

POSTĘPY FIZYKI

DWUMIESIĘCZNIK NAUKOWY POŚWIĘCONY
UPOWSZECHNIANIU WIEDZY FIZYCZNEJ



P O L S K I E T O W A R Z Y S T W O F I Z Y C Z N E

TOM II – ZESZYT 1–3 – STR. 1–192

STYCZEŃ – CZERWIEC 1951 R.

WYDANOCZ ZASIŁKU DEPARTAMENTU NAUKI MINISTERSTWA SZKÓŁ WYŻSZYCH I NAUKI

ZAKŁAD KSIĘDZKI
Uniwersytecki
w Lublinie

Mn 557

KOMITET REDAKCYJNY

Redaktor

Szczepan SZCZENIOWSKI, Poznań

Członkowie

Władysław KAPUŚCIŃSKI, Warszawa

Stefan PIENKOWSKI, Warszawa

Wojciech RUBINOWICZ, Warszawa

Ś. P. PROF. DR MARIAN GROTOWSKI

Dnia 28 stycznia b. r. fizyka polska, wraz z nią polski świat naukowy i szkolnictwo wyższe poniosły ogromną stratę — odszedł śp. dr Marian Grotowski, profesor zwyczajny Uniwersytetu Łódzkiego, rzetelny naukowiec, prawy człowiek, zasłużony i oddany całkowicie swojej pracy pedagog.

Śp. Prof. Dr Marian Grotowski urodził się 8 września 1882 roku w Rawie Mazowieckiej. Po ukończeniu III gimnazjum klasycznego w Warszawie w roku 1901 wstąpił na wydział matematyczno-fizyczny Uniwersytetu Warszawskiego, skąd w 1904 roku, w czasie strajku politycznego został wydalony z IV kursu. Kontynuował swe studia w Szwajcarii, we Fryburgu. Pracował tam nad zjawiskiem fotoelektrycznym i fosforescencją. W 1909 roku uzyskał tytuł doktora nauk ścisłych w Uniwersytecie Fryburskim. Tytuł pracy doktorskiej brzmiał: "L'effet photoélectrique et la phosphorescence".

Po powrocie do kraju wszedł od razu w wir pracy naukowej, pedagogicznej i społecznej. Od 1910 roku brał żywy udział w pracy organizacyjnej i pedagogicznej Towarzystwa Kursów Naukowych, jedynej podówczas w Warszawie polskiej Uczelni Wyższej. Z tego czasu datuje się opracowanie "Rozwoju nauki o ciepłe" (w zbiorowej pracy p. t. „Z dziejów rozwoju fizyki”, pierwsze wydanie w 1913 r., drugie wydanie poprawione i powiększone w 1932 r.).

W latach 1916-1922 był zastępcą profesora fizyki na Wydziale Mechanicznym i Elektrotechnicznym Politechniki Warszawskiej. W tym okresie powstała praca: „O wpływie grubości strugi barwnej na powstanie ruchu burzliwego”, drukowana w „Sprawozdaniach T-wa Politechnicznego Nr 1”.

Gdy Towarzystwo Kursów Naukowych przekształciło się w 1922 roku w Wolną Wszechnicę Polską, Prof. Grotowski został powołany na profesora fizyki i na tym stanowisku pozostał do 1945 roku, pracując na terenie Warszawy oraz w Oddziale Łódzkim przez cały dziesięcioletni okres istnienia tego Oddziału.

W tymże okresie przedwojennym przeprowadzał badania nad zjawiskami, zachodzącymi przy elektrycznym osadzaniu dymów. Było to kontynuowanie i szerokie rozwinięcie prac Lodge'a,

V. Kohlschütter i J. L. Tüschera. Praca ta nie została ogłoszona drukiem. W czasie działań wojennych uległa zniszczeniu, zachowały się jedynie fragmenty notatek. W pierwszym stadium pracy autor zanalizował postacie osadu dymów. Badane były typowe postacie osadu, występujące w różnych polach elektrostatycznych i we właściwym rozbrojeniu koronowym. Następnie zbadał kłaczkowanie się dymów w silnych niejednorodnych polach elektrostatycznych i tworzenie długich, trwałych nitok, układających się wzdłuż linii sił, zjawisko obserwowane wówczas po raz pierwszy, którego nie można było wytłumaczyć charakterystycznym procesem strącania elektrycznego. W dalszym ciągu zbadał tworzenie się warstwy dymowej w kilku specjalnych filtrach elektrycznych; skręcanie dymu przez filtr elektryczny przypisywał w pewnych warunkach jonizacji dymu przez wpływy elektryczne, w innych tworzeniu się zespołów dipoli elektrycznych, analogicznych do elementarnych magnesów.

Następnie opracował szczegółowo kilka typów cylindrycznych filtrów elektrycznych o jednym ostrzu środkowym, przeprowadził żmudne i wyczerpujące pomiary kłaczkowania i osadzania się różnych dymów w zależności od rozmiarów geometrycznych i napięć elektrycznych oraz ustalił sposób dokładnego obliczania zachodzących zjawisk. Dyskusja wyników wykazała zgodność doświadczenia z obliczeniami teoretycznymi.

Prof. Grotowski zamierzał kontynuować tę pracę w znacznie szerszym zakresie po wojnie, przygotowując do tego materiały i aparaturę. Niestety nie zdążył zrealizować tego zamiaru.

Jako pracownika naukowego cechowała profesora Grotowskiego niezwykła wszechstronność zainteresowań oraz wysoka ogólna kultura umysłowa. Był nie tylko przyrodnikiem, ale i humanistą w pełnym tego słowa znaczeniu, rozmiłowanym szczególnie w historii, zwłaszcza w historii nauki. Był bezprzecznie jednym z najwybitniejszych w kraju znawców historii fizyki i wielkim erudyta w całej klasycznej jej literaturze.

Dzięki swojej głębokiej wiedzy i krytycznemu umysłowi miał zdecydowany i wyraźny stosunek do roli i zadań fizyka: „Zadaniem fizyka, badającego poszczególne zjawiska fizyczne, stanowiące ułamki rzeczywistości, z których, jak z kawałków mozaiki ma powstać kiedyś obraz całości wszechświata, jest zbadać dane zjawisko do gruntu, wyznaczyć dokładnie aż do ostatecznych granic możliwości warunki, w jakich ono powstaje i zmiany, ja-

kim wraz ze zmianami warunków podlega. W tym badaniu nie może on ani na chwilę tracić z oczu związku, jaki istnieje lub może istnieć między danym zjawiskiem, a innymi zjawiskami fizycznymi. Praca ta jest na ogół uciążliwa i powolna. Im ogólniejsze jest badane zagadnienie, tym ostrożniejsze, tym bardziej uzasadnione i poparte materiałem dowodowym musi być stawianie wniosków. Można by zaryzykować powiedzenie, że istotna wielkość badacza ujawnia się m. in. w tej ostrożności, w głębokim poczuciu odpowiedzialności za każde postawione twierdzenie. Historia fizyki dostarcza wielu tego przykładów”.

Rozmiłowany był głęboko w swoim zawodzie, nieustannie dawał tego dowody, w jednym ze swych artykułów stwierdza: „Niesłychany jest urok fizyki. Kto raz go doznał, ten nigdy spod jego wpływu się nie uwolni”.

W 1932 roku wydał dużą monografię o Newtonie w 3 częściach, ulubioną swoją publikację. W tych też latach napisał wiele źródłowych monografii, publikowanych w „Przeglądzie Matematyczno-Fizycznym” i w „Wiedzy i Życiu” m. in. „O pojęciu ewolucji w fizyce”, „Elementarny nabój elektryczności”, „Zasada przyczynowości we współczesnych teoriach fizycznych”, „Teorie fizyki współczesnej”. Stałym Jego zajęciem przez wiele lat było pisanie sprawozdań z zagranicznych czasopism fizycznych.

Prof. Grotowski był również utalentowanym tłumaczem zagranicznych prac naukowych. Z większych przekładów wymienić należy dwa podręczniki: Marchis'a „Termodynamikę” i Joubert'a „Elektryczność i magnetyzm”. Przekłady te odznaczają się przejrzystością stylu i doskonałą polszczyzną.

W kwietniu 1945 roku został mianowany profesorem zwyczajnym fizyki eksperymentalnej na Uniwersytecie Łódzkim i zajmował to stanowisko do końca życia. Prof. Grotowski brał czynny udział w organizowaniu Uniwersytetu Łódzkiego, był członkiem tzw. Komisji Kierującej. W okresie dwuletnim, najcięższym w dziejach Uniwersytetu, pełnił obowiązki Prorektora, był stale członkiem Senatu. Na tym terenie zajmował się gorliwie sprawami nauki, uczelni, kolegów profesorów oraz młodzieży studiującej.

Wiele trudu włożył w stworzenie i zorganizowanie Zakładu Fizyki Eksperymentalnej, który powstawał w zupełnej pustce. Profesor potrafił w krótkim okresie skupić dookoła swej katedry zespół starszych i zwłaszcza młodszych pracowników naukowych,

zespół zwarty we wzajemnym ścisłym współdziałaniu, oddany pracy. Zapoczątkował na terenie swej pracy zawodowej systematyczne i racjonalne kształcenie kadr naukowych. Młodzież, której Profesor był istotnym przyjacielem, oceniała należycie swego nauczyciela, darząc Go wysokim zaufaniem i przywiązaniem.

Prof. Grotowski był organizatorem i członkiem szeregu towarzystw naukowych i oświatowych. Jeszcze w czasach carskich był członkiem Zarządu Towarzystwa Kultury Polskiej w Warszawie. W Polsce Ludowej był m. in. członkiem Towarzystwa Naukowego, Łódzkiego Oddziału Polskiego Towarzystwa Fizycznego, Towarzystwa Przyrodniczego im. Kopernika.

Największe Jego dzieło, rezultat wieloletniej pracy stanowią trzytomowe „Wykłady Fizyki“.

I tom „Mechanika i Ciepło“ ukazał się w 1937 roku i został wznowiony po wojnie w dwu następnych wydaniach.

II tom — „Drgania Ciał Sprężystych — Elektryczność i Magnetyzm“ jest obecnie w druku.

III tom — „Optyka“ jest przygotowany do druku.

„Wykłady Fizyki“ są obszernym i poważnie opracowanym podręcznikiem fizyki eksperymentalnej na użytek studiów z zakresu kierunku fizycznego. Obecnie, gdy brak jest podręczników na takim poziomie, praca Prof. Grotowskiego może spełnić pierwszorzędną rolę w kształceniu młodych kadr fizyków.

Prof. Grotowski był na niepospolitą miarę człowiekiem. Głęboko uczciwy, bezinteresowny, nie znał w życiu swym oportunizmu, kompromisu. W Polsce przedwojennej, na terenie Wolnej Wszechnicy miał odwagę cywilną niejednokrotnie przeciwstawić reakcyjnym żywiołom w senacie swe poglądy demokratyczne, bronić postępowych radykalnych kolegów, komunistyczną młodzież przed represjami i występować przeciw dyskryminacji wyznaniowej i rasowej.

W stosunkach koleżeńskich i studenckich wytwarzał dookoła siebie atmosferę na wysokim poziomie naukowym, kulturalnym i etycznym. W każdym środowisku aktywny, nigdy bierny, zawsze dla otoczenia życzliwy, wyrozumiały, ale w pewnych momentach nieustępliwy i surowy.

Charakterystyczny jest jego stosunek do obowiązków profesora uniwersytetu. W artykule swoim „Upowszechnienie Oświaty“ pisze: „Poza pracą badawczą, na każdym profesorze ciąży obowiązek wykładania, od którego nie może on nigdy się uchylić.

Ten obowiązek zmusza go nawet wtedy, gdy ścisła jego specjalność polega na badaniu drobnego wycinka dziedziny, w której badawczo pracuje, do opracowywania dla swych wykładów ujęć bardziej syntetycznych, do wiązania wyników swych najbardziej osobistych poszukiwań z całością dziedziny, której poświęcona jest katedra, jaką zajmuje“.

Szanowano powszechnie poglądy Profesora, jego zdanie w każdej sprawie, zasięgano Jego rady, darzono Go zaufaniem, wierzone w Jego umiejętność odróżniania dobra od zła.

Odszedł od nas Człowiek, którego życie płonęło równym, jasnym płomieniem. Wszyscy, którzy znali Profesora Mariana Grotowskiego, odczuwają głęboki żal, że ten płomień zagasł zbyt wcześnie, bo wiele jeszcze mógł dać naszemu życiu ciepła i światła.

Łódź, marzec 1951

*mgr Aleksander Zawadzki
Zakład Fizyki
Uniwersytetu Łódzkiego*

IGNACY ADAMCZEWSKI

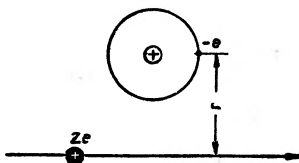
METODA KLISZ FOTOGRAFICZNYCH W BADANIACH FIZYKI JĄDROWEJ I FIZYKI PROMIENI KOSMICZNYCH

(dokończenie)

§ 11. Obliczanie gęstości ziarn na śladach cząstek jonizujących w emulsji

Jednym z bardzo ważnych tematów badania śladów cząstek jonizujących na kliszach fotograficznych jest określanie ilości punktów zaczernionych na jednostce długości śladu, tzw. gęstości liniowej ziarn.

Zagadnienie to jest o tyle ważne, że pozwala na ustalenie rodzaju cząstek i rozróżnienie cząstek jednych od drugich np. cząstek alfa od protonów, protonów od mezonów itd.



Rys. 15. Schemat procesu wyrzucania elektronu z cząsteczki soli srebrowej przez cząstkę jonizującą o ładunku (ze)

Przy rozpatrywaniu tego zagadnienia musimy wziąć pod uwagę to, że liczba wytworzonych przez cząstkę jonizującą zaczernionych ziarn zależy od liczby wytworzonych przez nią jonów, tzn. od liczby oderwanych przez nią elektronów od cząsteczek obojętnych soli srebrowych w procesach jonizacji.

Procesy jonizacji są uzależnione od sił elektrostatycznych, jakie wywiera cząstka naelektryzowana na elektrony substancji ją otaczającej w czasie swej drogi, przy tym dużą rolę odgrywa tu również czas działania z uwagi na bardzo dużą prędkość tych cząstek.

Przypuśćmy mianowicie, że cząstka o ładunku elektrycznym ze i prędkości v przelatuje w odległości r od jakiegoś elektronu cząsteczki obojętnej (p. rys. 15).

Siłę jej oddziaływania F , czas oddziaływania t i popęd Ft obliczamy ze wzorów:

$$F = \frac{ze^2}{\varepsilon \cdot r^2}, \quad t = \frac{r}{v}, \quad F \cdot t = \frac{ze^2}{\varepsilon \cdot r \cdot v}, \quad (12)$$

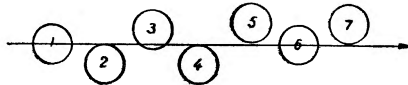
gdzie ε oznacza stałą dielektryczną ośrodka.

Porównajmy dla przykładu oddziaływanie cząstki alfa i protonu o tej samej wartości prędkości, a więc i tym samym zasięgu, ponieważ zgodnie ze wzorem (1) straty energii będą dla obydwu takich cząstek jednakowe w pierwszym przybliżeniu (cząstka alfa posiada dwa razy większy ładunek elektryczny i cztery razy większą masę, co wobec tego nie zmienia wartości wyrażenia $(ze)^2 : mv^2$).

Na podstawie równania (12) otrzymamy:

$$\frac{2e^2}{\varepsilon \cdot r_{\alpha} \cdot v} = \frac{e^2}{\varepsilon \cdot r_H \cdot v} \quad \text{skąd: } \left(\frac{r_{\alpha}}{r_H}\right)^2 = 4. \quad (13)$$

Widzimy stąd, że promień oddziaływania cząstki alfa jest 2 razy większy, a ponieważ oddziaływanie zachodzi w polu o przekroju walca o tym promieniu, przeto cząstka alfa daje w sumie 4 razy więcej zaczernionych ziarn niż proton.



Rys. 16. Schemat ilustrujący różnicę w działaniu różnych cząstek jonizujących. Cząstka alfa zaczernia wszystkie ziarna 1, 2, 3, 4, 5, 6, 7. — Deuteron zaczernia tylko ziarna 1, 3, 6. — Proton zaczernia tylko ziarna 1, 6.

Ze wzoru (12) wynika ponadto, że dla cząstek o jednakowym ładunku elektrycznym promienie oddziaływania na elektrony będą odwrotnie proporcjonalne do ich prędkości przy tej samej wartości zasięgu.

Np. dla protonu i deuteronu o tym samym zasięgu wiemy, że prędkości mają się do siebie jak 1 : 1,25. Stąd wniosek, że promień oddziaływania deuteronu będzie 1,25 razy większy, a liczba wytworzonych par jonów będzie $(1,25)^2 = 1,56$ razy większa od tej samej liczby jonów wytworzonych przez proton o tym samym zasięgu, podobnie tyle razy większa będzie liczba zaczernionych ziarn.

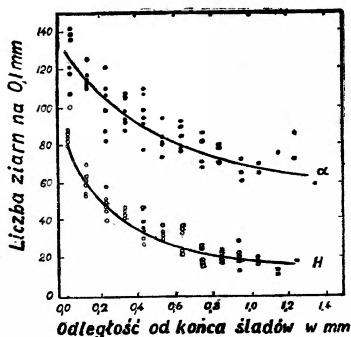
Na tej podstawie można wytłumaczyć różne grubości śladów wywołanych przez różne cząstki w emulsji fotograficznej.

Przypuśćmy, że cząstka przebiega tak jak to pokazano schematycznie na rys. 16, wtedy w zależności od jej ładunku i prędkości

liczba zaczernionych ziarn będzie różna, np. cząstka alfa zaczerni wszystkie ziarna 1, 2, 3, 4, 5, 6, 7, deuteron zaczerni tylko ziarna 1, 3, 6, a proton zaczerni tylko ziarna 1, 6.

Badanie gęstości ziarn na śladach było tematem bardzo wielu prac (54, 55, 10). Doświadczalnie postępuje się wtedy w ten sposób, że bada się pojedyncze ślady pod bardzo dużym powiększeniem w mikroskopie i liczy ziarna poczynając od końca zasięgu. Jak wiemy, na końcu zasięgu gęstość ziarn jest największa, a później maleje do pewnej stałej wartości.

Przykład takich pomiarów doświadczalnych pokazany jest na rys. 17 według (10) dla cząstek alfa i protonów.



Rys. 17. Zależność liczby ziarn przypadającej na dziesiątą część milimetra od odległości od końca śladu (10)

Jak widzimy z rysunku, liczba ziarn dla cząstek alfa wynosi na początku średnio około 120 na 0,1 mm a później spada do około 60, liczba ziarn dla protonów wynosi na tym samym dystansie początkowo około 86 a później maleje do 20.

Teoretycznie zgadnienie to było ujmowane na innej drodze (55) przez obliczenie liczby cząsteczek soli srebrowych, jakie cząsteczka jonizująca może spotkać na swojej drodze w emulsji.

Przypuśćmy mianowicie, że koncentracja cząstek bromku srebra w emulsji wynosi C , a średnica ziarna l , wtedy cząstka jonizująca napotka na swojej drodze liczbę ziarn n , którą można obliczyć w prosty sposób znając gęstość bromku srebra d , a mianowicie:

masa jednego ziarna wynosi średnio $\frac{4\pi l^3 \cdot d}{3 \cdot 8}$; liczba ziarn w 1 cm^3

wyniesie wobec tego: $\frac{C \cdot 6}{\pi l^3 d}$, a liczba ziarn na drodze cząstki, tzn.

liczba ziarn zawartych w objętości walca o średnicy l i długości λ , wyniesie

$$n = \frac{3 \cdot C \cdot \lambda}{2 \cdot l \cdot d}. \quad (14)$$

Jeżeli podstawimy $\lambda=1$, a $d=6,47$, to otrzymamy na maksymalną gęstość ziarn:

$$n = 0,23 \frac{C}{l} \text{ ziarn na } 1 \text{ cm}. \quad (15)$$

Przeciętną odległość ziarn znajdujemy biorąc odwrotność n :

$$\Delta = \frac{1}{n} = \frac{l}{0,23 \cdot C}. \quad (16)$$

Przyjmując dla niektórych klisz wartości $C=3,09 \text{ g/cm}^3$ i $l=0,3 \mu$ otrzymuje się na $\Delta=0,435 \mu$.

Badania tego typu przeprowadzili na dużą skalę uczeni radzieccy Żdanow, Demers (56), a ostatnio Alichanian i jego współpracownicy (1), określając dzięki temu bardzo precyzyjnie masy różnych cząstek zaobserwowanych przez nich na kliszach i znajdując jeszcze raz tę samą grupę waritronów, którą poprzednio znaleźli inną metodą Alichanian i Alichanow. Poza tym Powell i jego współpracownicy (12) odkryli ostatnio na tej drodze nowy bardzo ciężki mezon o masie około $950 m_e$.

Szczególnie ważne jest przy obliczeniach tego typu to, że dla cząstek jonizujących o tym samym ładunku strata energii na jednostkę długości jest tylko funkcją prędkości a nie zależy od masy, jak to wynika ze wzoru (2). Ponieważ dalej ta strata energii jest proporcjonalna do liczby wytworzonych na jednostkę długości jonów (p. rys. 18), a tym samym do gęstości liniowej ziarn, przeto możemy napisać:

$$\frac{dE}{dR} = f(v) \text{ lub } \frac{dN}{dR} = f(v). \quad (17)$$

Ponieważ jednak, jak to wynika z równania (5), zasięg cząstki przy stałym ładunku i stałej prędkości jest odwrotnie proporcjonalny do jej masy, przeto możemy napisać dalej:

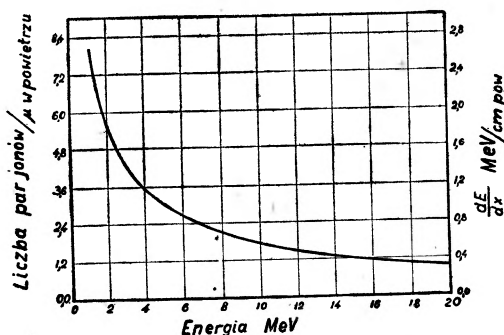
$$\frac{dN}{dR} = f\left(\frac{R}{M}\right). \quad (18)$$

albo po scałkowaniu:

$$N = M \int f \left(\frac{R}{M} \right) d \left(\frac{R}{M} \right). \quad (19)$$

Ze wzorów tych wynika, że cząstki o różnej masie M_1 i M_2 będą dawały ilości śladów i zasięgi proporcjonalne do swych mas, tak że:

$$\frac{N_1}{N_2} = \frac{R_1}{R_2} = \frac{M_1}{M_2}. \quad (20)$$



Rys. 18. Zależność od energii cząstki alfa liczby jonów wytwarzanych przez nią w powietrzu i straty energii na jednostkę długości

Przy obliczeniach nie należy uwzględniać w doświadczeniu miejsc na śladzie, w których występują nierównomierności (tzw. wyspy), czy też przerwy. Przy porównywaniu różnych śladów należy brać pod uwagę stopień zanikania śladów z czasem jeszcze przed wywołaniem kliszy (p. § 7), różny stopień zaczernienia śladów w zależności od wywołania itp. Słowem, badania tego typu nie są łatwe i odpowiednia interpretacja wyników doświadczalnych powinna być przeprowadzana bardzo starannie i ostrożnie.

Istnieje jeszcze jedna metoda obliczania mas cząstek jonizujących oparta na pracy Williamsa.

Metoda ta opiera się na teorii rozproszenia Coulombowskiego cząstek naelektryzowanych przy przejściu przez materię. Mianowicie mierzymy w niej kąty odchylenia cząstki jonizującej od jej pierwotnego kierunku i z wielkości tych kątów rozpatrywanych statystycznie wnioskujemy o masie cząstki.

Metoda ta jest jednak dosyć żmudna i trudna, między innymi wymaga bardzo dużego powiększenia śladu cząstki badanej, powiększenia rzędu 4000 razy, co wymaga już użycia mikroskopu projekcyjnego.

§ 12. Ciekawsze przykłady zjawisk jądrowych w kliszach fotograficznych

W § 3 w tablicy I pokazane były schematycznie i szkicowo najbardziej charakterystyczne zjawiska obserwowane w emulsjach klisz foto-



Rys. 19. 6 przykładów przemiany mezonów π na μ . Pierwsze 3 mozaiki na lewo pokazują koniec drogi mezonu π na dole i cały ślad mezonu μ biegnący ku górze i kończący się w emulsji (charakterystyczne zgrubienia śladów i lekkie zakrzywienie na końcu). Następne 3 mozaiki (na prawo) wykazują obraz odwrotny — mezony π są na górze, a mezony μ biegną do dołu. Wszystkie ślady zrobione są w tym samym powiększeniu, tak że różne długości śladów związane są z różną energią mezonów μ , uzależnioną od tego czy powstały one w chwili całkowitego zahamowania mezonu π , czy też przed tym.

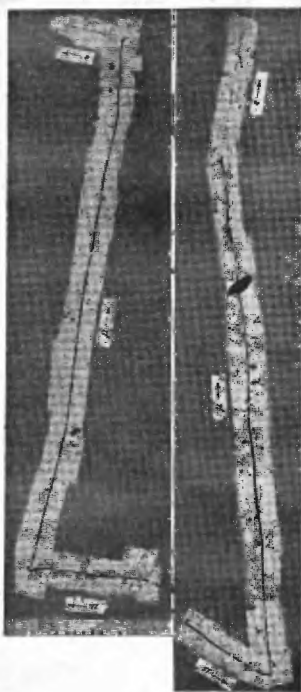
graficznych, obecnie przytoczymy kilkanaście najciekawszych oryginalnych mikrofotografii z różnych procesów jądrowych w takich kliszach.

Na fotografii na rys. 19 pokazanych jest kilka przemian mezonowych: ciężki mezon π o masie około 270 mas elektronowych zamienia

się na końcu swej drogi w mezon lżejszy μ o masie około 200 mas elektronowych.

Trzy pierwsze ślady na lewo na tej fotografii wykazują mezony π na dole i mezony wtórne μ biegnące od dołu do góry. Widać bardzo wyraźnie charakterystyczne zagęszczenia śladów na końcu drogi i odchylenia od linii prostej wzdłuż całej drogi spowodowane zmianą prędkości mezonów małej masy przy zderzeniach z atomami różnych substancji.

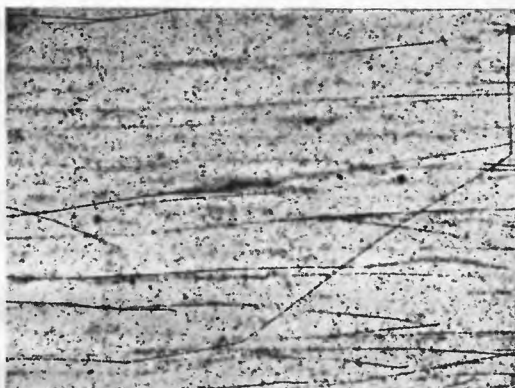
Trzy ślady w prawej części fotografii pokazują to samo zjawisko tylko kierunek drogi mezonu μ jest odwrotny: z góry do dołu.



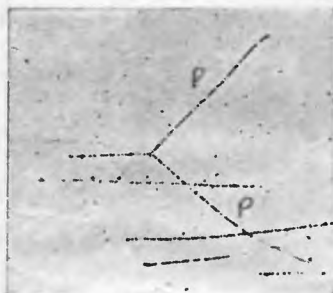
Rys. 20. Dwa przypadki kolejnej przemiany: mezon $\pi \rightarrow$ mezon $\mu \rightarrow$ elektron, otrzymane w kliszy NT4 przez Powella (39). Zasięgi elektronów tego typu mogą dochodzić do 1000 mikronów.

Mikrofotografie stanowią mozaiki, tzn. zostały złożone z całego szeregu mniejszych zdjęć robionych na różnych głębokościach wewnątrz emulsji.

Na fotografiach na rys. 20 pokazane są piękne przykłady przemiany mezonów i następnie rozpadu mezonu μ . Kierunek śladu elektronu jest przypadkowy a długość jego śladu może niekiedy dochodzić do 1000 μ .



Rys. 21 Ślady protonów w emulsji kliszy Ilforda B 1. Protony biegły z lewej strony. Jeden proton uległ trzykrotnemu odbiciu od jądra ciężkiego atomu emulsji (33).



Rys. 22 Rozproszenie protonu przez proton. Zgodnie z prawami zderzenia (przypisy p. 3a) rozproszone protony tworzą kąt prosty.



Rys. 23 Ślady wiązki deuteronów w emulsji. Jeden z deuteronów uległ rozproszeniu od protonu. Proton został odrzucony do góry pod dużym kątem (38).

W przypadkach pokazanych na fotografiach elektron opuścił emulsję przed końcem swej drogi.

Na fotografii na rys. 21 pokazane są ślady protonów biegnących z lewej strony; wśród całego szeregu śladów prostych na specjalną

uwagę zasługuje ślad kilkakrotnie ugięty zaczynający się w lewej części rysunku. Jest to przypadek sprężystego odbicia protonu od ciężkich jąder atomów emulsji.

Na fotografii na rys. 22 pokazane jest zderzenie dwóch protonów w emulsji, które, jak widzimy, zachodzi zgodnie z prawami zderzeń kul sprężystych o jednakowej masie (kąt pomiędzy rozchodzącymi się protonami jest prosty) (patrz przypisy p. 3a).



Rys. 24. Gwiazdki torów otrzymane po nasyceniu emulsji przez sole toru. Ślady są wywołane przez cząstki alfa wypromieniowane przez jeden atom promieniotwórczy. Najdłuższy ślad odpowiada cząstkom alfa ThC' o energii 8,78 MeV i zasięgu w powietrzu 8,6 cm, a w emulsji 46,1 μ (38).



Rys. 25. Gwiazdki wywołane przez sole radu w emulsji. Długi cienki ślad na kliszy odpowiada protonowi wytworzonemu przez jedną z cząstek alfa w jakiejś reakcji jądrowej (38).

Na fotografii na rys. 23 pokazane jest zderzenie deuteronu z protonem. Wiązka deuteronów biegnie z lewej strony. I znowu, jak przewiduje najprostsza teoria mechaniczna zderzeń (p. przypisy p. 3b), deuteron zostaje odrzucony pod kątem mniejszym od 30° (w tym przypadku $23,5^\circ$), a proton zostaje odrzucony pod kątem $52,5^\circ$.

Na fotografiach na rys. 24 i rys. 25 pokazane są ślady cząstek alfa pochodzących z atomów promieniotwórczych radotoru i radu. Jak widzimy, cząstki alfa tworzą gwiazdki, ale są to gwiazdki innego typu niż pokazane na dalszych fotografiach gwiazdki z rozbitcia jądra ato-

mowego. W tym przypadku promienie gwiazdek powstają nie jednocześnie, ale po kolei w czasie, natomiast gwiazdki z rozbicia powstają w jednym akcie.

Na fotografii na rys. 26 pokazane są cząstki alfa (w górnym lewym rogu fotografii) i zderzenie jednej z takich cząstek z protonem. Proton o masie 4 razy mniejszej odskoczył przy tym zderzeniu na dużą odległość.



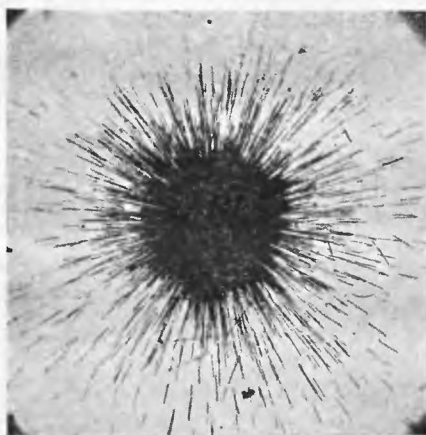
Rys. 26. Zderzenie cząstki alfa z protonem. W lewym górnym rogu kliszy widać gwiazdkę promieniotwórczą radioroturu. Jedna z cząstek alfa zderzyła się z protonem, którego długi ślad widzimy na kliszy (38).

Na fotografii na rys. 27 pokazana jest wielka grupa śladów cząstek alfa wychodzących nie z jednego atomu, ale widocznie z wielkiej liczby atomów jakiegoś przypadkowego zanieczyszczenia promieniotwórczego.

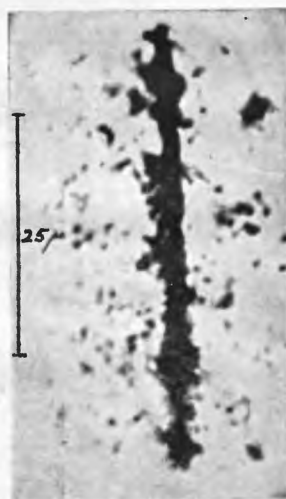
Cząstki cięższe od cząstek alfa, a więc np. bardzo szybkie jądra atomów węgla, tlenu, azotu aż do żelaza włącznie, dają ślady bardzo charakterystyczne z wielu względów. Cząstki takie zostały niedawno wykryte metodą klisz fotograficznych w promieniowaniu kosmicznym na bardzo dużych wysokościach rzędu 30.000 metrów (8 i 9).

Fotografie takich śladów pokazane są na rys. 28 i rys. 29 w różnych powiększeniach. Jak widzimy, cząstka taka daje ślad bardzo

gruby, tak że już nie można policzyć poszczególnych ziarn zaczernienia, a poza tym ślad ten nie jest równy, ale posiada szereg drobnych gałązek, jakby włosów, które pochodzą od wybitych przez ciężką cząstkę elektronów (tzw. elektronów δ). Z liczby tych elektronów δ można wnioskować między innymi o energii tych bardzo ciężkich cząstek (rzędu 10^9 eV na 1 nukleon).



Rys. 27. Zanieczyszczenie promieniotwórcze złożone z całej grupy wielu atomów. Widać wiele nakładających się na siebie śladów cząstek alfa (38).

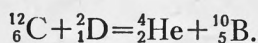


Rys. 28. Ślad ciężkiej cząstki z dużą liczbą elektronów δ . Liczba porządkowa Z tej cząstki jest rzędu 26—40 (8).

Drugą charakterystyczną cechą tych śladów jest to, że grubość ich maleje stopniowo aż do końca, a więc przeciwnie niż się to obserwuje na ogół dla śladów cząstek lekkich. Tłumaczymy to w ten sposób, że cząstki te stanowią na początku jądra atomów ciężkich pierwiastków, a później w miarę zmniejszania się ich energii chwyatają elektrony na swe kolejne warstwy puste i dzięki temu ich liczba porządkowa czynna w procesie jonizacji zmniejsza się, a więc maleje ilość wytwarzanych jonów, zatem i grubość śladu. Przykład charakterystyczny dla tego zjawiska widzimy na fotografii na rys. 29.

Przykłady rozbić jąder atomowych różnego typu obserwujemy na fotografiach na rysunkach od 30 do 37.

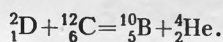
Np. na rys. 30 obserwujemy rozbicie atomu węgla przez bardzo szybki deuteron biegnący z góry o energii 8 MeV. Reakcja rozbicia następuje według równania:



Rys. 29. Ślad ciężkiej cząstki o mniejszej liczbie Z , rzędu 10–15, i mniejszej energii. Cząstka nie wykazuje elektronów δ i posiada charakterystyczny ślad zwężający się na końcu (8).

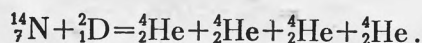


Rys. 30. Rozbicie jądra atomu węgla przez deuteron o energii 8 MeV lecący z góry. Reakcja jądrowa odbyła się według równania:



Ślad cząstki alfa widzimy na prawo, ślad boru — w dole na lewo prawie na przedłużeniu drogi deuteronu (38).

Na rys. 31 widzimy rozbicie atomu azotu przez deuteron według równania:

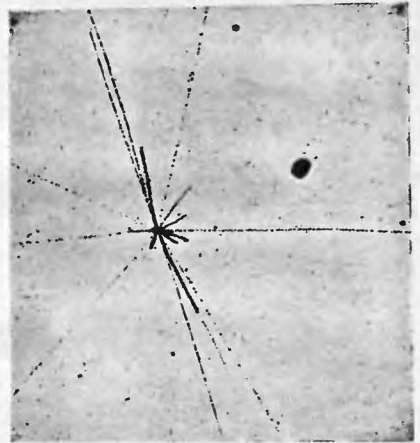
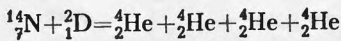


Cztery cząstki alfa, które powstają w tej reakcji, widzimy dokładnie na rysunku wychodzące z jednego punktu.

Na rys. 32 widzimy eksplozyjne rozbicie atomu przez promień kosmiczny. Prawdopodobnie chodzi o rozbicie atomu srebra na 7 protonów, 5 cząstek alfa i fragmenty jądra. Energia cząstki promieniowania kosmicznego dającej takie rozbicie musiała być rzędu 1 miliarda elektronowoltów.

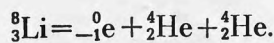


Rys. 31. Rozbicie jądra atomu azotu na cztery cząstki alfa przez deuteron o energii 8, 9 MeV zgodnie z równaniem:



Rys. 32. Eksplozyjne rozbicie jądra jakiegoś ciężkiego pierwiastka, prawdopodobnie srebra, przez cząstkę promieniowania kosmicznego. Energia cząstki wywołującej to rozbicie musiała wynosić około miliarda eV. Widać ślady 7 protonów, 5 cząstek alfa i ślad cięższego fragmentu jądra (38)

Jeszcze inny ślad rozbicia atomu przez promieniowanie kosmiczne podany jest na rys. 33. Z jądra wyrzucone są cząstki alfa i prawdopodobnie nietrwałe jądro atomu litu, które rozpada się na dwie cząstki alfa dające charakterystyczny dla tego procesu „śląd młotka” według równania:



Elektron z rozpadu nie jest widoczny na kliszy.

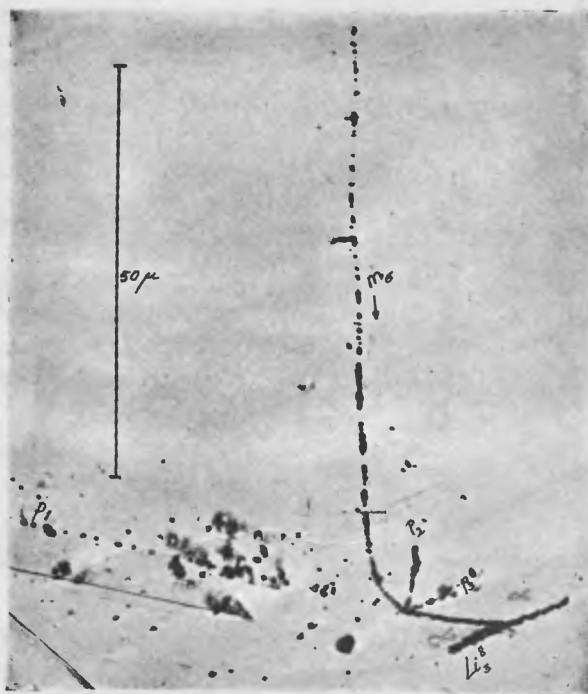
Ciekawe rozbicie atomu przez mezon π^{-} podane jest na rys. 34.



Rys. 33. Rozbicie jądra atomu przez cząstkę promieniowania kosmicznego (38). Na zdjęciu widać charakterystyczny ślad młotka powstały z rozpadu jądra ${}^8_3\text{Li}$, wyrzuconego przy rozpadzie z jądra ciężkiego. Rozpad jądra ${}^8_3\text{Li}$ następuje wg równania: ${}^8_3\text{Li} = {}^0_{-1}\text{e} + {}^4_2\text{He} + {}^4_2\text{He}$.



Rys. 34. Rozbicie atomu wywołane przez mezon π^- na kliszy NT4. Widać między innymi ślady dwóch elektronów (39)



Rys. 35. Rozbicie jądra atomu wywołane przez mezon σ . Wśród cząstek wyrzuconych widzimy protony szybkie i powolne, mezon i ${}^8_3\text{Li}$, dający charakterystyczny ślad młotkowy.



Rys. 36. Dwa kolejne rozbitcia atomów. Mezon lecący z góry rozbił w P jądro atomu, a powstały w tym rozbitciu mezon σ spowodował w S rozbitcie drugiego atomu.

Rozpad atomu nastąpił w emulsji kliszy typu NT4 (K o d a k a) czulej na elektrony i na zdjęciu widać dwa ślady elektronów.

Inne rozbitcie atomu przez mezon π podane jest na rys. 35. Widać charakterystyczny „śląd młotka”, świadczący o obecności i rozpadzie wtórnym jądra atomu ${}^6_3\text{Li}$.

Na rys. 36 podany jest przykład dwóch kolejnych rozbitć atomów, najpierw przez cząstkę promieniowania kosmicznego jednego atomu, a następnie drugiego atomu w pobliżu przez wylatujący przy pierwszym rozbitciu mezon ujemny σ .

Na rys. 37 pokazana jest fotografia rozbitcia atomu o tyle ciekawa, że robiona specjalną techniką fotograficzną przy pomocy mikroskopu projekcyjnego przez trzy kolejne zdjęcia na tej samej błonie fotograficznej.

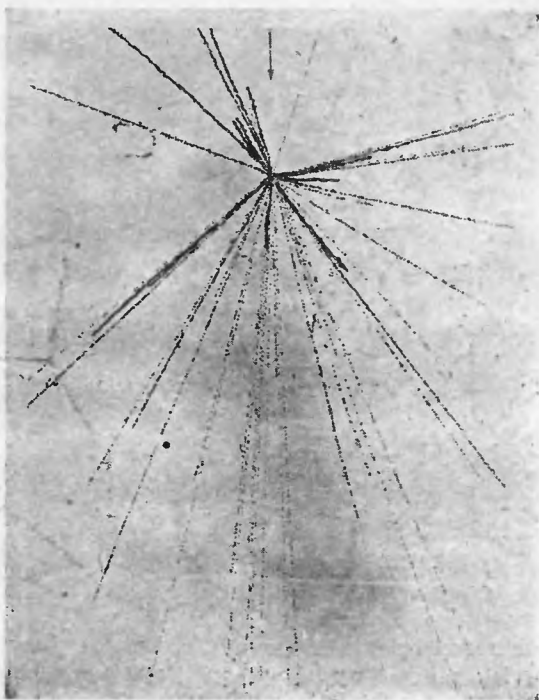
Nałożenie takich trzech mikrofotografii tego samego zjawiska, które zachodzi w przestrzeni i nie da się uchwycić na jednej płaszczyźnie pola widzenia w mikroskopie, pozwala uniknąć robienia bardzo żmudnych mozaiek.

Przy pomocy klisz fotograficznych badano również zjawisko rozszczepiana (fission) ciężkich jąder,

np. jądra uranu przy zderzeniu z neutronem.

Fotografie takiego procesu podane są dla kilku przypadków na rysunku 38. Obydwa ciężkie fragmenty jądra biegą wzdłuż jednej prostej w przeciwnych kierunkach. Miejsca samego rozszczepienia jądra, które zachodzi gdzieś mniej więcej w środku prostych śladów,

rozdzielić nie można, natomiast widać często przy końcu śladów rozwidlenia świadczące o zderzeniach fragmentów jądra uranu z innymi ciężkimi jądrami.



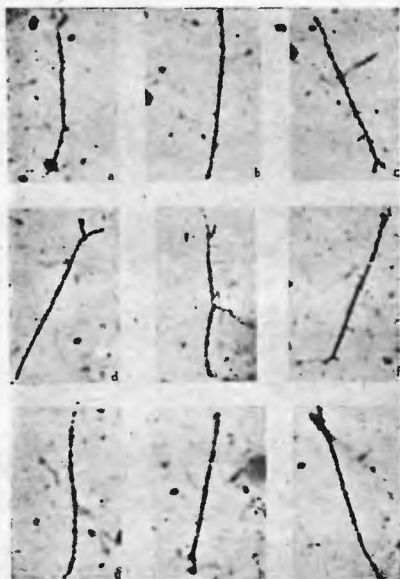
Rys. 37 Rozbicie atomu na 23 ciężkie cząstki z jednoczesnym wytworzeniem „ulewy” składającej się z 20 lekkich szybkich cząstek. Klisza Kodak NT 4. Zdjęcie zrobione techniką mikroskopu projekcyjnego (11).

W roku 1947 zostało zaobserwowane również (48) rozszczepienie atomu uranu na trzy i cztery ciężkie fragmenty, co już wygląda bardziej przekonująco na fotografii (p. rys. 39).

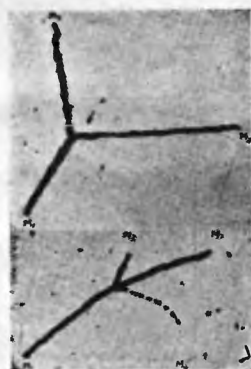
§ 13. Najważniejsze odkrycia dokonane ostatnio przy pomocy klisz fotograficznych

Ogromny rozwój techniki wytwarzania coraz bardziej czułych emulsji fotograficznych i przystosowywanie różnych typów emulsji do różnych zjawisk jądrowych badanych w poszczególnych zagadnieniach rozszerza coraz bardziej tematy prac badawczych, prowadzonych tą metodą.

Ostatnio zaczyna się ukazywać tak wielka liczba publikacji na te tematy, że nie zawsze można prześledzić wszystkie prace i wszystkie zagadnienia w nich poruszane.



Rys. 38. Przykłady rozszczepień jąder uranu (fission) na kliszy fotograficznej wywołanych przez neutrony. Obydwa ciężkie fragmenty jądra bieżną wzdłuż jednej prostej. Miejsce rozszczepienia jest niewidoczne, natomiast przy końcu drogi fragmentów występują często ślady ich zderzeń z ciężkimi atomami emulsji (38).



Rys. 39. Przykład rozszczepienia jądra uranu na 3 i 4 ciężkie fragmenty. Masy fragmentów są rzędu: $m_1 = 127$, $m_2 = 77$, $m_3 = 32$ (48).

Poniżej chciałem jednak przedstawić przynajmniej kilka najważniejszych wyników, jakie osiągnięto tą metodą.

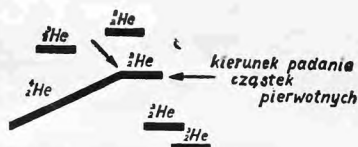
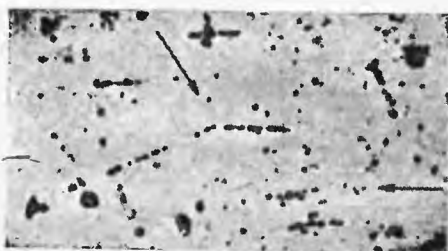
O niektórych z nich była już mowa poprzednio, dlatego też przypomnę je teraz tylko krótko dając odnośniki do odpowiedniego paragrafu i do bibliografii:

1. Powell (39) ze swoimi współpracownikami wykrył tą metodą kilka rodzajów mezonów: ciężkie π i σ o masie około $275 m_e$ i lekkie: μ i ρ masie około $200 m_e$, przy tym mezony σ są to prawdopodobnie mezony π o ładunku ujemnym; powodują one najczęściej rozbijanie jąder atomowych. Mezony π dodatnie przekształcają się w mezony μ .

Mezony μ mogą być również mezonami μ ; definitywnie nie zostało to jeszcze rozstrzygnięte.

2. A. J. Alichanian, H. P. Samojłowicz i J. Guriewicz (1) znaleźli tą metodą znacznie więcej różnych rodzajów mezonów, nazwanych dlatego już poprzednio przez uczonych radzieckich waritronami. Masy waritronów wykrytych przy pomocy klisz przedstawiają się w sposób następujący:

$$\begin{array}{ll} m_1 = 180-200 m_e & m_4 = 950-1000 m_e \\ m_2 = 320-350 m_e & m_5 = 3500-4000 m_e \\ m_3 = 650-700 m_e & m_6 = 8000-10000 m_e \end{array}$$



Rys. 40. Nowy typ reakcji jądrowej: wyrwanie neutronu przez jądro lekkiego izotopu helu (${}^3\text{He}$) z jądra jakiegoś innego atomu dla uzupełnienia budowy do normalnej postaci cząstki alfa. Na lewo oryginalna fotografia, na prawo schemat objaśniający (13).

Wartości te zgadzają się bardzo dokładnie z wynikami, otrzymanymi poprzednio przez uczonych radzieckich przy pomocy układów liczników Geigera-Müllera i pola magnetycznego.

