

# POSTĘPY FIZYKI

CZASOPISMO

POŚWIĘCONE UPOWSZECZNIANIU

WIEDZY FIZYCZNEJ

**TOM VI ❖ ZESZYT 2**

PTF

---

1 ❖ 9 ❖ 5 ❖ 5

## RADA REDAKCYJNA

*Przewodniczący* — Szczepan Szczeniowski (Poznań)  
*Członkowie* — Władysław Kapuściński (Warszawa)  
Henryk Niewodniczański, czł. koresp. PAN (Kraków)  
Wojciech Rubinowicz, czł. rzecz. PAN (Warszawa)  
Leonard Sosnowski (Warszawa)

## KOMITET REDAKCYJNY

*Redaktor Naczelny* — Ludwik Natanson (Warszawa)  
*Zastępca Redaktora Naczelnego* — Karol Majewski (Warszawa)  
*Red. Działu Fizyki Teoretycznej* — Wojciech Królikowski (Warszawa)  
*Red. Działu Fizyki Doświadczalnej* — Zdzisław Małkowski (Warszawa)  
*Sekretarz Redakcji* — Barbara Wojtowicz (Warszawa)

*Adres Redakcji:* Warszawa, Hoża 69

Maszynopisy prac należy nadsyłać w 2 egzemplarzach pod adresem redakcji.  
O przyjęciu pracy do druku decyduje Rada Redakcyjna. Autorzy otrzymują  
25 odbitek bezpłatnie.

POLSKIE TOWARZYSTWO FIZYCZNE

# POSTĘPY FIZYKI

CZASOPISMO POŚWIĘCONE UPOWSZECHNIANIU  
WIEDZY FIZYCZNEJ

TOM VI • ZESZYT 2

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE

1 9 5 5

**PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE — DZIAŁ CZASOPISM  
WARSZAWA, KRAKOWSKIE PRZEDMIEŚCIE 79**

Nakład 2482+103 egz.	Do składania 15 I 1955
Ark. wyd. 7,9, druk. 6,5	Podpisano do druku 22 IV 55
Papier dr. sat. 70 g V kł. 70×100 cm	Druk ukończono w kwietniu
Cena zł 9,—	Zamówienie nr 33/94 K-6-482

**POZNAŃSKA DRUKARNIA NAUKOWA — POZNAŃ, FREDRY 10**

Leopold Infeld

Instytut Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego

## O równaniach ruchu\*

W sławnym wykładzie o geometrii, wygłoszonym przed stu laty, R i e m a n n wypowiedział następujące zdanie: „Es muss also entweder das dem Raume zugrunde liegende Wirkliche eine diskrete Mannigfaltigkeit bilden, oder der Grund der Massverhältnisse ausserhalb, in darauf wirkenden bindenden Kräften gesucht werden“\*\*. W tym zdaniu po raz pierwszy sformułowano myśl, że może istnieć związek pomiędzy geometrią a fizyką. Jest wątpliwe, czy pojął je ktokolwiek z ówczesnych słuchaczy, gdyż dopiero ogólna teoria względności dała klucz do zrozumienia tej myśli. Zauważmy, że według ogólnej teorii względności rzeczywistość fizyczna, tzn. masy, szybkości, promieniowanie, poruszające się ładunki określają geometrię obowiązującą w świecie.

Tak więc idea R i e m a n n a znalazła swój wyraz w ogólnej teorii względności. Geometria jest związana jak najściślej z fizyką. Gdy jednak R i e m a n n uważał nasz świat za rozmaitość, być może, nieeuklidesową — trójwymiarową, ogólna teoria względności mówi nam, że świat jest czterowymiarową rozmaitością nieeuklidesową, stanowiącą uogólnienie rozmaitości M i n k o w s k i e g o, dla której forma metryczna ma postać

$$ds^2 = dt^2 - dx^2 - dy^2 - dz^2, \quad (1)$$

gdzie  $t$  jest współrzędną czasu,  $x, y, z$  są współrzędnymi przestrzennymi, jednostki zaś obrano tak, że prędkość światła  $c=1$ .

E i n s t e i n wprowadził do fizyki geometrię R i e m a n n a i zamiast (1) mamy formę metryczną

$$ds^2 = g_{\alpha\beta} dx^\alpha dx^\beta, \quad (2)$$

gdzie powtórzenie wskaźników greckich oznacza sumowanie od 0 do 3, przy czym  $x^0=t$ ;  $x^1=x$ ;  $x^2=y$ ;  $x^3=z$ . Powstaje zagadnienie ważne pod

\* Odczyt wygłoszony w Berlinie w dn. 11. 10. 1954 na uroczystości stulecia pracy habilitacyjnej R i e m a n n a.

\*\* „Albo rzeczywistość będąca podstawą przestrzeni musi stanowić pewną rozmaitość nieciągłą, albo podstawy metryki trzeba szukać gdzieś indziej — w działaniu sił wiążących.“

względem matematycznym i fizycznym, jak należy określić symetryczny tensor metryczny  $g_{\alpha\beta}$ , aby był zarazem tensorem pola grawitacyjnego. Przyjmuje się zazwyczaj, że tensor  $g_{\alpha\beta}$  jest określony przez dziesięć równań różniczkowych drugiego rzędu, nieliniowych względem  $g_{\alpha\beta}$  i ich pochodnych:

$$R_{\alpha\beta} - \frac{1}{2} g_{\alpha\beta} R = -8\pi T_{\alpha\beta}, \quad (3)$$

gdzie

$$R_{\alpha\beta} = - \left\{ \begin{matrix} \rho \\ \alpha\beta \end{matrix} \right\}_{, \rho} \left\{ \begin{matrix} \rho \\ \alpha\beta \end{matrix} \right\}_{, \rho} + \left\{ \begin{matrix} \rho \\ \alpha\rho \end{matrix} \right\}_{, \beta} + \left\{ \begin{matrix} \rho \\ \alpha\sigma \end{matrix} \right\} \left\{ \begin{matrix} \sigma \\ \rho\beta \end{matrix} \right\} - \left\{ \begin{matrix} \rho \\ \alpha\beta \end{matrix} \right\} \left\{ \begin{matrix} \sigma \\ \rho\sigma \end{matrix} \right\}. \quad (4)$$

$$\left\{ \begin{matrix} \rho \\ \alpha\beta \end{matrix} \right\} = g^{e\sigma} [\alpha\beta, \sigma] \quad (g^{e\sigma} g_{\sigma\delta} = \delta^e_\delta) \quad (5)$$

$$[\alpha\beta, \sigma] = \frac{1}{2} [g_{\alpha\sigma, \beta} + g_{\beta\sigma, \alpha} - g_{\alpha\beta, \sigma}] \quad (6)$$

(przecinek oznacza różniczkowanie, np.  $g_{\alpha\beta, \sigma} = \frac{\partial g_{\alpha\beta}}{\partial x^\sigma}$ ).

Czym jest tensor  $T_{\alpha\beta}$ ? W teorii względności  $T_{\alpha\beta}$  jest uważany za tensor energii-pędu, który charakteryzuje materię i jej prędkość lub pole elektromagnetyczne. Tak więc w równaniu (3) mamy pomieszaną geometrię (lewa strona) z fizyką (prawa strona). Od początku w połączeniu tym dawało się wyczuć coś nienaturalnego, a tensory  $T_{\alpha\beta}$  zdawały się symbolizować nasz niedostatek wiedzy o świecie materialnym. Od wielu lat Einstein pracuje nad unitarną teorią pola, która by była teorią czysto geometryczną lub, jeśli kto woli, czysto fizyczną, tzn. taką teorią, w której wszystkie pojęcia byłyby zarazem fizyczne i geometryczne. W ogólnej teorii względności pole grawitacyjne jest polem fizycznym, które w interpretacji geometrycznej jest polem metrycznym. To samo powinno by mieć miejsce w unitarnej teorii dla pola elektromagnetycznego, tzn. musiałoby ono mieć swoją interpretację geometryczną. Tak więc Einstein poszukuje od wielu lat unitarnej teorii, w której nie byłoby rozdziału między fizyką a geometrią, w której wszystko byłoby zarazem fizyką i geometrią.

Przyszłość okaże, czy usiłowania jego zostaną uwieńczone powodzeniem. Tymczasem, ograniczając się do ogólnej teorii względności, możemy powiedzieć, że podstawą jej są idee Riemanna, zgodnie z którymi fizyka może określić geometrię poprzez treść matematyczną równania (3).

Gdy mamy do czynienia z poruszającymi się cząstkami (w przypadku nieobecności pola elektromagnetycznego) możemy opisać to zjawisko za pomocą poruszających się osobliwości. Oczywiście nie jest to wierny opis rzeczywistości, lecz unika się tu zagadnienia podania rozkładu gęstości

materii i poza samymi osobliwościami otrzymuje się właściwy opis pola. Oznacza to, że  $T_{\alpha\beta}$  są zawsze równe zeru z wyjątkiem pewnych linii świata. Innymi słowy,  $T_{\alpha\beta}$  są proporcjonalne do funkcji Diraca opisujących przypadek graniczny, w którym gęstość dąży do nieskończoności, masa zaś jest jednostkową. Rozpatrując zatem poruszającą się cząstkę zakładamy, że poza jej linią świata równanie pola jest równaniem dla pustej przestrzeni:

$$R_{\alpha\beta} - \frac{1}{2}g_{\alpha\beta}R = 0 \quad (7)$$

i szukamy rozwiązań, w których ruch cząstki jest reprezentowany przez ruch osobliwości pola.

Stajemy przed ważnym zagadnieniem: w jaki sposób poruszają się osobliwości? Czy ruch ich jest dowolny, czy też określony przez równania pola? Problem ten dawno został sformułowany i chciałbym powiedzieć kilka słów o jego dziejach.

Sformułujmy ten problem bardziej ogólnie: mamy pewne równania pola i ich rozwiązania przedstawiające osobliwości pola. Kiedy równania ruchu tych osobliwości są określone przez równania pola? Warunkiem koniecznym, aby tak było, jest nieliniowość tych równań pola. Istotnie, przypuśćmy, że pewne równania liniowe określają ruch pewnej osobliwości  $A$  i ruch pewnej osobliwości  $B$ . Wówczas rozwiązanie przedstawiające ruch  $A$  i  $B$  jest także rozwiązaniem tych liniowych równań pola, lecz to oznaczałoby, że ruch  $A$  nie wpływa na ruch  $B$ . Tak więc staje się jasne, że aby istniała możliwość wyprowadzenia równań ruchu z równań pola, równania pola muszą być nieliniowe. Warunek ten jest warunkiem koniecznym, ale nie dostatecznym.

Na początku rozwoju ogólnej teorii względności przyjmowano w niej dla próżni nie tylko równania pola (7), lecz także równania ruchu dla cząstki próbnej, tzn. bardzo małej cząstki poruszającej się w zewnętrznym polu grawitacyjnym. W tym przypadku mamy równania pola i równania ruchu:

$$R_{\alpha\beta} - \frac{1}{2}g_{\alpha\beta}R = 0, \quad (8)$$

$$\delta \int ds = 0. \quad (9)$$

Równania te możemy zestawić z równaniami pola i równaniami ruchu teorii Newtona, które brzmią:

$$\Delta\varphi = \varphi_{,ss} = 0; \quad \varphi = -\frac{M}{r}, \quad (10)$$

$$m\ddot{\xi}^k = -m\frac{\partial\varphi}{\partial x^k} \quad (11)$$

( $m$  — masa cząstki próbnej,  $\xi^k$  — przyspieszenie,  $k, s=1, 2, 3$ ;  $r^2=x^s x^s$ ;  $M$  — masa słońca).

W ogólnej teorii względności, tak jak w klasycznej fizyce, mamy więc równania pola i równania ruchu. Wiemy, że w mechanice klasycznej zagadnienie dwu ciał jest tak samo proste, czy też tak samo skomplikowane, jak zagadnienie jednego ciała. Jak jest w ogólnej teorii względności? Jest jasne, że zasada linii geodezyjnej, będąca rozwiązaniem zagadnienia ruchu jednego ciała nie stanowi rozwiązania zagadnienia dwóch ciał. W tym przypadku rozwiązanie jest znacznie bardziej skomplikowane. Jest wiele prac na ten temat, wszystkie oparte na metodach przybliżonych.

W roku 1927 po raz pierwszy udało się wykazać Einsteinowi i Grommerowi [1], że równania linii geodezyjnej wynikają z równań pola ogólnej teorii względności. Następnie należało wyprowadzić równania ruchu dla ciał materialnych z równań pola. To trudne zagadnienie zostało rozwiązane przez Einsteina, Infelda i Hoffmanna w 1938 roku [2]. Otrzymali oni po raz pierwszy równania ruchu z równań pola z przybliżeniem wykraczającym poza teorię Newtona. Po osiągnięciu tego rezultatu możemy powiedzieć, że konieczne są równania pola i równania ruchu, lecz równania pola są wystarczające, gdyż równania ruchu są już w nich zawarte.

Później, w 1949 r., Einstein i Infeld [3] podali nową formę równań ruchu, poprawniejszą pod względem matematycznym. Wyprowadzenie tych równań było tak trudne, że nie mogło być podane w publikacji. Manuskrypt rachunków znajduje się w Institute of Advanced Study w Princeton.

W ubiegłym roku [4] uprościłem to wyprowadzenie tak, że opuszczając tylko proste przeliczenia, można je było opublikować w dość krótkiej formie.

Tutaj chciałbym podać tylko pewne idee związane z wyprowadzeniem równań ruchu z równań pola.

Jedną z nich jest „nowa metoda przybliżeń“. Jej myśl przewodnia jest bardzo prosta i od chwili jej sformułowania stosowano ją z powodzeniem nie tylko w ogólnej teorii względności, lecz także w elektrodynamice, w mezodynamice i teorii kwantów. Polega ona na tym, że pochodne względem czasu (w jednostkach, w których  $c=1$ ) uważa się za małe w porównaniu z pochodnymi względem współrzędnych przestrzennych, tzn. rozwijając  $\varphi$  według rzędów przybliżenia mamy:

$$\varphi = \varphi_0 + \varphi_2 + \varphi_4 + \varphi_6 + \dots, \quad (12)$$



przy czym

$$\varphi_{,k} = \frac{\partial \varphi}{\partial x^k} \quad \text{jest rzędu } l - \text{tego, } k=1, 2, 3,$$

$$\varphi_{,1}^{\cdot 0} = \frac{\partial \varphi}{\partial x^0} = \varphi_{,1+1}^{\cdot 0} \quad \text{jest rzędu } l+1,$$

$$\varphi_{,2}^{\cdot 00} = \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^{02}} \quad \text{jest rzędu } l+2.$$

A zatem zróżniczkowanie funkcji względem czasu podnosi jej rząd przybliżenia o jeden.

W podobny sposób należy rozwinąć wszystkie funkcje występujące w ogólnej teorii względności. Niektóre z nich będą zawierały tylko wyrażenia rzędów parzystych, inne — tylko nieparzystych. Np.:

$$g_{\mu\nu} = \eta_{\mu\nu} + h_{\mu\nu}; \quad \mu, \nu = 0, 1, 2, 3. \quad (13)$$

$$\eta_{mn} = -\delta_{mn}; \quad \eta_{0m} = 0 \quad \eta_{00} = 1; \quad m, n = 1, 2, 3.$$

Wówczas pierwszy wyraz rozwinięcia  $h_{00}$  jest  $h_{00}^2$

$$h_{00} = h_{00}^2 + h_{00}^4 + \dots \quad (14)$$

Podobnie

$$h_{mn} = h_{mn}^2 + h_{mn}^4 + \dots \quad (15)$$

$$h_{0m} = h_{0m}^3 + h_{0m}^5 + \dots \quad (16)$$

Tak jest, ponieważ w równaniu (3)  $T_{00} \sim m^2$  i  $T_{0m} \sim m^2 \xi^m$  i wyrażenia najniższego rzędu w  $h$ , które występują w  $R_{00} = \frac{1}{2} g_{00} R$  i  $R_{0m} = \frac{1}{2} g_{0m} R$  są tego samego rzędu (drugiego), natomiast rozwinięcie  $h_{0m}$  w  $R_{0m}$  zaczyna się od wyrazu wyższego (trzeciego rzędu).

Rozwinięcie masy  $m$  zaczyna się od  $m^2$ :

$$m = m^2 + m^4 + \dots \quad (17)$$

Nie jest to rzeczą czysto umowną. Zauważmy, że w równaniach Newtona (otrzymanych później z równań pola) mamy:

masa  $\times$  przyspieszenie = masa  $\times$  masa

s

2

s

s

skąd

$$2s = s^2,$$

$$s = 2.$$

Wybór metody przybliżenia jest tu sprawą bardzo istotną. W pierwszych przybliżeniach rzędu dwa i trzy otrzymuje się następujące równania:

$$\gamma_{00, ss} = 0, \quad (18)$$

$$\gamma_{0m, ss} = \gamma_{0s, sm} - \gamma_{00, 0m}, \quad (19)$$

gdzie

$$\gamma_{00} = \frac{1}{2} h_{00} + \frac{1}{2} h_{ss}, \quad (20)$$

$$\gamma_{0m} = h_{0m}. \quad (21)$$

Charakter problemu jest całkowicie określony przez rozwiązanie równania (18), tzn. przez wybór harmonicznej funkcji  $\gamma_{00}$ . Wszystko aż do przybliżenia pozanewtonowskiego jest wyznaczone jednoznacznie, skoro tylko wybraliśmy to  $\gamma_{00}$ . Jako  $\gamma_{00}$  obieramy pole newtonowskie, co zapiszemy następująco przy założeniu istnienia dwóch cząstek:

$$\gamma_{00} = -4\frac{m^1}{r^2} - 4\frac{m^2}{r^2} \quad (22)$$

$${}^1_2 = (x^s - \eta^s)(x^s - \eta^s) \quad {}^2_2 = (x^s - \xi^s)(x^s - \xi^s), \quad (23)$$

gdzie  $\eta^s$  i  $\xi^s$  są funkcjami  $x^0 = \tau$  odnoszącymi się do pierwszej i drugiej cząstki, a  $m^1$  i  $m^2$  są ich masami. Jest to jedyne zasadnicze założenie oprócz założenia dopuszczającego naszą metodę aproksymacji. Z niego i z paru innych oczywistych i prostych założeń, jak np., że nie mogą pojawić się inne bieguny w następnych przybliżeniach, równania ruchu wynikają już jednoznacznie.

Jak wiemy, niezmienniczość równań (3) pozwala nam dodać 4 warunki na układ współrzędnych; mogłoby się więc wydawać, że równania ruchu zależą od wyboru tych warunków, lecz tak nie jest. Można okazać, że wybór metody aproksymacji i wybór  $\gamma_{00}$  określa już warunki na układ współrzędnych dostatecznie ściśle, by równania ruchu wyznaczone były jednoznacznie (aż do przybliżenia pozanewtonowskiego). W naszej pracy z 1949 r. nie używaliśmy żadnych warunków na układ współrzędnych, podczas gdy Fock [5], który niezależnie od nas wyprowadził równania ruchu w przybliżeniu Newtona z równań pola, uważał (naszym zdaniem niesłusznie), że „harmoniczne“ warunki na współrzędne są potrzebne przy wyprowadzaniu tych równań z równań pola.

W jaki sposób równania ruchu wynikają z równań pola? W każdej z wymienionych trzech prac wyprowadzenie to jest inne. Ograniczymy się tu do kilku uwag o drugiej (1949) i trzeciej (1954) pracy.

Równania pola można zapisać w ten sposób:

$$\Phi_{\mu\nu} + 2A_{\mu\nu} = 0, \quad (24)$$

gdzie:

$$\begin{aligned} \Phi_{00} &= -\gamma_{00, ss} \\ \Phi_{0m} &= -\gamma_{0m, ss} + \gamma_{0s, ms} \\ \Phi_{nm} &= -\gamma_{mn, ss} + \gamma_{mr, nr} + \gamma_{nr, mr} - \delta_{mn}\gamma_{rs, rs} \end{aligned} \quad (25)$$

$$\gamma_{\mu\nu} = h_{\mu\nu} - \frac{1}{2} \eta_{\mu\nu} \eta^{\sigma\sigma} h_{\sigma\sigma} \quad (26)$$

(wskaźniki greckie, jak poprzednio, przebiegają wartości od 0 do 3, a łańciskie — od 1 do 3).

Definicja  $2A_{\mu\nu}$  brzmi:

$$\begin{aligned} 2A_{00} &= \gamma_{sr, sr} + 2A'_{00} \\ 2A_{0m} &= \gamma_{ms, s0} - \gamma_{00, m0} + 2A'_{0m} \\ 2A_{mn} &= -\gamma_{0m, 0n} - \gamma_{0n, 0m} + 2\delta_{mn}\gamma_{0s, 0s} + \\ &\quad + \gamma_{mn, 00} - \delta_{mn}\gamma_{00, 00} + 2A'_{m, n}, \end{aligned} \quad (27)$$

gdzie  $A'_{\mu\nu}$  są wyrażeniami nieliniowymi względem  $\gamma_{\mu\nu}$ . Równania te są spełnione wszędzie poza ich osobliwościami. Weźmy dwuwymiarową zamkniętą powierzchnię, otaczającą jedną, powiedzmy, pierwszą osobliwość. Biorąc całkę powierzchniową, rozciągniętą na tę właśnie powierzchnię, mamy:

$$\int_{\Sigma_1} (\Phi_{\mu n} + 2A_{\mu n}) n_n d\sigma = 0, \quad (28)$$

gdzie  $n_n$  jest normalną do tej powierzchni. Ale  $\int_{\Sigma_1} \Phi_{\mu n} n_n d\sigma$  znika identycznie ze względu na strukturę matematyczną  $\Phi_{\mu n}$ . A zatem pozostaje:

$$\int_{\Sigma_1} 2A_{\mu n} n_n d\sigma = 0. \quad (29)$$

Z drugiej strony, jak łatwo zobaczyć, ponieważ  $\Phi_{\mu n, n} = 0$ , mamy:

$$A_{\mu n, n} = 0. \quad (30)$$

To znaczy, że wartość całki powierzchniowej (29) nie zależy od kształtu powierzchni. Jeżeli nie znika ona tożsamościowo, to może zależeć wyłącz-

nie od współrzędnych punktów osobliwych. Niech  $s$  oznacza liczbę cząstek, wówczas mamy  $4s$  równań różniczkowych (29) (otaczamy każdą cząstkę oddzielnie powierzchnią zamkniętą), które uważamy za równania ruchu. Aby jednak znaleźć te równania, musimy rozwiązać równania pola i wyliczyć  $\gamma$ , a następnie  $\Lambda$  zgodnie z obraną metodą aproksymacji.

Urywając równania (24) mamy:

$$\begin{aligned} \Phi_{00} + 2\Lambda_{00} &= 0, \\ \Phi_{0m} + 2\Lambda_{0m} &= 0, \\ \Phi_{mn} + 2\Lambda_{mn} &= 0. \end{aligned} \quad (31)$$

$\Phi_{\mu\nu}$  zawierają nowe, a więc nieznanne  $\gamma$ - $y$ , podczas gdy  $2\Lambda_{\mu\nu}$  w (31) zawierają  $\gamma$ - $y$  już znane z poprzednich rzędów przybliżenia. Ale warunkiem całkowalności tych równań (ze względu na matematyczną strukturę  $\Phi_{\mu\nu}$ ) jest to, że znane już  $\Lambda_{\mu\nu}$  spełniają następujące warunki:

$$\int_{\Sigma_r} \Lambda_{0n} n_n d\sigma = 0; \quad \int_{\Sigma_r} \Lambda_{mn} n_n d\sigma = 0; \quad r=1, 2, \dots, s. \quad (32)$$

Stąd zaś wynika, że w każdym przybliżeniu mamy nowe równania ruchu, przy czym będą one sprzeczne dla różnych stopni przybliżenia. Zastanawialiśmy się nad tym długo i ostatecznie znaleźliśmy następujące rozwiązanie tego problemu: w każdym stopniu przybliżenia możemy dodać do rozwiązań na  $\gamma_{00}, \gamma_{0m}, \gamma_{mn}$  z równań (31) rozwiązania reprezentujące dipole, które zapewnią nam identyczne spełnianie warunków całkowalności (32). Aby więc osiągnąć spójność logiczną naszego sposobu aproksymacji, musimy dodać dipole (nie mają one zresztą żadnego znaczenia fizycznego), które czynią ruch cząstek dowolnym i nie zawartym w równaniach pola. Aby odzyskać z powrotem znaczenie fizyczne naszego rozwiązania, musimy po zakończeniu przybliżenia usunąć wszystkie dipole i to usunięcie dipoli da nam w końcu właściwe równania ruchu.

Niedawno (1954) uzyskałem znaczne uproszczenie używając tensora energii-pędu (materii)

$$T_{\mu\nu} = \sum_{p=1}^s T_{\mu\nu}^p, \quad (33)$$

gdzie  $T_{\mu\nu}^p$  jest częścią tensora energii-pędu (materii) odnoszącą się do  $p$ -tej cząstki.

Na  $T_{\mu\nu}^p$  bierzemy:

$$T_{00}^p = m(t) \delta; \quad T_{0m}^p = m(t) \xi^m \delta; \quad T_{mn}^p = m(t) \xi^m \xi^n \delta; \quad (34)$$

gdzie  $\xi^m$  są składowymi prędkości,  $m^p$  jest masą  $p$ -tej cząstki, a  $\delta^p$  — funkcją Diraca należąca do tej cząstki. Założenie to nie ogranicza nas bardziej niż poprzednie, ponieważ rozwiązania (18) i (19), które rozpatrywaliśmy, odpowiadały rozwiązaniom z funkcją  $\delta$  Diraca.

Następnie wiadomo, że ze względu na równania pola (3) i identyczności Bianchi jest  $T^{a\beta}{}_{;\beta} = 0$ , gdzie „;” oznacza różniczkowanie kowariantne. A zatem całkując po objętości otaczającej  $p$ -tą osobliwość otrzymamy:

$$\int_{\Omega} T^{a\beta}{}_{;\beta} dx = 0. \quad (35)$$

$p = 1, 2, \dots, s$

Mamy tu  $4s$  równań różniczkowych na  $4s$  niewiadomych  $m^p(t); \xi^k; (p=1, 2, \dots, s)$ . Przeprowadzając rachunek przybliżeń aż do czwartego rzędu otrzymujemy równania Newtona, do szóstego zaś — równania pozanewtonowskie. Warto może nadmienić, że w przybliżeniu pozanewtonowskim należy znormalizować masy, podobnie jak w elektrodynamice kwantowej.

Wszystkie te metody prowadzą do tych samych równań ruchu i ruchu perihelium.

Chciałbym jeszcze zaznaczyć, że kładąc na  $T^{a\beta}$  tensor energii-pędu pola elektromagnetycznego otrzymalibyśmy równania, które w pierwszym przybliżeniu są równaniami ruchu Lorentza. Wynik ten nie jest trywialny, gdyż np. w nowej teorii Einsteina nie otrzymuje się równań Lorentza.

Zagadnienie potraktowałem bardzo ogólnie; istnieje już wiele publikacji poświęconych temu zagadnieniu. Niech wolno mi będzie powiedzieć, że jest to tylko jedna gałąź fizyki, która wyrosła z idei Riemanna.

#### Literatura

1. A. Einstein, I. Grommer, Sitz Ber. Preuss. Akad. Wiss., 1 (1927).
2. A. Einstein, L. Infeld, B. Hoffmann, Ann. Math., 39, 66 (1938).
3. A. Einstein, L. Infeld, Can. J. Math., 1, 209 (1949).
4. L. Infeld, Acta Phys. Pol., 13, 187 (1954).
5. V. A. Fock, J. Phys. USSR, 1, 81 (1939).

Pelagia Ciok

Instytut Fizyki PAN

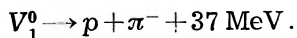
## Cząstka $\Lambda^0$ — hyperon neutralny

### Wstęp

W 1947 r. Rochester i Butler [1] przy badaniu przenikliwych ulew promieniowania kosmicznego dokonali doniosłego odkrycia dwóch nowych nietrwałych cząstek, neutralnej i naładowanej, cięższych od znanych już wówczas mezonów  $\pi$  i  $\mu$ . Fakt rozpadu tych cząstek był zanotowany w komorze Wilsona przez ślady w kształcie litery V o kącie ostrym w jednym przypadku i kącie rozwartym w drugim. Odkrycie Rochester i Butlera zapoczątkowało cały szereg badań. Odkryto jeszcze inne rodzaje cząstek, poznano wiele ich właściwości.

Cząstki dające skutek rozpadu, który następuje podczas lotu cząstki, analogiczne ślady do zaobserwowanych przez Rochester i Butlera, nazwano początkowo czysto fenomenologicznie cząstkami V. W szczególności wyodrębniono dwa rodzaje cząstek neutralnych i oznaczono je symbolami  $V_1^0$  i  $V_2^0$ .

Przykładów rozpadu cząstki  $V_1^0$  zaobserwowano już ponad tysiąc, toteż cząstka ta należy do najlepiej poznanych. Jest niewątpliwe, że jeśli nie wszystkie, to przynajmniej w znacznej większości cząstki zaklasyfikowane jako  $V_1^0$  rozpadają się według schematu:



Te cząstki o masie około  $2180 m_e$  zaliczono według formalnej nomenklatury proponowanej na konferencji w Bagnères de Bigorre [2] do hyperonów i oznaczono  $\Lambda^0$ , używając w dalszym ciągu symbolu V w jego początkowym znaczeniu dla cząstek, których tożsamość nie została bliżej stwierdzona. Te oznaczenia zostały użyte w niniejszym artykule.

### 1. Odkrycie cząstek $V^0$

W 1947 r. Rochester i Butler [1] wśród 50 fotografii przenikliwych ulew w komorze Wilsona, przypadających na ogólną liczbę 1500, znaleźli dwie fotografie zawierające charakterystyczne ślady. Jedną

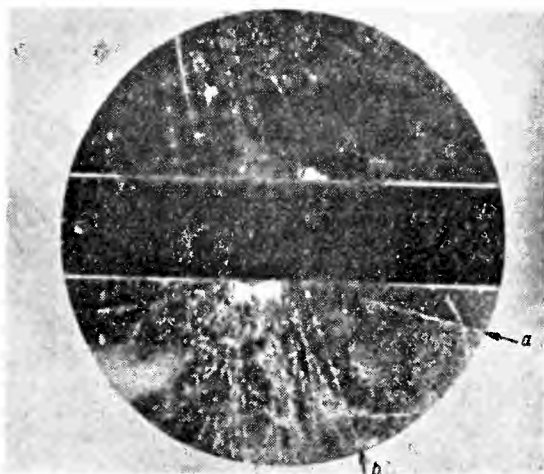
z nich przedstawia rys. 1. Ramiona tworzące zaobserwowany ślad wychodzą dokładnie z jednego punktu. Gdyby ramiona te były torami dwóch cząstek wybiegających właśnie z wierzchołka, to ładunki cząstek różniłyby się znakami, jak wskazują kierunki zakrzywienia torów (komora była umieszczona w polu magnetycznym). Autorzy postawili śmiałą hipotezę, że mają tu do czynienia z rozpadem jakiejś neutralnej cząstki biegnącej ku dołowi komory, tak jak inne cząstki ulewy. Dla uzasadnienia tej hipotezy przeprowadzili szczegółową analizę, podaną niżej w głównych zarysach.

Zaobserwowany ślad mógłby być załamany torem jednej cząstki, która zderzyła się z jądrem w gazie. Jednak cząstka zmieniając tak znacznie pęd musiałaby nadać taką prędkość jądro, że byłby widoczny odskok, tym bardziej że wierzchołek śladu znajdował się w części komory równomiernie oświetlonej i warunki kondensacji były dobre. Tymczasem nie widać żadnego śladu odskoku.

Gdyby omawiany ślad powstał dzięki jakiemś innemu procesowi wskutek zderzenia, to taki proces powinien zachodzić w płycie ołowianej komory kilkaset razy częściej niż w gazie, jednak autorzy zaobserwowali zaledwie kilka dwuramiennych śladów o wierzchołkach w płycie.

Omawianego śladu nie można przypisać parze elektron — pozyton, powstałej z fotonu  $\gamma$ , gdyż kąt między torami takiej pary jest bez porównania mniejszy (zwykle ułamki stopnia). Nadto, ponieważ wierzchołek domniemanej pary znajduje się tuż pod płytą, powinno się zaobserwować łącznie z parą ulewę elektronową, zwykle towarzyszącą przejściu fotonu przez ołów.

Można wreszcie przypuścić, że jakaś cząstka naładowana rozpadła się na inną naładowaną i na neutralną. Ponieważ można było oszacować pędy cząstek naładowanych z zakrzywienia torów, określono przy powyższym założeniu dolną granicę masy cząstki pierwotnej z przybliżonego wzoru:



Rys. 1. Fotografia pierwszego zaobserwowanego rozpadu cząstki  $\Lambda^0$  (wg Rochester'a i Butler'a).

$$M_{\min}c^2 = c\sqrt{p_1^2 + p_2^2} - P^2,$$

gdzie  $p_1$ ,  $p_2$  i  $P$  oznaczają pędy cząstek wtórnych i pierwotnej, zaś  $c$  prędkość światła. Otrzymana masa była znacznie większa od masy mezonu  $\pi$ . Rozpad jakiejś cięższej cząstki naładowanej nie mógł być wykluczony, ale cząstka ta musiałaby poruszać się przeciwnie niż inne cząstki ulewy i dlatego pierwsza hipoteza wydawała się autorom bardziej prawdopodobna. Podobne rozumowanie skłoniło autorów do zinterpretowania drugiego śladu jako rozpadu nietrwałej naładowanej cząstki.

Późniejsze prace innych autorów [3, 4] wykazały zupełną słuszność interpretacji Rochester'a i Butler'a i stwierdziły, że istnieją co najmniej dwa rodzaje nietrwałych cząstek neutralnych typu  $V$ .

## 2. Metody badań cząstek $V^0$

Cząstki  $V^0$  bada się, analizując ich rozpady przy użyciu komór Wilsona i emulsji jądrowej. Jednak zarówno odkrycie cząstek  $V^0$ , zdobycie pierwszych informacji o ich właściwościach, jak również pewne obserwacje można było uzyskać tylko w komorze, dzięki takim jej cechom, jak duża objętość, a mała gęstość materii. Dopiero mając pewną sumę wiedzy o cząstkach  $V^0$  można było wykorzystać zawarty w kliszach eksponowanych na promienie kosmiczne cenny materiał, którego nie mogły dostarczyć komory.

W pierwszych pracach stosowano komory, zwykle z płytą ołowiu pośrodku, umieszczone w silnym polu magnetycznym. Później używano również komór wielopłytowych bez pola magnetycznego. W najnowszych pracach korzysta się z kombinacji obu tych typów. Komory są sterowane układami liczników, jakie stosuje się przy badaniu przenikliwych ulew. Schemat typowego urządzenia stosowanego w laboratorium na Pic-du-Midi przedstawia rys. 2.

Na podstawie fotografii z komory Wilsona można:

- 1) odtworzyć przebieg zjawiska w przestrzeni, tzn. wyznaczyć kąty, odległości, punkty przecięcia się torów itp.,
- 2) określić zdolność jonizacyjną cząstki,
- 3) wyznaczyć jej pęd, jeśli komora była umieszczona w polu magnetycznym, albo absolutne granice zasięgu, jeśli była użyta komora wielopłytowa i cząstka zatrzymywała się w którejś z płyt,
- 4) z dużym prawdopodobieństwem ustalić związek między zjawiskami obserwowanymi na tej samej fotografii.

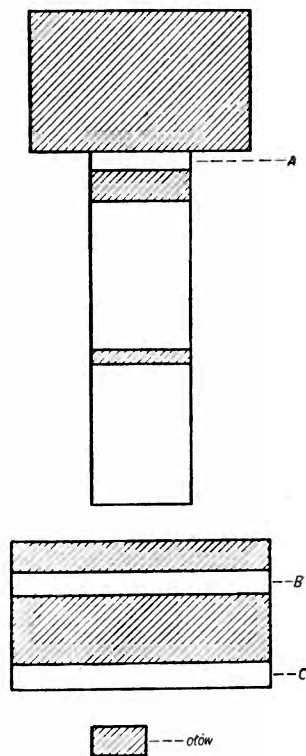
Jednak pomiary zdolności jonizacyjnej cząstki, jej pędu czy zasięgu są obarczone na ogół dużymi błędami, tak że niejednokrotnie z powyższych



danych można oszacować tylko dolną lub górną granicę masy cząstki; zwłaszcza tory krótkie albo tory cząstek o dużym pędzie lub małej zdolności jonizacyjnej dostarczają bardzo skąpych informacji. Mimo to można niekiedy z dużą dokładnością zidentyfikować cząstkę, jeśli uda się zaobserwować jej charakterystyczne zachowanie się.

W rezultacie komory na podstawie dużej statystyki pozwoliły wyznaczyć dla cząstki  $V_1^0$  prawdopodobny schemat rozpadu, masę i czas życia oraz warunki jej wytwarzania.

Emulsje jądrowe, eksponowane na promienie kosmiczne, gromadzą materiał zazwyczaj w przeciągu kilku godzin, stanowią materię znacznie gęstszą od gazu komory, mają małe wymiary (ostatnią niedogodność usuwa do pewnego stopnia użycie emulsji warstwowych). Powyższe cechy emulsji utrudniają ustalenie czy dane zjawiska są związane ze sobą i wyodrębnienie rozpadów cząstek  $V^0$  spośród innych zdarzeń. Natomiast dla cząstek o dostatecznie długich torach (począwszy od kilku mm), a zwłaszcza zatrzymujących się w emulsji, można otrzymać znacznie dokładniejsze dane. W ten sposób obserwacje rozpadów cząstek  $V_1^0$  w kliszy pozwoliły na potwierdzenie schematu rozpadu danego przez komory oraz na bez porównania dokładniejsze wyznaczenie masy i energii rozpadu cząstki  $\Lambda^0$ . Ponadto klisze dostarczyły obserwacji rozpadu jąder, które zawierały cząstki  $\Lambda^0$  w miejsce nukleonu, podczas gdy obserwacja taka w komorze jest mało prawdopodobna.



Rys. 2. Schemat aparatury używanej przez Armenterosa i wsp. na Pic du Midi. A, B, C. — układy liczników. Aparatura była uruchomiona po zadziałaniu dwóch liczników każdej z tac A i B, albo jednego licznika tacy A i dwóch każdej tacy B i C.

