaktyki, wysyłają promieniowanie radiowe przypisywane Łabędziowi A.

Między chmurami znajduje się sama galaktyka gwiazdowa, która jest albo układem podwójnym, albo być może zawiera dużo pyłu, co prowadzi do powstawania ciemnego pasa w środku. Na rys. 13 świecące obszary są zakreskowane, zaś obszar c jest pasem ciemnym.

W dalszych rozważaniach będziemy uważać, że gęstość pola magnetycznego i promieni kosmicznych jest tego samego rzędu wielkości i że elektronów (i pozytonów) w promieniach kosmicznych jest około 1%, wtedy można ocenić pełną energię promieni kosmicznych w źródle. W przypadku Łabędzia A ta ocena prowadzi do wartości  $W \sim 2 \cdot 10^{60}$  ergów (dla Galaktyki, jak zobaczymy poniżej,  $W = 10^{56}$  ergów). Aby podkreślić ogrom tej liczby, zwracamy uwagę,

ze całkowita energia spoczynkowa Słońca  $Mc^2 = 1,8 \cdot 10^{54}$  erg, ponieważ masa Słońca  $M = 2 \cdot 10^{33}$  g. Energia spoczynkowa całej Galaktyki, zawierająca około  $10^{11}$  gwiazd, wynosi około  $3 \cdot 10^{65}$  ergów.

Wysyłając fale radiowe elektrony tracą swoją energię i stąd moc źródła powinna maleć z czasem. Gdyby w Łabędziu A nie było „dopompowania“ energii w promienie kosmiczne, promieniowanie radiowe zmalałoby znacznie już w ciągu miliona lat<sup>15</sup>. Innymi słowy źródła typu Łabędź A są jaskrawe przez okres stosunkowo niedługi. W miarę upływu czasu będzie maleć nie tylko jasność źródła, ale będą się zwiększać również jego rozmiary, ponieważ „chmury“ gazu wysyłające promieniowanie radiowe i promieniowanie kosmiczne rozszerzają się i oddalają się jedne od drugich. Dlatego źródeł typu Łabędź A jest bardzo mało i w odległości porównywalnej z odległością do Łabędzia A nie ma drugiego źródła o tej jasności, pomimo że w tej odległości mieszczą się miliony galaktyk<sup>16</sup>. Są jednak źródła typu pod pewnym względem podobnego, ale bardziej stare i słabe, ulokowane nawet bliżej niż Łabędź A. Jako przykład może posłużyć Centaur A (galaktyka *NGC 5128*), której budowa jest podobna do przedstawionej na rys. 13, ale ze znacznym powiększeniem skali — rozmiarów i odległości między chmurami (poza tym, centralne „optyczne“ obszary źródeł Łabędź A i Centaur A dość silnie różnią się od siebie). Źródła jeszcze starsze mogą być nie zauważone, ponieważ chmury promieniujące fale radiowe stają się bardzo duże i tracą na jasności. Centralna zaś część radiogalaktyki może niewiele różnić się od galaktyki normalnej. Dlatego, oczywiście, nawet nie wiadomo, czy większość normalnych galaktyk nie przechodzi pewnej fazy burzliwego promieniowania radiowego. Klasyfikując galaktyki według ich dużej jasności na dzień dzisiejszy<sup>17</sup> otrzymujemy jedną radiogalaktykę na kilka tysięcy galaktyk normalnych.

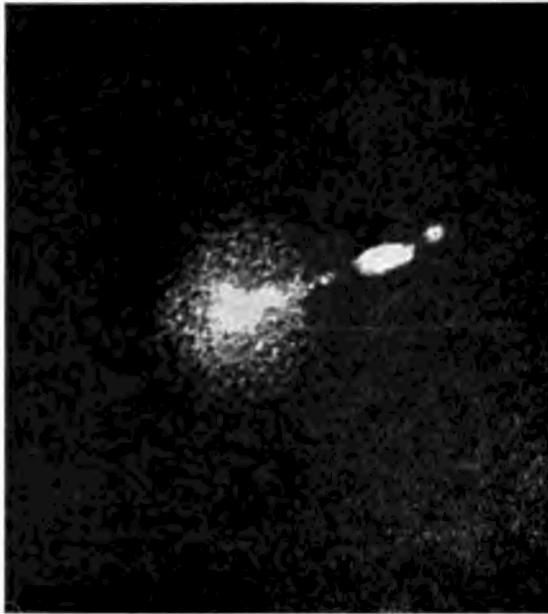
Nie należy sądzić, że w promieniach radiowych wszystkie radiogalaktyki, są podobne do Łabędzia A. Przeciwnie, są widoczne różnorodne formy, nie mówiąc już o tym, że każda galaktyka może mieć swe charakterystyczne własności. Jako przykład radiogalaktyki istotnie różniącej się od Łabędzia A wskażemy Pannę A (galaktyka *NGC 4486*). To jaskrawe źródło radiowe nie jest rozdwojone i posiada bardzo interesujący „szczegół“ — jaskrawo świecący

<sup>15</sup> Zgodnie z przyjętymi wartościami energia elektronów w Łabędziu A wynosi  $0,01 W \sim 2 \cdot 10^{68}$  ergów, a źródło to wysyła  $6 \cdot 10^{44}$  erg/sek. Stąd jasno, że energia zmienia się znacznie akurat za  $3 \cdot 10^{19}$  sek. =  $10^6$  lat. Czas ten, tak kolosalny w skali życia człowieka, jest czasem stosunkowo krótkim w porównaniu z czasem kilku miliardów lat, który określa czas ewolucji większości galaktyk. Dopompowywanie energii kosztem powstawania nowych promieni kosmicznych przedłuża fazę burzliwego promieniowania radiowego Łabędzie A. To zwiększenie prawdopodobnie nie zmienia charakterystycznego czasu życia źródła o więcej niż rząd wielkości.

<sup>16</sup> Jedna galaktyka przypada średnio na objętość  $(5 \cdot 10^6 \text{ lat świetlnych})^3 = 10^{14} \text{ cm}^3$ . Najbardziej odległa galaktyka, której odległość udało się ocenić, znajduje się w odległości 5—7 miliardów lat świetlnych. Ciekawe, że również to źródło (prawdopodobnie galaktyka typu Łabędź A) została odkryta w obszarze radiowym.

<sup>17</sup> Dla uniknięcia nieporozumienia przypominamy, że czas w astronomii liczy się od momentu obserwacji na Ziemi. Dlatego jeżeli mówi się, na przykład, że źródło Łabędź A jest obecnie jaskrawe, to oznacza to faktycznie, że było ono jaskrawe 660 milionów lat wstecz, które są potrzebne, aby światło mogło dojść do nas od tego źródła.

w promieniach widzialnych „wyrzut“ (rys. 14). Promieniowanie tego „wyrzutu“ posiada widmo ciągłe i, co najważniejsze, jest silnie spolaryzowane. Obie te cechy, szczególnie obecność polaryzacji, nie pozostawiają żadnych wątpliwości co do tego, że mamy tu do czynienia z promieniowaniem hamowania magnetycznego w optycznej części widma. Dotychczas znany jest jeszcze tylko jeden przykład tego typu — promieniowanie optyczne mgławicy Kraba (a raczej ta część promieniowania optycznego, która posiada widmo ciągłe), dlatego rysunek 7b jest wykonany praktycznie w promieniach promieniowania hamowania magnetycznego.



Rys. 14. Fotografia najjaśniejszej części radiogalaktyki *NGC 4486* (źródła radiowego Panny *A*). Jaskrawy „wyrzut“ składa się jak gdyby z oddzielnych „paciorków“

Pojawienie się optycznego promieniowania hamowania magnetycznego w mgławicach wiąże się oczywiście z obecnością w nich znacznej ilości elektronów wysokiej energii<sup>18</sup>. Optyczne promieniowanie hamowania magnetycznego mgławicy Kraba i „wyrzutu“ Panny *A* jest spolaryzowane, ponieważ okazało się, że wpływy depolaryzujące ośrodka międzygwiazdowego są nieznaczne, poza tym można fotografować małą część mgławicy; stopień polaryzacji promieniowania optycznego wysyłanego przez całą mgławicę Kraba wynosi 9%, zaś dla osobnych, niewielkich obszarów mgławicy polaryzacja jest prawie

<sup>18</sup> Jak można łatwo się przekonać z wzoru (7), na przykład, w polu o natężeniu  $H_{\perp} \sim 3 \cdot 10^{-4}$  Oe dla elektronów o energii  $E \sim 5 \cdot 10^{11}$  eV, maksimum w widmie promieniowania hamowania magnetycznego przypada przy  $\lambda_{\max} = c/\nu_{\max} \sim 7000 \text{ \AA}$ , tj. leży w widzialnej części widma. W warunkach laboratoryjnych (w synchrotronach) w polu o natężeniu  $H \sim 5000$  Oe, takie samo widmo promieniowania przypada dla elektronów o energii  $E \sim 100 \text{ MeV} = 10^8 \text{ eV}$ . Optyczne promieniowanie hamowania magnetycznego obserwuje się w synchrotronach bez szczególnych trudności.

całkowita. Zresztą polaryzacja fal radiowych długości centymetrowych wysyłanych przez mgławicę Kraba również jest zauważalna (dla fal 10 cm wynosi ona 3%, zaś dla fali 20 cm już mniej niż 1%).

Mgławica Krab (jej druga nazwa Byk A) znajduje się w Galaktyce w odległości 4500 lat świetlnych od nas. Mgławica ta powstała w r. 1054 w rezultacie wybuchu gwiazdy supernowej. Dzięki szczęśliwemu zbiegowi okoliczności gwiazda ta znajdowała się nie tylko stosunkowo blisko, lecz również w kierunku o stosunkowo „czystym niebie“, tj. z nieznaczną ilością pyłu kosmicznego. Jasność wybuchu supernowej w roku 1054 była tak duża, że z łatwością można ją było widzieć nawet we dnie, a w dzień rzadko kiedy można zobaczyć nawet Wenus — najjaśniejszą ze wszystkich gwiazd i planet.

Naturalnie, że takie zjawisko nie przeszło bez zauważenia i pojawienie się nowej gwiazdy<sup>19</sup> w gwiazdozbiorze Byka było zanotowane w chińskich i japońskich kronikach. Obecnie właśnie w tym miejscu jest widoczna mgławica Krab. Wybuch supernowej jest najpotężniejszym zjawiskiem, zachodzącym w galaktyce. W ciągu kilku tygodni po wybuchu jasność światła optycznego supernowej jest porównywalna z jasnością całej galaktyki, w której dana gwiazda wybuchła. Znaczy to, że jej moc promieniowania w maksimum świecenia może kilka miliardów razy przewyższać świecenie Słońca.

Częstość wybuchów supernowych w Galaktyce nie została ustalona, prawdopodobnie supernowe wybuchają średnio raz na 30—100 lat. Trudność określenia częstości wybuchów związana jest z obecnością absorpcji światła w przestrzeni międzygwiazdowej, która utrudnia obserwacje supernowych w Galaktyce, jak również ze stosunkową rzadkością wybuchów. Wybuchy supernowych w innych galaktykach jest łatwiej zauważyć. Częstość wybuchów zależy od typu galaktyki; dla galaktyk spiralnych charakterystyczne jest widoczne pojawienie się supernowych raz na kilkadziesiąt lat albo nawet raz na setki lat.

Natura wybuchów supernowych nie jest wyjaśniona. Jedną z możliwych hipotez polega na tym, że w niektórych szczególnie maksymalnych układach gwiazd w toku ewolucji zachodzi szybkie zagęszczanie obszaru centralnego, połączone możliwie z powstaniem jądra neutralnego. (Ewolucja gwiazdy, jak wiadomo, związana jest z przebiegiem reakcji termojądrowych we wnętrzu gwiazdy). Zmiany toku tych reakcji są uwarunkowane „wypalaniem“ się niektórych pierwiastków. Wyzwalająca się przy zagęszczaniu energia grawitacyjna doprowadza do wybuchu i rozpadu całej wewnętrznej części gwiazdy. Prawdopodobnie w ten sposób powstają rozszerzające się chmury gwiazd supernowych. Powłoka mgławicy Kraba porusza się z prędkością około 1000 km/sek. Dla porównania przypominamy, że prędkość bliskich Ziemi satelitów równa się 8 km/sek. W czasie 907 lat od momentu wybuchu fragmenty

<sup>19</sup> W znaczeniu węższym, albo, jeżeli się podoba, w znaczeniu bardziej specjalnym termin „nowa gwiazda“ albo po prostu „nowa“ stosuje się do wybuchających gwiazd, dla których jaskrawość wybuchów jest tysiące razy mniejsza od jaskrawości gwiazdy w gwiazdozbiorze Byka w czasie jej wybuchu. Dlatego gwiazda ta „i analogiczne obiekty nazwane zostały mało udanym terminem gwiazdy supernowej“, albo częściej „supernowej“. W Galaktyce wybuchu 100—200 nowych w ciągu roku, ale jedynie jedną albo dwie z nich można zauważyć z powodu międzygwiazdowej absorpcji światła. O częstości wybuchów supernowej piszemy poniżej.

całkowita. Zresztą polaryzacja fal radiowych długości centymetrowych wysyłanych przez mgławicę Kraba również jest zauważalna (dla fal 10 cm wynosi ona 3%, zaś dla fali 20 cm już mniej niż 1%).

Mgławica Krab (jej druga nazwa Byk A) znajduje się w Galaktyce w odległości 4500 lat świetlnych od nas. Mgławica ta powstała w r. 1054 w rezultacie wybuchu gwiazdy supernowej. Dzięki szczęśliwemu zbiegowi okoliczności gwiazda ta znajdowała się nie tylko stosunkowo blisko, lecz również w kierunku o stosunkowo „czystym niebie“, tj. z nieznaczną ilością pyłu kosmicznego. Jasność wybuchu supernowej w roku 1054 była tak duża, że z łatwością można ją było widzieć nawet we dnie, a w dzień rzadko kiedy można zobaczyć nawet Wenus — najjaśniejszą ze wszystkich gwiazd i planet.

Naturalnie, że takie zjawisko nie przeszło bez zauważenia i pojawienie się nowej gwiazdy<sup>19</sup> w gwiazdozbiornie Byka było zanotowane w chińskich i japońskich kronikach. Obecnie właśnie w tym miejscu jest widoczna mgławica Krab. Wybuch supernowej jest najpotężniejszym zjawiskiem, zachodzącym w galaktyce. W ciągu kilku tygodni po wybuchu jasność światła optycznego supernowej jest porównywalna z jasnością całej galaktyki, w której dana gwiazda wybuchła. Znaczący to, że jej moc promieniowania w maksimum świecenia może kilka miliardów razy przewyższać świecenie Słońca.

Częstość wybuchów supernowych w Galaktyce nie została ustalona, prawdopodobnie supernowe wybuchają średnio raz na 30—100 lat. Trudność określenia częstości wybuchów związana jest z obecnością absorpcji światła w przestrzeni międzygwiazdowej, która utrudnia obserwacje supernowych w Galaktyce, jak również ze stosunkową rzadkością wybuchów. Wybuchy supernowych w innych galaktykach jest łatwiej zauważyć. Częstość wybuchów zależy od typu galaktyki; dla galaktyk spiralnych charakterystyczne jest widoczne pojawienie się supernowych raz na kilkadziesiąt lat albo nawet raz na setki lat.

Natura wybuchów supernowych nie jest wyjaśniona. Jedną z możliwych hipotez polega na tym, że w niektórych szczególnie maksymalnych układach gwiazd w toku ewolucji zachodzi szybkie zagęszczanie obszaru centralnego, połączone możliwie z powstaniem jądra neutralnego. (Ewolucja gwiazdy, jak wiadomo, związana jest z przebiegiem reakcji termojądrowych we wnętrzu gwiazdy). Zmiany toku tych reakcji są uwarunkowane „wypalaniem“ się niektórych pierwiastków. Wyzwalająca się przy zagęszczaniu energia grawitacyjna doprowadza do wybuchu i rozpadu całej wewnętrznej części gwiazdy. Prawdopodobnie w ten sposób powstają rozszerzające się chmury gwiazd supernowych. Powłoka mgławicy Kraba porusza się z prędkością około 1000 km/sek. Dla porównania przypominamy, że prędkość bliskich Ziemi satelitów równa się 8 km/sek. W czasie 907 lat od momentu wybuchu fragmenty

<sup>19</sup> W znaczeniu węższym, albo, jeżeli się podoba, w znaczeniu bardziej specjalnym termin „nowa gwiazda“ albo po prostu „nowa“ stosuje się do wybuchających gwiazd, dla których jaskrawość wybuchów jest tysiące razy mniejsza od jaskrawości gwiazdy w gwiazdozbiornie Byka w czasie jej wybuchu. Dlatego gwiazda ta „i analogiczne obiekty nazwane zostały mało udanym terminem gwiazdy supernowej“, albo częściej „supernowej“. W Galaktyce wybuchu 100—200 nowych w ciągu roku, ale jedynie jedną albo dwie z nich można zauważyć z powodu międzygwiazdowej absorpcji światła. O częstości wybuchów supernowej piszemy poniżej.

powłoki przebyły odległość około 3 lat świetlnych, tyle właśnie wynosi obecnie promień mgławicy Kraba. O mgławicy Kraba już wspominaliśmy. Fale radiowe są emitowane również przez inne „historyczne“ supernowe: przez supernową Ticho do Brahe (r. 1572), przez supernową Keplera (r. 1604) i inne.

Ostatecznie ustalono, że najsilniejsze źródło nietermicznego promieniowania radiowego na niebie Kasjoepa *A* przedstawia powłokę gwiazdy supernowej, która wybuchła około 250 lat temu. Optyczne efekty wybuchu tej gwiazdy nie zostały zanotowane z powodu międzygwiazdowej absorpcji światła (odległość do Kasjoepi *A* wynosi 10 000 lat świetlnych). Prędkość rozlotu powłoki tej supernowej przewyższa 700 km/sek. Zachodzi pytanie, czy nie nasuwają się wątpliwości odnośnie do twierdzenia, że potężne promieniowanie radiowe powłok gwiazd supernowych jest związane z obecnością w tych powłokach dużej ilości elektronów relatywistycznych? Wiele rzeczy przemawia za tym, że w powłokach jest również bardzo dużo innych cząstek wysokich energii, tzn. dużo promieni kosmicznych.

Zresumujemy. Promienie kosmiczne występują we wszystkich galaktykach, jest ich bardzo dużo w radiogalaktykach, powstają one w dużych ilościach w powłokach gwiazd supernowych i wysyłają fale radiowe. W ten sposób radioastronomia kolosalnie poszerzyła nasze wiadomości o promieniach kosmicznych i wykazała, że występują one w całym Wszechświecie.

### 3. Pochodzenie promieni kosmicznych

Dane z obserwacji świadczą o tym, że promieniowanie kosmiczne na pewno powstaje na Słońcu i przy wybuchach gwiazd supernowych (tu i poniżej będziemy mówić jedynie o naszej Galaktyce, o ile nie zastrzeżemy się specjalnie). Jest rzeczą naturalną przypuszczać, że inne gwiazdy również mogą emitować promienie kosmiczne. Powstaje pytanie, jaka jest rola różnorodnych źródeł i jak powstały promienie kosmiczne przychodzące na Ziemię? Jak są przyspieszane cząstki naładowane do energii promieni kosmicznych, powstałych przy wybuchach gwiazd supernowych jak również na Słońcu i innych gwiazdach?

Na te pytania musi odpowiedzieć teoria powstawania promieni kosmicznych.

#### a) Bilans energetyczny. Źródła promieni kosmicznych

Jeden z ważniejszych warunków, które muszą spełniać źródła promieni kosmicznych, wynika z rozważań energetycznych.

Protony i jądra, stanowiące podstawową część promieni kosmicznych, tracą cały czas energię wskutek zderzeń z jądrami ośrodka międzygwiazdowego. Efektywne przekroje czynne dla takich zderzeń są znane, chociaż z niezbyt wysoką dokładnością — są one przytoczone w tabeli II dla zderzeń jąder różnych grup, poruszających się w wodorze. Gaz międzygwiazdowy jest mieszaniną, której skład wynika z tabeli I. Różnice, otrzymane przy uwzględnieniu tego składu, są jednak nieduże, i co najważniejsze, nie mają znaczenia



realnego, ponieważ gęstość ośrodka międzygwiazdowego nie jest dokładnie znana. W tabeli II przytoczone są również drogi swobodne  $l$  w  $g/cm^2$  i czas swobodnych przelotów dla ośrodka o średniej koncentracji wodoru  $\bar{n} = 0,01 \text{ cm}^{-3}$  <sup>20</sup>.

Tabela II

Efektywne przekroje czynne, drogi swobodne i czasy życia promieni kosmicznych

Grupa jąder	Efektywny przekrój czynny w jedn. $10^{-26}$ cm	Długość drogi swobodnej $l$ w $g/cm^2$	Czas życia $T_j$ w latach
<i>P</i>	2,26	74	$5 \cdot 10^9$
<i>a</i>	10	16,5	$10^9$
<i>L</i>	19,3	8,7	$5 \cdot 10^8$
<i>M</i>	28	6,0	$4 \cdot 10^8$
<i>H</i>	48	3,5	$2,5 \cdot 10^8$
<i>VH</i> (Fe)	71	2,4	$1,5 \cdot 10^8$

W rezultacie rozszczepiania jąder ciężkich powstają jądra lżejsze i protony, ale średnia energia przypadająca na nukleon zmienia się stosunkowo mało. Dlatego straty energii promieni kosmicznych określają się jądrowym czasem życia protonu.  $T_p = 5 \cdot 10^9 \text{ lat} = 1,5 \cdot 10^{17} \text{ sek}$  (przypominamy, że 1 rok =  $3,16 \cdot 10^7$  sekund). Tak przedstawia się jednak sprawa jedynie przy braku innych strat, oprócz strat na zderzenia jądrowe. Praktycznie dla protonów i jąder o energii promieni kosmicznych należy uwzględnić oprócz zderzeń jądrowych, jedynie ucieczkę promieni kosmicznych z Galaktyki (z halo) w przestrzeń niegalaktyczną. Niestety, czasy  $T_u$ , charakteryzujące tego rodzaju ucieczkę, nie są dokładnie znane. Można sądzić, że czasy  $T_u$  są albo większe od  $T_j$ , albo w skrajnym przypadku około dziesięć razy mniejsze od  $T_j$ . Dlatego, uwzględniając charakter orientacyjny poniżej podanych ocen, można uważać, że efektywny, z punktu widzenia strat energii, czas życia promieni kosmicznych w Galaktyce jest rzędu  $T_p = 10^{17}$  sekund. Czas ten jest mniejszy od wieku Galaktyki  $T_G = 10^{10} \text{ lat} = 3 \cdot 10^{17} \text{ sek}$ . Szczególnie ważny jest fakt, że dla jąder *VH*  $T_{VH} \simeq T_{Fe} \sim 1,5 \cdot 10^8 \text{ lat} \simeq 5 \cdot 10^{15} \text{ sek} \ll T_G$ . Z ostatniej nierówności wynika, że obserwowane obecnie promienie kosmiczne, które powstały w zasadzie jako jądra *VH* są „młode“ w porównaniu z wiekiem Galaktyki.