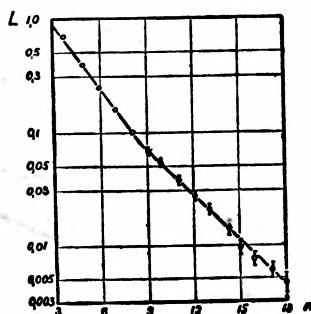
3. Przy pomocy klisz fotograficznych zostało wykryte bardzo interesujące nowe zjawisko przekształcenia cząstki lżejszej na cięższą (p. rys. 40).

Mianowicie uczeni radzieccy Łukirski, Chreninowa i inni (13) badali ślady izotopu lekkiego helu (${}^3\text{He}$). Znaleźli przy tym ciekawe przekształcenie tego lekkiego izotopu w ciężki normalny atom helu przez uchwycenie neutronu z jakiegoś innego jądra atomu.

4. H. L. Bradt i B. Peters (8, 9) ze współpracownikami wykryli istnienie ciężkich jąder w promieniowaniu kosmicznym na dużych wysokościach, o liczbach porządkowych od 6 do 26, i zbadali ciekawe własności tych pocisków jądrowych (p. § 12 i rys. 28 i 29). Uczeni ci przypuszczają, że dalsze badania nad tymi pociskami przyczynią się bardzo do wyjaśnienia pochodzenia promieni kosmicznych.

5. A. Bonetti i C. Dilworth (6) znaleźli ostatnio na małych wysokościach (2850 m) takie same ciężki cząstki, powstałe przy rozbięciu atomów przez promieniowanie kosmiczne.

6. D. H. Perkins (34), G. Bernardini i inni (5), Morand i P. Cüer (31), E. P. George i A. C. Jason (18) zajmowali się mechanizmem powstawania gwiazdek, reprezentujących rozbięcia atomów przez promieniowanie kosmiczne. Ich najważniejsze wyniki można by streścić w sposób następujący:



Rys. 41. Zależność logarytmiczna częstości występowania gwiazdek pochodzących od promieniowania kosmicznego od liczby ramion w gwiazdce. Na osi rzędnych umieszczona jest liczba gwiazdek zawierających więcej niż n ramion przypadająca na 1 dzień na 1 cm^2 (18).

a) Liczba gwiazdek, pochodzących od promieniowania kosmicznego, zależy od wysokości wzniesienia i tak np.:

na poziomie morza wynosi przeciętnie na 1 cm^2 kliszy na dzień $1,44 \pm 0,07$ gwiazdek;

na wysokości 3457 m (Jungfrauoch) wynosi przeciętnie na 1 cm^2 kliszy na dzień $12,0 \pm 0,4$ gwiazdek.

Różnica ta tłumaczy się przez absorpcję warstwy powietrza równoważną około 25 cm Hg, co wynosi około 340 g/cm^2 .

Można to sprawdzić zresztą, dając jeszcze jakieś inne warstwy absorbujące ponad klisze, np. ołów, węgiel itp., otrzymuje się wtedy, że liczba gwiazdek zmniejsza się wykładniczo z grubością warstwy absorbującej według prawa

$$I = I_0 e^{-\alpha d}, \quad (21)$$

gdzie I_0 oznacza natężenie liczby gwiazdek na wysokości 3457 m, d — grubość absorbenta w g/cm^2 , a α oznacza współczynnik absorpcji.

Na rys. 41 podany jest wykres zależności logarytmicznej częstości występowania gwiazdek różnej wielkości od liczby ich ramion (według (18)), oparty na zależności:

$$I = I_0 e^{-\alpha n},$$

gdzie α przyjmuje wartość $\alpha = 0,48$ dla gwiazdek o liczbie ramion zawartej pomiędzy 3 i 9, a wartość $\alpha = 0,33$ dla gwiazdek o liczbie ramion $n > 9$.

Przyпуска się obecnie, że przynajmniej połowa gwiazdek pochodzenia kosmicznego jest wywołana przez neutrony, a druga połowa przez cząstki naelektryzowane.

Z badań absorpcyjnych można obliczyć jeszcze przekrój czynny *) mechanizmu wytwarzania gwiazdek dla różnych substancji. Zależy on od masy atomowej pierwiastka i wynosi (5): $\sigma = k \cdot A^{2/3} \cdot 10^{-26} \text{ cm}^2$, przy tym k równa się około 3.

Dla poszczególnych substancji wartości liczbowe przekroju czynnego wynoszą:

dla ołowiu	$1,07 \cdot 10^{-24} \text{ cm}^2$,
dla glinu	$0,27 \cdot 10^{-24} \text{ cm}^2$,
dla powietrza	$0,18 \cdot 10^{-24} \text{ cm}^2$.

b) Mechanizm rozpadu jądra atomowego pod wpływem uderzenia cząstką promieniowania kosmicznego jest tłumaczony na zasadzie modelu kropłowego jądra atomu (34, 46, 19). Pod wpływem uderzenia wzrasta energia nukleonów znajdujących się w jądrze tak dalece, że cząstki te mogą przebyć barierę potencjału jądrowego i wylecieć na zewnątrz, mówimy wtedy według analogii cieplnej, że cząstki mogą „wyparować z jądra”.

Jeżeli przez T oznaczymy temperaturę jądra mierzoną w MeV, przez V wysokość bariery potencjału, przez A masę atomową jądra, to liczba neutronów i protonów, jakie będą wypromieniowane z jądra (widmo energetyczne) w przedziale energii dE można wyznaczyć ze wzorów:

$$N(E) dE = \text{const} \frac{E}{T^2} e^{-\frac{E}{T}} dE \quad \text{— (dla neutronów),} \quad (22)$$

$$N(E) dE = \text{const} \frac{(E-V)}{T^2} e^{-\frac{(E-V)}{T}} dE \quad \text{— (dla protonów).} \quad (23)$$

*) Definicję przekroju czynnego znajdzie Czytelnik w przypisach, p. 4.

D. H. P e r k i n s (34) przeprowadził porównanie rozkładu energii protonów w stu kilkudziesięciu gwiazdkach ze wzorami teoretycznymi i określił w ten sposób temperaturę jądra w każdym procesie i energię pobudzenia jądra U , będąca funkcją temperatury jądra i jego masy atomowej ($U=f(A,T)$).

W tablicy XIV podane są wartości obliczonych w ten sposób: temperatury jądra i jego energii pobudzenia dla gwiazdek o różnej liczbie ramion.

Tablica XIV Temperatura i energia pobudzenia jądra (75% Ag lub Br)

Liczba śladów na gwiazkę	Średnia energia pobudzenia (MeV)	Liczba gwiazdek zbadanych	Stosunek cz. alfa do protonów	Temp. jądra (MeV)
15—22	650	26	0,59	8
10—14	325	29	0,77	5,5
7— 9	200	23	0,85	4,5
3— 6	100	53	0,65	3

W tablicy XIV podane są poza tym stosunki liczby cząstek alfa w danej gwiazdce do liczby protonów (z dokładnością do 10%).

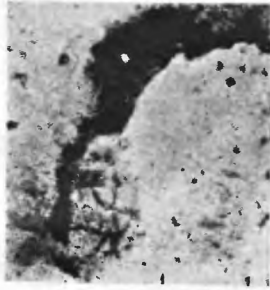
Z wyników tych P e r k i n s wnioskuje, że kiedy energia cząstki uderzającej rozdzieli się równomiernie na całe jądro, wtedy energia pobudzenia jest znacznie większa i jądro rozpada się na wiele cząstek emitując przy tym dużą liczbę protonów (i prawdopodobnie taką samą liczbę neutronów).

Jeżeli natomiast energia cząstki uderzającej zostaje przekazana tylko pewnej części jądra, to jądro emituje przede wszystkim niewielką liczbę cząstek alfa zanim jeszcze zostanie osiągnięty stan równowagi; energia pobudzenia jądra może być wówczas znacznie mniejsza.

W takich przypadkach zdarza się również często, że zostają wyrzucone z jądra cięższe fragmenty (np. ${}^6_3\text{Li}$), które później rozpadają się jeszcze na cząstki alfa lub protony.

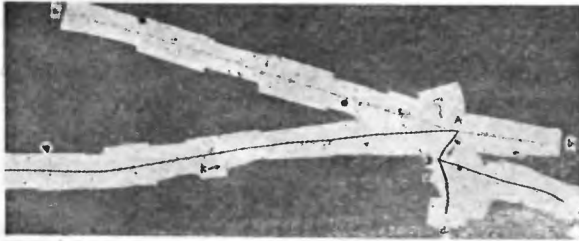
c) Przy końcu roku ubiegłego zostały opublikowane przez dużą grupę uczonych (B r o w n, F o w l e r, H e i t l e r, P o w e l l i inni (11) bardzo interesujące rozbicia atomów wywołane przez promieniowanie kosmiczne w kliszach NT4, w których obok ciężkich cząstek jądrowych wystąpiły deszcze elektronów, obserwowane dotychczas jedynie w komorach W i l s o n a i w układach liczników G e i g e r a,

Müller a. Przykład takiego rozbicia atomu podany jest na fotografii na rys. 37. Uczni ci zaproponowali specjalną nomenklaturę dla oznaczenia liczby elektronów osobno i liczby cząstek ciężkich osobno, oraz dla odróżnienia gwiazdek wywołanych przez promieniowanie neutralne i przez cząstki lekkie naelektryzowane.



Rys. 42. Ślady cząstek α pierwiastków promieniotwórczych w próbkach skalnych (badania geologiczne — (21))

d) Jednym z bardziej praktycznych zastosowań metody klisz fotograficznych są badania geologiczne, oparte na śledzeniu liczby śladów pierwiastków promieniotwórczych w różnych pokładach geologicznych (36, 37, 21).



Rys. 43. Bardzo ciężki mezon o masie około 950 mas elektronowych rozpadający się przy końcu drogi na trzy mezony lżejsze, z których jeden daje rozbicie jądra atomu (12)

Na kliszach jądrowych umieszcza się wtedy próbki skał na okres kilku dni i po wywołaniu kliszy obserwuje się ewentualne zaczernienia, wywołane przez cząstki alfa ciał promieniotwórczych.

Cząstki te są wtedy emitowane tylko przez niektóre kryształki minerału, które zawierają niewielkie domieszki uranu (choćby tylko w ułamku ‰).



Przykład fotografii minerału otrzymanej taką metodą pokazany jest na rys. 42. Metoda badania znajduje się jeszcze w pierwszych stadiach rozwoju, ale wyniki są bardzo zachęcające.

e) Grupa uczonych współpracujących z Powell-em (12) znalazła ostatnio na jednej z klisz jądrowych, eksponowanych na Jungfrauoch bardzo interesującą przemianę jądrową, wywołaną przez jakąś nową cząstkę o ładunku elementarnym i masie około 950 mas elektronowych, a więc jakiś bardzo ciężki mezon (p. rys. 43).

Jak widać z rysunku, cząstka ta rozpadła się najpierw na trzy lżejsze mezony: dwa szybkie i jeden powolny, przy czym ten ostatni spowodował rozbitcie jakiegoś jądra atomu już na cząstki cięższe (prawdopodobnie protony).

f) Niedawno (w r. 1948) zostały po raz pierwszy zarejestrowane na kliszy ślady sztucznych mezonów, wytworzonych w cyklotronie w Kalifornii.

Ślad tego mezonu pokazany jest na fotografii na rys. 44. Długość śladu wynosi około 400 μ . Mezon posiada ładunek ujemny i masę 313 mas elektronowych i energię około 3,6 MeV.

Rys. 44. Ślad sztucznego mezonu o masie 313 mas elektronowych i energii około 3,6 MeV otrzymany z cyklotronu

PRZYPISY

1. Niektóre najważniejsze stałe fizyki jądrowej

Masa 1 protonu	= 1,6727 · 10 ⁻²⁴ g,		
	masa atomowa protonu	wynosi	1,00758
Masa 1 neutronu	= 1,6749 · 10 ⁻²⁴ g,		
	masa atomowa neutronu	wynosi	1,00895
Masa 1 elektronu	= 9,109 · 10 ⁻²⁸ g,		
	masa atomowa elektronu	wynosi	0,0005487

Stała Plancka — 6,626 · 10⁻²⁷ · erg · sek

Liczba Avogadry — 6,024 · 10²³ cząstek/mol

Energia cząstki o ładunku elementarnym e przyspieszonej napięciem U woltów wynosi U elektronowoltów (U eV) lub $U \cdot 10^{-6}$ MeV.
 $1 \text{ MeV} = 1,6 \cdot 10^{-6}$ erga $= 3,8 \cdot 10^{-14}$ kalorii.

Energia cząstek α ThC $= 2,66$ MeV

Energia cząstek α ThC' $= 8,77$ MeV

Energia wiązania jądra (na 1 cząstkę) $= 6 - 9$ MeV

Równoważnik masy i energii $E=mc^2$

Równoważnik energetyczny masy 1 grama $= 5,62 \cdot 10^{26}$ MeV

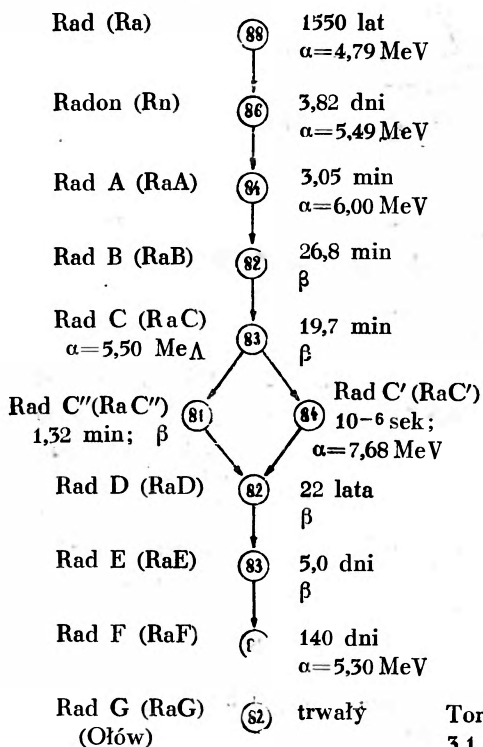
„ „ „ 1 elektronu $= 0,51 \cdot \text{MeV}$

„ „ „ 1 protonu $= 0,94 \cdot 10^3$ MeV

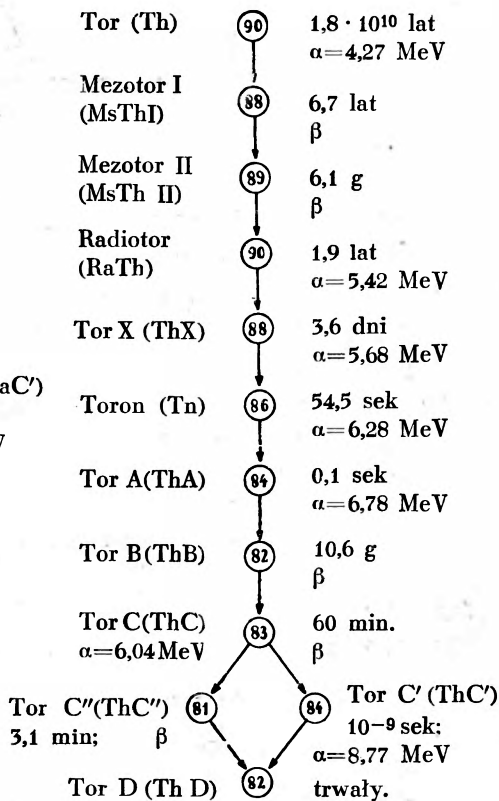
„ „ „ 0,001 jedn. masy $= 0,931$ MeV

2. Dane dotyczące ciał promieniotwórczych

Szereg Radu



Szereg Toru



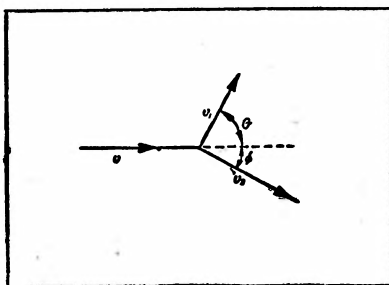
Rys. 45. Szeregi promieniotwórcze radu i toru. Przy każdym pierwiastku podany jest jego czas połowicznego rozpadu i typ promieniowania (α lub β). Dla cząstek α podana jest ponadto ich energia w MeV.

3. Zderzenia cząstek elementarnych

Przy obserwowaniu ruchu pojedynczych cząstek elementarnych w kliszach fotograficznych dają się zauważyć niejednokrotnie procesy zderzenia poszczególnej cząstki z innymi cząstkami elementarnymi. Szereg takich przykładów podany jest na fotografiach na rysunkach.

Z kątów rozproszenia cząstek padających można wtedy wnioskować o rodzaju i energii cząstek padających i rozpraszających.

Należy jedynie pamiętać, że takie procesy podlegają bardzo często najprostszemu ogólnym prawom mechaniki zderzenia kul sprężystych, obejmującym prawo zachowania energii i prawo zachowania pędu (ujęte wektorowo).



Rys. 46. Schemat zderzenia protonu z protonem

Weźmy kilka najprostszymi przykładów:

a) Zderzenie protonu z protonem

Przypuśćmy, że proton o masie m i prędkości v zderzył się nie centralnie z innym protonem o takiej samej masie m i prędkości zero i że po zderzeniu odleciał pod kątem Θ z prędkością v_1 podczas gdy drugi proton odleciał pod kątem Φ z prędkością v_2 , tak jak to jest pokazane na rys. 46.

Rzutuując pędy raz na prostą idącą wzdłuż pierwotnego kierunku ruchu, raz na prostą do niej prostopadłą, otrzymamy następujące dwa równania:

z prawa zachowania pędu:

$$m v = m v_1 \cos \Theta - m v_2 \cos \Phi \quad \text{lub} \quad v = v_1 \cos \Theta - v_2 \cos \Phi,$$

$$0 = m v_1 \sin \Theta - m v_2 \sin \Phi \quad \text{lub} \quad v_1 \sin \Theta = v_2 \sin \Phi,$$

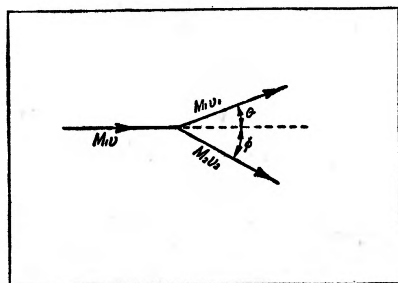
a oprócz tego z prawa zachowania energii otrzymamy:

$$\frac{1}{2} m v^2 = \frac{1}{2} m v_1^2 + \frac{1}{2} m v_2^2 \quad \text{lub} \quad v^2 = v_1^2 + v_2^2.$$

Podnosząc dwa pierwsze równania do kwadratu i dodając do siebie, otrzymamy po uwzględnieniu równania energii następującą zależność:

$$\cos(\Theta + \Phi) = 0 \quad \text{lub} \quad (\Theta + \Phi) = \frac{1}{2}\pi,$$

tzn., że obydwie cząstki muszą zawsze odlecieć od siebie tak, żeby kąt zawarty pomiędzy kierunkami ich dróg był prosty.



Rys. 47. Schemat zderzenia protonu z deuteronem

Wartości energii po odbiciu będą:

$$\frac{1}{2} m v_1^2 = \frac{1}{2} m v^2 \cos^2 \Theta, \quad \frac{1}{2} m v_2^2 = \frac{1}{2} m v^2 \sin^2 \Theta.$$

b) Zderzenie deuteronu z protonem

Przy zderzeniu cząstek o różnych masach otrzymamy równania bardziej skomplikowane niż poprzednio, jednak zasady zachowania pędu i energii pozwalają i w tym przypadku obliczyć kąt odchylenia od pierwotnego kierunku (p. rys. 47), a mianowicie:

$$\operatorname{tg} \Theta = \frac{\sin 2\Phi}{(M_1/M_2) - \cos 2\Phi}.$$

Dla deuteronu wzór ten przybierze postać

$$\operatorname{tg} \Theta = \frac{\sin 2\Phi}{2 - \cos 2\Phi},$$

a dla cząstki alfa:

$$\operatorname{tg} \Theta = \frac{\sin 2\Phi}{4 - \cos 2\Phi}.$$

4. Przekrój czynny

Przy badaniu przemian jądrowych, zderzeń cząstek elementarnych, rozpraszania cząstek itp. posługujemy się w obliczeniach bardzo często tzw. „przekrojem czynnym”, wielkością, która charakteryzuje w dużym stopniu dane zjawisko.

Przekrój czynny jest ściśle związany z wielkością cząstek biorących udział w zjawisku zderzenia, ale wielkość jego zależy od rodzaju sił wzajemnego oddziaływania pomiędzy zderzającymi się cząstkami.

Przypuśćmy, że równoległa wiązka cząstek-pocisków, zawierająca N_1 cząstek na każdej jednostce powierzchni prostopadłej do jej kierunku w ciągu 1 sekundy, pada na rój innych cząstek o gęstości przestrzennej N_2 (liczba cząstek w 1 cm^3).

Wzajemne oddziaływanie spowoduje wykluczenie pewnej liczby cząstek pocisków z wiązki padającej najczęściej w postaci odchylenia (rozproszenia) tych cząstek od ich pierwotnego kierunku, ale może też nastąpić zmiana prędkości, absorpcja itd.

Takie oddziaływanie wzajemne następuje wtedy, kiedy cząstki znajdą się w pewnej określonej odległości ρ od siebie, charakterystycznej dla danego typu oddziaływania.

Otóż przekrojem czynnym cząsteczkowym, albo atomowym nazywamy pole koła o promieniu ρ , tzn. wielkość $\sigma = \pi \rho^2$.

W przypadku zderzenia kul sprężystych wielkość ρ stanowi po prostu sumę promieni tych kul; to samo przyjmuje się dla zderzenia cząstek w teorii kinetycznej gazu.

Pojęcie przekroju czynnego wiąże się bezpośrednio z prawem pochłaniania (absorpcji) cząstek pocisków w danym ośrodku.

Mianowicie prawdopodobieństwo w tego, że cząstka-pocisk spotka na elemencie Δx swojej drogi w wiązce o przekroju F jakąś cząstkę typu N_2 będzie:

$$w = \frac{N_2 \cdot F \Delta x \cdot \sigma}{F} = N_2 \cdot \Delta x \cdot \sigma$$

i wobec tego liczba cząstek odchylonych będzie równa

$$-\Delta N_1 = w N_1 = N_1 \cdot N_2 \cdot \Delta x \cdot \sigma$$

Scałkowanie tego równania wyznaczy liczbę cząstek-pocisków pozostałych po przejściu drogi x :

$$N_1 = N_0 e^{-N_2 \sigma x}$$

Otrzymuje się zatem prawo absorpcji, znane już ze zjawiska pochłaniania promieniowania elektromagnetycznego.

Współczynnik absorpcji $\alpha = N_2 \sigma$ oznacza sumę atomowych przekrojów czynnych cząstek absorbujących, zawartych w 1 cm³.

Gdańsk, luty 1950

Zakład Fizyki II
Politechniki Gdańskiej

Literatura

1. А. Й. АЛИХАНИЯН, Г. П. САМОЙЛОВИЧ и И. Й. ГУРЕВИЧ, Журнал Экспериментальной и Теоретической Физики, **18**, 301 (1948).
2. I. ADAMCZEWSKI, *Mathesis Polska* 5—6, 65 (1938).
3. I. ADAMCZEWSKI, *Problemy*, 8—9, 472 (1947).
4. W. F. BERG i K. MENDELSON, *Proc. Roy. Soc. (London)*, **168 A**, 168 (1936).
5. G. BERNARDINI i inni, *Cosmic Radiation*, **21**, (1949).
6. A. BONETTI i C. DILWORTH, *Phil. Mag.* **40**, 585 (1949).
7. M. BLAU i H. WAMBACHER, *Nature*, **140**, 585, (1938), *Sitz. Akad. Wiss. in Wien, IIa*, **149**, 157, (1940).
8. H. L. BRADT, B. PETERS i inni, *Phys. Rev.* **74**, 213 (1948).
9. H. L. BRADT i B. PETERS, *Cosmic Radiation*, **5** (1949).
10. R. L. BROCK i E. GARDNER, *Rev. Sci. Instr.* **19**, 299 (1948).
11. R. H. BROWN, U. CAMERINI, P. H. FOWLER, H. HEITLER, D. T. KING i C. F. POWELL, *Phil. Mag.* **40**, 862 (1949).
12. R. BROWN, C. F. POWELL i inni, *Nature*, **163**, 82 (1949).
13. M. CHASTEL, *Atomes*, **27**, 193, (1948).
14. P. CÜER, *C. R.*, **223**, 1121 (1946).
15. P. DEMERS, *Phys. Rev.* **70**, 974 (1946).
16. A. FILIPPOW, A. ŻDANOW i I. GURIEWICZ, *Journ. of Phys. (USSR)*, **1**, 51 (1939).
17. А. ФИЛИППОВ, А. ЖДАНОВ и И. ГУРЕВИЧ, Вестник АН СССР, **18**, 101 (1938).
18. E. P. GEORGE i A. C. JASON, *Cosmic Radiation*, **31** (1949).
19. J. B. HARDING, S. LATTIMORE, i D. H. PERKINS, *Proc. Roy. Soc.* **196**, 325 (1949).
20. A. HOLLEMAN i F. RICHTER, *Chemia organiczna*, t. II. 88—89 (1947).
21. I. JOLIOT-CURIE, *J. Phys. et le Rad.* **7**, 313 (1946).
22. P. KARRER, *Organic Chemistry*, **427** (1949).
23. *Katalog firmy Ilford 1. VIII. 1949.*
24. *Katalog firmy Kodak 1. XI. 1949.*
25. S. KINOSHITA, *Proc. Roy. Soc. (London)* **83A**, 432 (1910).
26. C. H. M. LATTES, P. H. FOWLER i P. CÜER. *Proc. Phys. Soc.* **59**, 883 (1947).
27. C. M. G. LATES, G. P. S. OCCHIALINI i C. F. POWELL, *Nature*, **160**, 453 (1947).

28. C. M. G. LATTES, G. P. S. OCCHIALINI i C. F. POWELL, *Nature*, **160**, 487 (1947).
29. M. LEPRINCE-RINGUET, *Atomes*, **24**, 96 (1948).
30. П. МЕЙКЛАР, Успехи физических наук, **38**, 43 (1949).
31. M. MORAND i P. CÜER, *Cosmic Radiation*, **29** (1949).
32. R. A. PECK, *Phys. Rev.* **72**, 1121 (1947).
33. D. H. PERKINS, *Nature*, **160**, 299, (1947) i *Nature*, **160**, 707 (1947).
34. D. H. PERKINS, *Cosmic Radiation*, **15** (1949).
35. D. H. PERKINS, *Nature*, **159**, 126 (1947).
36. J. H. J. POSLE i J. W. BRENNER, *Nature*, **163**, 131 (1949).
37. J. H. J. POSLE i J. W. BRENNER, *Nature*, **161**, 885 (1948).
38. C. F. POWELL i G. P. S. OCCHIALINI, *Nuclear Physics in Photographs*, London (1947).
39. C. F. POWELL, *Cosmic Radiation*, **83** (1949).
40. M. REINGANUM, *Phys. Zeits.* **10**, 1276 (1911).
41. E. RIESENFELD, *Lehrbuch der anorganischen Chemie*, **202**, 620—621 (1939).
42. M. M. SHAPIRO, *Rev. Mod. Phys.* **13**, 58 (1941).
43. E. SCHOPPER, *Naturwiss.* **25**, 557 (1937), *Phys. Zeits.* **40**, 22, (1939), *Naturwiss.* **25**, 557 (1937).
44. G. SCHWARZ i S. URBACH, *Photogr. Korr.* **68**, 61 (1932).
45. J. H. SMITH, *Phys. Rev.* **71**, 32 (1947).
46. G. THOMSON, *Proc. Roy. Soc.* **196**, 311 (1949).
47. H. R. von TRAUBENBERG, *Zeits. f. Phys.* **5**, 396 (1921).
48. TSIEN SAN-TSIANG, HO ZAH-WEL L. VIGNERON, R. CHASTEL, *Nature*, **159**, 773 (1947).
49. TSIEN SAN-TSIANG i inni, *Comptes Rendus*, **223**, 571 (1946).
50. L. VIGNERON, *Jour. de Phys. Rad.* **X**, 11 (1949).
51. J. H. WEBB, *J. Opt. Soc. Am.* **38**, 312 (1948).
52. J. H. WEBB i J. APP, *Phys.* **11**, 18 (1940).
53. J. H. WEBB, *Phys. Rev.* **74**, 511 (1948) i w jęz. ros. Успехи Физических наук **38**, 77 (1949).
54. T. R. WILKINS i H. J. S T. HELENS, *Rev. Mod. Phys.* **11**, 35 (1940), *Phys. Rev.* **49**, 649 (1936) i *Phys. Rev.* **54**, 783 (1938).
55. A. ŻDANOW, *Jour. Phys. et le Rad.* **6**, 233 (1935).
56. А. ЖДАНОВ, Доклады АН СССР, **28**, 110 (1940).

ANDRZEJ HRYNKIEWICZ

ZAGADNIENIA BEZPIECZEŃSTWA PRACY ZE ŹRÓDŁAMI PROMIENI W FIZYCE JĄDROWEJ

Fizyka zdrowia

W ciągu ostatnich lat, w związku z gwałtownym rozwojem fizyki jądra atomowego i zastosowaniem na przemysłową skalę jej osiągnięć, wzrosła liczba ludzi narażonych na wpływ różnego rodzaju promieniowania. Fabryki atomowe, powstające w wielu krajach, zatrudniają dziesiątki tysięcy robotników, których bezpieczeństwo pracy stało się zagadnieniem pierwszorzędnej wagi. Wobec nowości problemu i braku dłuższego okresu doświadczeń zmuszeni jesteśmy do jak najdalej idącej ostrożności, której brak został drogo opłacony przez wielu pionierów nauki o ciałach promieniotwórczych. Fakt, że w ciągu ostatnich lat zmniejszono kilkakrotnie dopuszczalną dzienną dozę promieniowania dla pracowników narażonych stale na naświetlenie oraz głosy szeregu genetyków domagające się dalszego ograniczenia tej dozy, świadczą wymownie o docenieniu niebezpieczeństwa zagrażającego ludziom przy nieostrożnym obchodzeniu się ze źródłami promieni.

Kilka lat temu powstał i bardzo szybko się rozwinął nowy dział fizyki, tzw. fizyka zdrowia, której głównymi zadaniami są:

1. Badanie skutków działania promieniowania na organizmy żywe, zwłaszcza na organizm ludzki.
2. Przeprowadzanie pomiarów natężenia promieniowania w różnych punktach laboratoriów i fabryk atomowych.
3. Zabezpieczanie pracowników przed promieniowaniem przez instalowanie odpowiednich osłon i projektowanie bezpiecznych metod pracy.
4. Opieka nad pracownikami — tzn. kontrola naświetlenia przy pomocy różnych typów dozymetrów, pomiary radioaktywnych zanieczyszczeń ubrań i powierzchni skóry przy wyjściu z fabryki,

- przeprowadzanie badań krwi i stosowanie kuracji w razie stwierdzenia zmniejszenia liczby leukocytów.
5. Opracowywanie sposobów usuwania radioaktywnych odpadków poza obręb fabryki bez szkody dla okolicznych mieszkańców.

Definicje i jednostki podstawowych wielkości

1. Aktywność źródła promieni

Miarą aktywności pierwiastka promieniotwórczego jest liczba atomów ulegających rozpadowi w ciągu sekundy. Jednostką aktywności jest curie (C). Źródło ma aktywność jednego curie, jeżeli w ciągu jednej sekundy rozpada się $3\cdot71 \times 10^{10}$ atomów.

Często w praktyce stosowane są mniejsze jednostki:

1 mC (milicurie) = $3\cdot71 \times 10^7$ dezyntegracji na sekundę

1 μ C (mikrocurie) = $3\cdot71 \times 10^4$ dezyntegracji na sekundę

lub 1 nC (nanocurie) = 371 dezyntegracji na sekundę.

Liczba $3\cdot71 \times 10^{10}$ jest to liczba atomów rozpadających się w ciągu sekundy w 1 gramie czystego radu, toteż dawniej definicja 1 curie była oparta na wzorcu, a mianowicie Kongres Radiologiczny w Brukseli w 1910 r. ustalił, że 1 curie jest to aktywność emanacji w równowadze z jednym gramem czystego radu. Ta ilość emanacji ma masę $6\cdot51 \times 10^{-6}$ g i w warunkach normalnych zajmuje objętość 0'66 mm^{3*}).

Międzynarodowym standartem aktywności jest aktywność 21'99 mg chlorku radu (w tym 16'74 mg radu), przygotowanego przez Marię Curie Skłodowską i przechowywanego w Międzynarodowym Biurze Miar i Wag w Sèvres pod Paryżem.

Jeżeli rad jest w równowadze z swymi produktami rozpadu, to aktywność każdego członu szeregu promieniotwórczego jest równa aktywności czystego radu, a ponieważ rad ma dziewięciu potomków, więc 1 g radu w przypadku ustalonej równowagi ma aktywność 9 curie.

W 1946 r. Condon i Curtiss zaproponowali jednostkę aktywności równą 10^6 dez./sek i nazwali ją rutherfordem (Rd). Jednostka ta jednak dotychczas się nie przyjęła.

*) W r. 1947 wspólna komisja do spraw promieniotwórczości wyłoniona przez Międzynarodowe Unie Fizyki i Chemii zaproponowała przyjęcie na jednostkę promieniotwórczości przez definicję 1 „Curie” jako ilość pierwiastka promieniotwórczego, która doznaje dokładnie $3\cdot700 \cdot 10^{10}$ przemian promieniotwórczych na sekundę. Jest to wartość bardzo zbliżona do wartości otrzymywanej z najdokładniejszych pomiarów liczby cząstek α emitowanych przez 1 g radu bez pochodnych promieniotwórczych.

2. Doza promieniowania

Dla promieni X i promieni gamma dozę promieniowania w pewnym punkcie mierzymy w roentgenach (R). Doza w danym miejscu jest równa 1 R, jeżeli w 1 cm³ powietrza w warunkach normalnych promienie wytworzyły przez jonizację jedną jednostkę elektrostatyczną ładunku każdego znaku. To odpowiada wytworzeniu 2.08×10^9 par jonów w 1 cm³ powietrza lub 1.6×10^{12} par jonów w 1 gramie powietrza.

Jeżeli założymy, że na utworzenie jednej pary jonów zużywa się energia 32.5 eV, to 1 R będzie równoważny:

$$\begin{aligned} &6.8 \times 10^4 \text{ MeV na } 1 \text{ cm}^3 \text{ powietrza} \\ &\text{lub } 5.2 \times 10^7 \text{ MeV na } 1 \text{ g powietrza,} \end{aligned}$$

a po przeliczeniu na jednostki układu cgs jest równoważny 83 ergom na 1 g powietrza.

Aby określić dozę dla promieni innego rodzaju, wprowadzono jednostkę rep (roentgen equivalent physical). 1 rep jest to ilość dowolnego promieniowania, która wytworzy w jednym gramie żywej tkanki 1.6×10^{12} par jonów lub udzieli jednemu gramowi tkanki 83 ergów energii.

3. Natężenie promieniowania w danym punkcie

Natężenie promieniowania w danym punkcie obliczamy dzieląc dozę przez czas, w którego ciągu została ona zaaplikowana.

Naprzykład promienie kosmiczne i promieniowanie zanieczyszczeń radioaktywnych skorupy ziemskiej wytwarzają na powierzchni Ziemi przeciętnie w ciągu jednej sekundy 6 par jonów w 1 cm³ powietrza. Jak łatwo stąd obliczyć, natężenie tych promieniowań na powierzchni Ziemi wynosi ok. 0.25 mR na dobę.

4. Natężenie promieniowania źródła

Jeżeli, oprócz natężenia promieniowania w danym punkcie, znamy odległość tego punktu od źródła, to możemy podać natężenie promieniowania (lub dokładniej zdolność jonizacyjną) źródła. Jednostką natężenia promieniowania źródła jest 1 rhm. Źródło posiada natężenie równe 1 rhm, jeżeli w odległości jednego metra natężenie promieniowania wynosi 1 R/godz.

Naprzykład 1 g radu posiada natężenie promieniowania równe 0.898 rhm.

Szkodliwe rodzaje promieni Niebezpieczeństwo wewnętrzne i zewnętrzne

Niebezpiecznymi rodzajami promieni, z którymi mają do czynienia badacze i pracownicy laboratoriów fizycznych i fabryk atomowych, są: promienie X, promienie α , β i γ ciał promieniotwórczych, neutrony oraz cząstki przyśpieszone sztucznie, a więc protony, deuterony i heliony.

Narazie w Polsce żadne laboratorium fizyczne nie posiada urządzeń do przyśpieszania cząstek, a prace są prowadzone jedynie z promieniami X, naturalnymi pierwiastkami promieniotwórczymi i neutronami otrzymanymi z reakcji $Ra+Be$. Ograniczymy się wobec tego do omówienia działania tylko tych, dostępnych dla nas, typów promieni.

Ze względu na różne współczynniki absorpcji w tkance, niektóre promienie stanowią niebezpieczeństwo głównie wtedy, gdy ich źródło zostanie wprowadzone do wnętrza organizmu, podczas gdy inne, o większej przenikliwości, przedstawiają niebezpieczeństwo zarówno wewnętrzne jak i zewnętrzne.

Cząstki α ciał promieniotwórczych posiadają energie nie przekraczające 10 MeV, zasięg ich w powietrzu dochodzi zaledwie do 10 cm, w tkance zaś do 100 μ ; nie przenikają wobec tego martwej, zrogowacialej warstwy naskórka i mogą stanowić tylko niebezpieczeństwo wewnętrzne. Promienie β natomiast, o energiach do 5 MeV, posiadają w powietrzu zasięg do 19 m, co odpowiada 3 cm w tkance; stanowią więc również niebezpieczeństwo zewnętrzne, gdyż mogą uszkodzić płycej położone organy. Największe niebezpieczeństwo zewnętrzne przedstawia promieniowanie przenikliwe, a mianowicie twarde promienie X, promienie γ i neutrony.

Mechanizm biologicznego działania promieni

Promieniowanie okazało się najbardziej destruktywnym czynnikiem dla żywej tkanki. Doza śmiertelna dla człowieka 1000 R, powodująca jonizację zaledwie 2 atomów na sto milionów, udzieliłaby organizmowi energii ok. 0'6 joula, co zwiększyłoby temperaturę ciała tylko o 0'002° C. Dla porównania wystarczy podać, że kula rewolwerowa ma energię kinetyczną rzędu kilkuset joulów, a więc mniejwięcej 1000 razy większą.

Promieniowanie uszkadza tkankę przez jonizację. W przypadku promieni niejonizujących, fotonów i neutronów, jonizację wywołują cząstki wtórne, a więc fotoelektrony, elektrony comptonowskie

i elektrony par dla promieni X i γ , a odrzucone jądra atomowe (szczególnie protony) dla neutronów.

Skutek jonizacji cząstek jest podwójny: z jednej strony następuje rozkład szeregu ważnych dla komórek substancji, z drugiej zaś powstające jony są bardzo aktywne chemicznie i łącząc się chętnie z innymi cząstkami, tworzą często szkodliwe dla komórek związki. Okazało się, że jednym z głównych i najbardziej szkodliwych procesów w tkance jest jonizacja i dysocjacja cząsteczek wody: $\text{H}_2\text{O} \rightarrow \text{H}^+ + \text{OH}^-$.

Oprócz liczby jonów wytworzonych w 1 g tkanki dużą rolę w działaniu biologicznym odgrywa jonizacja właściwa, czyli liczba jonów wytworzonych na 1 μ drogi padającego promienia (tablica I).

Tablica I

Cząstka	Masa	Ładunek	Jonizacja właściwa (liczba jonów na mikron wody)
elektron	1/1840	- 1	10 — 150
proton	1	+ 1	500 — 1900
cząstka α	4	+ 2	3000 — 7500

Różnice jonizacji właściwej powodują, że działanie biologiczne dozy 1 rep dla różnych rodzajów promieniowania nie jest równe działaniu 1 R. Wprowadzono wobec tego obok 1 rep, zdefiniowanego czysto fizycznie, nową jednostkę tzw. rem (roentgen equivalent man). Definicja tej jednostki jest biologiczna, a mianowicie 1 rem to doza dowolnego promieniowania, która zaabsorbowana przez człowieka wywoła taki sam skutek jak absorpcja 1 R promieni X lub γ .

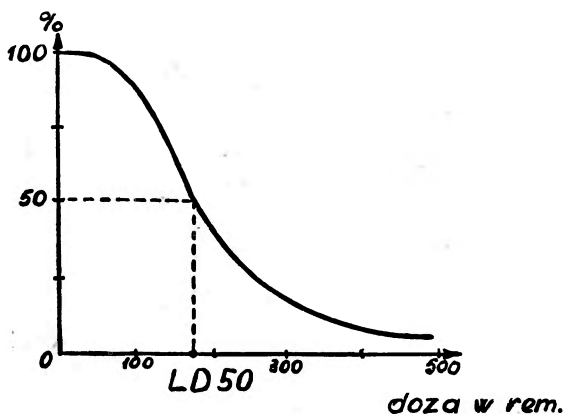
W większości laboratoriów przyjmuje się obecnie, że działanie biologiczne różnych rodzajów promieni jest następujące:

promienie X i γ	1 R = 1 rep = 1 rem
promienie β	1 rep = 1 rem
cząstki α	1 rep = 10 rem
neutrony termiczne	1 rep = 4 rem
szybkie neutrony	1 rep = 5 rem

Badania, przeprowadzone w ostatnich miesiącach, wskazują na konieczność rewizji równoważnika biologicznego dla szybkich neutronów i skłaniają do przyjęcia znacznie większej wartości 1 rep = 25 rem.

Biologiczne skutki naświetlenia

Rozróżniamy naświetlenie lokalne i naświetlenie całego ciała. Podczas gdy w radioterapii stosuje się często dawkę 5000 R na powierzchni kilku cm², to dawka pięciokrotnie mniejsza, zaaplikowana całemu ciału, pociągnęłaby za sobą pewną śmierć. Na szczęście komórki mają zdolność odradzania się przez regenerację rozłożonych związków i usuwanie wytworzonych szkodliwych substancji. Dzięki temu większość skutków wywołanych przez naświetlenie nie kumuluje się i organizm znosi bez szkody znaczną dawkę rozłożoną w czasie, podczas gdy mniejsza dawka, zaaplikowana jednorazowo, wywołałaby poważne obrażenia. Stwierdzono na przykład, że dawka 600 rem daje taki sam rezultat jak 900 rem zaaplikowane w ciągu dwóch dni po 450 rem dziennie.



Rys. 1. Krzywa przeżycia muszki owocowej

Badanie skutków promieniowania jest przeprowadzane na dużej skali na zwierzętach. Bardzo podatnym materiałem doświadczalnym jest muszka owocowa, *Drosophila melanogaster*. Grupę zwierząt naświetla się określoną dawką promieniowania i wyznacza procent osobników pozostałych przy życiu. Przeprowadzając takie pomiary dla szeregu grup, potraktowanych różnymi dawkami promieniowania, można wykreślić tzw. krzywą przeżycia, odkładając na osi odciętych stosowaną dawkę, a na osi rzędnych procent osobników, które przeżyły eksperyment. Typową krzywą tego rodzaju przedstawia rys. 1. Jest to krzywa narysowana właśnie dla muszki owocowej. Z wykresu można wyznaczyć wielkość dawki, która zabija połowę naświetlonych zwierząt. Nazwano ją dawką LD 50.

Dla *Drosophili* LD 50 wynosi ok. 180 rem. Dla innych organizmów wartości dozy LD 50 znacznie się różnią, a więc na przykład:

dla człowieka	LD 50 = 450 rem
dla szczura	LD 50 = ok. 850 rem
dla świnki morskiej	LD 50 = 250 rem
dla poczwerek różnych owadów	LD 50 = ok. 150.000 rem

Bardzo odporne na działanie promieniowania okazały się bakterie. Warren stwierdził, że kultury szeregu bakterii znoszą bez szkody dozę 200.000 rem. Również wirusom doza kilkuset tysięcy rem zupełnie nie szkodzi.

U ssaków nie zaobserwowano różnic wrażliwości przekraczających czynnik 10. Nie występuje również zjawisko „idiosynkrazji”, tzn. nie ma obawy, aby jakaś jednostka odznaczała się wrażliwością większą niż przeciętna.

Skutki działania promieniowania na organizm ludzki

Ogólne przedozowanie promieniowania wywołuje niedyspozycję bardzo zbliżoną do choroby morskiej, a więc złe samopoczucie, ból głowy, wymioty itp. Środkiem leczniczym na tą dolegliwość jest według Martina i Moursunda ścisła dieta węglowodanowa i stosowanie witaminy B₁ w ilości 2000 jednostek międzynarodowych dziennie.

Najbardziej zasadniczymi skutkami jakie wywołuje zbyt duża dawka promieni są:

1. uszkodzenie skóry
2. leukopenia
3. sterylność
4. mutacje
5. rak
6. nekroza kości

Uszkodzenia skóry rentgenolodzy dzielą na cztery stopnie.

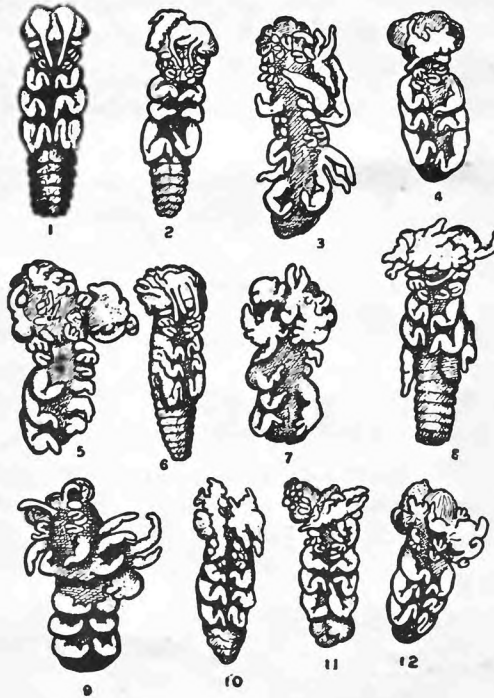
Stopień I: wypadanie włosów (epilacja) bez widocznego zapalenia.

Powrót do zdrowia po 2—4 tygodniach.

Stopień II: rumień (erythema) żywo czerwony (rozszerzenie naczyń krwionośnych), wzrost temperatury uszkodzonej powierzchni, epilacja i pigmentacja. Powrót do zdrowia po 6—12 tygodniach.

Stopień III: rumień ciemno czerwony, pęcherzyki, epilacja, obumarcie gruczołów włosowych, łojowych i potnych. Ból. Powrót do zdrowia po 8—15 tygodniach. Pozostają blizny. Niebezpieczeństwo spóźnionej reakcji po latach.

Stopień IV: Ogniska nekrotyczne, pęcherze, owrzodzenia sięgające włąb. Bardzo bolesne. Powrót do zdrowia wątpliwy. Jedyńm skutecznym środkiem jest głębokie wycięcie.



Rys. 2. Zwyradniałe larwy konika polnego, powstałe z naświetlonych jaj, w porównaniu z okazem normalnym (Nr 1) (T. C. Evans)

Leukopenia czyli zmniejszenie liczby białych ciałek krwi jest spowodowana działaniem promieni na komórki macierzyste szpiku kostnego. Jest to najwcześniejsza oznaka przedawkowania.

Gruczoły płciowe są bardzo czule na działanie promieni. U mężczyzn doza 180 rem wywołuje czasową niepłodność, a 300 rem stałą, u kobiet przejściowa niepłodność jest wywołana już dozą 168 rem, stała zaś — 204 rem.

Prawdopodobnie najbardziej niebezpiecznym i co gorsza najmniej znanym skutkiem promieniowania jest wywoływanie mutacji. Po pierwsze nie mamy jeszcze w tej dziedzinie doświadczenia z ludźmi, bo mutacje mogą się przejawiać dopiero w trzecim lub czwartym pokoleniu i opieramy się tylko na eksperymentach ze zwierzętami, po drugie zaś nie można podać progowej dozy promieniowania, poniżej której mutacje nie wystąpią, a zmniejszenie naświetlenia zmniejsza jedynie ich prawdopodobieństwo. Jeżeli przypuścimy, że większość mutacji występujących u człowieka jest spowodowana promieniami kosmicznymi i promieniowaniem radioaktywnych zanieczyszczeń skorupy ziemskiej, to ponieważ dopuszczalne dziś w laboratoriach i fabrykach natężenie promieniowania jest kilkaset razy większe, więc tyle razy byłyby prawdopodobiejsze mutacje u pracowników narażonych na działanie tego promieniowania. Musimy też pamiętać, że zaledwie kilka mutacji na tysiąc bywa korzystnych dla organizmu.