### 3. Schemat rozpadu cząstki $\Lambda^0$

#### a) Ilość produktów rozpadu

Badanie cząstek  $V^0$  sprowadza się przede wszystkim do ustalenia schematu rozpadu, tzn. ilości emitowanych cząstek, ich rodzaju oraz energii rozpadu. Rozwiązania tych zagadnień przy użyciu metod wyżej opisanych są ze sobą ściśle powiązane. Pierwsze dane dostarczone przez komory były

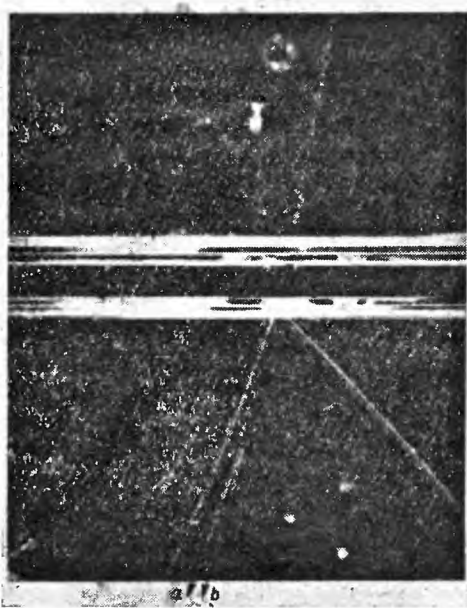
bardzo niedokładne [3, 4], ale pozwoliły wyróżnić dwa rodzaje cząstek rozpadających się prawdopodobnie według schematów:

$$V_1^0 \rightarrow p + \pi^- + Q_1,$$

$$V_2^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^- + Q_2,$$

gdzie  $Q_1$  i  $Q_2$  są to energie rozpadu. Wyznaczone wartości  $Q$  wahały się w szerokich granicach, ale w większości przypadków w grubym przybliżeniu  $Q_1 \approx 35$  MeV, oraz  $Q_2 \approx 200$  MeV. Nie ma żadnego materiału doświadczalnego, który wskazywałby na emisję jakiegś neutralnej cząstki. Próby poszukiwania kaskad elektronowych, które mogły być zapoczątkowane w płytach ołowianych przez fotony  $\gamma$  bądź emitowane bezpośrednio

przy rozpadzie cząstki  $V^0$ , bądź pochodzące z rozpadu wyemitowanego mezonu  $\pi^0$ , nie dały rezultatu. Istnieje natomiast mocny argument przemawiający za rozpadem cząstki  $V_1^0$  tylko na dwie naładowane. Jeśli na fotografii rozpadu cząstki  $V_1^0$  w komorze Wilsona obserwuje się jeszcze jakąś reakcję jądrową (najczęściej zdarza się ona w płycie ołowiu), to naturalne jest przyjąć, że cząstka  $V_1^0$  została wytworzona w tej reakcji (rys. 3). Można wtedy wyznaczyć linię lotu tej cząstki aż do miejsca rozpadu i kąt  $\delta$  między tą linią a płaszczyzną wyznaczoną przez toru naładowanych produktów rozpadu. Wszyscy autorzy znajdują, że w większości przypadków  $\delta = 0$  w granicach błędów. Koplanarność toru cząstki  $V_1^0$  i torów produktów rozpadu świadczy na korzyść rozpadu tylko na dwie cząstki.



Rys. 3. Rozpad cząstki  $V^0$  wytworzonej w zderzeniu pierwotnej naładowanej cząstki z jądrem ołowiu (wg Leightona i wsp.).

Argument ten nabiera właściwej wagi, jeśli uwzględnimy rozważania Bruecknera i Thompsona [5] dotyczące rozpadu na trzy cząstki według schematów:

$$V^0 \rightarrow p + \pi^- + \nu + 130 \text{ MeV},$$

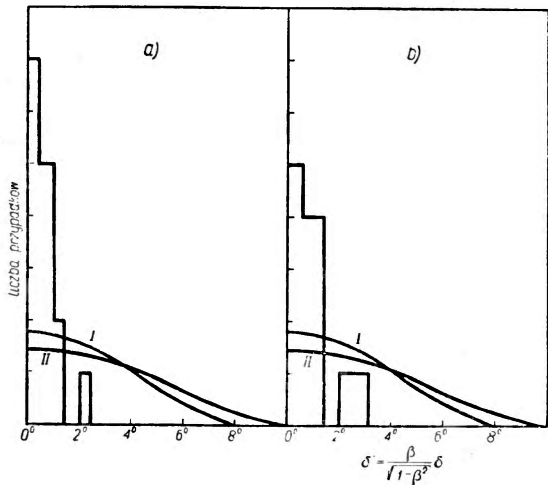
$$V^0 \rightarrow p + \pi^- + \pi^0 + 70 \text{ MeV},$$

gdzie energie 130 MeV i 70 MeV są dobrane tak, aby traktując rozpady zachodzące według powyższych schematów jako rozpady tylko na dwie cząstki naładowane otrzymać dla rozkładu  $Q$  maximum przypadające w okolicy 35 MeV, zgodnie z obserwacjami. Autorzy wyznaczają dla obu schematów rozkład istotnej dla rozpadu na trzy cząstki wielkości  $\delta' = \delta\beta(1-\beta^2)^{-1/2}$ , gdzie  $\beta$  jest prędkością cząstki  $V^0$ . Porównanie rozkładu tejże wielkości oszacowanej na podstawie pomiarów z rozkładem przewidzianym przez Bruecknera i Thompsona pozwala rozstrzygnąć zagadnienie ilości produktów rozpadu cząstki  $V^0$ . Najbardziej przekonujące rezultaty otrzymał Bridge i współpracownicy [6] przeprowadzając bardzo staranne pomiary dla 15 rozpadów cząstek  $V^0$  stosunkowo niskiej energii. Obserwacje były przeprowadzone przy użyciu komory wielopłytowej.

Prędkości  $\beta$  cząstki  $V^0$  występującej w wielkości  $\delta'$  nie można obliczyć dokładnie. Jednak potrzebny do tego celu pęd cząstki neutralnej można było zaniedbać i oszacować wartość wyrażenia  $\beta(1-\beta^2)^{-1/2}$  uwzględniając tylko pęd mezonu i protonu.

Pęd protonu wyznaczono z pędu mezonu przy założeniu rozpadu tylko na dwie cząstki, oraz w inny sposób, przyjmując możliwie największą wartość odpowiadającą pomiarom jonizacji lub zasięgu.

W ten sposób autorzy otrzymali dwa rozkłady oszacowanej wartości  $\delta'$  przedstawione na rys. 4. Rozkład dokładnie wyznaczonej wartości  $\delta'$  byłby pośredni. Uzyskane wyniki upoważniają do stwierdzenia, że jeśli nie wszystkie, to przynajmniej znaczna większość cząstek  $V^0$  daje tylko dwa produkty rozpadu.

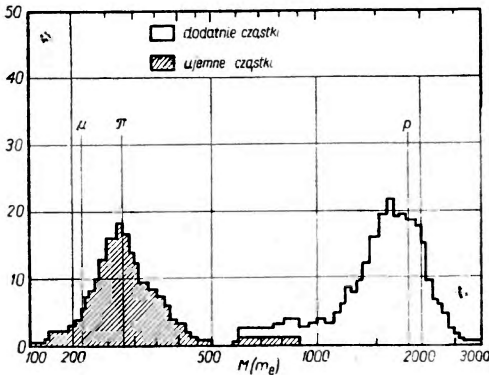


Rys. 4. Rozkład wielkości  $\delta'$  oszacowanej z pomiarów dwoma sposobami w porównaniu z przewidywaniami. Krzywa I odpowiada schematowi  $V^0 \rightarrow p + \pi^- + V + 130$  MeV, krzywa II –  $V^0 \rightarrow p + \pi^- + \pi^0 + 70$  MeV (wg Bridge'a i wsp.).

### b) Identyfikacja produktów rozpadu

Już w pierwszych pracach stwierdzono [3, 4], że wśród naładowanych dodatnio produktów rozpadu cząstek  $V^0$  znajdują się cząstki o masach bliskich masie protonu, jak również cząstki lżejsze, zaś cząstki ujemne

są prawdopodobnie mezonami  $\pi^-$  lub  $\mu^-$ . Analogiczne wyniki uzyskują wszyscy autorzy. Na podstawie bardzo starannych pomiarów pędów i jonizacji, Leighton i współpracownicy [7] wyznaczyli masy kilkadziesiątu dodatnich i ujemnych produktów rozpadu cząstek  $V^0$ .



Rys. 5. Widmo mas cząstek wtórnych rozpadów  $V^0$ . Każda cząstka jest reprezentowana prostokątem określonej wysokości, a szerokości odpowiadającej granicom błędów (wg Leightona i wsp.).

Wyniki przedstawia rys. 5. Ponadto kilkakrotnie zaobserwowano oddziaływanie ujemnych produktów rozpadu z materią, jak również ich rozpady w locie zgodne ze schematem  $\pi^- \rightarrow \mu^-$ , [6, 7, 8]. Pomiedzy dodatnimi ciężkimi cząstkami wtórnymi obserwowano zatrzymujące się w płytach [6] (a nawet w jednym przypadku w gazie [9]), ale nie wykryto śladów rozpadu tych cząstek. Wszystkie te argumenty wskazują, że przynajmniej znaczna większość cząstek  $V_1^0$  rozpada się na proton i mezon  $\pi^-$ .

Jeśli wśród ujemnych produktów rozpadu występują mezony  $\mu^-$  tak słabo oddziaływujące z materią, a wśród ciężkich dodatnich cząstki nietrwałe, to tylko w znikomej ilości.

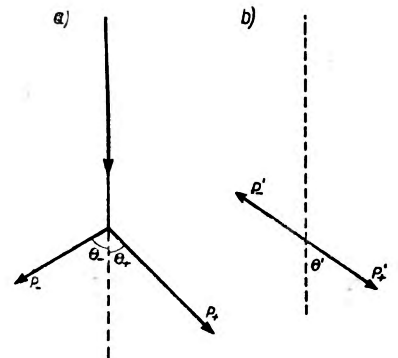
Wnioski te znajdują potwierdzenie w rozważaniach dynamiki procesu rozpadu cząstki tylko na dwie (rys. 6). W tym przypadku zachodziłyby następujące równości:

$$\frac{P_+^2 - P_-^2}{P_0^2} = \frac{M_+^2 - M_-^2}{M_0^2} + \frac{2P' \cos \Theta'}{M_0},$$

$$\frac{P_+^2 - P_-^2}{P_0^2} = \frac{\sin(\Theta_- - \Theta_+)}{\sin(\Theta_- + \Theta_+)},$$

gdzie  $P_+, P_-, P_0, M_+, M_-, M_0$ , oznaczają odpowiednio pędy i masy cząstek wtórnych i pierwotnej,  $P'$  — bezwzględna wartość pędu emitowanych cząstek w układzie odniesienia związanym ze środkiem masy cząstki pierwotnej,  $\Theta'_-$  kąt kierunku lotu cząstki dodatniej w układzie środka

masy z kierunkiem lotu cząstki pierwotnej,  $\Theta_+$  i  $\Theta_-$  — kąty torów cząstek wtórnych z linią lotu pierwotnej w układzie laboratoryjnym. Oznaczając



Rys. 6. Rozpad cząstki nietrwałej tylko na dwie inne a) w układzie laboratoryjnym, b) w układzie środka masy cząstki pierwotnej.

$a = (P_+^2 - P_-^2) / P_0^2$  mamy, że przy określonej wartości energii rozpadu i izotropowej emisji w układzie środka masy średnia wartość  $\bar{a} = (M_+^2 - M_-^2) / M_0^2$ . Różni autorzy znajdują [6, 7, 8, 10], że w granicach błędów rozkład wyznaczonych czy to z pędów, czy kątów  $\Theta$  wartości  $a$  dla cząstek  $V_1^0$  jest zgodny z przyjętym schematem rozpadu.

c) *Energia rozpadu cząstki  $V_1^0$  na podstawie danych z komory Wilsona*

Mając schemat rozpadu cząstki  $V_1^0$  można wyznaczyć energię rozpadu według wzoru:

$$Q = (M_+ + M_-) \left\{ \left( 1 + \frac{2Q_1}{M_+ + M_-} \right)^{\frac{1}{2}} - 1 \right\},$$

gdzie

$$Q_1 = \frac{E_+ E_- - M_+ M_- - P_+ P_- \cos \Theta_t}{M_+ + M_-},$$

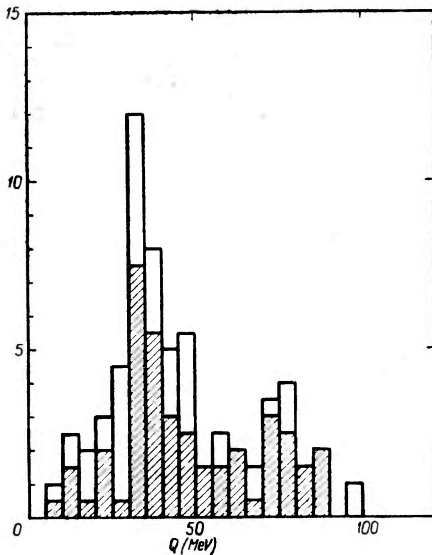
$$M_+, M_-, P_+, P_-, \quad \text{oraz} \quad E_+, E_-$$

są to masy, pędy i energie całkowite protonu i mezonu  $\pi^-$  odpowiednio, zaś  $\Theta_t$  — kąt między ich torami.

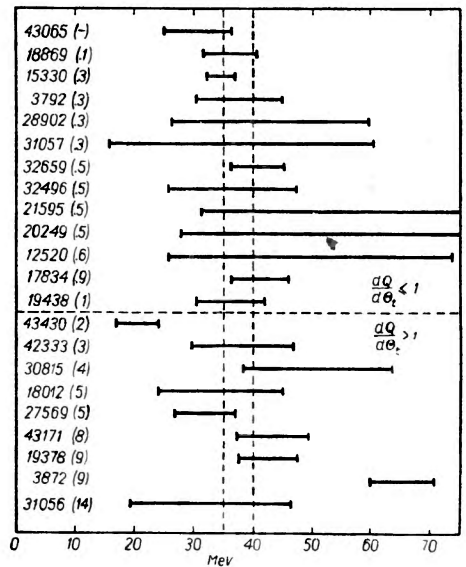
Przy dużej statystyce dane z komory pozwoliły wyznaczyć wartość  $Q$  z dokładnością do kilku MeV. Dla poszczególnych przypadków wyznaczone wartości  $Q$  wahają się w dość szerokich granicach; należy to przypisać rozrzutowi statystycznemu, gdyż na ogół wszyscy autorzy otrzymują w rozkładzie wartości  $Q$  jedno wyraźne maximum, co wskazywałoby na jedną tylko wartość energii rozpadu. Wyniki otrzymane w ostatnich latach przez różnych autorów są raczej zgodne. *Leighton* i współpracownicy [7] z pomiarów dla 63 przypadków otrzymali  $Q = (35 \pm 3)$  MeV, oraz mniej pewną wartość  $Q = (75 \pm 5)$  MeV (rys. 7). *Armenteros* i współpracownicy [11] wyznaczyli  $Q = (42^{+3})$  MeV. *Bridge* i współpracownicy [6] posługując się komorą wielopłytkową wyznaczali dla poszczególnych przypadków absolutne granice energii rozpadu. Uzyskane wyniki przedstawione na rys. 8 wskazują również raczej na jedną wartość  $Q = (37^{+2})$  MeV. Najnowsze dane podaje *van Lint* i współpracownicy  $Q = (34,7^{+1})$  MeV [12]. Tylko jedna określona wartość energii rozpadu cząstki  $V_1^0$  byłaby jeszcze jednym najpoważniejszym argumentem stwierdzającym rozpad tylko na dwie cząstki.

W rezultacie na podstawie wyników uzyskanych przy użyciu komór Wilsona do badania cząstek  $V_1^0$  można stwierdzić, że przynajmniej znaczna część cząstek  $V_1^0$ , jeśli nie wszystkie, rozpada się według schematu:

$$V_1^0 \rightarrow p + \pi^- + Q \text{ z jedną wartością } Q.$$



Rys. 7. Rozkład wartości  $Q$  dla 63 przypadków rozpadów  $V^0$ . Część zakresowana odpowiada przypadkom, w których cząstka dodatnia była znacznie cięższa od mezonu  $\pi$ , pozostała część — tym przypadkom, w których obliczona wartość  $a$  wskazywała raczej na rozpad  $V_1^0$ , a nie było danych wykluczających tę możliwość (wg Leightona i wsp.).



Rys. 8. Absolutne granice wartości  $Q$  wyznaczone dla 22 przypadków rozpadów  $V_1^0$ . Liczby w nawiasach podają wartość  $\frac{dQ}{d\Theta}$  w MeV/stop. (wg Bridge'a i wsp.).

#### d) Obserwacje rozpadów $V_1^0$ w emulsjach jądrowych

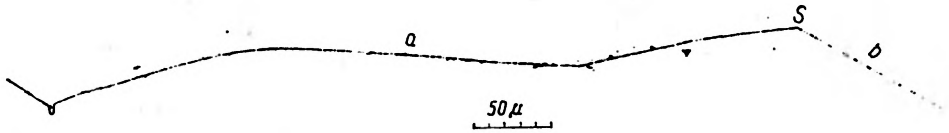
Potwierdzenie tego schematu dały obserwacje rozpadów  $V_1^0$  w emulsjach warstwowych. Dla selekcji rozpadów  $V_1^0$  spośród innych zjawisk stosuje się następujące kryteria:

1. Zdarzenie jest zanotowane jako gwiazda dwuramienna ( $p, \pi^-$ ).
2. Cząstki wybiegają ze środka gwiazdy.
3. Wartość  $Q$  wyznaczona przy założeniu, że zdarzenie przedstawia rozpad  $V_1^0$ , jest bliska tej jaką dają komory.

W zwykłych emulsjach jądrowych grubości  $600 \mu$  przykłady rozpadów  $V^0$  napotymano sporadycznie [13, 14] i rzadko można było uzyskać dokładniejsze wyniki. Jeden z takich przypadków przedstawia rys. 9. Użycie emulsji warstwowych zmieniło zupełnie sytuację.

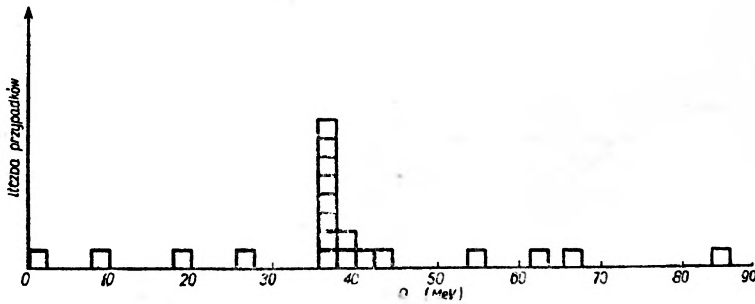
Friedlander i współpracownicy [15] w komplecie klisz zawierającym 40 warstw emulsji znaleźli 20 gwiazd dwuramiennych spełniających warunki 1 i 2. Tory były na ogół długie i (z wyjątkiem kilku protonowych) kończyły się w emulsji, toteż identyfikacja cząstek była zupełnie pewna. Znak mezonu  $\pi^-$  był stwierdzony w każdym przypadku na podstawie

obserwacji charakterystycznej gwiazdy  $\sigma$  u końca toru, powstałej na skutek wchłonięcia ujemnego mezonu przez jądro w emulsji. Wyznaczona energia



Rys. 9. Prawdopodobny rozpad cząstki  $\Lambda^0$  zaobserwowany w emulsji jądrowej. Tor mezonu  $\pi^-$  kończy się małą gwiazdą  $\sigma$ . Wyznaczona energia rozpadu  $Q = (35,2 \pm 1,2)$  MeV.

$Q$ , przy interpretacji gwiazd jako rozpadów  $V_1^0$ , w 10 przypadkach grupuje się w sposób zdecydowany około wartości 37 MeV podczas gdy w pozostałych jest rozrzucana nieregularnie (rys. 10).



Rys. 10. Rozkład wartości  $Q$  dla 20 gwiazd  $(p, \pi^-)$  w emulsjach warstwowych, wartości  $Q$  były wyliczone przy założeniu, że powyższe gwiazdy powstały wskutek rozpadu cząstki  $V_1^0$ .

Fakt ten ma mocną wymowę. Wyróżnione przypadki odpowiadają określonemu procesowi — rozpadowi cząstki neutralnej na proton i mezon  $\pi^-$  z wydzieleniem określonej ściśle ilości energii. Kończące się tory pozwoliły wyznaczyć energię emitowanych cząstek z dużą dokładnością, na podstawie dobrze na ogół znanej zależności zasięg — energia dla protonów, a stąd energię rozpadu:  $Q = (36,92 \pm 0,22)$  MeV i wreszcie masę.

Tak ściśle zdefiniowana cząstka mogła otrzymać własne imię —  $\Lambda^0$ .

$$\Lambda^0 \rightarrow p + \pi^- + 37 \text{ MeV},$$

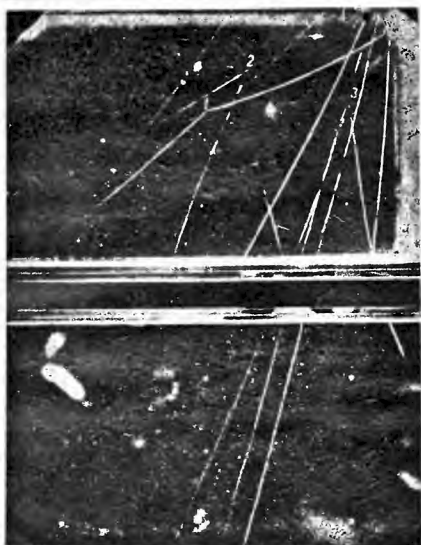
$$M_{\Lambda^0} = (2181 \pm 1) m_e.$$

Średni czas życia mógł być wyznaczony tylko na podstawie obserwacji w komorach. Wyniki podawane ostatnio przez różnych autorów są zgodne [6, 16, 17]. Według najnowszych rezultatów Page'a [17]

$$\tau = (3,7 \pm 0,6) \cdot 10^{-10} \text{ sek.}$$

4. Wytwarzanie cząstek  $\Lambda^0$ 

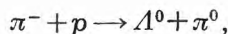
Jak wiadomo, cząstki  $V^0$  towarzyszą przenikliwym ulewom. Znalezione cząstki  $V^0$  w wielkich jak i małych ulewach, wytworzone przez cząstki naładowane i neutralne, przy czym wydaje się, że udział cząstek naładowanych w tworzeniu  $V^0$  przewyższa znacznie udział cząstek neutralnych [10, 7]. Ponieważ w przenikliwych ulewach liczba mezonów  $\pi$  jest kilkakrotnie wyższa od liczby nukleonów, wydaje się, że cząstki  $V^0$  są wytwarzane głównie przez energiczne mezony  $\pi$  w zderzeniach. Cząstki  $\Lambda^0$  stanowią około 80% wszystkich obserwowanych cząstek  $V^0$ .



Rys. 11. Niezwykły przykład równoczesnej produkcji 3 cząstek  $V^0$ , dwie z nich (2 i 3) wydają się być wytworzone w tej samej reakcji (wg Leightona i wsp.).

Znalezione również kilka przypadków [10, 7], w których dwie cząstki  $V^0$  były wyprodukowane w tej samej reakcji (rys. 11). Jednak liczba takich par jest bardzo mała i trudno znaleźć w niej poparcie hipotezy, że cząstki  $V^0$  są produkowane parami. Bardzo ciekawy skądinąd przypadek prawdopodobnej produkcji cząstki  $\Lambda^0$  razem z mezonem  $\pi^0$  podał Fretter i współpracownicy [18]. Autorzy posługiwali się układem 2 komór, z których pierwsza była umieszczona w polu magnetycznym, a druga zawierała szereg płyt. Rys. 12 przedstawia

schematycznie fotografię z drugiej komory. Tory b i c mogą być zinterpretowane jako odpowiadające produktom rozpadu cząstki  $\Lambda^0$ , wytworzonej w punkcie A. Bieg pary e i kaskady d jest zgodny z założeniem, że w punkcie A powstał mezon  $\pi^0$ , który rozpadł się na dwa fotony  $\gamma$ . Autorzy są skłonni przyjąć, że w punkcie A zaszła reakcja:

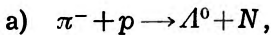


wskutek oddziaływania cząstki pierwotnej z protonem w jądrze ołowiu. Tor a odpowiada cząstce pierwotnej, której znak — i pęd 1080 MeV/c został wyznaczony z zakrzywienia toru w pierwszej komorze. Tor a' należy przypisać wyparowanemu protonowi. Energia cząstki pierwotnej była za mała do wytworzenia masy spoczynkowej cząstki  $\Lambda^0$ . Wobec tego należy przypuścić, że cząstka  $\Lambda^0$  powstała z nukleonu przez jego wzbudzenie.

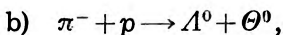


Wniosek ten wydaje się znajdować potwierdzenie w pracy Scheina i współpracowników [19]. Autorzy kierowali wiązkę sztucznych mezonów  $\pi^-$  o energii 227 MeV na blok węglowy, obok którego umieszczano kliszę pokrytą emulsją jądrową. Następnie poszukiwali w kliszy gwiazd dwuramiennych, złożonych z toru protonu i toru lekkiego mezonu, odrzucając te, które by można uważać za jednoramienne gwiazdy  $\sigma$ . W przypadkach przyjętych jako rozpady cząstek  $\Lambda^0$  obliczano energię rozpadu. Wyniki były zgodne ze znaną wartością  $Q=37$  MeV. Energia mezonów była oczywiście za mała do wytworzenia masy spoczynkowej cząstek  $\Lambda^0$ .

Fowler i współpracownicy [20] otrzymali cząstki  $\Lambda^0$  bombardując wodór w komorze dyfuzyjnej neutronami oraz mezonami  $\pi^-$  uzyskanymi za pomocą kosmotronu. Energia neutronów wynosiła nie więcej niż 2,2 BeV. Autorzy zaobserwowali dwa rozpady  $\Lambda^0$ . Energia bombardującego neutronu chociaż jest wystarczająca do wytworzenia masy spoczynkowej cząstki  $\Lambda^0$ , to jednak jest za mała, aby nadać taki pęd jaki się obserwuje. Przy bombardowaniu komory mezonami  $\pi^-$  o energii 1,5 BeV zaobserwowano cztery przypadki, w których tor szybkiego mezonu urywał się w gazie a w pobliżu pojawiały się jeden lub dwa charakterystyczne ślady V. Analiza zjawisk prowadziła do wniosku, że miały tu miejsce reakcje:

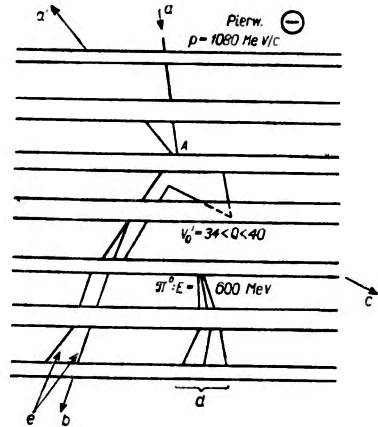


gdzie  $N$  oznacza cząstkę neutralną o masie około 1300  $m_e$  i czasie życia dłuższym niż  $4 \cdot 10^{-10}$  sek (oczywiście, zamiast tej cząstki mogło być emitowanych kilka lżejszych) oraz



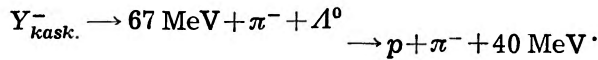
gdzie  $\Theta^0$  oznacza cząstkę znaną przedtem jako cząstka  $V_2^0$ ,  $\Theta^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^- + 210$  MeV. Powyższą reakcję schematycznie przedstawia rys. 13.

Cząstki  $\Lambda^0$  są również wytwarzane przy rozpadzie ciężkiego ujemnego hyperonu oznaczonego  $Y^-$  kaskadowy. Zanotowano 5 takich rozpadów w komorze. Jeden z nich schematycznie przedstawia rys. 14 [21]. Dogodny do

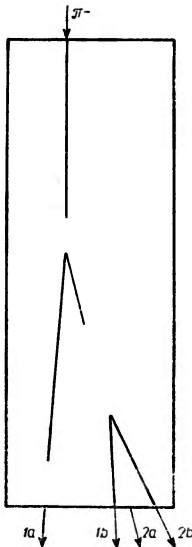


Rys. 12. Prawdopodobny przykład produkcji cząstki  $\Lambda^0$  w parze z mezonem  $\pi^0$  (wg Frettera i wsp.).

analizy przykład znaleziony przez C o w a n a [22] doprowadził do następującego schematu rozpadu:



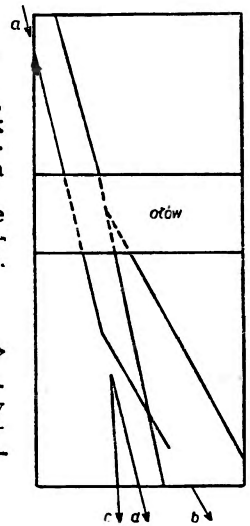
Zaobserwowano wytworzenie cząstki  $\Lambda^0$  przy wchłonięciu ciężkiego ujemnego mezonu przez jądro w emulsji [23], jak również produkcję tej



←

Rys. 13. Schemat obserwowanej reakcji, prawdopodobnie  $\pi^- + p \rightarrow \Lambda^0 + \pi^0$  kierunek toru przypisanego  $\pi^-$  jest zgodny z kierunkiem wiązki biegnących mezonów. Tor urywa się w gazie, chociaż cząstka ma dużą energię. Tory 1a i 2b odpowiadają prawdopodobnie protonowi i mezonowi  $\pi^-$ , tory 1b i 2b — mezonom  $\pi^+$  i  $\pi^-$  (wg F ow l e r a i wsp.).

→



Rys. 14. Schemat obserwacji prawdopodobnego rozpadu  $Y^-$  kask. Tor *a* odpowiadałby hiperonowi  $Y^-$  kask, tor *b* — mezonowi  $\pi^-$ , *b* i *c* — rozpadowi  $\Lambda^0$  (wg Armenteros a i in., 1952).

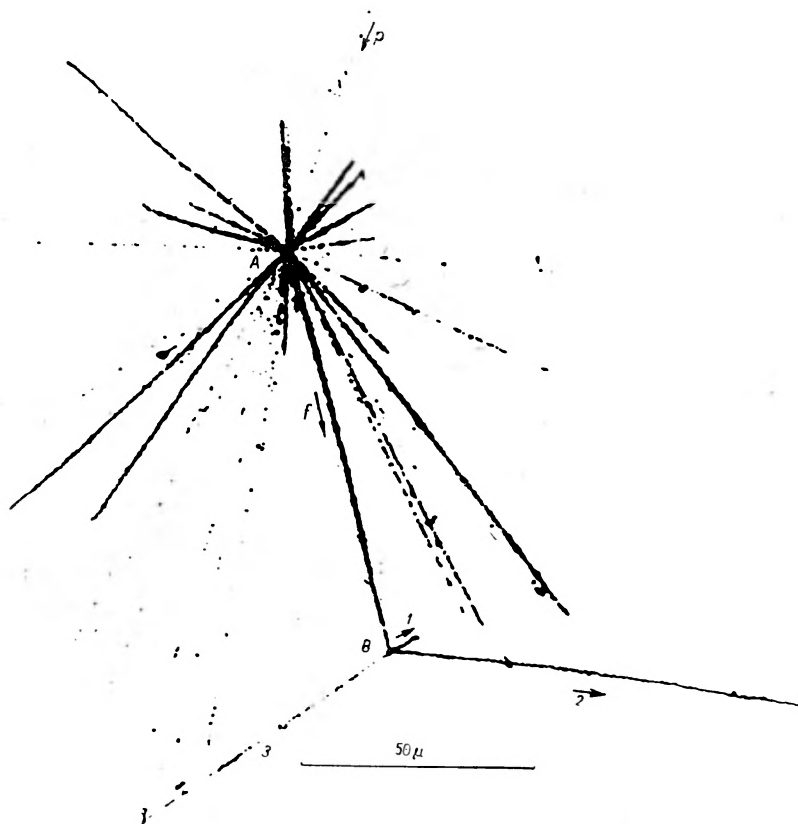
cząstki łącznie z ciężkim mezonem w zderzeniu cząstki promieniowania kosmicznego z jądrem w kliszy [24].

## 5. Cząstka $\Lambda^0$ związana w jądrze

W 1952 r. D a n y s z i P n i e w s k i [25] zaobserwowali w emulsji jądrowej niezwykle zjawisko przedstawione na rys. 15. Jakaś cząstka promieniowania kosmicznego rozbiła ciężkie jądro w emulsji, dając gwiazdę *A*. W zderzeniu zostało wyrzuconych 27 cząstek pojedynczo naładowanych, 9 cząstek  $\alpha$  oraz jądro o ładunku  $4 \leq Z \leq 6$ , które w dalszym ciągu będzie nazywane ciężkim fragmentem. Tor ciężkiego fragmentu oznaczono literą *f*. W końcu toru *f* obserwuje się drugą reakcję jądrową — gwiazdę *B*. Autorzy postawili hipotezę, że ciężki fragment zawierał w miejsce nukleonu związaną cząstkę  $\Lambda^0$ , lub inną o podobnym charakterze.

Charakter toru *f*, jego zcienienie na końcu wskazuje, że ciężki fragment zatrzymał się w punkcie *B*, bądź miał już bardzo małą energię kinetyczną, zupełnie nie wystarczającą do wywołania reakcji. Prawdopodobieństwo

nałożenia się końca toru  $f$  ze środkiem przypadkowej gwiazdy  $B$  jest bardzo małe. Gwiazdę  $B$  należy przypisać rozpadowi ciężkiego fragmentu. Z długości toru  $f$  można było oszacować czas przelotu cząstki, a więc dolną granicę czasu życia. Wynosiła ona około  $10^{-12}$  sek. Wobec tak długiego

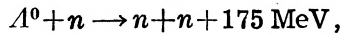
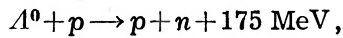


Rys. 15. Zaobserwowany przez Danyszę i Pniewskiego opóźniony rozpad ciężkiego fragmentu.

czasu życia należy odrzucić próby wyjaśnienia rozpadu silnym wzbudzeniem jądra lub wchłonięciem ujemnego mezonu, schwytanego wcześniej na którąś z kulombowskich orbit. Energia naładowanych produktów rozpadu ciężkiego fragmentu wynosi około 90 MeV. Uwzględniając energię wiązania i energię ewentualnie wyemitowanych neutronów, wydaje się, że ilość wyzwolonej energii odpowiada założeniu, że ciężki fragment w miejsce nukleonu zawierał jakąś nietrwałą cząstkę, być może  $\Lambda^0$ . Wyzwolona energia wynosiłaby w tym przypadku około 175 MeV (energia rozpadu  $\Lambda^0$  + masa spoczynkowa mezonu  $\pi^-$ , który nie został wyemitowany). Wkrótce inni autorzy donieśli o podobnych obserwacjach, zgodnych

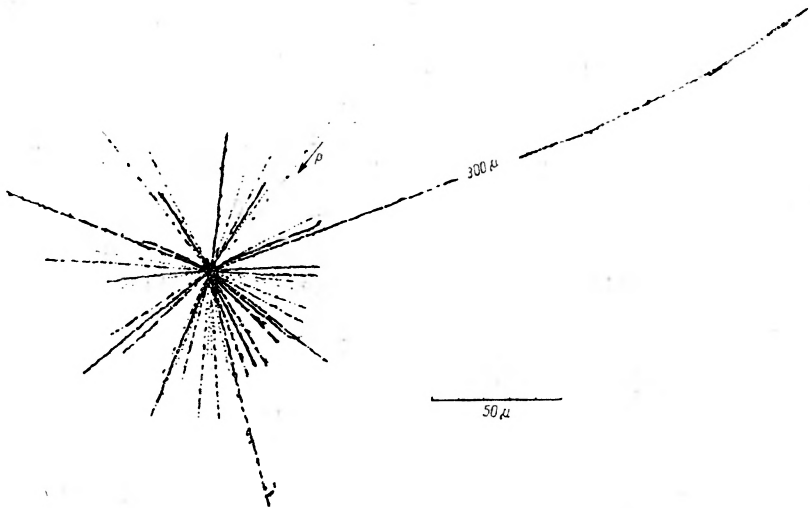
z pierwotną interpretacją. Obecnie takich obserwacji jest ponad 20 [29]. Zarówno wyzwolona energia, czas życia ciężkiego fragmentu, jak również jego wytwarzanie w zderzeniach raczej centralnych z cięższymi jądrami w emulsji wskazują, że cząstką związaną w jądrze na miejscu nukleonu jest  $\Lambda^0$ .

W czterech przypadkach został wyemitowany mezon  $\pi^-$  i to w takich, gdy nietrwale jądro było lekkie. Wyzwolona energia wynosiła około 35 MeV, zgodnie z obserwowaną poprzednio wartością energii rozpadu cząstki  $\Lambda^0$ . Częściej spotykany niemezonowy rozpad ciężkiego jądra potwierdza teoretyczne przewidywanie *Chesstona i Primakoffa* [26]. Cząstka  $\Lambda^0$  związana w jądrze oddziaływając z nukleonem dałaby jedną z reakcji:



powodując niemezonowy rozpad jądra. Stosunek prawdopodobieństw niemezonowego i mezonowego rozpadu powinien wzrastać z liczbą nukleonów w jądrze, co znajduje potwierdzenie w obserwacjach.

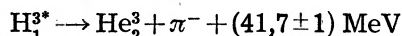
W kilku przypadkach pędy widzialnych produktów rozpadu równoważyły się, najprawdopodobniej więc cząstki neutralne nie były emitowane.



Rys. 16. Zaobserwowany w pracowni warszawskiej rozpad trytu zawierającego w miejsce neutronu cząstkę  $\Lambda^0$ .

wane. Można było za tym wyznaczyć dokładniej energię rozpadu ciężkiego fragmentu oraz oszacować energię wiązania cząstki  $\Lambda^0$  w jądrze. Energia ta we wszystkich powyższych przypadkach wydaje się być kilka razy mniejsza od energii wiązania ostatniego neutronu. Najbardziej przekonany-

wającym przypadkiem jest zaobserwowany przez Bonetti'ego i współpracowników [27] w emulsji warstwowej rozpad trytu według schematu



(mezon  $\pi^-$  zatrzymał się w emulsji dając gwiazdę  $\sigma$ ). Wyznaczona energia wiązania cząstki  $\Lambda^0$  wynosi około 1 MeV, podczas gdy energia wiązania ostatniego neutronu — 6,24 MeV. Podobny przypadek został zaobserwowany przez grupę warszawską [28] oraz przez De Benedetti'ego i współpracowników [24]. Wszystkie te trzy obserwacje są całkowicie zgodne, co świadczy o jednoznacznie określonym procesie.