Objętość halo galaktycznego, wypełnionego promieniami kosmicznymi, wynosi około  $V = \frac{4}{3}\pi R^3 \approx 10^{68} \text{ cm}^3$ , ponieważ średni promień halo  $R$  jest rzędu  $3 \cdot 10^4$  lat świetlnych =  $3 \cdot 10^{22} \text{ cm}$ . Przyjmując, że średnia gęstość energii pro-

<sup>20</sup> Droga swobodna  $l$ , według definicji, równa się  $1/\sigma'\bar{n}$ , gdzie  $\sigma'$  — efektywny przekrój czynny a  $\bar{n}$  — średnia koncentracja jąder ośrodka (w danym przypadku jąder wodoru — protonów). Wielkości  $l$ ,  $\sigma'$  i  $\bar{n}$  są mierzone odpowiednio, na przykład, w cm,  $cm^2$  i  $cm^{-3}$ . Długość  $l$  mierzona w  $g/cm^2$  równa się  $\bar{\rho}/\sigma'\bar{n}$ , gdzie  $\bar{\rho} = \bar{M}\bar{n}$  jest średnią gęstością ośrodka, a  $\bar{M}$  — masa jąder, z których składa się ośrodek. Dla wodoru  $\bar{M} = M_p = 1,67 \cdot 10^{-24} \text{ g}$ . Czas przelotu swobodnego  $T_j$  dla zderzeń o drodze swobodnej  $l = 1/\sigma'\bar{n}$  wynosi  $T_j \simeq l/v \simeq l/c = 1/\sigma'nc$ , ponieważ prędkość promieni kosmicznych  $v$  równa się praktycznie prędkości światła  $c$ .

mieni kosmicznych w halo wynosi  $\bar{w} = 0,3 \text{ eV/cm}^3 = 5 \cdot 10^{-13} \text{ erg/cm}^3$  otrzymujemy łatwo całkowitą energię promieni kosmicznych w Galaktyce równą  $W = \bar{w}V = 10^{56} \text{ ergów}$ . Gdyby powstawanie nowych promieni kosmicznych zostało wstrzymane, to całkowita energia promieni kosmicznych w układzie zmieniałaby się istotnie w okresie ich efektywnego czasu życia  $T_p = 10^{17} \text{ sek}$ . Znaczyłyby to, oczywiście, że dla podtrzymania równowagi, przy której energia promieni kosmicznych w Galaktyce nie zmienia się<sup>21</sup>, źródło tych promieni musiałyby posiadać moc,

$$U \sim \frac{W}{T_p} \sim 10^{39} \cdot 10^{40} \frac{\text{ergów}}{\text{sek}}. \quad (10)$$

przy czym podana górna wartość pozwala uzyskać pewien „zapas“ potrzebny przy niedokładnych rachunkach. Zapewnić dla źródła moc  $10^{39} - 10^{40} \text{ erg/sek}$  nie jest tak łatwo; na przykład Słońce wysyła promienie kosmiczne o średniej mocy nie przekraczającej  $10^{22} - 10^{23} \text{ erg/sek}$ . Z tych względów nawet  $10^{11}$  gwiazd Galaktyki, emitujących promienie kosmiczne z taką samą mocą jak Słońce, dawałoby  $10^6 - 10^8$  razy mniej promieni kosmicznych, niż jest to potrzebne dla podtrzymania bilansu. Przykład ten jest bardzo znamieny i świadczy o tym, że nie wystarczy powiedzieć, że promienie kosmiczne mogą być generowane w gwiazdach, aby wytłumaczyć powstawanie obserwowalnych promieni kosmicznych. Aby ugruntować „gwiazdowe“ pochodzenie promieni kosmicznych należy, na przykład, założyć ponadto, że istnieje bardzo dużo gwiazd, które emitują promienie kosmiczne znacznie efektywniej od Słońca. W związku z tym hipoteza o „gwiazdowym“ pochodzeniu podstawowej części promieni kosmicznych napotyka na poważne trudności. Obok rozważań energetycznych zwracamy uwagę również na to, że promienie kosmiczne ze Słońca mają zupełnie odmienne widmo i skład chemiczny w porównaniu z promieniami kosmicznymi, przychodzącymi do nas z przestrzeni międzygwiazdowej. (Aby nie wywołać nieporozumień, zaznaczamy, że mamy na myśli jedynie przyspieszanie cząstek promieni kosmicznych na nie wybuchających gwiazdach). Naszym zdaniem, hipoteza o gwiazdowym pochodzeniu promieni kosmicznych nie ma w chwili obecnej żadnych poważniejszych podstaw, tym bardziej, że można wyjaśnić powstawanie promieni kosmicznych w rezultacie wybuchów gwiazd supernowych.

Na korzyść takiego tłumaczenia można przytoczyć następujące argumenty. Obecność w powłokach supernowych większej ilości elektronów o energii promieni kosmicznych nie ulega wątpliwości. Energia tych elektronów w mgławicy Kraba i Kasjopei A wynosi  $10^{47} - 10^{48} \text{ ergów}$ . Energia wszystkich promieni kosmicznych w tych źródłach jest około sto razy większa<sup>22</sup>.

<sup>21</sup> W ciągu ostatnich kilku miliardów lat Galaktyka mało się zmieniła. Dlatego są wszelkie podstawy sądzić, że sytuacja jest stacjonarna, ponieważ obserwowalne obecnie w pobliżu Ziemi jądra *VH* powstały już setki milionów lat wstecz.

<sup>22</sup> Wartość tę otrzymuje się z porównania z danymi o promieniach kosmicznych w Galaktyce, z rozważań o przybliżonej równowadze energii promieni kosmicznych i energii pola magnetycznego, jak również z analizy dynamiki rozlotu powłok.

Tak więc przy każdym wybuchu supernowej powstają promienie kosmiczne o energii  $10^{49}$ – $10^{50}$  ergów, a według niektórych rozważań, nawet o energii większej, ponieważ część promieni kosmicznych mogła opuścić powłoki przed ich rozplynięciem się.

Po upływie 50—150 tysięcy lat po wybuchu gwiazdy powłoka praktycznie rozplywa się w ośrodku międzygwiazdowym i promienie kosmiczne trafiają do wspólnego kotła. Zachodzi to w głównej mierze w obszarach, gdzie najwięcej gwiazd — w spirali galaktycznej i w centralnych rejonach Galaktyki. Ale promienie kosmiczne nie zatrzymują się długo w obszarze swego powstawania i poruszając się wzdłuż linii sił pola zapelniają całe halo.

Średnia moc wstrzykiwanych w ten sposób promieni kosmicznych równa się, oczywiście, energii przypadającej na wybuch  $W_w \sim 10^{49}$ – $10^{50}$  erg podzielonej przez średni czas między wybuchami  $T_w$ , wynoszący 30—100 lat. Stąd moc promieni kosmicznych pochodzących od supernowych wynosi

$$U_{sn} \sim \frac{W_w}{T_w} \sim 10^{39} \cdot 10^{40} \frac{\text{ergów}}{\text{sek.}} \quad (11)$$

Porównując te wartości z potrzebną mocą (10), łatwo zauważyć, że supernowe mogą zapewnić zachowanie bilansu. Ponadto trzeba zwrócić uwagę na brak jakichkolwiek danych pomiarowych, świadczących o istnieniu w Galaktyce innych źródeł promieni kosmicznych, których moc byłaby porównywalna z mocą takich źródeł, jak gwiazdy supernowe. Jeżeli mówimy nie o danych pomiarowych, ale o mniej lub więcej prawdopodobnych oszacowaniach, to należy zwrócić uwagę na fakt, że gwiazdy nowe mogą pod tym względem odegrać dużą rolę. Energia, która wydzieliła się przy ich wybuchu jest tysiące razy mniejsza niż przy wybuchach supernowych. Fakt, że nie wykryto dotąd promieniowania radiowego nowych, nie jest decydujący, ponieważ słabe źródło trudno zauważyć i zidentyfikować.

Takie są powody pozwalające uważać, że właśnie supernowe są podstawowymi „dostarczycielami“ promieni kosmicznych w Galaktyce. To samo można prawdopodobnie powiedzieć o wszystkich normalnych galaktykach. Nie wyklucza się, że osobliwości radiogalaktyk są również związane z supernowymi i tłumaczą się silnym wzrostem częstości wybuchów supernowych w określonym stadium ewolucji galaktyki. Jest to jedynie przypuszczenie, tak że zagadnienie natury radiogalaktyk zostaje nadal otwarte.

Tak więc, z przedstawionego punktu widzenia, promienie kosmiczne osiągające Ziemię mają swe źródła w wybuchach gwiazd supernowych<sup>23</sup>. Przy tym, naturalnie tylko część promieni kosmicznych przychodzi do nas bezpośrednio z powłok supernowych, druga zaś jest wynikiem zderzeń jądrowych

<sup>23</sup> Wyjątek stanowią słoneczne promienie kosmiczne (inne gwiazdy nie wybuchające przynoszą, prawdopodobnie, bardzo mały wkład w ogólny strumień promieni kosmicznych.) Drugi możliwy wyjątek są to cząstki o największych spotykanych energiach ( $E \sim 10^{18}$ – $10^{19}$  eV). Gdyby te cząstki były protonami, musiałyby one być metagalaktycznego pochodzenia (patrz rozdział I, b). To ważne zagadnienie jest otwarte; dla jego rozstrzygnięcia w pierwszym rzędzie należy wyjaśnić skład chemiczny promieni kosmicznych najwyższych energii.

w ośrodku międzygwiazdowym. Odnośnie do protonów i jąder lekkich była już o tym mowa. Tu należy jedynie podkreślić duży ciężar gatunkowy procesów wtórnych w tworzeniu elektronów i pozytonów. Przy zderzeniach jądrowych cząstek wysokiej energii powstają mezony  $\pi^\pm$  i mezony  $\pi^0$ . Ostatnie rozpadają się z emisją promieni  $\gamma$ , które prawie bez przeszkody opuszczają Galaktykę. Co się tyczy mezonów  $\pi^\pm$ , to ich rozpad w ostatecznym rozrachunku prowadzi do powstania elektronów i pozytonów:  $\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu$ ;  $\mu^\pm \rightarrow e^\pm + \nu + \bar{\nu}$ .

W składową elektronowo-pozytonową przechodzi około 5% energii nukleonów pierwotnych, które wskutek zderzeń jądrowych tracą w całej Galaktyce energię  $10^{39} - 10^{40}$  ergów/sek. Stąd wynika, że energia przekazana elektronom i pozytonom wynosi

$$U_e \sim 5 \cdot 10^{-2} U \sim 5 \cdot 10^{37} \div 5 \cdot 10^{38} \frac{\text{erg}}{\text{sek}}, \quad (12)$$

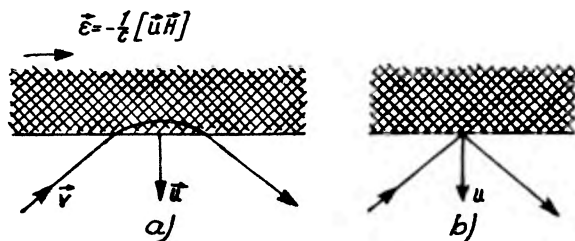
Moc całego promieniowania radiowego Galaktyki jest rzędu  $10^{38}$  erg/sek., wobec czego same tylko elektrony i pozytony wtórne mogłyby zapewnić zachowanie bilansu energetycznego odnośnie do składowej elektronowo-pozytonowej promieni kosmicznych. Z drugiej strony, część elektronów musi trafić z powłok gwiazd supernowych do przestrzeni międzygwiazdowej, gdzie elektrony te na pewno występują. W chwili obecnej uważa się za bardziej prawdopodobne, że podstawową rolę w Galaktyce spełniają elektrony i pozytony pochodzenia wtórnego, tj. jako produkty rozpadu  $\pi \rightarrow \mu + e$  w ośrodku międzygwiazdowym.

### b) Mechanizm przyspieszenia

Bardzo ważną cechą przedstawionego obrazu powstawania promieni kosmicznych jest korzystanie z danych radioastronomii, które świadczą o obecności promieni kosmicznych w powłokach supernowych. Właśnie dlatego można w pierwszym względzie rozpatrywać oddzielnie zagadnienie źródeł promieniowania kosmicznego i zagadnienie mechanizmu przyspieszenia cząstek w tych źródłach. Innymi słowy, wszystkie nasze dotychczasowe wnioski nie zależą na szczęście od tego, jak właściwie zachodzi przyspieszenie promieni kosmicznych w kosmosie do energii relatywistycznych. Oczywiście i ostatnie zagadnienie zasługuje na wszechstronną uwagę. Zagadnienie mechanizmów przyspieszenia cząstek na Słońcu, w powłokach supernowych i w innych obszarach Wszechświata jest jeszcze dalekie od wyjaśnienia. Tym niemniej można wskazać na szereg możliwości, które posiadamy w tym względzie. Z jednym wyjątkiem: z przyspieszeniem w falach uderzeniowych o wzrastającej amplitudzie, wszystkie znane realne mechanizmy przyspieszenia cząstek naładowanych w kosmosie są tak czy inaczej związane z działaniem indukcyjnego pola elektromagnetycznego, które powstaje przy narastaniu pola magnetycznego.

Najprostszy mechanizm elektromagnetyczny jest przyspieszenie beta-tronowe: w tym przypadku przyspieszenie jest uwarunkowane narastaniem

w czasie jednorodnego (albo quasi-jednorodnego) pola magnetycznego. W warunkach kosmicznych, nie mówiąc o gwiazdach, nie spotykamy się na ogół ze znacznym i długotrwałym narastaniem pola magnetycznego<sup>24</sup>. W związku z tym na dużą uwagę zasługuje możliwość przyśpieszenia, związana ze zderzeniami cząstki z poruszającymi się niejednorodnościami pola magnetycznego. Przy takim zderzeniu (rys. 15) przyśpieszenie cząstki jest ostatecznie spowodowane



Rys. 15. Zderzenie się cząstki kosmicznej z ruchomą niejednorodnością pola magnetycznego. Pole magnetyczne w obszarze zakreskowanym (w chmurze gazowej), poruszającym się z prędkością  $u$ , skierowane jest prostopadle do płaszczyzny rysunku (poza tym obszarem pola nie ma); a) zderzenie realne, b) zderzenie „równoznaczne“

indukcyjnym polem elektrycznym, które powstaje przy ruchu mas gazowych w „zamrożonym“ polu magnetycznym<sup>25</sup>. Można jednak nie rozpatrywać samego procesu zderzenia, uwzględniając jedynie jego rezultat.

W tym celu wystarczy posłużyć się prawami zachowania energii i pędu. (Istotnie, właśnie tak postępujemy i przy rozpatrywaniu dowolnych innych zderzeń, na przykład uderzenia kulki stalowej o płytkę metalową lub kamienną; w tym przypadku kulka w czasie samego zderzenia zagłębia się nieco w płytkę, jak to widać na rys. 15a). Można przewidzieć, że realne zderzenie (rys. 15a) zamienia się (z punktu widzenia rezultatu końcowego) na równoważne odbiciu cząstki od nieprzenikliwej ścianki, i poruszanie się jej z taką samą prędkością (rys. 15b).

Z praw zachowania wynika, że przy zderzeniu zmiana  $\Delta E$  całkowitej energii cząstki wynosi

$$\Delta E = -\frac{2E}{c^2} (uv), \quad (13)$$

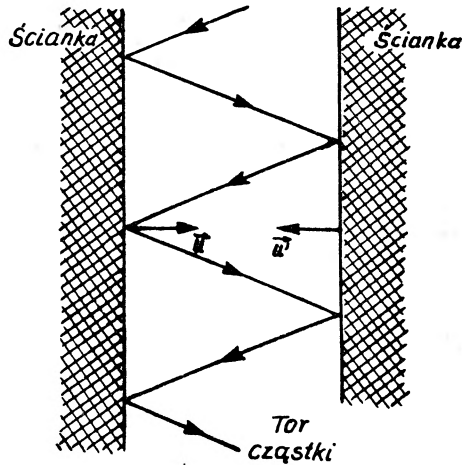
gdzie  $v$  jest prędkością cząstki przed zderzeniem, zaś  $u \ll v$  (przy obliczeniu korzysta się również z faktu, że energia cząstki jest znikomo mała w porównaniu z energią kinetyczną ścianki). Ze wzoru (13) wynika na przykład, że przy dowolnym zderzeniu cząstki z poruszającą się naprzeciw niej ścianką energia

<sup>24</sup> Na Słońcu i gwiazdach przy powstawaniu plam jak również i dla tak zwanych gwiazd magnetycznych, mechanizm betatronowy może być bardzo istotny. Tu interesują nas jednak w pierwszej kolejności inne warunki (powłoki supernowych itd.)

<sup>25</sup> Przy ruchu ośrodka przewodzącego, którym właśnie jest zjonizowany gaz międzygwiazdowy, w układzie odniesienia związanym z ośrodkiem, praktycznie nie ma pola elektrycznego, jeżeli przy tym istnieje pole magnetyczne o natężeniu  $H$ , a ośrodek porusza się z prędkością  $u$  w stosunku do interesującego nas układu odniesienia, to w tym układzie odniesienia występuje pole elektryczne o natężeniu  $E = -1/c [uH]$  (biorąc pod uwagę, że  $u \ll c$ ).

cząstek o  $\Delta E = \frac{2E}{c^2} uv$  (dla cząstki nierelatywistycznej jej całkowita energia  $E \cong Mc^2$  i  $\Delta E \cong 2Muv$ ).

Przypuśćmy teraz, że są dwie „ścianki“, poruszające się naprzeciw siebie. Rolę takich ścianek w warunkach kosmicznych mogą spełnić fronty magneto-hydrodynamicznych fal udarowych albo masy gazu, niosące fale magnetyczne. Cząstka naładowana, która trafiła w przestrzeni między ściankami (rys. 16)

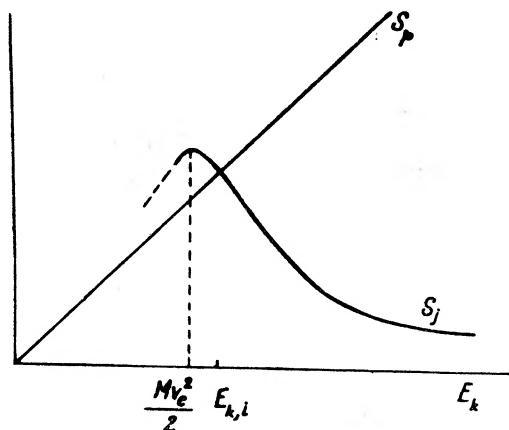


Rys. 16. Przyspieszanie między ściankami poruszającymi się naprzeciw siebie (prędkość ścianek  $u$  i  $u'$ )

będzie przyspieszana tak długo, dopóki nie opuści układu albo dopóki ścianki nie zbliżą się na odległość, porównywalną z promieniami krzywizny toru cząstki w polu magnetycznym ścianek. Pełny przyrost energii cząstki równa się oczywiście zmianie energii przy jednym zderzeniu pomnożonym przez liczbę zderzeń. Taki jest mechanizm systematycznego przyspieszenia cząstek w poruszającym się ośrodku, zawierającym pola magnetyczne. Mechanizm ten jest stosunkowo bardzo efektywny (przyspieszenie jest proporcjonalne do  $u/c$  i na przykład przy  $u = 3000$  km/sek. energia cząstki relatywistycznej podwaja się w rezultacie  $n = c/2u = 50$  zderzeń).

Systematyczne przyspieszenie nie może trwać długo: po pewnym czasie ścianki się zjedną. Dlatego w warunkach kosmicznych, mówiąc ogólnie, dużą rolę odgrywa tak zwane przyspieszenie statystyczne. Przy statystycznym przyspieszeniu cząstka doznaje tak zderzenia „naprzeciw“, jak i zderzenia „w pogoni“, kiedy energia cząstki maleje. Jednak zderzenia pierwszego typu są średnio bardziej prawdopodobne i średnio energia cząstki rośnie, z tym że wzrost jest proporcjonalny do  $u^2/c^2$  a nie do  $u/c$ . Naturalnie, prędkość narastania energii w tym przypadku jest mniejsza (przypominamy, że  $u/c \ll 1$ ), ale ten proces przyspieszania może trwać bardzo długo (okres przyspieszania określa się czasem ucieczki cząstki z obszaru poruszających się mas gazowych albo czasem istnienia burzliwych ruchów w powłoce gwiazdy itp.).

W przypadku wybuchu gwiazd supernowych, i następującego po nim poszerzania się ich powłok, szczególnie procesu przyspieszenia są jeszcze niejasne. Jest to zrozumiałe, jeżeli się uwzględni, że bardzo mało wiemy o przebiegu samego wybuchu gwiazdy i o formowaniu się powłoki. Można jedynie na pewno powiedzieć, że w powłokach występują wszystkie czynniki potrzebne do przyspieszenia: ruchome masy gazów, pole magnetyczne i dostatecznie szybkie cząstki.