Często mutacje niekorzystne dla danego osobnika są bardzo pożądane z innego punktu widzenia. Naprzykład udało się naświetlając promieniami X cebulki lilii królewskich (*Lilium regale*) uzyskać kwiaty pozbawione pyłku, a więc znacznie wartościowsze dla ogrodników.

Naświetlanie lokalne okazało się niezastąpionym orężem w walce z rakiem, jednak zbyt duża doza promieni może wywołać powstanie złośliwego nowotworu. Jednym z przykładów jest leukemia, rakowate schorzenie krwi, polegające na gwałtownym wzroście liczby leukocytów.

Nekroza, czyli obumieranie kości, występuje najczęściej przy wprowadzeniu do organizmu pierwiastka promieniotwórczego emitującego cząstki α i chętnie osadzającego się w kościach, a więc np. radu, plutonu, promieniotwórczych izotopów strontu itp.

Oprócz wyżej wymienionych efektów większe dozy promieniowania działają na szereg ważnych organów ciała. Między innymi wywołują zwłóknienia w płucach, zapalenie nerek, zmętnienie soczewki oka i uszkodzają ścięgna. System nerwowy okazał się bardzo odporny i znosi duże dozy bez żadnych objawów chorobowych. Ciekawą obserwację zrobił Clark, naświetlając przez 11 dni mózg psów codziennie dozą 11.000 R. Wywołało to u poddanych doświadczeniu osobników przejściowe zaostrenie słuchu dochodzące do 5·5 decybeli.

Nowsze badania wykazały, że nie wszystkie zmiany wywołane w organizmie przez promieniowanie są odwracalne. Niektóre skutki,

wywołane drobnymi, powtarzającymi się dawkami, mogą się kumulować. U rentgenologów, mimo przestrzegania ostrożności, obserwuje się rozszerzenie naczyń krwionośnych skóry, zanik gruczołów włosowych, potnych i łojowych oraz atrofię elastycznej tkanki skóry.

W przypadku wprowadzenia pierwiastka promieniotwórczego do wnętrza organizmu, co może zająć przez spożycie, wdychanie lub skałeczenie, wywołane szkody zależą od jego dalszych losów, które z kolei są funkcją własności chemicznych. Przy rozpatrywaniu niebezpieczeństwa wewnętrznego, spowodowanego wchłonięciem promieniotwórczego pierwiastka, musimy, oprócz fizycznego czasu połowicznego rozpadu, uwzględnić również tempo wydalania danej substancji z organizmu czyli tzw. biologiczny czas półtrwania, tj. okres w ciągu którego połowa danego pierwiastka zostanie wydalona. Ogólnie możemy więc mówić o efektywnym czasie półtrwania, czyli czasie, po upływie którego w organizmie pozostanie połowa pierwiastka promieniotwórczego, na skutek obu zjawisk: fizycznego rozpadu i biologicznego wydalania.

Dopuszczalna doza promieniowania

Badania wpływu promieni na organizm ludzki wykazały, że doza 1 rem na dobę nie wywołuje jeszcze żadnych dostrzegalnych zmian. Jednakże przy systematycznym naświetlaniu należy oczywiście dozę tę wielokrotnie obniżyć. Obecnie przyjmuje się, że przy ośmiogodzinnym dniu pracy i przy ciągłym naświetlaniu promieniami γ najwyższa dopuszczalna doza nie powinna przekraczać 0,3 rem na tydzień.

Tablica II podaje natężenie promieniowania w odległości 1 m od punktowego źródła w zależności od energii emitowanych kwantów γ , tablica III zaś dopuszczalne odległości (w cm) od źródeł promieni γ o różnych energiach, w jakich to odległościach można przez 8 godzin na dobę pracować, bez przekroczenia dopuszczalnej dozy 0,3 rem/tydzień.

Dla neutronów termicznych dopuszczalna doza 0,3 rem/tydzień odpowiada strumieniowi od 620 do 2350 neutronów (w zależności od przyjętego związku między rep i rem) przez 1 cm² na sekundę w ciągu 8 godzin. Dla szybkich neutronów, przy założeniu, że 1 rep = 5 rem, dopuszczalny strumień wynosi 100 neutronów przez 1 cm² na sekundę w ciągu 8 godzin.

W przypadku koniecznego jednorazowego naświetlenia ustalono następujące normy: dla ludzi w wieku poniżej 45 lat dopuszczalne maximum 25 rem, powyżej 45 lat — 50 rem.

Tablica II

E w MeV	R godz. na curie lub mR/godz. na mC w odległości 1 m
0.1	0.045
0.2	0.099
0.3	0.16
0.5	0.28
0.8	0.45
1.0	0.54
1.5	0.74
2.0	0.90
3	1.21
4	1.35

Tablica III

E w MeV	Aktywność źródła w mC,										
	.25	.50	1	5	10	20	30	40	50	75	100
.1	4.27	6.10	8.53	19.20	27.13	38.10	47.24	54.56	60.96	74.68	86.26
.2	6.40	9.14	12.80	28.65	40.54	57.30	70.10	81.08	90.83	110.64	128.32
.3	8.23	11.58	16.46	36.81	51.82	73.15	89.61	103.63	115.82	141.73	163.68
.5	10.67	15.24	21.34	47.71	67.97	96.01	117.65	135.94	151.79	185.93	214.58
.8	13.72	19.20	27.13	60.96	86.26	121.92	149.05	172.21	192.63	236.22	272.49
1.0	14.94	21.03	29.87	66.75	94.49	133.81	163.68	188.98	211.23	259.08	298.70
1.5	17.37	24.69	35.05	78.03	110.34	156.06	191.11	220.68	246.04	301.37	348.01
2.0	19.20	27.43	38.10	86.26	121.92	172.21	211.23	243.84	272.49	333.76	385.37
2.5	20.73	29.26	41.76	92.96	131.37	185.93	227.32	262.74	293.54	359.36	415.14
3.0	21.95	31.09	43.81	98.25	138.99	196.90	240.79	277.92	310.66	380.70	439.52
4.0	23.62	33.53	47.24	105.46	149.05	211.23	258.47	298.40	333.76	408.74	472.44

Przyrządy do pomiaru szybkości jonizacji

Do wyznaczania natężenia promieniowania służą różne typy dozymetrów, opartych na zasadzie komory jonizacyjnej lub licznika Geigera-Müllera. Oczywiście ilościowe dane dotyczące szybkości jonizacji mogą być otrzymane tylko za pomocą komory jonizacyjnej. Aby się posługiwać licznikiem G.-M., musimy go dla każdego

rodzaju promieni wycechować przez porównanie ze wskazaniami otrzymanymi za pomocą komory.

W Ameryce opracowano cały szereg standartowych dozymetrów na różne typy promieni i na różne zakresy od 0'1 do 5.000 mR/godz.

Dla szybkich neutronów stosuje się komory jonizacyjne napełnione wodorem, dla powolnych wyłożone borem lub napełnione trójfluorkiem boru. Komory te cechuje się w roentgenach za pomocą pro-



Rys. 3. Laboratoryjny dozymetr licznikowy na promienie γ i β (Nucleonics, 3,6)



Rys. 4. Dozymetr laboratoryjny z komorą jonizacyjną. (Nucleonics, 4,5)

mieni X, a wskazania dla neutronów podaje się w jednostkach n, odpowiadających jonizacji w R dla promieni X. W ten sposób określona jednostka n nie odpowiada 1 rep. Jak wykazały pomiary, jonizacja w tkance wywołana przez 1 n jest równa 2—2'5 rep.

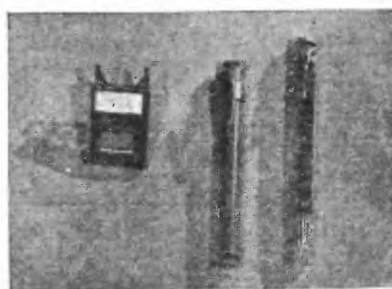
Do wyznaczania dozy, przyjętej w ciągu dnia pracy przez robotników, służą filmy rentgenologiczne lub dozymetry kieszonkowe, których zasadniczą częścią jest mała komora jonizacyjna połączona z elektrometrem lub rozładowujący się pod wpływem promieniowania kondensator.

Wymienione wyżej przyrządy mierzą jonizację w R lub rep. Znając dla danego rodzaju promieniowania zależność między jednostkami rep i rem możemy określić niebezpieczeństwo biologiczne danej dozy. Do wyznaczania zależności rem od rep służą dozymetry biologiczne, z których najczęściej stosowanym jest hodowla muszki owocowej. Posługujemy się w tym wypadku krzywą przeżycia, określając zależność między dozami LD 50 dla różnych rodzajów promieni.

Kilka typów stosowanych dziś w praktyce dozymetrów przedstawiają załączone reprodukcje zdjęć z pracy G. W. M o r g a n a.



Rys. 5. Czterolicznikowy dozymetr do równoczesnego pomiaru zanieczyszczeń radioaktywnych dłoni i stóp. (Nucleonics, 4,3)



Rys. 6. Dozymetry kieszonkowe: (z lewa na prawo) z filmem, z komorą jonizacyjną, z kondensatorem. (Nucleonics, 4,3)

Promieniowanie radu

Na zakończenie artykułu podamy kilka danych dotyczących promieniowania radu, z którym w laboratoriach fizycznych i w terapii raka mamy najczęściej do czynienia.

Promieniowanie γ 1 mg radu w równowadze z produktami rozpadu wywołuje w odległości 1 cm jonizację 8'98 R/godz. Aby wyznaczyć dotę naświetlenia (D) pracownika przebywającego w ciągu czasu t (w godzinach) w odległości r (w cm) od m mg radu posługujemy się wzorem

$$D = \frac{8,98 m t}{r^2} \quad (1)$$

Jeżeli rad jest umieszczony w osłonie z materiału o współczynniku absorpcji μ (patrz tablica IV), to natężenie promieniowania

$$I = I_0 e^{-\mu x} \quad (2)$$

gdzie I_0 jest natężeniem promieniowania preparatu nieosłoniętego, a x grubością filtru w mm. Wobec tego doza wyraża się wzorem

$$D = \frac{8.98 \text{ m t } e^{-\mu x}}{r^2} \quad (3)$$

Platynowe jednomiligramowe igły radu o grubości ścianki 0.5 mm (najczęściej spotykane w praktyce) wywołują w odległości 1 cm jonizację 8'36 R/godz.

Jeżeli grubość osłony jest bardzo mała (nie przekracza kilku mm), to możemy stosować zamiast wzoru (2) wzór przybliżony

$$I = I_0(1 - \mu x) \quad (4)$$

Tablica IV

Współczynniki absorpcji dla promieni γ radu	
Substancja	Współczynnik absorpcji w mm^{-1}
Glin	0.007
Ołów	0.088
Platyna	0.139
Złoto	0.140
Mosiądz	0.020
Mięśnie	0.0024
Tkanka łączna	0.0024
Kość	0.0055
Woda	0.0026
Parafina	0.0022

który otrzymamy przez rozwinięcie na szereg wyrażenia (2) i poprzestanie na wyrazie pierwszego rzędu. Wówczas wzór (3) przyjmie prostszą postać

$$D = \frac{8.98 \text{ m t } (1 - \mu x)}{r^2} \quad (5)$$

Przy obchodzeniu się z radem, jak również z innymi źródłami promieni należy pamiętać o trzech zasadniczych metodach ochrony.

Najskuteczniejszy środek ochrony wskazuje prawo odwrotnych kwadratów — jest nim odległość. Należy unikać zbytniego zbliżania się do nieosłoniętych preparatów, brania ich palcami i nachylania się

nad otwartymi naczyniami z radem z czym się również wiąże niebezpieczeństwo wdychania radonu w przypadku nieszczelności igieł.

W tablicy V są podane minimalne odległości od platynowych igieł radu w jakich to odległościach należy przebywać, aby nie przekroczyć w ciągu 8 godzin pracy dozy 50 mrem.

Tablica V

Ilość radu w g (osłona 0.5 mm Pt)	Dopuszczalna odległość w m
1	11.6
2	16.5
5	25.4
10	37.0

Drugą metodą ochrony jest stosowanie odpowiednich osłon. Rad powinien być przechowywany w safesie zaopatrzonym w szereg szuflad, z których każda musi być wyłożona odpowiedni warstwą ołowiu.

Tablica VI

Maksymalna ilość radu w g	Grubość osłony ołowianej w cm
0.05	5
0.2	8.5
0.5	10
1.0	11.5
2.0	13
5.0	15
10.0	17

Tablica VI podaje grubości osłon ołowianych ustalonych przez Międzynarodowy Kongres Radiologiczny w Chicago w 1937 r.

Z tablicy VII można odczytać grubość osłony ołowianej (w cm), jaką należy stosować, aby pracując w określonej odległości od danego preparatu radowego, nie przekroczyć w ciągu 8 godzin dozy 50 mrem.

Trzecią wreszcie metodą ochrony przed promieniowaniem jest ograniczenie do minimum czasu przebywania w pobliżu źródła promieni. Często pracownicy laboratorium ćwiczą się przez długi czas

Tablica VII

Ilość radu w g (osłona 0.5 mm Pt)	Odległości od źródła w m			
	0.5	1	2	5
1	11.0	8.0	5.0	2.0
2	12.5	9.5	6.5	3.0
3	14.5	11.5	8.5	4.5
10	16.0	13.0	10.0	6.0

w wykonywaniu pewnej operacji lub reakcji chemicznej z pierwiastkiem niepromieniotwórczym i dopiero po mabyciu odpowiedniej wprawy przeprowadzają ją z substancją radioaktywną.

Fizyka zdrowia, jakkolwiek jest bardzo młodym działem nauki, posiada już bogatą literaturę, to też nie sposób poruszyć na kilku stronach artykułu wszystkie wchodzące w jej ramy zagadnienia. Zresztą niemal każdy numer czasopism poświęconych fizyce jądrowej przynosi z tej dziedziny nowe wiadomości. Jeżeli ten artykuł zwróci bacniejszą uwagę pracowników naszych laboratoriów na poważne, a tak często u nas niestety lekceważone, niebezpieczeństwo pracy ze źródłami promieni, to spełni dobrze swe zadanie.

Kraków, lipiec 1949 r.

II Zakład Fizyki Doświadczalnej
Uniwersytetu Jagiellońskiego

Literatura

1. D. BALBER, *Nucleonics*, 4, 5, 112 (1949).
2. G. L. CLARK, *Applied X-Rays*, New York, 1940.
3. T. C. EVANS, *Nucleonics*, 4, 3, 2 (1949).
4. G. FAILLA, *Nucleonics*, 4, 1, 42 (1949).
5. R. E. LAPP, H. L. ANDREWS, *Nucleonics*, 3, 3, 60 (1948).
6. A. S. Mc FARLANE, *Nature*, 162, 480 (1948).
7. G. W. MORGAN, *Nucleonics*, 4, 3, 24 (1949).
8. J. K. ROBERTSON, *Radiology Physics*, New York, 1946.
9. W. T. SPROULL, *X-Rays in Practice*, New York, 1946.
10. Я. Л. ШЕХТМАН, Защита от рентгеновских лучей вып. 14, Медгиз, 1939.
11. Я. Л. ШЕХТМАН, Рентгеновская дозиметрия, Медгиз, 1941.
12. А. К. ТРАПЕЗНИКОВ, Рентгено-дефектоскопия, Машгиз, 1948.

STEFAN PIENKOWSKI

ROZPROSZENIE PROMIENI X JAKO PODSTAWA BADAŃ MIKROSTRUKTURY CIAŁ NIEJEDNORODNYCH

1. Wstęp

Badania strukturalne za pomocą promieni X obejmują swym zasięgiem niezwykle szeroki zakres zagadnień i zasięg ten stale się rozszerza.

Dział główny i historycznie pierwszy stanowią badania struktur doskonałych. Dotyczą one tak elementów podstawowych, jak i subtelnych cech, *doskonałych* siatek krystalicznych oraz układów atomów czy cząsteczek ściśle jednorodnych a doskonale bezładnych, jakie mamy w ciałach bezpostaciowych.

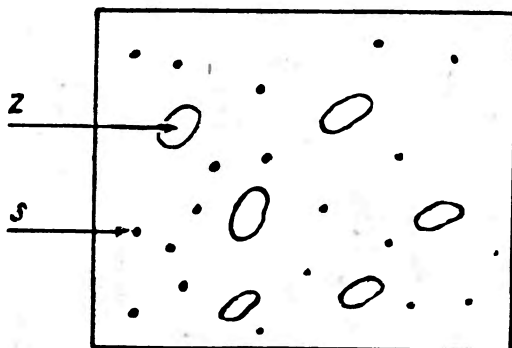
Inny dział stanowią struktury układów jednorodnych *niedoskonałych* o bardzo rozległej skali niedoskonałości, jak siatki krystaliczne odkształcone, zakłócone czy z natury swej niewykształcone (np. krochmal).

Oddzielną grupę stanowią badania struktury układów *niejednorodnych*, obejmujących bardzo różnorakie typy struktur począwszy od klasycznych zespołów dobrze wykształconych krystalitów, których przedstawicielami typowymi są metale i ich stopy, poprzez rozległą sieć mniej doskonałych ustrojów, ziaren, włókien, makrocząsteczek związków organicznych (chityna, keratyna), aż do zespołów mikro- czy ultramikroziaren o mniej czy więcej złożonej budowie, różniczkowalnych według odpowiednich swoistych im cech.

W badaniach ostatnich lat szczególną uwagę zwrócono na układy stanowiące jakby zawiesinę ziaren Z w skali najwyższego rozproszenia w różniczkowalnej od nich masie spoiwa S w fazie stałej (rys. 1). Układy takie stanowią zespół sąsiadujących ze sobą obszarów o różniących się właściwościach. W wąskim wycinku były to układy analogiczne do roztworów koloidalnych w fazie stałej. W ogólnie ujętej koncepcji ziarna te nie muszą być ciałami obcymi. Mogą to być ziarna

tej samej substancji, co faza międzyziarnista, lecz różniczkowalne od niej pewną określoną właściwością.

Grupa ta obejmuje układy różnorodnego typu, począwszy od zwykłego zlepku różnych ziaren aż do częstokroć niedość sprecyzowanych ugrupowań, tzw. centrów, mozaik, obszarów wyodrębnionych ze względu na swe właściwości mechaniczne, elektryczne, czy optyczne.



Rys. 1

Zaznaczyć należy, iż dalecy jesteśmy od zbadania tak szeroko ujętych struktur układów niejednorodnych ciał stałych. Częstokroć nie znamy nawet odpowiednich metod, które mogłyby służyć do badań w tym kierunku.

Badania właściwości takich układów ziaren w stanie nadsubtelnej (jak to przyjęto nazywać) dyspersji posiadają nie tylko wartość naukowo-poznawczą w dziedzinie fizyki, chemii, geologii, petrografii, lecz już obecnie są nimi wysoce zainteresowane różne gałęzie przemysłu, jak przemysł węglowy *) (przetwórczy), koksowy, kauczukowy, ceramiki, metali, chemiczno-katalitycznych polimeryzacji wielkich cząsteczek, sztucznych włókien, materiałów plastycznych itp.

Wskazuje to na olbrzymią rozpiętość skali zjawisk i procesów wytwórczych, zainteresowanych badaniami właściwości ziarn, w nadsubtelnej dyspersji.

Należy zaznaczyć, że wyznaczanie wielkości ziarn w skali głęboko podmikroskopowej jest zadaniem niełatwym i właściwie całkowicie zadawalających metod nie posiadamy.

*) Przypomnę że w roku 1943 została zwołana międzynarodowa konferencja do zagadnień „Nadsubtelnej struktury węgla i koksów”.

Przypomnę tutaj, że skala wielkości różniczkowalnych optycznie ziaren jakie pozwala wyznaczyć mikroskop daje wielkości liniowe od 10^6 \AA do $2 \cdot 10^3 \text{ \AA}$ (stosując już nadfiolet). W obszarze wielkości podmikroskopowych najpotężniejszym narzędziem był dotychczas mikroskop elektronowy, pozwalający widzieć i mierzyć elementy liniowe struktur od dziedziny optycznej, a więc $4 \cdot 10^3 \text{ \AA}$ (odpowiada to fioletowi) do wielkości rzędu $0,01 \mu$ a więc 100 \AA . Właściwie jednak w pracy bieżącej dochodzimy co najwyżej do 200 \AA .

Otóż wymiary liniowe najbardziej interesujących ustrojów ziarnistych leżą w obszarze $1\text{--}150 \text{ \AA}$.

Wprawdzie klasyczna metoda Bragg'a odbicia promieni X od płaszczyzn siatki krystalicznej pozwala sięgnąć głębiej — pozwala wyznaczyć odległości atomów, średnio, w obszarze rozciągającym się od ułamka Ångströma do kilkudziesięciu Å. Lecz pomary te nie obejmują danych dotyczących wielkości obszarów ziarniście różniczkowalnych, a jedynie elementy prawidłowej siatki krystalicznej niezależnie od ich przynależności do takich czy innych ziarn substancji w stanie nadsubtelnego rozproszenia. Metoda ta zatem nie pozwala nam wyznaczyć elementów wielkości ziarn.

Natomiast do badania w tym obszarze była i jest nadal stosowana znana od roku 1926 metoda oparta na zakłóceniach odbić Braggowskich, a przejawiająca się w rozmywaniu prążków interferencyjnych przy rozpraszaniu promieni X w obszarze bardzo drobnych kryształów. Poinieważ praktycznie zjawisko to badamy metodą Debye'a-Scherrera na proszkach krystalicznych, jest przyjęte mówić o rozmywaniu prążków Debye'a-Scherrera (w skrócie D-S).

2. Metoda rozmycia prążków Debye'a-Scherrera

Oto bardzo uproszczony szkic podstaw fizycznych, wyjaśniających rozszerzanie się prążków D-S przy rozpraszaniu jednobarwnych promieni X przez bardzo drobne kryształy.

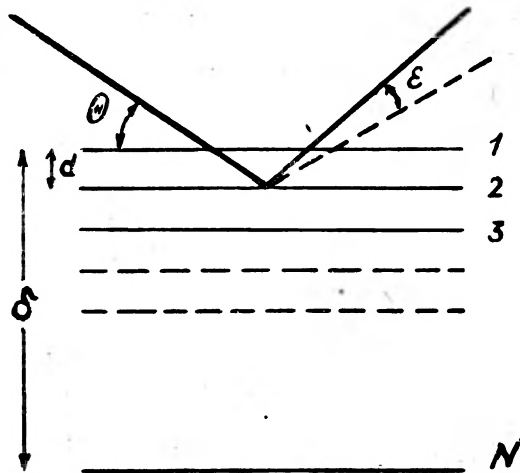
Łatwo można wykazać, że w miarę zmniejszania liczby płaszczyzn odbijających szerokość kątowa wiązki odbitej wzrasta. Istotnie, dla wiązki odchylonej o kąt ε (rys. 2) od kierunku Braggowskiej interferencji 1-go rzędu dla fali o długości λ różnica dróg jest dana przez równanie.

$$2d \sin(\Theta + \varepsilon) = \lambda + 2d \varepsilon \cos \Theta.$$

Dodatkowa różnica dróg $\Delta = 2d \epsilon \cos \Theta$ wprowadza różnicę faz

$$\Delta\varphi(1, 2) = \frac{2\pi \Delta}{\lambda} = \frac{4\pi d \epsilon \cos \Theta}{\lambda}$$

dla pierwszej pary płaszczyzn 1 i 2.



Rys 2

Różnica faz $\Delta\varphi(1, N)$ odpowiadająca płaszczyznom 1^{ej} i N^{ej} jest dana przez wzór

$$\Delta\varphi(1, N) = (N-1) \frac{4\pi d \epsilon \cos \Theta}{\lambda},$$

Wynikającą stąd amplitudę wypadkową A wiązki ugiętej pod kątem $\Theta + \epsilon$ otrzymamy przez sumowanie amplitud cząstkowych, odpowiadających odbiciom na wszystkich płaszczyznach 1 i 2, 3, 4, ..., N:

$$A = A_0 \left| 1 + e^{\frac{4\pi i d \epsilon \cos \Theta}{\lambda}} + \dots + e^{\frac{4\pi i d (N-1) \epsilon \cos \Theta}{\lambda}} \right|.$$

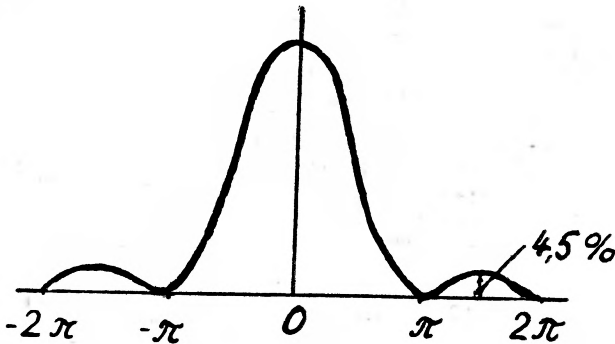
Stąd natężenie

$$J = N^2 A_0^2 \left[\frac{\sin \Phi}{\Phi} \right]^2,$$

gdzie

$$\Phi = \frac{2\pi N d \varepsilon \sin \Theta}{\lambda}$$

Jest to znany z teorii ugięcia światła wzór dający rozkład natężeń w prążku w funkcji ε . Praktycznie ważny jest tylko obszar pierwszego maximum, ponieważ drugie maximum stanowi zaledwie 4,5% natężenia pierwszego. Wykres na rys. 3 obrazuje przebieg natężeń.



Rys. 3

Rozmycie prążka charakteryzujemy przez jego połowiczną szerokość, tj. szerokość w punkcie, gdzie natężenie J spada do połowy wartości maksymalnej, od J_{max} do $J = \frac{1}{2} J_{max} = \frac{1}{2} N^2 A_0^2$, a więc dla Φ wyznaczonego przez

$$\frac{\sin \Phi}{\Phi} = \frac{1}{\sqrt{2}},$$

co prowadzi do wartości

$$\Phi = \frac{1}{\lambda} \cdot 2\pi N d \varepsilon' \cos \Theta = 0,444 \pi,$$

skąd

$$\varepsilon' = \frac{0,222 \lambda}{N d \cos \Theta} = \frac{0,222 \lambda}{\delta \cos \Theta},$$

gdzie δ oznacza grubość płytki krystalicznej.

Ponieważ połowiczna szerokość odpowiada kątowi $2\varepsilon'$, ze względu na to, że odchylenia katowe $\pm \varepsilon'$ dotyczą również wiązki padającej, połówkowa szerokość katowa wyniesie

$$\varepsilon_0 = 4\varepsilon' = \frac{0,89\lambda}{\delta \cos \Theta}.$$

Ten wzór Scherrera wyznacza zależność szerokości ε_0 od δ . Jak to wynika ze sposobu jego wyprowadzenia, uwzględnia on wymiar kryształu w jednym tylko kierunku jego grubości δ . Niepewne jest też przyjęte milcząco założenie, iż w kryształach o tak małych wymiarach stała d siatki zachowuje tę samą wartość, a więc że przyjmujemy siatkę krystaliczną za doskonałą. Oczywiście wzór ten nie uwzględnia szerokości instrumentalnej ε_1 prążka, którą należy odliczyć od szerokości obserwowanej ε_2 , co prowadzi do wzoru Bragg'a:

$$\varepsilon_0 = \varepsilon_2 - \varepsilon_1 = \frac{0,9\lambda}{\delta \cos \Theta}.$$

Ze względu na wagę metod badania ziarn w tak drobnej skali zagadnienie rozmywania prążków było przedmiotem licznych dociekań i rachunków teoretycznych ujmujących je w postaci ogólnej. Poprawki rachunkowe wprowadzone np. przez Seljaka czy Warrena zmieniają tylko nieznacznie wartości liczbowe nie wprowadzając nowej treści fizycznej.

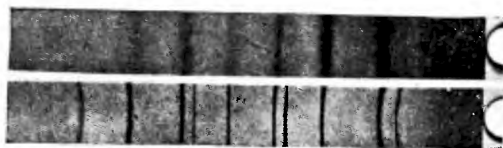
Największe znaczenie posiada praca Lauego (11), pozwalająca wyznaczyć rozmycie prążków dane przez ziarenka krystaliczne w postaci równoległościanów dowolnej siatki krystalicznej. Teoria ta zakłada warunki ograniczające jej stosowalność, jak np. znikome pochłanianie promieni X w kryształkach, doskonały bezład kierunków, stałość wielkości i kształtu wszystkich ziarenek, znajomość ich struktury krystalicznej, doskonałość siatki krystalicznej. Patterson (12) uogólnił tę teorię zakładając Maxwellowski rozkład wielkości ziarn. Mark natomiast przyjmuje raczej rozkład Gaussowski. Wskazują oni, że bez znajomości rozkładu wielkości ziarn nie można właściwie wyznaczyć ich średniej wielkości. Rozszerzenie przez Brilla (2) rachunku na ziarna silnie pochłaniające promienie X uzupełniło nasze możliwości badania znacznie zresztą komplikując wzory, które należy stosować. W gruncie rzeczy te różne rozwinięcia rachunkowe dają poprawniejsze wartości i pozwalają wysnuwać wnioski w bardzo zawyłych warunkach pracy nie wprowadzając jednak nowych fizycznych elementów czy zjawisk.

3. Wyniki doświadczalne

Rozpatrzmy wyniki jakie daje metoda rozmycia prążków D-S.

Granice osiągalnych doświadczalnie wielkości ziarn wynikają z oceny możliwości doświadczalnych. Wyznaczenia szerokości instrumentalnej ε_1 dokonywamy łatwo metodą J o n e s a (9) przez domieszanie do badanego preparatu jakiegoś dobrze wykrystalizowanego ciała o kryształach dostatecznie dużych, aby nie dawały w obszarze nas interesującym dostrzegalnego rozmycia prążków. Wymierzona szerokość pozwala wyznaczyć ε_1 .

Jako granicę mierzalną minimalnego rozmycia musimy przyjąć praktycznie najmniejszy obszar zaczerwienia kliszy. Przy wyrobieniu



Rys. 4

eksperymentalnym możemy to ocenić na 0,2 mm. Oczywiście, że ocena położenia prążka przez zlokalizowanie środka ciężkości jego zaczerwienia może być dokonana ze znacznie większą dokładnością. Wzór B r a g g a (str. 56) w założeniu

$$\lambda_{K\alpha Cu} = 1,54 \text{ \AA}, \quad \Theta = 20^\circ, \quad \varepsilon_1 = 0, \quad \varepsilon_2 = \frac{0,2}{30},$$

przy zastosowaniu komory cylindrycznej o promieniu $r = 30$ mm, prowadzi do granicznej maksymalnej wartości:

$$\delta_m = 230 \text{ \AA}.$$

Granicę dolną możemy ocenić przyjmując rozmycie bardzo silne, dające dostrzegalne zaczerwienie kliszy na obszarze 3—4 mm, co już jest z trudnością różniczkowalne na ogólnym zaczerwieniu tła. To prowadzi do wartości minimalnej:

$$\delta_m = 15 - 11 \text{ \AA}.$$

Mając na uwadze nie szczytowe osiągnięcia, lecz realne możliwości doświadczalne, wnioskujemy, że metoda ta daje możliwości praktycz-

nie poprawnego wyznaczania wielkości ziarn krystalicznych w obszarze rzędu 50–150 Å.

Rys. 4 daje typowy przykład fotografii widma promieni X z wąskimi i rozmytymi prążkami Debye'a-Scherrera.

Narzucającą się koniecznością było sprawdzenie stosowalności wzorów Scherrera, Lauego, czy innych do przypadków rzeczywistych na podstawie porównania z jakimiś utworami wzorcowymi, których wymiary byłyby skądinąd znane. Nie znano jednak żadnych metod wytwarzania i wyznaczania wymiarów ziarn w tej skali. Dopiero badania Langmuira zwróciły uwagę na t. zw. błonki powierzchniowe dwuwymiarowe, których grubość może być wyznaczona z wielkości cząsteczek i na drodze odbić Braggowskich. Skoro Langmuir i Blodgett opracowali technikę nakładania znanej liczby tych warstw, Clark i Leppel podjęli badania nad rozmywaniem prążków Bragg'a na stopniowo rosnącej liczbie nałożonych na siebie warstw stearatów wapnia (6). Tablica 1 daje wyniki jednej serii takich pomiarów.

Tablica 1

Liczba warstw		5	4	5	6	10	20	39
ε wynikające	z obserwacji rozmycia	0,25	0,22	0,13	0,13	0,04	0,03	0,02
	z liczby warstw	0,186	0,139	0,112	0,093	0,056	0,028	0,019

Liczby te wykazują dość dobrą zgodność, szczególnie dla warstw grubszych. Odstępstwa są większe dla warstw cienkich, co należy zapewne przypisać odkształceniom siatki. Podobnie należy oczekiwać, że dla bardzo małych ziarn dowolnego kształtu metoda ta da zawsze zbyt duże wartości.

Stosowanie wzorów Scherrera czy Lauego do danego materiału doświadczalnego prowadzi do na ogół dość zgodnych wyników, jak tego dowodzą badania Brilla nad krystalitami Fe otrzymanymi z węglanów (tablica 2).

Tablica 2

Próbki		I	II	III	IV
δ Å	wz. Scherrera	77	60	100	120
	wz. Lauego	100	90	110	100

Niewątpliwie metoda oparta na pomiarze połowicznej szerokości rozmytych prążków prowadzi, w warunkach jej stosowalności, do poprawnej oceny wielkości ziarn w interesującej nas tutaj skali.

Jest oczywiste, że wyniki jakie daje ta metoda rentgenowska nie są porównywalne ze wskazaniami pomiarów mikroskopowych opartych na obserwacji konturów zewnętrznych obserwowanych utworów. W tablicy 3 mamy zestawione kilka takich oznaczeń na drodze rentgenowskiej (kolumny 3 i 4) i na drodze mikroskopowej (kolumna 2) dla różnych próbek grafitu.

Tablica 3

Próbki	δ A mikroskop.	δ Å prom. X		ziarn w grudce
1	2	3	4	5
1	450	15.4	21.6	$3.2 \cdot 10^8$
2	640	15.9	18.9	$9.2 \cdot 10^8$
3	250	14.4	16.4	$8.1 \cdot 10^8$
4	1 600	21.0	24.7	$6.4 \cdot 10^8$
5	11 200	18.6	23.3	$2.4 \cdot 10^7$

Kolumny 3 i 4 dają wielkość wyznaczoną z rozmycia prążków na płaszczyznach (100) (płaszczyzna boczna pryzmatu) i (002) (podstawa pryzmatu).

Nie ulega wątpliwości, że mikroskop widzi grudki złożone z bardzo wielu ziarn (kolumna 5), których wielkość jest wyznaczona przez rozmycie różnych prążków.

Wracając do omawiania metody rentgenowskiej musimy stwierdzić, że jej stosowanie jest ograniczone wyłącznie do ziarn o dobrze wykształconej strukturze i do przypadku zbioru ziarn jednakowej wielkości. Nałożenie rozprośnień pochodzących od ziarn różnych wielkości prowadzi do zakłócenia krzywej rozkładu natężeń prawie że nie do rozplątania.

Ponadto nie mamy dostatecznych danych pozwalających na wyszukanie z rozkładu natężeń elementów charakteryzujących kształt ziarenka.

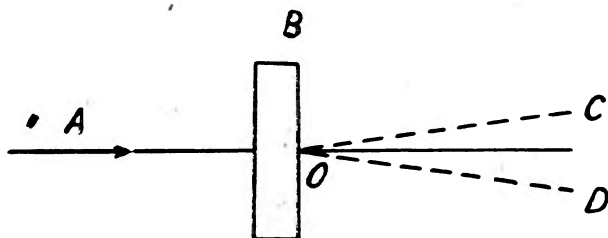
Nie możemy też zapominać, że metoda ta, oparta na występowaniu małej liczby płaszczyzn odbijających, różniczkuje częściowe obszary jednego ziarenka różniące się jedynie liczbą tych płaszczyzn. Rozmycie może więc być cechą nie ziarna jako całości, lecz raczej jego elementów krystalicznie jednolitych.

Jasne jest ponadto, że metody tej nie można stosować w przypadku ziarn niekrystalicznych, czy niedobrze krystalograficznie wykształconych siatek. Mimo tych różnych zastrzeżeń i ograniczeń metoda ta stosowana we właściwych dla niej warunkach oddaje znaczne usługi badaczom.

Bardziej jednak celową jest nowowprowadzona obecnie metoda wyznaczania wielkości ziarn w nadsubtelnej dyspersji, a więc w skali wielkości liniowych 10—150 Å, oparta na innym zjawisku, a mianowicie t. zw. rozproszeniu centralnym promieni X przez materię. Przechodzimy teraz do jej przedstawienia.

4. Metoda rozproszenia centralnego promieni X

Metoda ta opiera się na dość słabo na ogół występującym zjawisku rozproszenia promieni X pod bardzo małymi kątami — rzędu 1° za ledwie w stosunku do kierunku wiązki nieugiętej.



Rys. 5

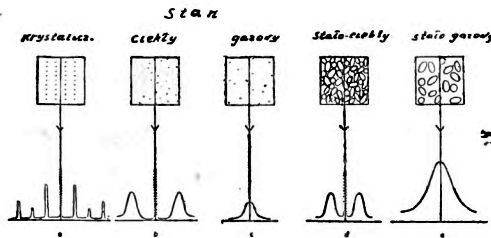
Rzućmy bardzo smukłą i doskonale skolimowaną wiązkę monochromatyczną A promieni X na warstewkę B ciała stałego (rys. 5) niejednorodnego, np. węgla. Stwierdzamy, że oprócz rozproszeń typu Debye'a-Scherrer'a pod znacznymi kątami występują też promienie X o mierzalnych natężeniach wewnątrz stożka COD o bardzo małej rozwartości rzędu minut do 1° łuku. To zjawisko rozproszenia pod bardzo małymi kątami nazywamy rozproszeniem centralnym promieni X. Przez długi okres czasu rozpraszanie to nie było uznawane za odrębne, swoiste zjawisko i przypisywano je, bez dostatecznego zresztą uzasadnienia, jakimś ogólnym rozproszeniom na krawędziach kolimatora i niedość poprawnemu ograniczeniu wiązki.

Dopiero w 1930 r. Krishnamurti (10) stwierdził, że rozproszenie centralne nie jest zjawiskiem przypadkowym, wtórnym, lecz że wiąże się ono w sposób istotny ze swoistą strukturą prześwietlanego

preparatu. Jak to wykazały badania ostatniego dziesięciolecia, różne substancje wykazują bardzo wielkie różnice rozproszenia centralnego, tak w stosunku do całkowitego natężenia, jak do jego rozkładu kąтового.

Celem uzmysłowienia sobie pochodzenia tego rozproszenia i jego stosunku do rozprożeń pod większymi kątami przypomnijmy główne znane typy rozkładu natężeń rozproszonej przez materię monochromatycznej wiązki promieni X.

Rys. 6 przedstawia to szkicowo (13, str. 238).



Rys. 6

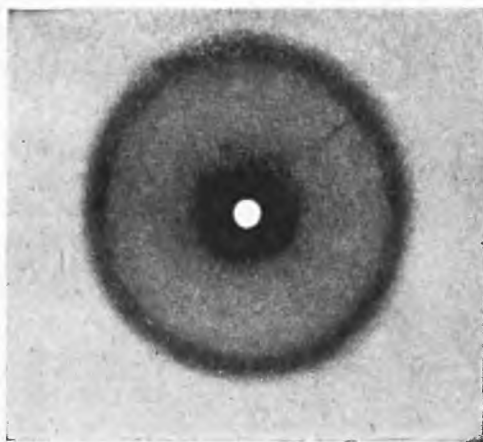
1. Doskonały kryształ (1) daje na bardzo słabym tle, które zawdzięczamy głównie ruchom cieplnym i rozproszeniu Comptonowskiemu, zespół wąskich prążków Braggowskich odpowiadających różnym płaszczyznom odbijającym i różnym rzędom interferencji. W części centralnej odpowiadającej rzędowi zerowemu winniśmy znaleźć bardzo silne i ostre maximum.

2. W cieczech mamy zbiór bezładnie rozrzuconych atomów czy cząsteczek związanych siłami spójności, co wraz z ich wymiarami wyznacza ich średnią odległość. Rozproszenie na takim zbiorze atomowym daje, jak wiemy, silnie rozmyty pierścień zobrazowany na szkicu przez krzywą B, charakteryzującą rozkład natężeń. W rzeczywistości odpowiada to cieczi jednoatomowej. Ciecz o cząsteczkach wieloatomowych dałaby dalsze pierścienie rozmyte wynikające z interferencji promieni X rozproszonych na atomach wchodzących w skład cząsteczek. W części centralnej winno wystąpić bardzo ostre maximum, analogicznie jak dla kryształu. Dotychczas nie mamy doświadczalnych danych, dotyczących tej części obszaru rozprożeń.

3. W ośrodku gazowym oddzielne atomy czy cząsteczki nie są związane żadnymi siłami, niema żadnych uprzywilejowanych średnich odległości pomiędzy nimi. Rozproszenie więc promieni X wynika z przypadkowości rozkładu przestrzennego i dużych odległości między-

cząsteczkowych. W wyniku otrzymujemy słabe rozproszenie w pobliżu kąta zerowego z maximum dla $\alpha = 0^\circ$ (rys. 6, (3)). Jednakże rozkład natężeń w bezpośrednim sąsiedztwie wiązki nieugiętej nie jest znany. Jest on w tych warunkach wynikiem zwykłego sumowania promieniowania rozproszonego przez wszystkie indywidualnie wzięte cząsteczki.

Ciała stałe bezpostaciowe i — dodajmy — doskonale bezstrukturalne możemy przyrównać do cieczy, a więc z rozkładem natężeń w rozproszeniu przedstawionym na rys. 6, (2).



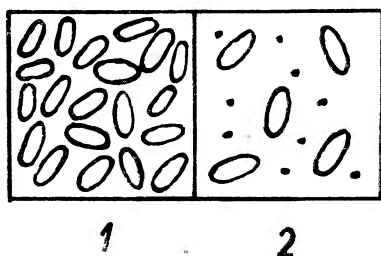
Rys. 7

Otóż dla wielu ciał bezpostaciowych badania doświadczalne wykazują bardzo znaczne odstępstwa od rozpatrzonych tutaj schematów. W obszarze małych kątów (ok. 1°) znajdujemy natężenia znacznie przynoszące to, czego należało oczekiwać na podstawie poglądów na rozpraszanie przez jakiegokolwiek jednorodny ustroje materialne.

Rys. 7 daje reprodukcję rentgenogramu próbki antracytu irlandzkiego (13, str. 233). Widzimy na nim pierścień główny, odpowiadający typowej odległości $3,5 \text{ \AA}$ węgla bezpostaciowego. Ponadto stwierdzamy silne rozproszenie centralne. Zwraca szczególną uwagę fakt, że natężenie tego ostatniego nie jest bynajmniej znikome. Jest ono tego samego rzędu, co i natężenie pierścienia głównego, a są przypadki (np. niektóre gatunki sadzy), że natężenie rozproszenia centralnego jest większe aniżeli dalszych pierścieni i stanowi najbardziej charakterystyczną cechę obrazu dyfrakcyjnego.

Zjawisko rozproszenia pod małymi kątami wskazuje, że odpowiedzialne za nie są utwory materialne o znacznych odległościach elementów rozpraszających, a więc albo cząsteczki o wielkich odległościach atomów, albo zespoły różniczkowalnych elektronowo ziarn.

W znakomitej większości interesujących nas tutaj przypadków, jak np.: węgle, koksy, sadze, rozpylane metale, osady metaliczne itp., obecność cząsteczek o wielkich odległościach atomów jest wykluczona. Należy więc wnioskować, że *rozproszenie centralne zawdzięczamy strukturze ziarnistej danej substancji*. Winniśmy więc wyobrazić sobie dane ciała stałe jako mieszaninę różniczkowalnych ziarn Z i masy macierzystej R (Rys. 8).



Rys. 8

Ich stosunkowe zagęszczenie prowadzi do dwóch charakterystycznych typów tych ustrojów.

Pierwszy (rys. 8, (1)) odpowiada na tyle zagęszczonemu układowi ziarn, że ich wymiary wyznaczają ich średnią odległość. Byłaby to struktura analogiczna do struktury cieczy. Drugi typ (rys. 8, (2)) odpowiada mieszaninie ziarn luźno i doskonale bezładnie rozrzuconych w spoistej masie jednorodnego ciała stałego. Taki układ, szczególnie z punktu widzenia rozproszenia promieni X, jest analogiczny do ciała gazowego. Mówimy, że pierwsze stanowią ciało stałe typu cieczy, drugie są to ciała stałe typu gazu, lub skrótowo: ciała cieczo-stałe i gazo-stałe.

Jaka cecha materiału ziarn pozwala na różniczkowanie ich od reszty ośrodka? Ponieważ różniczkowanie to przejawia się w natężeniu rozproszenia, które odbywa się za pośrednictwem elektronów, to widzimy, że ziarenka są różniczkowalne o ile posiadają inne średnie zagęszczenie elektronów. Czy to będą tylko zsypane — mówiąc obrazowo — ziarenka, jak np. w sadzach czy rozpylonych metalach, czy będą stanowić zbiór sztywny drobnych lecz powiązanych ze sobą fragmen-

tów tej samej substancji, jak koksy, węgle aktywowane, lub może silnie mozaikowe kryształy, czy wreszcie mieszanina różnych fizykochemicznie ciał — wszystkie one przesświetlone wiązką promieni X, wystąpią jako oddzielne elementy rozpraszania o różnych od bezpośredniego otoczenia zagęszczeniach elektronów. W tym znaczeniu rozproszenie centralne jest niezależne od budowy indywidualnych ziarn i jest wyznaczone przez ich zagęszczenie elektronowe, ich objętość, kształt i wzajemne uporządkowanie.

Budowa krystaliczna czy bezpostaciowa jest bez wpływu na rozproszenie centralne.

Ta ostatnia cecha wysuwa metodę rozproszenia centralnego ponad metodę rozmywania prążków D. S. Rozwój jej jako metody badawczej byłby oczywiście niemożliwy bez odpowiedniego teoretycznego ujęcia, wiążącego dane doświadczalne z mikrostrukturą. Jest ciekawe, że poprawne ujęcie zjawiska rozproszenia centralnego dał już w zasadzie D e b y e w r. 1915 w swej ogólnej teorii rozpraszania promieni X w cieczech. Są w niej wyrażenie wyodrębnione trzy fizycznie różniczkujące się części ujęte w trzy różne wyrazy matematyczne.

Pierwszy z nich odpowiada t. zw. interferencji wewnętrznej, o której decydują położenia atomów w cząsteczce. Drugi obejmuje t. zw. interferencję zewnętrzną, która wynika z faktu, iż cząsteczki cieczy znajdują się na stałych średnich odległościach. Trzeci wyraża natężenie promieniowania rozpraszanego przez przesświetlaną masę materii rozważanej jako spójna całość. Ten ostatni wyraz teorii D e b e y ' a wskazywał, iż prowadzi on do dostrzegalnego natężenia tylko pod bardzo małymi kątami.

Przytoczę, iż dla kulki o promieniu r wyraz ten posiada formę

$$A = 3 \left(\frac{\sin u - u \cos u}{u^3} \right)^2$$

i prowadzi do natężenia

$$J \sim (\sum \varphi_k)^2 \left(\frac{\sin u - u \cos u}{u^3} \right)^2,$$

gdzie

$$u = \frac{2\pi r}{\lambda} 2 \sin \Theta,$$

a φ_k jest czynnikiem strukturalnym. Dla małych kątów Bragg a mamy oznaczając przez ε kąt ugięcia

$$u = \frac{2\pi r}{\lambda} \varepsilon.$$

Łatwo można sprawdzić, że dla

$$u > 6, \text{ t. j. } \varepsilon > \frac{\lambda}{r}$$

natężenie J jest znikomo małe a więc natężenie „globalnego” rozproszenia centralnego będzie wchodziło w grę tylko dla

$$\varepsilon < \frac{\lambda}{r}.$$

Przy zastosowaniu fali rentgenowskiej tylko odpowiednio małe ziarenka dadzą dostrzegalne natężenie. Dziwne nam się wydaje dzisiaj, że pomimo tak jasnego ilościowego ujęcia przez Debye'a zjawisko to nie wzbudziło większego zainteresowania. Dopiero właściwie badania Guinier (7) dały silny impuls ich rozwojowi.