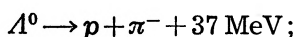
## 6. Wnioski

Zbierając wyniki siedmioletnich badań można stwierdzić, że:

a) istnieje neutralna nietrwała cząstka  $\Lambda^0$  o masie

$$M_{\Lambda^0} = (2181 \pm 1) m_e,$$

średnim czasie życia  $\tau = (3,7_{-0,5}^{+0,6}) \cdot 10^{-10}$  sek, rozpadająca się według schematu:



b) cząstka  $\Lambda^0$  powstaje w zderzeniach mezonów  $\pi^-$  z nukleonami, przy czym energia zderzenia może być mniejsza od energii potrzebnej do wytworzenia masy spoczynkowej tej cząstki. Być może cząstka  $\Lambda^0$  jest wytwarzana również w zderzeniu nukleonu z nukleonami;

c) cząstka  $\Lambda^0$  może powstać z rozpadu innej cięższej cząstki;

d) cząstka  $\Lambda^0$  może być wytwarzana łącznie z ciężkim mezonem neutralnym  $\Theta^0$  lub naładowanym  $K$ ;

e) istnieją pewne dane, że cząstka  $\Lambda^0$  powstaje przy wchłonięciu ciężkiego mezonu przez jądro i prawdopodobieństwo wytworzenia tej cząstki w tych warunkach jest duże;

f) cząstka  $\Lambda^0$  może być związana w jądrze w miejsce neutronu.

## Literatura

1. Rochester G. D. i Butler C. C., Nature, **160**, 855 (1947).
2. Amaldi E., Anderson C. D., Blackett P. M. S., Fretter W. B., Leprince-Ringuet L., Peters B., Powell C. F., Rochester G. D., Rossi B. i Thompson R. W., Nature, **173**, 123 (1954).
3. Armenteros R., Barker K. H., Butler C. C., Cachon A. i Chapman A. H., Nature, **167**, 501 (1951).

4. Seriff A. J., Leighton R. B., Hsiao C., Cowan E. W., i Anderson C. D., *Phys. Rev.* **78**, 290 (1950).
5. Brueckner K. A., Thompson R. W., *Phys. Rev.* **87**, 390 (1952).
6. Bridge H. S., Peyrou C., Rossi B. i Safford R., *Phys. Rev.*, **91**, 362 (1953).
7. Leighton R. B., Wanlass S. D., Anderson C. D., *Phys. Rev.*, **89**, 148 (1953).
8. Armenteros R., Barker K. H., Butler C. C., Cachon A., *Phil. Mag.* **42**, 1113 (1951).
9. Millard D. D., Page D. I., *Phil. Mag.*, **44**, 1049 (1953).
10. Fretter W. B., May M. M., Nakada M. P., *Phys. Rev.* **89**, 168 (1953)
11. Armenteros R., Barker K. H., Butler C. C. Coates M. S. i Sowerby M. G., *Phil. Mag.*, **44**, 861 (1953).
12. Van Lint V. A. J., Trilling G. H., Leighton R. B., Anderson C. D., *Phys. Rev.*, **95**, 235 (1954).
13. Hopper V. D. i Biswas S., *Phys. Rev.*, **80**, 1099 (1950).
14. Danysz M., *Bull. Ac. Pol. Sci.* **1**, 177 (1953).
15. Friedlander M. W., Keefe D., Menon M. G. M., Merlin M., *Phil. Mag.*, **45**, 533 (1954).
16. Gayther D. B., *Phil. Mag.*, **45**, 570 (1954).
17. Page D. I., *Phil. Mag.*, **45**, 863 (1954).
18. Fretter W. B., Gregory B. P., Johnstone R., Lagerrigue A., Meyer H., Muller F., Peyrou C., *Cosmic Ray Conf. Report, Bagneres de Bigorre 26* (1953).
19. Schein M., Haskin D., Glasser R., Fainber F. i Brown K., *Cosmic Ray Conf. Report, Bagneres de Bigorre 163* (1953).
20. Fowler W. B., Shutt R. P., Thorndike A. M. i Whittemore W. L., *Phys. Rev.*, **90**, 1126 (1953); *Phys. Rev.*, **91**, 1287 (1953); *Phys. Rev.*, **93**, 861 (1954).
21. Armenteros R., Barker K. H., Butler C. C., Cachon A. i York K., *Phil. Mag.*, **43**, 597 (1952).
22. Cowan E. W., *Phys. Rev.*, **94**, 161 (1954).
23. Naugle J. E., Ney E. P., Freier P. S. i Cheston W. B., prywatna informacja.
24. De Benedetti A., Garelli C. M., Tallone L. i Vigone M., *Nuov. Cim.*, **12**, 466 (1954); *Nouv. Cim.*, **12**, 374 (1954).
25. Danysz M., Pniewski J., *Phil. Mag.*, **44**, 348 (1953) (oraz *Bull. Ac. Pol. Sci.* **1**, 42, 1953).
26. Cheston W. B., Primakoff H., *Cosmic Ray Conf. Report, Bagneres de Bigorre 179* (1953).
27. Bonetti A., Levi Setti R. i Panetti M., *Nuov. Cim.* **9**, 210 (1954).
28. Ciok P., Danysz M. i Gierula J., *Bull. Ac. Pol. Sci.* (w druku).
29. Grilli M. i Levi Setti R., *Nuovo Cim., Suppl.* **9**, 466 (1954).

*Jerzy Rayski*

Zakład Fizyki Teoretycznej  
Uniwersytetu Mikołaja Kopernika

## O ciężkich mezonach i hyperonach

### 1. Wstęp

W ostatnich latach odkryte zostały liczne nietrwałe cząstki w zakresie mas 200—3000. Coraz to bardziej paląca staje się konieczność jakiejś teoretycznej koncepcji, która by zdawała sprawę z ich istnienia i ich właściwości. Pod nazwą „cząstka elementarna“ rozumieliśmy dotychczas cząstkę, opisywaną w ramach teorii kwantowej pola przez funkcję pola, przynależną do jakiejś nieredukowalnej reprezentacji\* grupy  $Lorentz$ , a więc funkcję transformującą się w myśl określonego ściśle przepisu jako np.: skalar, wektor, pseudoskalar, spinor itp. Wobec pojawiania się coraz to nowszych cząstek o zagadkowych własnościach powstało pytanie, czy słuszne jest ograniczać się do reprezentacji grupy  $Lorentz$ , związanej ze zwykłą czaso-przestrzenią, czy też nie powinniśmy raczej rozszerzyć jakoś grupy (i przestrzeni). Ten punkt widzenia reprezentowany jest przez  $Paisa$ , który sądzi, że problem spinu izotopowego stanowi klucz do zagadki nowych, nietrwałych cząstek.

W dotychczasowej teorii spin izotopowy występuje w roli czysto formalnej. Ażeby wbudować go w sposób organiczny do teorii, należałoby związać macierze spinu izotopowego z grupą obrotów (w pewnej przestrzeni  $S$ ) w podobny sposób, w jaki macierze  $Pauliego$ , opisujące zwykły spin, związane są z obrotami w zwykłej przestrzeni  $R$ .\*\*  $Pais$  klasyfikuje cząstki elementarne za pomocą liczb kwantowych, odnoszących się do wartości spinu izotopowego i parzystości ze względu na odzwierciedlenia w przestrzeni  $S$ . Niektóre przejścia pomiędzy stanami scharakteryzowanymi przez te liczby kwantowe są wzbronione (np. przez prawo zachowania parzystości w przestrzeni  $S$ ) i to ma tłumaczyć stosunkowo długi okres życia ciężkich cząstek.

Koncepcja  $Paisa$  jest bardzo interesująca, jednakże wydaje się, że bardziej ortodoksyjna droga polegałaby na tym, by zbadać wpraw, czy

\* Patrz „Objaśnienia“ na końcu artykułu, p. 1.

\*\* Patrz „Objaśnienia“ na końcu artykułu, p. 2.

jest możliwe (choćby częściowe) rozwiązanie problemów (jaki nasuwają się w dziedzinie ciężkich cząstek) w ramach zwykłej czaso-przestrzeni, zanim zdecydujemy się na aż tak radykalny krok, jak rozszerzenie przestrzeni o dalsze wymiary, nie posiadające żadnego, bezpośredniego znaczenia fizycznego. Następujące argumenty przemawiają na korzyść bardziej ortodoksyjnej drogi badań:

1. Klasyfikacja cząstek elementarnych za pomocą reprezentacji grup związanych ściśle ze zwykłą czaso-przestrzenią (tj. grupa *Lorentza* lub jej podgrupa obrotów i odzwierciedleń w trójwymiarowej przestrzeni, lub ściśle z nią spokrewniona grupa unitarna o module jeden) już w przeszłości poszczycić się może poważnymi sukcesami. Przecież to właśnie na zasadzie tej klasyfikacji mamy podział na cząstki o spinach całkowitych i półowkowych (bozony i fermiony) lub rozróżnienie pomiędzy cząstką skalarną a pseudoskalarną itp.

2. Po drugie, należy stwierdzić wyraźnie, że nie wszystkie możliwości przyporządkowania cząstek reprezentacjom grup związanych ze zwykłą przestrzenią zostały dotychczas zbadane i wykorzystane.

3. Dopóki wszystkie możliwości klasyfikacji cząstek za pomocą reprezentacji grup związanych ze zwykłą czaso-przestrzenią nie zostaną zbadane, dowolne rozszerzanie grupy i przestrzeni otwiera zbyt duże pole do fantazjowania. Musimy przecież wiedzieć przedtem, czy i w jakim stopniu takie rozszerzenie przestrzeni jest niezbędne.

## 2. Klasyfikacja ze względu na spin i symetrię przy odzwierciedleniach

Najlepiej znane cząstki są scharakteryzowane za pomocą pewnych nieredukowalnych (jedno- lub dwuznacznych) reprezentacji grupy obrotów i odzwierciedleń\*. Ale istotnie ważna jest w tym grupa, a nie ta lub inna reprezentacja. Wobec tego musi wydawać się aż dziwne, dlaczego tylko pewne, a nie wszystkie nieredukowalne reprezentacje, mają znajdować urzeczywistnienie w przyrodzie (jak wiadomo, zespół wszystkich nieredukowalnych reprezentacji jest równoważny grupie). Przypadkowe wyróżnienie pewnych reprezentacji przed innymi stanowi oczywisty mankament współczesnej teorii pola. Ten brak będzie usunięty, jeśli założymy, że do każdej reprezentacji przynależy pewne pole i jeśli brakujące dotychczas typy pól (i cząstek) znajdziemy wśród nowoodkrytych cząstek nietrwałych. Wtedy z punktu widzenia grupowo-teoretycznego sytuacja będzie o wiele bardziej zadowalająca, a równocześnie będziemy w posiadaniu klucza do zrozumienia typów i własności cząstek elementarnych.

\* Patrz „Objaśnienia“ na końcu artykułu, p. 3.



Podamy tutaj próbkę klasyfikacji cząstek ciężkich z grupowo-teoretycznego punktu widzenia zaznaczając, że w obecnym stadium klasyfikacja taka nie może być uważana za ostateczną. Pierwsza kwestia, jaka się pojawia, dotyczy tego, o jaką grupę właściwie chodzi. Otóż dla usystematyzowania cząstek ciężkich wystarczy ograniczyć się do grupy obrotów wraz z odzwierciedleniami w zwykłej, trójwymiarowej przestrzeni euklidesowej. Możemy przecież rozważać cząstkę w stanie spoczynku, przy czym jej charakterystyczne własności, odróżniające ją od cząstek innych typów, powinny objawiać się także i wtedy, wobec czego nie powinny mieć nic wspólnego ze zmienną czasową. Zatem interesująca nas grupa, to grupa obrotów i odzwierciedleń w przestrzeni  $x, y, z$  oraz blisko z nią spokrewniona grupa unitarna, zaś interesujące nas reprezentacje to (jedno- lub dwuznaczne) reprezentacje grupy obrotów i odzwierciedleń. Przyporządkowanie cząstek (wszystkim) reprezentacjom grupy obrotów stanowić będzie o wiele intymniejsze i bardziej ściśle wzajemne powiązanie przestrzeni z fizyką, niż to miało miejsce dotychczas.

Przedyskutujmy najpierw ciężkie mezony  $\tau$  i  $\Theta$ . Ich schematy rozpadu

$$\tau^{\pm} \rightarrow \pi^{\pm} + \pi^{+} + \pi^{-}, \quad \Theta^0 \rightarrow \pi^{+} + \pi^{-}$$

pokazują, że te cząstki mają spin całkowity i że są ściśle spokrewnione z mezonem  $\pi$ . W pierwszej chwili można skłaniać się do uznania  $\Theta^0$  po prostu za neutralny odpowiednik mezonów  $\tau^{\pm}$ . To jednak z pewnością nie jest prawdą. Jako odpowiednik mezonów  $\tau^{\pm}$  mezon  $\Theta^0$  powinien rozpadać się na trzy mezony  $\pi$  lub  $\tau^{\pm}$ , jako odpowiednik neutralnego mezonu  $\Theta^0$  powinien by rozpadać się na dwa mezony  $\pi$ . A więc, pomimo równości mas ( $\sim 965$ ), powinno się je uważać za cząstki odmiennych typów\*.

Jedną z możliwości ich rozróżnienia daje grupa odzwierciedleń. Za hipotezę roboczą możemy więc przyjąć, że funkcja pola opisująca  $\Theta^0$  zmienia znak przy odwróceniu kierunku osi układu odniesienia  $x \rightarrow -x$ ,  $y \rightarrow -y$ ,  $z \rightarrow -z$ , zaś funkcja pola opisująca  $\tau$  nie zmienia znaku. Innymi słowy,  $\Theta^0$  przynależy do reprezentacji (1), (-1), a  $\tau$  do reprezentacji (1), (1) grupy odzwierciedleń. Jeśli ponadto założymy, że oba mezony posiadają spin 1, to od razu staje się zrozumiała różnica w ich schematach rozpadu. Mianowicie, prawo zachowania momentu pędu oraz prawo zachowania parzystości dają łącznie regułę wyboru, zabraniającą rozpadu mezonu  $\tau$  na dwie cząstki. Ta reguła wyboru nie stosuje się do mezonu  $\Theta$ .

\* Powstaje od razu pytanie, czy  $\tau^{\pm}$  (lub  $\Theta^0$ ) posiadają odpowiednik neutralny (lub naładowany)? Wydaje się bardzo możliwe, że istnieje  $\tau^0$  rozpadający się na  $\gamma$  w bardzo krótkim czasie (podobnie jak mezon  $\pi^0$ ). Naładowanym odpowiednikiem  $\Theta^0$  jest prawdopodobnie mezon  $\chi$ .

Przy tym przyporządkowaniu  $\Theta$  jest mezonem wektorowym, a  $\tau$  mezonem pseudowektorowym. Innymi słowy, przynależą one do nieredukowalnej reprezentacji grupy obrotów za pomocą macierzy o trzech wierszach i kolumnach. Wydaje się całkiem naturalne, ażeby tę klasyfikację rozszerzyć na dalsze reprezentacje grupy obrotów za pomocą macierzy o pięciu, siedmiu itd. . . wierszach i kolumnach, czyli rozważać możliwość cząstek o spinie 2, 3, itd. . . i o dwu możliwych parzystościach. W ten sposób zostajemy doprowadzeni do rozróżnienia dwu rodzin: rodziny pseudotensorowej (rodziny pionów), oraz rodziny tensorowej (rodziny thetonów). W związku z tą ostatnią rodziną zwróćmy uwagę, że nigdy nie była obserwowana cząstka skalarna o masie podobnej do masy mezonu  $\pi$ . Jeżeli więc  $\Theta$  jest mezonem wektorowym, to mezon skalarny nie istnieje i ta rodzina rozpoczyna się od mezonu wektorowego\*.

Tablica I

rodzina pionu (ps. tensor)					rodzina thetonu (tensor)					
spin	0	1	2	3	...	spin	1	2	3	...
parz.	-	+	-	+	...	parz.	-	+	-	...
nazwa	$\pi$	$\tau$	?	?		nazwa	$\Theta^0, \chi$	$\kappa$	?	

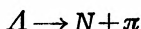
Tak więc z każdą nieredukowalną reprezentacją grupy obrotów i odzwierciedleń zdaje się być związane pewne pole bozonowe. Jedyny wyjątek stanowi (nieistniejące) pole skalarne. To pole jest rzeczywiście wyróżnione w porównaniu ze wszystkimi innymi, gdyż przynależy do (trywialnej) reprezentacji przez macierze jednostkowe (każdemu obrotowi przyporządkowana jest macierz (1)). Zdaje się obowiązywać następujący postulat:

Istnieje jedno-jednoznaczna odpowiedniość pomiędzy (zrealizowanymi w przyrodzie) polami bozonowymi o nie znikającej masie spoczynkowej a nieredukowalnymi reprezentacjami grupy obrotów i odzwierciedleń w trójwymiarowej przestrzeni euklidesowej, z wyjątkiem reprezentacji jednostkowej, która nie ma odpowiednika wśród pól istniejących w przyrodzie.

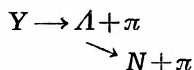
Podobna sytuacja powinna zaistnieć w przypadku ciężkich fermionów. Powinna istnieć jedno-jednoznaczna odpowiedniość pomiędzy fermionami a nieredukowalnymi reprezentacjami grupy unitarnej i grupy odzwierciedleń. Innymi słowy, powinniśmy oczekiwać istnienia dwu rodzin fermionów o spinach  $1/2, 3/2, \dots$  i o przeciwnych parzystościach względnych. Jedna z tych rodzin musi być oczywiście rodziną nukleonu.

\* Wydaje się bardziej słuszne uważać  $\Theta^0$  za mezon wektorowy, a nie skalarny, ze względu na równość mas  $\tau$  i  $\Theta$ . Oba te mezony powinny mieć jakąś cechę wspólną, odróżniającą je od mezonu  $\pi$  a taką cechę może być spin 1.

Za hipotezę roboczą możemy przyjąć, że hyperon  $\Lambda^0$  ma spin  $1/2$  i parzystość przeciwną do parzystości nukleonu. Rozpad



jest możliwy, a więc hipoteza nie jest sprzeczna z doświadczeniem. Natomiast cząstka o spinie  $3/2$  i o tej samej parzystości co  $\Lambda^0$  nie może rozpaść się na nukleon i jeden mezon  $\pi$ , gdyż byłoby to sprzeczne z regułą wyboru wynikającą z praw zachowania parzystości i momentu pędu. Natomiast ta cząstka mogłaby się rozpaść na  $\Lambda + \pi$ . Tak więc moglibyśmy przewidzieć z góry istnienie hyperonu kaskadowego



gdyby nie to, że taki hyperon już wcześniej został odkryty. Możemy utworzyć następującą tablicę:

Tablica II

rodzina nukleonu					rodzina $\Lambda$				
spin	$1/2$	$3/2$	$5/2$	...	spin	$1/2$	$3/2$	$5/2$	...
	$+$	$-$	$+$			$-$	$+$		
parz.	$(-)$	$(+)$	$(-)$	...	parz.	$(+)$	$(-)$	$(+)$	...
nazwa	$N$	$Y_{kask}^-$	$?$		nazwa	$\Lambda^0 \Omega^\pm$	$?$	$?$	

Hyperony neutralne  $\Lambda^0$  o masie 2180 uważamy po prostu za naturalny odpowiednik hyperonów naładowanych  $\Omega^\pm$ , o masie około 2320, ze względu na podobne schematy rozpadu, jak i z uwagi na stosunkowo małą różnicę mas (około 7%).

Powyższa klasyfikacja zdaje sprawę z najważniejszych cech jakościowych zagadnienia. Przede wszystkim pozwala ona zrozumieć, dlaczego istnieje taka różnorodność ciężkich cząstek, a ponadto zdaje sprawę z najważniejszych reguł wyboru. Nasuwają się jednak zaraz dalsze problemy: a) konieczność stworzenia ogólnego formalizmu z nową koncepcją pola. Uogólnione pole powinno opisywać całą rodzinę a nie tylko jeden, poszczególny rodzaj cząstek i zdawać sprawę ze stosunku mas poszczególnych cząstek do siebie, b) zagadnienie oddziaływania pomiędzy czterema rodzinami cząstek.

### 3. Pole bilokalne

Uogólniona teoria pola, opisująca rodziny cząstek (o wszystkich całkowitych lub połówkowych wartościach spinu) została sformułowana przez Yukawę, Fierza i autora. Streścimy tutaj krótko jej podstawy i główne rezultaty.

Punktem wyjścia uogólnionej koncepcji pola jest funkcja pola, która zależy nie tylko (jak dotychczas) od operatora położenia w przestrzeni i czasie  $\mathbf{x}_\mu$ , lecz także od operatora nieskończenie małych przesunięć  $\mathbf{d}_\mu$ . Te dwa operatory związane są ze sobą warunkiem nieprzemienności

$$[\mathbf{x}_\mu, i\mathbf{d}_\nu] = i\delta_{\mu\nu} \quad (1)$$

zupełnie podobnym do warunku nieprzemienności pomiędzy położeniem i pędem w mechanice kwantowej\*. Naturalnym uogólnieniem równania Schrödingera - Gordona na przypadek funkcji pola  $\psi(\mathbf{x}, \mathbf{d})$  jest

$$[[\psi, \mathbf{d}_\mu]_-, \mathbf{d}_\mu]_- + C^2 [[\psi, \mathbf{d}_\mu]_+, \mathbf{d}_\mu]_+ = 0, \quad (2)$$

gdzie  $[a, b]_\pm$  oznacza antykomutator lub komutator, zaś  $C^2$  oznacza pewną stałą. Sens tego równania staje się jaśniejszy, jeśli od ogólnej, operatorowej postaci przejdziemy do specjalnej reprezentacji, w której  $\mathbf{x}_\mu$  przedstawione jest jako macierz diagonalna, o wartościach własnych  $x'_\mu$  na przekątnej głównej. W tej reprezentacji także i funkcja pola staje się macierzą  $\psi_{x'x''}$  a równanie (2) przybiera postać:

$$\left[ \left( \frac{\partial}{\partial x'_\mu} + \frac{\partial}{\partial x''_\mu} \right)^2 + C^2 \left( \frac{\partial}{\partial x'_\mu} - \frac{\partial}{\partial x''_\mu} \right)^2 \right] \psi_{x'x''} = 0. \quad (2')$$

Macierz  $\psi_{x'x''}$  możemy uważać za funkcję pary punktów lub wprowadzając nowe zmienne

$$x = \frac{x' + x''}{2}, \quad r = x' - x'', \quad (3)$$

za funkcję  $\psi(x, r)$ , gdzie  $x_\mu$  oznacza „środek ciężkości“ cząstki opisanej tą funkcją pola, zaś  $r_\mu$  oznacza zmienne struktury wewnętrznej. Wyrażone w zmiennych (3) równanie (2') przybiera postać:

$$\left( \frac{\partial^2}{\partial x_\mu^2} + a^2 \frac{\partial^2}{\partial r_\mu^2} \right) \psi(x, r) = 0, \quad \text{gdzie } a = 2C. \quad (2'')$$

Ta ostatnia postać jest najbardziej podobna do tradycyjnej postaci równania Schrödingera - Gordona z tym, że operator  $a^2 \frac{\partial^2}{\partial r_\mu^2}$  gra rolę kwadratu masy spoczynkowej. Ze względu na występowanie pary punktów  $x'_\mu$  i  $x''_\mu$  w (2') lub  $x_\mu$  i  $r_\mu$  w (2'') mówimy, że jest to teoria bilokalna.

8-wymiarowa przestrzeń zmiennych  $x_\mu$  i  $r_\mu$  jest jednak zbyt obszerna i musi być zwięziona do pewnej przestrzeni o sześciu niezależnych wymiarach za pomocą dwu warunków pobocznych. Forma tych warunków

\* Operator  $i\hbar \vec{d}$  ma znaczenie pędu.

pobocznych może być określona z pomocą pewnego postulatu niezmienniczości. Jedyne naturalnym wydaje się w tym przypadku postulat niezmienniczości wobec transformacji wzajemnościowej Borna\*,

$$\lambda^{-1}\mathbf{x}_\mu \rightarrow i\lambda\mathbf{d}_\mu, \quad i\lambda\mathbf{d}_\mu \rightarrow -\lambda^{-1}\mathbf{x}_\mu, \quad (4)$$

gdzie stała  $\lambda$  o wymiarze długości stanowi jakby „kurs wymiany wzajemnościowej“. Warunek (1) jest oczywiście niezmienniczy wobec transformacji (4). Można pokazać, że najogólniejszymi warunkami pobocznymi, niezmienniczymi wzajemnościowo są:

$$(\lambda^{-1}r_\mu + \lambda p_\mu)^2 \psi = b\psi, \quad (\lambda^{-1}r_\mu - \lambda p_\mu)^2 \psi = b\psi, \quad (5)$$

gdzie

$$p_\mu = \frac{1}{i} \frac{\partial}{\partial x_\mu}, \quad (6)$$

zaś  $b$  jest stałą, którą przyjmujemy dla prostoty równą zero. Można pokazać, że dzięki warunkom (5) funkcja  $\psi$  musi znikać z wyjątkiem punktów  $r_\mu$  takich, że

$$r_\mu p'_\mu = 0, \quad r_\mu^2 = -\lambda^4 p_\mu'^2, \quad (7)$$

gdzie  $p'_\mu$  jest wartością własną operatora  $p_\mu$  o znaczeniu pędu i energii cząstki. Warunki poboczne (5) można traktować jako więzy i rozważać nową funkcję  $\varphi(x, r)$  sześciu (niezależnych) zmiennych, która spełnia równanie (2'') nieco zmodyfikowane dzięki pojawieniu się sił reakcji ze strony więzów. To zmodyfikowane równanie ma kształt:

$$\left( p_\mu^2 + \frac{a^2}{r_\mu^2} S^2 \right) \varphi(x, r) = 0, \quad (8)$$

gdzie  $S^2$  jest operatorem kwadratu momentu pędu, wyrażonego w zmiennych  $r_\mu$ . Równanie (8) stanowi nasze ostateczne równanie pola. Z (7) wynika, że w układzie spoczynkowym ( $\vec{p}' = 0, p'_4 = iM$ ) cząstka reprezentowana jest przez powierzchnię kuli o promieniu  $r = \lambda^2 M$ . Funkcje własne (odpowiadające różnym typom cząstek) są to po prostu funkcje kuliste i możemy powiedzieć, że (8) przedstawiają nic innego jak rotatorowy model cząstki elementarnej.

Wartości własne masy dane są wzorem:

$$\lambda M_l = \sqrt[4]{a_1^2 l(l+1)}, \quad l = 0, 1, 2, \dots, \quad (9)$$

gdzie stała  $a$  została oznaczona teraz jako  $a_1$  dla odróżnienia od analogicznej stałej w przypadku pól spinorowych, którą oznaczymy  $a_{1/2}$ .

\* Grupa transformacji, jakim podlegają zmienne  $x$  oraz  $id$ , składa się z  $(1^4)$ ,  $(-1_{-1})$ ,  $(-1^1)$ ,  $(1^{-1})$  i jest izomorficzna z grupą  $1, i, -1, -i$ .

Analogiczne uogólnienie równania Diraca prowadzi do podobnego modelu, który można by nazwać w tym przypadku spinowo-rotatorowym, a wartości własne masy dane są wzorem:

$$\lambda M_j = \sqrt{a_{1/2} \left( j + \frac{1}{2} \right)}, \quad j = \frac{1}{2}, \frac{3}{2}, \dots \quad (10)$$

Wróćmy jednak do prostszego przypadku cząstek o spinach całkowitych. Okazuje się, że bilokalną funkcję, spełniającą równanie (8), można przedstawić w postaci szeregu:

$$\varphi(x, r) = \varphi(x) + r_\mu \varphi^\mu(x) + r_\mu r_\nu \varphi^{\mu\nu}(x) + \dots \quad (11)$$

Jeżeli  $\varphi(x, r)$  jest pseudoskalarem (skalarem), to poszczególne funkcje lokalne  $\varphi(x)$ ,  $\varphi(x_\mu)$ ,  $\varphi(x)_{\mu\nu}$ , ... występujące po prawej stronie wzoru (11) są pseudotensorami (tensorami) kolejnych rzędów 0, 1, 2, ... Spełniają one automatycznie pewne warunki dodatkowe: są symetrycznymi tensorami o zerowych śladach i zerowych divergencjach:

$$\frac{\partial}{\partial x_\mu} \varphi(x), \dots_{\mu\dots} = 0. \quad (12)$$

(11) oznacza, że pole bilokalne równoważne jest (nieskończonemu) układowi pól lokalnych o wyższych spinach (pola Fierz), które są jakby „nawleczone na jedną nić, jak paciorki“.

Krótko przedstawiony powyżej formalizm ma następujące zalety:

1. Prowadzi w naturalny sposób do uogólnionego pojęcia pola, które opisuje nie jeden dowolnie wybrany rodzaj cząstek, lecz całą rodzinę. Bilokalne pole wiąże się nie z jedną przypadkową reprezentacją, lecz od razu ze wszystkimi nieredukowalnymi reprezentacjami grupy obrotów. Dwa pola bilokalne: skalarne i pseudoskalarne wyczerpują całą grupę obrotów wraz z odzwierciedleniami. Podobnie też dwa pola spinorowe wyczerpują całą grupę unitarną i grupę odzwierciedleń.

2. Możemy mówić o trzech wyraźnych fazach postępu w teorii cząstek. Faza pierwsza: cząstki elementarne muszą być wprowadzane indywidualnie przez kolejne rozszerzanie przestrzeni konfiguracyjnej. Liczba cząstek nie może się zmieniać. Faza druga: cząstki nie są uwzględniane indywidualnie, ich liczba może ulegać zmianie. Mamy pole, które opisuje od razu cały (jeden) rodzaj cząstek. Jednak te rodzaje muszą być uwzględniane indywidualnie (dla każdego rodzaju nowa funkcja pola). Była to faza lokalnej teorii pola. Faza trzecia: poszczególne rodzaje nie muszą być wprowadzane indywidualnie. Mamy pole dwulokalne, które opisuje od razu całą rodzinę różnych cząstek.

3. Formalizm uwzględnia jeszcze jedną symetrię przyrody, jaką stanowi symetria wzajemnościowa, a równocześnie wprowadza w sposób

naturalny nową stałą uniwersalną — elementarną długość  $\lambda$ . Pod tym względem rola bilokalnej teorii przypomina rolę, jaką spełniła mechanika kwantowa i teoria względności: każda z tych teorii wbudowuje do fizyki kolejno jedną uniwersalną stałą. Obok  $h$  i  $c$  długość elementarna  $\lambda$  jest trzecią i ostatnią stałą wymiarową. W jednostkach naturalnych  $\hbar = c = \lambda = 1$  wszystkie wielkości fizyczne można traktować jako bezwymiarowe.

4. Dwulokalna teoria prowadzi do prostego, nie-punktowego modelu cząstki elementarnej. Możemy wyobrazić sobie, że w stanie spoczynku cząstka jest dana jako powierzchnia kuli o promieniu proporcjonalnym do masy. Zmiennymi struktury wewnętrznej są kąty  $\varphi$  i  $\theta$  na powierzchni tej kuli. Różne funkcje kuliste odpowiadają różnym możliwym strukturom cząstki, a zarazem wyrażają, jaki spin ma cząstka. Jest to model rotatorowy cząstki. Różnym wartościom spinu  $l$  odpowiadają różne wartości masy. Spektrum tych wartości masy można wyznaczyć. Model komplikuje się nieco w przypadku fermionów. Jest to komplikacja podobna do tej, jaką daje przy zagadnieniu wodoru równanie Diraca w porównaniu z modelem bezspinowym Schrödingera.

#### 4. Dyskusja widma mas

Z równania (9) widzimy, że dla  $l=0$  otrzymujemy  $M_0=0$ . Należy to interpretować w następujący sposób: cząstka o spinie zero ma tylko (stosunkowo małą) masę połową, wynikającą z oddziaływania na cząstkę pola wytwarzanego przez nią samą. Jeżeli równanie (2) uzupełnilibyśmy przez dodanie wyrazu  $m^2\psi$  po prawej stronie, to otrzymalibyśmy uogólnioną formułę

$$\lambda M_l = \left\{ \left[ (a_1^2 l(l+1) + \left(\frac{\lambda m}{4}\right)^4)^{1/4} + \left(\frac{\lambda m}{2}\right)^2 \right]^{\frac{1}{2}} \right\}, \quad (9')$$

która prowadzi do  $M_0=m$ . Możemy więc zidentyfikować w wypadku  $l=0$  masę  $m$  z masą mezonu  $\pi$  (273) i obliczyć stosunek  $a_1/\lambda^2$  z następnej wartości masy  $M_1=965$  (mezon  $\tau$ ).

Dla następnych mas otrzymujemy wtedy wartości  $M_2=1260$ ,  $M_3=1490$ , etc. . . . Te wyniki nie są jednak ściśle, gdyż masa połowa  $m$  nie jest żadną stałą uniwersalną, lecz zależy od  $l$ . Jednakże wpływ  $m$  nie jest wielki pod warunkiem, że będziemy dopasowywać wartość  $M_1$  z doświadczenia. Rzeczywiście, uznając, że  $m$  można w ogóle zawsze zaniedbać, z wyjątkiem przypadku  $l=0$ , i stosując po prostu formułę (9) znajdujemy (przy założeniu  $M_1=965$ ) następujące wartości  $M_2=1276$ ,  $M_3=1510$ , itd. . . . Jak

widać, wartości te mało się różnią od poprzednich. Możemy więc uważać, że

$$M_2 = 1270 \pm 20, \quad M_3 = 1500 \pm 20, \text{ itd.} \dots \quad (13)$$

są wartościami prawdopodobnymi. Formuła (9) nie zależy od tego, czy rozważamy pole bilokalne skalarne czy pseudoskalarne (choć masa  $m$  będzie zapewne różna), tak że możemy oczekiwać podobnych wartości mas dla obu rodzin.

Można oczekiwać, że także w przypadku fermionów wolno w pierwszym przybliżeniu zaniedbać w ogóle masę połową i stosować prostą formułę (10), która daje

$$M_{3/2} = \sqrt[4]{2} M_{1/2}, \quad M_{5/2} = \sqrt[4]{3} M_{1/2}, \text{ itd.} \dots \quad (14)$$

Zakładając, że  $M_{1/2} = 1836$ , otrzymujemy dla rodziny nukleonowej

$$M_{3/2} = 2598, \quad M_{5/2} = 3180, \text{ itd.} \dots \quad (15)$$

Przechodząc do rodziny  $\Lambda^0$  otrzymujemy trochę niespodziewany wynik, że jej spektrum mas dane jest przez formułę (9). Zastępując stałą  $a_1$  przez  $a_{1/2}$  otrzymujemy z (9)

$$M_1 = \sqrt[4]{2} \cdot 1836 = 2183$$

zgodnie z wartością doświadczalną masy  $\Lambda^0$ . Teraz jednak spin dany jest przez  $j = l - \frac{1}{2}$  dla  $l = 1, 2, \dots$ . Następną wartością masy w tej rodzinie jest 2860.

Te wartości możemy porównać z doświadczeniem. Nasza wartość masy  $1270 \pm 20$  zdaje się zgadzać z wartością masy mezonu  $\kappa^\pm$ , dla którego podawano wartość 1200—1300 (konferencja w Glasgow, lipiec 1954). Jest ona także zgodna z masą hipotetycznej cząstki neutralnej, jaka prawdopodobnie powstaje razem z  $\Lambda^0$  (kosmotron) i której masa została oceniona na  $1285 \pm 80$ . Możliwe, że ta cząstka jest neutralnym odpowiednikiem cząstki  $\kappa^\pm$ . O mezonach o masie około 1500 na razie nic pewnego nie wiadomo.

Przechodząc do mas hyperonów stwierdzamy przede wszystkim, że uzyskana we wzorach (14) i (15) wartość 2597 zgadza się bardzo dobrze z wartością doświadczalną dla kaskadowego hyperonu  $Y^-$  ( $2580 \pm 10$ ). Teoria przewiduje, że następne wartości mas hyperonów leżą w okolicy 3000. Dziś znany jest tylko jeden przypadek zdający się wskazywać na istnienie takich hyperonów (Friedländer 1954). Ten przypadek można interpretować jako rozpad hyperonu o masie około 2950. Możliwe, że jest to właśnie hyperon o spinie  $3/2$ , należący do rodziny  $\Lambda$ .

Reasumując możemy powiedzieć, że nie ma sprzeczności pomiędzy powyżej podanymi formułami na spektrum mas, a dostępnymi dziś danymi doświadczalnymi, byłoby jednak stanowczo przedwcześnie mówić o zgodności teorii z doświadczeniem.



## 5. Problem oddziaływania pomiędzy ciężkimi cząstkami

Przyszła teoria oddziaływania musi przede wszystkim wyjaśnić pozorną sprzeczność pomiędzy dużą wartością stałej sprzężenia sił jądrowych (oznaczać ją będziemy literą  $G$ ) a stosunkowo długim czasem życia  $T$  ciężkich cząstek ( $10^{-10}$  sek  $\leq T \leq 10^{-8}$  sek). Te fakty przeczą sobie, gdyż z jednej strony częste powstawanie ciężkich cząstek oraz udział hyperonów w jądrach atomowych\* świadczą o tym, że podlegają one silnemu sprzężeniu ( $G$ ), a z drugiej strony średni czas życia dany jest przez wzór  $\frac{1}{T} = aG^n \frac{Q}{\hbar}$ , gdzie  $n$  jest rzędem przybliżenia, w którym rozpad zachodzi,  $a$  jest współczynnikiem rzędu jedności, zaś  $Q$  jest energią uwolnioną w procesie rozpadu. Dla  $Q \simeq 100\text{MeV}$  otrzymujemy  $T \simeq 10^{-23}$  sek.

Możliwe, że powyższa sprzeczność jest bezpośrednim skutkiem metodologicznej niekonsekwencji całego współczesnego podejścia do problemu sił jądrowych przy użyciu rachunku zaburzeń, opartego na rozwijaniu według potęg parametru sprzężenia, pomimo że  $G$  bynajmniej nie jest małe. W tym przypadku nie byłoby innego wyjścia, jak stworzenie nowej metody obliczania prawdopodobieństw przejść, bez uciekania się do rozwinięcia na szereg potęgowy  $G$ . Nie jest jednak wykluczone, że ta niekonsekwencja metodologiczna ma tylko drugorzędne znaczenie i że niezgodność (o wiele rzędów wielkości!) ma inne przyczyny.

a. Po pierwsze, nie jest wykluczone, że w oddziaływaniu ciężkich cząstek uwikłane są przynajmniej dwie stałe sprzężenia, obok  $G$  jeszcze inna, mała stała sprzężenia  $g$ .

b. Możemy przypuścić, że oprócz absolutnych reguł wyboru, omówionych w 2, istnieją jeszcze inne reguły wyboru (może związane ze spinem izotopowym?) przyczyniające się do meta-trwałości ciężkich cząstek.

c. Wreszcie, możemy dopuścić nielocalne oddziaływanie i próbować usunąć sprzeczności za pomocą stosowanych formfaktorów.

Powyższe możliwości niekoniecznie wykluczają się, może nawet uzupełniają się wzajemnie. Ograniczymy się jednak do zbadania tylko pierwszej możliwości, tj. „hipotezy dwóch stałych sprzężenia“ i to tylko z punktu widzenia fenomenologicznego.