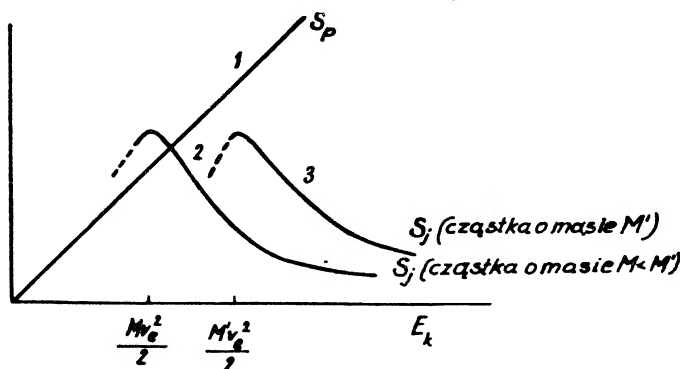


Rys. 17. Prędkość strat jonizacyjnych  $S_j$  i prędkość wzrostu energii wskutek przyspieszenia  $S_p$  w zależności od energii kinetycznej cząstki  $E_k$

Ostatni warunek związany jest z istnieniem energii iniekcji. Zagadnienie sprowadza się do tego, że nawet przy obecności mechanizmów przyspieszających cząstka może nie zwiększać swojej energii w związku z przewagą mechanizmów hamujących. Do liczby tych ostatnich zaliczają się w pierwszym rzędzie straty jonizacyjne — podczas ruchu cząstka naładowana traci swą energię na jonizację danego ośrodka. Te straty występują również w ośrodku całkowicie zjonizowanym — energia cząstki idzie w tym przypadku, mówiąc ogólnie, na „rozpychanie“ cząstek ośrodka. Wobec tego, terminu „straty jonizacyjne“ nie należy rozumieć dosłownie. Jak to pokazuje rysunek 17 prędkość strat jonizacyjnych  $S_j$  (wielkość strat w jednostce czasu) zależy od energii kinetycznej cząstki  $E_k$ .

Straty osiągają maksimum przy prędkości cząstki  $v$ , równej w przybliżeniu prędkości  $v_e$  elektronów ośrodka, w którym porusza się cząstka (energia kinetyczna  $E_{k,max}$  cząstki, przy której straty są maksymalne, równa jest w przybliżeniu  $Mv_e^2/2$ ). Prędkość narastania energii w rezultacie działania mechanizmów przyspieszających  $S_p$  rośnie zwykle monotonicznie ze wzrostem  $E_k$ . W prostym przypadku prędkość ta jest proporcjonalna do  $E_k$ , jak to przyjęto na rysunku 17. Krzywe  $S_j$  i  $S_p$  na rys. 17 przecinają się w punkcie, któremu odpowiada pewna energia  $E_{k,i}$ . Wartość tę właśnie nazywamy energią iniekcji — przyspieszenie zachodzi jedynie wtenczas gdy cząstka w jakiś sposób otrzymała na początku energię  $E_k$ , wyższą od  $E_{k,i}$ . Istnieje jednak jeden ważny wyjątek

do tego prawa: cząstka może być przyspieszona bez iniekcji (bez wstępnego rozpędzania) jeżeli krzywa  $S_p$  przechodzi nad maksimum krzywej  $S_j$  (patrz krzywe 1 i 3 na rys. 18). Dla cząstki (jonu) o określonym ładunku krzywe strat  $S_j$  przesuwają się w prawo, w miarę wzrostu masy cząstki  $M$ .



Rys. 18. Cząstka dostatecznie ciężka może być przyspieszana bez iniekcji (krzywe 1 i 3). Dla cząstek lżejszych iniekcja (przyspieszenie wstępne) jest już konieczna (krzywe 1 i 2)

Jest to zupełnie zrozumiałe: straty są maksymalne przy  $v \simeq v_e$ , tj. przy  $E_{k,max} \simeq Mv_e^2/2$ . Stąd wynika wniosek, który może mieć fundamentalne znaczenie z punktu widzenia zagadnienia przyspieszania promieni kosmicznych. Są możliwe warunki, i im właśnie odpowiada rysunek 18., kiedy dla cząstek lżejszych jest potrzebna iniekcja, a dla cząstek cięższych nie. W podobnych warunkach będzie zachodzić przede wszystkim przyspieszenie cząstek ciężkich i w konsekwencji promienie kosmiczne powinny zawierać w zasadzie jądra ciężkie. Nadto są podstawy do przypuszczenia, że warunki sprzyjające przyspieszeniu wyłącznie jąder ciężkich nie są wyjątkiem, lecz regułą. Właśnie na tej drodze można oczekiwać wyjaśnienia faktu istnienia w promieniowaniu kosmicznym bardzo wielkiej ilości jąder ciężkich.

### Zakończenie

Czego można oczekiwać od dalszych badań promieniowania kosmicznego w pobliżu Ziemi i w kosmosie?

Jest wątpliwe, czy próba odpowiedzi na to pytanie — pomimo że jest ono często zadawane — byłaby rozsądna: najbardziej interesującymi okażą się prawdopodobnie właśnie nieoczekiwane rezultaty przyspanych badań. Z drugiej strony, można bez większych wahań wskazać szereg zagadnień, które koniecznie wymagają odpowiedzi. W dziedzinie badań pierwotnych promieni kosmicznych w pobliżu Ziemi najbardziej istotne byłoby:

1. Zmierzyć strumienie elektronów i pozytonów, a także promieni  $\gamma$ . Jeżeli w strumieniu pierwotnych promieni kosmicznych w pobliżu Ziemi występują w przybliżeniu w jednakowej ilości elektrony i pozytony, to wtórne pochodzenie tych cząstek — tj. ich powstawanie w rezultacie rozpadu  $\pi^\pm \rightarrow$



$\rightarrow \mu^\pm \rightarrow e^\pm$ , a nie bezpośrednio przez przyśpieszenie w gazie zjonizowanym, nie zawierającym pozytonów — nie ulegałyby wątpliwości.

2. Jest rzeczą istotną dokładnie ustalić skład chemiczny promieni kosmicznych w zakresie energii niezbyt dużych.

3. Wyjaśnić, chociaż z grubsza, jaki jest skład chemiczny promieni kosmicznych o bardzo wysokich energiach.

4. Określić z dużą dokładnością widmo energetyczne promieni kosmicznych o energii  $E > 10^{14} - 10^{15}$  eV. Zmierzyć współczynnik anizotropii przy różnych energiach.

Metody radioastronomiczne i astrofizyczne pozwalają, jak można sądzić, otrzymać nowe albo bardziej pełne i dokładne informacje o promieniach kosmicznych w powłokach gwiazd supernowych, w spirali galaktycznej i halo, w innych galaktykach i w przestrzeni międzygalaktycznej. Ostatni moment, wydaje się, jest bardzo ważny w zagadnieniu wyjaśnienia roli promieni kosmicznych w granicach całej Metagalaktyki. Tu zagadnienie powstawania i ewolucji promieni kosmicznych przeplata się już z kosmologią. To samo można również powiedzieć i o naturze radiogalaktyk.

Do liczby źródeł informacji o promieniach kosmicznych można zaliczyć również analizę teoretyczną mechanizmów przyśpieszenia cząstek, wybuchów gwiazd supernowych i rozszerzenia się ich powłok oraz zagadnienie ewolucji galaktyki. Gwałtowny rozwój techniki eksperymentalnej (m. in. wykorzystanie satelitów, rakiet i gigantycznych radioteleskopów) jak również postęp astrofizyki teoretycznej, nie pozostawiają wątpliwości, że już w najbliższych latach wiele z tych zadań zostanie w zasadzie rozwiązanych.

Tłumaczył Michał Massalski

#### Literatura

Artykuł ten jest obliczony na szeroki krąg czytelników i w związku z tym, nie podaje się odnośników do literatury fachowej. Historia rozwoju promieni kosmicznych, szczególnie w ZSRR, naświetlona została w książce Dobrotina [1]. Podstawowe zagadnienia przedstawione w artykule, są rozpatrzone szczegółowo w artykułach Ginzburga oraz Ginzburga i współprac. [2,3].

- [1] N. A. Dobrotin, *Kosmiczeskije łuczi*, M., Gostiechizdat, 1954.
- [2] W. L. Ginzburg, *UFN* **62**, 37 (1957) (patrz również w zbiorze *Fizika elementarnych cząstek i kosmiczeskich łuczey*, M., IL, 1960, str. 329).
- [3] W. L. Ginzburg i S. I. Syrowatskij, *UFN* **71**, 411 (1960).
- [4] W. L. Ginzburg, L. W. Kurnosowa, L. A. Razorenow i M. I. Fradkin, *Iskustwiennyye sputniki Ziemi*, Nr 13 (1962), M., Izd. AN SSSR. *Issledowanije jadier w kosmiczeskich łuczach na sputnikach*.
- [5] L. I. Dorman, *Wariaciji kosmiczeskich łuczey*, M., Gostiechizdat, 1957; L. I. Dorman i J. L. Feinberg, *UFN* **59**, 189 (1956).
- [6] *Trudy Mieżdunarodnoj konfierencyi po kosmiczeskim łuczam*, t. I—IV, M., Izd. AN SSSR (1960).
- [7] W. W. Żelezniakow, *UFN* **64**, 113 (1958). *Radioizłuczenije solnca i planiet*.
- [8] I. S. Szkłowski, *Kosmiczeskoje radioizłuczenije*, M., Gostiechizdat, 1956.
- [9] Van de Cholst, *UFN* **73**, 169 (1961). *Strojenije Galaktiki i izłuczenije na wolnie 21 cm*.
- [10] S. B. Pikelner, *Fizika Mieżzwiezdnoj sriedy*, M., Izd. AN SSSR, 1959.

*Andrzej Deloff*

Instytut Badań Jądrowych  
Warszawa

## Anomalie progowe w zderzeniach niesprężystych

### 1. Wstęp

W 1948 r. Wigner [1] pracując nad teorią zderzeń zauważył, że całkowity przekrój czynny na rozproszenie elastyczne posiada nieskończoną pochodną w punkcie będącym progiem dla innego, niesprężystego rozproszenia. Krzywa przekroju czynnego tworzy w tym punkcie ostry ząb, lub ma kształt zaokrąglonego schodka. Sam autor raczej zlekceważył istnienie takiego efektu, przypuszczając, że jest on zbyt mały, by mógł mieć jakąkolwiek wartość praktyczną. Dopiero w 10 lat później Baż [2], [3], a potem Newton [4], [5] pokazali, że efekt ten może być źródłem wielu cennych informacji dotyczących zarówno samych produktów reakcji, jak też i dynamiki procesu zderzeniowego. W ciągu ostatnich trzech lat problem ten został gruntownie na nowo przebadany [6]—[13], a płynące stąd wnioski i propozycje dla doświadczeń są bardzo bogate. Najważniejszą z tych propozycji jest możliwość wyznaczenia parzystości cząstek elementarnych poprzez analizę efektów progowych w reakcjach, w których biorą one udział. Od dwu lat prowadzone są również szeroko prace doświadczalne, a dane, którymi obecnie dysponujemy, potwierdzają niezbitnie istnienie charakterystycznych „zębów“ w krzywych przekrojów czynnych. Obserwacje tych subtelnych efektów stały się możliwe dopiero teraz, dzięki znacznemu ulepszeniu metod doświadczalnych. W niniejszym artykule chcemy podać elementy teorii zjawisk progowych oraz przegląd ważniejszych rezultatów badań, zarówno teoretycznych jak i doświadczalnych w tej dziedzinie.

### 2. Teoria elementarna

Teorię efektu progowego przedstawimy poczynając od najprostszego przypadku reakcji, w której dwie cząstki w stanie początkowym przechodzą w dwie cząstki w stanie końcowym. Zakładamy, że wszystkie te cząstki nie posiadają spinu oraz że nie ma między nimi oddziaływania kulombowskiego. Dla prostoty interesować się będziemy rozproszeniem elastycznym w małym przedziale energii, w którym otwarty jest tylko jeden kanał, na proces nieelastyczny.

Innymi słowy mamy do czynienia z rozproszeniem elastycznym

$$a + b \rightarrow a + b \quad (\alpha)$$

w pobliżu progu na reakcję

$$a + b \rightarrow c + d. \quad (\beta)$$

Inne reakcje — zakładamy — są w rozpatrywanym przedziale energii niemożliwe. Przekrój czynny na reakcję ( $\beta$ ) wyraża się wzorem

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\alpha \rightarrow \beta} = \frac{2\pi}{v} |\langle \Phi_\beta | T | \Phi_\alpha \rangle|^2 \frac{k^2}{(2\pi)^3} \frac{dk}{dE}, \quad (1)$$

gdzie:  $v$  — względna prędkość cząstek  $a$  i  $b$ ,  $k$  — pęd końcowy cząstek  $c$  i  $d$  w układzie środka masy,  $dk/dE = \mu/k$ , gdzie  $\mu$  — masa zredukowana cząstek  $c$  i  $d$ , Funkcje  $\Phi_\alpha$  i  $\Phi_\beta$  oznaczają funkcje falowe stanu początkowego i końcowego,  $T$  — macierz przejścia dla reakcji ( $\beta$ ). W pobliżu progu na reakcję ( $\beta$ ) dla bardzo małych  $k$  za funkcję falową stanu końcowego możemy przyjąć

$$\Phi_\beta = e^{i\vec{k}\vec{r}} \sim \sum_l (ikr)^l (2l+1) P_l(\cos\theta),$$

gdzie

$$\vec{k}\vec{r} = kr \cos\theta,$$

a zatem

$$\langle \Phi_\beta | T | \Phi_\alpha \rangle \sim k^l. \quad (2)$$

Dla małych  $k$  dominuje stan  $S$  i możemy położyć  $\langle \Phi_\beta | T | \Phi_\alpha \rangle \sim \text{const}$ . Przekrój czynny (1) proporcjonalny będzie do  $k$ , czyli

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\alpha \rightarrow \beta} \sim k = \sqrt{2\mu(E-E_0)}, \quad (3)$$

gdzie  $E_0$  jest energią progową.

Przekrój czynny (1) zaczyna się w  $E_0$  raptownie i ma w tym punkcie nieskończoną pochodną. Jak się później przekonamy, przebieg taki w pobliżu progu został całkowicie potwierdzony przez doświadczenie. Fakt, że  $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\alpha \rightarrow \beta}$  rozpoczyna się tak raptownie, ma również wpływ na rozproszenie elastyczne ( $\alpha$ ). Przy energii, dla której „otwiera się” kanał ( $\beta$ ), wychodząca wiązka doznaje nagle osłabienia, gdyż część cząstek ubywa z wiązki padającej dając reakcję ( $\beta$ ). Zasada zachowania ilości cząstek wiąże oba procesy i nagle otwarcie kanału ( $\beta$ ) zostaje wyraźnie uwidocznione na energetycznej zależności przekroju czynnego reakcji ( $\alpha$ ). Matematycznym wyrazem zasady zachowania ilości cząstek jest unitarność macierzy  $S$ . Zależność macierzy  $S$  od energii w pobliżu progu dla kanału ( $\beta$ ) znamy; korzystając z unitarności możemy więc podać, jaka będzie ta zależność dla kanału ( $\alpha$ ). Na mocy (1) i (2) możemy napisać

$$|S_{\alpha \rightarrow \beta}^l|^2 = a_l k^{2l+1}, \quad \text{gdzie} \quad a_l > 0.$$

Warunek unitarności daje

$$|S_{\alpha \rightarrow \beta}|^2 + |S_{\alpha \rightarrow \alpha}|^2 = 1,$$

a zatem dla małych  $k$

$$|S_{\alpha \rightarrow \alpha}^l|^2 = [1 - a_l k^{2l+1}]^{1/2} \cong 1 - \frac{1}{2} a_l k^{2l+1},$$

czyli

$$S_{\alpha \rightarrow \alpha}^l = e^{2i\delta_l(k)} (1 - \frac{1}{2} a_l k^{2l+1}), \quad (4)$$

gdzie  $\delta_l(k)$  jest rzeczywistą funkcją  $k$ .

Wyrażenie (4) jest słuszne dla  $E \geq E_0$ ; dla  $E \leq E_0$ ,  $k$  dane wzorem (3) staje się urojone. Zbadamy obecnie zależność  $S_{\alpha \rightarrow \alpha}^l$  od  $E$  dla  $E \leq E_0$ . Ograniczymy się tutaj małym przedziałem  $E$  dookoła  $E_0$ , w którym można zadowolić się liniowym przybliżeniem w  $k$ . Poniżej progu kanał ( $\beta$ ) jest zamknięty i  $|S_{\alpha \rightarrow \alpha}|^2 = 1$  jest warunkiem unitarności dla  $E \leq E_0$ . Zamieniając  $k \rightarrow i|k|$  warunek ten daje  $|e^{2i\delta_l}|^2 \cong 1$ , a zatem również i w tym obszarze  $\delta_l$  jest rzeczywiste.

Aby  $\delta_l$  mogło być rzeczywiste dla urojonych  $k$ , musi być ono parzystą funkcją  $k$  i w rozwinięciu na szereg nie zawierać pierwszej potęgi  $k$ . Zachowując jedynie liniowe człony mamy w otoczeniu  $k = 0$

$$S_{\alpha \rightarrow \alpha}^l = \begin{cases} e^{2i\delta_0(0)} (1 - \frac{1}{2} a_l k), & l = 0 \\ e^{2i\delta_l(0)}, & l > 0. \end{cases} \quad (5)$$

Dla  $E \leq E_0$  kładziemy w (5)  $k \rightarrow i|k| = i\sqrt{2\mu(E_0 - E)}$ . Podstawiając (5) do zwykłego wyrażenia na amplitudę rozproszeniową  $f(\theta)$

$$f(\theta) = \frac{1}{2ip} \sum_l (2l+1)(S_l - 1) P_l(\cos \theta), \quad (6)$$

otrzymujemy

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left| f_0(\theta) - \left( \frac{1}{i} \right) \frac{|k|}{4pi} a e^{2i\delta_0} \right|^2 = \left. \frac{d\sigma}{d\Omega} \right|_0 - \frac{a|k|}{2p} \begin{pmatrix} Im \\ Re \end{pmatrix} f_0^* e^{2i\delta_0}, \quad (7)$$

gdzie symbolem  $\begin{pmatrix} a \\ b \end{pmatrix}$  oznaczać będziemy odtąd wartość  $\begin{pmatrix} \text{powyżej} \\ \text{poniżej} \end{pmatrix}$  progu;  $f_0$  i  $\left. \frac{d\sigma}{d\Omega} \right|_0$  są amplitudą i przekrojem czynnym dla energii równej energii progowej. Kładąc amplitudę  $f(\theta)$  w postaci  $f(\theta) = \sqrt{\frac{d\sigma}{d\Omega}} e^{i\chi(\theta)}$  możemy napisać:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \begin{cases} \left. \frac{d\sigma}{d\Omega} \right|_0 - \frac{a}{2p} \sqrt{\left. \frac{d\sigma}{d\Omega} \right|_0} \sqrt{2\mu(E - E_0)} \sin(2\delta_0 - \chi), & E \geq E_0 \\ \left. \frac{d\sigma}{d\Omega} \right|_0 - \frac{a}{2p} \sqrt{\left. \frac{d\sigma}{d\Omega} \right|_0} \sqrt{2\mu(E_0 - E)} \cos(2\delta_0 - \chi), & E_0 \geq E. \end{cases} \quad (8)$$

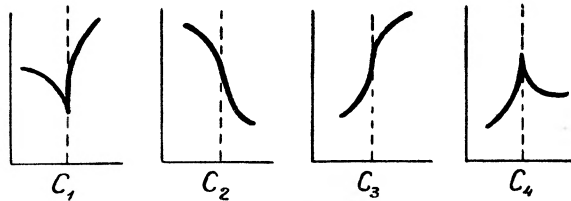
Ze wzorów (8) widać, że pochodna  $d\sigma/d\Omega$  w punkcie  $E = E_0$  jest nieskończona. Wykres funkcji (8) może mieć kształt ostrego zęba lub schodka w zależności

od tego, jakie wartości przyjmuje faza  $2\delta_0 - \chi$ . Cztery istniejące tu możliwości podane są na rys. 1.

Wykonując w (8) elementarne całkowanie po kątach otrzymujemy całkowity przekrój czynny

$$\sigma_t = \begin{cases} \sigma_0 - \frac{2\pi a k}{p^2} \sin^2 \delta_0, & E \geq E_0 \\ \sigma_0 - \frac{2\pi a |k|}{p^2} \sin \delta_0 \cos \delta_0, & E \leq E_0. \end{cases} \quad (9)$$

Całkowity przekrój czynny również zachowuje się „anomalnie“ w pobliżu progu. Spośród czterech możliwych typów anomalii danych na rys. 1 dwie są tutaj wykluczone, ze względu na to, że  $\sin^2 \delta_0 \geq 0$ . Kształt „anomalii“ całko-



Rys. 1. Cztery możliwe typy anomalii w przekroju czynnym w pobliżu progu na nową reakcję (Phys. Rev. 123, str. 1059 (1961))

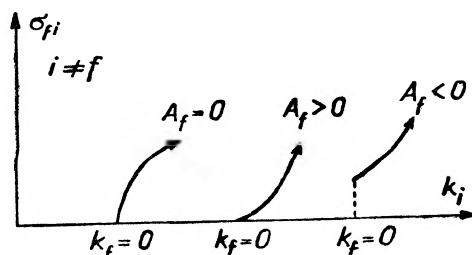
witego przekroju czynnego może mieć postać jedynie taką, jak na rys. 1a i 1d. Łatwo też dostrzec w tym wypadku sens fizyczny tej anomalii. W pobliżu progu następuje nagły spadek intensywności na skutek otwarcia nowego kanału, nie też dziwnego, że krzywa przekroju czynnego wykazuje tendencję spadkową (dla  $E > E_0$ ). Stanowi to jak gdyby kompensację parabolicznego wzrostu przekroju czynnego na reakcję w kanale ( $\beta$ ). Zbadajmy jeszcze zachowanie całkowitego przekroju czynnego  $\sigma_t = \sigma_e + \sigma_r$ , gdzie  $\sigma_r = \pi a k / p^2$ . Podstawiając do (9) mamy

$$\sigma = \begin{cases} \sigma_0 + \frac{\pi a k}{p^2} \cos 2\delta_0, & E \geq E_0 \\ \sigma_0 - \frac{\pi a |k|}{p^2} \sin 2\delta_0, & E \leq E_0. \end{cases} \quad (10)$$

W całkowitym przekroju czynnym możliwe są znowu wszystkie cztery typy anomalii, w zależności od tego, jaką ma wartość przesunięcie fazowe  $\delta_0(E_0)$ . Jeżeli rozproszenie w stanie  $S$  jest bardzo małe  $\delta_0 \approx 0$ , to przeważa w całkowitym przekroju czynnym paraboliczny wzrost  $\sigma_r$  i mamy do czynienia z anomalią 1b i 1c. Odwrotnie, jeżeli rozproszenie w stanie  $S$  jest duże  $\delta_0 \approx \pi/2$ , zmniejszenie natężenia wiązki po otwarciu nowego kanału odegra rolę decydującą i dla  $E \geq E_0$  krzywa  $\sigma_r$  będzie malała 1a i 1d. Cząstki w reakcji ( $\beta$ ) produkowane są w stanie  $S$ . W zależności od tego, czy rozproszenie ( $\alpha$ ) w stanie  $S$  jest duże,

czy małe ( $\delta_0$  bliskie  $\pi/2$  lub 0), wpływ osłabienia wiązki po otwarciu kanału ( $\beta$ ) będzie również odpowiednio większy lub mniejszy. Pomiar anomalii progowej umożliwia bardzo dokładne wyznaczenie przesunięcia fazowego  $\delta_0$ . Już sama obserwacja typu anomalii określa wielkość  $\delta_0$ . Ma to ogromne znaczenie przy analizie fazowej, gdyż pozwala na usunięcie pojawiających się zwykle niejednoznaczności.