Guinier przeprowadził rozległe badania teoretyczne i doświadczalne nad rozproszeniem centralnym ciał gazo-stałych krystalicznych i bezpostaciowych. Wykazał on, że w odpowiednich warunkach pracy rozproszenie centralne prowadzi do właściwej oceny wielkości ziarn w znaczeniu wielkości elementu ciągłości, tj. obszaru ograniczonego zewnętrzną powierzchnią substancji. Oto szkiecowo przedstawiona linia przewodnia opracowania teoretycznego, jakie podał Guinier. Cały rachunek przeprowadza on czysto klasycznie przez proste sumowanie natężeń. Wychodząc ze wzoru Thomsona dla ugięcia na jednym elektronie przeprowadza Guinier sumowanie dla jednego atomu i następnie dla wszystkich atomów przypadkowej konfiguracji wewnątrz jednego ziarna. Prowadzi to do następującego wyrażenia na natężenie:

$$J = J_0 n^2 e^{-h^2 R^2} = J_0 n^2 e^{-\frac{4\pi^2}{\lambda^2} R^2 \varepsilon^2}.$$

Przyjmując dalej, że mamy zbiór N ziarenek jednakowych rozrzuconych przypadkowo i kierunkowo nieuporządkowanych, wyznacza

Guinier natężenie całkowite jako równe sumie natężeń wiązek ugiętych przez różne ziarna. Otrzymuje przy tych założeniach wzór podstawowy

$$J = J_0 N n^2 e^{-\frac{4\pi^2}{3\lambda^2} R^2 \varepsilon^2},$$

gdzie J_0 oznacza natężenie wiązki ugiętej pod małym kątem przez jeden elektron, n — liczbę elektronów w ziarnie, N — liczbę ziarn, ε — kąt rozproszenia w radianach, R — stałą charakteryzującą wielkość ziarna, a która liczbowo jest równa ramieniu bezwładności ziarna, tj. jest wyznaczona przez równanie: $R^2 M = B$, w którym M jest masą ziarna, a B jego momentem bezwładności w stosunku do jego środka masy *). Częstokroć R jest nazywane promieniem rozproszenia masowego.

Aby z tego wzoru wywnioskować wielkości mierzalne doświadczalnie, logarytmujemy ostatnie równanie, co daje:

$$\lg J = \lg (J_0 N n^2) - \varepsilon^2 \frac{4\pi^2}{3\lambda^2} R^2 \lg e.$$

We współrzędnych $(\lg J, \varepsilon^2)$ równanie to przedstawia linię prostą, której współczynnik kątowy α jest dany przez

$$\alpha = \frac{4\pi^2}{3\lambda^2} R^2 \lg e.$$

Pozwala to wyliczyć wielkość R :

$$R = \frac{\lambda}{2\pi} \sqrt{\frac{3\alpha}{\lg e}} = 0,416 \lambda \sqrt{\alpha};$$

przy zastosowaniu promieni K_α Cu:

$$\lambda = 1,54 \text{ \AA} \quad \text{ i } \quad R = 0,644 \sqrt{\alpha}.$$

Widzimy więc drogę postępowania. Eksperymentator fotometruje ślad wiązki rozproszonej centralnie wzdłuż jakiegoś promienia, prze-

*) Masa w istocie nie występuje fizycznie jako taka, lecz przez jej przybliżony związek z liczbą atomową, a więc liczbą elektronów.

rachowuje przezroczystość kliszy na natężenia i robi wykres $\lg J$ jako funkcji ε^2 . Jeśli otrzymuje linię prostą, oznacza to, że badany preparat odpowiada warunkom założeń teoretycznych, t. j. że stanowi układ monodispersyjny, czyli zbiór ziarenek jednakiej wielkości. Wówczas pomiar współczynnika kąowego α pozwala obliczyć wielkość R .

Pragnę tutaj nawiasowo zwrócić uwagę na dość ciekawą i ważną cechę opisywanej tutaj metody. Obliczenie połowicznej szerokości $\frac{1}{2} \varepsilon$ wiązki rozproszonej centralnie według teorii Debye'a, która zakłada jednorodny rozkład ziarn, prowadzi do wzoru

$$\frac{1}{2} \varepsilon = 0,295 \frac{\lambda}{r}.$$

Rachunek przeprowadzony sposobem Guiniera, który przyjmuje ich rozkład statystyczny, daje

$$\frac{1}{2} \varepsilon = 0,292 \frac{\lambda}{r}.$$

Drobna ta różnica, praktycznie całkowicie do zaniechania, wskazuje jak znikomy jest wpływ rozkładu ziarn. Dodam, że do tych samych praktycznie wyników prowadzi teoria Lauego rozpatrująca na innej drodze ziarenka o budowie doskonałej siatki krystalicznej. Ta właściwość stanowi bezsprzecznie wysoce dodatnią cechę metody rozproszenia centralnego.

5. Technika eksperymentalna

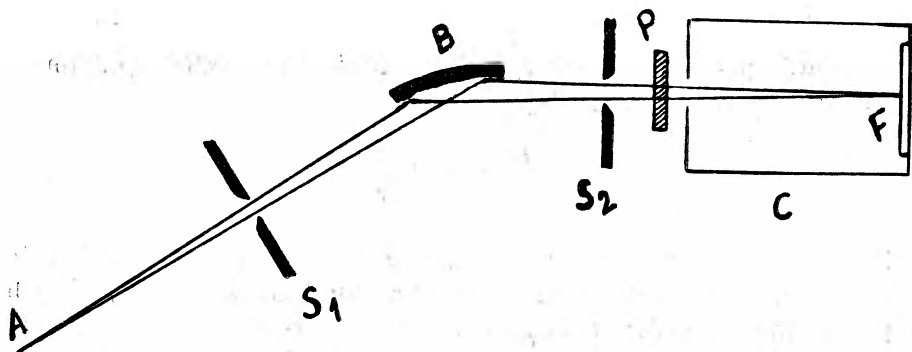
Choć w zasadzie jest ona prosta, w praktyce nastęrcza pewne trudności.

A więc jest niemal konieczne stosowanie promieniowania jednobarwnego ze względu tak na uproszczenia rachunkowe, jak w szczególności na fakt, że promieniowanie całkowite antykathody daje olbrzymie zaciemnienie kliszy, na którego tle ślad promieniowania rozproszenia centralnego praktycznie ginie. Należy więc monochromatyzować wiązkę stosując odbicie Braggowskie. Najlepsze wyniki dają monochromatory ogniskujące wiązki jednobarwne za pomocą wygiętych kryształów (Cauchois). Są jednak w handlu uprosz-

czone formy monochromatorów w postaci odpowiednich uchwytów, pozwalających na umieszczenie monochromatyzującego kryształu tuż przy okienku lampy rentgenowskiej. W szczególności duże płaskie kryształy pięcioerytrytalu lub azotanu mocznika pozwolą otrzymać wiązkę o znacznym natężeniu dobrze zmonochromatyzowaną, tak że za pomocą szczelin można nawet oddzielić prążki K_{α} i K_{β} .

Oto szkic dobrze opracowanej aparatury stosowanej przez Guiniera do jego badań rozproszenia centralnego (rys. 9).

Wiązka rozbieżna wychodząca z antykatody A , ograniczona szczeliną S_1 do rozwartości $20'$ — $30'$ pada na wygięty kryształ B , który rozrzuca różne wiązki monochromatyczne w różnych kierunkach



Rys. 9

równocześnie je ogniskując. Wybraną wiązkę, wyodrębnioną za pomocą szczeliny S_2 o szerokości kilku setnych milimetra, kierujemy poprzez badany preparat P na kliszę fotograficzną F umieszczoną w komorze C . Wiązka centralna nie rozproszona jest niemal całkowicie pochłonięta przez płytkę miedzianą D odpowiedniej grubości, tak jednak, aby jej punktowy ślad wyznaczył położenie środka wiązki na kliszy. Wymiarami swymi obejmuje ona całkowity przekrój wiązki środkowej nie zatrzymując jednak promieni ugiętych.

Celem uniknięcia rozproszeń w atmosferze powietrza w samej komorze może ona być utrzymana pod próżnią.

Dość łatwo można ocenić skalę wielkości liniowych, jakie można wyznaczyć za pomocą tej metody. Otrzymujemy skalę: od 200 \AA do 10 \AA .

6. Wpływ kształtu ziarenka

Widzieliśmy, iż zbudowanie wykresu $\lg J = f(\varepsilon^2)$ pozwala nam wyznaczyć wielkość R . Jeślibyśmy przyjęli ziarenka kuliste, wówczas ich promień r jest dany przez

$$r = \frac{R}{0,77} = 1,3 R.$$

W przypadku ogólnym ziarn o kształcie nie kulistym wartość R nie daje w sposób jednoznaczny ich wymiaru. W zależności bowiem od jego kształtu R może wyznaczać różne wymiary ziarenka.

Celem zbadania wpływu kształtu ziarenka Guinier obliczył rozproszenie na ziarenkach o kształcie elipsoidy obrotowej o osiach d , d i kd . Wówczas parametr u wzoru ogólnego (str. 64) ma postać

$$u = \frac{2\pi d}{\lambda} \frac{k}{(\sin^2 \alpha + k^2 \cos^2 \alpha)^{1/2}} \cdot \varepsilon,$$

gdzie $\operatorname{tg} \alpha = k \operatorname{tg} \Theta$, a Θ oznacza kąt, jaki tworzy dwusieczna kąta ugięcia z płaszczyzną równikową elipsoidy. Obliczenie daje wówczas na promień masowego rozproszenia R wartość

$$R = \sqrt{\frac{2+k^2}{5}} d.$$

Jak widzimy, wartość R zależy od dwóch parametrów, doświadczenie zaś daje tylko jedną wartość liczbową. Dla wyznaczenia d i k trzeba znać jeszcze jakąś inną wielkość.

Guinier daje przykład albuminu, dla którego pomiar rozproszenia centralnego daje $R = 20,3 \text{ \AA}$. Przyjmując kształt kulisty dochodzimy do zbyt wysokiego ciężaru cząsteczkowego 58500. Przyjmując właściwy ciężar cząsteczkowy 34.500 można wprowadzić objętość przez stosunek masy cząsteczkowej do gęstości w funkcji d i k elipsoidy. Otrzymujemy wówczas elipsoidę wydłużoną o wymiarach

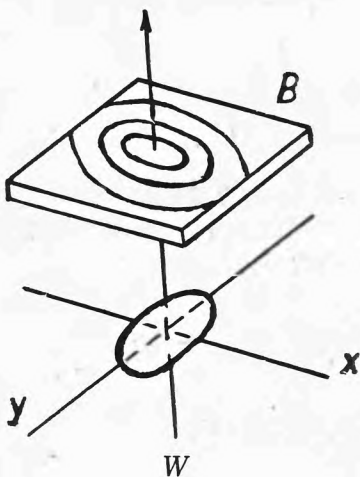
$$d = 16,3 \text{ \AA}, \quad k = 2,4.$$

Tytułem przykładu podaję kilka wartości liczbowych na jeden z wymiarów:

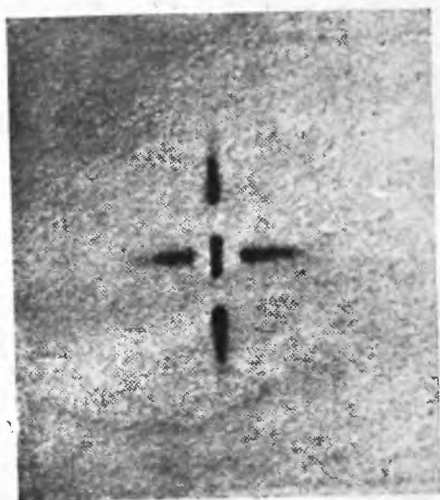
	Guma	Ag koloid.	Ni katal.	Celuloza
$r \text{ \AA}$	35	64	23	30

7. Wpływ kierunkowego uporządkowania ziarn

Guinier wykazał teoretycznie, że kierunkowe uporządkowanie przestrzenne przypadkowo rozrzuconych ziarn zaznacza się w azy-mutalnym rozkładzie natężeń. Rachunek wykazuje, iż wiązka W (rys. 10) rozproszona na ziarenku elipsoidalnym o osiach d , kd , d daje na kliszy B ustawionej prostopadle do W ślad, którego linie równego natężenia wykazują kształt elips o tym samym wydłużeniu, jaki posiada przekrój ziarn płaszczyzną XY równoległą do kliszy B . Osie tych elips są jednak obrócone o 90° w stosunku do analogicznych osi ziarna, jak to wskazuje rysunek 10.



Rys. 10



Rys. 11

Ciekawy przykład daje fotografia otrzymana przez Guiniera (rys. 11), przedstawiająca rozproszenie centralne w monokrystalicznej płytce Al-Cu.

W próbce tej zostały wytworzone ziarenka czystej Cu wydzielone z mieszanego kryształu Al-Cu skutkiem przesylenia. Ziarenka te w postaci płaskich krążków, ewentualnie silnie spłaszczonych elipsoid, są ustawione jedne poziomo — te dają rozproszenie pionowe, drugie pionowo — te dają rozproszenie poziome *).

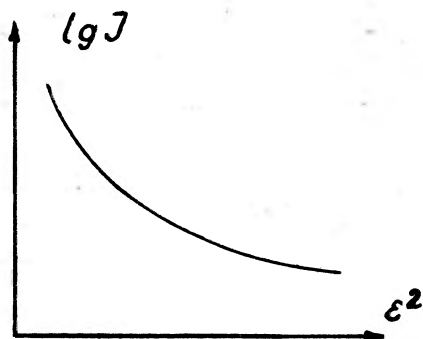
*) Blaszka pozioma jest cienka w kierunku pionowym i w tym kierunku daje silniejsze rozproszenie centralne i odwrotnie.

Hosemann (8) rozpatrywał rozkład natężeń rozproszenia centralnego w zależności od rozkładu wielkości równolegle ustawionych ziarn elipsoidalnych i wyniki próbował stosować do analizy budowy celulozy, kolagenu, parafiny i innych związków. Z badań tych wynika, że ziarenka składowe parafiny stanowią płaskie krążki o grubości rzędu 400 \AA i znacznej rozciągłości w płaszczyźnie, aż do wielkości mikroskopowych. Ziarenka substancji włóknistych wykazują bardzo zawile zależności, wskazujące jednak na wielkości liniowe rzędu 3000 \AA w kierunku osi uwłóknienia, $20\text{--}60 \text{ \AA}$ w kierunku prostopadłym.

Należy jednak zaznaczyć, że zagadnienia tego nie możemy uważać za dostatecznie opracowane. Otrzymujemy raczej przybliżoną ocenę kształtu ziarna aniżeli jego odwzorowanie. Riley wspomina (13, str. 233), że rozwinął bardziej ogólną metodę rachunkową dotyczącą powiązania krzywej rozkładu natężeń w rozproszeniu centralnym z kształtem ziarna, a opartą na rozwinięciu natężenia w szereg Fouriera. Aczkolwiek pierwsze wyniki wykazują dobrą zgodność z doświadczeniem, jednak nie uważa on ich jeszcze za dostatecznie pewne.

8. Układ wielodispersyjny

Jeśli prześwietlany układ zawiera ziarenka różnej wielkości, każda z grup prowadzi do wykładniczego rozkładu natężeń rozproszenia



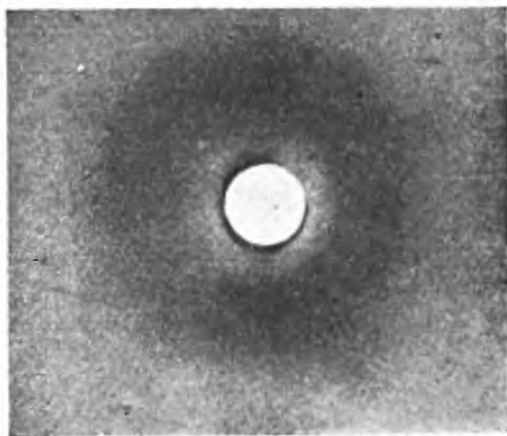
Rys. 12

centralnego, lecz oczywiście suma funkcji wykładniczych nie jest funkcją wykładniczą i wykres $\lg J = f(\epsilon^2)$ wynikający z pomiarów nie jest już linią prostą, lecz jakąś krzywą typu wskazanego przez rys. 12.

Nie możemy więc wyznaczyć współczynnika kąтового α , a więc i stałej R . Można wówczas oceniać jedynie wielkości największych i częściowo najmniejszych ziaren. Silne pochylenie wykresu dla najmniejszych kątów możemy zawdzięczać tylko ziarnom największym.

9. Niektóre wyniki

Przedstawione tutaj dane wskazują, iż w metodzie rozproszenia centralnego mamy nowe narzędzie pracy badawczej. Pozwala nam ono wyznaczać właściwe wielkości ziarn o dowolnej budowie wewnętrznej krystalicznej czy bezpostaciowej w obszarze niedostępnym dla dotychczas stosowanych metod. Znajduje ono zastosowanie w bar-

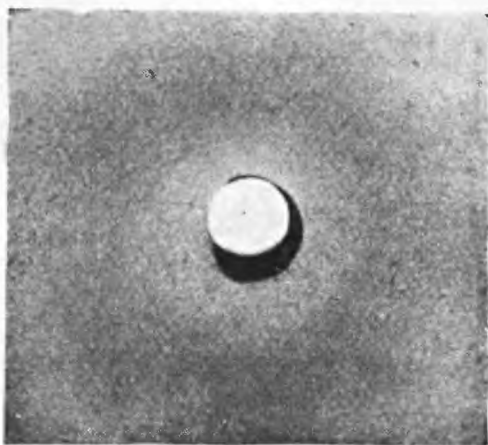


Rys. 13a

dzo rozległym kręgu badań zjawisk wiążących się z materią w stanie bardzo wielkiego rozdrobnienia. Wiemy, jakie nowe możliwości poznawania otwierały się, gdy wprowadzony został do pracowni mikroskop świetlny czy mikroskop elektronowy. Metoda rozproszenia centralnego promieni X przesuwą znacznie nasze możliwości badawcze i to w najtrudniejszym do uchwycenia zakresie od kilku do kilkudziesięciu Ångströmów, otwiera ona nam przeto drogę do poznania nowego działu właściwości materii.

Możemy istotnie stwierdzić intensywny rozwój licznych prac w różnych kierunkach tej dziedziny w zastosowaniu do zagadnień specjalnych. Nie można więc jeszcze przedstawić jakiegoś całokształtu osiągnięć.

Jedynie w charakterze przykładu przytoczę niektóre wyniki ostatnich badań, jak rozległe badania nad mikrostrukturą węgla prowadzone przez Guinier, Riley'a, Brusset'a i innych. Na ogół znakomita większość węgla daje dość silne rozproszenie centralne, co jest dowodem ich budowy ziarnistej. Przykład daje nam rentgenogram antracytu irlandzkiego podany na str. 62, rys. 7. Jednakże rozkład natężeń zależy od natury węgla. Oto przykład z badań Riley'a, wykazujący istnienie dwóch grup, struktur różniczkujących się typem rozkładu natężeń w rozproszeniu. Rys. 13 a i b dają typowe rentgeno-

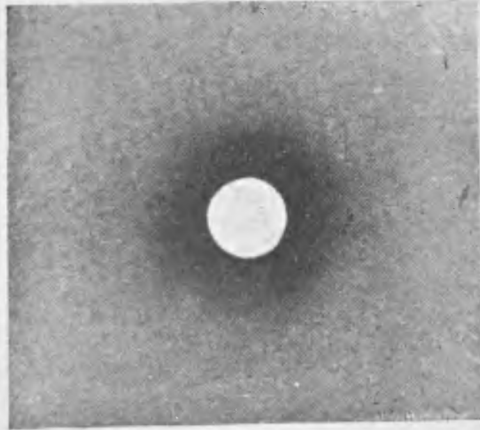


Rys. 13b

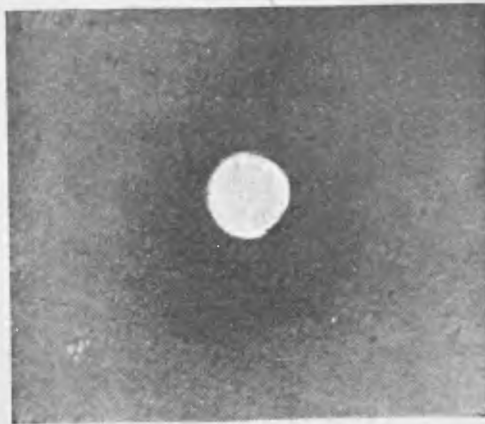
gramy pierwszej grupy. Wykazują one rozproszenie centralne w postaci silnie rozmytego pierścienia o małej średnicy. Wskazuje to na istnienie ziarn rozprasających na względnie dużych lecz stałych średnich odległościach. Analogiczne pierścienie o wiele większej średnicy dają ciecze. Węgłe te należą więc do grupy ciał t.zw. cieczo-stałych. Takimi są np. węgle walijskie: antracyt, węgiel koksujący, węgiel kotłowy. Różne te rodzaje węgla różniczkują się jednak tym, że dają w rozproszeniu centralnym pierścienie o różnej średnicy, różnym stopniu rozmycia i różnym natężeniu, co świadczy o różnorodności składników przy zachowaniu tego samego typu budowy całości.

Rentgenogramy przedstawione na rys. 14 a i b wykazują rozproszenie centralne, w którym natężenie spada monotonicznie począwszy od maximum przypadającego na kierunek wiązki nieugiętej. Tego

rodzaju rozproszenie dać może zespół ziarn rozpraszających rozrzuconych na znacznych i bardzo różnych odległościach. Stanowi to typ struktury, którą nazwaliśmy gazo-stałą. Do tej grupy należą





Ry . 14a



Rys. 14b

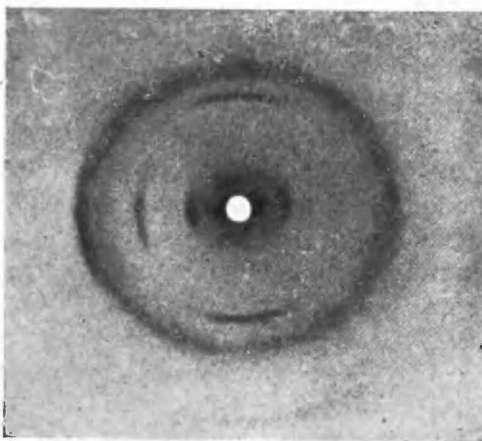
węgłe: irlandzki antracyt, węgiel koksujący, węgiel paleniskowy Northumberlandzki. Jak wskazują choćby dwa przykłady przedstawione na rys. 14 a i b, wykazują one znaczne różnice natężenia i prędkości jego spadku.

Tablica 4
Średnie wielkości ziarn w Å

Typ strukt. Rozkład natężeń	Cieczo-stała		Gazo-stała	
				
	Å		Å	
WĘGLE	Walijskie:			
	antracyt	28	antracyt irlandzki	12
	koksujący	25	koksujący Yorkshire	50
	kotłowy	25	paleniskowy Northumberland	35

Tablica 4 daje kilka wartości liczbowych odnoszących się do badanych węgla.

Zwraca uwagę przede wszystkim drobność ziarenek wchodzących w skład tego typu węgla. Zastanawiające jest, że grupa pierwsza



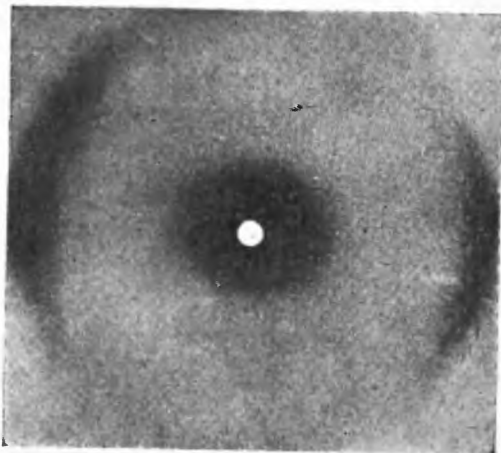
Rys. 15

o strukturze cieczo-stałej wykazuje tak wielką jej jednorodność i stałość wielkości ziarn dla tak bardzo różnych gatunków węgla, które niewątpliwie podlegały różnej ewolucji.

W grupie drugiej o typie budowy gazo-stałej mamy do czynienia z wyraźnie różnym strukturalnie materiałem dalekim od jednolitości, jaką stwierdzamy w grupie pierwszej.

Rys. 15 przedstawia ciekawy typ rentgenogramu otrzymany przez Riley'ą, na którym widzimy typowy pierścień węgla bezpostacio-

wego o odległości atomowej 3,5 Å i równocześnie silniejsze od niego rozproszenie centralne, które zawdzięczamy ziarnom 25 Å*.
Rys. 16 daje bardzo interesujący rentgenogram węgla walijskiego. Widzimy na nim oprócz łuków Polanyi'ego wskazujących obecność



Rys. 16

uporządkowanych krystalitów, również rozmyty pierścień węgla o odległości atomowej 3,5 Å. Jednocześnie stwierdzamy silne rozproszenie centralne, wykazujące obecność drobnych ziarn, oraz przez silne zaciemnienia w kierunku pionowym istnienie jakichś utworów silnie różnowymiarowych i dobrze uporządkowanych. Ich natura nie została dotychczas ustalona.

Znaczny materiał zebrala również szkoła francuska. Z wyników jej prac wynika, że węgle młodsze mają na ogół większe ziarna. Tak np. Brusset (3) otrzymał dla różnych lignitów francuskich liczby zebrane w tablicy 5.

Tablica 5
Wielkość ziaren w lignitach według Brusseta

Hostens	Valdonne	Moncombrou	La Serve
43	47	54	61 A

*) Ten wynik jest podstawą do dyskusji dotyczącej genezy antracytów. Wielkość bowiem ziarn jest, jak się wydaje, uzależniona od temperatur, jakim był poddany materiał.

Badacze ci wykazali, że usunięcie substancji bitumicznych pozostawia niezmieniony rozkład natężeń, lecz zwiększa całkowite natężenie. Wskazuje to, że te substancje swoiste są zebrane nie w ziarnach, lecz w obszarach międzyziarnistych. Ich usunięcie zwiększa różnice gęstości elektronowych w ziarnach i poza nimi. Temu zawdzięczamy zwiększenie natężenia.

Ta sama cecha występuje dla wielu węgla koksujących. Koksy te wykazują rozproszenie centralne o natężeniu większym niż macierzyste węgle.

Wszyscy starsi fizycy przypominają sobie, jak to do prac próżniowych w celu zaabsorbowania gazów był konieczny węgiel kokosowy — żaden inny nie dawał tak dobrych wyników. Dopiero jednak badania jego budowy wykazały, że właściwie ten węgiel daje bardzo silne rozproszenie centralne, świadczące o wysokim stopniu jego rozdrobnienia.

To samo dotyczy swoistych właściwości t.zw. węgla aktywowanych. Analiza rentgenowska (rozproszenie centralne) wykazała, iż skutkiem procesów aktywacji węgiel jest doprowadzany do stanu wielkiej dyspersji.

Również dopiero omawiana tutaj metoda pozwoliła wyjaśnić, czemu zawdzięczamy różnice w zachowaniu się warstw i subtelnych proszków metali otrzymywanych na drodze sublimacji. Porównanie natężenia rozproszenia centralnego blaszek i proszków Al i Cu wykazało, iż te t.zw. czernie metalowe stanowią właściwie metal w wielkiej dyspersji (14).

Analogiczne spostrzeżenia mamy do zanotowania w odniesieniu do licznych katalizatorów, których aktywność wzrasta w miarę zmniejszania wielkości ziarn, choć nie zupełnie równolegle. Nie ulega jednak wątpliwości, że szczególne ich działania wiążą się z właściwościami fazy stałej w rozdrobnieniu, które właściwie podpada pod rząd wielkości, jaką obejmuje rozproszenie centralne promieni X.

Już wspominałem uprzednio, jak azymutalny rozkład rozproszenia centralnego wskazał bardzo ciekawą strukturę kierunkowo uporządkowanych krystalitów Cu wydzielonych z mieszanych monokryształów Al-Cu. Wymiary tych krystalitów czynią je niewykrywalnymi za pomocą jakichkolwiek innych metod.

Nie wiemy, czy struktury mozaikowe kryształów mogą być osiągnięte na drodze omawianej tutaj metody. Zależałoby to od tego, w jakim stopniu zakłócenia mozaikowe kryształów pociągają za sobą zmiany czy nieciągłości lokalne gęstości elektronowej.

Nie omawiam tutaj zastosowania metody rozproszenia centralnego do wyznaczania wielkości kompleksów wielkich cząsteczek organicznych czy ziarn koloidów. Stanowi to naturalną bieżącą metodę pracy w tych dziedzinach, której wiele przykładów znajdziemy u Clarka (5).

Metoda ta tak z punktu widzenia opracowania teoretycznego, jak opanowania jej techniki eksperymentalnej, znajduje się obecnie w fazie doskonalenia i nie ulega wątpliwości, że otwiera nowe możliwości poznania.

Warszawa, maj 1949 r.

Zakład Fizyki Doświadczalnej
Uniwersytetu Warszawskiego

L i t e r a t u r a

1. p. nprz. W. H. BRAGG, W. L. BRAGG, *The Crystalline State I*, 189 (1933).
 2. R. BRILL, *Zts. f. Kristal.*, **74**, 147 (1930).
 3. A. BRUSSET, *C. R.*, **216**, 152 (1943), **224**, 1424 (1947), **225**, 1002 (1947).
 4. B. CAROLL and I. FANKUCHEN, *J. Ch. Phys.*, **16**, 153 (1938).
 5. G. L. CLARK, *Applied X - Rays.*, New York (1940).
 6. G. L. CLARK i FW. LEPPLA, *Journ. Chem. Soc.*, **58**, 2199 (1936).
 7. A. GUINIER, *La Diffraction des Rayons X aux très petits angles. Thèse, Paris*, (1939).
 8. R. HOSEMANN, *Zts. f. Phys.*, **113**, 751 (1939), **114**, 133 (1939).
 9. F. W. JONES, *Proc. Roy. Soc. A.*, **166**, 16 (1938).
 10. P. KRISHNAMURTI, *Ind. Journ. of Phys.*, **5**, 473 (1930).
 11. M. LAUE, *Zts. f. Kristal.*, **64**, 115 (1926).
 12. L. L. PATTERSON, *Phys. Rev.*, **56**, 972 (1939); **56**, 978 (1939).
 13. D. P. RILEY, *Proc. of the Conf. on Ultra-Fine Structures of Coals and Cokes*, str. 238.
 14. D. P. RILEY, *loc. cit.*, str. 233.
 15. D. P. RILEY, *loc. cit.*, str. 233.
- Uwaga przy korekcie.** W numerze grudniowym 1949 czasopisma *Uspiechi Fiziki* ukazał się doskonały i obszerniejszy od niniejszego referat na ten sam temat:
E. A. PORAJ - KOSZIC, *Uspiechi Fizycznych Nauk*, **39**, 573 (1949)

LEONARD SOSNOWSKI

FIZYKA POLSKA W OKRESIE MIĘDZYWOJENNYM I STAN JEJ ODBUDOWY W LATACH 1945-1950

Zasadniczym tematem niniejszego referatu jest zobrazowanie stanu fizyki polskiej w okresie międzywojennym, omówienie jej osiągnięć i braków oraz powojennej odbudowy. Aby uzyskać pełniejszy obraz musimy się jednak cofnąć najprzód do okresu sprzed 1914 r.

W okresie tym, ze względu na brak własnej państwowości, musimy brać pod uwagę zarówno prace fizyków polskich działających na ziemiach, które weszły w skład Państwa Polskiego, jak i tych, którzy pracowali poza granicami kraju. Ich osiągnięcia, zasób wiedzy i doświadczenia, jak również i tradycje, które przynosili, stanowić miały punkt wyjścia dla rozwoju fizyki w Polsce.

Fizycy polscy mają do zanotowania w tym okresie bardzo poważne osiągnięcia. Wystarczy przypomnieć prace Wróblewskiego i Olszewskiego, a w pierwszej mierze Smoluchowskiego spośród tych, którzy pracowali w kraju, a M. Curie-Skłodowskiej, Fajansa, Silbersteina, Danysza, Wertensteina-Białobrzeskiego zagranicą.

Jest wysoce znamienne, że rozwój fizyki polskiej w okresie międzywojennym nie nawiązał do tych świetnych tradycji, nie doprowadził na ogół do stworzenia własnej tematyki naukowej. Pomimo, że pierwsze właściwe laboratorium kryogeniczne w świecie powstało w Krakowie, badania w dziedzinie niskich temperatur nie były wogóle w Polsce kontynuowane, a jedyne nasze wybitniejsze osiągnięcia w tej dziedzinie, jakim był współudział Wolkęgo w odkryciu helu II, zostało dokonane w Leydzie. Pomimo, że Smoluchowski uważany jest obecnie za jednego z twórców mechaniki statystycznej i pomimo wielkiego rozkwitu tego działu fizyki w latach późniejszych, ta dziedzina pracy teoretycznej była u nas w całkowitym prawie zaniedbaniu. To samo można powiedzieć o astrofizyce teoretycznej: pomimo pionierskiego charakteru pracy prof. Białobrzeskiego wyprzedzającej, jak powszechnie dziś

jest wiadomo, prace Eddingtona — astrofizyka teoretyczna nie istniała u nas w ogóle.

Jedyny pozytywny wyjątek w tym względzie stanowi pracownia radiologiczna im. Kernbauma w Warszawie, kierowana przez prof. Wertensteina, której program prac aż do r. 1939 był konsekwentnie poświęcony badaniom nad promieniotwórczością i stanowił kontynuację dzieła M. Curie-Skłodowskiej. Rozwój tej pracowni, która powstała z jej inicjatywy i przy jej czynnym poparciu był jednak raczej hamowany i utrudniany, przez co nie mogła ona zrealizować tych możliwości, jakie się tu otwierały; do sprawy tej powrócimy zresztą w dalszym ciągu.

Głębszych przyczyn tego stanu rzeczy należy upatrywać w sytuacji politycznej i gospodarczej kraju i w panującej wówczas ideologii. Zagadnienie to jest jednak przedmiotem specjalnego referatu i musi być przedmiotem wyczerpującej dyskusji; referat obecny zajmuje się w pierwszym rzędzie oceną „techniczną” stanu fizyki polskiej.

Dodatkową przyczyną tego braku ciągłości w stosunku do okresu poprzedniego było przesunięcie głównego ośrodka do Warszawy, gdzie został stworzony przez prof. S. Pieńkowskiego Zakład Fizyki Doświadczalnej, który zajął w fizyce polskiej stanowisko dominujące. O roli jaką odegrał Zakład Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Warszawskiego świadczy niewątpliwie chociażby fakt, że większość katedr fizyki doświadczalnej w Polsce i kilka zagranicą jest w tej chwili obsadzona przez wychowanków lub byłych pracowników tego Zakładu. Skala rozwoju Zakładu Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Warszawskiego tak pod względem wyposażenia jak i ilości pracowników była duża, jedyna w Polsce. Ta dominująca rola Zakładu Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Warszawskiego jest niewątpliwym osiągnięciem jej twórcy i kierownika. świadczy jednak dobitnie o niedostatecznym rozwoju ilościowym fizyki polskiej. Fundusze jakie przeznaczało państwo na cele naukowe były całkowicie niewystarczające, a fizyka jak wiemy jest nauką kosztowną. Ilustracją tego stanu rzeczy może być fakt, że największa placówka fizyczna zawdzięczała swe podstawowe wyposażenie w znacznej mierze zagranicznej fundacji.

Wyposażenie większości pozostałych zakładów było niedostateczne, co w dużej mierze paraliżowało ich pracę. Główne źródło finansowania: przemysł, z którego korzystała fizyka w przodują-

cych krajach kapitalistycznych, w naszych półkolonialnych warunkach gospodarczych nie wchodziło w rachubę. Przemysł znajdujący się w przeważnej mierze w obcych rękach nie był zainteresowany w powiązaniu nauki polskiej z życiem gospodarczym.

Zatrzymajmy się w dalszej analizie nad Zakładem Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Warszawskiego, którego osiągnięcia i braki były nader symptomatyczne dla całej fizyki polskiej.

Zakład Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Warszawskiego pracował głównie w dwóch kierunkach: optyki atomowo-molekularnej i promieni X. W pierwszym z tych kierunków tj. w optyce atomowo-molekularnej, a w szczególności w dziale fotoluminescencji gazów i cieczy osiągnięto, poważne wyniki, stanowiące trwałe wkład nauki polskiej, uznawany powszechnie w nauce światowej. Kontakty z nauką radziecką były w tym dziale żywe, a tematyka prac badawczych blisko powiązana. Można tutaj przypomnieć wizytę w Warszawie S. I. W a w i ł o w a, niedawno zmarłego prezesa Akademii Nauk ZSRR. Wyrazem poważnego stanowiska Zakładu Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Warszawskiego w nauce światowej byli liczni stypendyści przyjeżdżający do niego na studia z zagranicy, oraz Międzynarodowy Zjazd Fotoluminescencji w Warszawie w r. 1955. Optyka atomowo-molekularna stała się działem fizyki najszerzej w Polsce uprawianym. Oprócz Zakładu Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Warszawskiego prowadzono prace w tej dziedzinie w Zakładzie Fizyki Uniwersytetu Stefana Batorego w Wilnie i w pracowni doświadczalnej Zakładu Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Warszawskiego.

W dziedzinie promieni X nie osiągnięto takich wyników jak w optyce, wyszkolono jednak 17 pracowników naukowych.

W latach trzydziestych Zakład Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Warszawskiego zaczął metodycznie rozbudowywać dział fizyki jądrowej. Pracownicy byli szkoleni w kraju i zagranicą; w r. 1937 był już czynny akcelerator skonstruowany przez A. Sołtana i zaczęły ukazywać się publikacje. Rozwijała się pomyślnie współpraca z pracownią prof. W e r t e n s t e i n a.

Obok tych niewątpliwych osiągnięć można widzieć na przykładzie Zakładu Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Warszawskiego ujemne strony naszego życia naukowego. Przede wszystkim należy podkreślić brak stałych i obustronnych związków z życiem gospodarczym kraju. Tematyka prac Zakładu była rozwijana planowo, jednak powiedzielibyśmy autonomicznie, w oderwaniu od

realnych porzeb kraju, które w zakresie fizyki wogóle nie były wysuwane. Jako ilustracja tego stanu rzeczy może posłużyć fakt, że w pierwszym dziesięcioleciu znaczna część prac Zakładu dotyczyła wyładowań w gazach, która to tematyka została stopniowo porzucona. Badania te jak wiadomo wiążą się blisko z zastosowaniami fizyki w technice i w krajach o rozwiniętym przemyśle znalazłyby bodziec do dalszego rozwoju. W naszych warunkach, gdy zainteresowanie naukowe Zakładu przesunęło się ku fotoluminescencji, nikt tych zagadnień nie podjął. Również w dziedzinie fotoluminescencji ten dział, który znajduje najwięcej zastosowań, fotoluminescencja ciał stałych, był najmniej uprawiany. Czyż nie jest znamiennym, że w kraju, gdzie optyka atomowa była głównym uprawianym działem fizyki, nie rozwijała się spektroskopia techniczna, a spośród 17 magistrów wyszkolonych w fizyce promieni X, tylko 4-ch pracowało dalej w tym dziale?

Przyczyny tego stanu rzeczy należy upatrywać nie tylko w niedostatecznym uprzemysłowieniu kraju i półkolonialnym charakterze gospodarki, lecz również w panującej wówczas ideologii i wynikającej z niej metodologii naukowej, w sztucznym oddzielaniu nauki „czystej” i „stosowanej”.

Jeśli Zakład Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Warszawskiego nie doznawał należytego poparcia ze strony rządu i czynników gospodarczych, to polityka reżimu wywierała wpływ wręcz hamujący na działalność prof. Wertensteina, jednego z naszych najwybitniejszych naukowców. Pomimo, że pracownia radiologiczna w Warszawie powstała z inicjatywy M. Curie-Skłodowskiej, nie znalazła nigdy poparcia finansowego ze strony państwa i nie mogła rozwinąć się w poważną placówkę naukową. Działała tu dyskryminacja polityczna i rasowa, zaostarzająca się w miarę faszyzacji kraju. Był to fragment zjawiska ogólniejszego, powodującego marnowanie wielu talentów i skłaniającego najwybitniejsze nieraz jednostki do emigracji uszczuplającej i tak nieliczne kadry naukowe. Pomimo tych trudności pracownia prof. Wertensteina wniosła poważny wkład do nauki o promieniotwórczości i wyszkoliła szereg młodych naukowców.

Przykłady wadliwej i bezplanowej polityki funduszami i kadrami możemy znaleźć i w innych działach fizyki. Jednym z szerzej uprawianych działów były badania nad dielektrykami, prowadzone w kilku ośrodkach. Z ośrodków akademickich należy wymienić przede wszystkim Zakład Fizyki Uniwersytetu Jagiellońskiego

i Zakład Fizyki Akademii Górniczej, np. w dziedzinie ciekłych kryształów i wpływu pola na stałą dielektryczną. Osiągnięto szereg wartościowych wyników, jednak tematyka nie zawsze była dostatecznie nowoczesna. Kierunek prac obrany przez Zakład Fizyki Politechniki Warszawskiej okazał się wręcz niefortunny. Pracownią o najbardziej nowoczesnej metodyce i tematyce była pracownia fizyczna szkoły średniej w Rydzynie — przy szczupłości kadr i zasobów zjawisko wysoce anomalne.

Poza wymienionymi wyżej ośrodkami i kierunkami prac poszczególne badacze osiągnęli nieraz wartościowe wyniki, były to jednak raczej cenne przyczynki, które nie doprowadziły do powstania nowych działów pracy w fizyce polskiej. Często najlepsze prace naszych fizyków były wykonane zagranicą, bądź na emigracji, bądź podczas wyjazdów na studia. Jeśli stan taki był całkowicie usprawiedliwiony przed odrodzeniem Państwa Polskiego, o tyle w okresie międzywojennym stanowił zjawisko niepokojące. Musimy ustalić, jakie stanowisko należy zająć względem prac wykonanych zagranicą. Uważamy, że chociaż praca wykonana przez Polaka zagranicą należy częściowo do nauki kraju, w którym została wykonana, to jednak jeżeli dany badacz powrócił do Polski i pracuje w kraju, dorobek jego stanowi integralną część nauki polskiej. Jego wiedza, doświadczenie i autorytet naukowy są tym materiałem, z którego fizyka nasza czerpie i na którym opierać się będzie jej dalszy rozwój.

W fizyce teoretycznej sytuacja przedstawiała się ilościowo jeszcze gorzej niż w fizyce doświadczalnej. Liczba katedr wynosiła — 5 (!), przy jeszcze mniejszej liczbie docentów. Główny ośrodek utworzył się wokół prof. Rubinowicza, którego prace w dziedzinie mechaniki kwantowej i teorii promieniowania stanowią trwały wkład do nauki. Jaskrawe światło na politykę kadr rzuca fakt, że profesor Rubinowicz przez szereg lat był profesorem Politechniki, a najwybitniejszy z jego uczniów, Błażton, zajmował stanowisko dyrektora Państwowego Instytutu Meteorologicznego. Współpraca pomiędzy fizyką teoretyczną i doświadczalną pozostawiała wiele do życzenia. Brak należytej współpracy wynikał niewątpliwie z braku ogólnopństwowego planu badań, a nawet braku zrozumienia potrzeby takiego planu i środków jego realizacji. Przy wąskiej na ogół tematyce prac i szczupłości kadr powiązania kierunków badań teoretycznych i doświadczalnych były zjawiskiem wyjątkowym. Tam, gdzie takie współdziałanie występowało, uzys-

kiwano wyniki o dużej wartości, jak np. wykrycie przemieniowania dipolowego magnetycznego dzięki współpracy Blatona z Niewodniczańskim. Niewątpliwie ujemnie oddziaływało rozdzielanie terenowe głównych ośrodków pracy teoretycznej i doświadczalnej (Lwów — Warszawa).

Reasumując musimy stwierdzić:

1. Stan Fizyki Polskiej okresu międzywojennego nie może być uważany za kontynuację rozwoju w poprzedzającym okresie. Zarówno wyposażenie materialne, jak i tematyka i w dużej mierze kadry zostały stworzone na nowo.
2. W okresie tym nie zdołano na ogół wytworzyć własnej tematyki naukowej. W największej mierze na takie określenie zasługują prace nad fotoluminescencją gazów i cieczy i nad teorią promieniowania multipolowego.
3. Rozbudowa ilościowa bazy materialnej i kadr była niedostateczna. Znaczną część produkcji naukowej można określić jako przyczynkarstwo.
4. Powiązanie z życiem gospodarczym kraju było niewystarczające. Wynikiem tego stanu rzeczy jest niedocenianie przez nasz przemysł w chwili obecnej roli jaką fizyka powinna odgrywać w życiu gospodarczym kraju.

Odbudowa w okresie powojennym

Wojna zahamowała całkowicie pracę naukową w kraju, zniszczyła całkowicie zakłady naukowe, uszczupliła kadry pracowników wykwalifikowanych i powstrzymała przez szereg lat kształcenie nowych kadr. Materialna baza pracowni musiała być budowana prawie całkowicie od nowa.

Trzeba stwierdzić, że w pierwszym okresie odbudowy dominujący wpływ wywierały tradycje okresu międzywojennego. Zrozumienie dokonanych w kraju przemian było niedostateczne, a zmiana panującej ideologii zachodziła stopniowo. Proces ten jest daleki od zakończenia w chwili obecnej; jednym z głównych zadań I-go Kongresu Nauki Polskiej i prac przedkongresowych jest dokonanie zasadniczego pod tym względem kroku. Uznanie konieczności ogólnopństwowego planu badań i powiązania pracy naukowej z życiem narodu i potrzebami gospodarczymi staje się obecnie powszechne.

Pomimo wielkiego wysiłku włożonego przez Państwo Ludowe w odbudowę i rozbudowę placówek pracy naukowo-badawczej,

odbudowa bazy materialnej naszych pracowni akademickich, należy to wyraźnie zaznaczyć, nie jest wciąż ukończona. Istnieje wielka niewspółmierność pomiędzy zadaniami jakie stoją przed fizyką polską, a stanem wyposażenia, i organizacji pracowni oraz liczebnością kadr. Sprawa ta będzie przedmiotem dyskusji w związku z referatami dotyczącymi planu badań i szkolenia kadr.

Obecnie zajmujemy się krótkim przeglądem kierunków badań, które są w chwili obecnej prowadzone, lub znajdują się w stanie zaawansowanego przygotowania w naszych pracowniach badawczych. Przegląd ten dotyczy w pierwszym rzędzie zakładów szkół akademickich. Należy w tym miejscu przypomnieć, że wobec rozpoczęcia akcji organizowania instytutów uczelnianych, struktura organizacyjna tych pracowni ulegnie w krótkie znacznym zmianom.

Przegląd poniższy nie obejmuje oczywiście wszystkich prac, a nawet wszystkich kierunków prac prowadzonych w poszczególnych zakładach. Uwzględnione zostały tylko te kierunki, gdzie istniejące wyposażenie i stan kadr warunkuje możliwość dalszego rozwijania danego działu badań i daje podstawę stworzenia „jądra krystalizacji” przy tworzeniu ogólnokrajowego planu badań.

Najbardziej zaawansowana jest rozbudowa działu optyki atomowo-molekularnej. Istnieją w chwili obecnej cztery zakłady zdolne do prowadzenia prac w tej dziedzinie, przy czym dwa z nich obejmują również optykę podczerwieni. W okresie 1945—50 prace w tej dziedzinie były prowadzone głównie w Zakładzie Fizyki Dośw. Uniwersytetu Warszawskiego w kierunkach fotoluminescencji zjawiska Ramana i fizyki podczerwieni.

Trzy zakłady rozbudowują pracownie fizyki jądrowej i prowadzą już obecnie prace z tej dziedziny. Chociaż wszystkie te zakłady posiadają dobre i nowoczesne wyposażenia pomocnicze i mogą szkolić pracowników w metodyce prac jądrowych, stan rozbudowy tych pracowni musimy uważać wciąż za niekompletny. Tylko Zakład Fizyki Dośw. Uniwersytetu Warszawskiego uzyskał w bieżącym roku akcelerator pozwalający na otrzymywanie cząstek o energii 1MeV; bez wyposażenia w zasadnicze akcelatory poważna praca w dziedzinie fizyki jądrowej i izotopów promieniotwórczych jest niemożliwa. Zagadnienie budowy akceleratorów, ustalenie ich liczby, typu i lokalizacji jest jedną z najbardziej ważnych spraw; bez decyzji w tym względzie wysiłek włożony w rozbudowę fizyki jądrowej pozostałby niewykorzystany.