Założymy zwykły typ sprzężenia między bozonami i fermionami, który można przedstawić schematycznie jako

$$g\bar{\psi}\psi\varphi, \quad (16)$$

gdzie  $\psi$ ,  $\bar{\psi}$  oznacza spinową funkcję pola i jej sprzężoną, zaś  $\varphi$  oznacza funkcję pola opisującego bozony. Szczegóły takie, jak symetryzacja, spin

\* Odkryta przez Danysza i Pniewskiego obecność hyperonu  $\Lambda^0$  jako składnika jądra.

izotopowy i macierze Diraca zostały w (16) pominięte dla prostoty. Wartość stałej sprzężenia  $g$  może zależeć od typu funkcji pola, występujących w (16). Możemy więc sklasyfikować oddziaływania jako silne lub słabe, tak ażeby zdać sprawę równocześnie z długiego czasu życia i z częstej produkcji ciężkich cząstek. Przede wszystkim możemy rozróżnić dwa przypadki:

- I. Oddziaływanie z rodziną pseudotensorową (piony).
- II. Oddziaływanie z rodziną tensorową (tetryony).

W każdym z tych dwóch przypadków możemy rozróżnić dwie możliwości.

A. Obie funkcje spinorowe  $\psi$  i  $\bar{\psi}$  odnoszą się do tej samej rodziny.

B. Obie funkcje spinorowe odnoszą się do dwu różnych rodzin. Każdy z tych czterech wypadków IA, IB, IIA, IIB rozpada się dalej na różne przypadki, w zależności od parzystości funkcji pola:

a) obie funkcje spinorowe mają tę samą (przeciwną) parzystość, co można oznaczyć znakiem  $+$  ( $-$ ),

b) funkcja  $\varphi$  jest parzysta  $+$  lub nieparzysta  $-$ .

Mamy więc łącznie 16 przypadków i w każdym z nich możemy założyć dużą albo małą stałą sprzężenia (tabl. III).

Tablica III

		I A				I B				II A				II B					
$a$	1	2	3	4	$a$	1	2	3	4	$a$	1	2	3	4	$a$	1	2	3	4
	+	+	-	-		+	+	-	-		+	+	-	-		+	+	-	-
$b$	-	+	-	+	$b$	-	+	-	+	$b$	-	+	-	+	$b$	-	+	-	+
	G	$g$	$g$	?		$g$	?	$g$	?		$g$	$g$	?	?		?	?	G	G

Wyrażenie na oddziaływanie (16) może być schematycznie zilustrowane za pomocą „grafu“ o kształcie trójnogu\*. Linie ciągłe odpowiadają funkcjom  $\psi$ ,  $\bar{\psi}$  i obrazują nukleony bądź hyperony, linia przerywana odpowiada funkcji  $\varphi$  i obrazuje mezon. W każdym z 16 przypadków graf wyobraża inny typ procesu elementarnego (emisji, lub absorpcji mezonu i przejście fermionu z jednego stanu do innego stanu). W tablicy IV podajemy po jednym typowym przykładzie tych elementarnych procesów.

Przedyskutujemy niektóre z nich. W przypadku IA<sub>1</sub> przyjmujemy dużą wartość stałej sprzężenia  $G$ , ażeby zdać sprawę z (zwykłych) sił jądrowych. Od razu jednak widzimy, że IA<sub>1</sub> odnosi się również do przypadków, gdzie obie ciągłe gałęzie grafu reprezentują (jakkolwiek) hyperon. To oznacza, że hyperony oddziałują silnie z nukleonami (tabl. Va), co tłumaczy efekt D a n y s z a. Możliwość istnienia jąder zawierających w sobie hyperon, związany energią tego samego rzędu co nukleon, wynika więc automatycznie z formalizmu.

\* O graficznym przedstawianiu procesów elementarnych była mowa w art. J. R z e w u s k i e g o, Postępy Fizyki, 3, 167 (1952).

W przypadku  $IA_2$  musimy założyć małą stałą sprzężenia, aby zapewnić długi czas życia mezonu  $\tau$  (tabl. Vb). Prawdopodobieństwo rozpadu tego mezonu jest proporcjonalne do  $gG^3$ .

W przypadku  $IA_3$  zakładamy małą stałą sprzężenia dla zapewnienia długiego czasu życia kaskadowego hyperonu  $Y^-$ . Wprawdzie rozpad na proton i pion jest wzbroniony, lecz rozpad na trzy ciała: proton i dwa piony nie jest wzbroniony (tabl. Vc) i prawdopodobieństwo tego rozpadu jest proporcjonalne do  $gG$ . Wypadek  $IA_4$  jest wątpliwy.

W przypadku  $IB_1$  przyjmujemy słabe sprzężenie, ażeby zapewnić długi czas życia hyperonu  $Y^-$  przy rozpadzie na  $\Lambda$ , podobnie też mała wartość stałej sprzężenia w przypadku  $IB_3$  gwarantuje długi czas życia hyperonu  $\Lambda$ .

W przypadkach  $IIA_1$  oraz  $IIA_2$  musimy założyć słabe sprzężenie, ażeby zapewnić długi czas życia mezonów  $\theta$  oraz  $\kappa$ . Należy tu wyjaśnić dlaczego przyjęliśmy, że mezon  $\kappa$ , o spinie 2, należy do rodziny thetonów, a nie pionów. Otóż odpowiednik  $\kappa$  w rodzinie pionów ma tę samą parzystość co  $\pi$  i jego oddziaływanie z nukleonami dane jest przez  $IA_1$ . Ze względu na duże  $G$  w tym przypadku mamy rozpad (na dwa piony) z prawdopodobieństwem proporcjonalnym do  $G^3$ , a więc w czasie  $10^{-23}$  sek. Ten mezon jest więc niedostrzegalny.

Przyporządkowanie stałych sprzężenia musi gwarantować częste powstawanie ciężkich cząstek. W szczególności proces odwrotny do  $IB_3$ , jako proporcjonalny do  $g$ , nie może prowadzić do (częstego) powstawania  $\Lambda$ . Natomiast przy zderzeniach pionów z nukleonami może często powstawać  $\Lambda$ , jeżeli założymy dużą wartość stałej sprzężenia w przypadku  $IIB_3$ , lub  $IIB_4$ . To jednak pociąga za sobą konieczność powstawania hyperonu w parze z ciężkim mezonem (tabl. Vd).

Widzimy więc, że jedyną możliwość częstego powstawania hyperonu, przy zderzeniach mezonu  $\pi$  z protonem, dopuszcza formalizm tylko w przypadku, kiedy równocześnie powstaje ciężki mezon. Ten fakt znajduje dobitne potwierdzenie w doświadczeniu i, obok wytłumaczenia efektu  $D$  a n y s z a, stanowi drugi, silny dowód na to, że podana tu klasyfikacja cząstek i stałych sprzężenia dobrze opisuje rzeczywistość. Gdyby było wiadomo tylko z doświadczenia, że hyperony i ciężkie mezony często powstają, lecz długo żyją, to już moglibyśmy przewidzieć teoretycznie zarówno efekt  $D$  a n y s z a, jak i powstawanie hyperonów w parze z ciężkimi mezonami.

Teoria pozwala jednak przewidzieć inne zjawiska, jeszcze nie potwierdzone przez doświadczenie.

I. Przy zderzeniach dwu nukleonów prawdopodobne jest powstawanie hyperonów parami (Tabl. Ve). Przekrój czynny jest wtedy proporcjonalny do  $G^2$ , podczas gdy w przypadku powstawania tylko jednego hype-

ronu jest on tylko  $\sim gG$ . Jednak ze względu na to, że w reakcji pośredniczy ciężki mezon, a więc jest to typ sił o znacznie krótszym zasięgu, reakcja będzie zachodzić dosyć rzadko.

II. Mezon o spinie 3, należący do rodziny pionów, ma parzystość taką samą jak  $\tau$ , powinien więc mieć podobne własności, tj. rozpadać się na trzy piony. Pomimo stosunkowo dużej masy ( $\sim 1500$ ) jego czas życia powinien być dosyć długi z uwagi na to, że piony muszą zabrać ze sobą aż  $3\hbar$  w postaci momentu pędu orbitalnego, co przyczynia się do metatrwałości.

III. Przewidujemy istnienie długotrwałego hyperonu, o masie około 2900 i spinie  $3/2$ , należącego do rodziny  $\Lambda$ . Rozpad tego hyperonu na nukleon i mezon  $\pi$  dany jest przez  $IB_1$ , gdzie stała sprzężenia jest mała.

Na potwierdzenie (lub zaprzeczenie) tych przewidywań przez doświadczenie prawdopodobnie nie trzeba będzie długo czekać, ponieważ technika eksperymentalna czyni w tej dziedzinie szybkie postępy.

#### OBJAŚNIENIA

1. Pole opisujące dany rodzaj cząstek elementarnych jest określone w przestrzeni przez funkcję pola  $\psi(x)$ , stanowiącą zespół pewnej liczby składowych,  $\psi_\alpha(x)$ . Składowe te są funkcjami czteropunktu  $x=(x, y, z, t)$ , spełniającymi pewne, określone równanie pola, a nadto operatorami o ustalonym sposobie działania na wektor stanu układu fizycznego, w skład którego wchodzi rozważane pole. Sposób ten jest określony przez relacje przemienności nałożone na składowe  $\psi_\alpha(x)$ .

Równania pola i relacje przemienności powinny być, zgodnie z teorią względności, niezmiennicze względem przekształceń Lorentza. Przekształcenia Lorentza tworzą grupę (grupa Lorentza).

Niech transformacje Lorentza, wiążące współrzędne czterowymiarowe w układzie  $\Sigma$  i  $\Sigma'$ , będą dane wzorem:

$$x'_i = L_{ij} x_j, \quad \text{czyli} \quad x' = Lx \quad (i, j = 1, 2, 3, 0)$$

$$\text{gdzie } x = (x_i) = (x, y, z, t),$$

$$x' = (x'_i) = (x', y', z', t').$$

Przy powyższym przekształceniu współrzędnych składowe funkcji pola przekształcają się liniowo

$$\psi'_\alpha(x') = S_{\alpha\beta} \psi_\beta(x), \quad \text{czyli} \quad \psi' = S\psi.$$

Operator (macierz)  $S$  powyższej transformacji liniowej wyznaczony jest przez przekształcenie  $L: S = S(L)$ . Ponieważ przejście  $\Sigma \rightarrow \Sigma' \rightarrow \Sigma''$  równoważne jest bezpośredniemu przejściu  $\Sigma \rightarrow \Sigma''$ , obowiązują następujące związki:

$$\begin{array}{lll} \text{gdy } \Sigma \rightarrow \Sigma' & x' = Lx & \psi' = S(L)\psi \\ \text{gdy } \Sigma' \rightarrow \Sigma'' & x'' = L'x' = L'Lx & \psi'' = S(L')\psi' = S(L')S(L)\psi \\ \text{gdy } \Sigma \rightarrow \Sigma'' & x'' = L''x & \psi'' = S(L'')\psi \end{array}$$

stad  $L''=L'L$  i odpowiednio  $S(L'')=S(L')S(L)$ . A więc każdemu elementowi  $L$  grupy Lorentza odpowiada operator  $S$  transformacji liniowej, zaś działaniu grupowemu (mnożeniu elementów  $L$ ) odpowiada mnożenie operatorów  $S$ . Zbiór takich elementów  $S$  nazywamy reprezentacją grupy Lorentza w przestrzeni liniowej o wymiarze równym liczbie składowych  $\psi_\alpha(x)$ . Tę przestrzeń liniową, w której działają operatory  $S$ , nazywamy przestrzenią reprezentacji, zaś jej wymiar — wymiarem reprezentacji.

Przyporządkowanie elementom  $L$  grupy Lorentza elementów  $S$  i ich reprezentacji nie musi być w ogólności jednoznaczne (ma to miejsce na przykład, gdy  $\psi(x)$  jest polem spinorowym).

Jeśli składowe  $\psi_\alpha$  funkcji pola dzielą się na dwa zespoły

$$\psi_1, \psi_2, \dots, \psi_k \quad \text{i} \quad \psi_{k+1}, \psi_{k+2}, \dots, \psi_n$$

w ten sposób, że przy przekształceniu Lorentza składowe danego zespołu przechodzą w kombinację liniowe tego samego zespołu, tzn.

$$\begin{aligned}
 (S\psi)_\alpha &= \sum_{\beta=1}^k S_{\alpha\beta} \psi_\beta & (S\psi)_\alpha &= \sum_{\beta=k+1}^n S_{\alpha\beta} \psi_\beta \\
 (\alpha &= 1, 2, \dots, k) & (\beta &= k+1, \dots, n)
 \end{aligned}$$

wtedy taką reprezentację nazywamy przywiedlną (redukowalną). Rozpada się ona na reprezentacje o mniejszej liczbie wymiarów. Jeśli te nowe reprezentacje są również przywiedlne, to można je także rozłożyć na reprezentacje o mniejszej liczbie wymiarów. W przypadku gdy reprezentacja nie może być rozłożona na reprezentacje o mniejszej liczbie wymiarów, to nazywamy ją reprezentacją nieprzywiedlną (niereducowalną).

Dla charakterystyki reprezentacji należy wskazać, z jakich reprezentacji nieprzywiedlnych ona się składa.

Znając wszystkie nieprzywiedlne reprezentacje grupy Lorentza można: 1° sklasyfikować wszystkie relatywistycznie niezmiennicze równania pola, 2° ustalić szereg zależności dla funkcji pola, bez rozwiązywania równań pola.

2. Obrót o kąt  $\vartheta$  wokół osi  $x$  można przedstawić za pomocą operatora (macierzy):

$$Q_\vartheta = \begin{pmatrix} \cos \vartheta/2 & i \sin \vartheta/2 \\ i \sin \vartheta/2 & \cos \vartheta/2 \end{pmatrix} = E \cos \vartheta/2 + i\sigma_x \sin \vartheta/2$$

obrót o kąt  $\varphi$  wokół osi  $z$  za pomocą operatora:

$$Q_\varphi = \begin{pmatrix} \cos \varphi/2 + i \sin \varphi/2 & 0 \\ 0 & \cos \varphi/2 - i \sin \varphi/2 \end{pmatrix} = E \cos \varphi/2 + i\sigma_z \sin \varphi/2$$

obrót o kąt  $\alpha$  wokół osi  $y$  za pomocą operatora:

$$Q_\alpha = \begin{pmatrix} \cos \alpha/2 & \sin \alpha/2 \\ -\sin \alpha/2 & \cos \alpha/2 \end{pmatrix} = E \cos \alpha/2 + i\sigma_y \sin \alpha/2,$$

gdzie  $E$  jest macierzą jednostkową, zaś  $\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z$  macierzami Pauliego

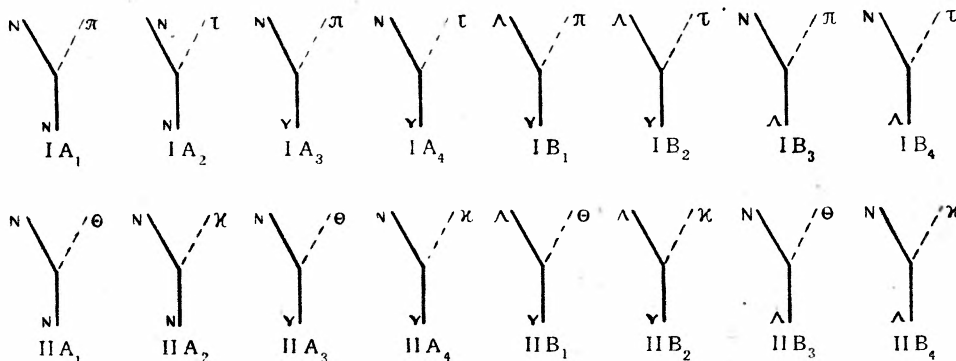
$$E = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad \sigma_x = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad \sigma_y = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}, \quad \sigma_z = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}.$$

3. Zachowanie się funkcji pola względem obrotu układu w zwykłej przestrzeni trójwymiarowej określone jest przez spin cząstek, które dane pole ma opisywać. Natomiast zachowanie się funkcji pola przy odzwierciedleniu osi współrzędnych przestrzennych względem początku układu jest wyznaczone przez parzystość cząstek.

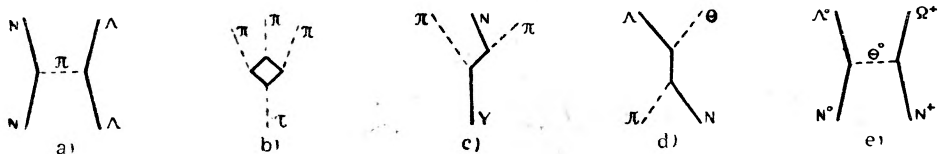
W przypadku cząstek o spinie całkowitym mamy pola skalarne, wektorowe (w ogólności tensorowe) o ile cząstki mają parzystość „+”, oraz pola pseudoskalarne, pseudowektorowe (w ogólności pseudotensorowe) o ile cząstki mają parzystość „-”. Funkcje tych dwóch klas pól transformują się różnie przy odzwierciedleniach (zmieniają lub nie zmieniają znaku), natomiast zachowują się odpowiednio jednakowo przy obrotach.

W przypadku cząstek o spinie połówkowym mamy pole spinorowe, przy czym zachowanie się funkcji tych pól przy odzwierciedleniach jest zasadniczo inne niż funkcji poprzednich. Różnica jest spowodowana tym, że tutaj reprezentacja jest dwuznaczna, tzn. każdemu przekształceniu  $L$  odpowiadają dwa operatory (dwie macierze)  $+S$  i  $-S$ . W odróżnieniu od cząstek o spinie całkowitym, dla których odpowiedniość  $L \rightarrow S$  jest jednoznaczna, dla każdego rodzaju cząstek o spinie połówkowym możliwa jest funkcja pola, transformująca się przy odzwierciedleniach za pomocą macierzy  $+S$  lub  $-S$ . Przy tym można wziąć dowolnie albo macierz  $+S$  albo  $-S$ . Jeśli więc mamy dwa rodzaje cząstek o spinie połówkowym (np. neutron i proton), to można mówić tylko o względnej parzystości: dwa rodzaje cząstek mają równą albo różną parzystość względem siebie, jeśli macierze  $S$  mają odpowiednio jednaki albo różny znak. W przypadku cząstek o spinie połówkowym można ustalić tylko to, czy macierze  $S$  mają jednaki czy różny znak, ponieważ dla każdej z poszczególnych cząstek wybór znaku  $S$  jest dowolny.

Tablica IV



Tablica V



*Jerzy Bogdanowicz*

Zakład Elektroniki i Radiologii Uniwersytetu Warszawskiego

*Andrzej Cisak*

Zakład Chemii Nieorganicznej Uniwersytetu Warszawskiego

## Związki międzymetaliczne — nowe materiały tranzystorowe

### I. Wstęp

Na odbywającej się w czerwcu ub. r. Sesji Elektroniki Ciała Stałego wysunęło się w toku dyskusji zadanie zaprojektowania nowych materiałów półprzewodnikowych. Zadanie to jest ogromnie ważne ze względu na potrzeby techniki i jego rozwiązanie będzie koniecznością. Wiemy w zasadzie, jakie właściwości półprzewodników są korzystne w zastosowaniach technicznych, w szeregu przypadków potrafimy równocześnie wskazać ich związek z właściwościami fizykalnymi półprzewodników, a w szczególności zależność własności od składu chemicznego preparatu. Znajomość ta ma nam posłużyć jako drogowskaz przy poszukiwaniu substancji o postulowanych właściwościach.

W artykule stawiają sobie autorzy za cel naszkicowanie problematyki tego zagadnienia tak, jak zarysowuje się ona w tej chwili w świetle szeregu ostatnio opublikowanych prac. Najnowsze badania dotyczą tzw. związków międzymetalicznych, które posiadają właściwości tranzystorowe i one będą stanowić główny przedmiot artykułu.

Właściwości półprzewodnikowe szeregu związków były znane już od dawna i prowadzone nad nimi badania otworzyły w ostatnich latach nową dziedzinę zastosowań półprzewodników jako tranzystorów\*.

Podstawową substancją i właściwie jedyną na szerszą skalę używaną do budowy tranzystorów jest german, pierwiastek grupy IV układu okresowego Mendelejewa.

W roku 1952 Welker wykazał doświadczalnie, wychodząc z pewnych jakościowych rozważań teoretycznych, istnienie szeregu związków międzymetalicznych, posiadających własności cenne przy budowie tranzystorów. Badane przez Welkera związki były połączeniami typu AB

\* Patrz artykuły: L. Sosnowski, Współczesny stan teorii zjawisk elektrycznych w kryształach, Postępy Fizyki, 1, 125, (1950); L. Sosnowski, Rozwój badań nad półprzewodnikami, Postępy Fizyki, 1, 187, (1950); Z. Kopeć, Warstwowa trioda krystaliczna, Postępy Fizyki, 3, 81, (1952).

między pierwiastkami grupy IIIB i VB układu okresowego. Prace te stały się bodźcem do badań prowadzonych zarówno w pracowniach naukowych, jak i przemysłowych. Można tu np. wspomnieć o szczególnie interesujących wynikach badań nad ruchliwością nośników.

Badania ruchliwości przeprowadzane były zarówno dla związków typu  $A^{III} B^V$ , jak i dla związków rtęci.

Najbardziej istotnym osiągnięciem było pokazanie możliwości świadomego otrzymania związków o pożądanym własnościach. Ułatwione to zostało pewnymi prostymi, jakościowymi rozważaniami teoretycznymi, dotyczącymi charakteru wiązań międzyatomowych w kryształach.

Badania te otwierają perspektywy i stwarzają konieczność ilościowej analizy teoretycznej charakteru wiązań występujących w półprzewodnikach.

## II. Właściwości półprzewodników

Przedstawienie poszukiwań nowych związków o właściwościach półprzewodnikowych należałoby rozpocząć od definicji półprzewodnika. Jak wiadomo jednak, podanie wyczerpującej definicji jest niemożliwe. Można jedynie wskazać pewne podstawowe cechy półprzewodników, zresztą i one nie zawsze pozwalają rozstrzygnąć, czy dane ciało należy uważać za półprzewodnik, czy też nie.

Za takie cechy można uważać: wielkość przewodnictwa w temperaturze pokojowej (pośrednią między przewodnictwem metali a izolatorów), silną zależność przewodnictwa od temperatury (i to taką, że przewodnictwo wzrasta ze wzrostem temperatury), silną zależność właściwości półprzewodnika od drobnych zanieczyszczeń i niedoskonałości sieci krystalicznej (związanych ze sposobem otrzymania próbki).

W obecnej chwili znany jest szereg różnorodnych zastosowań półprzewodników, a mianowicie: do budowy tranzystorów, prostowników, detektorów promieniowania widzialnego i podczerwonego, termistorów i wielu innych urządzeń. Tak liczne zastosowania są możliwe dzięki różnorodnym właściwościom półprzewodników.

Przydatność półprzewodników do tych czy innych celów jest związana z ich właściwościami fizykalnymi i to wieloma. Umiejętność przewidzenia i wykrycia związku między podstawowymi właściwościami fizykalnymi a właściwościami użytecznymi nowych substancji stanowi podstawę poszukiwań.

Scharakteryzujemy pokrótce ogólne właściwości półprzewodników. Pierwszą ważną cechą jest postać próbki: monokrystaliczna lub polikryystaliczna. Zjawiska zachodzące w próbkach polikryystalicznych są o wiele



bardziej złożone fizykalnie niż w monokrystalicznych, występują w nich jakościowo nowe cechy. Różne są też ich właściwości użyteczne. (Np. przy zjawisku fotoelektrycznym czułość warstw polikrystalicznych przewyższa o kilka rzędów wielkości czułość monokryształów).

Nie ma w tej chwili pełnej metody przewidywania właściwości próbek polikrystalicznych na podstawie właściwości monokryształów. Na obecnym etapie główną uwagę koncentruje się właśnie na badaniu zjawisk zachodzących w monokryształach; są one bardziej zrozumiałe, jednocześnie nie występuje nakładanie się szeregu różnorodnych zjawisk (co ma miejsce dla polikryształów). Powstają tu trudności związane z otrzymaniem odpowiednich monokryształów. Trzeba podkreślić, iż wiele właściwości warstw polikrystalicznych jest zdefiniowanych przez właściwości monokryształów (jak to na przykładzie będzie wskazane niżej). W dalszym ciągu naszą uwagę skoncentrujemy na monokryształach, analizując te ich właściwości, które są charakterystyczne dla całego kryształu.

Właściwości fizykalne kryształu są ze sobą ściśle powiązane, jakkolwiek związek ten nie zawsze można w pełni określić.

Jedna strona zagadnienia, to budowa kryształu i rodzaj sieci krystalicznej, stała sieci, charakter i siła wiązań międzyatomowych, uwarunkowanych rodzajem atomów tworzących sieć. Wskazać tu trzeba również na niedoskonałość sieci (obecność atomów w położeniach międzywęzłowych, obecność obcych atomów w węzłach sieci itp.). Związane z tym są właściwości: odstęp energetyczny między pasmem podstawowym a pasmem przewodnictwa ( $\Delta E$ ), ruchliwość i masa efektywna nośników. One to w istotny sposób wpływają na dalsze cechy półprzewodnika, jak: koncentrację nośników i typ przewodnictwa, czas życia nośników, długo-falową granicę czułości na promieniowanie, widmo absorpcji i inne.

Wszystkie te cechy określają dopiero bezpośrednio mierzone, ważne dla nas, takie właściwości, jak: opór, temperaturę topnienia, stałą Halla, własności tranzystorowe, możliwość detekcji promieniowania podczerwonego i bezwładność detektorów. Omawiany związek można wyjaśnić na kilku przykładach. Tak np. kryształy różnych związków chemicznych mają różną wartość  $\Delta E$ . W miarę zmniejszania się odstępu energetycznego zwiększa się prawdopodobieństwo przejścia elektronu z pasma podstawowego do pasma przewodnictwa (pod wpływem drgań termicznych), zwiększa się więc ilość elektronów w pasmie przewodnictwa i dziur w pasmie podstawowym, maleje opór. Koncentracja nośników jest funkcją wykładniczą temperatury, co powoduje bardzo znaczną zmianę oporu wraz ze zmianą temperatury. Właściwość ta jest wykorzystana przy pomiarach temperatury (termistory).

Okazuje się, że odstęp energetyczny między pasmem podstawowym a pasmem przewodnictwa rozstrzyga o długofalowej granicy czułości \* nie tylko dla próbek monokrystalicznych, ale, co jest interesujące, również i polikryształów. Oznacza to, że jeżeli mamy warstwę polikrystaliczną, to granica jej czułości będzie ściśle odpowiadać odstępowi energetycznemu  $\Delta E$  poszczególnych kryształów, z których dana warstwa została zbudowana.

Wraz ze zmianą temperatury zmieniają się odległości międzyatomowe, rozszerzają pasma energetyczne i zmienia się odstęp energetyczny między nimi. Doświadczenie potwierdza zmianę granicy absorpcji dla monokryształów i taką samą zmianę czułości warstw polikrystalicznych.

Podobnie jak to wskazuje praca L. Sosnowskiego i J. Ostrowskiego \*\*, właściwości warstwy zależne od czasu relaksacji są ściśle związane ze zjawiskami zachodzącymi w poszczególnych kryształach.

### III. Ogólne cechy materiałów tranzystorowych

Rozpatrzmy teraz bardziej szczegółowo na przykładzie zjawisk tranzystorowych uwarunkowanie cech cennych w zastosowaniach technicznych przez podstawowe właściwości fizyczne.

Jak wiadomo z dotychczasowych badań, maksymalna częstość wzmacniana przez tranzystory punktowe wynosi około 100 Mc/sek. Granica ta jest określona przez czas przebiegu nośników od emitera do kolektora, a więc uzależniona od ich ruchliwości. Ruchliwość jest to prędkość nośnika uzyskana pod wpływem pola 1 V/cm. Jej wymiar wynosi odpowiednio  $\text{cm}^2/\text{V sek}$ .

Poszukiwanie lepszych surowców tranzystorowych powinno więc iść po linii poszukiwania materiałów, które mają dużą ruchliwość nośników.

Wzmocnienie prądowe w tranzystorze zależy od stosunku ruchliwości elektronów do ruchliwości dziur. Zależność ta jest dalszą wskazówką przy poszukiwaniu nowych substancji.

Przy przepływie prądów przez kontakty w tranzystorze następuje ich rozgrzanie, powodujące niekorzystną zmianę charakterystyki tranzystora. Z tego punktu widzenia lepsze będą takie substancje, których odstęp energetyczny  $\Delta E$  jest duży (mniejszy jest wówczas wpływ temperatury na zmianę koncentracji nośników), z drugiej strony substancje takie posia-

\* Czułość  $S$  definiujemy  $S = \frac{\sigma_j - \sigma_c}{\sigma_c I}$ ,

$\sigma_c$  przewodnictwo próbki nieoświetlonej,

$\sigma_j$  " " " oświetlonej,

$I$  natężenie promieniowania o określonej długości fali.

\*\* L. Sosnowski, J. Ostrowski, Bull. Ac. Pol. Sci. Cl. III, (w druku).

dają zwykle wysoką temperaturę topnienia, co znacznie utrudnia ich produkcję.

Przy budowie tranzystorów ważną rolę odgrywa możliwość produkcji próbek o przewodnictwie typu  $p$  (dziurowym), czy też  $n$  (elektronowym). Związane jest to z możliwością wbudowywania w sieć obcych atomów, które pełnią rolę donorów lub akceptorów. Ten ważny warunek muszą spełniać nowe poszukiwane substancje. Równocześnie musi istnieć możliwość otrzymania w produkcji czystych, ściśle stechiometrycznych substancji, wykazujących przewodnictwo samoistne, to jest takie, że elektrony są dostarczone do pasma przewodnictwa wyłącznie z pasma podstawowego, a nie z poziomów lokalnych. Zwykle dla półprzewodników bezpośrednim dowodem samoistnego przewodnictwa jest wysoki opór próbki w normalnej temperaturze. Możliwość otrzymania czystych próbek o stechiometrycznym składzie pozwala przez odpowiednie wbudowanie w sieć krystaliczną atomów, grających rolę donorów lub akceptorów, na otrzymanie próbek o pożądanym przewodnictwie.

Pożądane jest korzystanie z surowców, których zawartość w skorupie ziemskiej jest względnie duża, które można łatwo oczyścić i które mają niską temperaturę topliwości gwarantującą łatwość obróbki termicznej. W szeregu przypadków konieczna jest łatwość krystalizacji.

#### IV. Wiązania w kryształach pierwiastków IV grupy i kryształach związków międzymetalicznych

Za punkt wyjścia posłuży nam analiza właściwości germanu, a przede wszystkim analiza charakteru wiązań. Analiza ta przeprowadzona będzie poprzez ogólne rozważania, dotyczące współlistnienia wiązań jonowych i kowalentnych, a następnie z tego punktu widzenia charakteryzowane będą związki międzymetaliczne.

German znajduje się w samym środku układu okresowego pierwiastków: w środku grupy IV pomiędzy krzemem a cyną. Jest szarobiałą substancją o muszlowym przełomie z wyraźną strukturą krystaliczną. Kryształuje w układzie regularnym, przy czym liczba koordynacyjna i typ sieci krystalicznej jest ten sam co w diamencie. Typ sieci germanu jest więc różny od typu sieci metali. Metale zwykle krystalizują w układach o wysokiej liczbie koordynacyjnej.

Aby zdać sobie sprawę, jak w germanie właściwości metaliczne \* łączą się z niemetalicznymi, prześledzimy, w jaki sposób zmieniają się właściwości pierwiastków w obrębie IV grupy układu okresowego.

---

\* W tym rozdziale pod terminem właściwości metaliczne i właściwości niemetaliczne rozumie się właściwości cechujące zachowanie się substancji pod względem chemicznym.

Charakterystyczne dla pierwiastków IV grupy jest przejście od właściwości niemetalicznych do metalicznych w miarę wzrostu ciężaru atomowego.

Węgiel jest typowym niemetalem, krzem i german zaliczamy do półprzewodników, a cyna i ołów są metalami.

Szczególne właściwości tych pierwiastków związane są z faktem, że zewnętrzna powłoka walencyjna zawiera cztery elektrony. Przy łączeniu się atomów tych pierwiastków czy to między sobą, czy z innymi pierwiastkami, ujawnia się dążność właściwa wszystkim atomom, osiągnięcia powłoki ośmioelektronowej, trwałej energetycznie. Osiągnięcie przez atom zamkniętej powłoki elektronowej odbyć się może na trzech drogach: przez uzupełnienie liczby elektronów do ośmiu (powstanie wiązanie jonowe), przez oddanie elektronów walencyjnych i odsłonięcie wewnętrznej trwałej powłoki (powstanie wtedy wiązanie jonowe, jeżeli łączą się atomy różnych pierwiastków, zaś metaliczne między atomami tego samego pierwiastka), wreszcie może powstać ośmioelektronowa powłoka poprzez uwspólnienie elektronów (wiązanie kowalentne).

Osiągnięcie ośmioelektronowej (oktetowej) konfiguracji gazu szlachetnego przez uzupełnienie czterech elektronów pociąga za sobą powstanie czterowartościowych jonów ujemnych np.  $C^{-4}$  i jest energetycznie bardzo trudne.

Istotnie jest tu niewiele związków, którym przypisuje się jonowy charakter wiązań (należą tu karbidki metali grupy I i częściowo II i III). W szeregu  $Be_2C$ ,  $Al_4C_3$ ,  $SiC$  mamy stopniowe przejście od jonowego typu wiązania ( $Be_2C$ ) do kowalentnego ( $SiC$ ), co jest spowodowane zmniejszaniem się elektrododatnich właściwości metalu.

Z drugiej strony zmniejszanie się charakteru elektroujemnego cięższych pierwiastków, czyli wzrost właściwości metalicznych powoduje, że osiągnięcie stanu najbliższego gazu szlachetnego staje się coraz trudniejsze, tak że trudno jest przyjąć istnienie prostych jonów o wartościowości  $-4$  w ołowiu, a nawet w cynie, niemniej jednak te dwa pierwiastki mają własności amfoteryczne, tzn. że w połączeniach z silnie elektrododatnimi pierwiastkami mogą występować jako polianiony, o czym będzie mowa poniżej.

Jednocześnie wiązania między cięższymi pierwiastkami IV grupy i pierwiastkami bardziej elektroujemnymi (niemetalicznymi) wykazują dość znaczny udział wiązania jonowego. Oznacza to, że rośnie dążność do odsłonięcia wewnętrznej zamkniętej powłoki elektronowej przez oddanie elektronów walencyjnych i osiągnięcia na tej drodze konfiguracji elektronowej gazu szlachetnego. W ten sposób powstałyby czterowartościowe jony dodatnie. Energetycznie jest to jednak co najmniej równie niekorzystne, jak tworzenie się czterowartościowych jonów ujemnych. W rezul-

tacie rośnie dążność do tworzenia się dwuwartościowych jonów dodatnich. Dla węgla ta tendencja jest minimalna, lecz staje się coraz znaczniejsza w miarę wzrostu wielkości atomu. Jest jeszcze nieznaczna w krzemie, wyraźniejsza w germanie, ważna w cynie i przeważająca w ołowiu: obecność dwudodatnich jonów  $\text{Sn}^{++}$  i  $\text{Pb}^{++}$  stwierdzono w rozpuszczalnikach polarnych, jak np. w wodzie.

W tych związkach, w których pierwiastkom IV grupy można przypisać formalną wartościowość +4 np. w  $\text{CO}_2$  lub  $\text{PbO}_2$ , w rzeczywistości występują wiązania typu kowalentnego.

Jednak między atomami tego samego pierwiastka nie może powstawać wiązanie jonowe, ponieważ konieczna jest różnica stopnia elektroujemności atomów, aby mogło powstać takie wiązanie. Toteż w sieciach krystalicznych tych pierwiastków występują zwykle wiązania kowalentne, które umożliwiają zamknięcie oktetu bez tworzenia jonów.

Obecność czterech elektronów walencyjnych na zewnętrznej powłoce tych atomów powoduje, że każdy z nich może wytworzyć cztery kierunkowe wiązania homopolarne. Polegają one na tworzeniu pomiędzy atomami zlokalizowanej pary elektronowej, która wchodzi w skład powłok obu atomów; przykładem może być tu gazowa cząsteczka  $\text{CH}_4$ : przez utworzenie wspólnych par elektronowych powstaje konfiguracja elektronowa najbliższego gazu szlachetnego, a mianowicie neonu.

Wiązania homopolarne są dużo silniejsze od wiązań Van der Waalsa, które wiążą cząsteczki między sobą. Za przykład występowania tego rodzaju wiązań służyć może kryształ zestalonego metanu. Kryształy, w których występują międzycząsteczkowe wiązania Van der Waalsa, odznaczają się niskimi temperaturami topnienia.

Atom pierwiastka IV grupy łączy się swymi czterema wiązaniami z czterema najbliższymi sąsiadami, umieszczonymi w narożach czworoscianu. Te z kolei w ten sam sposób połączone są „mostkami elektronowymi“ ze swymi sąsiadami. W rezultacie wszystkie atomy w sieci są powiązane między sobą silnymi wiązaniami kowalentnymi, tak że kryształ taki należy uważać za jedną gigantyczną makrocząsteczkę.

Rozerwanie tych wiązań wymaga dużej energii, a więc kryształy o sieciach tego typu będą miały wysokie temperatury topnienia i duże wartości ciepła sublimacji.

Znamy tylko jedną substancję, która posiada doskonałą kowalentną siatkę krystaliczną: jest nią mianowicie diament. Gdy przechodzić będziemy stopniowo do coraz cięższych pierwiastków IV grupy, które krystalizują w układzie diamentu i w kryształach w których występują te same w zasadzie wiązania kowalentne, to stwierdzimy, że temperatury topnienia i wartości ciepła sublimacji stopniowo maleją, rosną natomiast wymiary atomów i wzrasta przewodnictwo. Oznacza to, że wiązania

kowalენტne w miarę wzrostu ciężaru atomowego pierwiastków stają się coraz słabsze.

Przyczyną zmniejszania się siły wiązania kowalენტnego i wzrostu właściwości metalicznych pierwiastków IV grupy w miarę zwiększania się ich ciężarów atomowych jest zjawisko zwane „efektem ekranowania“. Mianowicie elektrony znajdujące się między elektronami walencyjnymi a jądrem „przesłaniają“ jądro, zmniejszając oddziaływanie elektronów walencyjnych z jądrem.

W ołowiu oddziaływanie między jądrem a elektronami walencyjnymi jest tak słabe, że elektrony walencyjne uzyskują praktyczną swobodę, a w węzłach sieci pozostają dwudodatnio naładowane jony ołowiu. Oznacza to, że w ołowiu mamy do czynienia z wiązaniem metalicznym, co zgodne jest z takimi właściwościami, jak kowalność, metaliczne przewodnictwo, liczba koordynacyjna 12, sieć właściwa metalom.

W germanie, który znajduje się w środku czwartej grupy, krzyżują się różne zmieniające się poprzez tę grupę właściwości, i to w ten sposób, że pierwiastek ten jest pierwiastkiem przejściowym o właściwościach pośrednich między metalem a niemetalem.