Wreszcie jeszcze jedna własność. Przekrój czynny na elastyczne rozproszenie zależy od stałej  $a$  określającej wielkość oddziaływania reakcji ( $\beta$ ). Badając anomalie progowe dla rozproszenia elastycznego ( $\alpha$ ) można otrzymać stałą  $a$ , a zatem i wyznaczyć przekrój czynny  $\sigma_r$  na reakcję ( $\beta$ ). Istnieją sytuacje, kiedy nie można ze względów technicznych dokonać wprost pomiaru  $\sigma_r$ , w tych więc

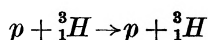


Rys. 2. Zachowanie się przekroju czynnego  $\sigma_r$  w pobliżu progu w przypadku a) braku oddziaływania kulombowskiego, b) w przypadku odpychania kulombowskiego, c) w przypadku przyciągania kulombowskiego (Suppl. Nuovo Cimento 20, str. 130 (1961))

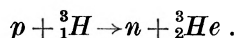
wypadkach anomalie progowe na rozproszenie elastyczne są jedynym źródłem informacji. Gdy parzystości w kanale ( $\alpha$ ) i ( $\beta$ ) są przeciwne i w reakcji parzystość jest zachowana, wtedy  $a = 0$ , czyli po prostu w reakcji ( $\beta$ ) przejście  $S \rightarrow S$  jest niemożliwe. Ze wzorów (8) i (9) widać, że pociąga to za sobą znikanie wszystkich efektów progowych. Tak więc istnienie lub nieistnienie efektu progowego może być źródłem informacji o parzystości cząstek biorących udział w reakcji.

Uwzględnienie efektu kulombowskiego w zasadniczy sposób zmienia jakościową stronę efektów progowych. Kiedy cząstki w stanie końcowym są naładowane, jako  $\Phi_\beta$  nie można brać fali płaskiej, lecz ścisłą kulombowską funkcję falową. Funkcja ta inaczej zachowuje się asymptotycznie dla małych  $k$ , a mianowicie pojawia się tam charakterystyczny czynnik Gamowa związany z pokonywaniem bariery kulombowskiej. Nie będziemy podawać tutaj dokładnych wzorów [9], ograniczając się do czysto jakościowych rozważań. Inne zachowanie asymptotyczne funkcji falowej  $\Phi_\beta$  powoduje, że w wypadku cząstek naładowanych  $\sigma_r$  nie ma już nieskończonej pochodnej dla  $E = E_0$  i sama krzywa przebiega również nieco inaczej. Na rys. 2 podane są przekroje czynne dla reakcji endotermicznej ( $\beta$ ), przy założeniu, że cząstki w stanie końcowym są naładowane. Oczywiście brak nieskończonej pochodnej dla  $\sigma_r$  przy  $E = E_0$  wpływa na znikanie wszystkich efektów progowych. Przekrój czynny na rozproszenie elastyczne jest w tym przypadku regularną funkcją energii również w pobliżu progu.

W niektórych, szczególnych przypadkach, pomimo „rozmywającego“ anomalie oddziaływania kulombowskiego mogą istnieć charakterystyczne dla efektów progowych maksima w przekroju czynnym. Siły kulombowskie odgrywają dużą rolę przy małych energiach, nie większych od energii pozwalającej na penetrację cząstek na odległość rzędu zasięgu sił jądrowych. Wartość tej energii  $\sim z_1 z_2 e^2 / R$  (gdzie  $R$  jest rzędu zasięgu sił jądrowych) wynosi dla cząstek elementarnych około 0,1 MeV. Oszacujmy teraz „szerokość“ anomalii. Ponieważ dla  $k$  spełniony jest warunek  $|k|R \ll 1$  „szerokość“ anomalii wyznaczają te energie, dla których  $\sqrt{2\mu|E-E_0|}R \ll 1$ . Dla  $\mu$  rzędu masy mezonu  $\pi$  „szerokość“ tę możemy przyjąć za równą około 10 MeV. Siły kulombowskie odgrywają tu rolę stosunkowo niewielką, jakkolwiek rozmywają one rzeczywiście efekt progowy, rozmycie to istnieje w bardzo małym zakresie energii dookoła wartości progowej. Zdolność rozdzielcza przyrządów rejestracyjnych jest o wiele gorsza, tak że w rzeczywistości wcale nie obserwujemy różnic w anomalii progowej cząstek naładowanych i nie naładowanych. Jest to naturalnie słuszne tylko w tych przypadkach, gdy „szerokość“ anomalii jest dużo większa od bariery kulombowskiej. W reakcjach jądrowych „szerokość“ anomalii jest rzędu 0,1 MeV, natomiast bariera kulombowska może być dużo większa niż 0,1 MeV. Wtedy efekt kulombowski niszczy w zupełności anomalie progowe. Doniesienia o obserwacjach eksperymentalnych efektów progowych pojawiły się po raz pierwszy w 1954 r. w reakcji [14]

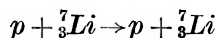


w pobliżu progu (energia progowa około 1 MeV) na reakcję

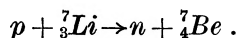


Z powodu dużych błędów autorzy nie byli jednak przekonani, czy obserwowane odstępstwa od monotonicznego zachowania się przekroju czynnego spowodowane są naprawdę przez efekty progowe.

Bardziej przekonujące dowody doświadczalne ukazały się w 1956 r. w dziedzinie wyższych niż poprzednio energii. Malmberg [15] obserwował elastyczne rozproszenie



w pobliżu progu (energia progowa około 2 MeV) na reakcję



Przekrój czynny przy energii progowej posiada ostre wzniesienie, wysokość którego stanowi 20% całego przekroju czynnego. Przyjmując zasięg oddziaływania  $\sim 10^{-12}$  cm można oszacować, że szerokość anomalii jest  $\ll 0,5$  MeV. Oszacowanie takie zgadza się z doświadczeniem. Szerokość z pomiarów Malm-

berga wynosi około 70 keV. Należy oczekiwać, że w dziedzinie wyższych energii efekty progowe wystąpią jeszcze wyraźniej ze względu na dużą szerokość anomalii.

### 3. Teoria ogólna

W poprzednim paragrafie pokazaliśmy, że obserwacja anomalii progowych może być źródłem wielu informacji. Najbardziej interesujące jednak wnioski otrzymuje się, gdy uogólnić teorię przez uwzględnienie efektów spinowych. Rachunki stają się wtedy dużo bardziej skomplikowane niż te, które podaliśmy powyżej. Z tego względu nie będziemy ich tu przeprowadzać szczegółowo, odsyłając Czytelnika do prac oryginalnych [5]—[9]. Ograniczymy się do podania podstawowych rezultatów i wniosków, które można z nich wyciągnąć.

Rozważać będziemy reakcję wielokanałową, literami  $\alpha, \beta, \gamma, \dots$  oznaczając będziemy poszczególne kanały. W każdym z tych kanałów mamy dwie cząstki, innymi słowy, interesujemy się tylko reakcjami dwucząstkowymi. Element macierzowy na przejście  $\beta \rightarrow \gamma$  w reprezentacji całkowitego spinu i rzutu na oś  $Z$  wyrazi się wzorem

$$\begin{aligned} \langle S' m'_s \gamma | M | S m_s \beta \rangle = \\ = \frac{2\pi}{p} \sum_{JLL'mm'} i^{L-L'} C(LSJ; m_1 m_s) C(L'S'J; m'_1 m'_s) Y_{Lm}^*(\vec{k}) Y_{L'm'}(\vec{k}') \times \\ \times \langle L'S'\gamma | T^J | LS\beta \rangle, \quad (11) \end{aligned}$$

gdzie:  $\langle L'S'\gamma | T^J | LS\beta \rangle$  — element macierzy  $T$  w reprezentacji  $JLSM$  ( $J$  — całkowity,  $L$  — orbitalny moment pędu,  $M$  — rzut  $\vec{J}$  na oś kwantowania),  $p$  — pęd początkowy,  $Y_{Lm}^*(\vec{k})$  zależy od kątów wyznaczających pęd początkowej  $\vec{k}$ ,  $Y_{L'm'}(\vec{k}')$  zależy od kątów pędu końcowego  $\vec{k}'$ ,  $C(LSJ; m_1 m_s)$  są współczynnikami Clebscha—Gordana w notacji Rose'a [16].

Powiązemy teraz reakcję  $\beta \rightarrow \gamma$  z dwiema reakcjami progowymi, endotermiczną  $\beta \rightarrow \alpha$  oraz egzotermiczną  $\alpha \rightarrow \gamma$ . Przez  $k$  będziemy oznaczać obecnie pęd w kanale  $\alpha$ , przy czym amplituda  $M_{\beta \rightarrow \alpha} \sim k^{1/2}$ , natomiast  $M_{\alpha \rightarrow \gamma} \sim k^{-1/2}$  (z ostatniej z tych reakcji otrzymuje się dla przekroju czynnego znane prawo  $1/v$ ). Amplituda dla reakcji  $\beta \rightarrow \gamma$  dla przedziału energii w małym otoczeniu progu reakcji  $\beta \rightarrow \alpha$  zależeć będzie liniowo od  $k$ . Ograniczamy się tu tak małym przedziałem energii, gdzie przybliżenie to jest adekwatne, wyrazy wyższego rzędu w  $k$  i tak nie są interesujące, ponieważ nie dają żadnych przyczynków do efektów progowych. Ostatecznie  $M_{\beta \rightarrow \gamma} \cong A + kB + \dots$ , gdzie  $A$  i  $B$  są pewnymi stałymi, macierzowymi współczynnikami, nie zależącymi od energii. Warunek unitarności wiąże ze sobą amplitudy dla kanałów  $\alpha, \beta, \gamma$  i pozwala na wyznaczenie stałych  $A$  i  $B$ . Otrzymuje się wtedy relację analogiczną do wzoru (4)



dla cząstek bezspinowych, która posiada obecnie następującą, bardziej złożoną postać:

$$\langle L''S''\gamma | T^J | L'S'\beta \rangle = \langle L''S''\gamma | T^J | L'S'\beta \rangle_0 - \frac{1}{2} |k| \left( \frac{1}{i} \right) \langle L''S''\gamma | T^J | 0S\alpha \rangle \langle 0S\alpha | T^J | L'S'\beta \rangle \quad (12)$$

gdzie przez  $_0$  oznaczyliśmy wartość elementu macierzowego dla energii równej energii progowej. Cząstki w kanale  $\alpha$  produkowane są tylko w stanie  $S$  (reakcja progowa), dzięki czemu  $J = S$ , całkowity moment pędu  $J$  równa się sumarycznemu spinowi w kanale  $\alpha$ .

Ze względu na zasadę zachowania  $J$ , jak widać ze wzoru (12) tylko stany z  $J = S$  otrzymują przyczynę zależny od  $k$ . Wstawiając (12) do (11), widać, że stała  $A$  jest po prostu amplitudą  $M_{\beta \rightarrow \gamma}$ , wziętą przy  $E = E_0$ ,  $B$  zaś jest przyczynkiem do amplitudy pochodzącym od stanów, dla których  $J = S$ . Orbitalne momenty  $L''$  i  $L'$  członu dającego wkład do efektu progowego określone są przez parzystości w kanałach  $\alpha, \beta, \gamma$ . To właśnie stwarza możliwość wyznaczania parzystości cząstek drogą obserwacji anomalii progowych. Różnym parzystościom odpowiadać będą różne momenty orbitalne, a zatem inna zależność członu anomального od kąta rozproszenia. Zilustrujemy to na konkretnych przykładach w następnym paragrafie. Na razie podamy tylko, jak otrzymać przekroje czynne i polaryzacje. Jeżeli cząstki w stanie początkowym są nie spolaryzowane i mają spiny  $S_1$  i  $S_2$ , przekrój czynny wyrazi się

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{(2s_1 + 1)(2s_2 + 1)} T_r(MM^+) . \quad (13)$$

Wprowadzając operatory spinowe  $\vec{S}_1$  i  $\vec{S}_2$  polaryzacja cząstek w stanie końcowym przy nie spolaryzowanej wiązce początkowej dana jest przez

$$\vec{P}_i = T_r(M\vec{S}_iM^+) / T_r(MM^+) . \quad (14)$$

#### 4. Wyznaczenie parzystości względnej $\Sigma A$

W ciągu ostatnich dwu lat największym zainteresowaniem spośród zjawisk progowych cieszy się reakcja produkcji  $\pi^- + p \rightarrow A + K^0$  w pobliżu progu na produkcję  $\Sigma^0 + K^0$ . Jeszcze w 1958 r. Baż i Okuń [3] zbadali tę reakcję i stwierdzili, że można przy jej pomocy podać test doświadczalny na wyznaczenie parzystości względnej  $P_{\Delta\Sigma}$ . (Parzystość względną  $P_{\Delta N}$  przyjmować będziemy za dodatnią, zgodnie z ogólnie przyjętą konwencją). Odtworzymy tu argumenty tych autorów, posługując się ogólnym formalizmem wyprowadzonym w poprzednim paragrafie.

Kanały  $\alpha, \beta, \gamma$  oznaczać będą obecnie odpowiednio następujące pary  $\Sigma K, \pi p, \Lambda K$ . Spin w kanale  $\alpha$  równy jest  $\frac{1}{2}$ , a zatem efekt progowy wystąpi dla

amplitud z  $J = \frac{1}{2}$ . Jeżeli parzystość  $P_{A\Sigma}$  jest dodatnia, reakcjom  $\beta \rightarrow a$  i  $a \rightarrow \gamma$  odpowiadają przejścia  $S_{1/2} \leftrightarrow S_{1/2}$ , natomiast dla  $P_{A\Sigma}$  ujemnego mają miejsce odpowiednio przejścia  $P_{1/2} \rightarrow S_{1/2}$  i  $S_{1/2} \rightarrow P_{1/2}$ . W rezultacie dla reakcji  $\pi + p \rightarrow A + K$  w pierwszym przypadku amplituda  $S_{1/2} \rightarrow S_{1/2}$  otrzymuje anomalny przyczynek, podczas gdy w drugim przypadku anomalia ma miejsce w przejściu  $P_{1/2} \rightarrow P_{1/2}$ . Macierz przejścia w reprezentacji, w której  $\vec{\sigma}^2$  i  $\sigma_z$  są diagonalne, ma postać

$$M = g + f \vec{\sigma} \vec{k}' \cdot \vec{\sigma} \vec{k}, \quad (14)$$

gdzie  $\vec{k}'$  i  $\vec{k}$  są jednostkowymi wektorami o kierunku — odpowiednio — końcowej i początkowej wiązki. Funkcje  $g$  i  $f$  mają postać następującą

$$f = \sum_l [f^{(l-1)+} - f^{(l+1)-}] \frac{dP_l}{dx}$$

$$g = \sum_l [f^{l-} - f^{l+}] \frac{dP_l}{dx} \quad (15)$$

gdzie

$$x = \cos \theta, \quad f^{l\pm} = (1/2ip) \langle l\gamma | T^{l\pm \frac{1}{2}} | l\beta \rangle. \quad (16)$$

Przekrój czynny (13) dany jest przez

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = |g|^2 + |f|^2 + 2x \operatorname{Re} f^* g, \quad (17)$$

natomiast polaryzacja  $A$  wynosi  $\vec{P} = P\vec{n}$ , gdzie  $\vec{n}$  jest wektorem jednostkowym prostopadłym do  $\vec{k}'$  i  $\vec{k}$ , zaś  $P$  wyraża się następująco

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} P = 2(1-x^2)^{1/2} \operatorname{Im} f^* g. \quad (18)$$

Dla  $P_{A\Sigma}$  dodatniej amplituda  $S_{1/2}$  zawiera człon anomalny

$$f^{0+} = f_0^{0+} + \begin{pmatrix} i \\ -1 \end{pmatrix} |k| a, \quad (19a)$$

gdzie  $a$  jest kwadratem amplitudy  $A + K \rightarrow \Sigma + K$ . Natomiast dla  $P_{A\Sigma}$  ujemnego anomalne zachowanie przejawia amplituda  $P_{1/2}$

$$f^{1-} = f_0^{1-} + \begin{pmatrix} i \\ -1 \end{pmatrix} |k| a. \quad (19b)$$

Przez  $f_0^{\pm}$  oznaczać będziemy zawsze amplitudę wziętą w punkcie progowym. Wprowadzamy następujące wielkości określające efekty progowe

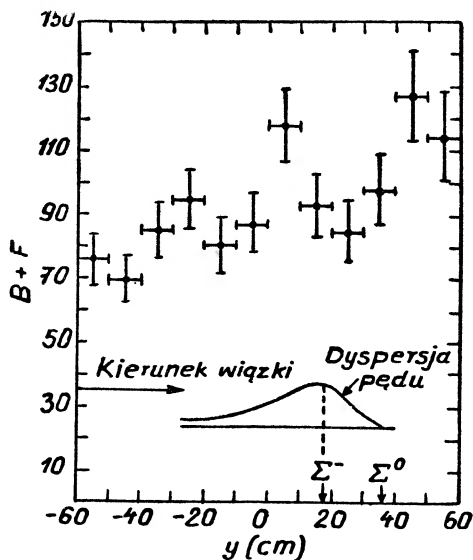
$$\frac{d\sigma}{d\Omega} - \left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_0 = 2\epsilon \quad (20)$$

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} P - \left( \frac{d\sigma}{d\Omega} P \right)_0 = 2(1-x^2)^{1/2} \delta. \quad (21)$$

Wyrażenia dla  $\rho$  i  $\delta$  w obu wariantach parzystości podajemy poniżej ( $\pm$  odnośną się do wariantu parzystości)

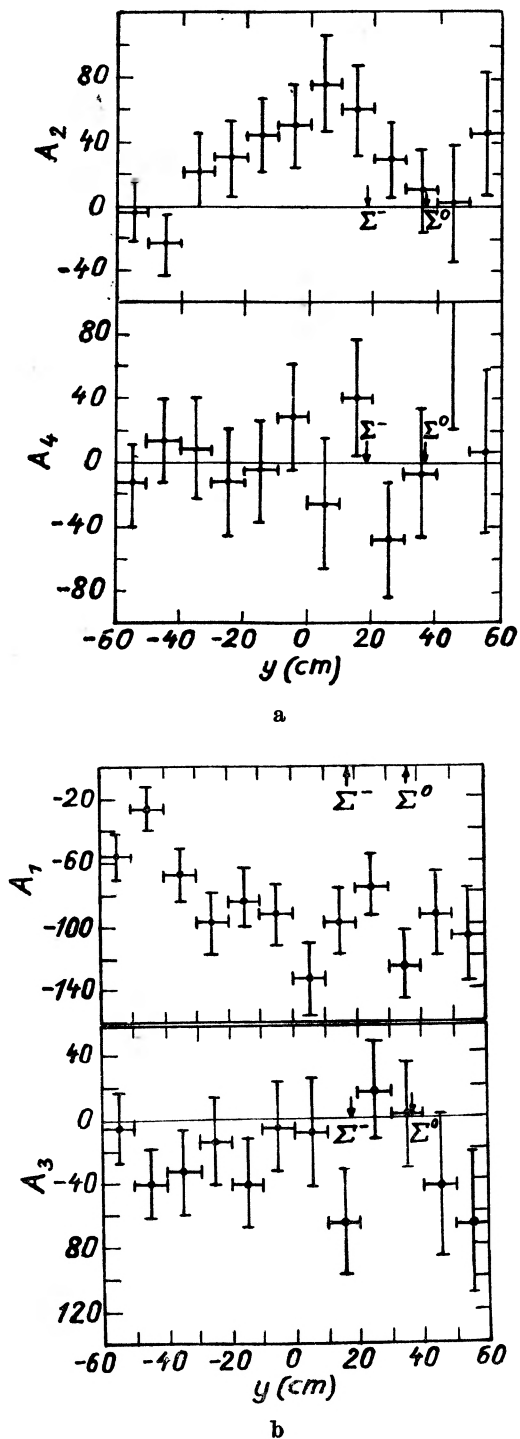
$$\begin{aligned} \rho_+ &= |k| \begin{pmatrix} \text{Im} \\ -\text{Re} \end{pmatrix} a^*(f_0 + xg_0); & \delta_+ &= -|k| \begin{pmatrix} \text{Re} \\ \text{Im} \end{pmatrix} a^*g_0 \\ \rho_- &= |k| \begin{pmatrix} \text{Im} \\ \text{Re} \end{pmatrix} a^*(g_0 + xf_0); & \delta_- &= |k| \begin{pmatrix} \text{Re} \\ \text{Im} \end{pmatrix} a^*f_0. \end{aligned} \quad (22)$$

Baż i Okuń [3] zakładają, że  $\Lambda K$  produkowane są w stanie  $S_{1/2}$  i  $P_{1/2}$ ,  $P_{3/2}$  a następnie pokazują, w jaki sposób  $\rho$  i  $\delta$  różnią się w obu wariantach parzystości.