W szeregu zakładów prowadzone są prace nad promieniami kosmicznymi, głównie przy pomocy liczników G.-M. i emulsji fotograficznych. Pewnym impulsem w kierunku podjęcie tych badań była stosunkowa łatwość w uzyskaniu niezbędnej aparatury i względna taniość tych prac. Posiadamy jednak w Zakładzie Fizyki Akademii Górniczo-Hutniczej zorganizowany na wysokim poziomie ośrodek badań nad promieniami kosmicznymi.

Oprócz powyższych najbardziej ilościowo rozbudowanych kierunków, prowadzone są prace w dziedzinach:

1. Akustyki i ultraakustyki. Tematyka obejmuje akustykę teoretyczną i fizjologiczną, pomiary ciśnienia i mocy, emulgowanie i działanie chemiczne ultradźwięków.

2. Spektroskopii mikrofalowej.

3. Fizyki półprzewodników. Prowadzone dotychczas prace dotyczą zjawisk kontaktowych i fotoelektrycznych w półprzewodnikach.

5. Fizyki dielektryków i ferroelektryków.

6. Promieni X.

Chociaż przegląd powyższy, jak to już było zaznaczone, nie jest kompletny, to należy stwierdzić, że w niektórych bardzo ważnych działach fizyki nie prowadzimy żadnych lub prawie żadnych prac. Istnienie tych luk może zaważyć na przyszłym planie badań fizycznych i podkreślenie ich jest niemniej ważne od inwentaryzacji prac dotychczas prowadzonych lub rozpoczętych. Najpoważniejsze luki dotyczą następujących dziedzin:

1. Fizyka ciała stałego. Pomijając nawet zjawiska elektryczne i magnetyczne, fizyka ciała stałego obejmuje dziś bardzo obszerną dziedzinę wiedzy dotyczącej powiązania własności mechanicznych z budową ciała, zagadnienia wytrzymałości i plastyczności materiałów, warunków krystalizacji, zjawisk powierzchniowych itd. Dział ten znajdował się i pozostaje u nas w zaniedbaniu, co jest szczególnie niepożądane ze względu na jego doniosłość dla życia gospodarczego.

2. Fizyka niskich temperatur.

3. Systematyczne badania w dziedzinie magnetyzmu, a w szczególności ferromagnetyzmu. Pewne zagadnienia z tej dziedziny są co prawda opracowywane, ale nie stanowią one zasadniczych kierunków prac tych zakładów. Wiąże się z tym działem zagadnienie obliczania i wytwarzania pól magnetycznych odpowiadających wymaganiom stawianym np. przez fizykę jądrową.

4. Wyładowania w gazach. Tutaj znów mamy do zanotowania tylko sporadyczne prace i to tak ważne dla techniki zagadnienie będzie wymagało rozwiązania.

Przechodząc do omówienia współpracy z przemysłem musimy zanotować duży postęp w stosunku do okresu przedwojennego, pomimo że sytuacja nie jest jeszcze zadawalniająca. Szereg zakładów podjęło opracowanie specjalnych zagadnień na zlecenie instytucji gospodarczych. Współpraca ta przyniosła już w wielu wypadkach konkretne pozytywne rezultaty.

Nie można pominąć również powstania we Wrocławiu optycznego biura obliczeniowego pod kierunkiem prof. Ingardena, pracującego dla naszego przemysłu optycznego. Biuro to oprócz obliczania układów typowych, przeprowadziło obliczenia o charakterze pionierskim, a mianowicie obiektywu mikroskopowego zwierciadłowego.

Ostatni punkt prowadzi nas do zagadnienia fizyki teoretycznej, nie objętej dotychczasowym przeglądem.

Możemy zanotować przede wszystkim poważny wzrost ilościowy kadr teoretyków w porównaniu z okresem przedwojennym. Liczba katedr fizyki teoretycznej została wydatnie zwiększona i częściowo jest obsadzona przez młodszych fizyków, których działalność naukowa przypada całkowicie na okres powojenny. W okresie pierwszego pięciolecia liczba publikacji teoretycznych przewyższała znacznie liczbę ogłoszonych prac doświadczalnych; fakt znamieny, który tylko w części tłumaczy się trudnościami w odbudowie pracowni. Rozporządzamy obecnie trzema ośrodkami fizyki teoretycznej w Warszawie, Krakowie i Toruniu, przy czym ośrodek warszawski został ostatnio wzmocniony przez powrót do kraju prof. Infelda.

Powiązanie fizyki teoretycznej z doświadczalną i z potrzebami życia gospodarczego było dotychczas nikłe. Przeważa tematyka oderwana; najsilniej reprezentowana jest elektrodynamika kwantowa. Należy podkreślić upośledzenie fizyki ciała stałego i mechaniki statystycznej w ogólności. Wydaje się, że zaczyna dojrzać zrozumienie potrzeby zmiany tego stanu rzeczy, co znalazło wyraz na ostatniej konferencji fizyki teoretycznej w Kuźnicach.

Warszawa, styczeń 1951 r.

Zakład Elektroniki i Radiologii
Uniwersytetu Warszawskiego

ANDRZEJ HRYNKIEWICZ

LICZNIKI SCYNTYLACYJNE

Wstęp

Licznik scyntylacyjny jest najnowszym orężem badawczym fizyki jądrowej. Stanowi on obok emulsji fotograficznych największe osiągnięcie w dziedzinie detekcji promieniowania od czasu wynalezienia licznika Geigera-Müllera. Obecnie licznik scyntylacyjny znajduje się jeszcze w niemowlęcym okresie swego rozwoju, ale mimo że wymaga narazie bardziej skomplikowanej aparatury elektronicznej niż licznik Geigera-Müllera, to w wielu zastosowaniach już znacznie go przewyższa.

Za prototyp licznika scyntylacyjnego możnaby uważać ekran powleczony siarczkiem cynku, który był historycznie pierwszym przyrządem do detekcji cząstek wysyłanych przez ciała promieniotwórcze (cząstek alfa). Stosując metodę ekranu scyntylacyjnego wykonano szereg pionierskich, klasycznych już dzisiaj, prac z dziedziny promieniotwórczości. Wystarczy wymienić chociażby słynną pracę Geigera i Marsdena nad rozproszeniem cząstek alfa, która doprowadziła do modelu atomu Rutherforda. Cząstki alfa padające na ekran wywoływały scyntylacje, liczone przez obserwatora za pomocą słabo powiększającego mikroskopu. Ta subiektywna metoda obserwacji wymagała jednak długiego okresu ćwiczeń ze strony badacza, była bardzo męcząca i wskutek małej zdolności rozdzielczej oka pozwalała na liczenie najwyżej 80-ciu scyntylacji na minutę (rozłożonych statystycznie w czasie), szybko więc ustąpiła o wiele doskonalszym przyrządom do detekcji cząstek jądrowych, jak komora Wilsona, komora jonizacyjna lub licznik Geigera-Müllera.

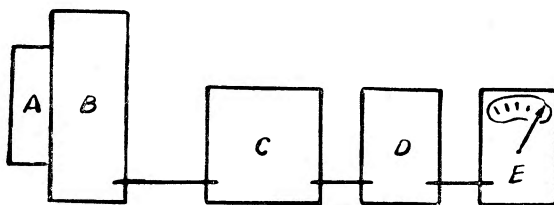
Już przy pierwszych pracach z ekranem scyntylacyjnym narzucała się idea zastąpienia oka obserwatora przez komórkę fotoelektryczną, ale nie znano jeszcze wówczas komórek, które by mogły poszczególne scyntylacje ekranu przetworzyć na dostatecznie duże, dające się następnie wzmocnić, impulsy elektryczne. Ta trudność została dopiero znacznie później przezwyciężona dzięki rozwojowi elektroniki, a mianowicie przez zastosowanie fotopowielaczy elektronicznych, które po-

zwalają pierwotny prąd fotoelektryczny wzmocnić 10^3 razy. W roku 1945 *Blau i Dreyfus* (1) zastosowali poraz pierwszy fotopowielacz do obserwacji scyntylacji wywoływanych przez czątki alfa na ekranie powleczonym ZnS aktywowanym miedzią.

Jednak właściwy rozwój liczników scyntylacyjnych zaczyna się w r. 1947, kiedy *Kallmann* (2) zastosował zamiast ekranu kryształy substancji fluoryzujących, co umożliwiło rozszerzenie zakresu zastosowań licznika scyntylacyjnego na detekcję oprócz cząstek alfa również innych rodzajów promieniownia jądrowego.

Zasada licznika scyntylacyjnego i jego zalety

W najprostszej formie zasada licznika scyntylacyjnego jest przedstawiona na rys. 1. Scyntylacje wywołane w kryształach A przez



Rys. 1. Zasada licznika scyntylacyjnego.

absorbpcję cząstek jądrowych pociągają za sobą powstanie i wielokrotne wzmocnienie w fotopowielaczu B impulsów elektrycznych. Impulsy te, o amplitudzie rzędu dziesięciu miliwoltów na kolektorze powielacza, ulegają dalszemu wzmocnieniu we wzmacniaczu C, przechodzą przez dyskryminator wysokości impulsów D, który obcina wszystkie impulsy o amplitudzie mniejszej niż pewna zgóry określona, i wreszcie zostają zarejestrowane w układzie liczącym E.

W porównaniu z licznikiem Geigera - Müllera licznik scyntylacyjny ma dwie główne zalety:

1. Krótszy czas rozdzielczy:

Czas trwania scyntylacji w kryształach nie przekracza 10^{-7} sek. Ponieważ zaś proces w fotopowielaczu przebiega jeszcze krócej, więc czas rozdzielczy licznika scyntylacyjnego, wyznaczony przez układy elektroniczne, może być z łatwością zredukowany do ułamka mikrosekundy w porównaniu z 50—100 μ sek dla liczników Geigera - Müllera.

- Większa wydajność na różne rodzaje promieniowania:
Szczególnie dotyczy to promieni gamma, dla których wydajność licznika scyntylacyjnego jest kilkadziesiąt razy większa niż wydajność licznika Geigera - Müllera.

Kryształy fluoryzujące

Kryształy, które mogłyby znaleźć zastosowanie w liczniku scyntylacyjnym, muszą przede wszystkim spełniać trzy zasadnicze warunki:

- Muszą pod wpływem absorpcji cząstki jądrowej wytwarzać promieniowanie w takim zakresie widma, na jaki jest czuły fotopowielacz.
- Muszą mieć dużą wydajność w przemianie energii absorbowanej cząstki na światło widzialne.
- Muszą być przezroczyste dla wytworzonego w nich światła.

Kallmann i jego współpracownicy (2) zbadali szereg kryształów pod względem ich przydatności do liczników scyntylacyjnych. Oprócz kryształów ZnS szczególnie korzystne okazały się kryształy związków organicznych z podwójnie związanym węglem, jak naftalen i antracen, oraz halogenki metali alkalicznych. Okazało się również, że często minimalna domieszka innego pierwiastka znacznie poprawia własności kryształu. Stosuje się więc np. aktywowanie miedzią lub srebrem kryształów ZnS lub talem kryształów NaJ. Dobry kryształ NaJ aktywowany Tl absorbując kwant promieni gamma o energii 1 MeV wytwarza ok. 20 000 fotonów światła widzialnego. Przebieg zjawiska jest skomplikowany i zachodzi ono w kilku kolejnych etapach. Promień gamma oddaje część lub całość swej energii elektronowi w kryształach przez konwersję fotoelektryczną, zjawisko Comptona lub utworzenie pary pozyton-elektron. Elektron skolei pobudza centra fluorescencji w siatce krystalicznej, co pociąga za sobą powstanie scyntylacji. Wskutek takiej natury procesu konwersji możliwe są bardzo znaczne wahania liczby fotonów w scyntylacji wywołanej przez cząstkę o tej samej energii.

Fotopowielacz elektronowy

Działanie powielacza elektronowego opiera się na zjawisku emisji elektronów wtórnych z elektrody bombardowanej w próżni przez elektrony, przy czym każdy pierwotny elektron może wywołać emisję kilku elektronów wtórnych. Jeżeli te wtórne elektrony skierujemy na

następną elektrodę, to proces się powtórzy i w ten sposób po szeregu takich stopni prąd elektronów osiągający ostatnią elektrodę (kolektor) będzie miał o wiele większe natężenie niż prąd początkowy.

Elektronami pierwotnymi mogą być elektrony termiczne, wysyłane przez żarzoną katodę, lub fotoelektrony, jeśli zastosujemy katodę pokrytą warstwą światłoczułą. W pierwszym wypadku będziemy mieli do czynienia z powielaczem termicznym, w drugim — z fotopowielaczem.

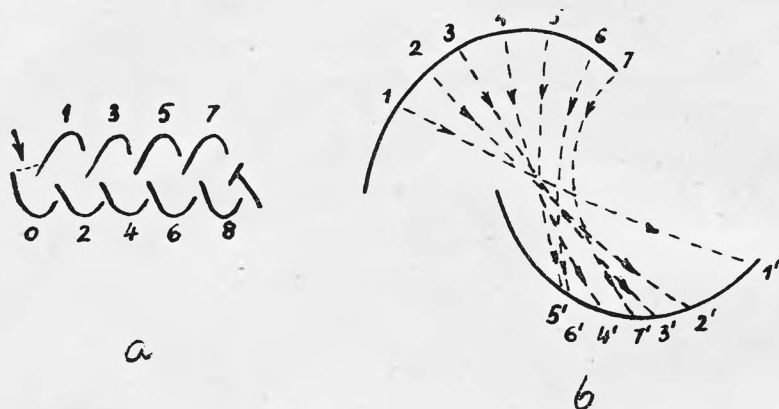
W pierwszych fotopowielaczach (Slepian 1919) do skierowania emitowanych elektronów na następną elektrodę zastosowano pole magnetyczne, a następnie zastąpiono je zmiennym polem elektrycznym (dynamiczny powielacz Farnswortha). Wkrótce jednak te metody ustąpiły metodzie pola elektrostatycznego i dziś posiadają już tylko historyczne znaczenie. Współczesny fotopowielacz składa się z fotokatody, szeregu odpowiednio ustawionych elektrod zwanych dynodami i kolektora, zamkniętych wewnątrz opróżnionej bańki szklanej.

Spośród warstw światłoczułych do pokrywania katody ostatnio najczęściej stosuje się stop Cs_3Sb , który posiada czułość ok. $100\mu\text{A}/\text{lumen}$, przy czym maksimum czułości leży w bardzo dogodnym obszarze widma $4000\text{--}4500\text{ \AA}$.

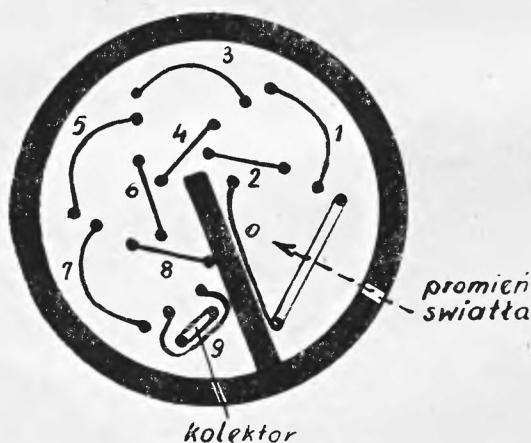
Aby otrzymać znaczne wzmocnienie prądu z fotokatody, dynody muszą być pokryte warstwą o dużej zdolności emisji wtórnej. Stosując odpowiednie stopy, jak stop berylu z miedzią (2.4% Be) lub stop Zworykina (98% Ag + 2% Mg) można osiągnąć współczynnik wzmocnienia dochodzący do 15, co znaczy, że 1 pierwotny elektron bombardując dynodę wywołuje średnio emisję 15 elektronów wtórnych.

Między sąsiednie elektrody powielacza przykłada się napięcie ok. 100 V.

Optymalny kształt i ustawienie elektrod były badane przez Rajchmanna. Najlepsze wyniki zostały osiągnięte z ustawieniem przedstawionym na rys. 2. Rys. 3 przedstawia inny typ 9-cio stopniowego, bardzo zwartego powielacza, opracowanego przez Rajchmanna i Snydera. Jest on produkowany w Ameryce przez firmę *Radio Corporation of America Co (RCA)* jako 931 A i stanowi prototyp szeregu innych jak 1P21 i 1P28. Spośród znajdujących się obecnie w handlu fotopowielaczy wymienić jeszcze należy 9-cio stopniowe powielacze firmy *Edison Swan Electric Co.*, 27M1 i 27M2.



Rys. 2. a) ustawienie elektrod, b) tory elektronów między elektrodami



Rys. 3. Przekrój fotopowielacza 931 A

Wyżej wymienione powielacze elektronowe posiadają całkowite wzmocnienie (W) rzędu 10^6 . To znaczy, że 1 elektron emitowany przez fotokatodę powoduje wytworzenie na kolektorze ładunku

$$We = 1 \cdot 6 \cdot 10^{-13} \text{ kul,}$$

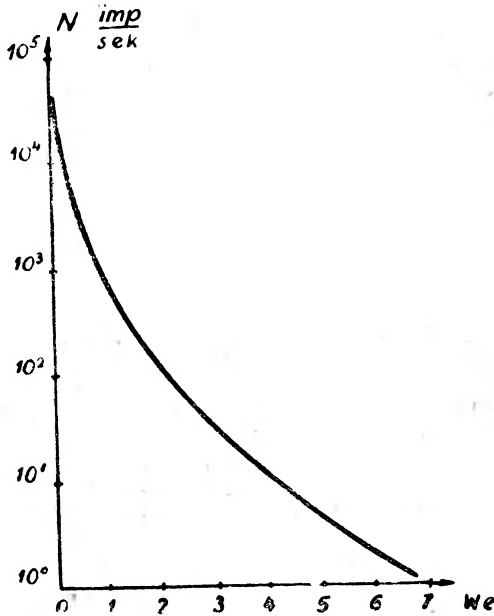
co przy pojemności (C) obwodu kolektora rzędu 10 pF da impuls napięcia

$$U = We/C = 1 \cdot 6 \cdot 10^{-2} \text{ V}$$

czyli ok. 15 mV.

Impulsy ciemnościowe fotopowielacza

Główną trudność w operowaniu licznikiem scyntylacyjnym sprawia fakt, że fotopowielacz nawet w zupełnej ciemności daje tło mylnych impulsów o różnych amplitudach, których częstość w temperaturze pokojowej może przekraczać 1000 na sek.



Rys. 4. Rozkład amplitud impulsów ciemnościowych

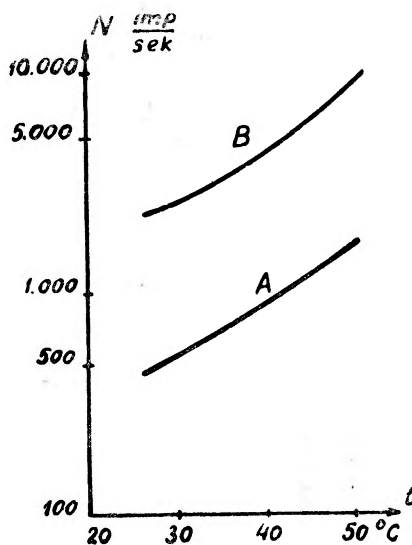
To tło impulsów ciemnościowych jest przede wszystkim spowodowane przez trzy czynniki:

1. emisję termionową z fotokatody;
2. emisję wywołaną przez zaburzenia pola elektrycznego na krawędziach elektrod;
3. emisję wtórną wywołaną bombardowaniem katody przez jony dodatnie wytworzone w resztkach gazu.

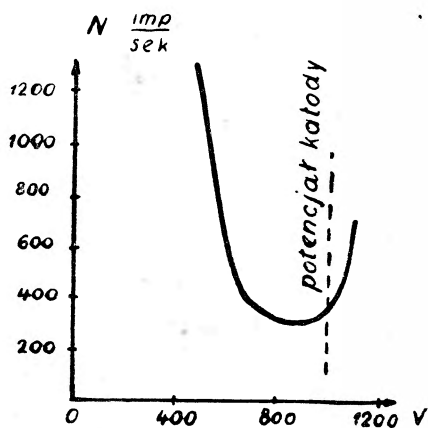
Wywołane przez te procesy impulsy ciemnościowe mogą mieć znaczne amplitudy. Oprócz nich występuje bardzo dużo małych impulsów, wywołanych przez tzw. „prąd przeciekania”, których amplitudy leżą jednak przeważnie poniżej progu czułości wzmacniacza i mogą być zaniedbane przy zastosowaniu fotopowielacza do licznika scyntylacyjnego.

Wskutek występowania impulsów ciemnościowych praca z licznikiem scyntylacyjnym jest możliwa tylko wówczas, gdy natężenie mierzonego promieniowania jest wystarczająco duże, aby można było zaniedbać tło, lub gdy impulsy wywołane przez mierzony efekt mają tak wysokie amplitudy, że tło można obciąć nastawiając odpowiednio dyskryminator.

Typowy rozkład amplitud impulsów ciemnościowych przedstawia rys. 4. Na osi odciętych odłożone są amplitudy impulsów w jednostkach We (tzn. wartości ładunku na kolektorze odpowiadające liczbie pierwotnych elektronów emitowanych przez fotokatodę), na osi rzęd-



Rys. 5. Zależność liczby impulsów ciemnościowych od temperatury



Rys. 6. Zależność liczby impulsów ciemnościowych od potencjału ekranu

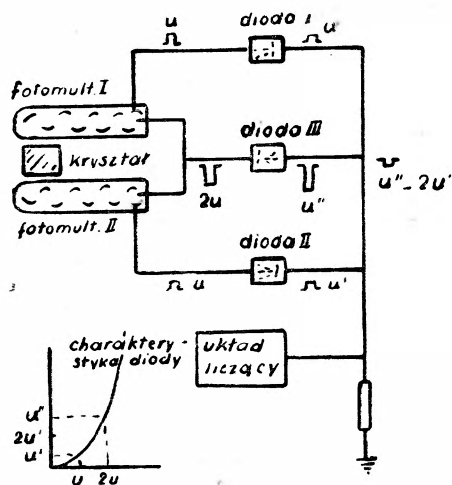
nych zaś liczby impulsów na sekundę o danej amplitudzie (w skali logarytmicznej). Z wykresu widać, że aby tło nie przekraczało 1 impulsu na sekundę, musimy nastawić dyskryminator tak, by obciąć wszystkie impulsy o amplitudzie mniejszej niż $7 We$.

Walka z impulsami ciemnościowymi jest zasadniczym kłopotem wszystkich firm produkujących fotopowielacze i badaczy pracujących z nimi. Wpływ jonów dodatnich można zmniejszyć przez zastosowanie możliwie dobrej próżni, wpływ zaburzeń pola na krawędziach elektrod — przez precyzyjne ich polerowanie, a wreszcie efekt termionowy — przez chłodzenie powielacza ciekłym powietrzem lub sta-

łym dwutlenkiem węgla. Zależność liczby impulsów ciemnościowych na sekundę od temperatury w granicach od 27° do 50° C dla dwóch różnych fotopowielaczy przedstawia wykres na rys. 5. Jak widać, nawet dla tej względnie małej różnicy temperatur stosunek liczby impulsów przekracza 4. Ostatnio Glover stwierdził, że liczbę impulsów ciemnościowych można zmniejszyć stosując elektrostatyczne ekranowanie całego fotopowielacza. Zależność liczby impulsów ciemnościowych od potencjału ekranu przedstawia rys. 6. Z wykresu widać, że najkorzystniej jest stosować ekran o potencjale o ok. 1000 V wyższym od potencjału katody.

Koincydencyjny licznik scyntylacyjny

W 1949 r. Morton i Robinson (5) zastosowali koincydencyjny licznik scyntylacyjny, co usunęło niemal całkowicie trudności

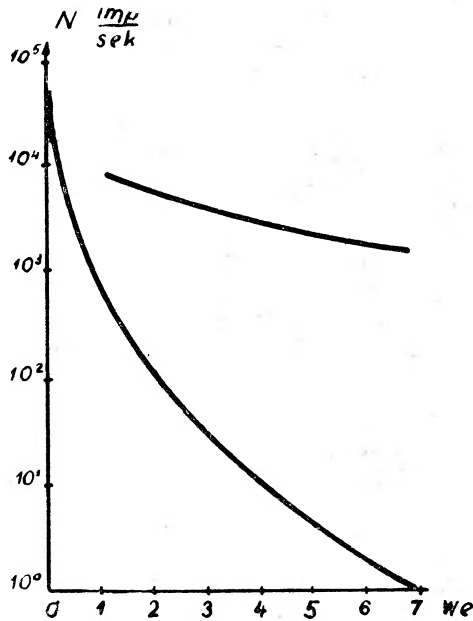


Rys. 7. Schemat koincydencyjnego licznika scyntylacyjnego

związane z tłem impulsów ciemnościowych. Idea ich pomysłu jest przedstawiona na rys. 7. Dwa fotopowielacze są umieszczone w ten sposób, że błysk scyntylacji w krysztale wywołuje równoczesną emisję fotoelektronów z ich katod, co pociąga za sobą równoczesny impuls napięcia na obu kolektorach, zarejestrowany przez układ koincydencyjny.

Robinson i Morton zastosowali tzw. różnicowy układ koincydencyjny, używając diod krysztalowych typu 1N34 zamiast lamp próżniowych. Jak widać ze schematu (rys. 7), dwie diody są połączone

z ostatnimi dynodami powielaczy, trzecia zaś z ich obu kolektorami. Jeżeli na ostatniej dynodzie jednego (np. I) tylko powielacza pojawi się impuls o wysokości U , to, jak widać z załączonej na rys. 7 charakterystyki diody, przez diodę I przejdzie impuls $+U'$, a przez diodę III impuls $-U''$ i oba impulsy wygaszą się wzajemnie. Natomiast w wypadku, gdy na ostatnich dynodach obu powielaczy pojawią się impulsy



Rys. 8. Rozkład amplitud impulsów ciemnościowych oraz impulsów wywołanych przez typowe źródło promieni S

U , to po przejściu przez diody I i II otrzymamy impuls $+2U'$, który wskutek nieliniowości charakterystyki będzie miał inną amplitudę niż ujemny impuls $-U''$ wychodzący z III diody. W rezultacie otrzymamy pewien impuls ujemny

$$U''' = 2U' - U'',$$

który po wzmocnieniu zostanie zarejestrowany przez układ liczący.

W koincydencyjnym liczniku scyntylacyjnym impulsy ciemnościowe, rozrzucone statystycznie w czasie, manifestują swoją obecność jedynie przez wytwarzanie koincydencji przypadkowych. Jak łatwo obliczyć, przy czasie rozdzielczym rzędu 1μ sek i 1000 impulsów na sekundę w każdym fotopowielaczu, liczba koincydencji przypadko-

wych będzie rzędu 1 na sek. Jakie korzyści daje zastosowanie licznika koincydencyjnego w porównaniu ze zwykłym licznikiem scyntylacyjnym widać od razu z wykresu na rys. 8. Na wykresie tym oprócz rozkładu amplitud impulsów ciemnościowych umieszczono również rozkład amplitud impulsów wywołanych przez promieniowanie gamma pewnego typowego źródła. Jak już widzieliśmy, aby stosując zwykły licznik scyntylacyjny otrzymać tło rzędu 1 imp./sek, musimy obciążyć wszystkie impulsy o amplitudzie mniejszej niż $7 W_e$, co pozwala nam liczyć tylko 1500 imp./sek wywołanych przez promienie gamma. Jeżeli zastosujemy licznik koincydencyjny, 1 koincydencję przypadkową na sekundę otrzymamy przy 1000 imp./sek w pojedynczym powielaczu, czyli dla uzyskania tła 1 imp./sek wystarczy obciążyć impulsy o wysokości mniejszej niż $1 W_e$, a wówczas będziemy mieli ok. 9000 imp./sek pochodzących od promieni gamma. W ten sposób uzyskamy przy tym samym tle 6-ciokrotny zysk wydajności.

Dźsiejšie liczniki scyntylacyjne mają na promienie beta i na szybkie neutrony również większą wydajność niż liczniki Geigera-Müllera. Ich przewaga uwidacznia się jednak najbardziej w dziedzinie detekcji promieni gamma, na które ich wydajność dochodzi do kilkunastu procent w porównaniu z ułamkiem procentu wydajności liczników Geigera-Müllera. To głównie rokuje piękny rozwój temu najmłodszemu narzędziu fizyki jądrowej.

Kraków, grudzień 1949 r.

II Zakład Fizyki Doświadczalnej
Uniwersytetu Jagiellońskiego

Literatura

1. BLAU M. and DREYFUS B., *Rev. Sci. Instr.*, **16**, 245 (1945).
2. KALLMANN H., *Natur u. Technik*, Juli (1947).
3. RODDA S., *J. Sci. Instr.*, **26**, 65 (1949).
4. MORTON G. A. and MITCHEL J. A., *Nucleonics*, **4**, No. 1 (1949).
5. MORTON G. A. and ROBINSON K. W., *Nucleonics*, **4**, No. 2 (1949).

ALFONS KRAUSE

KOLOIDALNIE ROZPROSZONE GAZY

Gdy do 9—10 części bardzo stężonego ługu sodowego (17—18 n NaOH przygotowany według Sørensen'a) dodać jedną część objętościową wody destylowanej, wówczas mieszanina staje się mętna. Stężenie NaOH mimo rozcieńczenia pozostaje w dalszym ciągu na tyle wysokie, że powietrze wprowadzone do stężonego NaOH wraz z dodaną wodą wydziela się w postaci banieczek submikroskopowych, gdyż w stężonym roztworze ługu jest ono nierozpuszczalne.

Pierwsze jakościowe obserwacje tego rodzaju pochodzące jeszcze z roku 1928(6) stały się podstawą dla opracowania metody kondensacyjnej otrzymywania gazów koloidalnych (7).

Według podanego sposobu powstaje koloid powietrza trwały w najprostszych warunkach eksperymentalnych do około 100 minut. Przy zastosowaniu substancji i koloidów ochronnych (mydło, gliceryna itp.) można podnieść trwałość tych alkalizoli powietrza do 150 dni.

Układ koloidalnego powietrza daje efekt Tyndalla. Poza tym roztwory te „rozcieńczone” stężonym ługiem sodowym (≥ 64 -krotnie) mieniają się barwami tęczy. W miarę dalszego „rozcieńczania” roztwory stają się coraz bardziej przejrzyste, tak że skrajnie rozcieńczone ługiem macierzystym (17—18 n NaOH) są dla oka optycznie próżne i dopiero obserwacje ultramikroskopowe pozwalają stwierdzić małe banieczki koloidalnie rozproszonego powietrza. W sporadycznych przypadkach udało się stwierdzić wyraźnie ruchy Browna tych banieczek.

Starzejące się zole gazowe ulegają procesowi koagulacji, który polega na formowaniu się polionów baniek gazowych w samych zolach, ich unoszeniu się ku górze i tworzeniu się w wyniku tego pianek o strukturze submikroskopowej. Poliony mają najrozmaitsze wymiary i zbudowane są ze skupionych banieczek w liczbie od kilkunastu do kilkuset.

Przy pomocy obserwacji ultramikroskopowych wyznaczono metodą Zsigmondy'ego wielkość banieczek rozproszonej fazy gazowej. W tym celu należy odpowiednio „rozcieńczyć” zole gazowe stężonym ługiem sodowym, co pozwala na wyliczenie możliwie wszystkich banieczek gazowych dających się zaobserwować w polu widzenia. Korzystny wpływ rozcieńczania zolu na widzialność banieczek i ich liczbę oznaczalną zaznacza się do pewnej granicy rozcieńczania (rozcieńczenie graniczne). Dalsze rozcieńczanie ponad tę granicę nie polepsza już warunków widzialności banieczek.

Układy gazów koloidalnych w stężonym NaOH odznaczają się wysokim ciśnieniem kapilarnym, danym przez wzór $2\tau/r$, gdzie τ — napięcie powierzchniowe, r — promień banieczki, które stoi w ścisłym związku z dużym napięciem powierzchniowym stężonego NaOH. Ciśnienie kapilarne należy uwzględnić przy obliczaniu rzeczywistej wielkości banieczek. Zbadano alkalizole różnych gazów, czego wyniki podane są w tabeli I.

Tabela I
t = +5°C

Rodzaj zolu	trwałość zolu	rozcieńczenie graniczne	ciśnienie kapilarne	średnica banieczek
powietrze	24 godz.	8192-krotne	175,8 atm.	4,6 μ
tlen	72 „	16384- „	246,9 „	2,9 „
azot	10 „	4096- „	195,7 „	4,0 „
wodór	9 „	2048- „	140,3 „	6,5 „
tlenek węgla	6 „	1024- „	101,7 „	9,6 „
metan	25 „	4096- „	168,8 „	5,0 „
etylen	22 „	4096- „	121,9 „	7,6 „
acetylen	22 „	2048- „	87,3 „	11,9 „
hel	10 „	2100- „	195,5 „	4,0 „

Banieczki powietrza, azotu, helu (3) a zwłaszcza tlenu ($\sigma=2,9 \mu$) mają właściwie rozmiary makrocząsteczek. Są one najmniejszymi jednostkami, jakie w ogóle są widzialne w ultramikroskopie. Dobre warunki widzialności wynikają z korzystnej różnicy współczynników załamania światła.

Fakt, że powyższe układy wyróżniają się wysokim ciśnieniem kapilarnym, naprowadził na przypuszczenie, że niektóre gazy dałyby się skroplić przez rozproszenie koloidalne, o ile ich stałe krytyczne na to pozwalają (8). Gazami, które tym wymaganiom odpowiadają, są np. amoniak i podtlenek azotu (N_2O).

Do stężonego (17—18 n) NaOH dodaje się 10⁰/₀-wego roztworu wodnego amoniaku, wskutek czego powstaje charakterystyczne zmętnienie koloidalnie rozproszonego amoniaku-gazu, choć znaczna część amoniaku uchodzi (około 50⁰/₀). Trwałość tego zolu wynosi około 36 godzin. Przy rozcieńczaniu około 2000-krotnym zole takie osiągają swe graniczne rozcieńczenie, a rzeczywista wielkość banieczek amoniaku wynosi wtedy ok. 0,1 μ przy ciśnieniu kapilarnym 17 atmosfer. Podczas obserwacji ultramikroskopowej w +5⁰ zauważono w polu widzenia, że pewna ilość banieczek posiada niewątpliwie wymiary znacznie mniejsze od wyznaczonej przeciętnej średnicy. Wydaje się, że takie niewspółmierne małe jednostki są ośrodkiem ciekłej fazy skroplonego amoniaku, gdyż po pewnym czasie zamieniając się w gaz rozrastały się w sposób niebywały. W ultramikroskopie można zauważyć rozrastanie się ich do rozmiarów 800-krotnych i większych, przy czym przyjmują one kształt polipowaty. Polipy te nie były wynikiem zlewania się małych banieczek, a podczas rozrastania się z nieoczekiwaną szybkością pchały często przed sobą różne małe banieczki. Niekiedy zauważono też sporadyczne pojawianie się nowych małych banieczek w polu widzenia, które następnie prędko rozrastały się. Podobne zjawiska zaobserwowano również w alkalizolach podtlenku azotu, choć nie w tym stopniu.

Wynikiem koagulacji alkalizoli gazowych są pianki submikroskopowe. Można je także uzyskać bezpośrednio przez rozkład perhydrolu M e r c k a (kilka kropli) na powierzchni stężonego NaOH. Pianka taka rozchodzi się często od góry w głąb cieczy w sposób linearny i periodyczny. Zjawisko to przypomina w swym mechanizmie tworzenie się pierścieni L i e s e g a n g a (4).

W obecności białkowych koloidów ochronnych pianki mogą przyjmując kształt śluzów podobnych do kremu (bitej śmietany). Zauważono to podczas badania terapeutycznych preparatów srebra (14). Celem stwierdzenia ich własności katalatycznych zadano je rozcieńczoną wodą utlenioną, której stężenie w pewnych odstępach czasu oznaczono manganometrycznie. Podczas miareczkowania wydziela się obficie tlen w postaci bardzo małych banieczek tworząc w obecności protargolu (B a y e r, Leverkusen) lub prorgolu (M o t o r, Warszawa) piankę podobną do pianki piwa, zaś w obecności targesiny (G o e d e c k e, Berlin) lub hegononu (S c h e r i n g, Berlin) gęstą pianę podobną do śluzu lub bitej śmietany. Temperatura 37⁰ była dla tych doświadczeń korzystniejsza niż 20⁰.

Niebywały wzrost lepkości tych układów nie jest jedynie wywołany przez ochronny koloid białkowy, lecz prawdopodobnie zależy też od samej fazy gazowej, której cząstki w tych warunkach zapewne się deformują tworząc cienkie lecz długie banieczki podobne do łańcuchowych makrocząsteczek. Na to wskazuje przejściowy wzrost lepkości, jaki zaznacza się, gdy zmieszać NaOH i H_2O_2 o pewnych stężeniach bez jakichkolwiek domieszek (9).

Gazy koloidalne, zwłaszcza powietrze koloidalne, spotykane są w przyrodzie i w praktyce pod różną postacią (por. Liesegang (10), Freundlich (2)), mianowicie jako śluzy, pianki oraz w subtelnym rozproszeniu, jak np. w białych kwiatach, siwych włosach, ptasich piórach, a także i w szkle mlecznym.

Na wykładzie można łatwo zademonstrować koloid powietrza w cylindrze szklanym. Bierze się 90 cm³ stężonego NaOH czystego lub technicznego (18—20 n) uprzednio przesączonego przez zwykłą bibułę, dodaje 10 cm³ wody destylowanej i prędko miesza przez odwrócenie zamkniętego cylindra. Po chwili cała ciecz przybiera wygląd mleka. Po pewnym czasie ciecz zaczyna się klarować od dołu.

Układy z fazą gazową o rozdrobnieniu mniej subtelnym można otrzymać sposobem podanym przez Kautsky'ego (5), Auerbacha (1) i Schnurmana (12). Trwałość tych układów jest niewielka.

Poznań, marzec 1950 r.

Zakład Chemii Nieorganicznej
Uniwersytetu Poznańskiego

L i t e r a t u r a

1. AUERBACH R., *Kolloid Ztschr.*, **74**, 132 (1936).
2. FREUNDLICH H., *Kapillarchemie* (Lipsk 1922).
3. KAPITAŃCZYK K., *P. T. P. N. Prace Komis. Matem.-Przyr.* V. 181 (Poznań 1948).
4. KAPITAŃCZYK K., wyniki dotąd nie opublikowane.
5. KAUTSKY H., *Ztschr. anorg. Chem.* **152**, 343 (1926).
6. KRAUSE A., *Ztschr. anorg. Chem.* **176**, 399 (1928).
7. KRAUSE A. i KAPITAŃCZYK K., *Kolloid Ztschr.* **57**, 50 (1931); **66**, 288 (1934); **71**, 55 (1935); **80**, 273 (1937); *Roczn. Chem.*, **11**, 820 (1931); **14**, 487 (1934).

8. KRAUSE A. i KAPITANCZYK K., *wyniki dotąd nie opublikowane.*
9. KRAUSE A. i LEWANDOWSKI A., *wyniki dotąd nie opublikowane.*
10. LIESEGANG R. E., *Kolloidchemie d. Glases*, (Drezno i Lipsk (1931)).
11. RAYALL de RAGAN M., *Katalityczne własności niektórych leczniczych preparatów złota, srebra i miedzi. Rozprawa doktorska wykonana w Zakł. Chemii Nieorg. U. P., przedstawiona na Wydz. Farm. U. P. (Poznań 1949).*
12. SCHNURMANN R., *Ztschr. phys. Chem. A* **143**, 456 (1929).

WŁODZIMIERZ MOŚCICKI

MEZONY

I. Wstęp

a) *Cząstki elementarne fizyki atomowej*

Odkrycie zjawiska promieniotwórczości naturalnej, dokonane w 1896 r. przez H. Becquerela i zbadanie tego zjawiska przez szereg badaczy z M. Curie-Skłodowską i E. Rutherfordem na czele położyło kres hipotezie niepodzielności atomów. Słuszność tej hipotezy była zresztą już wcześniej podważona przez fakt istnienia elektronu, który, jak wykazywała analiza szeregu zjawisk elektrycznych i elektromagnetycznych, musiał wchodzić w budowę atomu.

Pierwsze próby rekonstrukcji atomu opierały się na znanych wówczas cząstkach elementarnych: protonach, będących jądrami atomów wodoru, i elektronach, występujących m. i. w promieniach katodowych i w promieniach β pierwiastków promieniotwórczych.

Ponieważ, jak wiadomo, masa protonu jest ok. 1840 razy większa od masy elektronu i, zgodnie z wynikami badań Rutherforda i jego współpracowników H. Geigera i E. Marsdena, całkowita (praktycznie biorąc) masa atomu koncentruje się w jądrze atomowym, posiadającym ładunek dodatni, narzucało się przypuszczenie, że jądro atomowe zbudowane jest z protonów. Ze względu jednak na to, że zbudowanie jądra atomowego z samych tylko protonów napotykało na nieprzewyciężone trudności (stosunek liczby masowej jądra do numeru porządkowego musiałby być dla wszystkich istniejących jąder równy 1; sprawa sił utrzymujących dodatnie ładunki protonów w bardzo niewielkiej od siebie odległości itd.), należało poza protonami wprowadzić do jądra elektrony.

Teoretyczne zbadanie warunków trwałości i własności jądra zbudowanego z protonów i elektronów wykazało jednak, że przewidywania teoretyczne w zupełności nie odpowiadają rzeczywistym właściwościom niektórych istniejących jąder atomowych. Jako jaskrawy przykład występujących sprzeczności można przypomnieć

sprawę spinu jądra azotu N_7^{14} . Ponieważ liczba masowa jądra (14) pokrywa się według tej hipotezy z liczbą protonów w jądrze, a numer porządkowy (7) z efektywnym ładunkiem jądra, należało przyjąć, że jądro azotu składa się z 14 protonów i 7 elektronów. Spiny elektronu i protonu mają, jak wiadomo, wartość $s = \frac{\hbar}{2}$; ($\hbar = \frac{h}{2\pi}$); przy czym przy sumowaniu się spiny ustawiają się tylko albo równolegle, albo przeciwrównolegle. Ponieważ według omawianej hipotezy w jądrze azotu mamy nieparzystą liczbę cząstek, jego spin wypadkowy musi być połówkowy, tzn. $\frac{\hbar}{2}, \frac{3\hbar}{2}, \frac{5\hbar}{2}$ itd. Wbrew tym przewidywaniom stwierdzono, że spin jądra azotu = $= 1\hbar$. Uzyskany w ten sposób wynik wskazywał, że jądro azotu zbudowane jest nie z nieparzystej liczby cząstek elementarnych, ale z parzystej.

Ten zupełnie niezadawalający stan trwał aż do 1932 r., kiedy to J. Chadwick (17) interpretując prace I. Curie-Joliot i F. Joliot (21, 35) odkrył nową cząstkę elementarną posiadającą masę niemal dokładnie równą masie protonu, obojętną elektrycznie i obdarzoną spinem połówkowym — neutron. Odkrycie neutronu pozwoliło usunąć jaskrawe trudności związane z budową modelu jądra atomowego.

Jak powszechnie wiadomo, przyjmuje się obecnie za Heisenbergiem i Iwanienką pogląd, że jądro zbudowane jest z protonów i neutronów, a nie z protonów i elektronów. W cytowanym przykładzie jądra azotu liczba cząstek wynosi 14 ($7p + 7n$) ze spinem wypadkowym całkowitym, a nie 21 ($14p + 7e$) z połówkowym spinem wypadkowym.

W tym samym 1932 r. została odkryta przez C. D. Andersona (3) następna cząstka elementarna, dodatni elektron czyli pozytron. Możliwość istnienia pozytronu przepowiedziana była już w 1924 r. w związku z relatywistycznym uogólnieniem teorii elektronu (Dirac (23)). Uogólnienie to wskazywało, że obok skwantowanego oraz ciągłego widma stanów energetycznych o energii dodatniej elektrony mogą też obsadzać stany o dowolnej energii ujemnej mniejszej od $-m_0 c^2$ (m_0 = masa spoczynkowa elektronu, c prędkość światła w próżni). Ponieważ stanów tych nie obserwuje się normalnie, należało przyjąć dodatkowe założenie, że wszystkie stany o energii ujemnej są już obsadzone przez elektrony, przy czym elektrony te nie ujawniają się żadnymi działaniami na inne

cząstki. Gdyby jednak elektron został wyrzucony z takiego stanu, brak jego musiałby się ujawnić i to jako obecność cząstki o energii dodatniej, posiadającej własności identyczne z elektronem, ale o przeciwnym, tzn. dodatnim ładunku elektrycznym. Istotnie, właściwości pozytronów odkrytych przez Andersona pokrywają się z właściwościami luk w ujemnych stanach elektronowych Diraca. Jak okazały dalsze badania, kwanty promieniowania elektromagnetycznego o energiach przekraczających podwójną energię spoczynkową elektronu (ponad 1 MeV) są w stanie podnieść elektron ze stanu o energii ujemnej (poniżej $-m_0 c^2$) do stanu o energii większej od energii spoczynkowej elektronu (powyżej $m_0 c^2$). Proces ten prowadzi w efekcie do pojawienia się pary: elektronu ujemnego (negatronu) i dodatniego (pozytronu).

Znany jest również proces przeciwny, w którym negatron spada ze stanu o energii dodatniej na nieobsadzony stan o energii ujemnej (pozytron); obie cząstki znikają wyzwalając foton o energii odpowiadającej różnicy energii tych dwu stanów. Procesy wspomniane muszą jednak, ze względu na konieczność zachowania całkowitego pędu i energii cząstek, odbywać się w obecności jądra atomowego, którego pęd konieczny jest dla zbilansowania pędów. W nieobecności jądra konieczne jest równoczesne pochłonięcie bądź powstanie dwu fotonów.

Obok stwierdzonych na drodze doświadczalnej do 1932 r. cząstek elementarnych, negatronu, pozytronu, protonu i neutronu, należało liczyć się z możliwością istnienia jeszcze jednej cząstki neutralnej o bardzo małej lub zerowej masie spoczynkowej. Hipotetyczną tę cząstkę wprowadził w 1934 r. Fermi (24).

Jest rzeczą powszechnie znaną, że spomiędzy trzech rodzajów promieniowania emitowanego przez ciała radioaktywne, tzn. α , β , γ , promieniowania α i γ emitowane przez jakiś pierwiastek promieniotwórczy odznaczają się nieciągłym widmem energii emitowanych cząstek α lub fotonów γ ¹⁾. Jest to zupełnie zrozumiałe z punktu widzenia prawa zachowania energii, skoro stany początkowy i końcowy jąder emitujących te promieniowania są energetycznie ściśle określone. Inaczej przedstawia się sprawa przy

¹⁾ *Th C* np. emituje 4 grupy monokinetycznych cząstek α . Energie tych 4 grup zawierają się w granicach od 5,6 MeV do 6 MeV. Dla polonu znaleziono aż 13 takich grup o energiach, których zestawienie podaje tablica 1 [Cork (19)]

Nie ulega wątpliwości, że widmo energii cząstek α posiada jeszcze bardziej złożoną strukturę, którą w miarę powiększania zdolności rozdzielczych przyrzą-

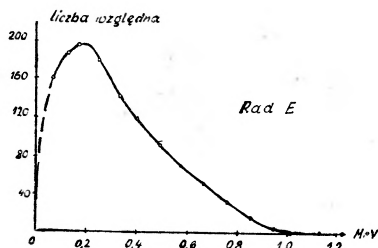
emisji β . Stwierdzono mianowicie, że promieniowanie β tworzy ciągle widmo energii wyrzucanych cząstek, pomimo tego że tak jak poprzednio stany energetyczne i jąder emitujących i powstających po emisji elektronu są identyczne dla wszystkich jąder danego pierwiastka²⁾. Jeżeli więc przejdziemy do procesów elementarnych, to sprawa wygląda tak, jak gdyby przy procesach tych prawo zachowania energii nie było spełnione. Istotnie koncepcja tego rodzaju została wysunięta w 1924 r. (Bohr, Kramers, Slater (12)³⁾. Inne rozwiązanie znalazł Fermi. Fermi opierając się konsekwentnie na fakcie budowy jądra wyłącznie z nukleonów (tzn. protonów i neutronów, przy czym proton i neutron traktuje się jako tę samą cząstkę w różnych stanach pobudzenia), ujmując emisję elektronu z jądra atomowego jako skutek procesu przemiany neutronu w proton lub odwrotnie. W przemianie takiej

dów pomiarowych można będzie stwierdzić doświadczalnie. Nieciągłe widmo cząstek α jest, jak wiadomo, jednym z dowodów skwantowania stanów energetycznych jądra atomowego.