Niewątpliwie typowe właściwości półprzewodnikowe jak również właściwości tranzystorowe germanu związane są z przejściowym charakterem tego pierwiastka; toteż, gdy wyłoniła się potrzeba znalezienia nowych substancji, które mogłyby znaleźć zastosowanie do budowy tranzystorów, poszukiwania poszły w kierunku badania związków, które swymi właściwościami możliwie mało odbiegają od półprzewodnikowych pierwiastków czwartej grupy.

Poszukiwano więc takich związków, które mają strukturę podobną do diamentu, a jednocześnie wykazują właściwości półprzewodnikowe. Otóż wiadomo, że substancje o takich właściwościach można znaleźć wśród tzw. związków międzymetalicznych.

Trzeba tu zrobić uwagę, że termin „związki międzymetaliczne“, stosowany do określenia nowych germanopodobnych związków półprzewodnikowych (używany w tym sensie powszechnie — jak również w dalszej części tego artykułu) nie jest zbyt szczęśliwy, gdyż nazwą związków międzymetalicznych obejmuje się wiele substancji, bardzo znacznie różniących się od siebie, a nie tylko germanopodobne.

Typowe związki międzymetaliczne różnią się znacznie od zwykłych związków chemicznych. Przede wszystkim nie można do nich stosować prawa stosunków stałych i wielokrotnych Daltona, czyli inaczej mówiąc, ich skład stechiometryczny może być zmienny w sposób ciągły w szerszym lub węższym zakresie. Stwierdzono, że wzory połączeń międzymetalicznych, oparte na klasycznych pojęciach wartościowości, nie mają sensu. Okazało się, że prawa stałości składu, stosunków stałych i wielokrotnych

są znacznie mniej podstawowe, niż to dawniej przypuszczano. Stosują się one wyłącznie do połączeń typowo jonowych lub kowalentnych.

Jeżeli mówimy o określonym związku międzymetalicznym, to musimy pamiętać, że swoją indywidualność chemiczną zachowuje on jedynie w fazie stałej. Jeżeli związek taki stopimy, to nie otrzymamy cząsteczek danego „związku“, lecz ciekłą mieszaninę pierwiastków. Gdyby bowiem istniały cząsteczki danego związku w fazie ciekłej, znaczyłoby to, że atomy połączone są innymi wiązaniami niż metaliczne.

Wiązanie metaliczne występuje wtedy, kiedy w sieci krystalicznej danego metalu znajdują się dodatkowo naładowane jony, związane elektrostatycznie gazem elektronowym. Jest on utworzony przez swobodne elektrony, poruszające się w periodycznym polu jonów znajdujących się w węzłach sieci. Te elektrony nie są związane z określonymi atomami, co tłumaczy wysokie przewodnictwo i kowalność metali.

O powstaniu określonego związku międzymetalicznego nie decyduje wartościowość, ale stosunek wszystkich elektronów walencyjnych do wszystkich atomów znajdujących się w kryształ (reguła Hume-Rothery). Typ sieci krystalicznej zależy również w pewnym stopniu od wymiarów atomów (jonów) pierwiastków wchodzących w skład tego związku.

Większość połączeń między metalami pierwszych trzech grup układu periodycznego jest w przeważnej mierze zdysocjowana w stanie ciekłym. Inaczej jednak zachowują się połączenia pierwiastków z trzech pierwszych grup (a więc pierwiastków silnie elektrododatnich) z pierwiastkami grup od IV do VII. Przekonano się, że i w fazie ciekłej takie związki są dość trwałe. Układy te nie mają już charakteru czysto metalicznego, lecz stanowią przejście do połączeń jonowych lub kowalentnych i mimo metalicznego wyglądu są do nich w zasadzie bardziej podobne.

Ciekawe jest zachowanie się takich związków w amoniaku. W przeciwieństwie do prawdziwych związków międzymetalicznych rozpuszczają się dość dobrze w ciekłym absolutnym amoniaku, dając roztwory o dość dużym przewodnictwie, tak na przykład związek  $\text{Na}_4\text{Pb}_9$ , według badań E. Zintl dysocjuje z przyłączeniem amoniaku na jony  $[\text{Na}(\text{NH}_3)_x]^+$  i  $[\text{Pb}(\text{Pb})_8]^{-4}$ . Powstawanie jonów kompleksowych tego typu oznacza, że metal należący do I grupy zachowuje się jak donor elektronów, ma więc właściwości metalu, natomiast ołów z IV grupy wykazał tu właściwości niemetaliczne w porównaniu z sodem, utworzył bowiem w rezultacie polianion.

Na takiej drodze Zintl stwierdził, że między III i IV grupą układu okresowego przebiega granica między związkami o wiązaniu czysto metalicznym a związkami, które stanowią przejście do związków o wiązaniu jonowym lub kowalentnym. Granica ta jest zwana zwykle „granica Zintl“. Okazało się jednocześnie, że sieci krystaliczne związków o przejścio-

wym wiązaniu zbliżone są, zależnie od ich charakteru, do sieci właściwych związków jonowym (typ fluorytu) albo kowalentnym (typ sfalerytu, wurcytu) czy występującym również specyficznym typom sieci np. sieć NiAs. W układach o tym typie sieci współistnieje wiązanie metaliczne, jonowe i kowalentne.

Otóż właśnie w grupie związków międzymetalicznych, posiadających wiązania mieszane i sieć krystaliczną zbliżoną do diamentu, znaleziono związki o budowie i właściwościach najbardziej zbliżonych do germanu. Były to mianowicie związki międzymetaliczne typu AB między pierwiastkami III i V grupy układu okresowego.

### V. Budowa związków typu $A^{III} B^V$

Badano połączenia pierwiastków grupy IIIB i VB, tj. takich pierwiastków z III i V grupy, których wszystkie wewnętrzne powłoki są całkowicie zapełnione.

Tablica daje ich zestawienie:

Tablica I			
	III	IV	V
2	5,B	6,C	7,N
	10,82	12,010	14,008
3	13 Al	14 Si	15, P
	26,97	28,06	30,98
4	31 Ga	32 Ge	33 As
	69,72	72,60	74,91
5	49 In	50 Sn	51 Sb
	114,76	118,70	121,76
	81 Tl	82 Pb	85 Bi
	204,38	207,21	209,00

Interesujące okazały się związki pierwiastków: Al, Ga, In z pierwiastkami P, As, Sb.

#### *Sieć krystaliczna i odległości międzyatomowe*

Kryształy pierwiastków IV grupy krzemu i germanu mają strukturę diamentu. Atomy rozmieszczone są w narożach czworościanu, każdy z atomów ma czterech najbliższych sąsiadów, odległości między nimi są te same. Kryształ jest izotropowy. Związki AlP, AlAs, AlSb, GaP, GaSb, InP, InAs, InSb mają bardzo podobną do diamentu strukturę blendy



cynkowej. Atomy również umieszczone są w narożach czworościanu z tym, że każdy atom jednego pierwiastka sąsiaduje z czterema atomami drugiego. Przy założeniu identyczności atomów związku otrzymalibyśmy dokładnie sieć diamentu. Nieinteresujące okazały się związki najlżejszych pierwiastków III i V grupy, posiadające inną strukturę i charakter anizotropowy, jak również związki najcięższych pierwiastków, które mają silnie zaznaczony charakter metaliczny.

Analogie między związkami typu  $A^{III} B^V$  a pierwiastkami IV grupy nie ograniczają się jedynie do podobnego typu sieci krystalicznej. Podobne są również odległości między atomami.

Porównać można następująco:

Związki pierwiastków leżących w tym samym okresie tablicy; mamy tu odległości w sieci krystalicznej:

dla Si: 2,34 Å	i odpowiednio dla AlP	2,36 Å,
dla Se: 2,44 Å	„ „ GaAs	2,44 Å,
dla szarej cyny 2,80 Å	„ „ InSb	2,80 Å.

Związki pierwiastków leżących w okresie 3 i 5 z pierwiastkiem grupy IV z okresu leżącego pomiędzy nimi; mamy tu:

dla Ge: 2,44 Å	a odpowiednio dla AlSb	2,62 Å,
	i „ „ GaP	2,36 Å.

Związki pierwiastków leżących w okresie 3 i 4 lub 4 i 5 porównywać można z hipotetycznymi związkami pomiędzy pierwiastkami IV grupy, wziętymi z tych samych okresów; mamy tu:

dla SiGe (hipotetyczny)	2,39 Å i
	odpowiednio AlAs 2,44 Å,
	„ GaP 2,36 Å.
dla GeSn (hipotetyczny)	2,62 Å
	odpowiednio GaSb 2,62 Å
	„ InAs 2,62 Å.

### Wiązania

Rozpatrzmy bliżej rodzaj wiązań, jakie występują w związkach  $A^{III} B^V$ . Wiadomo, że w związkach tego typu nie występują czyste wiązania jonowe czy kowalენტne, lecz mamy zawsze do czynienia z wiązaniami o charakterze mieszanym. Mówi się nawet czasem, że w jakimś wiązaniu mamy pewien procentowy udział wiązania jonowego, a pewien kowalენტnego. W stosunku do rozważanych związków uważa się, że wiązanie ma charakter kowalენტny z pewną domieszką wiązania jonowego. Wiązania te można rozpatrywać w ten sposób, że atom pierwiastka III grupy

oddaje 3 elektrony, atom pierwiastka V grupy 5 elektronów z zewnętrznej powłoki. Mamy więc do dyspozycji 8 elektronów na każde dwa atomy (tyle samo co dla pierwiastka IV grupy), które mogą wytworzyć 4 wiązania kowalენტne.

Rozumując w ten sposób i biorąc pod uwagę wiele atomów (z tym, że ilość atomów III i V grupy jest ta sama) otrzymujemy obraz sieci i wiązań identyczny jak dla pierwiastków IV grupy. Ponieważ jednak mamy tu do czynienia z atomami pierwiastków różnych grup, ładunki atomów znajdujących się w węzłach sieci są różne, będziemy więc zawsze mieli pewien udział wiązania jonowego. Okazało się jednak, że udział tego wiązania jest drugiego rzędu.

Z drugiej strony można uważać, że atomy pierwiastków III, IV, V grupy są odpowiednio trzy-, cztero- i pięciokrotnie naładowane, tak że tworzą one jony o konfiguracji elektronowej odpowiedniego gazu szlachetnego. To przedstawienie jest interesujące z tego względu, że umożliwia ustalenie wzajemnego stosunku udziału wiązania kowalენტnego do jonowego dla różnych związków typu  $A^{III} B^V$ .

W grę tutaj wchodzi dwa efekty: pierwszy z nich wynika z nierównomiernego rozłożenia ładunków na sąsiadujących atomach, a mianowicie para elektronowa tworząca wiązanie homopolarne powinna być silniej przyciągana przez atom pierwiastka grupy V niż przez atom pierwiastka grupy III.

Z drugiej strony, poza nabojem elektrycznym danego jonu, dużą rolę grać będzie jego promień. Jony o tym samym ładunku a rosnących stopniowo promieniach (ze wzrostem ich ciężaru atomowego) będą coraz słabiej oddziaływać na parę elektronową, tworzącą wiązanie kowalენტne.

Łatwo zrozumieć, że te efekty będą się bądź wzmacniać, bądź kompensować. Na przykład w związku  $AlSb$  jon  $Al^{+3}$  ( $r=0,50 \text{ \AA}$ ) jest mniejszy od jonu  $Sb^{+5}$  ( $r=0,62 \text{ \AA}$ ). Silniejsze przyciąganie wiążącej pary elektronowej przez  $Sb^{+5}$  w porównaniu z przyciąganiem przez  $Al^{+3}$  jest w dużej mierze skompensowane większym rozmiarem  $Sb^{+5}$ , tak że można uważać wiązanie w  $AlSb$  za homopolarne z bardzo nieznacznym udziałem wiązania jonowego. Przeciwna sytuacja zachodzi w przypadku  $InSb$  czy  $InAs$ , gdzie jony trzeciej grupy są większe niż jony pierwiastków V grupy. Będzie tu silniej zaznaczony jonowy charakter wiązań.

### Centra obce

Jak wiadomo, istotną cechą półprzewodników jest ich wrażliwość strukturalna. W szczególności ważna jest możliwość wbudowania atomów innego pierwiastka w sieć krystaliczną związku. Wbudowane atomy powodują powstanie lokalnych poziomów energetycznych położonych blisko

pasma podstawowego lub pasma przewodnictwa, i mających decydujący wpływ na niektóre właściwości półprzewodnika.

W sieci krystalicznej związków  $A^{III} B^V$  można zastąpić atomy pierwiastków z grupy V atomami pierwiastków z VI grupy, jak Se, Te, które grać będą rolę donorów i analogicznie atomy III grupy przez pierwiastki II grupy, np. Zn, Cd grające rolę akceptorów. W ten sposób formować można próbki o przewodnictwie typu  $p$  lub  $n$ .

Można również, co jest interesujące, jako domieszek używać atomów IV grupy. O tym, czy zastąpią one atomy pierwiastków III, czy V grupy, a więc czy odpowiednio grać będą rolę donorów czy akceptorów, rozstrzygać będzie podobieństwo ich promieni do promieni zastępowanych atomów.

Problemem wymagającym szczególnej uwagi w przypadku półprzewodników zbudowanych ze związków jest możliwość uzyskania próbek czysto stechiometrycznych o przewodnictwie samoistnym, najbardziej bowiem dokładne zrealizowanie składu stechiometrycznego zawsze pozostawia możliwość zamiany miejscami różnych atomów w sieci. W przypadku związków międzymetalicznych uzyskano próbki stechiometryczne, które w temperaturze pokojowej posiadają przewodnictwo samoistne. Dowodzi to, że czystość sieci jest zagwarantowana przez różnice promieni atomów poszczególnych składników, tak że łatwiej wbudowują się atomy innych pierwiastków o podobnych promieniach, niż zamieniają miejscami atomy związku.

## VI. Właściwości związków międzymetalicznych

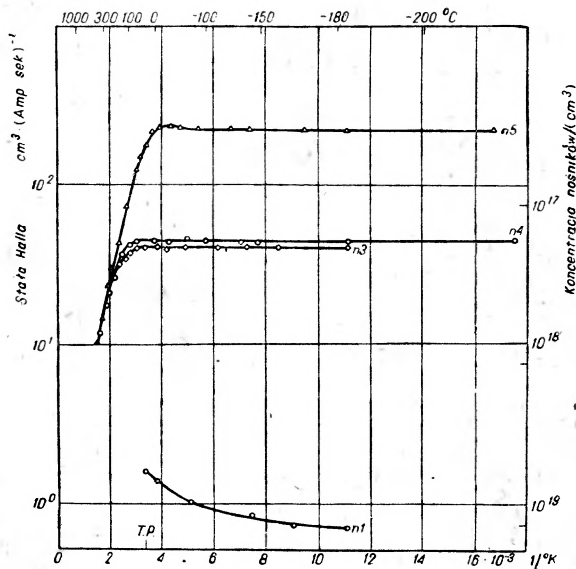
W okresie ostatnich dwóch lat w wielu laboratoriach badano właściwości związków międzymetalicznych.

Większość publikacji dotyczy właściwości InSb. Badania prowadzone były zarówno dla próbek polikrystalicznych, jak i dla monokryształów. Uzyskane wyniki dla polikryształów i monokryształów w zasadzie są podobne (być może związane jest to z występowaniem stosunkowo dużych kryształów nawet w próbkach polikrystalicznych).

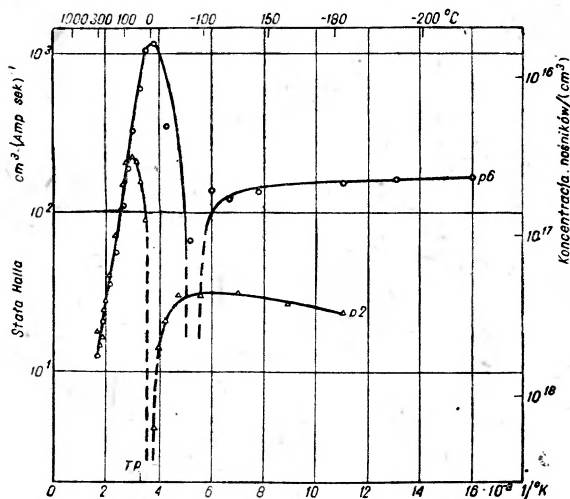
### *Ruchliwość i koncentracja nośników*

Były przeprowadzone pomiary stałej Halla, przewodnictwa i zmiany oporu pod wpływem poprzecznego pola magnetycznego. Wielkości tych efektów badano w funkcji temperatury, przy czym badania obejmowały zakres od  $-210^{\circ}\text{C}$  do  $+300^{\circ}\text{C}$ .

Porównywano wyniki otrzymane dla próbek o różnym stopniu czystości. Badano próbki, które miały w niskich temperaturach zarówno



Rys. 1



Rys. 2

przewodnictwo typu  $p$ , jak i  $n$ . Próbki o najwyższej czystości posiadały największą ruchliwość nośników. Zależność ruchliwości od ilości zjonizowanych centrów była jakościowo zgodna ze wzorem Conwella i Weiss-

kopfa, przyjmującym odwrotną proporcjonalność ruchliwości do ilości zjonizowanych centrów.

Wartości przewodnictwa w obszarze przewodnictwa niesamoistnego były różne w zależności od czystości próbki (zmieniały się o dwa rzędy wielkości). Powyżej temperatury pokojowej znajdował się wspólny dla różnych próbek obszar przewodnictwa samoistnego.

Rysunki 1 i 2 podają zależność stałej Halla od odwrotności temperatury.

Wzrastające numery oznaczają próbki coraz wyższej czystości. Próbka nr 4 jest monokryształem. Próbki typu *p* w niskiej temperaturze przy przejściu do obszaru przewodnictwa samoistnego zmieniają znak stałej Halla.

Podane ruchliwości były obliczane w oparciu o wzory

$$R = - \frac{3\pi(nb^2 - p)}{8e(nb + p)^2} \text{ i } \sigma = e(n\mu_n + p\mu_p), \text{ gdzie:}$$

$e$  — ładunek elektronu,

$$b = \frac{\mu_n}{\mu_p},$$

$\mu_n$  — ruchliwość elektronów,

$\mu_p$  — „ „ dziur,

$n$  — koncentracja elektronów,

$p$  — „ „ dziur,

na podstawie zmierzonych doświadczalnie wartości stałej Halla  $R$  i przewodnictwa właściwego  $\sigma$ . Według tych wzorów zastosowanych do obszarów przewodnictwa jednego typu łatwo wyliczono ruchliwość  $\left(\mu = \frac{8}{3\pi} R\sigma\right)$ .

Maksymalne ruchliwości elektronów znaleziono w pobliżu temperatury pokojowej i wynoszą one 41 000 cm<sup>2</sup>/V. sek, a dla dziur w temperaturze — 200°C około 2000 cm<sup>2</sup>/V. sek.

Ostatnie komunikaty donoszą o próbkach, w których ruchliwość nośników dochodzi do 10<sup>5</sup> cm<sup>2</sup>/V. sek.

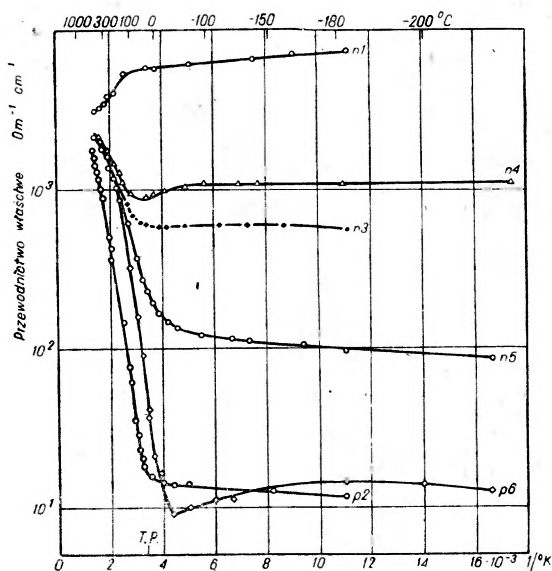
W niskich temperaturach stwierdzono nieznaczną zależność ruchliwości nośników od temperatury. W temperaturach powyżej 100°C ruchliwości elektronów zmieniają się szybciej, niż to wynika z zależności

$\mu \sim T^{-\frac{3}{2}}$ , w której brany jest pod uwagę wpływ termicznych drgań sieci.

Przeprowadzone na podstawie pomiarów stałej Halla i przewodnictwa oszacowania ilości nośników dają liczbę w granicach 10<sup>15</sup>—10<sup>17</sup> nośników w 1 cm<sup>3</sup>.

Wielkość pasma wzbronionego ( $\Delta E$ )

Z pomiarów przewodnictwa w zależności od temperatury określano odstęp energetyczny  $\Delta E$ .



Rys. 3

Rysunek 3 przedstawia typowy wykres zależności  $\ln \sigma$  od odwrotności temperatury w skali bezwzględnej. Krzywe te wykazują poziomy przebieg w niskich temperaturach, co wskazuje na całkowitą jonizację poziomów lokalnych, a więc małą wartość ich energii aktywacji, a następnie, powyżej temperatury pokojowej przedstawiają proste nachylone pod tym samym kątem. Wartość kąta nachylenia pozwala wyznaczyć  $\Delta E$  zgodnie ze wzorem.

$$\ln \sigma = A \left( - \frac{\Delta E}{2kT} \right).$$

Pierwsze wyniki otrzymane dla InSb przyniosły wartość  $\Delta E \sim 0,5$  eV. Dalsze prace podawały wartość 0,4 eV, a nawet 0,27 eV. Problem uzgodnienia tych wyników jest otwarty i o pewnej próbie wyjaśnienia powiemy niżej. Podobne pomiary przewodnictwa wykonywane były dla GaSb, AlSb. Krzywe przewodnictwa miały przebieg typowy.

Odstęp energetyczny między pasmem podstawowym a pasmem przewodnictwa można wyznaczyć niezależnie na innej drodze, a mianowicie

— na drodze badań optycznych. Długofalowa granica pochłaniania odpowiada minimalnej energii kwantów zdolnych do przerzucenia elektronu z pasma podstawowego do pasma przewodnictwa. Niezwykle interesujące pomiary absorpcji przeprowadzono dla monokryształów In Sb. Okazało się, że dla próbek niezbyt czystych o oporze około  $10^{-4} \Omega$  absorpcja kończy się dla długości fali  $3,2 \mu$ . Jeżeli próbkę poddamy oczyszczeniu, tak że opór wzrośnie do  $10^{-2} \Omega \text{ cm}$ , wówczas przestaje ona być przezroczystą w obszarze do  $7 \mu$ . Wzrost zanieczyszczania wywołuje więc wzrost przepuszczalności.

Energia odpowiadająca progowi absorpcji przy długości około  $3,2 \mu$  wynosi  $\Delta E = 0,39 \text{ eV}$ , co jest zgodne z wynikami otrzymanymi z pomiarów przewodnictwa. Dla próbek bardzo czystych spadek absorpcji odpowiadałby przerwie energetycznej  $\Delta E = 0,18 \text{ eV}$ . Celem wykrycia rodzaju zanieczyszczeń, które są odpowiedzialne za tak niezwykle przesunięcie progu absorpcji, przeprowadzono doświadczenia, w których wychodzono z próbki czystej w tym sensie, że pochłaniała do  $7 \mu$ , a następnie dodawano pierwiastki, co do których przypuszczano, że stanowią zanieczyszczenie próbki mającej próg absorpcji przy  $3,2 \mu$ .

Stwierdzono, że zanieczyszczanie próbek ołowiem, arsenem, indem i antymonem, tak że pierwiastki te stanowiły 0,05% próbki, nie powoduje żadnego przesunięcia progu absorpcji. Jednak zawartość 0,10% Ni spowodowała przesunięcie progu absorpcji z  $7 \mu$  do  $5 \mu$ .

W roku 1954 Moss podał następującą próbę interpretacji omawianych zjawisk optycznych: jeżeli mamy próbkę o wysokiej czystości, oznacza to, że ilość nośników w pasmie przewodnictwa jest mała i kwanty o stosunkowo małej energii mogą przerzucać elektrony z pasma podstawowego do pasma przewodnictwa. Jeżeli natomiast próbka jest zanieczyszczona, posiada ona dużą koncentrację nośników w pasmie przewodnictwa, tak że wypełniają one najniższe poziomy tego pasma. W rezultacie zwiększa się odstęp energetyczny między pasmem podstawowym a najniższymi wolnymi poziomami w pasmie przewodnictwa. W ostatecznym więc obrachunku oznacza to, że niższe poziomy energetyczne w pasmie przewodnictwa stają się wzbronione dla przejść optycznych.

Stopień czystości próbki może być charakteryzowany przez przezroczystość a raczej nieprzezroczystość w obszarze widma podczerwonego.

Celem stwierdzenia, czy występują jakieś różnice strukturalne między próbkami o różnej czystości, przeprowadzono analizę rentgenograficzną, jednak żadnych zmian nie dostrzeżono.

Badania położenia progu absorpcji nieprzezroczystych kryształów w zależności od temperatury wykazały, że przy  $77^\circ \text{ K}$ , granica absorpcji przesunęła się w stronę fal krótkich do  $4,5 \mu$ . Oznacza to, że w miarę

przechodzenia do coraz to niższych temperatur odstęp energetyczny między dolną granicą pasma przewodnictwa a górną pasma podstawowego zwiększa się. Charakteryzujący tę zmianę współczynnik temperaturowy wynosi  $-4 \times 10^{-4} \text{ eV}/^\circ\text{K}$  (zakładając liniową zależność od temperatury). Wielkość i znak tego współczynnika jest taki sam, jak dla Ge.

Można zwrócić uwagę, że inne półprzewodniki, jak np. PbS, mają dodatni współczynnik temperatury, czyli w miarę obniżania temperatury  $\Delta E$  maleje.

### Zjawiska fotoelektryczne

Badania zjawiska fotowoltaicznego, polegające na oświetlaniu promieniowaniem o różnych długościach fali kontaktu ostrza wolframowego z kryształem In Sb, wykazały, iż zjawisko to (powstawanie napięcia między ostrzem i kryształem) występowało dla promieniowania o długości fali do  $7,15 \mu$ .

Badania zmiany oporu InSb pod wpływem oświetlenia wykazują, że w temperaturze pokojowej długofalowa granica czułości leży przy  $7,75 \mu$ , a w temperaturze ciekłego powietrza przy  $6,40 \mu$ . Przesunięcie progu czułości jest zgodne z przesunięciem progu absorpcji. Spośród wszystkich znanych dotąd materiałów InSb ma najdalej położoną granicę czułości (w temperaturze pokojowej). Czasy relaksacji dla In Sb mierzone w temperaturze ciekłego powietrza były krótsze od  $1 \mu \text{sek}$ .

### Temperatura topnienia

Badane były temperatury topnienia związków międzymetalicznych. Było rzeczą znaną, że dla pierwiastków IV grupy w miarę posuwania się w dół tablicy okresowej maleje  $\Delta E$  i obniża się temperatura topnienia (co ilustruje poniższa tabela).

Tablica II

Pierwiastek	C	Si	Ge	Sn (szara)
E	6–7 eV	1,1 eV	0,7 eV	0,1 eV
temperatura topnienia	3800° C	1420° C	958° C	232° C

Podobnych zależności należało oczekiwać dla związków międzymetalicznych.



Otrzymano:

Tablica III

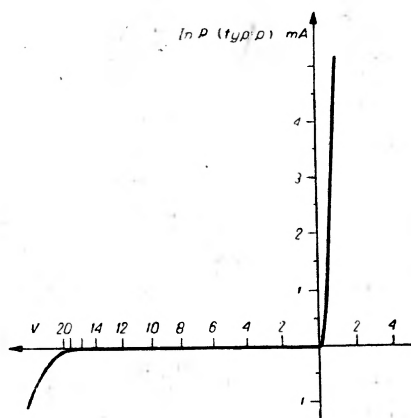
Związek	AlSb	GaSb	InSb
$\Delta E$	1,65 eV	0,82 eV	0,4 eV
temperatura topnienia	1060° C	702° C	523° C

Z porównania tych danych z danymi dla pierwiastków grupy IV widać zalety związków typu  $A^{III}B^V$ , jeżeli chodzi o temperaturę topnienia. Mają one przy stosunkowo wysokim odstępnie energetycznym stosunkowo niską temperaturę topnienia. Np. wystarczy porównać Ge z GaSb, który ma większe pasmo wzbronione od Ge, a równocześnie niższy o około 250° C punkt topnienia, co stanowi znaczne ułatwienie przy obróbce termicznej.

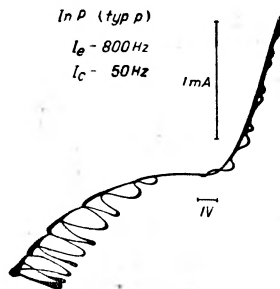
#### Właściwości prostownicze i tranzystorowe

Związki  $A^{III}B^V$  odznaczają się bardzo dobrymi właściwościami prostowniczymi. Pomiary przeprowadzane były dla GaSb, AlSb, InSb, AlP, GaAs, InP.

Rysunek 4 pokazuje typową krzywą prostowania dla InP otrzymaną za pomocą oscylografu. Na osi odciętych odłożone jest napięcie, na osi rzędnych natężenie prądu. Związki te wykazują również właściwości tranzystorowe.



Rys. 4



Rys. 5

Rysunek 5 przedstawia uzyskaną charakterystykę zjawiska tranzystorowego. Kolektor pracował na częstotliwości 50 Hz, emiter na częstotliwości 800 Hz.

Wyraźnie widać modulację prądu kolektorowego, tak więc związki międzymetaliczne mają analogiczne właściwości jak Ge i Si.

### Zestawienie

Przeprowadzone rozważania można zebrać w postaci tabelki zawierającej zestawienie właściwości Ge i InSb.

Tablica IV

Własność	Ge	In Sb
Ruchliwość	3 600 cm <sup>2</sup> /V sek	40 000 cm <sup>2</sup> /V sek
$\Delta E$	0,72 eV	0,4 eV
Temperatura topnienia	958° C	523° C
Wrażliwość strukturalna	Można otrzymać próbki typu <i>p i n</i>	Można otrzymać próbki typu <i>p i n</i>
Istnienie zjawiska prostowniczego	tak	tak
Istnienie zjawiska tranzystorowego	tak	tak

## VII. Otrzymywanie związków typu A<sup>III</sup> B<sup>V</sup>

Rozważane pierwiastki Al, Ga, In, P, As, Sb, są dostępne w różnym stopniu. Cztery z nich, a mianowicie Al, P, As, Sb są produkowane na skalę przemysłową od dawna i produkcja ich jest tak znaczna, że nie ma trudności w ich otrzymaniu. Dwa pozostałe, Ga i In są mniej znane i ich otrzymywaniu poświęcimy więcej miejsca.

**Glin Al.** Glin jest najbardziej rozpowszechnionym pierwiastkiem metalicznym w skorupie ziemskiej i choć otrzymywanie metalicznego glinu jest dość kosztowne, to jak wiadomo, przemysł dysponuje dużymi ilościami tego metalu: w roku 1950 produkcja światowa wynosiła około 1 400 000 ton.

**Antymon Sb.** Antymon jest pierwiastkiem dość łatwo dostępnym, ponieważ znane są bogate rudy siarczkowe i tlenkowe zawierające kilkadziesiąt procent Sb. Produkcja bez ZSRR wynosiła 53 000 ton w 1943 r. i 34 000 w r. 1949. Znaczne zapasy rud antymonu znajdują się w Chinach i w Boliwii.

**Arsen As.** Znane są minerały bogate w As, jednak przeważnie jest on otrzymywany jako produkt uboczny przy produkcji miedzi, ołowiu, cynku, cyny.

**Fosfor P.** Fosfor występuje dość obficie w przyrodzie (około 0,07% skorupy ziemskiej) i jest otrzymywany przez redukcję węglem w piecu elektrycznym z fosforytów a czasem apatytów.

Pierwiastki grupy III B, Ga, In i Tl były do niedawna uważane za bardzo rzadkie, dopóki nie okazało się, że są one rozproszone w bardzo wielu minerałach i że ich zawartości przeciętne w skorupie ziemskiej są nieoczekiwanie wysokie. Według Goldschmidta procentowa zawartość w skorupie ziemskiej wynosi:  $1,5 \cdot 10^{-4}\%$  Ga,  $10^{-5}\%$  In i  $3 \cdot 10^{-5}\%$  Tl.

**Gal Ga.** Gal nie występuje w przyrodzie w stanie wolnym i nie znamy również minerałów, w których gal występowałby w większej ilości. Najbogatszym w gal minerałem jest germanit  $\text{Cu}_3(\text{Fe}, \text{Ge})\text{S}_4$ , który zawiera 0,7—1,2% galu. Chemicznie podobny do glinu (zwykły metaliczny glin zawiera go 0,01—0,02%) gal występuje we wszystkich jego minerałach, np. boksyty zawierają 25—28 g galu na tonę minerału. Występuje również w minerałach siarczkowych, choć w dużo mniejszej ilości. Jest rzeczą ciekawą, że stosunkowo dużo galu (i germanu) znajduje się w popiołach niektórych gatunków węgla kamiennego (do 1,6%). Oblicza się, że w Anglii rocznie 1000 ton galu zostaje wydobytych wraz z węglem. Gal ten pozostaje w popiele i pyłach kominowych.

Obecnie gal uzyskiwany jest z produktów ubocznych powstających:

- a) przy produkcji glinu (z boksytu),
- b) przy wytapianiu cynku, ołowiu i miedzi (z rud siarczkowych),
- c) przy spalaniu węgla kamiennego (popiół i pyły kominowe).

Metody stosowane dla wydobycia galu są dość skomplikowane i różnią się w szczegółach w zależności od surowców. Zwykle pierwszy etap to ekstrakcja alkaliczna za pomocą ługu sodowego: gal wraz z innymi pierwiastkami amfoterycznymi przechodzi do roztworu. Następnie przez kolejne wytrącanie i rozpuszczanie w roztworach o określonym pH otrzymuje się czysty  $\text{Ga}(\text{OH})_3$  lub, co jest technicznie łatwiejsze, otrzymuje się alkaliczny roztwór Al i Ga. Metaliczny gal otrzymuje się przez elektrolizę alkalicznych roztworów galu (glin może być obecny). Dość łatwo można otrzymać gal 99,9%.

**Ind In.** Ind występuje w stanie rozproszenia w wielu skałach. W wyższym niż przeciętnie stężeniu występuje w sfalerytach ( $\text{ZnS}$ ) do 0,3% i innych minerałach siarczkowych, zwykle obok cyny, cynku, ołowiu. Najbogatszym w ind minerałem jest boliwijski kyliindryt ( $6\text{PbS} \cdot 6\text{SnS}_2 \cdot \text{Sb}_2\text{S}_3$ ), w którym zawartość indu dochodzi do 1%. Dość obfitym źródłem indu są pyły kominowe i pyły zebrane na filtrach Cot-

trella przy przeróbce minerałów siarczkowych miedzi, cynku, ołowiu. Pyły te są ługowane; otrzymane roztwory zawierają około 2 g In na 1 litr. Po pewnym oczyszczeniu ind jest otrzymywany w postaci arsenianu. Głównym zanieczyszczeniem jest żelazo (6%) i ołów (4%). Zawartość indu około 70%. Dalsze oczyszczenie i wydobycie indu metalicznego natrafia na duże trudności, ponieważ różne metaliczne zanieczyszczenia nie dają się łatwo oddzielić, tak że konieczne jest łączenie różnych metod. Podstawą oczyszczania jest frakcjonowana krystalizacja soli i wielokrotna elektroliza z roztworów lub topionych soli. Najtrudniejsze do usunięcia są zanieczyszczenia żelaza, cynku i talu.

Wykorzystanie poszukiwanych związków jest uwarunkowane możliwością ich otrzymania.

Główną uwagę, jak wynika z literatury, zwrócono na otrzymanie InSb jako tego związku, który posiada niezwykle wysokie wartości ruchliwości nośników. Otrzymywano zarówno próbki monokrystaliczne, jak i polikrystaliczne. Technika preparatyki była rozwinięciem metod wypracowanych przy otrzymaniu próbek germanowych. Stosowano tam ulepszoną metodę Kyrpoulosa, polegała ona na powolnym, stopniowym wyciąganiu formującego się monokryształu ze stopu.

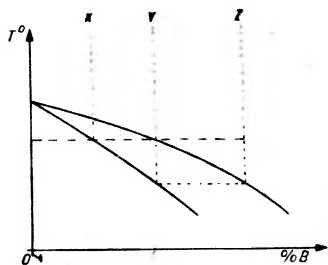
Antymonek indu przygotowywano przez stopnienie stechiometrycznych ilości metalicznego indu i antymonu. Skład stechiometryczny był zachowany z dokładnością do 0,2%. Pierwiastki te były przedtem starannie oczyszczane. Związek oczyszczono metodą strefową.

W roku 1952 Pfann przedstawił nową metodę oczyszczania substancji, która mimo pewnych ograniczeń umożliwiła otrzymanie substancji o dotychczas nie znanym stopniu czystości. Znalazła już ona zastosowanie przy oczyszczaniu Ge oraz związków międzymetalicznych o własnościach półprzewodnikowych. Nazwano ją metodą „frakcjonowanego topnienia” lub „strefowego oczyszczania”.

Jest ona odpowiednikiem frakcjonowanej destylacji z tym, że obejmuje równowagę ciało stałe — ciecz.

Wykres równowagi ciało stałe — ciecz dla substancji A zanieczyszczonej substancją B jest przedstawiony na rysunku 6.

Jeżeli substancja A jest zanieczyszczona substancją B, która rozpuszcza się lepiej w fazie ciekłej niż stałej i która powoduje obniżenie temperatury krzepnięcia substancji A, to wówczas faza ciekła będzie zawierać więcej składnika B niż znajdująca się z nią w równowadze faza stała (patrz rys. 6). Rozważmy odlew w kształcie długiego walca o skła-



Rys. 6

dzie  $y$ . Jeżeli mała jego część (około  $1/20$ ) zostanie stopiona np. przez ogrzewanie spiralą grzejną, owiniętą dookoła walca, to wówczas powstała ciecz nie będzie w równowadze z fazą stałą o składzie  $y$ , ale z fazą o składzie  $x$ , która przy ochłodzeniu zacznie krystalizować. Będzie ona uboższa w składnik  $B$ . Jeżeli teraz strefa fazy ciekłej będzie się posuwać wzdłuż walca, to w miarę jej poruszania się naprzód topić się będzie faza stała o składzie  $y$ , a za nią krzepnąć będzie nowa faza stała: najpierw o składzie  $x$ , później, w miarę jak w strefie fazy ciekłej rośnie stężenie składnika  $B$ , coraz bogatsza w  $B$ .