Rys. 3. Całkowity przekrój czynny na reakcję  $\pi^- + p \rightarrow \Lambda + K^0$ ; dane pochodzą z Berkeley [19]. Do pomiarów użyto 72-calowej wodorowej komory pęcherzykowej. Wstępne pomiary wykazały, że przekrój czynny na produkcję  $\Sigma K$  rośnie parabolicznie i dla energii 15 MeV powyżej progu ustala się. Anomalie progowe w produkcji  $\Lambda K$  muszą również wystąpić w przedziale  $\pm 15$  MeV około progu. Przekrój czynny odłożono na rysunku w funkcji położenia w komorze, które dobrano tak, aby próg  $\Sigma K$  wypadł w środku komory. Odcinek 10 cm drogi w komorze odpowiada około 2,3 MeV. Strzałkami oznaczono progi na produkcję  $\Sigma^0$  i  $\Sigma^-$ . Całkowity przekrój czynny jest równy  $A_0$ , współczynnikowi przy  $P_0(\cos\theta)$  w  $\sigma(\theta)$  (Revs. Mod. Phys. 33, str. 443, fig. 11, (1961))

W rzeczy samej, zachowując jedynie najwyższą potęgę  $x$ , mamy w tym przypadku  $f \sim x$ ,  $g \sim 1$ , a zatem  $\rho_+ \sim x$ ,  $\delta_+ \sim 1$ , podczas gdy  $\rho_- \sim x^2$ ,  $\delta_- \sim x$ . Na to aby odpowiedzieć, jaka jest parzystość  $P_{\Lambda\Sigma}$ , należy stwierdzić, jaka jest w przekroju czynnym i w polaryzacji najwyższa potęgą  $\cos\theta$ , dla której występują efekty progowe. Jeżeli istnieją w przekroju czynnym wyrazy  $x^0, x^1, x^2$  wykazujące anomalne zachowanie, parzystość  $P_{\Lambda\Sigma}$  jest ujemna, jeżeli tylko wyrazy proporcjonalne do  $x^0, x^1$  są anomalne, parzystość jest dodatnia. Wszystko to naturalnie oparte jest na założeniu, że nie ma (na progu) stanów wyższych niż  $P$ . O słuszności tego założenia miało zadecydować doświadczenie. Doświadczenie prowadzone przez grupy z Columbia i Berkeley [18] wykazują, że w pobliżu progu przekrój czynny nie daje się opisać wielomianem drugiego stopnia w  $\cos\theta$ . Rysunki 3 i 4 pokazują zależności energetyczne współczynników  $A_i$  roz-



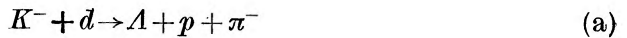
Rys. 4. Współczynniki  $A_1, A_2, A_3, A_4$ , przy  $P_1(\cos\theta), P_2(\cos\theta), P_3(\cos\theta)$  i  $P_4(\cos\theta)$  w rozwinięciu przekroju czynnego na wielomiany Legendre (to samo pismo str. 446, fig. 18 i fig. 19)

kładu przekroju czynnego na wielomiany Legendre. Dane pochodzą z doświadczeń wykonanych w Berkeley.  $A_0, A_1, A_2, A_3$  wydają się posiadać anomalie progowe,  $A_4$  jest tu w całym badanym zakresie energii bliskie 0 (w granicach błędów). Konieczne jest tutaj zwiększenie dokładności doświadczalnej. Pozornie obecność wyższych fal cząstkowych mało zmienia ogólne wnioski wynikające ze wzorów Bazia i Okunia (22). Autorzy ci nie uwzględnili jednak tzw. niejednoznaczności Minami [17], dobrze znanej w teorii rozproszenia  $\pi N$ . W reakcji produkcji  $\Delta K$  występuje również ta niejednoznaczność. Jak wynika ze wzorów (17), (18), przekrój czynny nie zmienia się przy transformacji  $f \rightarrow g$ ,  $g \rightarrow f$ , podczas gdy polaryzacja zmienia znak. Transformacja ta nie oznacza nic innego jak zamianę  $f^{l+} \rightarrow f^{(l+1)-}$  i  $f^{l-} \rightarrow f^{(l-1)+}$ . Przekrój czynny pozostaje więc ten sam dla dwu układów przesunięć fazowych, w których występują inne stany. Z samych rozkładów kątowych i polaryzacji nie można rozpoznać jednoznacznie, od jakich stanów pochodzi układ, a zatem w ogólności nie można jednoznacznie określić parzystości  $P_{\Delta\pi}$  w sposób proponowany przez Bazia i Okunia. Zmiana znaku polaryzacji nie odgrywa tu żadnej roli, ponieważ można wprowadzić transformację sprzężenia zespolonego  $f \rightarrow f^*$  i  $g \rightarrow g^*$ ; superpozycja transformacji Minami i sprzężenia zespolonego  $f \rightarrow g^*$ ,  $g \rightarrow f^*$  pozostawia zarówno przekrój czynny jak i polaryzację nie zmienione. Np. gdy  $\Delta K$  produkowane są w stanach  $S_{1/2}, P_{1/2}, P_{3/2}, D_{3/2}$ , to  $f \sim x, g \sim x$ , wobec tego zarówno  $\varrho_+ \sim x^2$  jak też  $\varrho_- \sim x^2$ , podobnie  $\delta_+ \sim x$  i  $\delta_- \sim x$ . W tym wypadku układ stanów jest niezmienniczy względem transformacji Minami i nie można wywnioskować, jaka jest  $P_{\Delta\pi}$ . Nauenberg i Pais [12] zbadali dokładniej niejednoznaczności, o których była mowa wyżej, i stwierdzili, że test na  $P_{\Delta\pi}$  daje dopiero korelację pomiędzy anomaliami w  $\varrho$  i w  $\delta$ . Na rys. 1 podane są cztery możliwe typy anomalii. Okazuje się, że dla określonego typu anomalii w  $\varrho$  mogą istnieć tylko pewne ściśle określone typy anomalii w  $\delta$ . Ogólna idea tej metody jest następująca. Na wstępie robią oni założenie, że człon anomalny w  $\varrho$  i  $\delta$  daje się zapisać jako wielomian skończonego rzędu w  $x$ . W ten sposób unika się spekulacji na temat jakie amplitudy dają, a jakie nie dają wkładu. Następnie badają oni korelację pomiędzy typem anomalii przy najwyższej potędze  $x$  w  $\varrho$  z anomalią przy najwyższej potędze w  $\delta$ . Okazuje się, że korelacje takie nie tylko prowadzą do wyznaczenia  $P_{\Delta\pi}$ , ale w większości przypadków pozwalają na określenie, jakie amplitudy dają wkład do produkcji  $\Delta K$ . Nauenberg i Pais podają całą tablicę korelacji efektów progowych, gdzie dyskutują wszystkie możliwe przypadki. Pomiar korelacji nie jest łatwy. Nie wystarcza tu bowiem stwierdzenie, że przy określonej potędze  $x$  występuje efekt progowy. Trzeba teraz dodatkowo powiedzieć, która z czterech anomalii występuje w przekroju czynnym, a która w polaryzacji. Wymaga to znacznego zwiększenia dokładności pomiarów, ponieważ z obecnych danych można jedynie przekonać się o istnieniu anomalii, trudno jest jednak określić jej typ.

## 5. Kanaly wielocząstkowe

Kanale, w których istnieje trzy lub więcej cząstek, nie są już tak interesujące jak kanały dwucząstkowe. W ogólności nie dają one bowiem żadnych efektów progowych. Wyjątek stanowią tylko te reakcje, w których dla dwu różnych trzycząstkowych kanałów przynajmniej jedna cząstka jest ta sama, np. reakcja  $K^- + d \rightarrow \Lambda + p + \pi^-$  w pobliżu progu na reakcję  $K^- + d \rightarrow \Sigma^0 + p + \pi^-$  lub  $p + p \rightarrow n + p + \pi^+$  w pobliżu progu na  $p + p \rightarrow d + \pi^0 + \pi^+$  lub  $p + p \rightarrow \Lambda + p + K^+$  w pobliżu progu  $p + p \rightarrow \Sigma^0 + p + K^+$  itd.

Ogólnie, jeżeli mamy reakcję, w której w stanie końcowym pojawia się  $N$  cząstek, to element macierzowy, analogicznie jak w dwucząstkowym kanale, jest w przybliżeniu stały, a zależność od pędu pochodzi z gęstości stanów. Jeżeli przez  $k$  oznaczymy maksymalny spośród pędów cząstek wtórnych, element przestrzeni fazowej proporcjonalny jest do  $k^{3N-3}$  (3 dzięki zasadzie zachowania). Dzieląc przez energię  $\sim k^2$  otrzymamy gęstość stanów końcowych  $\sim k^{3N-5}$ . Dla  $N = 3$  przekrój czynny zachowuje się w pobliżu progu jak  $k^4$ , a zatem w punkcie  $k = 0$  pochodna nie jest nieskończona. Oddziaływanie końcowe produktów reakcji trzycząstkowej może jednak zmienić nieco sytuację [8]. Dla skoncentrowania uwagi rozważmy reakcję



w pobliżu progu na produkcję  $\Sigma^0$



Przypuścimy, że energia całkowita, tzn. w tym wypadku energia  $K^-$  jest stała. Jasne wtedy będzie, że maksymalna energia  $\pi^-$  w reakcji (a) będzie większa niż maksymalna energia  $\pi^-$  w reakcji (b). Jeżeli energia  $\pi^-$  jest większa niż maksymalna energia w reakcji (b), to wiadomo, że  $\pi^-$  pochodzi z reakcji (a). Mamy więc tu do czynienia z sytuacją typową dla zjawisk progowych i w reakcji (a) istnieje pewna energia  $\pi^-$  odpowiadająca progowi  $\pi^-$  w reakcji (b). W całkowitej zaś energii nie ma naturalnie żadnego progu. Można traktować reakcję (b) jak gdyby była ona złożona z dwu stadiów, najpierw zachodzi reakcja (a), a następnie



Obserwując reakcję (b) przy różnych energiach  $\pi^-$  badamy właściwie reakcję (c) przy różnej wartości energii względnej  $\Lambda p$ . Człon anomalny w przekroju czynnym na reakcję (a) zależy od amplitudy na reakcję (c) w punkcie progowym, analogicznie jak w (8) przekrój czynny zależy od  $a$ . Badając reakcję (a) możemy oszacować przekrój czynny na nieobserwowalną reakcję (c).

Drugim przykładem [10] na reakcję z kanałem trójcząstkowym jest rozpad  $K^+$ , który może iść przez kanał



ub też przez kanał



Maksymalna energia  $\pi^+$  w reakcji (i) jest większa niż maksymalna energia  $\pi^+$  w reakcji (ii). Całkowita energia jest tu naturalnie przez cały czas stała, równa masie  $K^+$ , pod tym więc względem reakcja (i) jest idealnym przykładem progowej, trójcząstkowej reakcji. Podobnie jak w reakcji poprzedniej mamy tu do czynienia z oddziaływaniem w stanie końcowym. Zachodzi tu reakcja wymiany ładunkowej



będąca reakcją progową. Im mniejsza energia  $\pi^+$  w reakcji (i), tym większa energia pary  $\pi^0\pi^0$ , która przy pewnej wartości jest już wystarczająca do zaistnienia reakcji (iii). Mierząc energię  $\pi^+$  w reakcji (i) dokonujemy więc pośrednio pomiaru energii w reakcji (iii). Przekrój czynny na reakcję (i) w funkcji energii  $\pi^+$  zawiera więc charakterystyczny człon anomalny. Człon ten jest proporcjonalny do przekroju czynnego na reakcję (iii). Z obserwacji efektów progowych można więc otrzymać wielkość przekroju czynnego na reakcję (iii), której nie możemy przeprowadzić w warunkach laboratoryjnych. Doświadczalne rozkłady energetyczne  $\pi^+$  z reakcji (i) w pobliżu progów nie są na razie jednak znane z dokładnością wystarczającą do obserwacji efektów progowych.

#### Literatura

- [1] E. P. Wigner, *Phys. Rev.*, **73**, 1002 (1948).
- [2] A. I. Baż, *ŽETF*, **33**, 923 (1957).
- [3] A. I. Baż i L. B. Okuń, *ŽETF* **35**, 757 (1958).
- [4] R. G. Newton, *Ann. Phys.* **4**, 29 (1958).
- [5] R. G. Newton, *Phys. Rev.* **114**, 1611 (1959).
- [6] L. Fonda i R. G. Newton, *Ann. Phys.* **7**, 133 (1959).
- [7] L. Fonda i R. G. Newton, *Ann. Phys.* **9**, 416 (1960).
- [8] L. Fonda i R. G. Newton, *Phys. Rev.* **119**, 1394 (1960).
- [9] L. Fonda, *Suppl. Nuovo Cimento* **20**, 116 (1961); artykuł ten jest przeglądem teorii rozproszeń nieelastycznych oraz zawiera wyczerpujący spis literatury.
- [10] P. Budini i L. Fonda, *Phys. Rev. Letters* **6**, 419 (1961).
- [11] J. Sucher i G. A. Snow, *T. B. Day, Phys. Rev.* **122**, 1645 (1961).
- [12] M. Nauenberg i A. Pais, *Phys. Rev.* **123**, 1058 (1961).
- [13] Ju. D. Prokoszkin, *Porogowyye anomalii, -obzor* Dubna 1961.
- [14] M. E. Ennis i A. Hemmendinger, *Phys. Rev.* **95**, 772 (1954).
- [15] P. R. Malmberg, *Phys. Rev.* **101**, 114 (1956).
- [16] M. E. Rose, *Elementary Theory of Angular Momentum*, Wiley, New York 1957.
- [17] H. Bethe, F. de Hoffmann, *Mesons and Fields*, Row, Peterson and Co, New York, 1955, Vol II, str. 75 i 80.
- [18] F. Eisler, P. Franzini, J. M. Gaillard, A. Garfinkel, J. Kern, R. Plano. A. Prodel i M. Schwartz, *Revs. Mod. Phys.* **33**, 436 (1961).
- [19] S. E. Wolf, N. Schmitz, L. J. Lloyd, W. Laskar, F. S. Crawford, Jr., J. Button, J. A. Anderson i G. Alexander, *Revs. Mod. Phys.* **33**, 439 (1961).

*Czesław Bazan*

Zakład Niskich Temperatur  
Instytutu Fizyki PAN  
Wrocław

## Elektromagnesy bezrdzeniowe

Badania fizycznych własności materii w silnych polach magnetycznych wymagają stosowania coraz silniejszych pól stałych i impulsowych. Dotychczas projektowaniem elektromagnesów wytwarzających silne pola zajmują się przede wszystkim fizycy, mimo technicznego charakteru tych zagadnień. W artykule omówiono obecne możliwości uzyskiwania silnych pól stałych oraz kierunki rozwojowe; na tym tle przedstawiono konstrukcję elektromagnesu Zakładu Niskich Temperatur. Jest to dotychczas pierwsze tego typu urządzenie w Polsce.

### I. Ogólna charakterystyka elektromagnesów bezrdzeniowych

#### Wstęp

Rozwój badań takich zjawisk, jak np. efekty magnetoptyczne, galwanomagnetyczne, termomagnetyczne, uzyskiwanie temperatur magnetycznych czy wreszcie orientacja jąder atomowych — wymagał opracowania urządzeń, wytwarzających możliwie silne pola magnetyczne. Ponieważ większość tych badań prowadzi się w niskich temperaturach, dochodzi dodatkowy warunek, aby obszar pola był dostatecznie duży (rozmiar liniowy około 5 cm lub więcej). Najsilniejsze elektromagnesy rdzeniowe pracujące obecnie mogą wytwarzać pola do 70 kOe, ale w szczelinach kilkumilimetrowych. W szczelinach 5 cm przeciętne elektromagnesy laboratoryjne o masie kilku ton wytwarzają pola o natężeniu 10—15 kOe, a najsilniejsze — 36 kOe. W zasadzie możliwe jest uzyskiwanie silniejszych pól i w elektromagnesach rdzeniowych, ale natężenie pola (powyżej stanu nasycenia magnetycznego) jest liniowo zależne od rozmiaru nabiegunków. Praktycznie więc uzyskiwanie pól powyżej 20 kOe jest związane z dużym przyrostem masy żelaza (oraz doprowadzonej energii elektrycznej); przestaje ono być ośrodkiem wzmacniającym w znacznym stopniu pole wytwarzane przez cewki, a staje się raczej elementem zapełniającym przestrzeń. Poza tym nawet w obszarze średnich pól elektromagnesy te są niedogodne w pewnych dziedzinach, w których wymagane jest stosowanie prądów zmiennych, ze względu na zniekształcanie wyników wskutek obecności ferromagnetyku.



W tych więc wypadkach, w których konieczne są pola o natężeniu powyżej 60 kOe w małym obszarze lub 20—30 kOe w dużym obszarze lub wreszcie gdy niepożądana jest obecność ferromagnetyku — jedynym wyjściem jest stosowanie elektromagnesów bezrdzeniowych.

W artykule omówimy konstrukcję tego typu urządzeń, przeznaczonych do wytwarzania silnych pól stałych, pozostawiając na uboczu zagadnienie pól impulsowych.

Rozwój tego typu urządzeń zapoczątkowany został w latach trzydziestych w związku z odkryciem przez Debye'a i Giaouque'a możliwości uzyskiwania temperatur „magnetycznych“. Pierwszy elektromagnes bezrdzeniowy zbudował Giaouque [1], ale nie uzyskał zaplanowanego pola. Mniej więcej w tym samym okresie konstrukcją takich elektromagnesów zajął się Bitter [2], analizując różne warianty z punktu widzenia maksymalnie silnych pól i budując największe jednostki (do 100 kOe). Na podstawie jego projektów budowę elektromagnesów podjęła firma *A. D. Little* w Stanach Zjedn. A. P. Najsilniejszy elektromagnes znajduje się obecnie w Massachusetts Inst. of Technology; pozwala on na uzyskiwanie pola o natężeniu 126 kOe. Prace projektowe zmierzają do osiągnięcia 250 kOe. W Europie największy zestaw elektromagnesów bezrdzeniowych znajduje się w Clarendon Lab., Oxford. Ilość ośrodków, w których są lub znajdują się w budowie tego typu elektromagnesy, w ciągu ostatnich lat znacznie wzrosła.

Zwykle elektromagnesy bezrdzeniowe są urządzeniami zużywającymi znaczne ilości energii elektromagnetycznej. Przełom w tym zakresie dokonany został w latach 1960—61, kiedy najpierw w skali laboratoryjnej, a następnie fabrycznie (f-ma „Magnion“, U.S.A.), rozpoczęto budowę elektromagnesów z nadprzewodników. Ze względu na zerowy opór nie wymagają one dużych źródeł energii, ale konieczny jest ciekły hel. W laboratoriach niskotemperaturowych odegrają one zapewne znaczną rolę<sup>1</sup>.

W tablicy 1 przedstawiono charakterystyki największych elektromagnesów; dla porównania zamieszczono również dane dotyczące elektromagnesu wrocławskiego oraz jednego z najsilniejszych elektromagnesów rdzeniowych.

W kolumnie 5 tablicy 1 podano jako „wskaźnik wielkości“ iloczyn natężenia pola przez pierwiastek ze średnicy wewnętrznej cewki; wielkość ta charakteryzuje więc zarówno natężenie pola, jak i rozmiar obszaru badawczego. W kolumnie 6 podano jako „wydajność“ elektromagnesu stosunek wskaźnika wielkości do pierwiastka z mocy elektrycznej. Wyjaśnienie, dlaczego zastosowano w tych wyrażeniach pierwiastki, znajdzie czytelnik w następnym rozdziale.

Jak widać z powyższego zestawienia, w obszarze silnych pól elektromagnesy rdzeniowe są mniej wydajne, a w ogóle ustępują pod względem wskaźnika wielkości.

<sup>1</sup> Już po oddaniu niniejszego artykułu do druku ukazał się przeglądowy artykuł J. E. Kunzlera w *J. appl. Phys.*, **33**, 1042 (1962) dotyczący elektromagnesów nadprzewodnikowych, w którym wskazuje się na możliwości uzyskiwania pól powyżej 100 kOe.

Tablica 1

1	2	3	4	5	6	7	8
Zakład	Maks. natęż. pola kOe	Średnica wewn. cm	Moc MW	Wskaźnik wielk. kOe $\sqrt{\text{cm}}$	Wydajność Oe $\sqrt{\frac{\text{cm}}{\text{W}}}$	Chłodzenie	Uwagi
M. I. T., Cambridge USA	126	2,5	1,7	198	153	woda	
	100	2,8	1,7	168	129	„	[4]
	58	10	1,7	182	140	„	[4]
	47	10	1,15	150	139	„	[3]
Naval. Res. Lab. Waszyngton	100	2,8	2,0	168	120	„	[5]
	60	10	2,0	190	134	„	„
Uniw. Kaliforn. Berkeley	100	10	7,5	316	115	nafta	[2]
Univ. Kaliforn. Los Alamos	60	6,3	0,015	150	1225	ciekły wodór	[6]
Uniw. Tohoku Japonia	120	6,0	3,5	294	157	?	[7]
C. N. R. S. Bellevue	70	4,0	1,3	140	121	woda	[8]
Clarendon Lab. Oxford	78	7,0	2,0	208	147	„	[9] <sup>2</sup>
	59	5,2	1,7	135	103	„	[9]
	53	10	1,5	168	135	„	[9] <sup>3</sup>
F-ma „Magnion“	60	5,0	—	134	—	(ciekły hel)	nadprzewodnik
	45	5,0	—	101	—		
Uniwersytet Uppsala	63	0,5	0,11	44	132	woda	[1]
	40	4,0	„	80	242	„	rdzeń
Zakład Temp. Wrocław	43	10	1,5	146	117	woda	

<sup>2</sup> Podano projektowane wartości natężenia pola i mocy. Rzeczywisty punkt pracy: 25 kOe, 0,3 MW.

<sup>3</sup> Jak wyżej, 35 kOe, 0,4 MW.

### Zagadnienia elektryczne

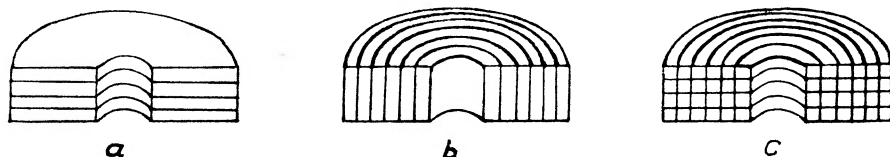
Wszystkie dotychczas budowane elektromagnesy posiadają symetrię osiową i obliczenia przeprowadzone są dla tego typu symetrii. Uzwojenie składa się więc z przewodnika nawiniętego wokół rury stanowiącej komorę roboczą. Stosuje się przewodniki stałe; opracowuje się jednak możliwości zastosowania ciekłych metali.

Przystępując do konstrukcji, zakłada się z góry pewne wielkości; należą do nich przede wszystkim:

- moc elektryczna źródła zasilania;
- maksymalne natężenie pola magnetycznego;
- średnica wewnętrzna uzwojenia;
- opór elektryczny uzwojenia (dopasowany do źródła);

Wielkości te nie są od siebie niezależne (patrz niżej). Dodatkowo określa się kształt cewki, a ściślej jej przekrój — prostokątny lub trapezoidalny.