Tablica 1

Energia w Mev	Natężenie	Energia w Mev	Natężenie
5,305	100	4,449	12
5,113	25	4,305	7
5,065	25	4,111	7
4,901	15	4,016	5
4,838	11	3,890	4
4,749	13	3,685	4
4,640	10		

²⁾ Kształt tego widma widzimy na rys. 1. Substancją emitującą jest *Ra E*. Na osi odciętych odłożone są energie w MeV, na osi rzędnych względne częstości występowania cząstek o danej energii.



Rys. 1

³⁾ Teoria ta ze względu na brak jakichkolwiek potwierdzeń doświadczalnych została całkowicie zarzucona.

musi według F e r m i e g o brać ponadto udział jeszcze jedna cząstka posiadająca spin równy spinowi elektronu, ale nieobdarzona ładunkiem elektrycznym. Hipotetyczną tę cząstkę, wprowadzoną już poprzednio przez P a u l i ' e g o nazwano „neutrino“.

b) F e r m i e g o teoria rozpadu β

Teoria F e r m i e g o pozwala istotnie wyjaśnić ciągły rozkład energii elektronów promieniowania β .

Jeżeli przy przemianie jądrowej zostaje uwolniona energia E , to według F e r m i e g o część tej energii w ilości E_e zabiera elektron, resztę zaś E_ν — neutrino, tak że mamy

$$E = E_e + E_\nu = m_0 c^2 + W_e + \nu_0 c^2 + W_\nu, \quad (\text{I-1})$$

(m_0 i ν_0 oznaczają masy spoczynkowe elektronu i neutrina; W energie kinetyczne cząstek).

Maksymalna energia kinetyczna, którą może posiadać elektron, będzie więc

$$W_0 = W_e + W_\nu = E - m_0 c^2 - \nu_0 c^2. \quad (\text{I-2})$$

Energia ta stanowi górną granicę energii kinetycznej elektronu.

Jak widać z ostatniego wzoru, znając ściśle wartości E i W_0 (ewtl. $E_0 = W_0 + m_0 c^2$), można by było w zasadzie wyznaczyć masę spoczynkową neutrina. Obecny stan techniki pomiarowej nie pozwala jednak jeszcze na aż tak dokładny pomiar wymienionych wielkości⁴⁾.

W teorii emisji światła całkowita liczba fotonów nie jest wielkością stałą (foton powstaje w chwili emisji go przez atom i znika

⁴⁾ Dla jakościowego sprawdzenia poprawności hipotezy F e r m i e g o i ewtl. wyznaczenia masy spoczynkowej neutrina, można posłużyć się wzorami (I-1, 2), które mogą być napisane w formie

$$\nu_0 c^2 = E - E_0. \quad (\text{I-2a})$$

E można wziąć z różnicy ciężarów atomowych jąder — emitującego i powstającego po emisji izobaru, E_0 — może być wyznaczone na drodze doświadczalnej. Dla niektórych reakcji, dla których zarówno maksymalna energia elektronów jako też ciężary atomowe wchodzących w grę izobarów są dobrze znane, jak np. $H^3 (\beta^-) He^3$, $C^{10} (\beta^-) B^{10}$, $C^{14} (\beta^-) N^{14}$ (M a t t a u c h (44)) otrzymuje się na masę spoczynkową neutrina, odpowiednio, następujące wartości: $0,000 \mp 0,043$; $0,08 \mp 0,11$; $0,055 \mp 0,078$ tysięcznych jednostek masowych. Ponieważ jak wiadomo, masa spoczynkowa elektronu = $0,547$ tychże jednostek, już z tej, stosunkowo bardzo grubej — ze względu na niepewność wyznaczenia E_0 — oceny, widać, że masa spoczynkowa neutrina musi być bardzo znacznie mniejsza od masy spoczynkowej elektronu i nie można w granicach błędów doświadczalnych odrzucić zerowej masy spoczynkowej neutrina.

w chwili absorpcji); tak samo według teorii F e r m i e g o całkowita liczba elektronów i neutronów nie jest wielkością niezmienną: obie cząstki powstają w chwili emisji ich przez jądro i znikają w chwili absorpcji.

Według F e r m i e g o emisja β musi być interpretowana jako jeden z procesów:

$$n \rightarrow p + e^- + \nu, \quad (1-5a)$$

$$p \rightarrow n + e^+ + \nu \quad (1-3b)$$

(p — proton, n — neutron, e^- — negatron, e^+ — pozytron, ν — neutrino).

W procesach tych neutron i proton traktowane są jako ta sama cząstka (nukleon) w dwu różnych stanach kwantowych. Formalnie stany te można odróżnić przyporządkowując nukleonowi współrzędną wewnętrzną (q), przyjmującą dwie wartości. Dla $q = 1$ stan nukleonu odpowiada neutronowi, dla $q = -1$ — protonowi.

F e r m i przyjmuje, że procesem emisji β rządzą prawa zbliżone do praw emisji fotonów⁵⁾. Istotną różnicę stanowi to, że przy emisji fotonu powstaje jedna cząstka, przy emisji β dwie cząstki. W związku z tym funkcja H a m i l t o n a systemu złożonego z cząstek ciężkich i lekkich zbudowana musi być w taki sposób, ażeby zmianie stanu kwantowego nukleonu towarzyszyło powstanie elektronu i neutrino.

Matematyczny formalizm teorii F e r m i e g o wzoruje się na metodzie „drugiego kwantowania“ Diraca-Jordana-Kleina (56).

Dla zbudowania hamiltonianu przejść (I-3) F e r m i wprowadza operatory $Q = \begin{vmatrix} 01 \\ \cdot 00 \end{vmatrix}$ i $Q^* = \begin{vmatrix} 00 \\ 01 \end{vmatrix}$ działające na współrzędną q

⁵⁾ Jak wiadomo (Patrz pr. Блохинцев (11), Dänzer (22) i t. p.), rozwiązanie problemu emisji lub absorpcji światła prowadzi do wniosku, że w operatorze energii elektronu pojawia się obok hamiltonianu pełnej energii elektronu dodatkowy człon zaburzający, zawierający w sobie potencjał wektorowy fali elektromagnetycznej $\vec{A}(\vec{r}, t)$, kształtu $e/mc \cdot \hbar/i \{ \vec{A}(\vec{r}, t) \cdot \text{grad} \}$.

Potencjał wektorowy $\vec{A}(\vec{r}, t)$ może być uważany za pewien rodzaj funkcji falowej emitowanego fotonu. W członie zaburzającym pojawia się więc funkcja falowa „cząstki” emitowanej (por. B e t h e, B a c h e r (8)).

Na prawdopodobieństwo (w) emisji fotonu o częstotliwości $\nu = (E_m - E_n) / h$, odpowiadającego przejściu elektronu emitującego ze stanu m na stan n , otrzymuje się (D ä n z e r, l. c.)

$$w = \text{const.} \left\{ \int \Psi_n^*(\vec{r}) \cdot \hbar/i \cdot \vec{A}^0(\vec{r}, t) \cdot \text{grad} \Psi_m(\vec{r}) \cdot d\vec{r} \right\}^2, \\ (\vec{A}^0(\vec{r}, t) = \vec{A}(\vec{r}, t) \cdot e^{-i\omega t}). \quad (I-5a)$$

i odpowiadające procesom odpowiednio (I-3b) i (I-3a). Ponieważ całkowita energia systemu jest sumą energii nukleonów (H_n), energii leptonów (elektronów i neutronów) — (H_l), oraz energii wzajemnego oddziaływania tych cząstek (H), — hamiltonian winien składać się z 3 członów. W teorii Fermiego część $H_n + H_l$ traktuje się, podobnie jak w teorii emisji fotonów, jako niezakłóconą funkcję Hamiltona, człon natomiast reprezentujący energię wzajemnego oddziaływania stanowi zaburzenie.

Energia wzajemnego oddziaływania pomiędzy nukleonem a polem leptonowym składa się z energii oddziaływania kulombowskiego, (kiedy nukleon jest w stanie protonowym), które jednak nie powinno odgrywać poważniejszej roli w procesie i może być opuszczone, oraz specyficznego oddziaływania prowadzącego do zmiany stanu kwantowego nukleonu. Jeżeli operatory a_s i a_s^* odpowiadają znikaniu lub pojawianiu się elektronu w stanie kwantowym s , operatory b_σ i b_σ^* odpowiadają znikaniu lub pojawianiu się neutrina w stanie kwantowym σ , to człon odpowiedzialny za przejście (I-3b) musi posiadać wyrazy typu $Q a_s b_\sigma$, a człon odpowiedzialny za przejście (I-3a) odpowiednio wyrazy $Q^* a_s^* b_\sigma^*$. Sumując na wszelkie możliwe stany s i σ można napisać hamiltonian oddziaływania pomiędzy nukleonami i polem leptonowym w postaci

$$H = Q \sum_{s,\sigma} c_s \cdot a_s \cdot b_\sigma + Q^* \sum_{s,\sigma} c_s^* a_s^* b_\sigma^*, \quad (I-4a)$$

gdzie c_s i c_s^* przedstawiają wielkości zależne od stanu ciężkich cząstek. W najprostszym przypadku Fermi kładzie

$$H = g [Q \psi(x) \varphi(x) + Q^* \psi^*(x) \varphi^*(x)], \quad (I-4b)$$

gdzie g jest stałą uniwersalną, której wartość liczbową należy wyznaczyć na drodze doświadczalnej, a $\psi(x)$ i $\varphi(x)$ są funkcjami falowymi elektronu i neutrina, wziętymi w punktach odpowiadających położeniom nukleonów i spełniającymi równania:

$$\begin{aligned} \psi &= \sum_s \psi_s a_s, & \varphi &= \sum_\sigma \varphi_\sigma b_\sigma, \\ \psi^* &= \sum_s \psi_s^* a_s^*, & \varphi^* &= \sum_\sigma \varphi_\sigma^* b_\sigma^*. \end{aligned} \quad (I-4c)$$

Znając funkcje własne u_n i u_m nukleonu przed i po emisji oraz gęstość poziomów energetycznych elektronu i neutrina można

obliczyć prawdopodobieństwo (w) emisji elektronu z energią leżącą w przedziale od E_e do $E_e + dE$.

Rachunek perturbacyjny prowadzi do przybliżonego wzoru:

$$w = \frac{1}{2\pi^3} \cdot \frac{m_0 c^2}{\hbar} \cdot \left(\frac{g}{m_0 c^2 \cdot \left(\frac{\hbar}{m_0 c} \right)^3} \right)^2 \cdot \frac{E_e}{m_0 c^2} \cdot \frac{p_e}{m_0 c} \cdot \frac{E_\nu}{m_0 c^2} \cdot \frac{p_\nu}{m_0 c} \cdot \frac{dE}{m_0 c^2} \cdot \left\{ \int u_n^* \cdot u_m dt \right\}^2; \quad (I-5)$$

p_e i p_ν oznaczają tu pędy elektronu i neutrina. Wzór (I-5) dający nam widmo energii cząstek β pokazuje, że kształt krzywej $w=f(E_e)$ może posłużyć do wyznaczenia masy neutrina. Jeżeli bowiem E_e zbliża się do wartości granicznej E_0 , czynniki E_e i p_e można uważać za stałe. To samo odnosi się do E_ν , ale tylko wtedy, jeżeli masa spoczynkowa neutrina nie jest równa zero. W tym wypadku jeśli $E_0 - E_e \ll \nu_0 c^2$, to $E_\nu \cong \nu_0 c^2$ i powołując się na wzory (I-1) i (I-2) mamy pęd neutrina

$$p_\nu = (2\nu_0 W_\nu)^{1/2} = (2\nu_0)^{1/2} (E_\nu - \nu_0 c^2)^{1/2} = (2\nu_0)^{1/2} (E_0 - E_e)^{1/2}, \quad (I-6)$$

Można więc napisać (I-5) w postaci

$$w = \text{const} (E_0 - E_e)^{1/2} dE. \quad (I-7)$$

Styczna do krzywej rozkładu energii elektronów emitowanych w procesie β dla E_e zmierzającego do wartości granicznej E_0 tworzy z osią energii kąt prosty $\left[\left(\frac{dw}{dE_e} \right)_{E_e \rightarrow E_0} \rightarrow \infty \right]$. Jeżeli natomiast przyjmiemy $\nu_0 = 0$, to $E_\nu = cp_\nu = E_0 - E_e$ i mamy

$$w = \text{const} (E_0 - E_e)^2 dE. \quad (I-8)$$

W tym wypadku krzywa zbliża się asymptotycznie do osi E w punkcie E_0 .

Pomiary związane z rozkładem widma β (np. Lawson, Cork (43)) wykazują, że mamy do czynienia z wypadkiem pośrednim, co wskazywałoby na to, że w każdym bądź razie masa spoczynkowa neutrina jest bardzo mała w porównaniu z masą elektronu albo też w ogóle równa się zero.

Jeżeli chodzi o sam przebieg krzywej rozkładu $w(E)$ to, jak wykazuje doświadczenie, odbiega on dość znacznie od przewidywań teoretycznych. W związku z tym powstały pewne modyfi-

kacje teorii F e r m i e g o wprowadzając we wzór (I-4 b) pochodne funkcji falowych względem czasu w miejsce samych funkcji (K o n o p i ń s k i, U h l e n b e c k (40)). Trzeba tu zwrócić uwagę na to, że teoria F e r m i e g o opracowana została dla t. zw. przejść dozwolonych. Otóż okazuje się, że jeżeli porównujemy teorię F e r m i e g o z widmem przejścia „dozwolonego”, zgodność jest bardzo dobra (L a w s o n, C o r k l. c.). Jeżeli natomiast, (co normalnie ma miejsce), stosujemy ją do całego widma, na które składają się widma odpowiadające i przejściom dozwolonym i wzbronionym⁶⁾, rezultaty doświadczalne nie potwierdzają przewidywań teoretycznych. Przeprowadzone w ostatnich czasach precyzyjne pomiary odnoszące się tylko do widma przejść dozwolonych przemawiają jednak, jak wspomnieliśmy, na korzyść pierwotnej postaci teorii F e r m i e g o. Obecnie przyjmuje się ogólnie teorię F e r m i e g o w jej niezmienniczej postaci odrzucając późniejsze modyfikacje.

Całkowite prawdopodobieństwo emisji elektronu z dowolną energią leżącą w przedziale $0 - E_0$ można obliczyć całkując (I-5)

Zważywszy, że $(p_e c)^2 = E_e^2 - (m_0 c^2)^2$, $E_\nu = E_0 - E_e$ oraz, dla $\nu_0 = 0$ $p_\nu = (E_0 - E_e)/c$, można napisać:

$$w = \text{const} \cdot E_e (E_e^2 - 1)^{1/2} \cdot (E_0 - E_e)^2 \cdot dE. \quad (\text{I-5b})$$

Kładąc $\varepsilon = E/m_0 c^2$ oraz $\varepsilon_0 = E_0/m_0 c^2$ mamy na całkowite prawdopodobieństwo rozpadu β z dowolną energią, zawartą w granicach od 0 do E_0

$$w = \frac{\ln 2}{T_{1/2}} = \int_0^{\varepsilon_0} w d\varepsilon = \left(\int u_n^* u_m d\tau \right)^2 \cdot \frac{f(\varepsilon_0)}{\tau_0}. \quad (\text{I-9})$$

Wprowadzone tu skróty $f(\varepsilon_0)$ i τ_0 posiadają następujące znaczenie: $f(\varepsilon_0)$ jest pewną funkcją górnej granicy całkowania, która dla bardzo dużych wartości ε_0 ($\varepsilon_0 \gg 1$) przyjmuje prostą postać

$$f(\varepsilon_0) = \text{const} \varepsilon_0^5, \quad (\text{I-10a})$$

a τ_0 jest stałą charakteryzującą rozpad β i posiadającą wymiar czasu. Stała ta związana jest ze stałą rozpadu g relacją:

$$\tau_0 = \text{const} \cdot g^{-2}. \quad (\text{I-10b})$$

⁶⁾ Przejście jest „wzbronione” gdy element macierzy $\int u_n^* u_m d\tau = 0$. Element ten odgrywa w teorii F e r m i e g o analogiczną rolę do tej, jaką w teorii promieniowania elektromagnetycznego gra element macierzy momentu elektrycznego atomu.

Dla przejść dozwolonych element macierzy $\int u_n^* u_m dt$ jest rzędu 1 i mamy wobec tego, przynajmniej co do rzędu wielkości, równość przybliżoną.

$$T_{1/2} f(\varepsilon_0) = \text{const} \cdot \tau_0. \quad (\text{I-11})$$

$T_{1/2}$ (okres połowicznego rozpadu) można znaleźć na drodze doświadczalnej; postać analityczną $f(\varepsilon)$ znamy z (I-9), wzór więc (I-11) pozwala nam wyznaczyć wartość τ_0 , a stąd posługując się (I-10 b) stałą rozpadu g . Otrzymuje się w ten sposób

$$g \simeq 10^{-49} \text{ erg} \cdot \text{cm}^3. \quad (\text{I-12a})$$

Czasami wygodniej zamiast stałej g posługiwać się stałą bezwymiarową

$$G = g (mc/h)^3 \cdot 1/mc^2 \simeq 10^{-12}. \quad (\text{I-12b})$$

(W cytowanej modyfikacji Konopińskiego Uhlenbecka (1.c.) zamiast stałej g występuje $g_k = g \cdot h/mc \simeq 10^{-60} \text{ erg} \cdot \text{cm}^4$) (I-12c)

Powracając do sprawy neutrina należy podkreślić, że przewidywane właściwości tej cząstki są tego rodzaju, iż oddziaływanie jej na materię musiałyby być niesłychanie słabe i w związku z tym bezpośrednie wykrycie tej cząstki jest praktycznie niemożliwe. Jedyne procesy, jakie mogłyby wywołać neutrina, jest procesem odwrotnym do emisji β , tzn. pochycenie neutrina przez jądro z równoczesną emisją elektronu. Przekrój czynny tego procesu jest jednak tak mały, że neutrina musiałyby przebyć średnio drogę 10^{16} km w cieple stałym, zanim nastąpiłaby wymieniona reakcja (Bethe, Bacher l.c.). Metody pośrednie polegają na zbadaniu wielkości odrzutu doznawanego przez jądro w momencie emisji β i ewtl. neutrina. Zgodnie z hipotezą neutrinową pęd odrzuconego jądra musi być równy pędowi wypadkowemu elektronu i neutrina. Jeżeli więc zmierzmy równocześnie pęd elektronu i jądra, można obliczyć pęd neutrina. Z drugiej strony wzór (1) pozwala na obliczenie energii neutrina. Ponieważ energia kinetyczna neutrina W_ν związana jest z pędem p_ν tej cząstki wzorem

$$(W_\nu + \nu_0 c^2)^2 = p_\nu^2 c^2 + \nu_0^2 c^4, \quad (\text{I-13})$$

istnieje możliwość obliczenia masy neutrina ν_0 .

Trudność doświadczalna polega na pomiarze bardzo małej energii kinetycznej odrzuconego jądra. W przypadku, gdy całkowitą

uwolnioną przy rozpadzie energię E uzyskuje elektron, energia kinetyczna odrzuconego jądra, W_j , wyrazi się wzorem:

$$W_j = E(E + 2m_0 c^2) / 2Mc^2, \quad (M - \text{masa jądra}). \quad (I-14)$$

Jak pokazują konkretne obliczenia, wartość W_j jest rzędu maksimum 10^4 eV.⁷⁾

Doświadczenia ostatniego dziesięciolecia, (Crane (20), Sherwin (55) Allen, Paneth, Morrish, (2)), zmierzające do wykrycia neutrina na podstawie pomiarów pędów jądra i elektronu w chwili jego emisji, okazały z dokładnością wyraźnie przekraczającą błędy doświadczalne, że suma pędów jądra i elektronu nie równa się pędowi jądra przed rozpadem. Wyniki te wskazują już zupełnie wyraźnie na to, że neutrina rzeczywiście istnieje. Z pomiarów tych wynika, że albo kierunek emisji neutrina jest zupełnie przypadkowy, albo też uprzywilejowany jest kierunek hemisfery przeciwległej kierunkowi emisji elektronu.

Udowodniono również (Hughes, Egger (31)), że masa spoczynkowa neutrina jest mniejsza niż 25 KeV ($\nu_0 < 0,05 m_0$).

c) Teoria ykonu (mezonu sił jądrowych)

Odkrycie neutronu rozwiązało tylko połowicznie problem budowy jądra atomowego. Znane dotychczas pola sił (np. grawitacyjne, elektromagnetyczne) nie wystarczały do wyjaśnienia wzajemnego oddziaływania cząstek tworzących jądro atomowe — nukleonów. Małe rozmiary jądra atomowego (rzędu 10^{-13} cm) i bardzo mały przekrój czynny jądra na chwytanie neutronów nierezonansowych (rzędu przekroju geometrycznego jądra) wskazują wyraźnie na to, że charakter sił działających pomiędzy nukleonami jest zupełnie innej natury niż sił wywodzących się z istnienia pól grawitacyjnego i elektromagnetycznego, których źródłami są cząstki obdarzone masą lub ładunkiem elektrycznym. W przeciwieństwie do sił grawitacyjnej i kulombowskiej, znikających, jak wiadomo, z kwadratem odległości od źródła, siły jądrowe muszą posiadać bardzo duże natężenia w pobliżu nukleonów i spadać gwałtownie do zera przy oddaleniu się od nukleonu na odległość rzędu 10^{-13} cm.

O istnieniu tych sił świadczy nie tylko fakt trwałości jąder atomowych pomimo występowania sił rozrywających, związanych

⁷⁾ W najkorzystniejszym znanym przypadku $Li^8 - E = 12$ MeV skąd $W_j = 10530$ eV.

z działaniem odpychania kulombowskiego pomiędzy protonami, których natężenie przy małych rozmiarach jądra jest olbrzymie, ale ponadto obserwowane rozkłady katowe w rozpraszaniu protonów na protonach i neutronów na protonach. Te same doświadczenia pozwalają też ocenić zasięg sił jądrowych.

Pierwszą próbę wyjaśnienia sił jądrowych podjęli Heisenberg (29) i Fermi tłumacząc je jako siły wymienne związane z wymianą elektronu i neutrina pomiędzy protonem i neutronem. Podobną hipotezę wysunęli niezależnie od Heisenberga uczeni radzieccy: Tamm (59) i Iwanienko (32). Tamm (60) rozwinął teorię, w myśl której nukleony wymieniają pomiędzy sobą elektron i neutrino, Heisenberg natomiast przypuszczał, że cząstką „wymenną” jest „elektron” podlegający statystyce Bosego-Einsteina⁸⁾. To, że taka wymiana może istotnie spowodować występowanie sił wiążących zostało udowodnione w 1927 r. przez Heitlera i Londona (30)⁹⁾.

⁸⁾ Każda cząstka występująca w przyrodzie musi podlegać albo statystyce Bosego-Einsteina, albo Fermiego-Diraca. Statystyce Fermiego-Diraca podlegają cząstki podlegające zakazowi Pauliego, który, jak wiadomo, orzeka, że dwie takie cząstki nie mogą znajdować się w identycznym stanie kwantowym. Do tej kategorii cząstek należą nukleony i elektrony. Cząstki natomiast podlegające statystyce Bosego-Einsteina zakazowi Pauliego nie podlegają, np. fotony, „elektron” Heisenberga, yukon, cząstka α itd.

Ścisłe określenie rodzaju statystyki opiera się na właściwościach funkcji falowej systemu cząstek określonego gatunku. Funkcja ψ opisująca stan n cząstek zależy od współrzędnych położenia x_i tych cząstek $\psi = \psi(x_1, x_2 \dots x_n)$.

Przy zamianie współrzędnych dwu dowolnych cząstek otrzymamy na ogół inną funkcję współrzędnych, która może być albo identyczna z ψ , albo z $-\psi$. W wypadku symetrii $\psi(x_1, x_2 \dots x_n) = \psi(x_2, x_1 \dots x_n)$ cząstki podlegają statystyce Bosego-Einsteina, w wypadku antysymetryczności $\psi(x_1, x_2 \dots x_n) = -\psi(x_2, x_1 \dots x_n)$ mamy statystykę Fermiego-Diraca.

⁹⁾ Autorzy ci wyjaśnili istotę wiązań związków homeopolarnych takich, jak H_2 , O_2 , N_2 itd. Scalkowali oni równanie Schrödingera dla cząsteczki H_2 przyjmując jako zerowe przybliżenie stan realizowany przez dwa rozdzielone atomy. Przeprowadzając następnie rachunek perturbacyjny, w którym zaburzeniem było wzajemne oddziaływanie atomów uzyskali krzywe energii potencjalnej układu. Jedna z tych krzywych posiadająca głębokie minimum, a więc odpowiadająca stanowi równowagi trwałej, występuje wtedy, gdy spiny elektronów ustawiają się antyrównolegle. Druga, nie posiadająca minimum, występuje wtedy, kiedy spiny są równoległe, i daje stan nietrwały cząsteczki. Wzajemne oddziaływanie na siebie atomów w cząsteczce H_2 wiąże się z tym, że jeśli zmienimy miejscami elektrony znajdujące się w sferach działania dwu rozdzielonych jąder, to otrzymany stan jest (ze względu na nierozróżnialność

Ogłoszona w 1935 r. teoria H. Yukawy była próbą pogłębienia i uproszczenia teorii Heisenberga i Fermiego. Według poglądów Yukawy podobnie jak pole elektromagnetyczne, — którego źródłami są elementarne ładunki elektryczne, reprezentowane przez cząstki elementarne negatron i pozytron, — jest odpowiedzialne za istnienie sił kulombowskich, działających pomiędzy ładunkami, tak i za siły jądrowe odpowiedzialne jest specjalne pole, które nazywać będziemy polem mezonowym, a którego źródłami są ładunki sił jądrowych reprezentowane przez nową cząstkę — yukon. (*Yukonem nazywać będziemy t. zw. mezon sił jądrowych celem odróżnienia go od mezonów innych typów nie związanych bezpośrednio z polem sił jądrowych*).

W teorii Yukawy (por. np. Janossy (34)) istnieje duża analogia między właściwościami pól elektromagnetycznego i mezonowego.

Jak wiadomo z elektrostatyki klasycznej, pole elektrostatyczne może być opisane przy pomocy potencjału elektrostatycznego Φ . Potencjał ten spełnia równanie Poissona

$$\Delta\Phi = 4\pi\rho, \quad (\text{I-15})$$

gdzie ρ^{10} oznacza gęstość ładunku.

Rozwiązanie równania Poissona daje na potencjał elektrostatyczny ładunku punktowego znany potencjał kulombowski

$$\Phi = \frac{q}{r} \quad (q \text{ — ładunek elektryczny}). \quad (\text{I-16})$$

Według Yukawy podobne właściwości ma też pole mezonowe. Potencjał tego pola φ , spełnia równanie

$$\Delta\varphi = k^2\varphi. \quad (\text{I-17})$$

elektronów) identyczny ze stanem poprzednim. Otóż okazuje się, że wymiana taka powoduje występowanie sił przyciągających (gdy spiny elektronów są antyrównoległe), lub odpychających (równoległe spiny wymiennych elektronów). Należy więc przyjąć pogląd, że pomiędzy atomami wodoru w cząsteczce H_2 istotnie występuje wymiana elektronów. Można pokazać, że przy odległości pomiędzy jądrami wodoru rzędu 10^{-7} cm okres wymiany wynosi 10^{30} lat, przy zbliżeniu natomiast na odległość równą faktycznemu odstępowi jąder w cząsteczce H_2 , tj. rzędu 3×10^{-8} cm, okres ten trwa już tylko 10^{-10} sekund (!).

¹⁰⁾ W wypadku ładunku punktowego $\rho = q\delta(r)$, gdzie $\delta(r)$ jest trójwymiarową funkcją Diraca.

Modyfikacja polega na tym, że dla „ładunku” punktowego, rozwiązanie podstawowe jakie się tu otrzymuje, a mianowicie

$$\varphi = C \frac{e^{-kr}}{r}, \quad (\text{I-18})$$

(C — stała odpowiadająca „ładunkowi” mezonowemu), daje pole szybko, bo wykładniczo, zanikające z odległością. Jeżeli zasięg sił jądrowych, (równy promieniowi nukleonu) $= r_0$, to, kładąc $k=1/r_0$, otrzymamy wyraźniejszą postać potencjału mezonowego

$$\varphi = C \cdot \frac{e^{-r/r_0}}{r}. \quad (\text{I-18a})$$

Na wartość r_0 przyjmuje się według półempirycznych danych „klasyczny” promień elektronu

$$r_0 = \frac{e_0^2}{m_0 c^2} \quad (11) \quad (e_0 \text{ — ładunek elementarny}). \quad (\text{I-19})$$

Dalsze formalne analogie pomiędzy polami elektromagnetycznym i mezonowym obrazują równania falowe dla pól elektromagnetycznego i mezonowego.

W przypadku pola elektromagnetycznego mamy znane równania falowe: dla potencjału skalarnego Φ

$$\Delta \Phi = 1/c^2 \cdot \frac{\partial^2 \Phi}{\partial t^2} \quad (\text{I-20})$$

¹¹⁾ „Klasyczny” promień elektronu wiąże się, jak wiadomo (np. Шпольский (58)) z elektromagnetyczną bezwładnością ładunku elektrycznego. Całkowita wartość energii pola magnetycznego wytwarzanego przez poruszający się z prędkością v elektron może być łatwo wyliczona dla niektórych prostych założeń co do rozkładu ładunku elementarnego e_0 . Przy założeniu np. że ładunek e_0 rozkłada się równomiernie na powierzchni kuli o promieniu r_0 otrzymuje się na wspomnianą energię wartość $E = e_0^2 v^2 / 5 r_0 c^2$; przy założeniu, że ładunek wypełnia równomiernie wnętrze kuli o tym samym promieniu, wartość $E = 2 e_0^2 v^2 / 5 r_0 c^2$. Można pokazać, że niezależnie od przyjętego rozkładu rząd wielkości energii pozostaje niezmienny.

Ponieważ przy rozpędzaniu elektronu do prędkości v wykonujemy pracę równą energii kinetycznej elektronu $E_k = 1/2 \cdot mv^2$, a równocześnie, jak widzieliśmy, zużywamy pracę na wytworzenie pola magnetycznego, można założyć ścisłą równość pomiędzy energią kinetyczną a energią tego pola. Z porównania tych dwu wyrażen otrzymuje się wzór (I-19). Podstawiając wartości liczbowe otrzymuje się $r_0 = 2,8 \cdot 10^{-13}$ cm, znajdującą się w dobrej zgodzie (co do rzędu wielkości) z obserwacjami efektywnego przekroju czynnego elektronu na rozpraszanie promieni X.

i dla potencjału wektorowego \vec{A} ¹²⁾

$$\Delta \vec{A} = 1/c^2 \cdot \frac{\partial^2 \vec{A}}{\partial t^2} \quad (\text{I-20a})$$

W szczególnym wypadku monochromatycznej fali płaskiej o częstotliwości ν postępującej w kierunku x , rozwiązanie równania (I-20) ma postać

$$\Phi = \text{const.} \cdot e^{-2\pi i \nu \left(t - \frac{x}{c} \right)} \quad (\text{I-21})$$

Równanie opisujące fale mezonowe jest zbliżone kształtem do równania fal elektromagnetycznych (I-20):

$$\Delta \varphi = 1/c^2 \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} + k^2 \varphi. \quad (\text{I-22})$$

Ograniczając się do płaskich i monochromatycznych fal mezonowych poruszających się w kierunku x otrzymujemy zamiast (I-22) szczególną postać tego równania, a mianowicie

$$\frac{d^2 \varphi_0}{dx^2} + \left(\frac{4\pi^2 \nu^2}{c^2} - k^2 \right) \varphi_0 = 0, \quad (\text{I-23})$$

gdzie ν oznacza częstotliwość drgań, a φ_0 amplitudę fal mezonowych. Całkowanie tego równania prowadzi do wyrażenia

$$\varphi_0 = \text{const.} \cdot e^{-2\pi i \nu \left[t - \frac{x}{2\pi \nu c / (4\pi^2 \nu^2 - k^2 c^2)^{1/2}} \right]}. \quad (\text{I-23a})$$

Z rozwiązania tego widać, że prędkość fazowa fal mezonowych

$$U = \frac{2\pi \nu c}{(4\pi^2 \nu^2 - k^2 c^2)^{1/2}} = \frac{c}{(1 - k^2 c^2 / 4\pi^2 \nu^2)^{1/2}}, \quad (\text{I-24})$$

jest większa od prędkości fal elektromagnetycznych w próżni c ¹³⁾.

¹²⁾ Natężenia pól elektrycznego \vec{E} i magnetycznego \vec{H} związane są z potencjałami relacjami: $\vec{E} = 1/c \cdot \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} - \text{grad } \varphi$ oraz $\vec{H} = \text{rot } \vec{A}$.

¹³⁾ Jak wiadomo, podobną cechę posiadają fale de Broglie'a. Prędkość fazowa tych fal, posiadająca zresztą znaczenie czysto formalne, zdefiniowana jest wzorem $U = \nu \cdot \lambda$ i jest większa od prędkości światła w próżni c . Natomiast prędkość grupowa tych fal $V = -\lambda^2 \frac{d\nu}{d\lambda} = c^2/U = v$ — prędkości mechanicznej cząstki. Zupełnie podobne stosunki charakteryzują fale mezonowe.

Jak wiadomo, promieniowanie elektromagnetyczne posiada strukturę fotonową, przy czym kwant energii promieniowania elektromagnetycznego ma wartość

$$E = h\nu, \quad (\text{I-25})$$

gdzie E jest energią kwantu, h — stałą Plancka i ν — częstotścią drgań. Z fotonem związany jest pęd o wielkości

$$p = \frac{h}{\lambda} \quad (\lambda \text{ — długość fali}). \quad (\text{I-26})$$

W analogiczny sposób otrzymuje się dla promieniowania mezonowego

$$E = h\nu, \text{ oraz } p = h \left(\frac{4\pi^2\nu^2}{c^2} - k^2 \right)^{1/2} = h\nu/c \cdot \left(1 - \frac{k^2 c^2}{4\pi^2\nu^2} \right)^{1/2}. \quad (\text{I-27})$$

Z drugiej strony masę μ cząstki posiadającej energię E i pęd p można obliczyć ze wzoru

$$\mu = (E^2/c^4 - p^2/c^2)^{1/2}. \quad (\text{I-28})$$

Stosując ten wzór dla yukonu otrzymuje się

$$\mu = \left[\frac{h^2\nu^2}{c^4} - \frac{h^2\nu^2}{c^4} \left(1 - \frac{k^2 c^2}{4\pi^2\nu^2} \right) \right]^{1/2} = \frac{h \cdot k}{2\pi c} = \frac{h \cdot m_0 c}{e_0^2}; \quad (\text{I-29})$$

Podstawiając w równaniu (I-29) znane wartości stałych otrzymuje się na masę yukonu

$$\mu = 137 m_0^{14}). \quad (\text{I-30})$$

Zgodnie z założeniem Yukawy, yukon obdarzony jest ładunkiem elektrycznym o wielkości równej ładunkowi elektronu i o znaku + lub -.

Jak wspomnieliśmy wyżej, siły wymienne pochodzące od wymiany yukonu pomiędzy dwoma nukleonami (protonem i neutronem) tłumaczą silne wiązanie zachodzące pomiędzy tymi cząstkami wewnątrz jądra atomowego. Jednakże yukon obdarzony ładunkiem elektrycznym nie może być odpowiedzialny za siły

¹⁴⁾ Dokładne obliczenie masy yukonu prowadzi do nieco większej wartości (ok. $200 m_0$).

działające pomiędzy nukleonami znajdującymi się w tym samym stanie pobudzenia, tzn. dwoma protonami lub dwoma neutronami. Ponieważ jednak materiał doświadczalny fizyki jądrowej uczy, że siły takie istnieją, należało teorię Yukawy rozszerzyć i zmodyfikować.

Przedstawiona wyżej, podana przez Yukawę, teoria odnosi się zresztą do najprostszego przypadku tzw. yukonu skalarnego. Fale mezonowe byłyby w tym przypadku falami podłużnymi, a spin yukonu byłby równy zero. Wogóle idea Yukawy usiłująca wyjaśnić siły jądrowe wymianą tylko jednej cząstki automatycznie narzuca jej wartość spinu. Ponieważ spiny nukleonów w obu stanach, (protonu i neutronu), są połówkowe, — spin yukonu musi być albo zero, albo 1 (Kemmer (37)).

Przyjęcie wartości zero na spin yukonu napotykało na poważne trudności. Teoria najprostszego jądra złożonego — deuteronu (Bethe, Bacher, l. c.) prowadzi do wniosku, że stanem podstawowym deuteronu jest stan 3S , któremu odpowiada, ze względu na równoległe ustawienie spinów nukleonów, spin = 1. Doświadczenie potwierdza ten wynik. Tymczasem wymiana yukonu o spinie = 0 musiałaby powodować występowanie sił wiążących nukleony właśnie wtedy, kiedy spiny ich byłyby ustawione antyrównoległe. Dałoby to jednak dla stanu podstawowego deuteronu spin wypadkowy = 0, wbrew danym teoretycznym i doświadczalnym. Z tego też względu usiłowano tak zmodyfikować teorię Yukawy, ażeby elementarna cząstka pola mezonowego posiadała spin = 1.

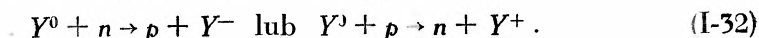
Pierwszą próbę zbudowania teorii yukonu wektorowego (ze spinem = 1), dali Fröhlich, Heitler i Kemmer (27). Z teorią tą łączą się jeszcze ściślejsze analogie pomiędzy polem mezonowym i polem elektromagnetycznym. Obok potencjału skalarnego pola mezonowego φ wprowadza się dodatkowo potencjał wektorowy \vec{a} spełniający, w analogii do (I-20a), równanie:

$$\Delta \vec{a} = 1/c^2 \cdot \frac{\partial^2 \vec{a}}{\partial t^2} + k^2 \vec{a}. \quad (\text{I-31})$$

„Ładunek” yukonu wektorowego składa się z 2 części: „ładunku” skalarnego analogicznego do ładunku elektrycznego elektronu, oraz momentu mezonowego posiadającego kierunek spinu nukleonu i stanowiącego analogię do momentu magnetycznego w teorii magnetyzmu. Cytowani autorzy tłumaczą siły pomiędzy nukleonami w tym

samym stanie pobudzenia wymianą wyższego rzędu, w której udział biorą równocześnie dwa yukony.

Heitler i Arley (5) starali się natomiast tłumaczyć siły działające pomiędzy identycznymi nukleonami wymianą yukonu obojętnego elektrycznie, tzw. „neutretto”. Według autorów neutretto (Y^0) może zamieniać się na zwykły naładowany yukon po przez zderzenie z nukleonem według jednego z procesów



Kemmer podał teorię, w której wprowadził 3 yukony: dodatni, ujemny i neutralny. Teoria ta daje siły wymienne pomiędzy nukleonami niezależne od ładunku nukleonów. Okazał on ponadto, że istnieją 4 możliwe sformułowania teorii pola cząstek podlegających statystyce Bosego-Einsteina, a więc i pola mezonowego. W zależności od właściwości transformacyjnych pola mówi się o yukonie (mezonie) skalarnym, wektorowym, pseudoskalarnym i pseudowektorowym. Kształt, który winna posiadać funkcja falowa Ψ yukonu, zależy od spinu yukonu. Równania określające tę funkcję winny być relatywistycznie niezmiennicze. Liczba niezależnych funkcji Ψ musi być związana z liczbą możliwych wartości rzutu spinu yukonu na dowolny, wyróżniony kierunek. Liczba ta określa charakter funkcji falowej i przyporządkowanego jej równania falowego. W wypadku gdy spin yukonu = 0, Ψ jest albo skalarem albo pseudoskalarem (w ostatnim przypadku funkcja Ψ posiada tylko jedną składową, której znak ulega zmianie przy przejściu od układu prawoskrętnego do lewoskrętnego).

Równanie falowe relatywistycznie inwariantne (będące relatywistycznym uogólnieniem równania (I-22)), ma w tym przypadku postać

$$(\square - k^2)\Psi = 0; \square = \sum_1^4 \frac{\partial^2}{\partial x_i^2} \text{ i } x_4 = ict \text{ (Гинзбург (28))}. \quad (\text{I-33})$$

Dla cząstki o spinie 1 (typ wektorowy), funkcja falowa ma 3 niezależne składowe, a to dlatego, że istnieją 3 różne wartości rzutów spinu yukonu na dowolnie wybrany kierunek wyróżniony, a mianowicie $0, \pm 1$. Równanie falowe opisywane przez tę funkcję ma postać:

$$(\square - k^2)\Psi_i = 0, \quad (i = 1, 2, 3)$$

$$\text{z warunkiem dodatkowym } \sum_1^4 \frac{\partial \Psi_k}{\partial x_k} = 0. \quad (\text{I-33a})$$

Były również robione próby (np. Fierz (25)) budowania teorii sił jądrowych operujących yukonami o spinach większych od jedności lub spinach połówkowych. Należy jednak zwrócić uwagę na to, że wszelkie teorie operujące yukonami o spinie połówkowym muszą rezygnować z zasadniczego uproszczenia obrazu sił jądrowych wprowadzonego przez Yukawę a polegającego na tym, że za siły te odpowiedzialna jest wymiana tylko jednej cząstki. Teorie natomiast operujące yukonami o spinach połówkowych, podlegającymi statystyce Fermiego-Diraca, muszą siłą rzeczy nawracać do formalizmu teorii Heisenberga-Fermiego, operującej przynajmniej dwoma cząstkami wymiennymi.

Niezależnie od tego jakiego typu jest pole mezonowe, związane z yukonem podlegającym statystyce Bosego-Einsteina, w wyrażeniach opisujących to pole pojawiają się dwa parametry odpowiadające ładunkowi mezonowemu (C) oraz momentowi mezonowemu (γ). Frölich, Heitler i Kemmer (l. c.) okazali, że można wprowadzić tak dopasować wartości C i γ , że otrzymuje się dla wypadku wektorowego pola mezonowego zgodność przewidywań teoretycznych z danymi dotyczącymi stanu podstawowego (3S) i stanu pobudzonego (1S) deuteronu, okazuje się jednak, że pole tego typu wytwarza pomiędzy nukleonami oddziaływanie dipolowe z siłami proporcjonalnymi do $1/r^3$. Wiadomo jednak, że stany stacjonarne z osobliwościami tego rzędu istnieć nie mogą (Janossy l. c.). Dla ominięcia trudności związanych z pojawieniem się oddziaływania dipolowego w teorii yukonu wektorowego, Møller i Rosenfeld (porównaj Janossy l. c.) okazali, że przez odpowiednią superpozycję pól mezonowych typu wektorowego i pseudoskalarneego można uzyskać siły między nukleonami wolne od oddziaływania dipolowego, a równocześnie otrzymać zgodne z doświadczeniem przewidywania stanów deuteronu. W związku z tym teoria Møllera i Rosenfelda przewiduje istnienie dwu yukonów: wektorowego ze średnim czasem życia 10^{-8} sek i pseudoskalarneego, identyfikowanego z mezonem składowej twardej promieniowania kosmicznego na poziomie morza.

Z teorii Yukawy, która usiłowała m. i. wyjaśnić mechanizm powstawania widma β , wynikało, że yukon jest cząstką nietrwałą o średnim czasie życia $t_0 = 0,25 \cdot 10^{-6}$ sek., rozpadającą się na elektron i neutrino.

Wzór, który otrzymuje się w teorii Yukawy na średni czas życia yukonu, przedstawia się w sposób następujący (Nordheim (47)):

$$t_0 = C^2/\hbar c \cdot 4\pi^2 \cdot (m_0/\mu)^4 \cdot \hbar/\mu c^2 \cdot G^{-2}, \quad (\text{I-34})$$

μ oznacza tu masę yukonu, pozostałe oznaczenia jak wyżej.

Można pokazać (Bethe-Bacher l. c., Ахиезер, Померанчук (6)), że dla potencjału typu (I-18)

$$\int_0^\infty \varphi(r) dr = \hbar^2/M \quad (M - \text{masa nukleonu}). \quad (\text{I-35})$$

Po podstawieniu (I-18) i scałkowaniu oraz uwzględnieniu (I-29) otrzymuje się

$$C^2/\hbar c = \mu/M. \quad (\text{I-36})$$

Wstawiając uzyskany wynik do (I-34) otrzymuje się $t_0 = \text{const} \cdot \mu^{-4} \cdot G^{-2}$, z czego widać, że drobne różnice w ocenie masy yukonu mogą powodować znaczne odstępstwa od wartości t_0 otrzymanych pierwotnie przez Yukawę. Ponadto w mianowniku obok czwartej potęgi masy mezonu występuje kwadrat G ; wartość G , jak wykazują bezpośrednie pomiary, jest dla ciężkich jąder $0,87 \cdot 10^{-12}$, a dla lekkich $5,5 \cdot 10^{-12}$ (Nordheim, Yost (49)).

Yukawa opierając się w swojej pracy na wartości masy yukonu $\mu = 137 m_0$ oraz $G = 0,87 \cdot 10^{-12}$ uzyskał wyżej wymienioną wartość na średni czas życia yukonu. Według natomiast danych odnoszących się do znalezionej doświadczalnie masy mezonu (por. rozdz. II § b) $\mu \cong 200 m_0$ i wartości G dla lekkich jąder, otrzymuje się $t_0 = 2 \cdot 10^{-9}$ sek. (Nordheim l. c.). W związku z tym Nordheim (l. c.) wysunął przypuszczenie, że samorzutny rozpad mezonu swobodnego występującego w promieniowaniu kosmicznym, identyfikowanego przez autora z yukonem, może być w pierwszym przybliżeniu procesem zakazany. Dzięki bardzo silnym zaburzeniom we wnętrzu jądra atomowego zakaz rozpadu może być w pewnych okolicznościach przełamany i czas życia yukonu wewnątrz jądra byłby znacznie krótszy niż yukonu swobodnego.

Wszystkie przedstawione wyżej modyfikacje pierwotnej teorii Yukawy wiązały się z usiłowaniami identyfikacji znalezionego w promieniowaniu kosmicznym mezonu (mezon μ — patrz rozdz. II) z yukonem. Zgodnie z założeniami teorii Yukawy i rolą jaką odgrywa yukon w jądrze atomowym należało oczekiwać, że jeżeli mezon μ istotnie jest yukonem, to musi posiadać bardzo silne sprzężenie z jądrem atomowym. W związku z tym należałoby przewidywać cały szereg zjawisk związanych z generacją i pochłan-

nianiem mezonu μ przez jądra atomowe. I tak zderzenie dwu nukleonów dostatecznie dużej energii musiałoby prowadzić do generacji tego mezonu. Przekrój czynny jąder na rozpraszanie i chwytanie powolnych — ujemnych — mezonów musiałby być przynajmniej rzędu rozmiarów geometrycznych jądra, a w związku z tym zasięg mezonów powolnych musiałby być niewielki. W przypadku schwytania mezonu przez jądro jego energia spoczynkowa i ew. energia kinetyczna musiałaby być obrócone na bardzo silne pobudzenie jądra atomowego połączone z „odparowaniem“ kilku lub kilkunastu nukleonów itd.

Widzieliśmy jednak, że nawet te własności mezonu μ , które wydawały się wyraźnie przemawiać za identyfikacją mezonu μ z yukonem okazały, przy dokładniejszej analizie teorii, zbyt duże różnice w stosunku do przewidywanych własności yukonu. Ocena np. średniego czasu życia yukonu w jądrze atomowym przeprowadzona przez Nordheima (l. c.) okazała, jak widzieliśmy, że przewidywania teoretyczne odnoszące się do yukonu różnią się o trzy rzędy wielkości w stosunku do danych doświadczalnych odnoszących się do mezonu μ . Dane doświadczalne odnoszące się do przekroju czynnego jąder względem chwytania lub rozproszenia mezonów były albo bardzo szczupłe (rozpraszanie), albo też całkowicie zaprzeczały przewidywaniom teoretycznym własności yukonu. Brak też było danych doświadczalnych odnoszących się do generacji i absorpcji jądrowej mezonów. Nie była również definitywnie określona wartość spinu mezonu μ , odgrywająca, jak widzieliśmy, zasadniczą rolę w obrazie sił jądrowych. W tych warunkach prace teoretyczne wykonywane były na ślepo, a ogólny stan teorii mezonu μ i teorii sił jądrowych był najzupełniej niezadawalający.