Proces ten będzie postępował do chwili, kiedy faza ciekła przyjmie skład  $z$ , ponieważ wówczas krzepnąca faza stała będzie mieć skład  $y$ , a ilości  $B$  rozpuszczone i wykrystalizowane z fazy ciekłej będą równe. Kiedy faza ciekła zakrzepnie na końcu walca, to koniec ten będzie znacznie wzbogacony w  $B$ , podczas gdy drugi koniec będzie go zawierać mniej. Jeżeli stopień zanieczyszczenia nie jest wielki, to kilkunastokrotne przeprowadzenie takiej strefy ciekłej przez odlew w tym samym kierunku może doprowadzić do otrzymania dużej części odlewu o bardzo wysokiej czystości.

Na tej drodze otrzymano próbki Ge, w których nie udało się wykryć zanieczyszczeń na drodze analitycznej. Ich ilość wynosi przypuszczalnie mniej niż 1 część na 10 000 000.

Metoda ta została zastosowana w przemyśle przy produkcji tranzystorów germanowych. Zastosowano ją również do oczyszczania związków międzymetalicznych. Ilość zanieczyszczeń była oceniana na drodze spektrograficznej. Rodzaj zanieczyszczeń bywa u różnych autorów różny. P e a s o n miał jako główne zanieczyszczenie As — Weiss w najczystszej swej próbce, z zanieczyszczeń znalazł głównie Ca i Mg.

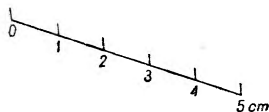
Badania prowadzone przez Weissa z próbkami o różnym stopniu zanieczyszczenia wykazały, że w miarę coraz dokładniejszego oczyszczania próbek ulega zmianie opór próbki (a mianowicie rośnie, gdyż zmniejsza się ilość nośników pochodzenia domieszkowego) jak również zmienia się typ przewodnictwa (w niskiej temperaturze). Najczystsza próbka miała w temperaturze —  $150^{\circ}\text{C}$  przewodnictwo dziurowe, co zgadzałoby się z rodzajem głównych zanieczyszczeń wykrytych przez Weiss a.

Welker otrzymał najczystsze próbki o przewodnictwie samoistnym w temperaturze pokojowej.

Dotychczasowe metody oznaczania zanieczyszczeń opierały się na analizie chemicznej bądź spektrograficznej. Jeżeli więc mówimy o istnieniu zanieczyszczeń w jakiejś substancji, rozumiemy przez to możliwość sprawdzenia tego faktu na drodze chemicznej czy widmowej. W istocie rzeczy wykrywanie zanieczyszczeń oparte jest na badaniu określonych własności danego preparatu. Można więc od razu przewidywać, że wła-

sności spektralne i chemiczne nie są ani jedyne, ani uprzywilejowane. Rozważany wyżej przykład wskazuje, że można uważać za dobrą, a może nawet jeszcze bardziej czułą metodę oceny zanieczyszczeń poprzez mierzenie innych własności próbki, np. przewodnictwa. Poprzednio była już mowa o innej własności o — progu absorpcji promieniowania podczerwonego — pozwalającej charakteryzować czystość próbki.

Technologia stapiania jest dość prosta z uwagi na niską temperaturę topnienia InSb, która wynosi  $523^{\circ}\text{C}$ . Proces stapiania był prowadzony w atmosferze gazu obojętnego (azotu lub argonu) lub w próżni. G r e m m e l m a i e r umieszczał materiał w tyglu z  $\text{Al}_2\text{O}_3$ , który z kolei był wkładany do tygla grafitowego. Tygle ogrzewano indukcyjnie prądem wysokiej częstotliwości, dostarczonym z odpowiedniego generatora. Tem-



Rys. 1

peratura tygla była automatycznie regulowana z dokładnością do  $0,1^{\circ}\text{C}$  za pomocą kompensacyjnego układu, zawierającego termoelement i porównawczy termostat. Kryształy były wykształcane na zarodki, która stopniowo była wyciągana ze stopu. W zależności od tego, czy zarodek była mono- czy polikrystaliczna, otrzymywano preparat mono- lub polikrystaliczny. Jednak, nawet w przypadku zarodki polikrystalicznej, próbka w miarę wzrostu miała ten-

dencję do przechodzenia w monokryształ. Część próbki znajdująca się w pobliżu zarodki była polikrystaliczna, dalej kryształy były coraz większe i znajdowało się ich coraz mniej.

We i s s otrzymał monokryształ długości 5 cm (patrz rys. 7). Badane próbki polikrystaliczne były zwykle wycinane bezpośrednio ze stopu. Miały wielkość około  $5 \times 5 \text{ mm}^2$ .

## VIII. Zakończenie

Ideą przewodnią przy poszukiwaniu związków międzymetalicznych o własnościach tranzystorowych było poszukiwanie związków podobnych do germanu i krzemu pod względem typu wiązania, a mianowicie wiązania kowalentnego jedynie z niewielkim udziałem wiązania jonowego, wynikającego z położenia tych pierwiastków w środku tablicy Mendelejewa. Z tego typu wiązaniem miały być związane charakterystyczne z punktu widzenia zastosowań tranzystorowych własności, w szczególności wysoka ruchliwość nośników.

Doświadczenia potwierdziły słuszność tej tezy.

Można jednak przychylić się do zdania, że teza ta jest zbyt wąska. Wskazują na to pomiary, stwierdzające wysoką ruchliwość nośników w takich związkach, jak HgSe czy CdTe.

Należy oczekiwać, że dalsze badania i to zarówno teoretyczne, jak i doświadczalne zależności między charakterem wiązań a własnościami fizykalnymi, tzw. związków międzymetalicznych, doprowadzą do poznania nowych materiałów półprzewodnikowych.

### Literatura

do rozdziału: Wiązania w kryształach

1. C. H. L. Goodman, Proc. Phys. Soc. B **67**, 258 (1954).
2. A. Zintl, A. Harden, Z. physik. Chem., [A] **154**, 47 (1931).
3. A. Zintl, H. Kaiser, Z. anorg. allgem. Chem., **211**, 113 (1933).
4. L. Castellitz, F. Halla, Z. Metallkunde, **35**, 222 (1943).
5. W. Hume-Rothery, G. V. Raynor, Phil. Mag., **25**, 335 (1939).

do rozdziału: Budowa związków typu A<sup>III</sup> B<sup>V</sup>:

6. H. Welker, Z. Naturforschung, **7a**, 744 (1905); *ibid.* **8a**, 248 (1953).

do rozdziału: Właściwości związków międzymetalicznych:

7. M. Tannenbaum, P. Maita, Phys. Rev., **91**, 1009 (1953).
8. O. G. Folberth, O. Madelung, Z. Naturforschung, **8a**, 673 (1953).
9. O. G. Folberth, R. Grimm, H. Weiss, Z. Naturforschung, **8a**, 826 (1953).
10. O. L. Pearson, M. Tannenbaum, Phys. Rev., **90**, 153 (1953).
11. H. Weiss, Z. Naturforschung, **8a**, 463 (1953).
12. M. Tannenbaum, H. B. Briggs, Phys. Rev., **91**, 1561 (1953).
13. R. G. Breckenridge, Phys. Rev., **90**, 448 (1953).
14. R. G. Breckenridge, W. R. Hosler, W. Oshinsky, Phys. Rev., **91**, 243 (1953).
15. F. A. Cunnell, E. W. Sacker, I. T. Emound, Proc. Phys. Soc., B **66**, 1115 (1953).
16. А. И. Блум, А. Р. Регел, Ж. Тех. Физ., **21**, 316 (1951).
17. Б. И. Болткас, В. И. Жузе, Изв. А. Н. СССР, **16**, 155, (1952).
18. E. Oswald, R. Schade, Z. Naturforschung **9a**, 611 (1954).
19. D. G. Avery, D. W. Goodwin, W. D. Lawson, T. S. Moss, Proc. Phys. Soc., B **67**, 761 (1954).
20. T. S. Moss, Proc. Phys. Soc., B **67**, 775 (1954).

do rozdziału: Otrzymywanie związków typu A<sup>III</sup> B<sup>V</sup>:

21. R. Gremmelmaier, O. Madelung, Z. Naturforschung, **8a**, 333 (1953).
22. G. L. Pearson, H. Sukl, Phys. Rev., **83**, 768 (1951).
23. G. K. Teal, I. B. Little, Phys. Rev., **78**, 647 (1950).

24. G. K. Teal, M. Sparks, E. Bueler, *Phys. Rev.*, **81**, 637 (1951).
25. G. K. Teal, M. Sparks, *Phys. Rev.*, **87**, 190 (1952).
26. T. A. A. Quart. *Bull. Inst. Mining. Met.*, No 529, 77 (1950).
27. W. G. Pfann, *J. Metals*, N. Y., **4**, 747, 861 (1952).
28. W. G. Pfann, K. M. Olsen, *Phys. Rev.*, **89**, 322 (1953).
29. V. M. Goldschmidt, *J. Chem. Soc. (Lond)*, 655 (1937).
30. A. R. Powell, F. M. Lever, R. E. Walpole, *J. Appl. Chem. (Lond)*, **1**, 541 (1951).
31. F. Serba, W. Pugh, *J. Chem. Soc. (Lond)*, 1371 (1937).
32. G. T. Morgan, *Chem. and Ind.*, **56**, 717 (1937).
33. W. Feit, *Angew. Chem.*, **46**, 216 (1937).
34. R. W. Brown, *Patent B. F. No 967*, 404 (3 VI 1948).
35. D. M. Shaw, *Geochim. et Cosmochim. Acta*, **2**, 185 (1952).
36. C. G. Downie, *Mining. Mag.*, **86**, 80 (1952).
37. J. L. Hart, *Patent U. S.*, **2**, 586, 649 (19 II 1952). National Zinc Co.
38. F. Max, W. Heberlein, H. Udin, *Patent U. S.*, **2**, 526, 354 (17 X 1950), American Metal Co.



Jerzy Massalski

Zakład Fizyki Ogólnej  
Akademii Górniczo-Hutniczej

## Niektóre zagadnienia elektroniki związane z detekcją cząstek w fizyce jądra atomowego\*

Aparatury, w których stosuje się lampy elektronowe, stały się cennymi i nieodzownymi narzędziami fizyki eksperymentalnej, a w szczególności fizyki jądra atomowego. Jeżeli pewnym wskaźnikiem poziomu technicznego urządzeń w przemyśle może być liczba kilowatgodzin energii elektrycznej przypadająca na jednego pracownika, to analogicznie o wyposażeniu pracowni fizyki jądra atomowego można poniekąd wnioskować z liczby lamp elektronowych w aparaturach.

Aparatury elektronowe pozwalają na kontrolę i pomiary w dziedzinie badań jądra atomowego. Rozwój technologii tych przyrządów postępuje bardzo szybko naprzód i fizyk musi stale śledzić ten postęp, jeżeli nie chce swego opóźnienia płacić szeregiem miesięcy żmudnej pracy z aparaturą mniej wydajną.

Większość metod doświadczalnych fizyki jądra atomowego polega na wyznaczaniu liczby oraz energii cząstek. Do tego celu służą liczniki cząstek, jak liczniki Geigera, liczniki proporcjonalne, liczniki scyntylacyjne i Czerenkowa oraz komory jonizacyjne, w połączeniu z aparaturą elektronową. Liczniki scyntylacyjne oraz liczniki Czerenkowa pracują z reguły z fotopowielaczami. Rodzaj aparatury elektronowej zależy od rodzaju licznika, od kształtu impulsu elektrycznego, jakim odpowiada dany licznik na przyjęcie cząstki jonizującej.

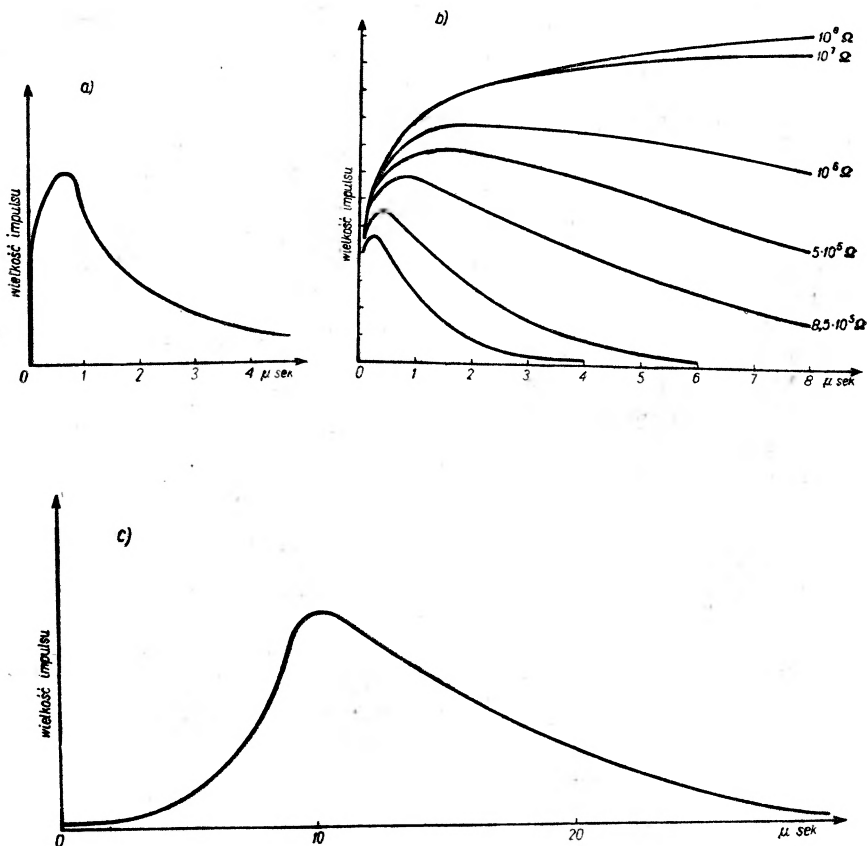
Rysunek 1a przedstawia kształt impulsu z licznika Geigera. Czas narastania impulsu jest rzędu  $10^{-6}$  sek, czas powrotu  $10^{-4}$  sek, wysokość od kilku do kilkudziesięciu woltów. Rysunek 1b przedstawia kształt impulsu z licznika proporcjonalnego w zależności od załączonego oporu szeregowego. Czas narastania impulsu jest rzędu kilkudziesiątych mikrosekund, czas powrotu rzędu milisekundy, wysokość impulsu poniżej miliwolta.

Następny rysunek 1c przedstawia impuls z komory jonizacyjnej, czas narastania wynosi tu 10 mikrosekund, czas powrotu jest rzędu kilku mili-

---

\* Referat wygłoszony 28 listopada 1953 na konferencji PTF „Technika eksperymentalna fizyki jądra atomowego“.

sekund, wysokość impulsu rzędu miliwolta. Liczniki scyntylacyjne i liczniki Czerenkowa w połączeniu z fotopowielaczami dają impulsy rzędu kilkudziesiętnych do kilku woltów o czasie trwania  $10^{-8}$  sek— $10^{-9}$  sek.



Rys. 1. Kształt impulsów: a) z liczników G.M., b) z liczników proporcjonalnych dla różnych oporów anodowych, c) z komór jonizacyjnych.

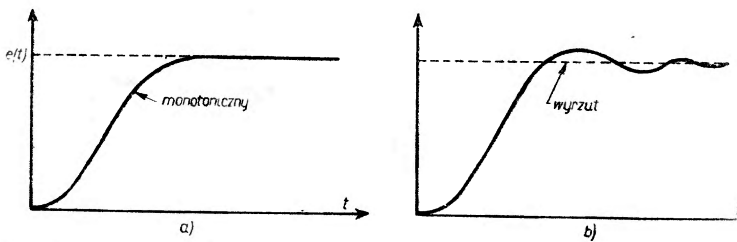
Celem niniejszego artykułu jest omówienie kilku zagadnień elektroniki związanej z licznikami cząstek jonizujących. Ponieważ technika geigerowska jest ogólnie znana, omówimy więc urządzenia elektronowe związane z pozostałymi przyrządami jonizacyjnymi — licznikami cząstek. Wysokość impulsu z tych przyrządów jest wskaźnikiem rodzaju cząstki i jej energii. Impulsy te należy wzmocnić, bo są za małe, by móc je rejestrować bezpośrednio. Za detektorem cząstek umieszcza się więc wzmacniacz liniowy o wysokim wzmocnieniu, który daje impulsy wyjściowe o amplitudzie proporcjonalnej do wysokości impulsu wejściowego oraz odtwarza wiernie kształt czoła impulsu przychodzącego. Wzmocnie-

nie musi być stałe przez cały czas pracy wzmacniacza. Dla osiągnięcia wysokiego wzmocnienia stosuje się wzmacniacz wielostopniowy najczęściej o sprzężeniu oporowo pojemnościowym. Czas narastania impulsów z liczników cząstek jonizujących, w szczególności z liczników scyntylacyjnych i proporcjonalnych, jest bardzo krótki i dlatego od wzmacniacza impulsów wymaga się szybkiej reakcji, która niekiedy zbliża się do granicy, jaką w ogóle można osiągnąć stosując zwykle schematy i zwykle lampy elektronowe.

W dalszym ciągu omówimy urządzenia służące do rejestracji wielkiej liczby impulsów elektrycznych, posiadających określone amplitudy. Urządzenia służące do pomiarów rozdziału impulsów według amplitudy będziemy nazywać ogólnie wielokanałowymi dyskryminatorami (albo analizatorami) amplitudy impulsów. Do bezpośredniej rejestracji dużej liczby impulsów na wyjściu poszczególnych kanałów analizatora amplitudy impulsów służą układy przeliczające.

### 1. Szybki, liniowy wzmacniacz impulsów

Dla przeanalizowania szybkości reakcji wzmacniacza zakładamy zwykle, że na wejściu wzmacniacza doprowadzamy czoło impulsu prostokątnego [1, 2]. W takim przypadku sygnał wyjściowy  $e(t)$  wzrasta od zera do końcowej wartości stałej biegnąc albo monotonicznie, jak pokazuje rys. 2a, albo z małym „wyrzutem“ rys. 2b. Analiza wzmacniacza o monotonicznym narastaniu przedstawia się prościej; ponieważ jednak



Rys. 2. Kształt frontu impulsu na wyjściu wzmacniacza dla impulsu prostokątnego, na wejściu: a) narastanie monotoniczne, b) narastanie z wyrzutem.

większość wzmacniaczy impulsów ma małe „wyrzuty“, więc dalsze rozważania będą słuszne i dla nich.

Najważniejszym pojęciem związanym z reprodukcją czoła impulsu prostokątnego jest czas narastania wzmacniacza, zwykle określany jako czas między osiągnięciem 10% a 90% wartości impulsu. Dla wzmacniaczy wolnych od „wyrzutów“ słuszne są następujące dwa twierdzenia:

**Twierdzenie 1.** Jeżeli  $T_i$  oznacza czas narastania  $i$ -tego stopnia w  $n$  stopniowym wzmacniaczu, wtedy ogólny czas narastania wzmacniacza wynosi

$$T = \sqrt{\sum_1^n T_i^2}. \quad (1)$$

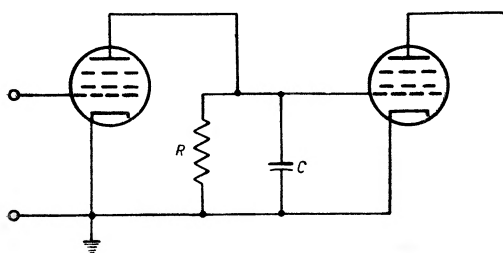
W przypadku szczególnym, gdy  $T_1 = T_2 = \dots = T_n = T_0$ , równość (1) przyjmuje postać

$$T = T_0 \sqrt{n}, \quad (2)$$

z czego wynika, że dla 16-stopniowego wzmacniacza o czasie narastania  $1/40 \mu$  sek. dla poszczególnych stopni uzyskujemy ogólny czas narastania  $1/10 \mu$  sek.

**Twierdzenie 2.** Czas narastania wzmacniacza o określonym wzmocnieniu jest najmniejszy, jeżeli opory anodowe są tak dobrane, że każdy stopień wzmacniacza ma ten sam czas narastania. Czoło impulsów z liczników cząstek ma skończony czas narastania. Wzór (1) można stosować do obliczenia czasu narastania impulsu na wyjściu wzmacniacza przy zadanym czasie narastania impulsu na wejściu oraz zadanym czasie narastania wzmacniacza. Jeżeli np. czas narastania wzmacniacza jest 2 razy krótszy od czasu narastania impulsu na wejściu wzmacniacza, to czas narastania impulsu na wyjściu wzrośnie o 11% w stosunku do czasu narastania na wejściu. Można uważać, że dla większości przypadków wzmacniacz o czasie narastania 2—5 razy krótszym od czasu narastania impulsu może być uważany jako wzmacniacz bardzo szybki.

Wyżej przytoczone twierdzenia 1 i 2 sprowadzają planowanie szybkiego wzmacniacza wielostopniowego o określonym wzmocnieniu i czasie



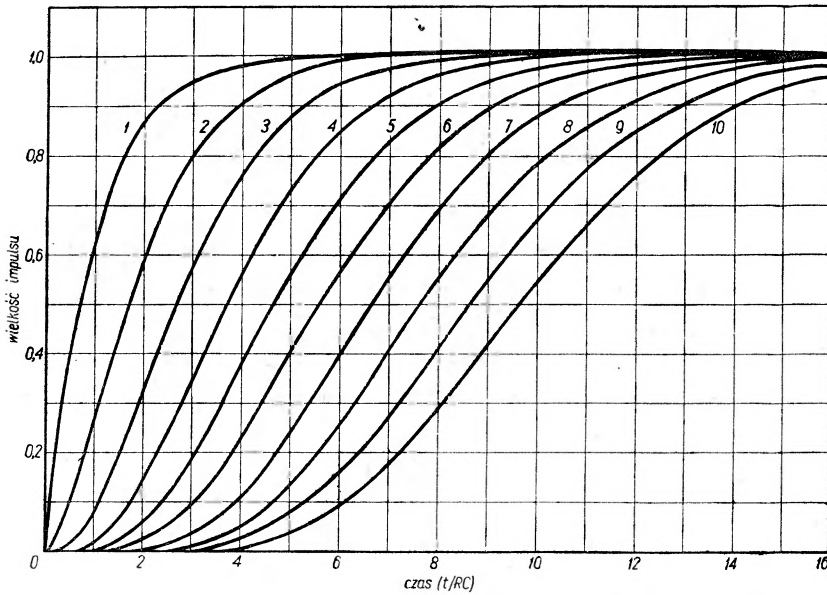
Rys. 3. Uproszczony schemat jednego stopnia wzmacniacza o sprzężeniu oporowo-pojemnościowym.

narastania, do planowania z osobna poszczególnych stopni. Najprostszym typem jest wzmacniacz o sprzężeniu oporowo-pojemnościowym zbudowany przy użyciu pentod. Przewodność lampy oznaczymy przez  $g$ . Rys. 3 przedstawia uproszczony schemat jednego stopnia takiego wzmacniacza.  $R$  oznacza opór anodowy,  $C$  wypadkową pojemność, tzw. szkodliwą zwi-

erającą opór. Rys. 4 podaje czoło impulsu dla takiego wzmacniacza, dla prostokątnego impulsu wejściowego. Jak widać z rysunku, czoło impulsu na anodzie ostatniej lampy wzmacniacza narasta w skończonym czasie.

Opóźnienie jakie tu występuje rośnie z liczbą stopni wzmacniacza. Dla oporu anodowego małego w stosunku do oporu wewnętrznego lampy wzmocnienie jednego stopnia wynosi

$$W = gR. \tag{3}$$



Rys 4. Czas narastania impulsu na wyjściu poszczególnych stopni wzmacniacza dla prostokątnego impulsu na wejściu.

Czas narastania dla jednego stopnia

$$T = \sqrt{2\pi} RC. \tag{4}$$

Ważną jest rzeczą uzyskanie dużego wzmocnienia przy małym czasie narastania. Zależy to od własności użytej lampy elektronowej, której przydatność we wzmacniaczu impulsów charakteryzuje stosunek

$$\frac{\text{wzmocnienie}}{\text{czas narastania}} = p = \frac{W}{T} = \frac{g}{\sqrt{2\pi}C}. \tag{5}$$

Należy obracać lampy o dużej przewodności (stromej charakterystyce) i małych pojemnościach międzyelektrodowych.

Skończony czas narastania wzmacniacza powoduje zniekształcenie impulsu. W celu skrócenia czasu narastania należy ograniczyć wzmocnienie na jednym stopniu wzmacniacza (przez dobranie oporu  $R$ ). W ten sposób zmniejszy się zniekształcenie impulsu.

Czas narastania można skrócić przez wprowadzenie dodatkowych elementów sprzęgających, np. samoindukcji. Wzory (4) i (5) przyjmą w tym przypadku postać

$$T = \sqrt{2\pi RC} / S \quad (4) \quad \frac{W}{T} = S \frac{g}{\sqrt{2\pi C}}, \quad (5')$$

gdzie przez  $S$  oznaczamy przydatność elementów sprzęgających.  $S$  waha się od wartości 1 dla sprzężenia oporowo-pojemnościowego do wartości rzędu 3 dla złożonego układu elementów sprzęgających. Dla  $n$  stopniowego wzmacniacza przy jednakowym czasie narastania  $T_0$  na poszczególnych stopniach (wg tw. 2 najkrótszy czas narastania wzmacniacza) zachodzi dla oporów anodowych i wypadkowych pojemności szkodliwych związek

$$\frac{T_0}{\sqrt{2\pi}} = \frac{R_1 C_1}{S_1} = \frac{R_2 C_2}{S_2} = \dots = \frac{R_n C_n}{S_n}. \quad (6)$$

Wzmocnienie ogólne wzmacniacza wynosi

$$W = \prod_1^n W_i = \prod_1^n g_i R_i. \quad (7)$$

Wzory (6) i (7) pozwalają obliczyć opory anodowe poszczególnych stopni. Wzmocnienie  $i$ -tego stopnia wynosi

$$W_i = R_i g_i = \frac{S_i g_i T_0}{\sqrt{2\pi C_i}} = \frac{T_0}{\tau_i}, \quad (8)$$

gdzie  $\tau_i$  oznacza czas narastania  $i$ -tego stopnia dla jednostkowego wzmocnienia

$$\tau_i = \frac{T_0}{W_i} = \frac{\sqrt{2\pi C_i}}{S_i g_i}. \quad (9)$$

Ze wzorów (7) i (8) otrzymujemy wartość  $T_0$

$$T_0^n = W \prod_1^n \tau_i. \quad (10)$$

Ze wzorów (10) i (2) mamy

$$T = \sqrt{n} T_0 = \left( \prod_1^n \tau_i \right)^{1/n} \sqrt{n} W^{1/n}. \quad (11)$$

Rozważania powyższe upraszczają się, jeżeli wszystkie  $\tau_i$  są sobie równe; oznaczamy je wówczas przez  $\tau_0$ . Wzmocnienie każdego stopnia wynosi w tym przypadku

$$W_0 = W^{1/n} = g_i R_i = \frac{T_0}{\tau_0}, \quad (12)$$

a czas narastania wzmacniacza

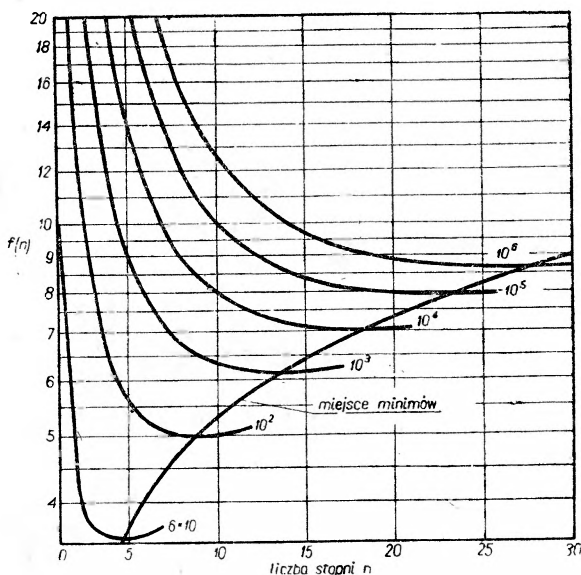
$$T = \sqrt{n} T_0 = \tau_0 \sqrt{n} W^{1/n}. \quad (13)$$

Rozpatrzmy funkcję  $f(n) = \sqrt{n} W^{1/n}$ , (14)

która występuje we wzorach (11) i (13). Funkcja  $f(n)$  posiada minimum w przypadku gdy  $n = 2 \ln W$ , co daje na

$$W_0 = e^{1/2} = 1,65.$$

Funkcję  $f(n)$  w zależności od  $n$  dla  $W$  w granicach  $10-10^6$  przedstawia rys. 5. Ponieważ czas narastania wzmacniacza jest



Rys. 5. Wykres funkcji  $f(n) = \sqrt{n} W^{1/n}$  w zależności od liczby stopni  $n$  we wzmacniaczu.

proporcjonalny do  $f(n)$ , przeto wykres na rys. 5 pokazuje nam

- 1) jak dla stałego  $n$  zmienia się czas narastania ze zmianą wzmocnienia,
- 2) jak dla stałego  $W$  zmienia się czas narastania ze zmianą liczby stopni  $n$ ,
- 3) jak ekonomicznie zaplanować liczbę stopni we wzmacniaczu.

Najkrótszy czas narastania otrzymujemy przy  $W_0 = 1,65$ , co odpowiada miejscu minimum na wykresie rys. 5. Krzywe  $f(n)$  mają szerokie minima, co pozwala na znaczne zmniejszenie ilości stopni przy małym wzroście czasu narastania; np. dla osiągnięcia wzmocnienia  $10^4$  przy minimalnym czasie narastania wymaganych jest  $n = 18$  stopni, zaś przy czasie narastania zwiększonym o 10%, liczba stopni obniża się do 11. W celu obliczenia

czasu narastania wzmacniacza zgodnie z wzorem (13) odczytujemy z rys. 5 wartość  $f(n)$  oraz obliczamy wartość  $\tau_0$  zgodnie ze wzorem (9).

Przy projektowaniu wzmacniacza szczególną uwagę należy skoncentrować na wejściowy i wyjściowy stopień wzmacniacza. Na wejściu należy uzyskać najkorzystniejszy stosunek sygnału do szumów. Dla impulsów rzędu miliwolta i wyższych występowanie szumów nie gra istotnej roli. Dla impulsów mniejszych eliminacja szumów stanowi trudny problem, wykraczający poza ramy tego artykułu. Na wyjściu wzmacniacza pożądanym jest zwykle duży impuls. Chcąc równocześnie osiągnąć dostatecznie duży zakres liniowego wzmocnienia trzeba niekiedy zrezygnować z idealnego warunku jednakowego czasu narastania na poszczególnych stopniach wzmacniacza. Bardzo często na wyjściu wzmacniacza impulsów znajduje się wtórnik katodowy, który przedstawia małe obciążenie dla wzmacniacza, a pozwala na duże obciążenie na wyjściu, spowodowane np. układem rejestrującym impulsy.

Bardzo często w celu zabezpieczenia stabilnego wzmocnienia oraz poprawienia liniowości wzmocnienia stosuje się we wzmacniaczach impulsów ujemne sprzężenie zwrotne.

Wzmocnione impulsy ze wzmacniacza są przekazane dalej do urządzenia liczącego.

## 2. Dyskryminatory amplitudy

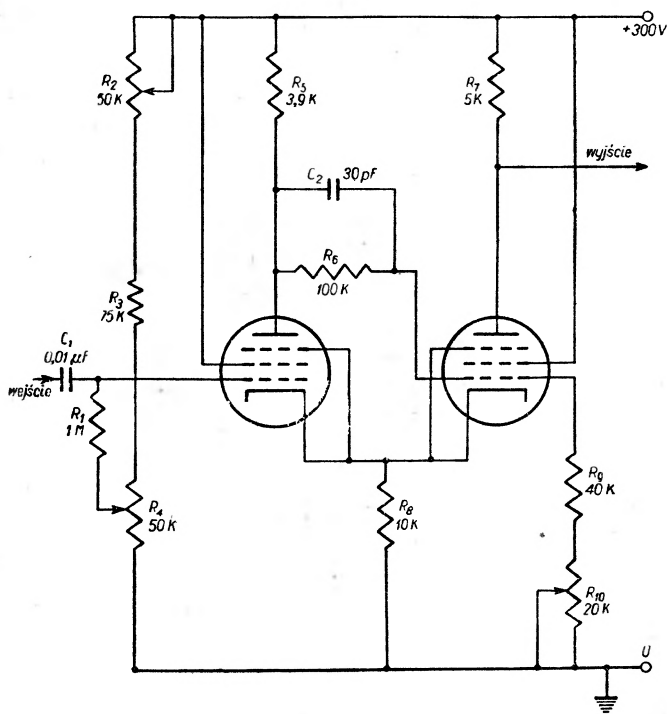
### a) *Dyskryminator amplitudy.*

Każde urządzenie liczące zawiera dyskryminator amplitudy. Powinien on dawać znormalizowany impuls wyjściowy dla każdego impulsu przychodzącego, którego amplituda przewyższa pewną określoną wartość minimalną. W zasadzie każde urządzenie spustowe może działać jako dyskryminator amplitudy. Dobry dyskryminator amplitudy musi spełniać następujące wymagania: 1) pewnie rozróżniać impulsy, których amplitudy różnią się o dziesiątne części wolta, przy czym próg dyskryminatora musi być stały z dokładnością także do części wolta i musi być łatwy do regulowania, 2) musi reagować osobno na impulsy przychodzące w czasie bardzo blisko po sobie, 3) nie może zniekształcać dużych impulsów, przy czym praca dyskryminatora nie może zależeć od wielkości i kształtu impulsów przepuszczonych wcześniej.

Schematy, które z dostateczną dla celów praktycznych dokładnością spełniają wyżej przytoczone żądania, zawierają bardzo często różne odmiany schematu spustowego (trigger) Schmita, przedstawionego na rys. 6. W tym schemacie potencjał punktu A (siatka czynna I lampy) zależy od położenia potencjometru  $R_4$ . W normalnym położeniu układu lampa I jest zablokowana, a przez lampę II płynie prąd. Układ ten przechodzi w nowe



położenie trwałe, jeżeli potencjał punktu *A* osiąga pewną wartość krytyczną równą np. 100 V. Układ wraca do stanu pierwotnego, jeżeli potencjał w punkcie *A* spadnie nieco poniżej 100 V. Przypuśćmy, że potencjał punktu *A* w normalnym położeniu układu wynosi 80 V. Układ zadziała, je-



Rys. 6. Dyskryminator amplitudy typu Schmita.

żeli na jego wejście przyjdzie impuls powyżej 20 V. W nowym położeniu układ pozostanie przez czas, w którym amplituda sygnału przewyższa 20 V a do pierwotnego stanu powróci z chwilą gdy amplituda spadnie poniżej 20 V. Na impulsy o amplitudzie poniżej 20 V układ w ogóle nie odpowiada. Impuls wyjściowy z dyskryminatora jest impulsem prostokątnym o amplitudzie rzędu 40 V i o czasie trwania impulsu równym okresowi, w którym amplituda impulsu wejściowego jest większa od 20 V. Wielkość impulsu potrzebną do uruchomienia układu będziemy nazywać potencjałem przemieszczenia. Dla podanego wyżej schematu można uzyskać dowolny potencjał przemieszczenia w granicach od 0 do 60 V przez odpowiednie nastawienie potencjometru  $R_4$ . Potencjometr  $R_4$  można zaopatrzyć w skalę np. o podziałce 0—100, przy czym zmienne opory  $R_2$  i  $R_{10}$  można tak dobrać, żeby podziałka tej skali odpowiadała bezpośrednio potencjałom przemieszczenia w voltach. Dyskryminator tego typu może pracować

i przy ujemnych impulsach wejściowych. W tym celu należy podnieść potencjał punktu *A* powyżej 100 V. Przy dodatnich impulsach przychodzących, na anodzie lampy II powstają impulsy dodatnie, przy ujemnych impulsach przychodzących — impulsy ujemne. Pewność działania układu zależy od stabilności napięcia anodowego oraz od stabilności oporów  $R_2, R_3, R_4, R_6, R_9, R_{10}$ .

Przy niezawodnych wyżej wyszczególnionych elementach potencjał przemieszczenia układu jest stały z dokładnością od 0,1 do 0,2 V, jeżeli napięcie żarzenia waha się w granicach  $\pm 10\%$ .

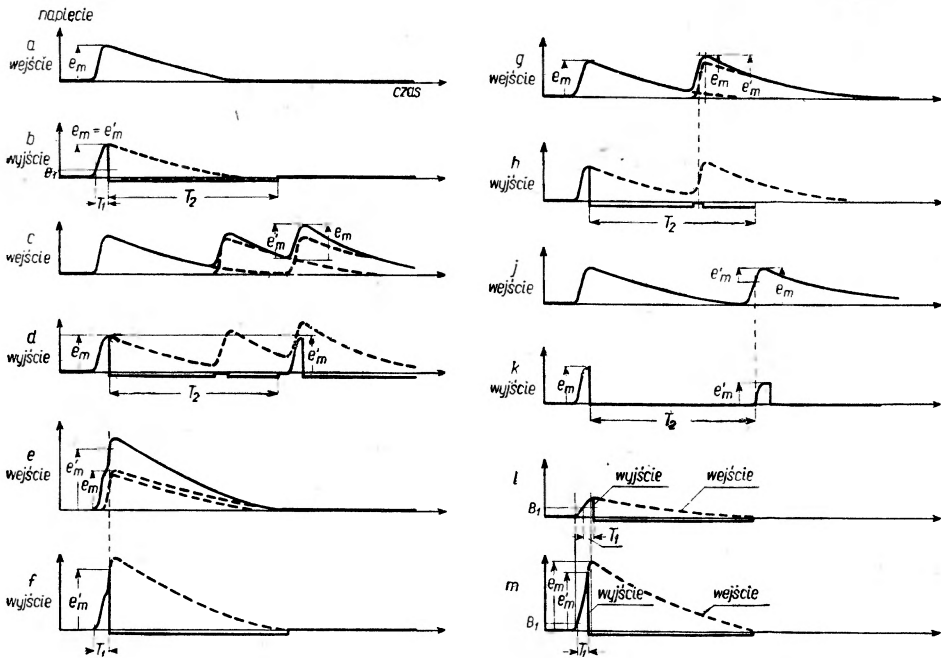
Dyskryminator, którego schemat przedstawia rys. 6, daje impuls prostokątny, jeżeli amplituda impulsu przychodzącego przez przeciąg dostatecznie długiego czasu przekracza próg dyskryminatora. Z tych względów wskazane jest, żeby impulsy przychodzące miały kształt prostokątny albo dostatecznie długą część płaską. Dyskryminator ten pracuje poprawnie, jeżeli część impulsu przekraczająca próg dyskryminatora (część płaska) trwa około 1  $\mu$  sek oraz jeżeli amplituda impulsu nie przekracza 100V.

b) *Dyskryminator jednokanałowy (różniczkowy albo wstęgowy) oraz dyskryminatory wielokanałowe.*

W wielu pracach z fizyki jądrowej konieczna jest znajomość rozkładu impulsów według wielkości amplitud. Przy źródle o stałym natężeniu szukany rozkład można otrzymać za pomocą zwykłego dyskryminatora, wyznaczając prędkość liczenia dla różnych potencjałów przemieszczenia. Uzyskujemy w ten sposób całkową krzywą, która przedstawia zależność prędkości liczenia od potencjałów przemieszczenia. Jeżeli natężenie źródła jest zmienne można użyć dwóch dyskryminatorów, przy czym jeden z nich o stałym potencjale przemieszczenia. Prędkość liczenia dyskryminatora o zmiennym potencjale przemieszczenia może być normowana w stosunku do prędkości liczenia dyskryminatora o stałym progu. W tym przypadku lepiej użyć dyskryminatora wstęgowego (jednokanałowego, różniczkowego), który składa się z jednego dyskryminatora o stałym potencjale przemieszczenia oraz z dwu dyskryminatorów o zmiennych potencjałach przemieszczenia w antykoincydencji. Dyskryminator wstęgowy wypuszcza impuls jedynie wtedy, gdy jego amplituda znajduje się między dwoma zadanymi wartościami. Taki dyskryminator daje różniczkową krzywą przemieszczenia przydatną bardzo przy badaniach energii reakcyj jądrowych.