Jeśli chodzi o konstrukcję samego uzwojenia, to możliwe są zasadniczo trzy typy (rys. 1). Uzwojenie typu Bittera składa się z blach ułożonych płaszczynami prostopadle do osi elektromagnesu. Uzwojenie typu Tsai jest wy-



Rys. 1. Typy uzwojeń: a) Bittera, b) Tsai, c) solenoidalne

konane z taśmy lub blachy zwiniętej spiralnie; cewka składa się z jednego lub kilku takich elementów. Wreszcie typ pośredni, wykonywany z prętów, składa się z kilku koncentrycznych solenoidów. Cewki typu Bittera są bardziej wytrzymałe mechanicznie, ale cewki typu Tsai są łatwiejsze do wykonania, gdyż nie posiadają na ogół otworów wierconych w materiale.

Bitter [3] rozwijając prace Cockkrofta [10] obliczył zależność natężenia pola wytworzonego w środku cewki, od mocy, kształtu i wielkości uzwojenia oraz rozkładu gęstości prądu. Analiza opiera się na dwu podstawowych równaniach dotyczących kołowej pętli przez którą przepływa prąd, a mianowicie na równaniach określających natężenie pola na osi pętli oraz moc elektryczną potrzebną do przepuszczenia prądu. Całkowanie takich wyrażeń pozwala na obliczenie natężenia pola w środku cewki. Wzór ten można w każdym wypadku przedstawić w postaci tzw. wzoru Fabry [11]:

$$H_0 = G(\alpha, \beta) \sqrt{\frac{W\lambda}{\rho a_1}}, \quad (1)$$

gdzie  $W$  — moc dostarczona,  
 $\lambda$  — współczynnik wypełnienia (część obszaru cewki zajęta przez przewodnik),  
 $\rho$  — opór właściwy metalu,  
 $a_1$  — wewnętrzny promień cewki,  
 $G(\alpha, \beta)$  — współczynnik kształtu, zależny od geometrii i rozkładu gęstości prądu,  
 $\alpha$  — stosunek średnicy zewnętrznej do średnicy wewnętrznej cewki,  
 $\beta$  — stosunek długości cewki do jej średnicy wewnętrznej.

Znajomość współczynnika kształtu jako funkcji parametrów  $\alpha$  i  $\beta$  pozwala na obliczenie optymalnego kształtu, dającego najsilniejsze pole. Częściowe wyniki tej analizy, przeprowadzonej przez Bittera i uogólnionej przez Gaudiego [9] na przypadek określonego typu zależności osiowej gęstości prądu — przedstawia tablica 2.

Rozkłady prądu:  $j = \text{const}$  są zrealizowane w typach solenoidalnych lub Tsai;  $j \sim r^{-1}$  w typie Bittera. Uzwojenia o przekroju trapezoidalnym mają mniejsze wartości  $G$ . Abstrahując od nierealnych wypadków nieskończenie wielkiej cewki, widzimy że wartość  $G$  nie może być praktycznie wyższa niż 0,23 a przeciętnie jest rzędu 0,20.

Tablica 2

Kształt	Rozkład prądu	$G_{maks}$	Optymalne wartości	
			$\alpha$	$\beta$
Dowolny	Optymalny	0,272	$\infty$	$\infty$
Prostokątny	$j \sim r^{-1} \cdot f(x)$	0,232	8	8
„	radialnie optymalny	0,225	$\infty$	2
„	$j \sim r^{-1}$	0,209	6	2
„	$j = \text{const}$ .	0,179	3	2

We wzorze Fabry mamy więc:  $G$  nie większe niż 0,23, współczynnik wypełnienia na ogół rzędu 0,7 (a nie większy niż 0,87)  $\rho$  jest rzędu 0,2 (dla miedzi w temperaturze około 100°C). Z tych danych można obliczyć wydajność:

$$H_0 \sqrt{\frac{2a}{W}} 1 = G \sqrt{\frac{2\lambda}{\rho}} \approx 168 \text{ Oe} \sqrt{\frac{\text{cm}}{W}}$$

Jak widać z tablicy 1, wartość ta jest rzadko uzyskiwana ze względu na wyższe temperatury miedzi i gorsze wypełnienie oraz kształt.

Zwiększenie wydajności może nastąpić przy pomocy zwiększenia współczynnika wypełnienia lub zmniejszenia oporu właściwego. Jedynym sposobem zwiększenia  $\lambda$  (do maksymalnej wartości 1) byłoby zastosowanie cewki jednozwojowej chłodzonej z zewnątrz. Wymagałoby to jednak źródła prądu o niskim napięciu. Większe możliwości przedstawia zmniejszenie oporu właściwego — dokonuje się to przez obniżenie temperatury uzwojenia drogą zanurzenia go w skroplonym azocie, wodorze lub innych gazach. Ze względu na wysoki koszt tego typu chłodzenia sposób ten rzadko może być jednak stosowany. Ekstremalnym niejako przypadkiem tego typu rozwiązania jest zastosowanie uzwojeń z nadprzewodnika. Na przeszkodzie szerszemu rozpowszechnieniu tej metody w obecnej chwili stoją: konieczność stosowania ciekłego helu i ograniczona wartość natężeń pola, przy którym nadprzewodnictwo jeszcze istnieje. Poza tym pomiary z zastosowaniem prądów zmiennych są tu również utrudnione.

Z punktu widzenia użytkownika — oprócz takich parametrów jak natężenie pola i wielkość obszaru pomiarowego — wymagana jest czasem duża jednorodność pola. Zagadnienie jednorodności rozpatrywali w sposób ogólny Garrett [12] i Ingarden [13]; metoda polega na rozwijaniu na szereg wyrażen, określających zależność natężenia pola od współrzędnych w otoczeniu punktu centralnego, i dobieraniu takich warunków, aby wyrazy odpowiednio wysokiego rzędu zniknęły. W pracy [13] po raz pierwszy obliczono kształt optymalny zarówno pod względem natężenia pola, jak i jednorodności. Na ogół te dwa

czynniki są sobie przeciwstawne, tj. magnes optymalny pod względem nateżenia pola nie jest optymalny pod względem jednorodności i na odwrót.

Najprostszym sposobem zwiększenia jednorodności jest przepołowienie cewek płaszczyzną prostopadłą do osi i rozsuniecie połówek na pewną odległość. Doświadczalnie po raz pierwszy możliwość tę zbadał Kurti. Na ogół rozsuniecie cewek na odległość około  $0,4 a_1$  zapewnia jednorodność z dokładnością 1% w obszarze o długości  $0,8 a_1$  wzdłuż osi, przy równoczesnym zmniejszeniu pola o około 8%.

Jednorodność w kierunku radialnym jest zawsze lepsza niż w kierunku osiowym.

### Zagadnienia cieplne

Energia elektryczna dostarczana do elektromagnesu wydziela się całkowicie w postaci ciepła Joule'a, z tego powodu konieczne jest chłodzenie elektromagnesu. Jako czynnik chłodzący stosuje się głównie wodę, gdzieśniedzie naftę, dowtherm lub skroplone gazy. Zaletą wody jest taniość i dobre warunki chłodzenia; wadą — zdolność do korozji i przewodnictwo elektryczne; to ostatnie zmniejsza się przez stosowanie wody destylowanej. Nafta wymaga stosowania atmosfery ochronnej i posiada gorsze własności chłodzące. O zastosowaniu skroplonych gazów mówiliśmy już poprzednio. Czynnik chłodzący jest przepompowywany przez otwory w uzwojeniu i krąży na ogół w obiegu zamkniętym; jest on chłodzony w wymienniku cieplnym przez zwykłą wodę z basenu lub rzeki.

Ogrzanie czynnika chłodzącego oblicza się z bilansu cieplnego (dla cieczy nie ulegającej wrzeniu):

$$\dot{m} \cdot c \cdot \Delta T = W, \quad (2)$$

gdzie  $\dot{m}$  — masa cieczy przepływającej w jednostce czasu,

$c$  — ciepło właściwe,

$\Delta T$  — przyrost temperatury cieczy.

Z równania tego obliczamy minimalną szybkość przepływu, gdyż przyrost temperatury cieczy jest ograniczony. Przy mocach rzędu megawatów stosuje się przepływy w ilościach kilkudziesięciu do stukilkudziesięciu  $m^3/h$ .

Drugie równanie ogranicza bardziej możliwości chłodzenia elektromagnesu; jest to równanie przewodnictwa cieplnego z miedzi do czynnika chłodzącego:

$$W = h \cdot S \cdot (T_m - T_c), \quad (3)$$

gdzie  $h$  — współczynnik przewodnictwa zewnętrznego,

$S$  — powierzchnia chłodząca,

$T_m - T_c$  — różnica temperatur miedzi i cieczy.

Ze względu na kontakt z izolatorami oraz przyrost oporu z temperaturą, temperatura miedzi nie może być za wysoka. Oznacza to ograniczenie od dołu iloczynu  $h \cdot S$ . Warunek dużej powierzchni chłodzącej pociąga za sobą zmniejsz-

zenie współczynnika wypełnienia; korzystniejsze jest więc stworzenie warunków możliwie dużego przewodnictwa. Współczynnik przewodnictwa  $h$ , przy przepływie turbulentnym bez zmiany stanu skupienia cieczy, zależy prawie liniowo od prędkości przepływu w kanałach [14]. Do niedawna — opierając się na pracach Bittera — przyjmowano wartość  $h \cdot (T_m - T_c)$  (tj. natężenie strumienia cieplnego) około  $200 \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$ .

Nowe podejście do tych zagadnień dały prace Roberta i Sydoriaka oraz Kolma [4]. Zbadali oni chłodzenie z wrzeniem nukleacyjnym, polegające na tym, że przy temperaturze ścianek wyższej niż temperatura wrzenia cieczy powstają pęcherzyki pary, która następnie kondensuje z powrotem w chłodniejszej cieczy. Okazało się, że w tych warunkach, w wąskich kanałach między płaskimi ściankami odległymi o  $0,2 \text{ mm}$ , można uzyskać wartości natężenia strumienia cieplnego dochodzące do  $2500 \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$  a nawet więcej; oznacza to możliwość znacznego zredukowania powierzchni chłodzącej, a więc zmniejszenie rozmiarów elektromagnesu lub polepszenie współczynnika wypełnienia. Zauważmy jednak, że równocześnie konieczne jest zwiększenie prędkości cieczy oraz znaczne zwiększenie ciśnienia cieczy przed magnesem ze względu na zwiększony opór hydrauliczny (mniej więcej proporcjonalny do kwadratu prędkości). Nadmierne zwiększanie prędkości przepływu nie jest wskazane ze względu na erozyjne działanie cieczy. Dlatego też dotychczas stosowane wartości strumienia cieplnego nie przekraczają  $1500 \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$ .

Próby zastosowania chłodzenia z wrzącą cieczą ograniczają się do obszaru skroplonych gazów. Warunki chłodzenia w tym wypadku są raczej gorsze, a poprzeczna powierzchnia otworów chłodzących musi być dostatecznie duża, aby powstająca para uchodziła swobodnie nie rozsadzając układu.

### Zagadnienia mechaniczne

Siły elektrodynamiczne, działające na element uzwojenia, można rozłożyć na dwie składowe: składową radialną, rozrywającą uzwojenie oraz składową skierowaną wzdłuż osi, powodującą ściskanie uzwojenia w tym kierunku. Konstrukcja elektromagnesu musi być taka, aby uzwojenie nie zostało odkształcone.

Maksymalne naprężenia radialne panują na wewnętrznej powierzchni cewki w pobliżu środka; można je oszacować z wyrażenia na siłę magnetoelektryczną:

$$f_r = j \cdot H,$$

gdzie  $j$  oznacza gęstość prądu w pobliżu wewnętrznej powierzchni.

Z warunku tego można oszacować, że maksymalne pole, jakie można uzyskać przy pomocy uzwojenia miedzianego jest rzędu  $250 \text{ kOe}$ ; powyżej tej wartości miedź stanie się plastyczna.

Sposób obliczania wielkości naprężeń i sił podali m. in. Cockcroft [10],

następnie Daniels i Giauque [2]. Obliczenia te sprowadzają się do znajomości współczynników indukcji wzajemnej pętli i cewki. Giauque podaje, że w jego elektromagnesie (100 kOe, 10 kA) maksymalne naprężenia ściskające są rzędu 200 at, a maksymalne naprężenia całkowite — 700 at.

Istnieją trzy metody zabezpieczenia się przed deformacją cewki na skutek działających sił. Metoda pierwsza polega na równoważeniu sił rozrywających siłami wytrzymałości obudowy oraz dodatkowych umocnień. Metoda druga polega na takim dobraniu konstrukcji elektromagnesu, aby siły radialne i ściskające kompensowały się poprzez działanie sił tarcia [2]. W obu tych wypadkach przekroczenie granicy plastyczności nie jest możliwe. Metoda trzecia — na razie teoretyczna — polega na zlikwidowaniu naprężeń przez taki dobór warunków przepływu prądu, aby prąd elektryczny płynął równolegle do pola magnetycznego. Można to osiągnąć dla części obwodu przez zastosowanie prądów płynących śrubowo po powierzchniach toroidalnych [15]. Rozważane są również możliwości zastosowania dla ekstremalnie silnych pól przewodników ciekłych; naprężenia byłyby wówczas przenoszone na obudowę, którą można uczynić dowolnie wytrzymałą.

Poza siłami wymienionymi wyżej, obudowa elektromagnesu musi równoważyć siły wynikające z ciśnienia hydrostatycznego czynnika chłodzącego (rzędu kilku at.), jak również opory hydrodynamiczne działające na uzwojenie (rzędu kilku ton).

## II. Elektromagnes Zakładu Niskich Temperatur

Elektromagnes został wykonany w celu zastosowania do badań niskotemperaturowych (rozmagnesowanie adiabatyczne, efekty galwanomagnetyczne i in.). Z drugiej strony, ponieważ nie mieliśmy żadnego doświadczenia w konstrukcji tego typu urządzeń, spełnił on rolę warsztatu doświadczalnego.

W pracach nad konstrukcją i uruchomieniem elektromagnesu wzięli udział następujący pracownicy: mgr Cz. Bazan (uruchomienie), mgr H. Cygan (projekt wstępny), mgr inż. Z. Matheisel (zagadnienia elektryczne), mgr inż. J. Szpak (zagadnienia cieplne). Ogólne kierownictwo nad całością prac sprawowali kierownicy Zakładu: prof. dr R. Ingarden, a następnie, od 1960 r., przybyły z Anglii prof. dr J. Mazur.

Zasadnicza część prac technicznych była wykonana w różnych zakładach, głównie na terenie Wrocławia. Szczególnie wymienić tu należy: Zakłady Energetyczne Okręgu Dolnośląskiego i podległe jednostki, Zakład Materiałoznawstwa Elektrycznego Instytutu Elektrotechniki, Zakłady Przemysłu Organicznego „Rokita“ w Brzegu nad Odrą oraz Zakłady Tworzyw Sztucznych w Gliwicach. Zakłady Energetyczne odstąpiły nam szereg urządzeń, jak pompy, wymiennik cieplny i i., jak również przetwornicę 2 MW, której uruchomienie przewiduje się w przyszłości.

## Konstrukcja

Projekt opracowano na podstawie następujących założeń: moc 1,5 MW, średnica cewki 10 cm, natężenie pola 45 kOe, kształt optymalny (dla jednorodnego rozkładu prądów), tj. długość cewki 20 cm, średnica zewnętrzna 30 cm, typ Bittera jako bardziej stabilny. Ze względu na wyższe napięcie niż u Bit-

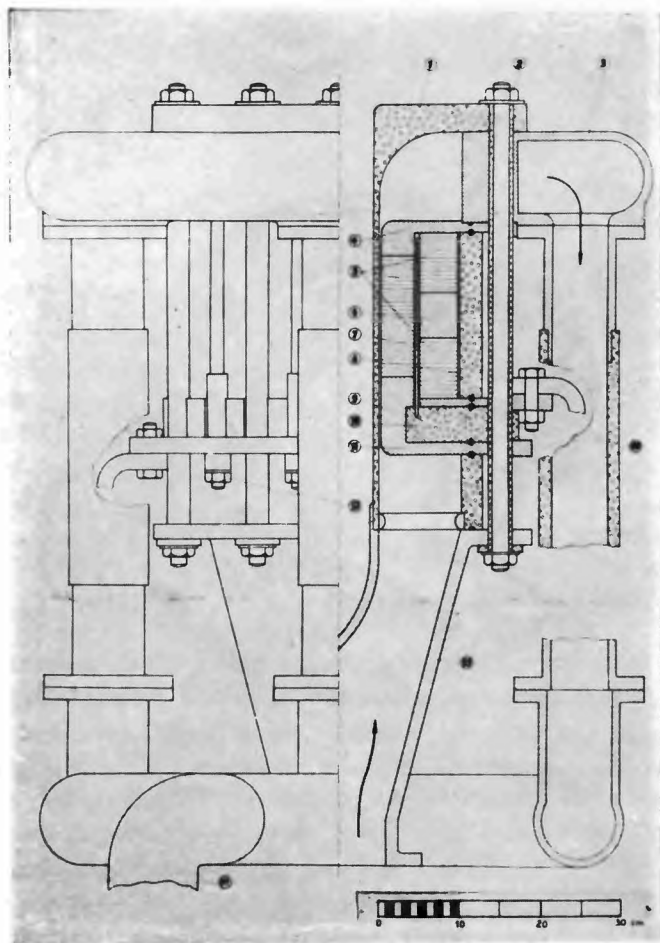


Rys. 2. Widok segmentów uzwojenia

tera, dla dopasowania oporu zastosowano dwie cewki koncentryczne przy zachowaniu grubości blach 0,7 mm. Zastosowanie cieńszych blach wpływa na pogorszenie współczynnika wypełnienia. Średnicę dzielącą cewki wybrano jako średnią arytmetyczną średnic wewnętrznej i zewnętrznej, a więc 20 cm. Jak wykazały późniejsze obliczenia nie było to rozwiązanie korzystne; silniejsze pole można by uzyskać przy zastosowaniu podziału geometrycznego. Opory cewek byłyby wówczas jednakowe. Obecnie cewka zewnętrzna posiada większy opór, a więc zużywa większą moc, wytwarzając słabsze pole niż cewka wewnętrzna.



Uzwojenia są wykonane z blachy miedzianej, rozdzielonej izolacją grubości ok. 0,2 mm. Izolację zmieniano kilkakrotnie (mikanit „Melinex“, tekstolit szklany silikonowany), gdyż dwa pierwsze rodzaje nie wytrzymały warunków pracy. Blachy są rozecięte radialnie i nałożone brzegami na długości  $\frac{1}{16}$  obwodu (rys. 2). W blachach i izolacji są nawiercone otwory dla umożliwienia przepływu wody. Większe otwory służą do wstawiania prętów tekstolitowych



Rys. 3. Przekrój elektromagnesu. Objasnienia w tekście. Części metalowe zakreskowane, izolacja — kropkowana

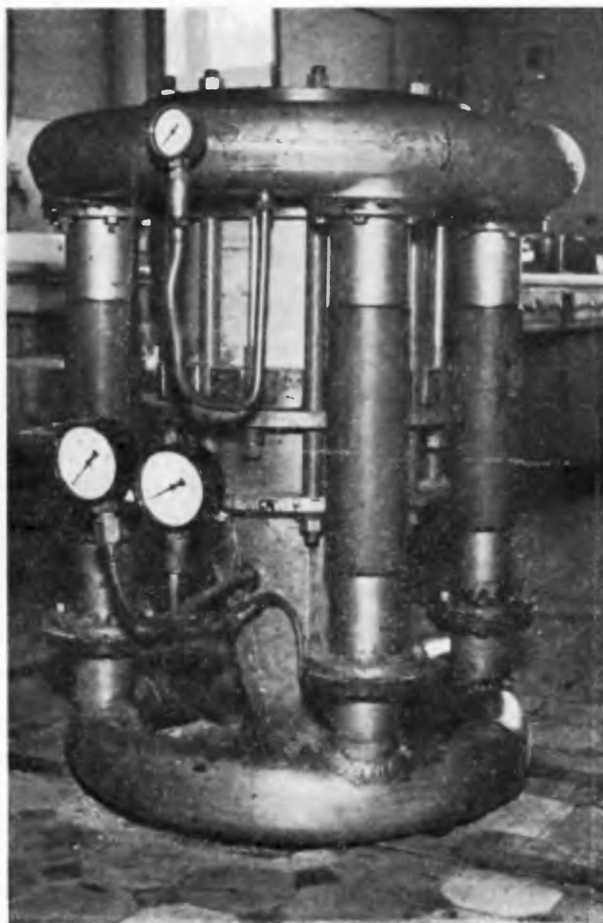
usztywniających całość. Całkowita ilość blach — 160 w każdej cewce — jest mniejsza niż początkowo planowano, ze względu na inny opór uzwojenia, niż wynikało to z obliczeń. Z tego powodu długość uzwojenia jest krótsza.

Ilość i wielkość otworów chłodzących dobrano tak, aby natężenie strumienia cieplnego (uwzględniając boczne powierzchnie cewek) wynosiło około  $200 \text{ W. cm}^{-2}$ .

Obudowa zewnętrzna, również kilkakrotnie przerabiana, wykonana jest

z porcelitu. Poszczególne elementy obudowy wykonano w Zakładzie Materiałoznawstwa Elektrycznego pod kierunkiem mgr inż. B. Drysia. Przekrój magnesu jest przedstawiony na rys. 3, a wygląd zewnętrzny na rys. 4.