W ciągu ostatnich kilku lat materiał doświadczalny wzrósł niepomrotnie. Koncepcje identyfikacji mezonu μ z yukonem definitywnie zostały zarzucone. Odkryto mezon π , który pod względem wielu własności odpowiada przewidywaniom teoretycznym własności yukonu. Stwierdzono jednak, że oprócz wspomnianych dwu mezonów w promieniowaniu kosmicznym występuje jeszcze co najmniej jeden mezon, którego rola jest w chwili obecnej jeszcze nie wyjaśniona. Pomimo obfitości materiału doświadczalnego nie istnieje w chwili obecnej teoria, która by w sposób zadawalający przewidywała liczbę i własności mezonów występujących w przyrodzie. W związku z tym stanem rzeczy oraz w związku z wewnętrznymi trudnościami kwantowej teorii pola (por. rozdz. III),

teoria sił jądrowych utknęła na martwym punkcie i wydaje się, że poprawa obecnego stanu teorii może dokonać się tylko kosztem bardzo radykalnej zmiany dotychczasowych pojęć.

d) *Charakterystyka metod doświadczalnych identyfikacji i badania właściwości mezonu*

Przy badaniu mezonów promieniowania kosmicznego stosuje się następujące techniki:

1. komora Wilsona,
2. technika licznikowa,
3. technika kliszowa,
4. technika hodoskopowa (spektrograf dla promieniowania kosmicznego),
5. komora jonizacyjna,
6. liczniki krystaliczne.

1. Komora Wilsona. Pierwsze fotografie torów promieniowania kosmicznego w komorze Wilsona uzyskał w 1927 r. Skobielcyn (56, 57). Ten sam autor zapoczątkował badania promieniowania kosmicznego tą metodą.

Dalsze prace tą techniką prowadzili m. i. Kunze, Anderson i Neddermeyer, Blackett i i. Znaczne ulepszenie techniki komory wilsonowskiej zostało dokonane przy użyciu liczników G. M. sterujących ekspansją komory. Udoskonalenie to zostało wprowadzone przez Blacketta i Ochialiniego (9) w latach 1932/33. Przy ekspansjach przypadkowych zaledwie $1\% - 5\%$ całkowitego czasu pracy komory wilsonowskiej przypada na okres czułości komory (por. Janossy l. c.). Z tego względu szansa uzyskania fotografii rzadkiego zjawiska jest znikomą małą. Odpowiedni układ liczników G. M. sterujących ekspansją komory może w tych rzadkich wypadkach dać stuprocentową wydajność. zilustrujemy to na następującym przykładzie: okazuje się, że częstość przechodzenia mezonu powolnego przez komorę wilsonowską średnich rozmiarów wynosi ok. 1 godz.^{-1} , — podczas gdy całkowite natężenie promieniowania kosmicznego może być rzędu paru tysięcy godz.^{-1} . Ze względów technicznych maksymalna liczba zdjęć, które mogą być wykonane w ciągu godziny, jest rzędu 20. Przy pracy więc komory sterowanej tylko jednym licznikiem G. M. można w ciągu godziny uzyskać 20 zdjęć różnych cząstek składających się na całkowite natężenie (rzędu paru tysięcy). W tych

warunkach szansa uzyskania fotografii mezonu powolnego wynosi mniej niż 1 : 100. Jeżeli natomiast odpowiedni układ liczników G. M. wyzwała ekspansję tylko po przejściu mezonu powolnego przez komorę Wilsona, należy spodziewać się tylko jednej ekspansji na godzinę i w związku z tym 100% wydajności.

Metoda komory wilsonowskiej jako narzędzie badań mezonów posiada szereg zalet i wad. Zasadniczą wadą jest ograniczona pojemność i masa materiału absorbującego mezony, który może być wprowadzony do komory. Według *Żdanowa* maksymalna masa materiałów wprowadzonych do komory nie może przekraczać 100 gramów. Ponieważ w 1 g materii zatrzymuje się na poziomie morza ok. 0,05 mezonów/godz. (*Жданов, Наумов* (64)) — wydajność komory jest w porównaniu np. z techniką licznikową (dziesiątki kg materiału absorbującego) — bardzo mała.

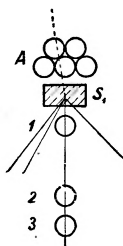
Drugą wadą tej techniki jest niemożność określenia odstępu czasowego (rzędu mikrosekund i mniej) dwu kolejnych zjawisk zachodzących w komorze.

Zalety natomiast tej metody stanowi to, że komora wilsonowska daje przejrzysty obraz aktów elementarnych zachodzących w jej wnętrzu w chwili ekspansji oraz pozwala utrwać procesy związane z sobą genetycznie, ale rozdzielone przestrzennie i czasowo i leżące w bardzo krótkich odstępach czasu rzędu od 10 — 12 do kilku mikrosekund. Pewne trudności przy oznaczaniu masy cząstki przy pomocy komory wilsonowskiej stwarza fakt, że nie można równocześnie mierzyć pędu (przez pomiar natężenia pola magnetycznego i promienia krzywizny toru) oraz energii (przez pomiar zasięgu cząstki). Trudności te zostały usunięte przez stosowanie dwu komór Wilsona i odpowiednich układów licznikowych (*Brode* (14)). Przy stosowaniu tej techniki mieszanej uzyskuje się też najlepsze dokładności w ocenie masy mezonu (do 2%).

2. Technika licznikowa. Technika ta posiada cały szereg specyficznych cech stanowiących doskonałe dopełnienie do innych technik, a w szczególności do komory wilsonowskiej i techniki kliszowej.

Pojedynczy licznik daje, jak wiadomo, impuls prądu jako skutek przejścia cząstki jonizującej przez gaz wypełniający licznik. Dwa liczniki pracujące w układzie koincydencyjnym (*Bothe, Kolhörster* (15)) wyznaczają z dużym prawdopodobieństwem kierunek lotu cząstki jonizującej. Układ teleskopowy, składający

się z 3 lub większej liczby liczników leżących w jednej płaszczyźnie i prostopadłych do wspólnej osi symetrii, — wyznacza z bardzo dużą dokładnością i prawdopodobieństwem kierunek lotu cząstki jonizującej. Przedzielając liczniki filtrami można więc uzyskać informacje dotyczące np. składu promieniowania kosmicznego, zasięgu cząstek promieniowania kosmicznego, rozkładu energii itp. (R o s s i (53)). Układ 3 liczników rozmieszczonych przestrzennie w wierzchołkach trójkąta i pracujących w koincydencji może



Rys. 2

służyć do badań zjawisk związanych z powstawaniem ulew itp. Dla powiększenia precyzji badań stosuje się układy antykoincydencyjne. Licznik w układzie antykoincydencyjnym może niekiedy spełniać rolę licznika rejestrującego. Ma to miejsce szczególnie przy badaniach składowej niejonizującej promieniowania kosmicznego. Rys. 2 pokazuje jedno z takich zastosowań (J a n o s s y l. c.). Linia kreskowana oznacza tor cząstki niejonizującej. Grupa liczników *A* pracujących w antykoincydencji „rejestruje” cząstkę niejonizującą, generującą w filtrze ołowianym *S* ulewę cząstek przenikliwych (linie wyciągnięte) rejestrowanych przez układ koincydencyjny 1, 2, 3.

Osobną grupę stanowią układy koincydencji zapóźnionych. Specjalna linia zapóźniająca pozwala opóźnić impulsy pochodzące z jednej grupy liczników w stosunku do impulsów drugiej grupy. W ten sposób do układu koincydencyjnego wchodzi impulsy z obu pracujących w układzie grup liczników zsunięte w czasie o ściśle określony ułamek sekundy. Notowane więc są tylko takie wyładowania liczników, które nie zachodzą równocześnie, ale w ściśle określonym odstępnie czasu jeden po drugim. Pierwsze próby (M o n t g o m e r y et al, (45)) operowały zapóźnieniami rzędu $1,5 \mu$ sek., przy długości impulsu 20μ sek., tak że

układ koincydencyjny notował wszelkie impulsy przychodzące z drugiej grupy liczników, w odstępie czasu od 1,5 do 21,5 μ sek. po impulsie wychodzącym z grupy pierwszej. W późniejszych pracach (Ticho (61), Rossi, Nereson (54) Жданов, Наумов (64)), posunięto dokładność czasu zapóźnienia do 0,05 mikrosekundy i skrócono długość impulsu. Np. Жданов (l. c.) posługiwał się układem koincydencyjnym reagującym na zapóźnienia w zakresie 1-3 mikrosekundy).

Metoda koincydencji zapóźnionych okazuje się szczególnie przydatna przy badaniu procesów zachodzących w odstępie czasowym rzędu 1 mikrosekundy. Dla odstępów znacznie krótszych od 1 mikrosekundy należy bardzo poważnie liczyć się z zapóźnieniami fałszywymi związanymi z mechanizmem wyładowania w liczniku G. M. Dla zapóźnień znacznie większych od 1 mikrosekundy dużą rolę zaczynają odgrywać koincydencje przypadkowe wywołane przez cząstki nie związane z sobą genetycznie.

Reasumując, technika licznikowa pozwala na uzyskiwanie danych statystycznych odnoszących się m. i. do następujących zagadnień:

- a) oznaczanie częstości występowania cząstek jonizujących i niejonizujących promieniowania kosmicznego na różnych wysokościach,
- b) badanie charakteru cząstek, np. przenikliwe, jonizujące, niejonizujące itp.,
- c) śledzenie procesów wtórnych wywołanych w chwili przejścia cząstki odpowiedniego typu przez badany materiał,
- d) analizę zasięgu, a więc widma energii poszczególnych składowych promieniowania kosmicznego,
- e) rozkład przestrzenny poszczególnych składowych promieniowania kosmicznego,
- f) śledzenie efektów wtórnych zachodzących w odstępie czasu od 0,1 do kilku mikrosekund po momencie zatrzymania się cząstki w badanym absorbencie,
- g) wyznaczenie średniego czasu życia składowych promieniowania kosmicznego w różnych materiałach itd.

Ogromną zaletą techniki licznikowej jest praktyczna ciągłość pracy aparatury, i w związku z tym możliwość uzyskiwania obfitego materiału statystycznego. Brakiem tej techniki jest niemożność uzyskiwania przejrzystych obrazów aktów elementarnych.

3. Technika kliszowa. Już bezpośrednio po odkryciu zjawiska promieniotwórczości naturalnej zwrócono uwagę na fakt, że cząstki pozostawiają ślad swego toru w warstwie światłoczułej emulsji fotograficznej (Kinoshita (39), Reinganum (51)). Mysowski i Czyżow (46) udoskonalili tę metodę badań torów cząstek przez użycie specjalnych klisz o grubości emulsji do 50μ i stereoskopową obserwację torów cząstek. Blau i Wambacher (10), a następnie Żdanow (62), pierwsi zastosowali metodę kliszową do badań promieniowania kosmicznego. Decydujące udoskonalenia w technice kliszowej zostały dokonane w latach 1947—1949 przez Powella (Occhialini, Powell (50), Lattes et al. (42), Brown et al. (15, 16)). Udoskonalenia te odnoszą się zarówno do metod pomiarów torów pozostawionych przez cząstki jonizujące, jak również do znacznego uczulenia klisz (Berriman (7)), które pozwala na studia torów cząstek relatywistycznych z minimalną zdolnością jonizacyjną (np. bardzo szybkich elektronów).

Cechą charakterystyczną techniki kliszowej jest to, że rejestracja zjawisk odbywa się w sposób ciągły. Ten właśnie fakt daje ogromną przewagę tej technice nad techniką komory wilsonowskiej. Następną zaletą jest to, że zasięgom kilkuset mikronów w kliszy fotograficznej odpowiadałyby zasięgi kilkumetrowe w komorze wilsonowskiej pracującej pod normalnym ciśnieniem. Nieporównanie więc więcej cząstek ma szanse zatrzymania się w kliszy niż w komorze Wilsona. Technika kliszowa pozwala — podobnie jak komora Wilsona — na śledzenie aktów elementarnych, a ponadto na obserwacje kilku sukcesywnych, związanych genetycznie procesów, których, ze względu na zbyt wielkie zasięgi cząstek generowanych w kolejnych procesach, w komorze wilsonowskiej obserwować się nie da.

Sama metoda jest w zasadzie bardzo prosta. Opakowaną kliszę wystawia się w pożądanym miejscu (najczęściej na dużej wysokości). Po pewnym czasie kliszę wywołuje się i obserwuje się pod mikroskopem. Tor przejścia cząstki jonizującej zaznacza się na kliszy jako szereg ziarenek leżących wzdłuż linii łamanej lub prostej. Jeżeli tor lub zespół torów zasługuje na zainteresowanie, przeprowadza się dokładne pomiary długości toru, liczby wywołanych ziarenek emulsji, kątów pomiędzy załamaniem toru

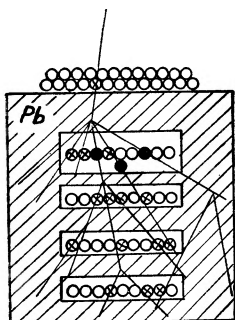
i, jeżeli torów jest więcej, między torami. Jest rzeczą jasną, że pomiary takie muszą być przeprowadzane niesłychanie dokładnie. Trzeba brać pod uwagę grubość emulsji, różne stopnie wywołania warstwy światłoczułej w procesach wywołania i utrwalania, fakt kurczenia się kliszy w ściśle określonym stosunku po usunięciu żelatyny itp. Praca ta wymaga bardzo dużo trudu, tym bardziej że tylko te tory mają praktyczne znaczenie, które dzięki szczęśliwemu zbiegowi okoliczności leżą w jednej płaszczyźnie z warstwą światłoczułą, a ponadto albo zaczynają się, albo kończą na kliszy.

Dotychczasowe wady techniki kliszowej, a mianowicie to, że nadawała się ona tylko do badań procesów związanych z cząstkami powolnymi i że dane uzyskiwane przy tej metodzie odnośnie mas rejestrowanych cząstek obciążone były zbyt wielkimi błędami (do 10% wobec 2% komory Wilsona) oraz to, że zasadniczo metoda ta nie pozwalała określić znaku ładunku elektrycznego cząstki, która pozostawiła ślad swego toru w emulsji, są w ostatnich pracach przeprowadzanych tą techniką, wyraźnie usuwane (Brown et al. (16). Franzinetti (26)).

4. Technika hodoskopowa. Uczni radzieccy Алиханян и др. (1), Кораблев и др. (41) używają do badań promieniowania kosmicznego tzw. hodoskopów. Hodoskopem nazywamy zespół neonówek połączonych z licznikami G. M. w taki sposób, że impulsowi prądu w liczniku G. M. odpowiada krótkotrwałe wyładowanie w sprzężonej z nim neonówce. Celem uniknięcia zbyt wielkiej i chaotycznej ilości sygnałów neonówkowych, cały system sygnalizacyjny wyzwalany bywa tylko w takich okolicznościach, które odpowiadają zamierzonemu celowi, a więc tylko wtedy, kiedy w tzw. układzie wyzwalającym zachodzi odpowiednia koincydencja lub antykoincydencja.

Dla lepszej ilustracji procesu zamieszczamy schemat hodoskopu z jednej z prac badaczy radzieckich (Кораблев и др. (1. c.)). W skład tego hodoskopu (rys. 3) wchodziło 66 komórek (licznik G. M. + neonówka). Hodoskop ten służył do badania ulew generowanych w ołowiu. Na rysunku Pb oznacza „skrzynię“ ołowianą, w której przegrodach rozwija się ulewa, kółka jasne symbolizują liczniki sprzężone z hodoskopem, kółka ciemne liczniki układu wyzwalającego. W układzie tym hodoskop daje sygnał tylko wtedy, kiedy przez układ rzeczywiście przejdzie ulewa, tzn. kiedy przestrzennie rozmieszczone liczniki układu wyzwalającego dadzą koincydencję

impulsów. W przeciwnych wypadkach, tzn. wtedy, kiedy np. żaden, tylko jeden, lub tylko dwa liczniki grupy wyzwalającej dają impuls — hodoskop nie zostaje wyzwolony. Równocześnie z wyzwoleniem hodoskopu sprzężony z układem wyzwalającym aparat filmowy fotografuje tablicę z zespołem neonówek sprzężonych z licznikami utrwalając na kliszy, pośrednio, te liczniki, w których nastąpiły wyładowania.



Rys. 3

Jak z tego oderwanego przykładu widać, metoda ta, aczkolwiek niewątpliwie trudna i kłopotliwa ze względu na bardzo rozbudowaną aparaturę elektrotechniczną, stanowi bardzo poważny krok naprzód w technice licznikowej. Może ona posługiwać się układami wyzwalającymi stanowiącymi wszelkie kombinacje licznikowe stosowane w normalnej technice licznikowej, pozwala przy tym równocześnie śledzić rozwój poszczególnego zjawiska, liczbę cząstek biorących w nim udział, ich zasięgi, tory itp.

Zachowując zalety techniki licznikowej hodoskop wprowadza pewne elementy właściwe dla techniki komory wilsonowskiej i techniki kliszowej. Hodoskop może być w pewnym stopniu porównany do kliszy fotograficznej o małej ilości olbrzymich ziaren. O ile klisza nadaje się raczej do badań ilościowych związanych przede wszystkim z procesami, w których biorą udział cząstki powolne, o tyle technika hodoskopowa rozszerza zakres energii (pędu) badanych cząstek o kilka rzędów wielkości.

5. Komora jonizacyjna. Technika komory jonizacyjnej nie nadaje się w zasadzie do studiów własności pojedynczego mezonu. Wynika to bezpośrednio z zamieszczonych niżej rozważań dotyczących fluktuacji impulsów napięcia na elektrodzie zbierającej komory jonizacyjnej. Technika ta pozwala natomiast na uzyski-

Najbardziej rozpowszechnionym typem komory jonizacyjnej zadośćczyniącej wymaganiom izolacji, prądu zerowego i dającej optymalne warunki pracy i tła jest comptometr (Compton, Wollan, Bennett (18)).

Jak wspomnieliśmy wyżej, istnieje dolna granica liczby cząstek w pęku, która może być jeszcze z pewnością rejestrowana przy użyciu komory jonizacyjnej. Wiąże się to z fluktuacjami tła dawanego przez cząstki promieniowania kosmicznego nie związane z sobą genetycznie i przez promieniotwórczość ścian komory.

Jeżeli liczbę cząstek przechodzących średnio przez komorę w 1 sek. oznaczymy N , to w czasie t , w ciągu którego ładunek jonizacyjny zostaje w całości zebrany na elektrodzie, średnia liczba cząstek przechodzących przez komorę wynosi $\bar{N} = Nt$. Rozważania statystyczne prowadzą do wniosku, że prawdopodobieństwo (w) fluktuacji liczby cząstek w czasie t o $|N_0 - \bar{N}| = N^* = \sqrt{N}$, $2\sqrt{N}$, $3\sqrt{N}$, $4\sqrt{N}$, $5\sqrt{N}$, wyraża się odpowiednio liczbami $w = \text{ok. } 310 \cdot 10^{-3}$, $46 \cdot 10^{-3}$, $2,7 \cdot 10^{-3}$, $0,06 \cdot 10^{-3}$, $55 \cdot 10^{-6}$. Wiadać z tego, że z fluktuacjami o większej liczbie cząstek niż $N^* > 3\sqrt{N}$ można praktycznie nie liczyć się, a fluktuacje z $N^* > 5\sqrt{N}$ są już zupełnie nieprawdopodobne.

Zakładając, że liczba cząstek przebiegających przez komorę w czasie jej pracy jest N_0 widzimy, że tylko wtedy uzyskujemy całkowitą pewność tego, że notowany impuls pochodzi od genetycznie związanego pęku cząstek, gdy notowana liczba jest większa od maksymalnej, (już mało prawdopodobnej), fluktuacji $N_0 - \bar{N} = 5(\bar{N})^{1/2}$. Dla komór używanych w praktyce przy $t = 0,2$ s i $\bar{N} = 20$ tylko pęki rzędu $N_0 - \bar{N} = 5(0,2 \cdot 20)^{1/2} = 10$, mogą być z pewnością odróżnione od impulsów fluktuacyjnych.

Jak powiedzieliśmy wyżej, komory jonizacyjnej używa się dla badań efektów wtórnych typu ulewowego wywołanych przez cząstki promieniowania kosmicznego. Szczególnie nadają się one, ze względu na ciągłość pracy, do studiów gęstości cząstek w ulewach, a zwłaszcza wtedy, kiedy przez komorę przelatują pęki o liczbie cząstek sięgających 10^3 , a to ze względu na wielką rzadkość zjawisk tego typu (ulewa o takiej gęstości cząstek przechodzi przez komorę średnich rozmiarów średnio raz na ok. 3 miesiące). Komora jonizacyjna pozwala ponadto uzyskiwać informacje dotyczące mechanizmu straty energii przez mezony. W tym celu odfil-

trowuje się składową miękką promieniowania kosmicznego przy pomocy absorbentów zrobionych z materiałów, w których chcemy badać własności mezonu. W szczególności można badać zmianę liczby i wielkości ulew w atmosferze w zależności od wysokości, a w połączeniu z licznikami GM uzyskiwać informacje dotyczące szerokości ulew i ewtl. miejsca ich generacji.

Pomiary tego typu dają bardzo cenny materiał dyskusyjny dla rozważań teoretycznych i pozwalają m. i. na wysnuwanie wniosków dotyczących spinu mezonu i na ocenę dolnej granicy energii cząstek pierwotnych promieniowania kosmicznego.

6. Liczniki krystaliczne. W ostatnich latach coraz częściej w pracach dotyczących procesów rozpadu i średniego czasu życia mezonów, znajdują zastosowanie liczniki scyntylacyjne-krystaliczne. Szczupłe doświadczenie dotychczasowe nie pozwalają na właściwą ocenę tego nowego środka badawczego. W każdym bądź razie bardzo krótki czas martwy licznika scyntylacyjnego predystynuje go szczególnie do badania sukcesywnych procesów łączących w odstępach czasowych rzędu ułamków μ sek.

Literatura

1. АЛИХАНЫ А., АЛИХАНОВ А. и ВАЙСЕНБЕРГ Д., А. Н. С. С. С. Р., **55**, 709 (1947).
2. ALLEN J. S. PANETH H. R. and MORRISH A. H., *Phys. Rev.*, **75**, 57 (1949).
3. ANDERSON C. D., *Phys. Rev.*, **41**, 405 (1932).
4. ANDERSON C. D., and MILLIKAN R. A., *Phys. Rev.*, **40**, 325 (1932).
5. ARLEY N. and HEITLER W., *Nature*, **142**, 570 (1938).
6. АХИЕЗЕР А. и ПОМЕРАНЧУК И., Некоторые вопросы теории ядра, Москва 1948.
7. BERRIMANN H. W., *Nature*, **162**, 992 (1948).
8. BETHE H. A. and BACHER R. F., *Rev. Mod. Phys.*, **8**, 82 (1936).
9. BLACKETT P. M. S. and OCHIALINI G. P. S., *Nature*, **130**, 363 (1932), *Proc. Roy. Soc.*, A **139**, 699 (1932).
10. BLAU M. and WAMBACHER H., *Nature*, **140**, 585 (1937).
11. БЛОХИНЦЕВ Д. И., Основы квантовой механики, Москва 1949.
12. BOHR N., KRAMERS H. A. und SLATER I. C., *Zs. f. Phys.* **24**, 69 (1924).
13. BOTHE W. and KOLHÖRSTER W., *Nature*, **140**, 585 (1937).
14. BRODE R. B., *Phys. Rev.*, **75**, 904 (1949).

15. BROWN R. H., CAMERINI U., FOWLER P. H., HEITLER W., KING D. T., and POWELL C. F., *Phil. Mag.*, **40**, 862 (1949).
16. BROWN R. H., CAMERINI U., FOWLER P. H., MU RHEAD H., POWELL C. F. and RITSON D. M., *Nature*, **163**, 47, 82 (1949).
17. CHADWICK J., *Nature*, **129**, 312 (1932).
18. COMPTON K. T., WOLLAN and BENNETT R. P. J. C., *Rev. Sc. Inst.*, **5**, 415 (1934).
19. CORK J. M., *Radioactivity and Nuclear Physics*, New York 1947.
20. CRANE H. R., *Rev. Mod. Phys.*, **20**, 278 (1948).
21. CURIE-JOLIOT I., *C. R. Ac. Sc.*, **193**, 1412 (1931).
22. DÄNZER H., *Grundlagen der Quantenmechanik*, Berlin 1935.
23. DIRAC P., *Proc. Camb. Phil. Soc.*, **30**, 150 (1924).
24. FERMI E., *Zs. f. Phys.*, **88**, 161 (1934).
25. FIERZ M., *Helv. Phys. Acta*, **17**, 1 (1939).
26. FRANZINETTI C., *Cosmic Radiation*, London 1949.
27. FRÖHLICH H., HEITLER W. and KEMMER N., *Proc. Roy. Soc.*, **A 166**, 154 (1938).
28. ГИНЗБУРГ В. Л., Теория мезона и ядерные силы. Мезон., Москва 1947.
29. HEISENBERG W., *Zs. f. Phys.*, **77**, 1 (1932).
30. HEITLER W. und LONDON F., *Zs. f. Phys.*, **44**, 455 (1927).
31. HUGHES D. J. and EGGLEER C., *Phys. Rev.*, **73**, 809 (1948).
32. IWANENKO D. D., *Nature*, **129**, 798 (1932).
33. IWANENKO D. D., *Nature*, **133**, 981 (1934).
34. JANOSSY L., *Cosmic Rays*, Oxford 1948.
35. JOLIOT F. C. R. Ac. Sc., **193** (1931).
36. JORDAN B. P. und KLEIN O., *Zs. f. Phys.*, **45**, 751 (1927).
37. KEMMER N., *Proc. Roy. Soc.*, **166**, 127 (1938).
38. KEMMER N., *Proc. Camb. Soc.*, **34**, 254 (1938).
39. KINOSHITA S., *Proc. Roy. Soc.*, **83**, 432 (1910).
40. KONOPINSKI E. J. and UHLENBECK, *Phys. Rev.*, **48**, 7 (1937).
41. КОРАБЛЕВ Л. Н., ЛЮБИМОВ А. Л. и МИЛЛЕР А. В., Д. А. Н. С. С. С. Р., **61**, 633 (1948).
42. LATTES C. M. G., MUIRHEAD H., OCCHIALINI G. P. S. and POWELL C. F., *Nature*, **159**, 694 (1947).
43. LAWSON J. L. and CORK J. M., *Phys. Rev.*, **57**, 982 (1940).
44. MATTAUCH J., *Kernphysikalische Tabellen*, Berlin 1942.
45. MONTGOMERY C. G., RAMSAY W. E., COWIE P. B. and MONTGOMERY D. D., *Phys. Rev.*, **56**, 635 (1939).

46. MYSSOWSKY L. und TSCHISHOW P., *Zs. f. Phys.*, 44, 408 (1927).
47. NORDHEIM L. W., *Phys. Rev.*, 55, 506 (1939).
48. NORDHEIM L. W. and NORDHEIM G., *Phys. Rev.*, 54, 254 (1938).
49. NORDHEIM L. W. and YOST F. L. Y., *Phys. Rev.*, 51, 942 (1937).
50. OCCIALINI G. P. S. and POWELL C. F., *Nature*, 159, 93, 186 (1947).
51. REINGANUM M., *Phys. Zs.* 12, 1076 (1911).
52. ROSSI B., *Nature*, 125, 636 (1930).
53. ROSSI B., *Zs. f. Phys.*, 82, 151 (1933).
54. ROSSI B., and NERESÓN N., *Phys. Rev.* 62, 417 (1942), 64, 43 (1943).
55. SHERWIN C. W., *Phys. Rev.*, 75, 1799 (1949).
56. SKOBELZYN D., *Zs. f. Phys.*, 43, 354 (1927), 54, 686 (1929).
57. SKOBELZYN D., *C. R. Ac. Sc.*, 194, 118 (1930), 195, 315 (1930).
58. ШПОЛЬСКИЙ Э. В., *Атомная Физика*, Т. I., Москва 1949.
59. ТАММ J. E., *Nature*, 133, 981 (1934).
60. ТАММ J. E., *Sov. Phys.*, 10, 567 (1936).
61. ТИЧО Н. К., *Phys. Rev.*, 72, 555 (1947).
62. ЖДАНОВ А. П., *Д. А. Н. С. С. С. Р.*, 20, 645 (1938), 28, 110 (1940).
63. ЖДАНОВ Г. Б., *Усп. Физ. Наук* 39, 512 (1949).
64. ЖДАНОВ Г. Б. и НАУМОВ А. А., *Д. А. Н. С. С. С. Р.* 60, 1319 (1948).
65. ЖДАНОВ Г. Б. и НАУМОВ А. А., *Ж. Э. Т. Ф.* 19, 273 (1949).

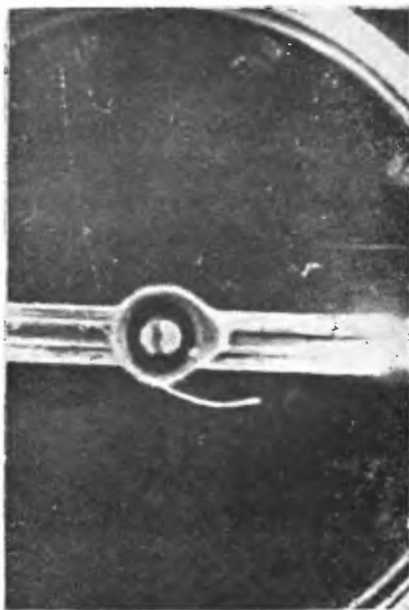
II. Mezon ¹²⁾ „ μ “

a) *Odkrycie mezonu*

Już w 1933 r. Rossi zauważył, że jeśli osłoniemy przyrząd rejestrujący promieniowanie kosmiczne warstwą ołowiu (np, komorę jonizacyjną, licznik Geigera - Müllera, lub komorę Wilsona), to przy stopniowym powiększaniu warstwy ołowiu do grubości ok. 10 cm natężenie promieniowania kosmicznego silnie maleje, po czym już, po osiągnięciu pewnego natężenia, — pozostaje praktycznie stałe, niezależnie od grubości filtra ołowiowego. Dalsze badania wykazały, że ta druga część promieniowania kosmicznego ma ogromną przenikliwość sięgającą na głębokości równoważne gru-

¹²⁾ Mezonami nazywa się wszelkie istniejące i hipotetyczne cząstki o masie spoczynkowej pośredniej pomiędzy masą nukleonu i masą elektronu.

bości kilkuset metrów ołowiu. Dane te wskazywały na to, że w promieniowaniu kosmicznym muszą występować jakieś nowe, nieznane jeszcze rodzaje cząstek, albowiem żadne ze znanych do tego czasu cząstek, włączając w to fotony, tak wielkich zasięgów nie posiadają. Składową przenikliwą promieniowania kosmicznego określa się zazwyczaj nazwą składowej twardej, w odróżnieniu od składowej miękkiej, silnie absorbowanej przez materię i składającej się



Rys. 4

w głównej mierze z elektronów i fotonów. Jak się obecnie okazuje, składowa twarda promieniowania kosmicznego składa się w przeważającej mierze z mezonów.

Odkrycie mezonu na drodze doświadczalnej zostało dokonane w 1957 r. przez Andersona, który stwierdził występowanie mezonów w promieniowaniu kosmicznym. Andersonowi udało się uzyskać fotografię mezonu kończącego swój bieg w komorze Wilsona (Anderson, Neddermeyer (4)). Historyczną tę fotografię widzimy na rys. 4, na którym silnie zakrzywiony tor mezonu, zaczynający się w absorbencie, urywa się wewnątrz dolnej części komory.

b) Pomiar masy i ładunku mezonu μ

Ze względu na duże trudności związane z wyznaczeniem masy bardzo szybkich cząstek wchodzących w skład promieniowania kosmicznego, identyfikacja mezonu wchodzącego w skład „składowej twardej“ promieniowania kosmicznego nastąpiła stosunkowo późno.

Masę spoczynkową μ cząstki można wyznaczyć opierając się znajomości na dwu z następujących trzech wielkości: energii kinetycznej (W), pędu (p) i prędkości (v). W zależności od tego, którą parą wielkości dysponujemy, stosujemy jeden z 3 wzorów:

$$\mu = p / \beta v. \quad (\text{II-1})$$

$$\mu = \left(p^2 - \frac{W^2}{c^2} \right) \cdot (2W)^{-1}. \quad (\text{II-2})$$

$$\mu = W \cdot (\beta - 1)^{-1} \cdot c^{-2}; \quad \beta = \left(1 - \frac{v^2}{c^2} \right)^{-1/2}, \quad (\text{II-3})$$

W przypadku, gdy cząstka, której masę zamierzamy wyznaczyć, ulega zderzeniu z drugą o masie znanej m (np. cząstka promieniowania daje elektrony zderzeniowe — wtórne), można posłużyć się wzorami relatywistycznymi na zderzenia sprężyste. Teoria daje tu na masę nieznaną cząstki wzór:

$$\mu^2 = (p'/p)^2 \{ [(cP' \cos \delta) / (W' - mc^2) + mc/p']^2 - 1 \}. \quad (\text{II-4})$$

p' oznacza tu pęd cząstki nieznaną po zderzeniu, P' — pęd cząstki wtórnej o masie znanej (np. elektronu), W' — energię kinetyczną cząstki wtórnej, m — jej masę, δ — kąt, jaki tworzą cząstki po zderzeniu.

W praktyce przy pomiarach korzysta się albo z komory wilsonowskiej, albo z techniki kliszowej, albo wreszcie, co po raz pierwszy zastosowali badacze sowieccy, ze „spektrometru masowego dla promieniowania kosmicznego“. (Алиханян и др. 1/1¹). Żadna ze wspomnianych metod nie pozwala jednak na bezpośrednie wyznaczenie wspomnianych wielkości.

Przy użyciu komory wilsonowskiej umieszczonej w dostatecznie silnym polu magnetycznym jesteśmy w stanie, mierząc promień

¹ Symbol (1/1) wskazuje, że cytowana praca podana jest w spisie literatury rozdz. I.

krzywizny r toru cząstki i znając wartość indukcji magnetycznej B wewnątrz komory, obliczyć pęd p cząstki według znanego wzoru:

$$f = mv^2/r = Bev \text{ lub } p = mv = eBr. \quad (\text{II-5})$$

Drugą wielkością, którą zazwyczaj wyznacza się posługując się tą metodą, jest energia. Istnieją dwa sposoby określenia energii. Pierwsza polega na obliczeniu liczby ośrodków kondensacji wzdłuż toru, aż do momentu zatrzymania się cząstki wewnątrz komory. Liczba ośrodków kondensacji odpowiada liczbie wytworzonych jonów. Znając potencjały jonizacyjne cząstek (lub atomów) wypełniających komorę mgieł możemy przez proste sumowanie obliczyć, jaką energię posiadała cząstka w określonym punkcie toru.

Druga metoda wykorzystuje związek zachodzący pomiędzy zasięgiem cząstki w znanym materiale a energią cząstki. Strata energii cząstki na długości 1 cm, $\Delta W/\Delta x$, wynosi (dla szybkich cząstek) według wzoru Bethego i Blocha (p. np. Janossy (34/I))

$$\frac{\Delta W}{\Delta x} = J = \frac{Az^2}{(v/c)^2} (\log B + \log \beta - W^2/2c^2). \quad (\text{II-6})$$

Stałe A i B zależą od właściwości ośrodka, przez który cząstka przechodzi. Opierając się na wzorze (II-6), można napisać związek pomiędzy zasięgiem R i energią cząstki:

$$R = \int_0^R dx = \int_0^{W_0} \frac{dW}{dW/dx} = \int_0^{W_0} \frac{dW}{J}. \quad (\text{II-7})$$

Przy pewnych uproszczeniach otrzymuje się dla bardzo szybkich cząstek prosty wzór

$$R = \frac{W^2}{C(W + mc^2)}. \quad (\text{II-8})$$

C jest pewną stałą, której wartość zależy wyłącznie od numeru porządkowego atomów pierwiastków wypełniających obszar przez który przechodzi cząstka; m oznacza w tym wzorze masę cząstki.

Dla cząstek powolnych $W \ll mc^2$, będzie więc:

$$R = 1/C \cdot W^2/mc^2 \quad (\text{II-9})$$

W obu tych wzorach W oznacza energię kinetyczną: $W = mc^2(\beta - 1)$

Pomiar pędu cząstki, której tor ulega zakrzywieniu w polu magnetycznym według (II-5), obarczony jest dodatkową hipotezą co do wielkości ładunku elektrycznego mezonu.

Obserwacja gęstości jonizacji wzdłuż torów mezonów powolnych wskazuje jednak wyraźnie na to, że ładunek mezonu musi być równy ładunkowi elementarnemu. Zgodnie z wzorem (II-6) gęstość jonizacji cząstki o ładunku Z będzie Z^2 -krotnie większa. Otóż obserwacje wskazują, że zdolność jonizacyjna mezonu leży pomiędzy zdolnością jonizacyjną protonu i elektronu. Odrzucając więc zupełnie nieprawdopodobne przypuszczenie, że mezon niesie ładunek będący ułamkiem ładunku elementarnego, musimy dojść do wniosku, że istotnie ładunek ten równa się ładunkowi elementarnemu.

Obiektywna (i jedyna) metoda pozwalająca na zmierzenie ładunku cząstki jonizującej opiera się na pomiarze jonizacji właściwej J tej cząstki podanej wzorem (II-6). Funkcja J posiada minimum dla takich prędkości (energii), przy których β (określone wzorem (II-3)) = około 3.5. Zważywszy, że masa cząstki poruszającej się jest $M = \beta M_0$ (gdzie M_0 oznacza masę spoczynkową) oraz że $E = (M - M_0)c^2$, widzimy, że cząstka wykazuje minimalną zdolność jonizacyjną wtedy, kiedy energia kinetyczna E 2,5-krotnie przewyższa energię spoczynkową cząstki. Dla elektronów odpowiada to energii ok. 1,5 Mev, dla protonu ok. 3.000 Mev, dla mezonu o masie $\mu = 200 m_0$ odpowiadałoby to energii 300 Mev. Ostatnie pomiary F r o s t a (36) wykazały że minimum jonizacji elektronu w wodorze pod normalnym ciśnieniem odpowiada jonizacji właściwej $6,48 \pm 0,34$ par jonów/cm. Odpowiednie liczby dla helu i argonu otrzymane przez tegoż autora wynoszą $8.13 \pm 0,51$ i $53,1 \pm 2,8$ par jonów/cm.

Obserwacje torów mezonowych w tych samych gazach dają na jonizację właściwą przy minimum zdolności jonizacyjnej odpowiednie liczby 6,78; 8,20 oraz 55 par jonów/cm. Ponieważ jak widzieliśmy (wzór II-6), zdolność jonizacyjna J jest proporcjonalna do Z^2 (Z — ładunek cząstki jonizującej), pierwiastek kwadratowy

ze stosunku minimalnych zdolności jonizacyjnych mezonu i elektronu daje bezpośrednio efektywną wartość ładunku mezonu. W przytoczonych trzech gazach otrzymuje się w ten sposób dla mezonu μ wartości na Z : $1,005 \pm 0,02$; $1,02 \pm 0,03$; $1,017 \pm 0,03$. Zbliżony wynik, bo $Z = 1,04 \pm 0,04$, otrzymano już przedtem dla powietrza (H a z e n (40)).

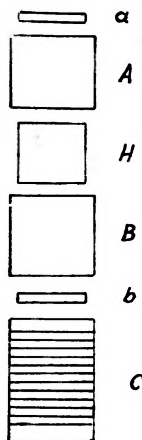
Pomiary masy mezonu przeprowadzane różnymi metodami obarczone są jednak poważnymi błędami. Dla wyjaśnienia źródeł błędu rozważmy np. metodę określania masy z pomiaru pędu przy pomocy zakrzywienia toru cząstki w polu magnetycznym i wyznaczenia energii z ilości ośrodków kondensacji wzdłuż toru, lub zasięgu. Pragnąc dokładnie obliczyć ilość kropelek pary wodnej (równą liczbie par jonów) musimy dbać o to, by były one wzajemnie odseparowane — wtedy dopiero będziemy mieli pewność, że fotografie kropelek liczone na kliszy nie nakrywają się wzajemnie. Dyfuzyjny tor nie pozwala nam jednak na dokładne wymierzenie promienia krzywizny. Przy metodzie polegającej na pomiarze zasięgu cząstki cząstka ta kończy swój bieg w ustawionym w poprzek jej toru absorbencie (np. płycie ołowianej) o określonej grubości. Ponieważ toru cząstki w absorbencie nie możemy zaobserwować, określenie zasięgu może być przeprowadzone tylko drogą przybliżonej oceny. Nawet w przypadku gdy, jak na kliszy A n d e r s o n a, cząstka kończy swój bieg w przestrzeni komory, pomiar zasięgu i pędu nie jest zupełnie pewny, a to ze względu na silne deformacje toru w końcowej fazie zasięgu, spowodowane oddziaływaniem między cząstką a elektronami atomów środowiska. Najlepsze stosunkowo wyniki daje metoda zderzeń sprężystych. Niestety materiał doświadczalny jest tu nader ubogi (L e p r i n c e - R i n g u e t, G o r o d e t z k y (52), H u g e s (43)).

Pierwsze oceny masy zostały przeprowadzone bezpośrednio po odkryciu mezonu w 1937 r. (N i s h i n a, T a k e u c h i, I c h i m i y a (59)), metodą pomiaru pędu mezonu przed i po przejściu przez płytę ołowianą określonej grubości. Otrzymana wartość masy mezonu leżała w granicach 184—262 mas elektronowych. Pomiary prowadzone do 1945 r. różnymi metodami, przez różnych autorów (np. L e p r i n c e - R i n g u e t l. c., W i l s o n (123), W i l l i a m s, P i c k u p (121), N i e l s e n, P o w e l l (57)), dawały na masę mezonu liczby zawierające się w granicach od $130 m_0$ do $240 m_0$.

Ostatnie precyzyjne pomiary, wykonywane techniką komory wilsonowskiej z pomiarem p i R , pozwoliły zmniejszyć niepewność

w ocenie masy mezonu μ do 2%, Najpewniejsze wyniki uzyskał tu Brode (14/I).

Schemat aparatury Brodego przedstawia rys. 5. Układ 3 komór wilsonowskich *A*, *B*, *C* sterowany jest układem koincydencyjnym liczników *a*, *b*. W przestrzeni pomiędzy komorami *A* i *B* istnieje silne (5,000 gaussów) pole magnetyczne wytwarzane przez magnesy trwałe. Ażeby zmniejszyć wpływ rozprożeń kulombowskich przy przejściu mezonu przez dolną ściankę komory *A* i górną ściankę



rys. 5

komory *B*, ścianki te wykonane są z folii berylowej grubości ok. 0,25 mm. Komory *A* i *B* służą do ścisłego utrwalenia toru mezonu przed i po zakrzywieniu przez pole magnetyczne. Znając kierunki torów mezonów w komorach *A* i *B* możemy znaleźć kąt, który tworzą z sobą wektory prędkości mezonu, co umożliwia (przyznanej odległości pomiędzy komorami) wyznaczenie promienia krzywizny *r* toru mezonu w polu magnetycznym. Posługując się wzorem (II-5) możemy dalej wyznaczyć pęd *p* mezonu.

Pomiaru energii dokonywuje się poprzez pomiar zasięgu *R* mezonu (wzór II-7) w trzeciej komorze (*C*). W tym celu komora ta przedzielona jest 13 płytkami ołowianymi o grubości 0,6 cm. Opierając się na pomiarach wykonanych w ostatnich czasach (Fretter (35), Retallack, Brode (87), Brode (l. c.)), Brode podaje na masę mezonu wartości

$$\mu = (215 \pm 2)m_0. \quad (\text{II-10a})$$

Mniej precyzyjne wyniki uzyskuje się posługując się wielkościami v i p , które uzyskuje się odpowiednio przez zbadanie gęstości jonizacji wzdłuż toru cząstki (J) oraz zakrzywienia toru cząstki w polu magnetycznym. Ponieważ (J) jest funkcją tylko Z i v , przeto znając ładunek (Z) cząstki można wyznaczyć v i, posługując się równaniem (II-1), obliczyć masę cząstki. W niektórych, rzadkich wypadkach (np, Rochester, Butler (88), Seriff et all. (97)) jest to jedyna dostępna metoda oceny masy.

(Dalszy ciąg w następnym zeszycie)

MIECZYŚLAW JEZEWSKI

W SPRAWIE PISOWNI NAZW JEDNOSTEK

Chcę tu zabrać głos w sprawie, którą należałoby wreszcie rozstrzygnąć: w sprawie pisowni nazw jednostek. Jak wiadomo, wiele nazw jednostek utworzono od nazwisk zasłużonych w nauce fizyków. Nazwiska te są wszystkie cudzoziemskie, zatem powstaje natychmiast pytanie: jak je należy pisać? Czy pisać je według oryginalnej pisowni nazwisk, czy też należy je spolszczyć? Stowarzyszenie Elektryków Polskich już w roku 1917 uchwaliło używać pisowni spolszczonej dla jednostek elektrycznych. Wśród fizyków polskich sprawa ta nie była nigdy dyskutowana, wskutek czego każdy pisał, jak mu się podobało. W różnych podręcznikach i artykułach spotkać można było najrozmaitsze odmiany pisowni tych samych nazw, a więc np. joule, džaul i dżul, ohm i om, wat i watt itd. Kwestia pisowni wyłoniła się na nowo na Komisji Terminów, Oznaczeń i Jednostek Polskiego Towarzystwa Fizycznego. Z początku Komisja używała pisowni spolszczonej. Lecz na ostatnim posiedzeniu w dniu 18 listopada 1950 r. jednym głosem większości zapadła uchwała, że w nazwach jednostek równobrzmiących z nazwiskami należy zachować pisownię oryginalną. Jako przedstawiciel mniejszości, nie mogąc się zgodzić z tą uchwałą, chcę zabrać głos i przytoczyć argumenty przeciwko niej¹⁾.

1. Przede wszystkim trzeba stwierdzić, że brzmienie nazw jednostek według uchwał Międzynarodowych Konferencji Miar w wielu wypadkach nie jest wcale identyczne z brzmieniem nazwisk. A więc jednostką pojemności elektrycznej jest farad a nie faraday, jednostką napięcia jest wolt nie wolta, jednostkę poise utworzono od nazwiska Poiseuille, gal od nazwiska Galileusz, torr od nazwiska Torricelli.

2. Że inne jednostki brzmią identycznie z nazwiskami, to tylko dlatego, że w języku rodzimym i bliskich mu nie ma żadnych trudności

¹⁾ Większość argumentów tu przytoczonych jest zaczerpnięta z wydawnictwa Stowarzyszenia Elektryków Polskich: Pisownia polska nazw jednostek elektrycznych. Warszawa 1938.

ani przy wymawianiu, ani w druku. Lecz tam, gdzie były jakiegokolwiek trudności, np. z powodu liter nie używanych w większości języków europejskich, albo nawet tylko w niektórych, tam pisownię pozmieniano nie uważając tego za nic zdrożnego. A więc ampere pisze się w języku angielskim i niemieckim bez akcentu na przedostatnim e, co jest poważną zmianą pisowni dla francuza. Na jednostkę natężenia pola magnetycznego przyjęto we francuskim, angielskim i niemieckim nazwę oerstedt, podczas gdy nazwisko w języku rodzimym duńskim pisze się przez o przekreślone: Ørstedt. Jeszcze większe zmiany wprowadzono w języku hiszpańskim, w którym używane są nazwy: faradio, julio, voltio, amperio, ohmio, vatio. Również w języku rosyjskim mamy pisownię przystosowaną do właściwości języka, a więc ампер, вольт, ом, герц i t. d.

3. Nazwiska badaczy weszły do nazw wielu przyrządów fizycznych, w nazwach tych zostały spolszczone, i nikt się nie kusi, aby w tych przypadkach przywrócić pisownię oryginalną. A więc piszemy: ogniwo galwaniczne, nie galvaniczne, również galwanometr, watomierz, nie wattomierz, omomierz nie ohmomierz, kulombometr nie coulombometr, nikol nie nicol, rentgenowski nie röntgenowski. Byłoby rażąco niekonsekwencją używać w wyrazach złożonych, których część ma brzmienie nazwiska, pisowni spolszczonej, a w nazwach jednostek, które również są rzeczownikami pospolitymi, używać pisowni oryginalnej, tym bardziej, że jest tradycją w języku polskim spolszczanie nie tylko słów pochodzących od nazwisk cudzoziemskich jak: szowinistyczny (nie chauvinistyczny), wolterianizm (nie voltair'ianizm), szekspirowski, bajronizm (nie byronizm), marksizm (nie marxizm), nie tylko nazwy miast i krajów, jak Getynga (nie Göttingen), Kopenhaga (nie Kjøbenhavn), Bruksela (nie Bruxelles) Grenlandia (nie Grønland), nie tylko nazw pierwiastków chemicznych i minerałów (erstedyt, tomsonit, karnalit), ale nawet nazwisk. Piszemy przecież Szekspir, Wolter (nie Voltaire). Luter (nie Luther), Kalwin (nie Calvin). Nawet sami właściciele nazwisk często je spolszczali: Wincenty Pol pisał się właściciel tego nazwiska, a nie Pohl, Pilc zamiast Pilz itd.