Dla otrzymania bogatszych informacji w krótszym czasie służą dyskryminatory wielokanałowe, które pozwalają szybko i dokładnie podać widmo przychodzących impulsów. Impulsy mają skończony czas narastania, charakterystyczny dla danego przyrządu jonizacyjnego. Na początku impulsu mamy szybkie narastanie, a następnie narastanie powolne uwarunkowane

stosunkowo powolnym ruchem jonów dodatnich. Korzystnym jest określić amplitudę impulsu jako wielkość, którą on osiąga po dostatecznie długim czasie  $T$ , licząc od początku narastania. Dalsza część impulsu nie jest potrzebna i może być odcięta w urządzeniu formującym. Z rysunku 7c, g widać błędy, jakie mogą powstać w przypadku nakładania się impulsów.



Rys. 7. Formowanie impulsów.

Należy wykluczyć tę możliwość, uruchamiając po każdym impulsie przychodzącym urządzenie blokujące, które przez czas  $T_1 + T_2$  po przyjęciu impulsu nie wypuszcza następnego impulsu do dyskryminatora. Jeżeli do układu formującego przychodzi pojedynczy impuls (rys. 7a), to po uformowaniu przyjmie on kształt przedstawiony na rys. 7c. Po krótkim czasie narastania  $T_1$  impuls zostaje zablokowany, jego amplituda zostaje obniżona poniżej linii zerowej i zostaje ujemna przez czas  $T_2$ ; po upływie tego czasu blokowanie zostaje przerwane. Czasy  $T_1$  i  $T_2$  mogą być regulowane, przy czym czas  $T_1$  dobiera się tak, by blokowanie nastąpiło wkrótce po osiągnięciu przez impuls wartości maksymalnej, zaś czas  $T_2$  jest to zazwyczaj czas, w którym amplituda impulsu z danego licznika cząstek jonizujących spadnie do 5% swej maksymalnej wartości. Impulsy przychodzące w czasie blokowania są odrzucone. Przy statystycznym rozkładzie impulsów liczbę impulsów odrzuconych można oszacować. Odrzu-

cenie impulsów nie wpływa na wyznaczenie widma amplitud impulsów przychodzących.

To formowanie impulsów nie usuwa możliwości rejestrowania (rys. 7e, f) błędnej amplitudy, jeżeli dwa impulsy nakładają się w czasie  $T_1$  albo jeżeli impuls przychodzi natychmiast po zakończeniu blokowania (rys. 7j, k). W pierwszym przypadku zamiast dwu przychodzących zostaje zarejestrowany jeden impuls o zwiększonej amplitudzie, w drugim przypadku zostaje zarejestrowany impuls o zmniejszonej amplitudzie. Z tych rozważań wynika, że czasy  $T_1$  i  $T_2$  muszą być tak dobrane, by nie przekraczały minimalnych wartości podyktowanych kształtem impulsów analizowanych. Czas  $T_1$  musi być dobrany dla impulsów o możliwie maksymalnej amplitudzie i maksymalnym czasie narastania (rys. 7 l, m). Główną przyczyną stosowania krótkich czasów przy formowaniu impulsów jest, iż przy małych stałych czasowych można rejestrować dużą liczbę impulsów z małym prawdopodobieństwem, że impuls następny pokryje się z końcem poprzedniego i będzie zarejestrowany z fałszywą amplitudą. Nakładanie się impulsów nie zachodzi przy małej częstotliwości albo przy impulsach bardzo krótkich w czasie. Ta druga ewentualność zachodzi dla liczników scyntylicyjnych i liczników Czerenkowa. Tu odpada sprawa blokowania dyskryminatora przez czas  $T_2$  po każdym impulsie przychodzącym. Schemat dyskryminatora impulsów dla liczników scyntylicyjnych i Czerenkowa może być znacznie prostszy.

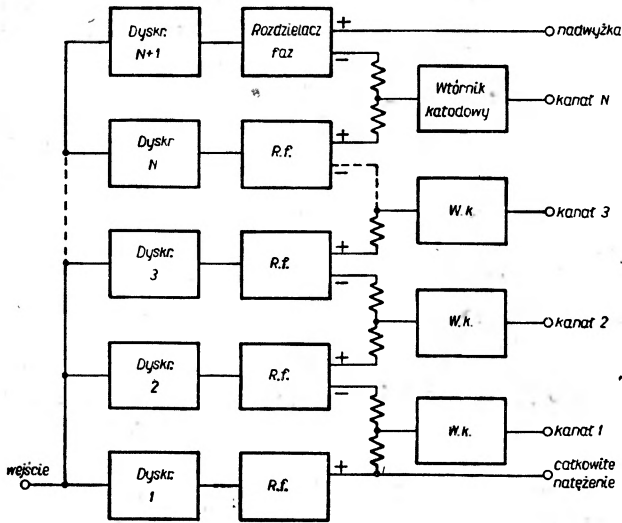
#### 1) Prosty dyskryminator wielokanałowy.

Omówimy bardzo prosty dyskryminator wielokanałowy, który zawiera szereg dyskryminatorów wstęgowych. Tym samym zrozumiemy działanie dyskryminatora wstęgowego.

Dyskryminator  $n$  kanałowy daje: 1) liczbę impulsów w  $n$  kanałach, przy czym amplituda  $E_a$  impulsów w kanale  $i$  jest zawarta między dwoma wartościami napięcia  $E_i < E_a < E_{i+1}$ ; 2) ogólną liczbę impulsów, których amplituda leży powyżej progu  $E_1$  pierwszego dyskryminatora ( $E_a > E_1$ ) oraz 3) liczbę impulsów (nadwyżka), których amplituda leży powyżej progu dyskryminatora o liczbie porządkowej  $n+1$ . Dyskryminator  $n$  kanałowy zawiera więc  $n+1$  dyskryminatorów amplitudy i daje  $n+2$  danych, z których  $n+1$  są niezależne.

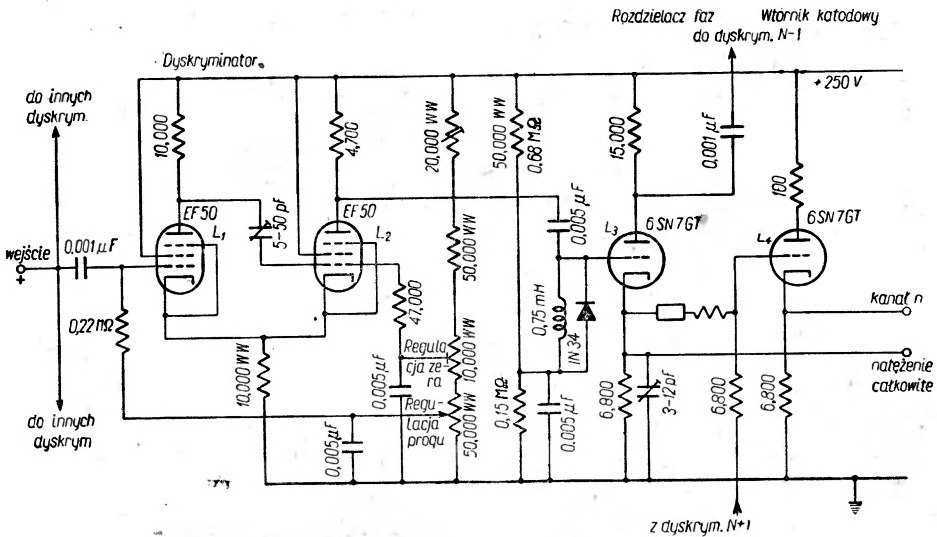
Rys. 8 przedstawia schemat blokowy  $n$  kanałowego dyskryminatora impulsów opisanego przez K. R o u l s t o n a [3]. Składa się on z poszczególnych dyskryminatorów typu Schmita, rozdzielaczy faz, układów antykoincydencyjnych, wtórników katodowych i poszczególnych urządzeń rejestrujących.

Szczegółowy schemat dyskryminatora przedstawia rys. 9. W układzie tym są użyte lampy EF50 (mogą być lampy 6AC7, 6SH7). Lampa  $L_1$  jest zablokowana. Jeżeli dodatni impuls przychodzący przewyższy potencjał



Rys. 8. Schemat blokowy wielokanałowego dyskryminatora impulsów.

przemieszczenia, to na wyjściu lampy  $L_2$  powstanie dodatni impuls, który jest dalej formowany za pomocą samoindukcji i diody krystalicznej, tak że uzyskuje się impuls o długości w czasie  $0,5 \mu$  sek. Na siatce



Rys. 9. Schemat jednego kanału dyskryminatora (*ww* oznacza opory drutowe).

lampy  $L_3$  powstanie dodatnia połówka sinusoidy. Lampa  $L_3$  służy jako rozdzielacz faz. Na katodzie tej lampy mamy impuls dodatni, na anodzie impuls ujemny. Impuls dodatni z katody spotyka się z impulsem ujemnym z dyskryminatora wyższego stopnia na prostym mostku oporowym, znośząc się wzajemnie. Jedynie jeżeli nie ma impulsu z wyższej komórki dyskryminatora na siatce lampy  $L_4$  powstanie dodatni impuls, który jest przekazywany do rejestracji. Wielkość oporów na których zachodzi koincydencja jest tak dobrana, że dodatni impuls niekoincydencyjny daje wyjściowy impuls na siatce lampy  $L_4$  o napięciu 6 V, zaś impuls koincydencyjny daje impuls 2 V. Rozróżnienie tych impulsów przy rejestracji nie napotyka na trudności. Poszczególne komórki dyskryminatorów mogą być nastawione na wielkość impulsu od 0 do 100 woltów. Opisany powyżej analizator impulsów jest analizatorem szybkim o czasie martwym rzędu  $1 \mu$  sek.

2) Analizator wielokanałowy ze wzmacniaczem okienkowym.

Jedną z największych trudności, jaką należy pokonać przy budowie dyskryminatora wielokanałowego, jest przesunięcie progów poszczególnych dyskryminatorów (przesunięcie szerokości kanałów — przesunięcie względne). Dokładność pracy układów spustowych uwarunkowana wstrząsami mechanicznymi, zmianą temperatury, zmianą napięcia blokowania i zmianą charakterystyk lamp w czasie pracy, wynosi 0,1 V. Ponieważ jeden kanał dyskryminatora wymaga dwu niezależnych układów spustowych dla górnej i dolnej granicy dyskryminatora, więc szerokość kanału waha się w granicach  $\pm 0,2$  V, co dla kanału o szerokości 1 V daje niedokładność  $\pm 20\%$ . Przy tych wahaniach 2% niedokładności szerokości kanału uzyskamy wtenczas, gdy szerokość kanału będzie wynosiła 10 V. Przez równoczesne dziesięciokrotne zwiększenie wzmocnienia wzmacniacza wstępnego w kanale o dziesięciokrotnie zwiększonej szerokości będziemy rejestrować z większą dokładnością tę samą liczbę impulsów, co poprzednio w wąskim kanale przy odpowiednio mniejszym wzmocnieniu. Ponieważ normalnie amplitudy impulsów wahają się w granicach 0 — 100 V, więc uzyskalibyśmy impulsy o amplitudach 1 — 1000 V. Trudności, które wynikają przy projektowaniu wzmacniacza liniowego o tak szerokim zakresie amplitud wyjściowych, zostały pokonane przez zastosowanie wzmacniaczy okienkowych o wzmocnieniu rzędu 10. Impulsy ze wzmacniacza okienkowego idą do szeregu dyskryminatorów, które są nastawione na szerokość kanałów od 5 do 10 V, co odpowiada szerokości kanału na wstępie wzmacniacza okienkowego od 0,5 do 1 V, przy równoczesnej dobrej stabilności szerokości kanału.

Wzmacniacz okienkowy musi spełniać niełatwe zadania, które warunkują poprawne działanie dyskryminatora. Musi on być stabilny i liniowy

w całej szerokości okienka i dostarczać dużych impulsów, będąc normalnie zatkany poniżej napięcia odcięcia. Nie może być uruchomiony przez impulsy, których amplituda przekracza górny poziom okienka. Inna trudność wynika z wysokiego stosunku napięcia blokowania do szerokości okienka, tj. szerokości kanału na wejściu rzędu 1 V przy napięciu blokowania przypuścimy 100 V. Tylko sam wierzchołek, czyli tylko kilka procent całej amplitudy impulsu ulega wzmocnieniu. Te trudności narzucają pewne warunki co do kształtu impulsu. Czas narastania wzmacniacza okienkowego opisanego w pracy [4] jest rzędu 0,1—0,15  $\mu$  sek. Czas narastania wierzchołka (górną część o wysokości około 2V) impulsu nie może być krótsza od tej wartości. Przy odpowiednio ukształtowanym impulsie minimalna jego szerokość będzie nieco większa od 1  $\mu$  sek. Idąc w kierunku powolnych impulsów przyrząd pracował poprawnie przy czasie narastania rzędu 10  $\mu$  sek. W ten sposób pożyteczny zakres przyrządu dla dozwolonych czasów narastania impulsów ma czynnik 20. Te żądania odnośnie do czasu narastania są spełnione przez impulsy z komór jonizacyjnych. Niektóre liczniki scyntylicyjne i liczniki proporcjonalne dają impulsy o czasie narastania nieco za krótkim, tak że należy przeprowadzić „zepsucie“ czasu narastania.

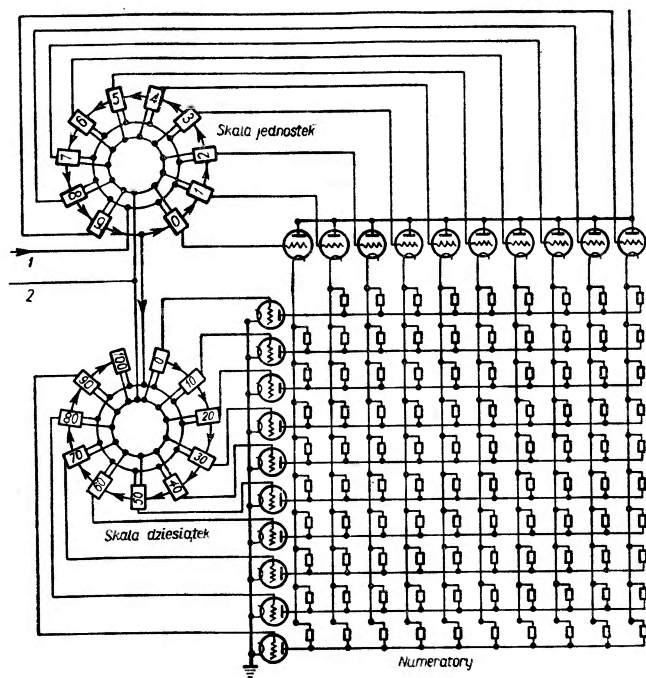
3) Wielokanałowe analizatory impulsów ze wspólnym elementem określającym szerokość wszystkich kanałów.

Niestałość szerokości kanałów w poprzednio omawianych analizatorach impulsów wielokanałowych powstaje z powodu wahań progów poszczególnych dyskryminatorów amplitudy. Są opracowane inne typy wielokanałowych analizatorów, w których szerokość wszystkich kanałów jest podyktowana przez ten sam element układu, zabezpieczając tym samym jednakową szerokość dla wszystkich kanałów. Omówimy niektóre z tych układów.

W analizatorach impulsów typu Wilkinsona [5], Gatti [6] oraz typu Hutchinsona, Scarrotta [7] pomiary napięcia zamienione są na pomiary czasu; pomiarów czasu można dokonać ze znacznie większą dokładnością niż pomiarów napięcia.

Przedyskutujemy typ dyskryminatora rozpracowany przez D. H. Wilkinsona i E. Gatti. Urządzenie to zmienia impuls napięciowy na serię impulsów o znormalizowanej wysokości, tak że liczba tych impulsów jest proporcjonalna do wysokości impulsu wejściowego. Zamiana ta odbywa się w dwu kolejnych procesach. Najpierw impuls wejściowy jest „położony na bok“ albo zamieniony na impuls o znormalizowanej wysokości, którego długość w czasie jest proporcjonalna do amplitudy impulsu wejściowego. Impuls czasowy jest impulsem wrotowym dla oscylatora, który daje liczbę impulsów o znormalizowanej wysokości proporcjonalną do amplitudy napięciowej pierwotnego impulsu wejściowego. Gdy impuls

wejściowy jest w ten sposób przesyfrowany, zostaje problem rejestracji. Paczka standardowych impulsów z oscylatora, w której liczba impulsów jest miarą amplitudy impulsu wejściowego (analizowanego), jest przekazana do scalera, składającego się z dwu scalerów dekadowych typu pierścieniowego. Każdy element każdego z obu pierścieni daje napięcie kontrolne na siatkę tyratronu. To napięcie otwiera tyratron związany z tym



Rys. 10. Zasada działania analizatora impulsów Wilkinsona i Gatti (1 — wejście paczek impulsów, 2 — sprowadzenie scalerów do stanu wyjściowego).

elementem pierścienia, w którym zatrzymał się impuls (element trafiony). Elementy pierścienia są oznaczone numerami od 0 do 9. Przykładowo: jeżeli paczkę impulsów w liczbie 75 wpuszczymy do pierwszego pierścienia, to 5 element pierwszego pierścienia i 7 element drugiego pierścienia będą trafione i tyratrony związane z tymi elementami zostaną otwarte. 10 tyratronów z pierścienia jednostek i 10 tyratronów związanych z pierścieniem dziesiątek są ze sobą skombinowane w ten sposób, że zapalenie się dwóch tyratronów uruchamia jeden numerator. W naszym przypadku zostaje uruchomiony numerator 75.

Rysunek 10 przedstawia schematycznie zasadę działania omówionego przyrządu. Z rysunku widzimy, że anody tyratronów pierścienia jednostek są połączone razem do wspólnego napięcia oraz katody wszystkich tyra-



tronów skali dziesiątek są połączone razem do ziemi. Każda anoda skali dziesiątek łączy się poprzez numerator z każdą katodą skali jednostek. Tylko połączenie 0—0 nie istnieje, ponieważ wskazania tego numeratora nie mają sensu.

Czas martwy analizatora impulsów Wilkinsona był spowodowany powolnością mechanicznych rejestratorów telefonicznych i wynosił 0,1 sek.

Podobnie jak to robił Wilkinson i Gatti w analizatorze wielokanałowym Hutchinson i Scarrott [7] również sprowadzają pomiar amplitudy impulsu do pomiaru czasu. Impuls przychodzący jest wydłużony metodą ładowania kondensatora przez diodę do wartości napięcia odpowiadającego szczytowej wartości przychodzącego impulsu i następnie porównany ze znormalizowanym narastającym impulsem w kształcie „zęba piły“. Szerokość impulsu w kształcie zęba piły od początku do momentu, gdy wysokość tego zęba pokrywa się z wysokością impulsu przychodzącego, jest miarą wysokości impulsu przychodzącego. Przez zastosowanie odmiennej techniki rejestracji liczby impulsów, przy wprowadzeniu układu pamięciowego w postaci ultraakustycznej linii opóźniającej, osiągnięto w analizatorze Hutchinsona i Scarrotta znacznie mniejszy czas rozdzielczy, pozwalający na rejestrację do 1600 impulsów na sekundę.

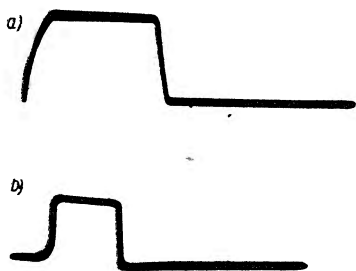
W pracy [9] została podana nowa metoda analizatora impulsów, na zasadzie której został opracowany analizator impulsów opisany w pracy [8]. Klasyfikacji impulsów na poszczególne kanały dokonywały w dotychczasowych schematach dwa dyskryminatory dla każdego kanału, przy czym progi dyskryminatorów wyznaczały górne i dolne ograniczenia kanałów. W obecnie omawianym przyrządzie czynności tej dokonuje jeden dyskryminator dla każdego kanału. Stało się to możliwe dzięki odpowiedniemu formowaniu przychodzących impulsów. Przy formowaniu przychodzące impulsy zatrzymują swoją pierwotną informację odnośnie do wysokości impulsu, a otrzymują i niosą dalej dodatkowy element dotyczący szerokości kanału. Progi dyskryminatorów mają wobec tego określić jedynie umiejscowienie kanału, a nie jego szerokość. Nowy analizator impulsów uzyskuje w ten sposób dwie charakterystyczne cechy. Fluktuacje napięć progowych nie wpływają na szerokość kanałów, a jedynie na ich położenie, poza tym szerokość jest stała dla wszystkich kanałów, ponieważ jest podyktowana tym samym układem fizycznym, wspólnym dla wszystkich kanałów — układem formującym impulsy. W analizatorze powyższym impuls przychodzący o amplitudzie  $V$  zostaje zamieniony na impuls prostokątny (podstawowy) o tej samej wysokości. Następnie na prostokątny impuls podstawowy zostaje nałożony, z pewnym opóźnieniem czasowym, znormalizowany impuls prostokątny o amplitudzie  $d$ . Tak uformowany impuls zostaje przekazany do dyskryminatorów. Każdy dyskryminator

daje ostry zróżniczkowany impuls w chwili gdy amplituda impulsu przychodzącego przewyższa próg dyskryminatora. Jeżeli próg dyskryminatora wynosi  $V_0$ , to dla impulsów o podstawowej amplitudzie między  $V_0-d$  a  $V_0$  ostry impuls z dyskryminatora powstaje zgodnie z frontem impulsu znormalizowanego, nałożonego na impuls podstawowy. Dla impulsów o amplitudzie podstawowej wyższej od  $V_0$  powstanie ostry impuls za dyskryminatorem zgodnie z frontem prostokątnego impulsu podstawowego. Każdy dyskryminator jest połączony ze swoim układem koincydencyjnym. Wszystkie układy koincydencyjne otrzymują poza tym ten sam znormalizowany impuls prostokątny, który zostaje nałożony na impuls przychodzący do analizatora. Impuls na wyjściu układu koincydencyjnego pokaże się jedynie wtenczas, gdy odpowiedni dyskryminator jest uruchomiony frontem impulsu znormalizowanego o wysokości  $d$ , nałożonego na impuls przychodzący do analizatora. Dlatego w kanale z dyskryminatorem o progu  $V_0$  są rejestrowane jedynie te impulsy przychodzące do analizatora, których amplitudy leżą między  $V_0-d$  a  $V_0$  woltów.

4) Wielokanałowy analizator impulsów z lampą promieni katodowych oraz analizator impulsów z oscyloskopem.

W. Glenn [10] skonstruował lampę promieni katodowych umieszczając na frontowej ścianie wewnątrz lampy 10 elektrod-sond. Lampa ta wchodziła jako zasadniczy przyrząd w dyskryminatorze impulsów. Posłużyła ona jako prototyp firmie Du Mont, która w niedługim czasie wyprodukowała typ lamp K 1059 przeznaczonych do pracy w dyskryminatorach impulsów.

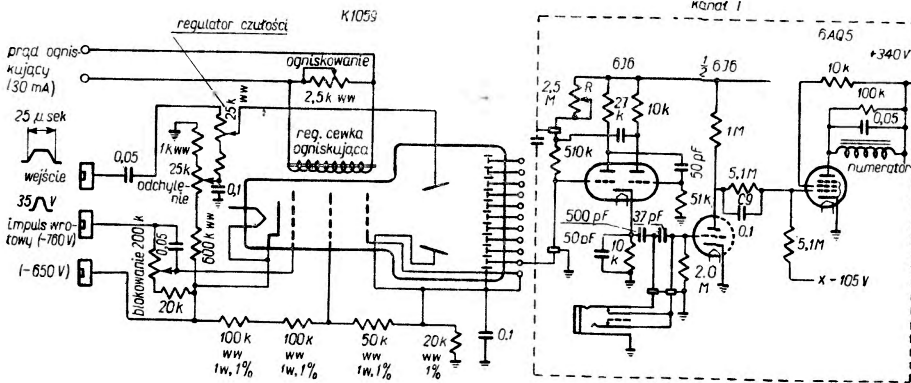
Opiszę dyskryminator Glenna [11], w którym wykorzystane są wyżej wspomniane lampy. Impulsy ze wzmacniania wstępnego o napięciu 2 mV do 4 V i o czasie narastania  $10 \mu$  sek, a czasie opadania  $50 \mu$  sek zostają wprowadzone do wzmacniacza, który obok wzmacniania dokonuje także formowania impulsów za pomocą linii opóźniającej. Na wyjściu wzmacniacza otrzymuje się impulsy prostokątne o czasie trwania  $25 \mu$  sek. Te impulsy są przekazywane na płytki odchylające płamkę. Płamka lampy katodowej jest normalnie wygaszona. Wzmacniacz impulsów zawiera także układ, który dostarcza



Rys. 11. Kształt uformowanych impulsów idących: a) na płytki odchylające oscyloskopu, b) na siatkę kontrolującą natężenie strumienia elektronów.

wąskiego wyrównanego prostokątnego impulsu zapalającego płamkę w momencie szczytu impulsu analizowanego. Rys. 11 przedstawia kształt impulsu, który idzie na płytkę odchylającą strumień elektronów oraz węższy impuls opóźniony dostarczany na siatkę kontrolującą natężenie

nie strumienia elektronów. Rys. 12 przedstawia lampę-analizator oraz układ rejestrujący związany z jednym kanałem analizatora. Strumień elektronów padając na poszczególne elektrody-sondy przekazuje pewien ładunek. Powstałe impulsy zostają wzmocnione i zarejestrowane. Impulsy z elektrod-sond idą do multiwibratora, następnie przez wydłużacz impulsów do rejestracji mechanicznej. Czułość multiwibratora reguluje się oporem  $R$ , który jest tak dobrany, że multiwibrator zostaje uruchomiony przy wartości prądu elektrody-sondy wynoszącej  $1/2$  wartości maksymalnej. W ten sposób multiwibrator zadziała, jeżeli połowa



Rys. 12. Jeden kanał analizatora impulsów z lampą promieni katodowych

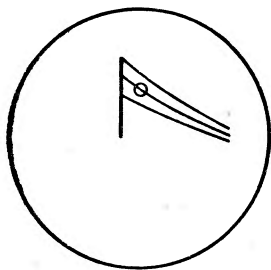
lub więcej strumienia elektronów padnie na daną elektrodę. Ponieważ średnica strumienia elektronów nie jest zero, więc strumień trafiając na wąską powierzchnię między sąsiednimi elektrodami może nie trafić żadnej elektrody, albo może trafić obie elektrody równocześnie. To pokrywanie się albo strata impulsów nie przekracza 1—2% szerokości kanału i jest do zaniedbania.

Przy dużej liczbie impulsów między multiwibrator a wydłużacz impulsów umieszcza się scaler. Ponieważ duża liczba impulsów pojawia się co najwyżej w kilku kanałach, więc przy zastosowaniu kilku scalerów można tym dyskryminatorem analizować strumienie cząstek o dużym natężeniu. Skonstruowana została 20-kanałowa jednostka o czasie martwym  $30 \mu$  sek, która pracowała bez zarzutu z komorą jonizacyjną i licznikiem scyntylacyjnym [11]. Dla liczników scyntylacyjnych należałoby stosować wzmacniacz o krótszym impulsie wyjściowym. Poszerzenie tego układu do większej liczby kanałów nie napotyka na trudności. W tym samym laboratorium został skonstruowany 60-kanałowy dyskryminator impulsów na nieco odmienniejszej zasadzie zaprojektowanej przez A. Ghiorso i N. E. Larsha. Stosują oni 5-kanałowy dyskryminator na diodach w szereg z 10-kanałowym analizatorem z lampą oscylograficzną. Założmy, że im-

puls jest oznaczony jedną z liczb od 1 do 60. Dyskryminatory diodowe są wtedy nastawione na poziomach 10, 20, 30, 40, 50. Układ związany z diodami odcina od impulsu próg danego dyskryminatora czyli dziesiątki, np. jeżeli wysokość impulsu jest 27 to układ odcina 20 a zostawi 7. Impuls zostawiony wprowadzony jest do lampy oscylograficznej, która odczytuje jednostki. Każdy kanał lampy oscylograficznej posiada 6 rejestratorów, które otrzymują impulsy z dyskryminatorów diodowych. Policzy tylko ten rejestrator, który otrzymał impuls wrotowy. W naszym przypadku z sześciu rejestratorów związanych z siódmym kanałem lampy oscylograficznej (7, 17, 27, 37, 47, 57), policzy tylko ten rejestrator, który otrzyma impuls wrotowy z odpowiedniej dziesiątki, tzn. 27.

Analizator impulsów z lampą promieni katodowych może być bardzo łatwo zastosowany do analizowania impulsów koincydencyjnych. Przy zastosowaniu do tego celu impuls koincydencyjny jest doprowadzony do siatki regulującej natężenie wiązki elektronowej. Strumień elektronów będzie przepuszczony jedynie w przypadku koincydencji.

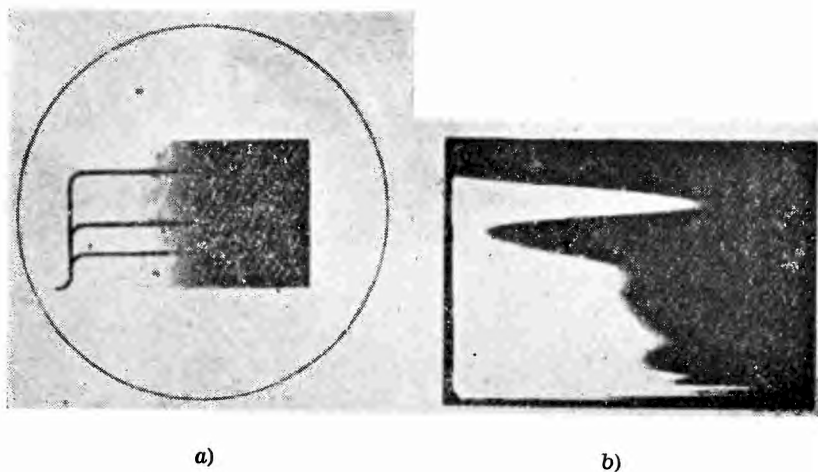
Do analizowania amplitudy impulsów można stosować oscyloskop katodowy. Jest cały szereg opracowanych metod, które z powodzeniem stosują ten przyrząd. Ekran oscyloskopu jest fotografowany, albo światło z ekranu fluoryzującego jest skierowane na fotopowielacz. W pracy [12] impulsy z licznika scyntylacyjnego rzucano (rozciągano) na ekran oscyloskopu, przy czym rozciąganie oraz świecenie plamki jest każdorazowo uruchamiane impulsem. Wzmacniacz oscyloskopu daje potrzebne wzmocnienie impulsów. Ekran oscyloskopu jest kompletnie zasłonięty osłoną nieprzezroczystą z wyjątkiem małego otworu o średnicy około 0,3 mm w odległości około 2 cm pionowo nad środkiem. Na otwór skierowany jest fotopowielacz RCA5819 połączony bezpośrednio ze scalerem 64. Rys. 13 pokazuje jak dokonuje się rozdziału impulsów według amplitudy. Z trzech impulsów znajdujących się na ekranie jedynie impuls przecinający otwór będzie policzony. Dla dostatecznie małego otworu zdolność rozdzielczą przyrządu jest ograniczona szerokością plamki oscyloskopu. Dla przeanalizowania całego widma amplitud impulsów można przesuwając otwór pionowo albo też przesuwając zerowe położenie plamki oscyloskopu odpowiednią gałką tego przyrządu.



Rys. 13. Zasada działania dyskryminatora z lampą promieni katodowych.

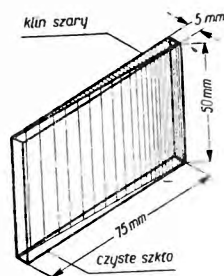
Istnieją również metody fotograficzne stosowane w połączeniu z oscyloskopem do analizowania impulsów, ale napotyka się na liczne trudności chociażby z tych względów, że wymagają 1) dużej staranności przy foto-

metrowaniu filmu oraz 2) znajomości stopnia zaczerwienia filmu w zależności od natężenia źródła. M a e d e r [13] zapoczątkował odmienną metodę fotograficzną, która omija te trudności. Została ona następnie rozwinięta w pracy [14]. W tej metodzie każdy impuls wyzwała plamkę i jest przekazany na ekran oscyloskopu w postaci poziomej prostej, której



Rys. 14. a) Impulsy rozciągnięte na ekranie oscyloskopu oglądane przez filtr; b) fotografia kontrastowa rozkładu impulsów wg amplitudy.

wysokość nad linią podstawową (zerową) jest proporcjonalna do amplitudy impulsu. Na ekranie obserwuje się rozkład impulsów według amplitudy przez filtr o zmiennej zdolności przepuszczania światła i zaznacza się linię obwiednią o jednakowej całkowitej energii światła przepuszczonego (jednakowe zaczerwienie). Odległość pozioma wzdłuż filtru na dowolnej wysokości od zerowego położenia plamki jest funkcją jednoznacznie liczby impulsów trafiających ekran na danej wysokości przy założeniu, że natężenie plamki jest stałe (rys. 14). Z powodu trudności związanych z określeniem początku wychylenia plamki na filmie fotograficznym wygodniej jest, żeby przesunięcie poziome wzdłuż filtru było proporcjonalne do logarytmu liczby wychyleń plamki. Filtr logarytmiczny jest łatwy do kalibracji, ponieważ daje bezpośrednio stosunki liczb policzonych impulsów, obejmując równocześnie duży zakres tych liczb. Filtr o liniowo narastającej gęstości, to znaczy eksponencjalnie opadającej zdolności przepuszczania światła, posiada te własności. Przeważnie używa się filtru szklanego w kształcie klinu (liniowo narastająca gęstość), tzn. klinu szarego sklejonego z klinem ze



Rys. 15. Rozmiary i konstrukcja filtru.

szkła przezroczystego, tak że powstaje płytka płaskorównoległa (rys. 15). Są używane filtry o zakresie przepuszczania światła 1—10 oraz 1—100. Fotografowanie odbywa się na filmach bardzo kontrastowych, drobnociarnistych, co ułatwia określenie linii o jednakowym, zaczernieniu.

Dla porównania natężenia z kilku zdjęć należy fotograficzny proces obróbki danych przeprowadzić w identycznych warunkach.

Przedstawiony powyżej analizator impulsów jest równoważny elektronowemu analizatorowi impulsów o 50 kanałach. Błąd pomiarów przy oszacowaniu bezwzględnego natężenia promieniowania wynosi 5%. Przyrząd jest poza tym prosty i mało kosztowny oraz łatwy do obsługi.

Omówiliśmy szereg zagadnień elektroniki związanej z detekcją cząstek. Ze względu na dużą liczbę impulsów przychodzących z licznika cząstek oraz ze względu na szybkie narastanie czoła impulsów, na czołowe miejsce wysuwa się problem szybkiego działania tak przyrządów omówionych wyżej, jak również i przyrządów, na przedyskutowanie których zabrakło miejsca w tym artykule, tzn. układów koincydencyjnych i układów przeliczających. Potrafimy obecnie budować wzmacniacze o czasie narastania rzędu kilku setnych  $\mu$  sek, dyskryminatory o czasie martwym poniżej  $1 \mu$  sek, układy koincydencyjne o czasie rozdzielczym  $10^{-9}$  sek oraz układy przeliczające o czasie martwym poniżej  $0,1 \mu$  sek.; wydaje się, że wszystkie te przyrządy z wyjątkiem dyskryminatorów amplitudy, czynią zadość, odnośnie do szybkości działania, wymogom stawianym przez liczniki cząstek.

#### Literatura

1. B. Chanse, V. Hughes, E. F. Mac Nichol, D. Sayre, F. C. Williams, *Waveforms*, (1949).
2. W. C. Elmore, *Nucleonics* 48, September 1949.
3. K. Roulston, *Nucleonics* 27, October 1950.
4. C. W. Johnstone, *Nucleonics* 36, January 1953.
5. D. H. Wilkinson, *Proc. Camb. Phil. Soc.*, 46, 508 (1950).
6. E. Gatti, *Nuovo Cim.*, 7, 655 (1950).
7. G. W. Hutchinson, G. G. Scarrott, *Phil. Mag.* 42, 792 (1951).
8. E. Gatti, *Nuovo Cim.*, 9, 153 (1954).
9. E. Gatti, F. Piva, *Nuovo Cim.*, 10, 984 (1953).
10. E. Glenn, *Nucleonics* 50, June 1949.
11. E. Glenn, *Nucleonics* 24, December 1951.
12. C. F. G. Delaney, *Rev. Sci. Instr.*, 24, 1000 (1953).
13. D. Maeder, *Helv. Phys. Acta*, 20, 139 (1947).
14. W. Bernstein, R. L. Chase, A. W. Schardi, *Rev. Sci. Instr.*, 24, 437 (1953).

## Dodatkowa literatura

- Z. Bay, *Rev. Sci. Instr.*, **22**, 397 (1951).
- А. М. Бонг-Бруевиг, *Применение электронных ламп в экспериментальной физике*, М-Л 1954.
- K. Boyer, H. E. Gove, J. A. Harvey, M. Deutsch, M. Stanley Livingston, *Rev. Sci. Instr.*, **22**, 310 (1951).
- W. C. Elmore, M. Sands, *Electronics-Experimental Techniques*, New York 1949 (również w jęz. rosyjskim).
- J. Fischer, J. Marshall, *Rev. Sci. Instr.* **23**, 417 (1952).
- O. R. Frisch, *Progress in Nuclear Physics I* (1950).
- R. L. Garwin, *Rev. Sci. Instr.* **21**, 569 (1950).
- R. L. Garwin, *Rev. Sci. Instr.* **24**, 618 (1953).
- K. Kandiah, *Elect. Eng.*, **26**, 56 (1954).
- T. М. Лифшиц, *У. Ф. Н.*, **50**, 365 (1953).
- C. E. Mandeville, M. V. Scherb, *Nucleonics* **2**, October 1948.
- J. Massalski, *Postępy Fizyki*, **4**, 170 (1953).
- N. F. Moody, W. D. Howell, W. J. Battell, R. H. Taplin, *Rev. Sci. Instr.* **22**, 439 (1951).
- A. J. M. van Overbeek, J. L. H. Jonker, K. Rodenhuis, *Philips Tech. Rev.*, **14**, 313 (1953).
- B. Rossi, H. Staub, *Ionization Chambers and Counters*, New York, 1949 (również w jęz. rosyjskim).
- А. А. Санин, *Радиотехнические методы исследования излучений*, М-Л 1951.
- H. K. Schoenwetter, *Rev. Sci. Instr.* **24**, 515 (1953).
- B. Векслер, Л. Грошев, Б. Исаев, *Ионизационные методы исследования излучений*, М-Л 1950.
- F. H. Wells, *J. Sci. Instr.* **29**, 111 (1952).
- G. E. Valley, H. Wallmann, *Vacuum Tube Amplifiers* (1948).

# ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI

## Defekty w ciałach krystalicznych

(Bristol 13. 7. — 17. 7. 1954)

W związku z Sesją Plenarną Międzynarodowej Unii Fizyki Czystej i Stosowanej, która odbyła się w Londynie w dniach 7—10 VII 1954, zorganizowana została w Uniwersytecie w Bristolu konferencja na temat: Defekty w ciałach krystalicznych.

Konferencja ta, trwająca od 13 VII 54 do 17 VII 54, zgromadziła 300 naukowców, pracujących w dziedzinie fizyki ciała stałego. Przewodniczącym jej był jeden z najwybitniejszych fizyków angielskich prof. N. F. M o t t. Wśród uczestników konferencji znaleźli się światowej sławy specjaliści fizyki ciała stałego z krajów zachodnich, jak: prof. C. P. T h o m s o n (Anglia), J. C. S l a t e r (USA), M. J. B u e r g e r (Holandia), C. K i t t e l (USA), F. S e i t z (USA) i wielu innych. Obok licznej grupy fizyków angielskich i amerykańskich wzięli udział w konferencji przedstawiciele Francji, Holandii, Włoch i Niemiec Zachodnich. Z krajów demokracji ludowej obecny był obok niżej podpisanego prof. O. S t a s i v z Berlina.

Tematyka konferencji obejmowała trzy grupy zagadnień:

- 1) badania nad rezonansem magnetycznym w ciałach krystalicznych,
- 2) wytwarzanie defektów sieci krystalicznej przez bombardowanie cząstkami o dużej energii,
- 3) zagadnienia wzrostu kryształów i teorii dyzlokacji.

Poza tym poruszone były w szeregu referatów tematy wiążące się luźno z główną problematyką konferencji, jak na przykład zagadnienie dyfuzji w ciele stałym, rekombinacje elektronów w półprzewodnikach itp.

Program konferencji obejmował kilkanaście referatów dziennie. Trwały one średnio około 30 minut i miały charakter komunikatów z prac własnych. Uderzał w konferencji brak referatów problemowych, obejmujących ogólniejsze zagadnienia.

Najbardziej interesującą częścią konferencji były referaty profesorów Kittela i Kipa oraz ich współpracowników. Opracowali oni nową metodę badania centrów w półprzewodnikach i dielektrykach. Metoda ta opiera się na zasadzie spinowego rezonansu magnetycznego. Z wartości dokładnie wyznaczonego współczynnika giromagnetycznego,



z szerokości linii rezonansowej i jej charakterystyki nasycenia, szkoła prof. Kittela potrafiła wyciągnąć daleko idące wnioski dotyczące zachowania się elektronów w kryształach.

Prof. Kittel zakomunikował również o odkryciu nowego rodzaju rezonansu, który nazwał rezonansem cyklotronowym. Jest on związany z obiegiem elektronów przewodnictwa po torze kołowym w silnym polu magnetycznym. Zjawisko to występuje w półprzewodnikach dopiero w bardzo niskich temperaturach rzędu  $1^{\circ}\text{K}$ . Rezonans cyklotronowy dostarcza najbardziej bezpośredniej metody wyznaczenia masy efektywnej nośników prądu w półprzewodnikach.

Liczne referaty poświęcone były zagadnieniu zmian, zachodzących w ciałach stałych pod wpływem działania szybkich cząstek jądrowych: neutronów, protonów, cząstek  $\alpha$  i promieni  $\gamma$ . Większość referowanych prac stanowiła jednakże drobne przyczynki i nie dostarczała materiału dla szerszych uogólnień. Pewną próbą takiego uogólnienia był referat prof. Seitz'a dotyczący teorii hamowania szybkich cząstek w kryształach.

Szereg bardzo interesujących referatów poświęconych było zagadnieniu wpływu dyzlokacji na wzrost kryształów. Na uwagę zasługują tu prace F. C. Frank'a i współpracowników z uniwersytetu w Bristolu.

Organizacja konferencji była na ogół sprawna. Niewątpliwą jednak jej wadą było rozdrobnienie problematyki i brak syntezy. Odbijało się to ujemnie na przebiegu dyskusji, która nie była ożywiona. Ten brak był częściowo wyrównany przez zapewnienie uczestnikom konferencji licznych okazji dla nawiązywania kontaktów i nieformalnych dyskusji. Uczestnicy konferencji byli wspólnie zakwaterowani i mieli zorganizowane wspólne posiłki. Dawało to więc możliwość do dyskusowania licznych zagadnień naukowych, również i takich, które nie wchodziły w zakres oficjalnego programu konferencji.

L. Sosnowski

## Irena Joliot-Curie — „Naturalne pierwiastki promieniotwórcze“

Z okazji 20 rocznicy śmierci Marii Skłodowskiej-Curie ukazało się w języku polskim tłumaczenie napisanej przez jej córkę Irenę Joliot-Curie książki poświęconej naturalnym pierwiastkom promieniotwórczym\*. Przekładu dokonała Maria Nowakowska-Hurwic.

Książka ta jest tym bardziej godna uwagi, iż gwałtowny rozwój badań nad sztuczną promieniotwórczością usunął naukę o naturalnych pierwiastkach promieniotwórczych nieco w cień. A przecież nie straciła ona swego znaczenia i nie przestała być aktualna, niezależnie nawet od tego, że właśnie jej rozwój umożliwił w ogóle odkrycie sztucznej radioaktywności, a jej metody posłużyły jako fundament całej współczesnej radiochemii.

Książka Ireny Joliot-Curie podzielona jest na 20 rozdziałów. W rozdziale 1 zwięźle omówiona została teoria rozpadu promieniotwórczego. Rozdział 2 traktuje o promieniowaniu ciał radioaktywnych i porusza ogólnie metody jego pomiaru. Do sprawy tej autorka powraca jeszcze w rozdziale 18. Stanowi on cenną część książki, gdyż omawia aktualne metody używane w Laboratorium Curie Instytutu Radowego w Paryżu, oparte na wieloletnim doświadczeniu czołowych radiochemików.

Rozdziały 3—13 poświęcone są poszczególnym naturalnym pierwiastkom promieniotwórczym. Omówione w nich zostały najistotniejsze właściwości tych pierwiastków, jak również metody ich badania.

Autorka porusza następnie bardzo ważne zagadnienie metod radiochemii, zwracając uwagę na zachowanie się roztworów i osadów promieniotwórczych (rozdział 14). Konsekwentne rozwinięcie tego rozdziału stanowi omówienie zastosowań radiochemii w dziedzinie fizyki, chemii oraz biologii (rozdział 16).

Irena Joliot-Curie zaznajamia czytelnika zwięźle ale wszechstronnie z działaniem promieniowań radiopierwiastków (rozdział 17).

Autorka nie pomija techniki laboratoryjnej, omawiając metody stosowane w Laboratorium Curie.

Na zakończenie porusza ona, w wielkim oczywiście skrócie, zagadnienie sztucznej promieniotwórczości. Jakkolwiek jest to temat wybiegający poza ramy nakreślone tytułem książki, trudno jednak odmówić autorce prawa do poruszania go.

Celowo zestawiona bibliografia dopełnia całości tej udanej książki.

Należy podkreślić zwięźłość i przystępność wykładu. Autorka na 242 stronach tekstu zdołała podać pełny obraz nauki o naturalnych pierwiastkach promieniotwórczych.

Książka Ireny Joliot-Curie powstała w czasie wojny, a wydrukowana została w r. 1946. Oczywiście, od chwili jej opublikowania nauka o promieniotwórczości i fizyka jądrowa posunęły się znacznie naprzód. Toteż w przedmowie do wydania polskiego autorka pisze:

\* PWN 1954, 26 ryc. + IX tabl. + 254 str., cena 22 zł.

„Najistotniejsze nasze wiadomości o radiopierwiastkach naturalnych nie uległy zmianie w zakresie rodzin promieniotwórczych, najważniejszych wiadomości chemicznych, metod oznaczania: większa część książki zachowała więc nadal swą wartość.

Rozdział o radiopierwiastkach sztucznych jest obecnie bardzo niedostateczny, ponieważ jednak nie stanowi on części tematu zasadniczego a jedynie dodatek, unowocześnienie go nie uważałam za niezbędne.

Nie można pominąć natomiast zmian, jakie zaszły w metodach stosowanych w radiochemii“.

Dlatego autorka uzupełnia polskie wydanie książki bardzo cennym rozdziałem 15, poświęconym tym właśnie nowym metodom. Uwzględniła ona tu przede wszystkim wyodrębnienie naturalnych pierwiastków promieniotwórczych przez ekstrakcję rozpuszczalnikami organicznymi, tak rozpowszechnione obecnie nawet na skalę przemysłową (brytyjski przemysł atomowy). Irena Joliot-Curie omówiła również bardzo skuteczną i w szeregu przypadków obecnie już niezastąpioną metodę rozdziału radiopierwiastków za pomocą chromatografii kolumnowej, a także chromatografię bibułową i elektrochromatografię. Nie ograniczyła się ona tu tylko do uwag ogólnych. Podała natomiast przykłady zastosowań nowych metod do najważniejszych naturalnych pierwiastków promieniotwórczych podkreślając, że obecnie ich rozdzielanie i oczyszczanie przeprowadza się właśnie przede wszystkim tymi nowymi metodami.

Może trochę mało efektownie przedstawia się rozdział 19, traktujący o materiałach i technice chemii pierwiastków promieniotwórczych. Opisane w nim urządzenia i metody nie błyszczą supernowoczesnością współczesnych, wysoce zautomatyzowanych laboratoriów „gorących“. Nie należy jednak zapominać, że do prac z naturalnymi pierwiastkami promieniotwórczymi wystarczą w zupełności metody i wyposażenie opisane przez Irenę Joliot-Curie. Manipulatory, zdalne sterowanie i wyciągi specjalne o podwójnych ścianach konieczne są jedynie do badań sztucznych radiopierwiastków odznaczających się szczególnie silną promieniotwórczością.

Jeśli chodzi o tłumaczenie, to z przyjemnością można stwierdzić, że jest ono nie tylko poprawne, tak pod względem językowym, jak i terminologicznym ale, że książkę czyta się gładko, nie odczuwając że została ona przyswojona z obcego języka. Drobne zastrzeżenia odnosić się mogą do dwóch terminów: zamiast nazwy „żywice“ zaproponowałabym bardziej poprawny termin „masy plastyczne“, a wyraz „silica-gel“ zastąpiłbym wyrażeniem „żel krzemionkowy“.

Należy się cieszyć, że poważna książka tak wybitnego radiochemika, jak Irena Joliot-Curie, została wydana obecnie w języku polskim. Przyczyni się ona niewątpliwie do lepszego poznania samego przedmiotu wykładu przez czytelnika polskiego i do spopularyzowania tej dziedziny wiedzy.

O. Wołczek

### Polska Akademia Nauk

W dniu 19 października 1954 r. odbyło się XX zebranie naukowe Wydziału III Polskiej Akademii Nauk, na którym Prof. S. Szczeniowski wygłosił opracowany wspólnie z prof. H. Niewodniczańskim referat pt. „Dorobek fizyki polskiej w pierwszym dziesięcioleciu Polski Ludowej“. Nad referatem wywiązała się ożywiona dyskusja. W części organizacyjnej posiedzenia zostały przedstawione i przedyskutowane plany naukowe poszczególnych placówek III Wydziału PAN.

Dnia 22 listopada 1954 r. odbyło się XXI posiedzenie naukowe Wydziału III Polskiej Akademii Nauk, na którym prof. S. Turski zreferował dorobek matematyki polskiej w pierwszym dziesięcioleciu Polski Ludowej.

W poniedziałek dnia 13 grudnia 1954 r. odbyło się XXII posiedzenie naukowe Wydziału III Polskiej Akademii Nauk, na którym zostały zreferowane następujące prace z fizyki:

Członek rzeczywisty PAN W. Rubinowicz — „Rozprzestrzenianie się skoków nateżeń pola elektromagnetycznego i dowód jednoznaczności dla zagadnień na wartości początkowe równań Maxwella“.

Członek rzeczywisty PAN W. Rubinowicz — „Twierdzenie o zachowaniu pędu a rozprzestrzenianie się skoków pola elektromagnetycznego“.

H. Rzewuski i L. Sosnowski — „Badanie własności cienkich warstw półprzewodnikowych metodą impulsowego pola elektrycznego“ (praca zgłoszona przez członka korespondenta PAN A. Sołtana).

W. Wardzyński — „Wpływ nadfioletu na pochłanianie w podczzerwieni kryształów KBr i KJ zawierających domieszki anionowe“ (praca zgłoszona przez członka korespondenta A. Sołtana).

P. Ciok, M. Danysz i J. Gierula — „Prawdopodobny przykład mezonowego rozpadu w spoczynku wzbudzonego trytonu“ (praca zgłoszona przez członka korespondenta PAN A. Sołtana).

### Uczczenie pamięci prof. Stefana Pieńkowskiego

W dniu 20 listopada ub. r. odbyło się w Instytucie Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego uroczyste posiedzenie, poświęcone uczczeniu zasług prof. Stefana Pieńkowskiego z racji pierwszej rocznicy jego śmierci.

Posiedzenie urządzone było wspólnie przez Instytut Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego, Instytut Fizyki Polskiej Akademii Nauk i Polskie Towarzystwo Fizyczne.

Na program uroczystości złożyły się przemówienia: prof. S. Szczeniowski — o działalności prof. Pieńkowskiego w okresie przedwojennym, prof. L. Sosnowskiego — o działalności prof. Pieńkowskiego w okresie wojennym i powojennym oraz prof. A. Sołtana — o pracy prof. Pieńkowskiego w Polskim Towarzystwie Fizycznym.

### Nagroda Nobla z fizyki w 1954 r.

Lauretami nagrody Nobla z fizyki zostali w 1954 r. Max Born i Walter Bothe.

Max Born jest znany przede wszystkim dzięki swym pracom w dziedzinie mechaniki kwantowej i teorii kryształów. Pracując wspólnie z Heisenbergiem Born walczył przyczynił się do rozwoju mechaniki kwantowej, interpretując funkcje falowe jako rozkład prawdopodobieństwa położenia cząstek. Do innych jego osiągnięć z tego zakresu należy zaliczyć zastosowanie teorii perturbacji do problemów zderzeń oraz teorię drobin Born'a - Oppenheimera. W dziedzinie teorii kryształów Born opracował, między innymi, zagadnienie drgań sieci i ich związku z siłami międzyatomowymi. Szkoła Born'a w Getyndze była znanym ośrodkiem fizyki teoretycznej. Wyszło z niej wielu uczniów, którzy wnieśli cenny wkład w rozwój fizyki współczesnej. Również spośród późniejszych współpracowników Born'a w Cambridge i Edynburgu można wyliczyć wielu znanych fizyków teoretyków.

Walter Bothe, profesor fizyki w Heidelbergu, ma za sobą szereg wielkich osiągnięć w dziedzinie fizyki doświadczalnej. Do najbardziej znanych należą: wprowadzenie metod koincydencyjnych do liczenia cząstek i praca, w której wspólnie z Geigerem zastosował technikę koincydencji do badania zjawiska Comptona i wykazał, że prawa zachowania są spełnione w każdym indywidualnym akcie rozproszenia fotonu na elektronie. Praca ta miała podstawowe znaczenie dla interpretacji procesów atomowych. Wspólnie z Kohlhörsterem Bothe zastosował metodę koincydencji do badania promieniowania kosmicznego i przyczynił się do stwierdzenia występowania w nim przenikliwych cząstek naładowanych. W toku prac nad reakcjami jądrowymi wykrył niezwykle promieniowanie, emitowane przez beryl, bombardowany cząstkami  $\alpha$ . Promieniowanie to zostało następnie zidentyfikowane jako neutrony. Z innych prac Bothe'go na wzmiankę zasługują badania twardych promieni  $\gamma$

i reakcji fotojądrowych oraz wielokrotnego rozpraszania elektronów i neutronów. W tej dziedzinie wielkie znaczenie oprócz wyników doświadczalnych Bothe'go mają jego rozważania teoretyczne.

### Pięćdziesięciolecie fotonowej teorii promieniowania

Fotonowa teoria promieniowania została podana przez Einsteina w r. 1906. Kwantom energii, wprowadzonym do teorii promieniowania przez Plancka, Einstein przypisał rolę zbliżoną do roli korpuskuł w teorii Newtona. Za pomocą fotonów Einstein zinterpretował zjawisko fotoelektryczne, podając w *Annalen der Physik* (17, 132 (1905)), słynne równanie, ilustrujące zasadę zachowania energii w tym procesie  $h\nu = \frac{1}{2}mv^2 + \Phi$  gdzie  $h\nu$  jest energią pa-

dającego fotonu,  $\frac{1}{2}mv^2$  — energią kinetyczną wyrzuconego elektronu, a  $\Phi$  — pracą wyjścia elektronu z metalu.

W 1921 r. została przyznana Einsteinowi nagroda Nobla „za prace w dziedzinie fizyki teoretycznej, a w szczególności za odkrycie praw zjawiska fotoelektrycznego“.

### Pięćdziesiąt rocznica śmierci Ernesta Abbégo (1840—1905)

Abbé znany przede wszystkim jako autor teorii powstawania obrazów w mikroskopie i konstruktor licznych przyrządów optycznych był synem rzemieślnika tkackiego w Eisenach. Wielkie zdolności, wykazane przez młodego Ernesta w szkole, zwróciły uwagę nauczycieli, którzy dopomogli mu w ukończeniu gimnazjum, a następnie w uzyskaniu wykształcenia uniwersyteckiego. Od 1870 r. Abbé był profesorem fizyki teoretycznej w Jenie, a w latach 1877—1890 pełnił funkcje dyrektora obserwatorium astronomicznego. Abbé brał udział w orga-

nizacji i pracach zakładów optycznych Zeissa oraz był inicjatorem słynnego warsztatu szklarskiego Schotta. Głównym bodźcem tej pracy było wyjaśnienie naukowych podstaw konstrukcji mikroskopu i innych przyrządów optycznych. Po śmierci Zeissa Abbé stał się faktycznym właścicielem jego zakładów, zrzekł się jednak swych praw, przekazując kierownictwo komitetowi złożonemu z przedstawicieli rządu, uniwersytetu i robotników.

### Stulecie urodzin J. Elstera i H. Geitla (1855—1920) (1855—1923)

Juliusz Elster i Hans Geitel byli rówieśnikami. Obaj urodzili się w Brunświku, jednocześnie ukończyli szkoły i jednocześnie zostali nauczycielami w Wolfenbüttel pod Brunświkiem. Mieszkając wspólnie, razem prowadzili badania naukowe wykazując niezwykły talent eksperymentatorski, który niejednokrotnie zastępował im kosztowną aparaturę. Ogłosili około 120 prac naukowych. Zajmowali się przede wszystkim elektrycznością atmosferyczną. Badania w tej dziedzinie zwróciły ich uwagę na zjawisko fotoelektryczne. Odkrywają szereg praw rządzących tym zjawiskiem i konstruują fotometr fotoelektryczny. Poszukując innych przyczyn powstawania ładunku elektrycznego w atmosferze, wykrywają w powietrzu domieszki ciał promieniotwórczych. Równocześnie niemal z Crookesem odkrywają scyntylacje wywoływane przez cząstki  $\alpha$ . Elster i Geitel otrzymali szereg odznaczeń od akademii i towarzystw naukowych. Władze zaproponowały im stanowiska profesorów uniwersytetu i kierownictwo bogato wyposażonego instytutu badawczego. Nie zgodzili się jednak na objęcie tych stanowisk, motywując swą odmowę tym, że atmosfera małego miasteczka bardziej sprzyja ich twórczości naukowej niż gwar wielkomiejski. Elster zmarł w 1920 r. W trzy lata później zmarł Geitel.

### Sto pięćdziesięciolecie urodzin Hamiltona (1805—1865)

Sir William Rowan Hamilton w wieku 22 lat został mianowany profesorem astronomii na uniwersytecie w Dublinie i dyrektorem uniwersyteckiego obserwatorium astronomicznego, z czym związany był tytuł Królewskiego Astronoma Irlandii. Pozostał na tych stanowiskach nawet po wybraniu go członkiem, a następnie prezydentem Irlandzkiej Akademii Nauk i zajmował je do końca życia. Poza problemami optyki geometrycznej Hamilton zajmował się ogólną teorią układów liczb o kilku jednostkach. W latach 1833—35 podał jako szczególny przykład tej teorii teorię liczb zespolonych, a następnie utworzył układ liczb o czterech jednostkach, tzw. kwaternionów, z którego rozwinęła się później analiza wektorów. Zastosowanie przez niego metody wariacyjnej w mechanice stanowiło podstawę do wyprowadzenia równań różniczkowych różnych procesów fizycznych.

Do najważniejszych osiągnięć Hamiltona należą: odkrycie analogii między mechaniką klasyczną i optyką geometryczną, wyprowadzenie równań mechaniki w postaci kanonicznej oraz sformułowanie zasady wariacyjnej, noszącej jego nazwisko. Wprowadzony przez Hamiltona formalizm kanoniczny ma wielkie znaczenie dla mechaniki kwantowej i kwantowej teorii pola.

### Pięćdziesiąta rocznica śmierci A. S. Popowa (1859—1905)

Aleksander Stiepanowicz Popow stworzył podstawy dzisiejszej radiotechniki. Był wynalazcą „telegrafu bez drutu“ wyprzedzając o rok Marconiego. Jednak nieprzychylnne ustosunkowanie władz carskich do nowego wynalazku i niedostarczenie Popowowi dostatecznych środków finansowych do dalszych badań pozwoliło Marco-

niemu bardzo szybko wyprzedzić Popowa pod względem jakości i zasięgu transmisji.

Popow urodził się w osiedlu Turin-skiej na Uralu, w pobliżu fabryki Bogosłowskiej. Pod wpływem rodziców wstąpił do seminarium duchownego. Wkrótce jednak rzucił seminarium i w 1877 r. zapisał się na wydział fizyczno-matematyczny uniwersytetu w Petersburgu. Cały czas wolny od obowiązkowych zajęć poświęcał pracy eksperymentalnej w dziedzinie fizyki. Po ukończeniu studiów Popow pozostał na uniwersytecie pracując jednocześnie w spółdzielni „Elektrotechnik“ nad pierwszymi urządzeniami oświetlenia elektrycznego. W 1883 r. Popow został asystentem, a następnie wykładowcą w wyższej szkole oficerskiej w Kronsztadzie, gdzie przebywał do r. 1900, do czasu mianowania go profesorem Instytutu Elektrotechnicznego w Petersburgu.

Już w 1891 r. Popow wypowiedział myśl o możliwości zastosowania fal Hertza do przesyłania sygnałów bez drutu. Do detekcji fal elektromagnetycznych zastosował koherer ze specjalnym urządzeniem do przerywania przepływu prądu i 7 maja 1895 r. podczas wykładu „O zachowaniu się prązków metalicznych pod wpływem drgań elektrycznych“, wygłoszonego na posiedzeniu wydziału fizycznego Rosyjskiego Towarzystwa Fizyczno-Chemicznego w Petersburgu, zademonstrował pierwszy odbiornik radiowy. Pomimo braku finansowego poparcia ze strony władz Popow ze swym pomocnikiem Rybkinem usilnie pracowali nad zwiększeniem mocy stacji nadawczej i czułości odbiornika. Po raz pierwszy wynalazek Popowa znalazł zastosowanie zimą 1899—1900 r. przy pracach nad ściąganiem ze skał okrętu „Generał-Admirał Apraksin“, który uległ katastrofie w odległości 43 km od najbliższego, zamieszkałego punktu. Carska admiralicja zrozumiała ponieważ znaczenie wynalazku Popowa i zleciła mu kierownictwo prac nad za-

instalowaniem telegrafu bez drutu na okrętach rosyjskiej floty.

W 1902 r. Popow pracował doświadczalnie nad promieniowaniem radu i należeniem pola elektrycznego atmosfery, a w następnych latach prowadził badania nad wygasaniem drgań i nad pomiarami częstości drgań elektrycznych. W 1905 r. został wybrany rektorem Instytutu Elektrotechnicznego. Po rewolucji 1905 r., w okresie prześladowań ze strony reakcji, położenie rektora Instytutu stało się wyjątkowo trudne. Po jednej z rozmów z ministrem oświaty, który groził Instytutowi nowymi represjami, Popow dostał wylewu krwi w mózgu i zmarł 31 grudnia 1905 roku.

#### Uroczysty obchód sześćdziesiątej rocznicy urodzin prof. Meghnada Saha

W Kalkucie odbył się w ubiegłym roku uroczysty obchód 60-ciolecia urodzin prof. Meghnada Saha, zorganizowany przez specjalny komitet Hinduskiego Stowarzyszenia Kulturywania Nauki pod przewodnictwem prof. D. S. Kothari.

Sławę w dziedzinie fizyki i astrofizyki prof. Meghnada Saha zdobył dzięki swym pionierskim pracom nad jonizacją termiczną i selektywnym ciśnieniem promieniowania. Dzięki tym pracom został wybrany członkiem Royal Society. Dobrek naukowy prof. Saha jest bardzo bogaty. Po wykonaniu licznych prac ze spektroskopii i z fizyki jądrowej zajął się zagadnieniem korony słonecznej. Następnie pracował nad rozchodzeniem się fal elektromagnetycznych w jonosferze, a obecnie, w związku z rozwojem radioastronomii, zajmuje się procesem powstawania fal radiowych, wysyłanych przez słońce i gwiazdy. Meghnada Saha jest profesorem fizyki w Allahabad i w Kalkucie i dyrektorem honorowym Instytutu Fizyki Jądrowej. Oprócz tego prof. Saha jest inicjatorem i przewodniczącym szeregu stowarzyszeń nauko-

wych w Indiach, między innymi jest prezydentem Hinduskiej Narodowej Akademii Nauk, a w 1951 r. został członkiem Parlamentu.

### Konferencja na temat spektroskopii atomowej w Lund

Komisja Spektroskopii Międzynarodowej Unii Fizyki Czystej i Stosowanej zorganizowała w Lund, miejscu działalności Roberta Rydberga, konferencję poświęconą spektroskopii widm atomowych. Konferencja trwała cztery dni, od 1 do 5 lipca 1954 r. Wzięli w niej udział przedstawiciele 11 państw. Na ośmiu sesjach konferencji referowane były prace ze wszystkich niemal dziedzin spektroskopii atomowej. Omówione zostały: serie w widmach liniowych, spektroskopowe potencjały jonizacyjne, opis i analiza widm złożonych, nadształtna budowa linii widmowych i momenty jądrowe. przesunięcia izotopowe, teoria widm atomowych, interferometri i siatki dyfrakcyjne, specjalne spektroskopowe źródła światła, natężenia linii widmowych i prawdopodobieństwa przejść, zjawisko Starka oraz wybrane zagadnienia ze spektroskopii astrofizycznej. Przedyskutowano również wzorcowe długości fal i zaproponowano zmianę definicji metra przez wyrażenie jego długości w długościach fal światła w próżni.

### Symposium poświęcony oznaczaniu wieku metodą węgla 14

W dniach od 1 do 4 września 1954 r. w Kopenhadze odbył się zorganizowany przez duńską fundację Rask-Ørsted symposium poświęcony oznaczaniu wieku szczątków organicznych metodą promieniotwórczego  $^{14}\text{C}$ . Przede wszystkim zostały omówione zagadnienia techniczne, związane z detekcją promieniotwórczości  $\beta$   $^{14}\text{C}$ . Przedyskutowano użyteczność i zakres stosowalności różnych metod, a więc metody liczników Geigera-Müllera, wyłożonych węglem i zawierających węgiel w postaci gazo-

wej oraz metodę liczników scyntylacyjnych. Jeden dzień konferencji poświęcono szczegółowemu omówieniu źródeł błędów i metod doświadczalnych, jakie powinny być stosowane, aby tych błędów uniknąć. Przedyskutowano również projekty badań europejskich laboratoriów pracujących nad wyznaczaniem wieku metodą węgla 14. Głównymi ośrodkami tych badań w Europie są: Cambridge, Göteborg, Groningen, Harwell, Heidelberg, Kopenhaga, Rzym, Stockholm i Trondheim.

### Międzynarodowa Konferencja poświęconą akustyce i strukturze cieczy

W czerwcu 1954 r. odbyła się w Laboratorium Ultraakustycznym Uniwersytetu Brown międzynarodowa konferencja na temat akustyki i struktury cieczy. W konferencji wzięło udział 35 naukowców ze Stanów Zjednoczonych, Anglii, Belgii, Indii, Niemiec i Włoch. Poszczególne sesje były poświęcone falom ścisłości i ścięcia w cieczach, jądrom gazowych kawitacji, wpływowi reakcji chemicznych na absorpcję fal akustycznych w cieczach oraz teorii cieczy z punktu widzenia badań akustycznych.

### Konferencja na temat fizyki jonosfery

Angielskie Towarzystwo Fizyczne zorganizowało we wrześniu 1954 r. w Cambridge konferencję poświęconą fizyce jonosfery. W konferencji wzięli udział liczni delegaci z innych krajów. Przedyskutowano zagadnienia najniższych warstw jonosfery, jej nieregularności i ruchów poziomych oraz warstwy F-2. Były również referowane prace dotyczące metod matematycznych ujmowania procesów rozchodzenia się fal elektromagnetycznych w jonosferze.

### Generator fal milimetrycznych

Hans Motz z Laboratorium Mikrofal Uniwersytetu Stanford skonstruował



generator wytwarzający fale elektromagnetyczną w obszarze częstości, leżącym między mikrofalami a promieniowaniem podczerwonym. Próby zbudowania takiego generatora były podejmowane od dłuższego czasu przez różnych badaczy, gdyż taki generator może znaleźć szerokie zastosowanie w wielu zagadnieniach fizyki atomowej i jądrowej. Przyrząd skonstruowany przez *M o t z a* składa się z akceleratora liniowego, „undulatora“ i „spektrometru schodkowego“. Akcelerator liniowy, o długości ok. 1 m, wytwarza wiązkę elektronów o energii 2 MeV, która jest skierowana do undulatora za pomocą srebrnego falowodu. W undulatorze 8 oddzielnych pól magnetycznych działa na elektrony i wywołuje ich oscylacje. Powstające w undulatorze fale przechodzą następnie do spektrometru schodkowego, który składa się z 60 centymetrowego, parabolicznego lustra i umieszczonej naprzeciwko niego, odpowiednio wyżłobionej płyty aluminiowej. Spektrometr ma za zadanie usunąć niepożądane częstości. Generator *M o t z a* wytwarza drgania o częstości  $2 \cdot 10^6$  MHz. co odpowiada długości fali 0,15 mm.

### 15 000 000 zdjęć na sekundę

W laboratorium badawczym w Los Alamos został skonstruowany aparat filmowy, za pomocą którego można wykonywać zdjęcia w zawrotnym tempie 15 milionów obrazów na sekundę. Trójścienne lustro stalowe obracające się z częstością 23 000 obrotów na sek, zamiata wiązką odbitego światła po rzędzie soczewek skierowujących oddzielne obrazy na taśmę wysoko-czułego 35 mm filmu. Naświetlenie całego filmu (wykonanie 96 zdjęć) trwa około 1/150 000 sek. Wiąże się z tym techniczna trudność przerwania po upływie tak krótkiego czasu wiązki światła, aby uniknąć wielokrotnego naświetlenia filmu. Konstruktorzy aparatu zastosowali detonator elektryczny, który nagle rozsada blok szklany, wstawiony w drogę wiązki

światła. Rozsadzony blok jest dostatecznie nieprzezroczysty by nie dopuścić światła, zanim nie zdąży zadziałać specjalne, mechaniczne urządzenie przesłaniające.

### Akcelerator liniowy w służbie medycyny

Największy akcelerator liniowy do celów medycznych został zainstalowany w szpitalu St. Bartholomew's w Londynie pod kierunkiem prof. *J. Rotblata*. Akcelerator dostarcza elektronów o energii 15 MeV, które wytwarzają bardzo przenikliwe promienie X.

### Nowe władze Europejskiej Organizacji Badań Jądrowych

Na pierwszej sesji Europejskiej Organizacji Badań Jądrowych, która odbyła się w Genewie 7 października 1954 r., przewodniczącym Rady Organizacji został wybrany *Sir Ben Lockspeiser*. Zastępcą dyrektora generalnego mianowano prof. *E. Amaldiego*, dyrektorem prof. *F. Blocha*, a dyrektorem działu synchrociklotronu prof. *C. J. Bakker*a.

### Journal of Nuclear Energy

W październiku 1954 r. ukazał się pierwszy numer kwartalnika *Journal of Nuclear Energy* wydawanego przez *J. V. Dunworth*a, *J. Guéron*a i *G. Randers*a. W nowym czasopiśmie będą publikowane prace dotyczące naukowych, technicznych, biologicznych i ekonomicznych aspektów energetyki jądrowej. Prace zawarte w pierwszym numerze kwartalnika pochodzą z *Harwell*, *Kjeller* i *Saclay*.

### Wręczenie Stalinowskiej Nagrody Pokoju prof. J. D. Bernalowi

23 września 1954 r. odbyła się na Kremlu uroczystość wręczenia prof. *I. D. Bernalowi* Międzynarodowej Nagro-

dy Stalinowskiej za Utrwalanie Pokoju. Prof. I. D. Bernal otrzymał złoty medal i dyplom z rąk akademika D. W. Skobielcyna, przewodniczącego komitetu rozdzielania nagród, a następnie został przyjęty przez pierwszego sekretarza Komunistycznej Partii Związku Radzieckiego N. S. Chruszczowa, który przeprowadził z nim długą rozmowę.

#### Enrico Fermi (1901—1954)

18 listopada zmarł w Chicago na raka Enrico Fermi, jeden z największych współczesnych fizyków. Fermi miał wyjątkowy dar łączenia w sobie zalet genialnego teoretyka i wielkiego eksperymentatora. Wszechstronna działalność naukowa związała jego nazwisko ze wszystkimi niemal działami dzisiejszej fizyki. W jednym z następnych numerów *Postępów Fizyki* zostanie poświęcony Fermiemu osobny artykuł.

#### P. I. Łukirski (1894—1954)

W dniu 16 listopada 1954 r. zmarł w Leningradzie znany fizyk radziecki, członek Akademii Nauk ZSRR, Piotr Iwanowicz Łukirski.

Łukirski od 1918 r. pracował w jednym z najstarszych radzieckich instytu-

tów naukowych — w Instytucie Fizyko-Technicznym w Leningradzie, a następnie od 1943 r. w Instytucie Radowym, będąc jednocześnie profesorem Instytutu Politechnicznego. W r. 1933 został wybrany na członka korespondenta Akademii Nauk ZSRR, a w r. 1946 na członka rzeczywistego.

W pierwszym okresie działalności naukowej Łukirski pracował w dziedzinie promieni X oraz w dziedzinie elektroniki. Opracowaną przez siebie metodą kondensatora kulistego przeprowadził doświadczenia, których celem było sprawdzenie równania Einsteina ( $E=h\nu$ ). Tą samą metodą kondensatora kulistego posłużył się do wyznaczenia poziomów energetycznych szeregu lekkich pierwiastków. Badał również stan polaryzacji promieni X rozproszonych w zjawisku Comptona. Publikował również prace z elektroniki. W r. 1929 wydał monografię na temat teorii elektronowej. W późniejszym okresie zajmował się fizyką jądra atomowego i promieniowaniem kosmicznym. Zbadał temperaturową zależność hamowania neutronów w zderzeniach oraz zjawisko nieelastycznego rozpraszania neutronów. Szereg prac poświęcił zagadnieniom oddziaływania mezonów z różnymi substancjami.

#### Zgon Einsteina

*ALBERT EINSTEIN zmarł w Princeton N. J. dnia 18 kwietnia 1955 r. Pamięci genialnego uczonego, który więcej niż ktokolwiek ze współczesnych przyczynił się do wielkiego przewrotu w fizyce w bieżącym stuleciu, poświęcimy obszerniejsze wspomnienie w jednym z najbliższych numerów.*

# POLSKIE TOWARZYSTWO FIZYCZNE

## Z A R Z Ą D

Przewodniczący  
Prof. dr LEOPOLD INFELD, czł. rzecz. PAN

Wiceprzewodniczący  
Prof. dr ANDRZEJ SOŁTAN, czł. koresp. PAN

Sekretarz  
Kand. JANUSZ DĄBROWSKI

Skarbnik  
Prof. dr JERZY PNIEWSKI

Członek Zarządu  
Prof. dr LEONARD SOSNOWSKI

## PRZEWODNICZĄCY ODDZIAŁÓW TOWARZYSTWA

*Gdańsk* — Prof. dr IGNACY ADAMCZEWSKI  
*Gliwice* — Prof. dr KAZIMIERZ GOSTKOWSKI  
*Kraków* — Prof. dr LEOPOLD JURKIEWICZ  
*Lublin* — Prof. dr STANISŁAW ZIEMECKI  
*Łódź* — Prof. dr FELIKS J. WIŚNIEWSKI  
*Poznań* — Prof. dr ARKADIUSZ PIEKARA  
*Toruń* — Prof. dr WANDA HANUSOWA  
*Warszawa* — Prof. kand. ZDZISŁAW WILHELMI  
*Wrocław* — Prof. dr BOLESŁAW MAKIEJ

## SPIS TREŚCI

L. Infeld — O równaniach ruchu . . . . .	167
P. Ciołk — Cząstka $\Lambda^0$ -hyperon neutralny . . . . .	176
J. Rayski — O ciężkich mezonach i hyperonach . . . . .	193
J. Bogdanowicz, A. Cisek — Związki międzymetaliczne — nowe materiały tranzystorowe . . . . .	209
J. Massalski — Niektóre zagadnienia elektroniki związane z detekcją cząstek w fizyce jądra atomowego . . . . .	235

## ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI

Defekty w ciałach krystalicznych (L. Sosnowski) . . . . .	258
---	-----

## RECENZJE

I. Joliot-Curie — Naturalne pierwiastki promieniotwórcze (O. Wołczek) . . . . .	260
---	-----

KRONIKA . . . . .	262
-------------------	-----

---

Zawiadamy naszych Czytelników,  
 że w r. 1955 POSTĘPY FIZYKI ukazywać  
 się będą jako dwumiesięcznik.

---