Doprowadzenie prądu stanowią płyty miedziane 9, 11, do których przykręca się przewody biegnące od generatora. Elektrody są rozdzielone płytą epoksydową 10, przy czym górna elektroda jest do niej wklejona. Dodatkowa

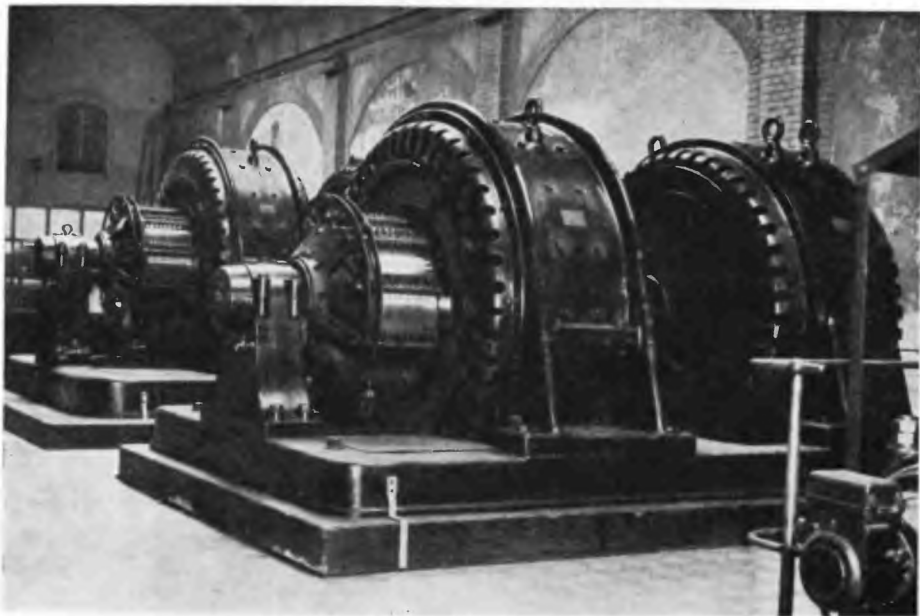


Rys. 4. Wygląd zewnętrzny elektromagnesu

plyta miedziana 4 łączy obie cewki ze sobą. Cewki 5 oddzielone są od siebie przegrodą 7 z laminatu epoksydowego. W uzwojeniu zewnętrznym znajduje się pierścień 6 dla uzyskania lepszej jednorodności pola. Mosiężny lej 13 doprowadza wodę chłodzącą. U góry mosiężny odlew 3 kieruje wodę do czterech „nóg“ 15, którymi woda odpływa następnie do rurociągu 14. Tekstolitowa pokrywa z komorą roboczą 1 zamyka całość. Wszystkie elementy są skręcane ośmioma śrubami 2. Dodatkowe śruby 12 łączące płyty 4 i 11 okazały się niepotrzebne. Uszczelnienia, zaznaczone na rysunku czarnymi kółkami, wykonane są z gumy.

## Urządzenia zasilające i chłodzące

Zródło zasilania stanowią dwie przetwornice firmy Sachsenwerk, służące jako rezerwa do zasilania sieci tramwajowej (rys. 5). Synchroniczne silniki przetwornic są zasilane napięciem zmiennym 5 kV. Generatory samowzbudne w układzie bocznikowym posiadają ręczną regulację napięcia poprzez regulację prądu wzbudzenia. Ten typ maszyn nie jest wygodny z punktu widzenia



Rys. 5. Widok hali maszyn

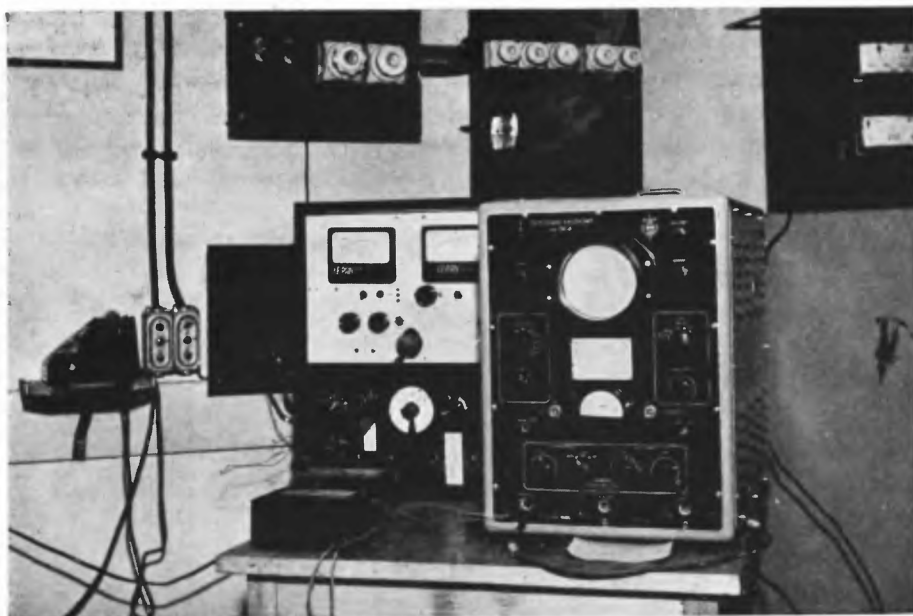
łatwości regulacji i stabilności napięcia. Długookresowe zmiany natężenia prądu wynoszą około 5% w ciągu godziny, o ile maszyna jest pozostawiona bez obsługi. Napięcie dostarczane do elektromagnesu posiada również składową zmienną pochodzącą od komutatorów. Bateria kondensatorów (400  $\mu$ F) redukuje je jednak w znacznym stopniu.

Między obsługą elektromagnesu a obsługą przetwornic istnieje łączność telefoniczna oraz jednostronna sygnalizacja optyczna.

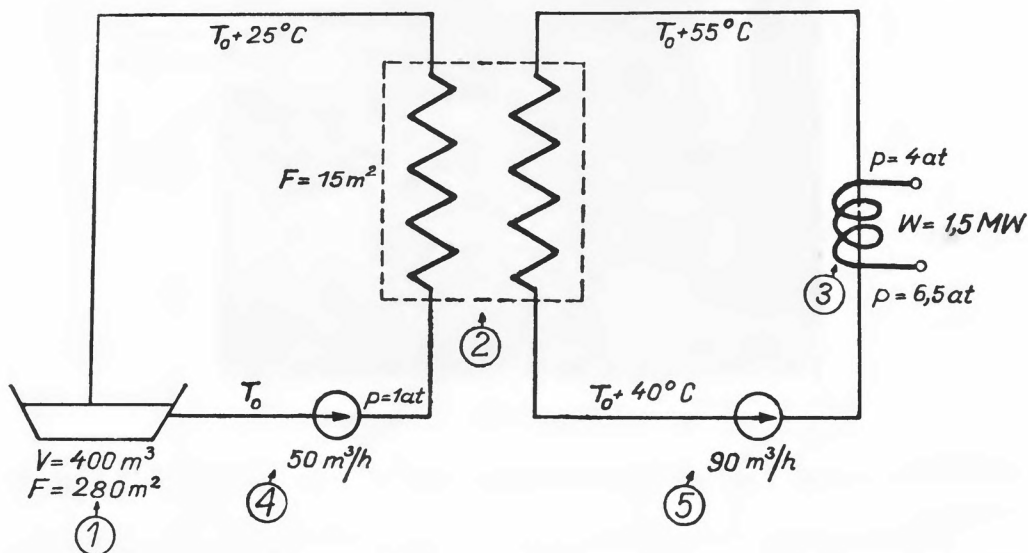
Obwód zasilania elektromagnesu zaopatrzony jest w szereg zabezpieczeń, a mianowicie:

- bezpieczniki topikowe 3000 A;
- bezpiecznik mocy 1,5 MW;
- bezpiecznik przepięciowy;
- wyłącznik awaryjny uruchamiany ze stanowiska magnesu;
- zabezpieczenie uniemożliwiające załączenie prądu do elektromagnesu, jeśli obieg chłodzący jest nieczynny.

Urządzenia kontrolne (rys. 6) zapewniają możliwość pomiaru natężenia



Rys. 6. Pulpit sterowniczy



Rys. 7. Schemat obiegu chłodzącego: 1 — zbiornik wody w obiegu zewnętrznym, 2 — wymiennik ciepła, 3 — elektromagnes, 4 i 5 — pompy

i napięcia elektrycznego, ciśnienia, temperatury i szybkości przepływu wody oraz jej oporu właściwego.

Obieg chłodzący (rys. 7) składa się z obwodu wewnętrznego i zewnętrznego. W zamkniętym obwodzie wewnętrznym krąży woda destylowana. Pierwotnie zainstalowany rurociąg żeliwny musieliśmy wymienić na miedziany ze względu

na silną korozję, która uniemożliwiała pracę elektromagnesu. Z tego samego powodu wymiennik ciepły i zbiornik musiały być pokryte izolacją anty-korozyjną. Niestety, pompa w tym obiegu jest nadal źródłem zanieczyszczeń wody. Całość urządzeń chłodniczych mieści się w pomieszczeniu pod elektromagnesem (rys. 8). W obiegu zewnętrznym jako zbiornik wody wykorzystano



Rys. 8. Ogólny widok stacji pomp

poniemiecki basen przeciwpożarowy, znajdujący się w odległości 100 m od Zakładu.

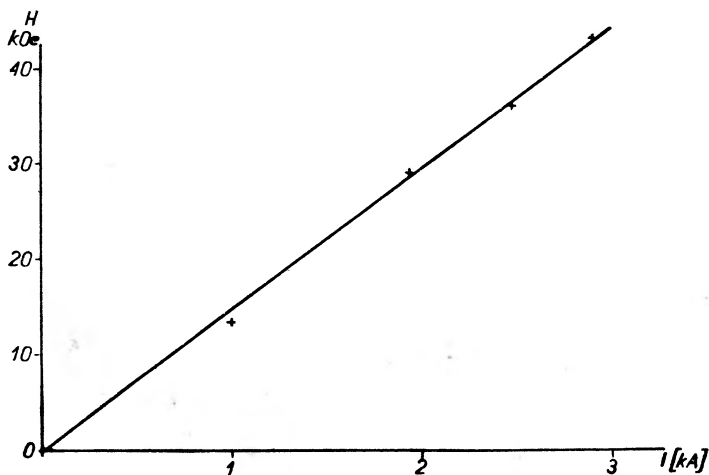
Próby wykazały, że szybkość przepływu wody w obiegu zewnętrznym jak również zdolność chłodząca wymiennika ciepłego są za małe, wskutek czego uzwojenie elektromagnesu zbyt szybko się grzeje.

### Praca elektromagnesu

Ogólne dane liczbowe dotyczące elektromagnesu zamieszczono w poniższym zestawieniu (tablica 3). Charakterystyki elektryczne i ciepłe przedstawione są na wykresach (rys. 9—12).

Tablica 3  
Zestawienie danych

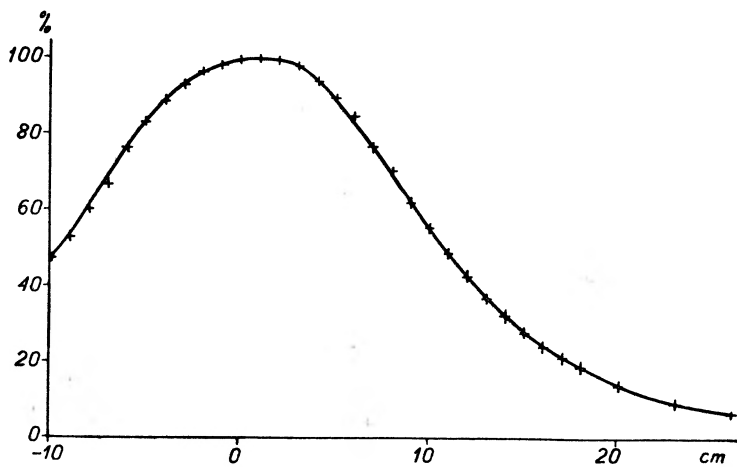
<b>1. Pole magnetyczne:</b>		<b>2. Zasilanie:</b>	
Natężenie maksymalne	43 kOe	Napięcie maks.	530 V
Jednorodność wzdłuż osi z dokładn. 1%	3,6 cm	Natężenie maks.	2900 A
Jednorodność radialna z dokł. 1% na średnicy	4,8 cm	Moc	1,5 MW
		Gęstość prądu w blasze (średnio)	73 A/mm <sup>2</sup>
<b>3. Chłodzenie:</b>		<b>4. Wymiary uzwojenia:</b>	
Powierzchnia chłodz.	0,69 m <sup>2</sup>	Średnica wewn. cewki	10,0 cm
Średnie natężenie strumienia cieplnego	216 W/cm <sup>2</sup>	Średnica zewn. cewki	30,0 cm
„ w uzwojeniu wewn.	170 W/cm <sup>2</sup>	Średnica wewn. komory roboczej	8,5 cm
„ w uzwojeniu zewn.	260 W/cm <sup>2</sup>	Długość cewki	20,0 cm
Różnica temperatur woda-miedź (maks)	100 °C	Grubość izolacji	0,2 mm
Maks. temperatura miedzi na powierzchni	160 + T <sub>0</sub> °C	Współczynnik wypełnienia	0,66
Maks. temperatura miedzi wewnątrz	180 + T <sub>0</sub> °C	Płoch otworów chłodzących w cewce wewnętrznej	224
(T <sub>0</sub> = temperatura wody w obiegu zewnętrznym)		w cewce zewnętrznej	192



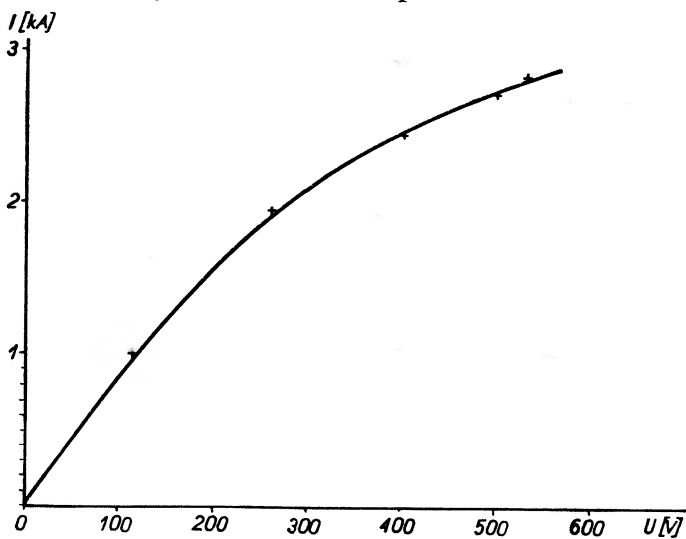
Rys. 9. Zależność natężenia pola magnetycznego od natężenia prądu

Natężenie i jednorodność pola wyznaczano przy pomocy fluksomierza „Norma“ oraz cewki-sondy o rozmiarach liniowych 7 mm. W celu zwiększenia jednorodności pola, zewnętrzna cewka elektromagnesu została podzielona wzdłuż osi na dwie połowy, rozsunięte na odległość 55 mm; spowodowało to zmniejszenie natężenia pola o 7—8%.

Stołość pola jest uwarunkowana stałością natężenia prądu oraz temperatury uzwojenia. Czas ustalania temperatury wynosi kilka minut. Periodyczne składowe pola nie przekraczają 6 Oe przy częstotliwości 90 Hz i 3,5 kHz.



Rys. 10. Jednorodność pola wzdłuż osi

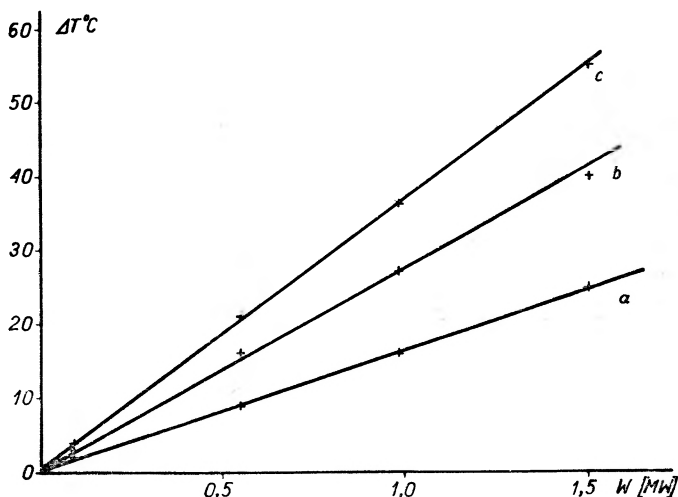


Rys. 11. Charakterystyka prądowo-napięciowa

Uruchomienie elektromagnesu wymagało wyjaśnienia szeregu czynników, które początkowo nie pozwalały ani na osiągnięcie zamierzonego pola, ani stabilnej pracy elektromagnesu. Zjawiskami szkodliwymi były: wyładowania elektryczne wewnętrzne i zewnętrzne, powodujące zniszczenie uzwojeń i obudowy, oraz zanieczyszczanie otworów chłodzących w uzwojeniu różnego rodzaju substancjami. W celu wyeliminowania tych zjawisk podjęto takie środki, jak:

- wymianę rurociągu i zabezpieczenie antykorozyjne urządzeń;
- zmianę obudowy;
- zmianę izolacji międzyzwojowej.

Określenie warunków pracy izolacji międzyzwojowej wymagało znajomości wielkości naprężeń ściskających, występujących w uzwojeniu oraz znajomości temperatury miedzi. Pierwsze zagadnienie przeliczono, posługując się danymi zawartymi w pracy Cockcrofta; okazało się, że naprężenia ściskające w cewce zewnętrznej dochodzą do 30 at. (naprężenia radialne w cewce wewnętrznej wynoszą około 65 at.).



Rys. 12. Ogrzanie wody chłodzącej powyżej temperatury początkowej w zależności od mocy zasilania. a) obieg zewnętrzny, b) przed elektromagnesem, c) za elektromagnesem

Obliczenia temperatury miedzi przeprowadził mgr inż. Szpak, opracowując nomogram, przedstawiający zależność maksymalnej temperatury miedzi na powierzchni styku z wodą od warunków chłodzenia i zasilania. Zagadnienie wymagało stosowania metody kolejnych przybliżeń do równań na opory hydrauliczne w różnego typu kanałach oraz do równań różniczkowych, dotyczących wymiany ciepła wzdłuż kanałów. Podobne obliczenia, znacznie bardziej uproszczone, przeprowadził Giaouque [2]. Okazało się, że ze względu na większą moc wydzielaną, a mniejszą powierzchnię chłodzącą, uzwojenie zewnętrzne ogrzewa się bardziej, do temperatury około 160°C wyższej niż temperatura początkowa. Uwzględniając, że w miedzi istnieje również spadek temperatury, wynoszący około 18°C, otrzymamy maksymalną temperaturę miedzi przekraczającą czasem 200°C. W tych warunkach ciśnienia i temperatury nie każdy izolator może pracować i to było powodem początkowych trudności (rozkład i przebicie izolacji międzyzwojowej w cewce zewnętrznej).

Jedną z przyczyn wyłączeń były również przerwania kontaktów między blachami w wyniku działania sił ściskających. Kierując się opisem Bittera, początkowo nakładano tylko blachy na siebie, ściskając całość przy montażu, co zapewniało kontakt „na styk”. Okazało się to jednak niewystarczające i konieczne było bardzo żmudne lutowanie blach ze sobą oraz przymocowywanie ich śrubami do elektrod.



Na podstawie zestawienia tablicy 1 (obejmującej najsilniejsze elektromagnesy) można stwierdzić, że elektromagnes nasz należy do średnich urządzeń tego typu pod względem wielkości oraz posiada nieco niższą wydajność. Wydaje się, że stosunkowo niewielkim nakładem pracy można by oba wskaźniki poprawić; będzie się to jednak wiązało z wykonaniem nowego uzwojenia.

#### Literatura

- [1] O. Snellmann, E. J. Burge, J. sci. Instr., **26**, 321 (1949).
- [2] W. F. Giauque, D. N. Lyon, Rev. sci. Instr., **31**, 374 (1960).
- [3] F. Bitter, Rev. sci. Instr., **8**, 318 (1937), **10**, 373 (1939).
- [4] H. H. Kolm, J. appl. Phys., **29**, 489 (1958).
- [5] A. D. Little, Inc. *General Specifications very high flux density Bitter solenoids*.
- [6] H. L. Laquer, E. F. Hammel, Rev. Sci. Instr., **28**, 875 (1957).
- [7] *International Conference on High Magnetic Fields 1961, Final program*.
- [8] M. Wood — wiadomość ustna.
- [9] F. Gaume, J. Rech. Cent. Nat. Rech. Sci. **45**, 287 (1958).
- [10] J. D. Cockcroft, Phil. Trans., A **227**, 317 (1928).
- [11] Ch. Fabry, L'Eclairage Electr., **17**, 133 (1898).
- [12] M. W. Garrett, J. appl. Phys., **22**, 1091 (1951).
- [13] R. S. Ingarden, J. Michalczyk, Bull. Acad. Polon. Sci. Ser. Sci. math. astron. phys. **8**, 319 (1960).
- [14] K. W. Hausen, *Waermeuebergang im Gegenstrom, Gleichstrom und Kreuzstrom* Springer V, Berlin 1950.
- [15] H. F. Furth, M. A. Levine, P. W. Waniek, Rev. sci. Instr., **28**, 949 (1957).

*Roman Mierzecki*

Instytut Fizyki  
Warszawa

## 46 Doroczna Wystawa Towarzystwa Fizycznego i Instytutu Fizyki w Londynie

46 Doroczna Wystawa Towarzystwa Fizycznego i Instytutu Fizyki w Londynie odbywała się w dniach 15 do 19 stycznia 1962 r., jak corocznie w salach *Royal Horticultural Society* o łącznej powierzchni ponad 1000 m<sup>2</sup>. Poszczególne firmy angielskie, a także państwowe laboratoria badawcze oraz laboratoria wyższych uczelni przedstawiały produkowane lub też skonstruowane w ubiegłym roku przyrządy i urządzenia do badań fizycznych. Niektóre firmy przedstawiały konstrukcje prototypowe lub nawet próbne. Liczba wystawców wynosiła prawie 140, z czego znaczną większość, bo około 100, stanowiły prywatne firmy angielskie, 10 stoisk zajmowały laboratoria instytutów państwowych, a 15 laboratoria wyższych uczelni. Ponadto kilkunastu wydawców przedstawiło nowe publikacje z dziedziny fizyki i nauk pokrewnych.

Katalog wystawy [1] obejmuje przeszło 300 stron i nie sposób omówić wszystkie wystawione przyrządy. Pozwolę sobie jednak zwrócić uwagę na niektóre nowe osiągnięcia.

Stosunkowo wiele firm wystawiało różnego rodzaju przyrządy elektroniczne przy czym w dalszym ciągu zaznacza się coraz większe zastosowanie tranzystorów i obwodów drukowanych. Tranzystory produkowane obecnie pozwalają na pobór mocy 75 W w temperaturze pokojowej. Coraz szersze praktyczne zastosowanie znajdują w dalszym ciągu półprzewodniki. Od kwietnia ubiegłego roku produkowane są półprzewodnikowe detektory promieni gamma oraz cząstek ciężkich zarówno naładowanych, jak i obojętnych (firma *20 Century Electronics Ltd.*). Czas martwy takiego detektora wynosi 8 nanosekund, zdolność rozdzielcza 1% dla cząstek o energii 5 MeV. Wielkość impulsu jest proporcjonalna do energii padających cząstek. Również półprzewodnikowe elementy chłodzące (pod nazwą techniczną frigistorów) produkowane są na skalę techniczną (firma *Semiconductors Thermoelements Ltd.*). Wykorzystywane są do budowy komór chłodzących oraz termostatu wzorcowego o temperaturze 0° dla termopar.

Elektroniczne Laboratorium Badawcze w Baldoch uzyskało arsenek galu o nowych właściwościach elektrycznych. W zależności od dozowanych domieszek produkowany przez nich arsenek galu może mieć opór właściwy od 1 om cm do 1 megom cm. Materiał o tak dużym oporze właściwym nazywają półizolatorem (*semiinsulating Ga<sub>5</sub>As<sub>3</sub>*). Na wystawie pokazana jest sztabka arsenku galu, długości 10 cm, której opór właściwy zmienia się wzdłuż jej długości milion razy. Dzięki temu arsenek galu nadaje się do produkcji różnych elementów w obrębie tego samego bloku materiału. Wysoki punkt topnienia (1237°) pozwala zastosować go do elementów wbudowywanych do raket kosmicznych i raket dalekiego zasięgu.

Rozwój fotomnożników idzie przede wszystkim w kierunku zwiększenia powierzchni katody. Pokazane były egzemplarze z katodą szerokości 300 mm.

Materiały magnetyczne są podstawowym elementem elektronowych maszyn matematycznych. Laboratorium badawcze firmy *International Computers and Tabulators (Engineering) Ltd.* specjalizuje się w ich badaniu. Dr M. Prutton z tego laboratorium zbudował urządzenie pozwalające badać jednorodność magnetyczną używanych materiałów [2]. Płaski materiał umieszcza się w polu magnetycznym cewek Helmholtza i oświetla światłem liniowo spolaryzowanym. Polaryzacja magnetyczna próbki powoduje skręcenie płaszczyzny polaryzacji światła do 5°. Można więc sprawdzić, czy badana próbka objęta jest jednolicie domeną magnetyczną.

Materiały magnetyczne są również podstawowym materiałem wzmacniaczy magnetycznych. W ostatnim roku produkowane były wzmacniacze prądu stałego, tzw. transduktory, których moc wyjściowa wynosi 8 kW. (Firma *Sanders*). Wykorzystując właściwości krzywych histerezy produkowanych materiałów opracowano prototyp przełącznika (relais), w którym nie ma elementów ruchomych. Ma to wielkie znaczenie dla produkcji zautomatyzowanych, ponieważ nie istnieje możliwość, by taki przełącznik „zaciął się“.

Badania nad zastosowaniami energii jądrowej, prowadzone przez zakłady podległe Komisji Energii Atomowej Zjednoczonego Królestwa, dotyczą głównie automatyzacji produkcji oraz badania materiałów wyjściowych, a także zastosowania automatyzacji do opracowywania wyników.

Zagadnienia cząstek elementarnych reprezentowane były przez grupę badawczą Wydziału Fizyki londyńskiego University College, która przedstawiła wykończone w ubiegłym roku urządzenie do automatycznych pomiarów wielokrotnego rozpraszania w emulsjach jądrowych. Układ optyczny z fotokomórką reguluje przesuw płyty, a na taśmie otrzymujemy automatycznie wydrukowane drugie różnice współrzędnej  $y$  oraz sumę ich bezwzględnych wartości.

W klasycznej analizie widmowej, reprezentowanej przez firmy *Hilger & Watts*, *Perkin Elmer*, *Unicam* oraz *Gubb & Parson*, nie ma szczególnych rewelacji. Firma *Gubb & Parson* przedstawiła dwuwiązkowy spektrometr do dalekiej podczerwieni (20 do 50 mikronów) o zdolności rozdzielczej 3 cm<sup>-1</sup>.

Natomiast poszczególne laboratoria badawcze (*National Physical Laboratory*, *Light Division*, oraz laboratorium Wydziału Fizyki Uniwersytetu w Manchester)

rozwijają zaproponowaną przez Jaquinot [3] metodę analizy słabego promieniowania podczerwonego drogą rozkładu fourierowskiego wyników otrzymanych przez zmianę położenia zwierciadeł w interferometrze Michelsona. Zdolność rozdzielcza wyprodukowanych urządzeń nie jest gorsza od zdolności rozdzielczej nowoczesnych spektrometrów do podczerwieni, ale pozwala badać bardzo słabe promieniowanie wysyłane przez różne źródła. Np. zbadano promieniowanie podczerwone planet Wenus i Marsa [4].

Masery produkowane są na skalę fabryczną. Lasery są przedmiotem badań *National Physical Laboratory* oraz zakładów podległych Ministerstwu Lotnictwa. Jako materiał stosowany jest obecnie rubin pochodzenia amerykańskiego. Badania idą w kierunku zastosowania innych materiałów, jak  $U^{+++}$  lub  $Sm^{++}$  w  $CaF_2$  oraz  $Nd^{+++}$  w  $CaWO_4$ .

*National Physical Laboratory* przedstawia również urządzenie do pomiaru czasu relaksacji poprzecznej  $T_2$  w rezonansie magnetycznym zaproponowaną przez Hahna [5] metodą echa spinowego. Polega ona na przyłożeniu do zorientowanego układu jąder poprzecznego dezorientującego pola magnetycznego. Po pewnym czasie  $t$  pole to obraca się o  $180^\circ$ , zmieniając przez to znak pozostałej jeszcze magnetyzacji. Po takim samym czasie  $t$  od momentu odwrócenia pola otrzymujemy echo spinowe, a na ekranie oscylografu ukazuje się impuls, którego wysokość jest proporcjonalna do magnetyzacji w momencie odwrócenia pola. Czas  $t$  będzie równy czasowi relaksacji poprzecznej, gdy wysokość impulsu będzie równa  $1/e$  wysokości impulsu rezonansu [6].

Z innych przyrządów przedstawionych na wystawie wspomnieć należy o próbnym egzemplarzu odbiciowego mikroskopu elektronowego (firma *Cambridge Instrument Co. Ltd.*). Ostro skupiona wiązka elektronów „zamiata” badaną powierzchnię. Od powierzchni tej ulega ona odbiciu, a ponadto powoduje emisję elektronów wtórnych. Elektrony odbite i emitowane rejestrowane są przez licznik scyntylicyjny o dużej powierzchni. Sygnały licznika modulują w lampie oscyloskopowej natężenie wiązki elektronów, której przesuw jest sprzężony z przesuwem wiązki elektronów w mikroskopie. W ten sposób na ekranie lampy oscyloskopowej powstaje obraz powierzchni badanej próbki. Mikroskop ten pozwala na przeprowadzanie badań bez niszczenia próbki, wycinania wąskich skrawków lub wykonywania replik.

Można jeszcze wspomnieć o ulepszonym w ubiegłym roku piecu do wygrzewania próbek w temperaturze do  $1800^\circ$ . Dzięki wprowadzeniu dodatkowych izolacji można obecnie wygrzewać próbki w dowolnej atmosferze, a nie wyłącznie, jak dotychczas, w atmosferze wodoru.

Również i w innych przyrządach wprowadzone zostały pewne ulepszenia, ale trudno je wszystkie tu omawiać i wybrałem te, które wydały się najciekawsze i które mogą znaleźć zastosowanie w naszych laboratoriach badawczych przemysłowych.

W czasie trwania Wystawy odbyły się dwa popularne odczyty ilustrowane pokazami. W ciągu pierwszego Dr A. C. Taylor z manchesterskiego *College of Science and Technology* omówił metody i wyniki badań akustycznych instru-

mentów muzycznych. Drugi wykład prof. J. V. Jones z uniwersytetu w Aberdeen poświęcił wykorzystaniu zjawisk elastyczności do konstrukcji przyrządów fizycznych.

P. mgr H. Dzierżanowskiej z Instytutu Kultury Polskiej w Londynie dziękuję za umożliwienie zwiedzenia wystawy.

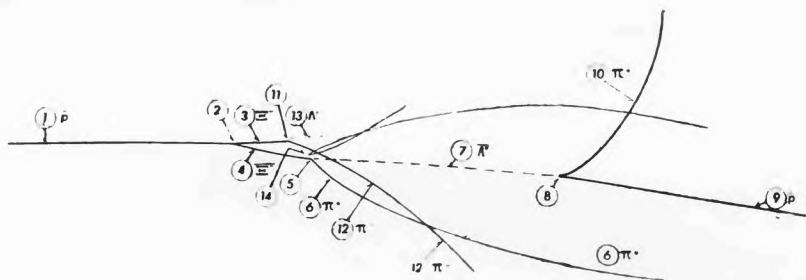
#### Literatura

- [1] *Handbook of Scientific Instruments and Apparatus*, Exhibition 1962, *The Institute of Physics and the Physical Society*, London 1962.
- [2] M. Prutton, wiadomość prywatna; *J. appl. Phys.* (w druku).
- [3] P. Jaquinot, *Reports on Progress in Physics*, 1960.
- [4] H. A. Gebbie, C. Roland, L. Delbouille, *Nature*, **191**, 264 (1961); H. A. Gebbie, K. J. Habell, S. P. Middleton, *National Physical Laboratory*, Report BP/9, Li/4, November 1961.
- [5] E. L. Hahn, *Phys. Rev.*, **80**, 580 (1950).
- [6] Wiadomość prywatna, publikacja w przygotowaniu.

### Odkrycie antyhiperonu $\bar{\Xi}^-$

Ostatnio w CERN-ie <sup>1</sup> i w laboratorium w Brookhaven w USA znaleziono przypadek produkcji i rozpadu antyhiperonu  $\bar{\Xi}^-$ . Ponieważ odbyło się to prawie równocześnie, uzgodniono, że wyniki zostaną opublikowane w tym samym numerze *Physical Review Letters*. W niniejszym artykule przedstawiono dane dotyczące przypadku odkrytego w CERN-ie.

W CERN-ie prowadzi się obecnie badania, dotyczące oddziaływań  $\bar{p}p$ . Przy użyciu selektora [1] otrzymano wiązkę antyprotonów o przeciętnym natężeniu około 8 antyprotonów w impulsie; z pędem 3,0 GeV/c. 81 cm pęcherzykowa komora wodorowa zbudowana w Saclay [2], spełnia rolę targetu protonowego i detektora dla oddziaływań  $\bar{p}p$ . Zdjęcia, otrzymywane z komory, analizuje się w trzech wielkich ośrodkach fizyki jądowej: CERN (Genewa) Ecole Polytechnique (Paryż) i Département Saturne (Saclay).



W publikacji podano jedynie nazwy laboratoriów, ponieważ do odkrycia tej cząstki przyczynił się duży zespół przynajmniej piętnastu europejskich fizyków. Zdecydowali oni przedstawić wyniki pracy jako osiągnięcia laboratoriów, a nie poszczególnych osób.

Podczas przeglądu pierwszych dziesięciu tysięcy fotografii znaleziono przypadek produkcji i rozpadu  $\bar{\Xi}^-$ . Rysunek 1 przedstawia reprodukcję i szkic jednego z trzech zdjęć stereoskopowych tego przypadku.

<sup>1</sup> CERN jest Europejską Organizacją dla Badań Jądowych położoną w miejscowości Meyrin pod Genewą

Antyproton z wiązki pierwotnej „1” po przebyciu w komorze 20 cm oddziaływa w punkcie „2” z jądrem wodoru. Z punktu oddziaływania „2” wychodzą ślady dwóch naładowanych cząstek „3” i „4”. Ślad „4” jest śladem  $\tilde{\Xi}^-$ , który rozpada się w punkcie „5” po przebyciu 6 cm drogi w komorze. W punkcie „11”, odległym o 4 cm od punktu „2”, nastąpił rozpad cząstki ujemnej  $\Xi^-$  na mezon  $\pi^-$  i hiperon  $\Lambda^0$ , który nie został w komorze zarejestrowany. Około 20 cm od punktu „5” widać ślad rozpadu neutralnej cząstki „8”, zidentyfikowanej jako  $\tilde{\Lambda}^0$ . Przestrzenna rekonstrukcja obrazu wskazuje, że antyhiperon  $\tilde{\Lambda}^0$  został wyemitowany z punktu „5”, a nie z sąsiedniej dwuramiennej gwiazdy „14”.

Opisane zdjęcie zinterpretowano jako produkcję w punkcie „2” antyhiperonu  $\tilde{\Xi}^-$  i następnie rozpad tej cząstki w punkcie „5” na  $\pi^+ + \tilde{\Lambda}^0$ .  $\tilde{\Lambda}^0$  po przebyciu drogi około 20 cm rozpada się na  $\pi^+ + \tilde{p}$ . Powyższą interpretację potwierdzają pomiary.

Pomiary pędu i jonizacji związane z identyfikacją  $\tilde{\Xi}^-$ :

Ślad	Identyfikacja	pęd (GeV/c)	$\pm \frac{\Delta 1/p}{1/p}$	Jonizacja (minimum)
4	$\tilde{\Xi}^-$	1,190	30 %	2,53 0,40
6	$\pi^+$	0,282	1,8%	1,40 0,12
9	$\tilde{p}$	0,912	5,9%	2,36 0,30
10	$\pi^+$	0,112	3,6%	czarny

Pomiary kątów związane z identyfikacją  $\tilde{\Xi}^-$ :

Kąt między śladami	$\theta$	$\Delta\theta$
4 i 6	28,1°	0,3°
4 i 7	7,3°	0,2°
7 i 9	5,5°	0,4°
7 i 10	46,0°	0,4°
7 i płaszczyzną 4, 6	0,3°	0,5°
7 i płaszczyzną 9, 10	0,2°	0,3°

Biorąc pod uwagę wyłącznie kinematykę rozpadu cząstki neutralnej w punkcie „8”, można by ten rozpad interpretować zarówno jako rozpad  $\tilde{\Lambda}^0$ , jak i  $K^0$ . Ta ostatnia możliwość jest jednak wykluczona przez pomiary jonizacji.

Przyjmując, że neutralna cząstka jest  $\tilde{\Lambda}^0$ , rozpad w punkcie „5” odpowiada kinematycznie rozpadowi  $\tilde{\Xi}^-$ . Obliczona na podstawie danych pomiarowych masa  $\tilde{\Xi}^-$  wynosi  $1321,2 \pm 2,4$  MeV, co jest w zgodzie ze znaną obecnie [3] masą cząstki  $\Xi^-$ , równą  $1318,4 \pm 1,2$  MeV.

Analiza całego zdarzenia pozwala wysunąć dwa możliwe warianty:

(a)  $\tilde{p} + p \rightarrow \tilde{\Xi}^- + \Xi^-$

w tym wypadku trzeba przyjąć pęd pierwotnego antyprotonu jako równy 2,860 GeV/c i kąt produkcji  $\Xi^-$  zwiększyć w granicach dwóch odchyień standardowych (do 10,1°)

b)  $\tilde{p} + p \rightarrow \tilde{\Xi}^- + \Xi^- + \gamma$ .

Kwant  $\gamma$  powinien być wysłany wzdłuż lotu  $\Xi^-$  z energią  $113 \pm 15$  MeV.

Na podstawie pomiarów nie można wyodrębnić żadnej z podanych wyżej możliwości, co nie ma jednak wpływu na identyfikację  $\tilde{\Xi}^-$ .

### Uzupełnienie

Warto uświadomić sobie, jaka jest obecnie sytuacja w dziedzinie antycząstek. Pojęcie antycząstki wprowadził Dirac, który stwierdził, że relatywistyczne równanie dla elektronu daje dodatkowe „niepożądane“ rozwiązanie dla cząstki o masie elektronu, a o dodatnim ładunku elektrycznym — pozytonu.

Wkrótce [4] Anderson odkrył ją w promieniowaniu kosmicznym. Dla cząstek ciężkich sprawa nie okazała się prosta. Przewidywano istnienie antynukleonów, ale wszelkie próby odkrycia antyprotonu kończyły się niepowodzeniem. Dopiero budowa wielkich akceleratorów, a w związku z tym dysponowanie sztucznymi źródłami cząstek o wysokiej energii pozwoliło na postęp w tej dziedzinie.

W 1955 r. odkryto antyproton [5]. W 1956 r. ukazuje się praca [6], w której otrzymano antyneutrony drogą wymiany ładunku przez antyprotony. W tym czasie odkryto cząstki dziwne. Wkrótce pojawiają się odkrycia odpowiadających im antycząstek. W 1958 r. zarejestrowano pierwszy antyhiperon  $\Lambda^{\circ}$  [7]. Rok 1960 przynosi odkrycie antypartnerów dla trypletu ładunkowego  $\Sigma^{-}$   $\Sigma^{\circ}$   $\Sigma^{+}$ .

W Zjednoczonym Instytucie Badań Jądrowych w Dubnie pod Moskwą zarejestrowano w komorze propanowej przypadek produkcji i rozpadu  $\bar{\Sigma}^{-}$  [8]. W tym samym roku amerykańska grupa badaczy publikuje przypadek, zinterpretowany jako reakcja  $\bar{p} + p \rightarrow \bar{\Sigma}^{\circ} + \Lambda$  [9]. Zespół włoski odkrywa na koniec przypadek produkcji i rozpadu  $\bar{\Sigma}^{+}$  [10].

Rok 1962 przynosi równoczesne odkrycie dwóch przypadków  $\bar{\Xi}^{-}$ , z których jeden jest opisany w niniejszym artykule [11].

Oczekuje jeszcze na odkrycie antyhiperon  $\bar{\Xi}^{\circ}$ .

### Literatura

- [1] S. van der Meer, CERN, 60—22 (1960).
- [2] *Onde Electrique Special iussue on bubble chambers* No 417, December (1961) w druku.
- [3] W. H. Barkas, A. H. Rosenfeld, UCRL, 80, 30 (1961).
- [4] C. D. Anderson, Phys. Rev., **43**, 491 (1933).
- [5] O. Chamberlain, E. Segré, C. Wiegand, T. Ypsilantis, Phys. Rev., **100**, 947 (1955); Nature, **177**, 11 (1956).
- [6] B. Core, G. R. Lambertson, O. Piccioni, W. A. Wenzel, Phys. Rev., **104**, 1193 (1956).
- [7] D. J. Prowse, M. Baldo-Coelin, Nuovo Cimento, **10**, 635 (1958); Phys. Rev. Letters, **1**, No 5, 179.
- [8] Wan Tan-czan i inni, Ż, eksper, teor. Fiz., **38**, 1356 (1960).
- [9] J. Button, P. Eberhard, G. R. Kalbfleisch, J. E. Lannutti, G. R. Lynch, B. C. Maglic, M. L. Stevenson, Phys. Rev. Letters, **4**, No 10, 530 (1960).
- [10] E. Amaldi, A. Barbaro-Galtieri, G. Baroni, C. Castagnoli, M. Ferro-Luzzi, A. Manfredini, M. Muchnik, V. Rossi, M. Severi, Nuovo Cimento, **16**, 392 (1960).
- [11] CERN (Genève), Ecole Polytechnique (Paris) Department Saturne (Saclay), Phys. Rev. Letters, ...
- [12] E. Skrzypczakowa, Postępy Fizyki, **7**, Zeszyt 2, 201 (1956).
- [13] O. Chamberlain, E. Segrè, C. Wiegand, T. Ypsilantis, Postępy Fizyki, **7**, 231 (1956).
- [14] A. Wróblewski, Postępy Fizyki, **10**, 107 (1959).
- [15] E. Skrzypczak, Postępy Fizyki, **11**, 327 (1960).

Tomasz Hofmokl



# POLSKIE TOWARZYSTWO FIZYCZNE

## ZARZĄD

Przewodniczący

Prof. dr WOJCIECH RUBINOWICZ  
czł. rzecz. PAN

Wiceprzewodniczący

Prof. dr ALEKSANDER JABŁOŃSKI  
czł. rzecz. PAN

Sekretarz

Prof. dr WŁODZIMIERZ ŚCIŚŁOWSKI

Skarbnik

Dr HALINA CHĘCIŃSKA

Członek Zarządu

Doc. dr TADEUSZ SKALIŃSKI

## PRZEWODNICZĄCY ODDZIAŁÓW TOWARZYSTWA

*Gdańsk* - Dr O. GZOWSKI  
*Gliwice* - Prof. dr KAZIMIERZ GOSTKOWSKI  
*Kraków* - Prof. dr ANDRZEJ HRYNKIEWICZ  
*Lublin* - Doc. dr ARMIN TESKE  
*Łódź* - Prof. dr FELIKS WIŚNIEWSKI  
*Poznań* - Prof. dr FELIKS KARAŚKIEWICZ  
*Szczecin* - Doc. dr JÓZEF KONARSKI  
*Toruń* - Doc. dr KAZIMIERZ ANTONOWICZ  
*Warszawa* - Prof. dr WITOLD ŁANIECKI  
*Wrocław* - Prof. dr JAN ŁOPUSZAŃSKI

ADRES ZARZĄDU: WARSZAWA, ul. HOŻA 69

## TREŚĆ

W. L. Ginzburg — Promienie kosmiczne w pobliżu Ziemi i we Wszechświecie (tłum. M. Massalski) . . . . .	507
A. Deloff — Anomalie progowe w zderzeniach niesprężystych . . . . .	549
C. Bazan — Elektromagnesy bezrdzeniowe. . . . .	563
R. Mierzecki — 46 Doroczna Wystawa Towarzystwa Fizycznego i Instytutu Fizyki w Londynie . . . . .	581
NOWOŚCI NAUKOWE	
T. Hofmohl — Odkrycie antyhiperonu $\Xi^-$ . . . . .	585

## Warunki prenumeraty czasopisma

## „POSTĘPY FIZYKI“ — dwumiesięcznik

Cena w prenumeracie zł 90.— rocznie, zł 45.— półrocznie

Zamówienia i wpłaty przyjmują:

1. Przedsiębiorstwo Upowszechnienia Prasy i Książki „Ruch“, Kraków, ul. Worcella 6, konto PKO nr 4-6-777.
2. Urzędy pocztowe i listonosze.
3. Księgarnie „Domu Książki“.

Prenumerata ze zleceniem wysyłki za granicę 40% drożej. Zamówienie dla zagranicy przyjmuje Przedsiębiorstwo Kolportażu Wydawnictw Zagranicznych „Ruch“, Warszawa, ul. Wilcza 46, konto PKO nr 1-6-100.024.

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

Tylko prenumerata zapewnia regularne otrzymywanie czasopisma.