4. Jeżeli więc w wielu językach europejskich pozmieniano pisownię nazwisk przy nazwach jednostek, jeżeli my zmieniamy tę pisownię w nazwach rozmaitych własnych i pospolitych, to nie widać żadnego powodu, aby w nazwach jednostek specjalnie trzymać się pisowni oryginalnej. Tym bardziej, że nazwy te musimy odmieniać według przypadków bardzo często. Przy zachowaniu pisowni oryginalnej zatem będziemy musieli do wyrazów pisanych pisownią obcą doczepiać koń-

cówki polskie odpowiednich przypadków. Będzie to nowy język makaroniczny. Otrzymamy wtedy prawdziwe dziwolągi, które muszą razić każdego, kto dba o czystość języka polskiego. Będziemy wtedy pisać: 5 joule'ów, przy 100 ampere'ach, 12 coulombów, indukcyjność w henry'ach, mówimy o wacie. I w jakim celu i w imię jakiej zasady będziemy tak torturować język polski? Przecież, jak wykazałem wyżej, nawet w językach obcych, którym o wiele łatwiej jest pogodzić się z pisownią oryginalną, nie jest przestrzegana ta zasada.

5. Cały szereg spolszczonych nazw jednostek wprowadzili elektrotechnicy. Zostały one wprowadzone do nadzwyczaj licznych podręczników i artykułów i wyrugowanie ich jest rzeczą niemożliwą. Dlatego też Komisja czując, że wielu nazw spolszczonych nie można już usunąć, zdecydowała się w uchwalonym wniosku dopuścić wyjątki „zwyczajowo przyjęte”. Lecz zwyczaje te niedawno wprowadzili elektrotechnicy i nikogo nie razi pisownia wolt czy amper. Ale w wykonaniu tego wniosku Komisja okazała się niekonsekwentną, bowiem przyjęła część nazw spolszczonych używanych przez elektrotechników, jak wolt, amper, henr a odrzuciła inne, równie już pospolite jak om, erstedt, kulomb (pisany tak już przez Witkowskiego w jego klasycznym podręczniku), wat. Spowoduje to dwutorowość i zamieszanie, gdyż elektrotechnicy napewno będą się trzymać swojej pisowni. Będziemy więc mieli w dwóch tak pokrewnych dziedzinach jak fizyka i elektrotechnika (wraz z radiotechniką) dwie odrębne pisownie.

6. Odmienianie nazw jednostek pisanych zgodnie z pisownią nazwisk nastęrczy szczególnie wielkie trudności w szkolnictwie średnim i niższym. Można sobie wyobrazić, jak będą kaleczone, jak będą brzmiały i jak będą pisane te nazwy.

7. Po zreasumowaniu argumentów sędzę, że ogół fizyków dojdzie do przekonania, że wprowadzenie pisowni oryginalnej może spowodować jedynie zamęt nie przynosząc nikomu żadnego pożytku. Argument podnoszony na posiedzeniu Komisji, który głównie przekonał niektórych jej członków, argument raczej natury uczuciowej był następujący: jak możemy zmieniać pisownię takich nazw jednostek jeszcze nie spolszczonych, pochodzących od nazwisk szczególnie znanych i drogiech fizykom, jak: Rutherford, Newton, Curie, Ångström. Biorąc rzecz uczuciowo, każdy z początku cofa się przed zmianą pisowni oryginalnej, dopóki się potem do tego nie przyzwyczai. Muszą się przyznać, że osobiście wcale mnie nie razi pisownia niuton, którą już wprowadzili technicy. Jednakże, żeby nie urażać niczyich

uczuc, sędę, że najwłaściwiej byłoby stanąć na stanowisku, na jakim stała Centralna Komisja Słownictwa Stowarzyszenia Elektryków Polskich. Wymieniona Komisja jest mianowicie zdania, że, gdyby wprowadzono nową nazwę jednostki, która jest przeznaczona dla szczupłego grona specjalistów, a w dodatku jest trudna do spolszczenia, to w tym przypadku mogłaby być utrzymana obca postać pisowni aż do czasu, gdy autorzy wrażliwi na czystość i poprawność pisowni polskiej zaczną odczuwać potrzebę wprowadzenia pisowni spolszczonej. Póki to nie nastąpi, nowa jednostka może być traktowana, jako wyraz całkowicie obcy (tak jak np. foyer, week-end itd.) i wyodrębniana cudzysłowem, kursywą, lub w inny sposób.

Proponuję więc wbrew uchwale Komisji T. O. i J. Polskiego Towarzystwa Fizycznego wprowadzenie spolszczonej pisowni nazw jednostek, którą przyjęło Stowarzyszenie Elektryków Polskich i które utarły się już dawno, mianowicie: wolt, amper, wat, kulomb, dżul, henr, makswel, ersted, gaus, gilbert, herc, przy innych zaś zachować pisownię oryginalną, dopóki ogół nie zacznie odczuwać potrzeby wprowadzenia pisowni spolszczonej i dopóki nie wynajdzie się odpowiedniej dobrze brzmiącej i rozsądnej formy spolszczonej.

Mam nadzieję, że większość członków Polskiego Towarzystwa Fizycznego przychyli się do mego zdania.

Kraków, styczeń 1951

*Akademia Górniczo-Hutnicza
w Krakowie*

XIII ZJAZD FIZYKÓW POLSKICH W KRAKOWIE

4. XII.—9. XII. 1950

W dniach 4.—9. XII. ubiegłego roku w Krakowie obradował przez 6 dni pod ogólnym przewodnictwem prof. dr. S. Pieńkowskiego XIII Zjazd Fizyków Polskich zorganizowany przez Polskie Towarzystwo Fizyczne. Z całego kraju zjechało się około trzystu czynnych pracowników naukowych w dziedzinie fizyki, przeważnie profesorów i asystentów katedr fizyki przy Wyższych Uczelniach.

Dwa pierwsze dni Zjazdu były poświęcone pracom przygotowawczym do I-ego Kongresu Nauki Polskiej. Podsekcja fizyki Kongresu przedstawiła zebrany dorobek swojej wielomiesięcznej pracy celem wspólnego przedyskutowania podstawowych zagadnień nurtujących fizyków polskich. Referat wprowadzający w to zagadnienie wygłosił przewodniczący podsekcji prof. dr. Sz. Szczepiowski zapoznając obecnych z celami i zadaniami I Kongresu Nauki Polskiej oraz z przebiegiem prac Podsekcji Fizyki wchodzącej w skład Sekcji Matematyki, Fizyki i Astronomii. Następnie prof. dr. L. Sosnowski wygłosił referat p. t. „Przedwojenny i obecny stan fizyki polskiej” przeprowadzając w nim dokładną, krytyczną analizę okresu międzywojennego i okresu obecnego z podkreśleniem wkładu fizyków polskich do nauki światowej.

O zagadnieniach ideologicznych i światopoglądowych w fizyce mówił prof. dr. I. Złotowski podkreślając konieczność wprowadzenia na teren fizyki polskiej metodologii marksistowskiej. Mgr. B. Buras referował zagadnienie szkolenia kadr, uwypuklił wagę tego zagadnienia zwłaszcza na obecnym etapie rozwoju fizyki w Polsce i wysunął konkretne propozycje odnośnie kształcenia i doskonalenia kadr fizyków. Następnie prof. dr. S. Pieńkowski omówił szczegółowo ogólne zasady planowania w dziedzinie fizyki.

Po wszystkich referatach miała miejsce na ogół ożywiona dyskusja, która odzwierciedliła najistotniejsze bolączki fizyki polskiej. Podsumowania tych dwóch dni obrad poświęconych I Kongresowi Nauki Polskiej dokonał prof. dr. W. Szymański ujmując najistotniejsze punkty w szereg тез, które posłużą Podsekcji Fizyki jako wytyczne do opracowania referatu na kongres. Po krótkiej dyskusji tezy zostały przez zebranych przyjęte.

Trzonem części naukowej Zjazdu był cykl 6-ciu referatów ogólnych, poświęconych zagadnieniom momentów jądrowych.

Wprowadzający referat prof. dr. J. Weysenhoffa p. t. „Spin cząstek elementarnych” dał jasny wgląd w zagadnienia wiążące się z zasadniczym tematem całego cyklu. Prof. dr. A. Sołtan omówił różne metody wyznaczania momentów magnetycznych jąder atomowych ze specjalnym podkreśleniem znaczenia najnowszych metod opartych na zjawisku indukcji jądrowej. Prof. dr. H. Niewodniczański opisał metody optyczne wyznaczania spinów i momentów magnetycznych oparte na analizie nadsubtelnej budowy prążków widmowych. Najbardziej

żywe zainteresowanie budzą w chwili obecnej własności mezonów. Referat prof. dr M. Mięsowicza był przeglądem badań i osiągnięć w zakresie wyznaczania spinów tych cząstek. Związek spinu jądrowego z charakterem promieniowania y przedstawił prof. dr W. Rubinowicz. Cykl zakończony został teoretycznym referatem prof. dr J. Weyssenhoffa p. t. „Dodatkowy moment magnetyczny elektronu i zjawiska pokrewne”.

Duże zainteresowanie wzbudził referat prof. dr L. Janossy'ego z Budapesztu stanowiący przegląd niektórych nowszych osiągnięć z zakresu badań nad promieniami kosmicznymi.

Poza tym zgłoszono 63 referaty z prac własnych wykonanych indywidualnie bądź zespołowo w poszczególnych ośrodkach naukowych. Na ich podstawie można było zorientować się, w jakich kierunkach pracują obecnie fizycy polscy. Prace te dotyczyły zagadnień podstawowych z zakresu fizyki jądra atomowego, promieni kosmicznych, optyki cząsteczkowej, fizyki ciała stałego, własności dielektrycznych materii, inne — co było nowym w stosunku do zjazdów okresu przedwojennego — wiązały się w sposób bezpośredni z zagadnieniami wysuwanymi przez różne gałęzie przemysłu. Streszczenia wszystkich referatów podajemy poniżej. Na specjalną uwagę zasługuje szereg wiele interesujących prac z zakresu promieni kosmicznych przedstawionych przez grupę pracowników II Zakładu Fizyki Akademii Górniczo Hutniczej w Krakowie. Między innymi prace te wyjaśniły naturę promieniowania odpowiedzialnego za pewne koïncydencje podwójne obserwowane na znacznych głębokościach pod powierzchnią Ziemi. Okazało się, że niestusznie wiązano je z promieniowaniem kosmicznym; rzeczywistym ich źródłem są domieszki promieniotwórcze otoczenia. Zakład Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Warszawskiego przedstawił obok prac z zakresu fizyki jądra atomowego wykonanych techniką kliszową szereg prac optycznych dotyczących się luminescencji wielkich cząsteczek. Ośrodek gdański koncentruje swoje wysiłki na analizie promieniowania kosmicznego metodą kliszową. II Zakład Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Jagiellońskiego przedstawił kilka prac z zakresu fizyki atomowej w szczególności dotyczące się analizy procesów wtórnych towarzyszących promieniowaniom α i γ .

Referowano również wyniki podjętych prób budowy pewnych przyrządów, które wykonywano całkowicie we własnym zakresie, między innymi spektrografu masowego w ośrodku lubelskim. Przyrząd ten jest już całkowicie wykończony. Z dużym zainteresowaniem śledzony jest rozwój nowego kierunku badań — akustyki — podjętego w ośrodku poznańskim.

Szereg Zakładów, między innymi oba Zakłady Fizyki Akademii Górniczo-Hutniczej, rozwijał konkretne zagadnienia postawione zakładom naukowym przez przemysł.

Liczne prace teoretyczne zgłoszone były przez ośrodek toruński, wrocławski i warszawski. Między innymi dotyczyły się one zagadnienia usunięcia rozbieżności w obecnych teoriach pól oraz pewnych uogólnień elektrodynamiki kwantowej.

Przedstawiony przegląd prac własnych nie obejmuje całości i jest potraktowany raczej przykładowo. Bardziej właściwe pojęcie o problematyce, trudnościach i osiągnięciach naszych placówek daje wgląd w streszczenia referatów. Cały ciężar organizacji zjazdu wziął na swe barki ośrodek krakowski wkładając w to nie tylko wiele energii ale i inwencji wprowadzającej atmosferę bliskiego koleżeństwa.

Referaty Podsekcji Fizyki

Poniedziałek, 4 grudnia

1. Prof. S. Szczeniowski (Poznań), przewodniczący Podsekcji Fizyki Kongresu Nauki Polskiej: „Zagajenie: fizyka w ramach I-go Kongresu Nauki Polskiej”
2. Prof. L. Sosnowski (Warszawa): „Przedwojenny i obecny stan fizyki polskiej”
3. Prof. I. Złotowski (Kraków): „Zagadnienia ideologiczne i światopoglądowe w fizyce”

Wtorek, 5 grudnia

1. Mgr B. Buras (Warszawa): „Zagadnienia szkolenia kadr fizyków”
2. Prof. S. Pieńkowski (Warszawa): „Zagadnienia planowania w fizyce”

Środa, 6 grudnia

1. Prof. J. Weyssenhoff (Kraków): „Spin cząstek elementarnych”
2. Referaty z prac własnych
3. Prof. A. Sołtan (Warszawa): „Metody wyznaczania momentów magnetycznych jąder atomowych”
4. Referaty z prac własnych

Czwartek, 7 grudnia

1. Prof. H. Niewodniczański (Kraków): „Momenty jądrowe a nadsubtelna budowa linii widmowych”
2. Referaty z prac własnych
3. Prof. W. Rubinowicz (Warszawa): „Promieniowanie multipolowe gamma a wyznaczanie spinów jądrowych”
4. Referaty z prac własnych

Piątek, 8 grudnia

1. Prof. M. Mięsowicz (Kraków): „O spinie mezonów — część doświadczalna”
2. Prof. J. Rayski (Toruń): „O spinie mezonów — część teoretyczna”
3. Referaty z prac własnych
4. Referaty z prac własnych

Sobota, 9 grudnia

1. Prof. J. Weyssenhoff (Kraków): „Dodatkowy moment magnetyczny elektronu i zjawiska pokrewne”
2. Referaty z prac własnych
3. Prof. L. Jánosy (Budapeszt): „Osiągnięcia badań promieni kosmicznych w ostatnich latach”

Spis referatów z prac własnych

1. M. Mięsowicz i M. Massalski (Kraków): „Lokalne promieniowanie gamma w pomiarach promieniowania kosmicznego na dużych głębokościach”
2. L. Jurkiewicz (Kraków): „Widmo składowej elektronowej na poziomie laboratorium”

3. R. Kołodziejski (Warszawa): „O formule dyspersyjnej dla procesów „jądrowych”
4. J. Janik (Kraków): „Wyznaczanie widma absorpcji selektywnej powolnych neutronów w selenie i w arsenie”
5. A. Z. Hryniewicz (Kraków): „O rozkładzie kątowym par elektronowych wytwarzanych w ołowiu przez promienie gamma ThC”
6. A. Z. Hryniewicz (Kraków): „Absorpcja w glinie elektronów par wytworzonych w ołowiu przez promienie gamma ThC”
7. J. Gierula (Kraków): „Rozkład kierunkowy koincydencji comptonowskich”
8. B. Makiej (Kraków): „Badanie widma ciągłego promieni gamma towarzyszących promieniom beta ^{32}P i ^{90}Y ”
9. J. Pniewski (Warszawa): „Widmo RaE w dziedzinie małych energii uzyskane metodą klisz rejestrujących tory elektronowe”
10. S. Pieńkowski (Warszawa): „Zgrupowania promieniotwórcze w meteorach”
11. S. Pieńkowski i S. Zmysłowska (Warszawa): „O rozkładzie ciał promieniotwórczych w polskich granitach dolnośląskich”
12. M. Jeżewski (Kraków): „O pomiarach wilgotności materiałów metodami elektryczności”
13. J. Sułocki (Gdańsk): „Wytrzymałość, stała dielektryczna i przewodnictwo elektryczne w zależności od temperatury dielektryka typu masy kablowej”
14. M. Mięśowicz, L. Jurkiewicz i A. Mikucki (Kraków): „Sondowanie promieniotwórczości w otworach wiertniczych nową aparaturą dostosowaną do istniejących warunków technicznych”
15. W. Majewski (Warszawa): „Otrzymywanie prostowniczych elementów kuprytowych Cu-Cu₂O”
16. K. Dybowski (Warszawa): „Płytki miedziane dwustronnie pokryte tlenkiem miedziowym jako elementy prostownicze”
17. Z. Rogalska (Kraków): „Wpływ częstości zmian oświetlenia na pracę komórki zaporowej”
18. P. Jaszczyn (Kraków): „Z badań nad sumami świetlnymi fosforów”
19. K. Rosiński (Warszawa): „Termiczne zmiany fluorescencji roztworu biacenafelidenu w silikonie”
20. Z. Małkowski (Warszawa): „Wpływ pobudzenia monochromatycznego na świecenie roztworów tetrahydrofluorocyklenu”
21. H. Cygan (Wrocław): „Pomiar energii wydzielanej przez elektrycznie pobudzony azot”
22. R. Mierzecki (Warszawa): „Z badań nad zasięgiem świecenia par metali w iskrze”
23. W. Żuk (Lublin): „Konstrukcja spektrometru masowego a zjawiska jonizacyjne”
24. J. Hennel (Kraków): „Budowa zautomatyzowanej komory Wilsona i jej zastosowanie do wyznaczania rozrzutu zasięgu cząstek alfa RaC”
25. B. Piekara (Gdańsk): „Z badań nad wyładowaniami błyskowymi”
26. L. Jurkiewicz i J. Gierula (Kraków): „Zmiany zachodzące w liczniku G. M. podczas starzenia przy pracy i próby regeneracji zużytych liczników”
27. M. Suffczyński (Kraków): „Zależność wydajności liczników G. M. na promieniowanie gamma od grubości i rodzaju ścianki”

28. K. Cyno (Kraków): „Zależność wydajności licznika G. M. od ciśnienia argonu dla linii rentgenowskiej K alfa żelaza”
29. T. Morstin (Kraków): „O pomiarach czasu martwego liczników G. M. metodą opóźnionych koidencji”
30. W. Mościcki (Poznań): „Wpływ oporu katodowego na własności stabilizatora typu S.”
31. W. Mościcki i S. Olszański (Poznań): „Stabilizator napięć do 4 kV typu RSD obciążalny do 5 mA”
32. A. Zawadzki (Łódź): „Uniwersalny układ koincydencyjno-selekcyjny (hodoskop)”
33. O. Daszkiewicz (Kraków): „Nowy prosty typ generatora impulsów prostokątnych”
34. J. Pniewski i M. Danysz (Warszawa): „Przygotowywanie cienkich źródeł do celów spektrografii beta”
35. B. Makiej (Kraków): „Zastosowanie rozwidlonej przewodnicy światła do koidencyjnego liczenia scyntytacji cząstek alfa”
36. R. S. Ingarden i J. G. Mikusiński (Wrocław): „Ziarnistość obrazów fotograficznych”
37. W. Romer (Wrocław): „Ziarnistość powiększonych obrazów fotograficznych”
38. L. Natanson (Warszawa): „Zasięg cząstek alfa i protonów w emulsji fotograficznej w zależności od ich energii”
39. A. Piekara i Z. Pająk (Gdańsk): „Badanie fluktuacji zasięgu cząstek alfa w emulsjach fotograficznych”
40. I. Adamczewski i S. Bernasik (Gdańsk): „Statystyka gwiazdek jądrowych w emulsji klisz fotograficznych”
41. Z. Sobczyński (Gdańsk): „Badania gwiazdek podwójnych w emulsjach fotograficznych do badań jądrowych”
42. T. Badzio (Gdańsk): „Ruchliwość i rekombinacja jonów w oleju parafinowym w zależności od temperatury”
43. K. Gostkowski (Gliwice): „O związku między koagulacją a ruchliwością jonów koagulatora”
44. M. Puchalik (Rokitnica): „Napięcie powierzchniowe układów dwuskładnikowych”
45. T. Musiatowicz (Łódź): „Badania przewodnictwa cieplnego cieczy w zależności od jej prędkości i rodzaju ruchu”
46. J. Hurwic (Warszawa): „Stosowanie nasyconych roztworów wody w benzynie i w czterochlorku węgla jako rozpuszczalników w pomiarach momentów dipolowych”
47. I. Adamczewski (Gdańsk): „Uwagi o możliwości wytwarzania nowotworów w organizmie ludzkim przez promieniowania różnego typu”
48. A. Bajer i A. Z. Hrynkiewicz (Kraków): „Uwagi o mechanizmie mitozy i energii ruchu chromosomów w anafazie”
49. B. Twarowska (Warszawa): „Bioluminescencja bacterium phosphorescens”
50. Z. Kuryło (Gdańsk): „Pomiar zależności stałej dielektrycznej i przewodnictwa elektrycznego substancji fizjologicznych od temperatury”
51. M. Kwiek i E. Karaśkiewicz (Poznań): „Odbudowa sklepienia pewnej sali akustycznej”

52. K. Florek (Wrocław): „Zasada pracy elektro-integratora oporowego do rozwiązywania pewnych nieliniowych równań cząstkowych, w szczególności równania Thomasa-Fermiego w wielu zmiennych”
53. J. Rayski (Toruń): „Elektrodynamika kwantowa w postaci wzajemnościowej”
54. R. S. Ingarden (Wrocław): „Nieliniowa elektrodynamika kwantowa.
55. M. Günther (Warszawa): „Relatywistyczna przestrzeń konfiguracyjna dwu elektronów”
56. J. Rzewuski (Toruń): „O wzajemnym oddziaływaniu cząstek w teorii Feynmana”
57. J. Rzewuski (Toruń): „Interpretacja statystyczna równania Kleina-Gordona”
58. J. Rzewuski (Toruń): „Teoria pól bez rozbieżności”
59. J. Dąbrowski (Warszawa): „Pomiar słabego promieniowania kwadrupolowego przy pomocy interferencji z promieniowaniem dipolowym”
60. L. Maurin (Warszawa): „Obserwowalność linii promieniowania elektrycznego oktopolowego w widmach rentgenowskich oraz reguły wyboru dla liczby kwantowej głównej”
61. Z. Galasiewicz (Wrocław): „Wpływ naprężeń wewnętrznych w dielektryku na polaryzację światła odbitego”
62. J. Łopuszański (Wrocław): „Rozwiązanie równania Thomasa-Fermiego dla molekuł o symetrii osiowej”
63. St. Rouppert (Łódź): „Badanie rozkładu kąтового w reakcji (α, p) w glinie”

STRESZCZENIA

referatów z prac własnych wygłoszonych
na XIII-ym Zjeździe Fizyków Polskich w Krakowie

4. XII. — 9. XII. 1950

1. Lokalne promieniowanie gamma w pomiarach promieniowania kosmicznego na dużych głębokościach. M. MIĘSOWICZ i J. M. MASSALSKI, *Kraków — II. Z. F. A. G. H.*

W pomiarach promieniowania kosmicznego na dużych głębokościach *Barnothy i Forro* (1939, 1949, 1948) podają fakt istnienia silnego nadmiaru koincydencji podwójnych nad potrójnymi dla tego samego teleskopu licznikowego.

Praca Mięsowicza, Jurkiewicza i Massalskiego (1950) potwierdziła realność tego zjawiska wykazując równocześnie główny błąd rozumowania poprzednich autorów co do obliczania wydajności na to promieniowanie. Zdaniem Mięsowicza i jego współpracowników, promieniowanie powodujące nadmiar koincydencji podwójnych nad potrójnymi (nazwane przez tych autorów promieniowaniem A), można wytłumaczyć w ramach promieniowania lokalnego pochodzenia radioaktywnego, co zostało definitywnie stwierdzone w tej pracy. Niniejsza praca wykazała: 1. niezależność promieniowania A od natężenia promieniowania kosmicznego, 2. niezależność promieniowania A od głębokości, 3. ścisły związek promieniowania A z promieniowaniem otoczenia z domieszek promieniotwórczych. Autorowie dyskutują dalej mechanizm powstawania koincydencji A przy dwukrotnym rozproszeniu tego samego fotonu w efekcie *Comptona*. Pomiary wykazują zmiekczenie widma fotonowego po rozproszeniu w pierwszym akcie *Comptona* przez porównanie absorpcji promieniowania z otoczenia z absorpcją promieniowania A.

2. Widmo składowej elektronowej promieniowania kosmicznego na poziomie laboratorium. L. JURKIEWICZ, *Kraków — II. Z. F. A. G. H.*

Przeprowadzono na poziomie laboratorium pomiary promieniowania kosmicznego przy pomocy teleskopu licznikowego, pozwalającego wydzielić z ogólnego promieniowania składową elektronową. Po obliczeniu na podstawie teorii kaskad krzywej zasięgu elektronów w ołowiu można było z otrzymanych krzywych absorpcji stwierdzić, że zarówno widmo całkowite miękkiej składowej (przez miękką składową są rozumiane cząstki, których absorpcja jest znacznie większa niż składowej mezonowej; w jej skład poza elektronami, wchodzi foton i ewentualnie powolne mezony), jak też składowej

elektronowej są wykładnicze. Stwierdzono identyczność obu widm i dość dobrą ich zgodność z widmem przyjmowanym w teorii składowej elektronowej dla wielkich energii.

3. O formule dyspersyjnej dla procesów jądrowych. R. KOŁODZIEJSKI, *Warszawa — II. Z. F. T. U. W.*

Referat o powyższym tytule dotyczy wyprowadzenia formuły dyspersyjnej dla procesów jądrowych, w których cząstka elementarna zderza się z jądrami atomowymi o małej lub średniej masie. Wyprowadzona dla tych procesów formuła wykazuje w porównaniu ze znaną formułą dyspersyjną wyższość pod następującymi względami: 1. jest całkowicie niezależna od matematycznie niesprecyzowanego pojęcia „kompleksu zderzeniowego”, tj. jądra wirtualnie utworzonego podczas zderzenia, 2. pozwala na efektywne obliczanie przekrojów czynnych reakcji jądrowych, 3. obejmuje również i przypadki, w których na skutek reakcji jądrowej jądro rozpada się na trzy lub więcej części, 4. jest dogodna dla stosowania wariacyjnych metod rachunkowych, 5. pozwala traktować reakcje jądrowe jako szczególny przypadek rozpraszania nieelastycznego jąder na jądрах.

4. Wyznaczanie widma absorpcji selektywnej powolnych neutronów w selenie i w arsenie. J. JANIK, *Kraków — II. Z. F. D. U. J.*

Wykonano pomiary przekroju czynnego dla zjawiska absorpcji termicznych neutronów w selenie i w arsenie. Aparatura użyta składała się ze źródła fotonutronów (100 mg Ra otoczone warstwą 3 cm subtelnego proszku berylowego) spowalnianych w 6 cm warstwie parafiny oraz z komory jonizacyjnej wyłożonej warstwą boru, współdziałającej z wzmacniaczem proporcjonalnym i urządzeniem liczącym. Źródło dostarczało wiązki neutronów o maxwellowskim rozkładzie prędkości charakterystycznym dla temperatury 300° K, czyli z maximum przypadającym na 0,026 eV energii neutronów. Przez filtrowanie tych maxwellowskich neutronów przez warstwy boru można było (korzystając z tego, że współczynnik absorpcji neutronów w borze jest dokładnie proporcjonalny do $E^{-1/2}$) otrzymać wiązki neutronów o różnych rozkładach prędkości, przy czym maximum tych rozkładów przesunęło się w stronę tych wyższych energii, im grubsze warstwy boru były użyte jako filtry. Stąd można było otrzymać jakościową zależność przekrojów czynnych jąder Se i As od energii neutronów. Interpretacja wyników jest trudna, ze względu na duże rozmycie funkcji rozkładu prędkości neutronów odfiltrowanych. W każdym razie zdaje się nie ulegać wątpliwości, że mamy tu do czynienia z efektem interferencji termicznych neutronów w mikrokryształach absorbentów.

5. O rozkładzie kątowym par elektronowych wytwarzanych w ołowiu przez promienie gamma MsTh A. Z. HRYNKIEWICZ, *Kraków — II. Z. F. D. U. J.*

Przeprowadzono pomiar rozkładu kąтового par elektronowych wytwarzanych z ołowiu przez promienie gamma MsTh. Preparat MsTh był umieszczony w bloku ołowianym zaopatrzonym w kanał kolimacyjny, przez który

wychodziła wiązka promieni gamma. Pary wytwarzane były w folii ołowianej umieszczonej u wylotu tego kanału. Detekcję par przeprowadzano za pomocą dwóch liczników Geigera-Müllera pracujących w koincydencji. Dobry czas rozdzielczy układu koincydencyjnego pozwalał zaniedbać koincydencje przypadkowe. Zmieniając położenie liczników względem wylotu kanału wyznaczono zależność liczby rejestrowanych par od wartości kąta między kierunkiem padającego fotonu a kierunkiem jednego z elektronów wytworzonej pary przy dwóch ustalonych wartościach kąta między kierunkami fotonu i drugiego elektronu (15° i 20°). Otrzymane krzywe nie zgadzają się z krzywymi teoretycznymi obliczonymi na podstawie teorii Bethego i Heitlera, co dowodzi, że stosowane przez tych autorów przybliżenie Borna jest niewystarczające do obliczenia rozkładu kąтового.

6. Absorpcja w glinie elektronów par wytworzonych w ołowiu przez promienie gamma ThC. A. Z. HRYNKIEWICZ, Kraków — II. Z. F. D. U. J.

Postępując się metodą liczników Geigera-Müllera, pracujących w koincydencji do rejestracji par elektronowych wytwarzanych w folii ołowianej przez promienie gamma $M\text{Th}$, wyznaczono krzywą absorpcji elektronów par w glinie przez osłanianie foliami glinowymi okienek liczników. Na podstawie rozkładów energii elektronów par danych przez teorie Bethego i Heitlera oraz Jaegera i Hulme'a, obliczono teoretyczne krzywe absorpcji. Krzywa doświadczalna znacznie lepiej pasuje do krzywej wyznaczonej na podstawie teorii Jaegera i Hulme'a, jednak istnieje pewna rozbieżność, która mogłaby wskazywać na jeszcze większą asymetrię rozkładu energii obu elektronów par niż to przewiduje ta teoria.

7. Rozkład kierunkowy koincydencji comptonowskich. J. GIERULA, Kraków — II. Z. F. A. G. H.

Mięsowicz, Jurkiewicz i Massalski (*Acta Phys. Pol.* 10, 69 (1950)) okazali, że przy pomiarach promieniowania kosmicznego na dużych głębokościach nadmiar koincydencji podwójnych nad potrójnymi jest spowodowany promieniowaniem gamma mającym źródło w naturalnej promieniotwórczości otoczenia. Praca niniejsza miała za cel dokładne zbadania mechanizmu koincydencji tego typu. Wiązka filtrowanego przez 25 cm ołowiu promieniowania gamma ThC'' padała na licznik G. M. i ulegała na nim rozproszeniu. To rozproszone promieniowanie było rejestrowane przez drugi licznik, tworzący z pierwszym teleskop obracalny wokół osi pierwszego licznika. Przy pomocy układu koincydencyjnego o czasie rozdzielczym 0.36 sek mierzono liczbę koincydencji w zależności od kąta, jaki tworzyła wiązka promieni gamma z osią teleskopu. Uzyskana krzywa wykazuje silne maximum koincydencji dla kierunku około 28° . Zakładając, że koincydencje są wywołane przez kwanty gamma rozproszone na skutek efektu Comptona w pierwszym liczniku, wyznaczono krzywą teoretyczną rozkładu kierunkowego koincydencji. Przy wyznaczaniu tej zależności posłużono się danymi co do rozkładu kierunkowego rozproszonego promieniowania gamma (Klein-Nishina), zasięgu elektronów comptonowskich w materiale licznika i zależ-

ności wydajności licznika G. M. od energii kwantów gamma. Tak uzyskana krzywa jest zgodna z krzywą eksperymentalną.

8. Badania widma ciągłego promieni gamma towarzyszących przemianom beta ^{32}P i ^{90}Y . B. MAKIEJ, *Kraków — II. Z. F. D. U. J.*

Jądra ^{32}P i ^{90}Y należą do klasy jąder promieniotwórczych, które przy przemianach beta nie emitują monochromatycznych promieni gamma. W tym wypadku stają się dostępne pomiary słabego ciągłego promieniowania gamma, tzw. promieniowania hamowania wewnętrznego („internal bremsstrahlung”), towarzyszącego zawsze przemianom beta. Pomiary takie zostały wykonane przy zastosowaniu licznika scyntylacyjnego jako detektora o dużej wydajności. Użycie stosunkowo cienkich źródeł pozwoliło na zredukowanie natężenia promieni X, co umożliwiło otrzymanie krzywych absorpcji promieniowania hamowania wewnętrznego.

9. Widmo RaE w dziedzinie małych energii uzyskane metodą klisz rejestrujących tory elektronowe. J. PŃIEWSKI *Warszawa — Z. F. D. U. W.*

Z dotychczasowych prac wynikało, że w dziedzinie energii poniżej 80 KeV widmo RaE nie jest dostatecznie dobrze znane. Jest to typ widma odpowiadającego przejściu silnie wzbronionemu. W celu uzyskania tego widma zbudowano spektrograf sugerowany przez E. Persico (1949) modyfikując go w ten sposób, by mógł być użyty do klisz rejestrujących tory elektronowe. Uzyskano pewne dane dotyczące geometrii tego typu spektrografu. Zbadano i ustalono warunki, w których tory elektronowe o małej energii ukazujące się na powierzchni emulsji występują najwyraźniej. Ustalono pewne związki między energią, zasięgiem i ilością ziarn. Otrzymano pierwsze dane dotyczące widma energii RaE sięgające 5 KeV.

10. Zgrupowania promieniotwórcze w meteorytach. S. PIENKOWSKI, *Warszawa — Z. F. D. U. W.*

Meteoryty wykazują drobne zgrupowania substancji promieniotwórczych o małym zagęszczeniu oraz drobne ich ilości w wielkiej dyspersji.

11. O rozkładzie ciał promieniotwórczych w polskich granitach dolnośląskich. S. PIENKOWSKI i S. ZMYŚLOWSKA, *Warszawa — Z. F. D. U. W.*

Granity te wykazują: a) bardzo różne ilościowo średnie zawartości ciał promieniotwórczych, b) zgrupowania w drobnych obszarach, c) wysoko skoncentrowane drobne zawiesiny.

12. O pomiarach wilgotności materiałów metodami elektrycznymi. M. JEZEWSKI, *Kraków — I. Z. F. A. G. H.*

Autor dyskutuje różne metody stosowane do określenia wilgotności materiałów, w szczególności do wyznaczania wilgotności drewna. Najwięcej rokującą nadziei jest metoda posługująca się pomiarami pojemności elektrycznej kondensatora z próbkami materiałów. Przy pomocy opracowanej

poprzednio i referowanej na poprzednim zjeździe metody zostały wykonane pomiary na szeregu próbek drewna kilku gatunków. Pomiary wykazały, że nie ma jednoznacznej zależności między wilgotnością i stałą dielektryczną drewna, natomiast stała dielektryczna zależy od wody zawartej w próbce określonych rozmiarów. Przez pomiar pojemności kondensatora z próbkami drewna można zatem określić zawartość wody w próbce, ważąc ją zaś łatwo już wyliczyć wilgotność. Wynikają stąd pewne ogólne wskazania odnoszące się do pośrednich technicznych pomiarów wilgotności różnych materiałów.

13. Wytrzymałość, stała dielektryczna i przewodnictwo elektryczne w zależności od temperatury dielektryka typu masy kablowej. J. SUŁOCKI, *Gdańsk — II Z. F. P. G.*

Praca obejmowała badanie w. w. zależności dla masy kablowej produkcji krajowej oznaczanej w handlu literą „D”. Wytrzymałość elektryczną badano aparaturą wysoko-napięciową z prostowaniem: układ elektrod kula — płyta uziemiona, odległość elektrod rzędu 2 mm. Masę badano w zakresie temperatur 0°—60° C. Otrzymane wyniki wykazują na wybitny spadek wytrzymałości dopiero przy temperaturach powyżej 40° C. Wskazywało by to na cieplny mechanizm przebicia. Stała dielektryczna wskazuje nieznaczne obniżenie swej wartości w okolicy temperatury topnienia, tj. 45° C. Masa świeża wykazuje wyższą wartość stałej dielektrycznej od masy poddanej próbom na przebicie. Przewodnictwo elektryczne badano w zakresie 0°—60° C i przy użyciu różnych napięć. Bliższa analiza wyników i opracowanie teoretyczne w toku.

14. Sondowanie promieniotwórczości w otworach wiertniczych nową aparaturą dostosowaną do istniejących warunków technicznych. M. MIĘSOWICZ, L. JURKIEWICZ i A. MIKUCKI, *Kraków — II. Z. F. A. G. H.*

Na poprzednim Zjeździe referowano sondowanie promieniotwórczości aparaturą próbną o nieciągłej rejestracji w pustym odwiercie. Ponieważ ówczesne trudy dały rezultaty pozytywne, autorzy skonstruowali na zamówienie G.I.N. aparaturę przystosowaną do warunków technicznych istniejących w poszukiwaniach wiertniczych. Aparatura ta miała spełniać następujące warunki: 1. Ciągłość rejestracji, 2. Możliwie duża szybkość rejestracji, 3. Głębokość zapuszczenia do 2000 m, 4. Zasilanie przy pomocy 3-żyłowego kabla stosowanego już w poszukiwaniach, 5. Możliwość zapuszczenia do otworów z płuczką, a więc do ciśnień 250 at, 6. Średnica sondy nie powinna przekraczać 5-ciu cali. — Aparatura skonstruowana przez autorów spełnia powyższe warunki. Zastosowano 4 duże liczniki połączone równolegle. Sonda zasilana jest kablem nośnym 3-żyłowym. Zastosowano lampy podwójne zasilane szeregowo 2-ma żyłami. Impulsy z liczników wzmocnione przekazywano transformatorem 3-cią żyłą do aparatury górnej. Sonda miała osłonę szczelną do 250 at. Aparatura górna zawierała multiwibrator, wyrównujący impulsy, integrator i woltomierz lampowy z miliamperomierzem samopizującym. Integrator miał stałą czasową 12 sek. Szybkość zapuszczenia mogła być zmieniana w granicach od 3-ch do 10-ciu metrów na minutę. W dotychczasowych próbach liczba impulsów zawierała się w granicach od 150 do 700 na minutę. Pomiary były wykonywane nawet przy 5-ciokrotnym zarurowaniu rurami o średnicach

do 18⁵/₈ cala, o grubości ścianek do 10 mm. Dotychczasowe pomiary wykonane na kablu 2000 metrów do głębokości 1330 m. Przykłady krzywych promieniotwórczości, które przedstawiono, wykazują dobre reprodukowalności w zakresie dozwolonych fluktuacji statystycznych. Ich ogólny charakter zgodny jest z profilem geologicznym.

15. Otrzymywanie prostowniczych elementów kuprytowych Cu - Cu₂O.
W. MAJEWSKI, *Warszawa - Z. F. E. P. W.*

Zakład Fizyki Elektronowej przystąpił do bliższego zbadania powyższego zadania mając na celu w końcowym wyniku prócz zainteresowań naukowych zebranie koniecznych danych dla ewentualnego umożliwienia produkcji płytek prostowniczych na skalę przemysłową. Prace są wykonywane zespołowo przez asystentów Zakładu. W pierwszym etapie ograniczono się do wstępnych jakościowych badań przy użyciu możliwie najprostszycch urządzeń. Przede wszystkim chodziło bowiem o wybór odpowiedniego gatunku miedzi rynkowej, opanowanie techniki wstępnej obróbki mechanicznej, a następnie cieplnej płytek prostowniczych, wreszcie ich końcowej obróbki i najodpowiedniejszych sposobów montowania z nich układów prostowniczych. Zebrany dość znaczny materiał doświadczalny jest obecnie porządkowany i opracowywany. Na jego podstawie możliwe będzie przejście do dalszych, bardziej szczegółowych badań. Z wyprodukowanych w Zakładzie płytek prostowniczych zmontowano 5 modeli zespołów prostowniczych. Dla uzyskania danych statystycznych co do rozrzutu własności prostowniczych płytek danej serii produkcji, wyprodukowano we wrześniu 1950 r. 500 elementów prostowniczych. Z tej serii 160 płytek użyto dla zmontowania prostownika w układzie Graetz a do ładowania akumulatorów. Został on całkowicie pod względem mechanicznym jak i montażu wykonany w Zakładzie. W ciągu 140 godzin (z przerwami) pracy pod nominalnym obciążeniem nie zauważono żadnych zmian jego własności.

16. Płytką miedziana dwustronnie pokryta tlenkiem miedziawym jako element prostowniczy. K. DYBOWSKI, *Warszawa - Z. F. E. P. W.*

Zazwyczaj elementem prostowniczym jest płytka miedziana pokryta warstwą tlenku miedziawego (Cu₂O). Orientacyjne próby zdają się wskazywać na możliwość wykorzystania płytki dwustronnie pokrytej tlenkiem miedziawym. W Zakładzie montuje się prostownik składający się z takich płytek, który zostanie poddany szczegółowemu badaniu. W razie pozytywnego wyniku fakt ten miałby donieść znaczenie dla produkcji tego typu prostowników. W dostępnej literaturze autor nie znalazł wzmianek o możliwości stosowania płytek dwustronnie pokrytych tlenkiem miedziawym.

17. Wpływ częstości zmian oświetlenia na pracę komórki zaporowej.
Z. ROGALSKA, *Kraków - I. Z. F. D. U. J.*

Przeprowadzone za pomocą oscyloskopu obserwacje zależności amplitudy zmian napięcia wytwarzającego się na biegunach fotoogniwa selenowego od częstości zmian oświetlenia wykazały, że amplituda ta szybko maleje ze wzro-

stem częstości zmian oświetlenia. Występuje stała składowa napięcia, na którą jest nałożona składowa zmienna o amplitudzie malejącej ze wzrostem częstości. Wskazuje to na pewną bezwładność komórki zaporowej. Dochodząc do częstości zmian oświetlenia ok. 2000 na sek. nie zaobserwowano ani na oscyloskopie ani też na przyrządach o dużej bezwładności, jak galwanometr i woltomierz lampowy, zmaleńnięcia średniej wartości napięcia. Dalsze badania doświadczalne w toku.

18. Z badań nad sumami świetlnymi fosforów. P. JASZCZYN, *Warszawa – Z. F. D. U. W.*

Fosfor ZnS-Cu pobudzono światłem lampy rtęciowej zaopatrzonej w filtr Wooda. Podczas wzbudzania badano luminescencję metodą spektrograficzną. Sumy świetle wypromieniowane po wyłączeniu źródła mierzone za pomocą fotokomórki.

19. Termiczne zmiany fluorescencji roztworu biacenaftelidenu w silikonie. K. ROSIŃSKI, *Warszawa – Z. F. D. U. W.*

W widmie fluorescencji silikonowego roztworu biacenaftelidynu pobudzonej bliskim nadfioletem wykryto 4 rozmyte dość poza tym wyraźne pasma. Stwierdzono przesunięcie maksimum tych pasm w stronę fal krótkich przy wzroście temperatury. Stwierdzono czysto termiczne wygaszanie fluorescencji. Efektem ubocznym jest nieodwracalne wygaszanie fluorescencji związane z trwałymi zmianami cząsteczki fluoryzującej.

20. Wpływ pobudzenia monochromatycznego na świecenie roztworów tetrahydrofluorocyklenu. Z. MAŁKOWSKI, *Warszawa – Z. F. D. U. W.*

Rejestracja fotograficzna procesów rozpadu cząsteczek świecących, a w ogólności fotografowanie słabych świeceń w stosunkowo krótkim czasie, zostało umożliwione przez połączenie spektrografu o wielkiej świetlności z podwójnym monochromatorem szklanym. Badając fluorescencję tetrahydrofluorocyklenu w różnych roztworach stwierdzono, że w czterochlorku węgla cząsteczka badana ulega rozpadowi pod wpływem naświetlania krótkofalowym światłem widzialnym. Skutkiem reakcji fotochemicznej w roztworze powstają nowe pasma absorpcyjne dające możliwość spektrograficznej kontroli widm świecenia cząsteczki nierozłożonej i produktów rozpadu. Stosując pobudzenie monochromatyczne do widm fluorescencji badanego barwnika w alkoholu amylovym stwierdzono, że zespół pasm świecenia charakterystycznego dla pochodnych fluorocyklenu rozpada się na grupy dające się oddzielnie pobudzać.

21. Pomiar energii wydzielanej przez elektrycznie pobudzony azot. H. CYGAN, *Wrocław – II Z. F. D. U. Wr.*

Rayleigh (*Proc. Roy. Soc.*, 189, 296 (1947)) badał energię aktywnego azotu pobudzonego wyładowaniem elektrycznym bezelektrodowym (impulsami rzędu 10^{-6} sek. co 0,5 sek.). Energia wydzielala się na folii platynowej umiesz-

czonej w lampie osiowo i była mierzona elektrycznie. Przy założeniu, że każda cząsteczka azotu w lampie została pobudzona i każda oddaje swą energię folii w czasie między dwoma impulsami, obliczył Rayleigh energię przypadającą średnio na jedną cząsteczkę. Rayleigh uważa swe wyniki za trudne do wyjaśnienia. Autor powtórzył wyniki Rayleigha w lampie nieco zmodyfikowanej. Jakkolwiek różniły się one co do rzędu wielkości od wyników Rayleigha, autor uważa, że różnica pochodzi od różnic geometrii lamp. Zależność energii od ciśnienia jest zgodna z wynikami Rayleigha.

Autor proponuje następujące wyjaśnienie wyników Rayleigha: Przybliżone obliczenia pokazują, że w warunkach pracy lampy Rayleigha elektrony (ale nie jony) dużej prędkości zostają skierowane polem elektromagnetycznym ku osi lampy, w której była folia. Analiza warunków elektrycznych Rayleigha prowadzi do wyniku, że w jego lampie istniało silne pole elektryczne między nawiniętą na lampie cewką a osiowo umieszczoną folią. To pole powodowało prądy przez gaz ku folii, a zatem wydzielanie energii na folii. W lampie autora z powodu nieco innych stosunków geometrycznych oba czynniki powyższe grały mniejszą rolę. Tym tłumaczy się mniejsza wartość energii otrzymanych przez autora.

22. Z badań nad zasięgiem świecenia par metali w iskrze. R. MIERZECKI, Warszawa — Z. F. D. U. W.

Badano widmo świecenia różnych części iskry w powietrzu między elektrodami metalowymi. W szczególności analizowano gaśnięcie natężeń prążków Zn I 4680, Zn I 4722, Zn I 4810, Zn II 4924. Stwierdzono, że natężenie prążków związanych z materiałem elektrod maleje liniowo w miarę oddalania się od tych elektrod. Włączenie pojemności równoległe do przerwy iskrowej powoduje wzrost natężenia prążków pochodzących od atomów zjonizowanych, które jednak jeszcze szybciej gasną. Wszystkie wyniki mieszczą się w ramach hipotezy termicznego wzbudzenia par metali w iskrze.

23. Konstrukcja spektrometru masowego a zjawiska jonizacyjne. W. ŻUK, Lublin — Z. F. U. M. C. S.

W Zakładzie Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Marii Curie-Skłodowskiej w Lublinie został zbudowany spektrometr masowy typu A. O. Niera z 60° soczewką magnetyczną. Źródło jonów tego spektrometru zostało skonstruowane w ten sposób, że mogło pracować bez działania zewnętrznego pola magnetycznego. Gaz znajdujący się w źródle pod ciśnieniem rzędu 10^{-3} mm Hg był jonizowany wiązką elektronową, przebiegającą wpoprzek szczeliny wyciągającej jony. Stałość emisji elektronowej zabezpieczała siatka umieszczona w pobliżu źródła elektronów. Ogólne natężenie prądu jonowego nie przekraczało 10^{-10} A. Wytworzona wiązka jonów była monokinetyczna, jej rozbieżność energetyczna wynosiła zaledwie kilka elektronowoltów. — Zostały zbadane zjawiska jonizacyjne zachodzące w źródle jonów dla powietrza, azotu, tlenku i dwutlenku węgla. Zależność między natężeniem wiązki elektronowej a ilością wytwarzanych jonów okazała się liniową o współczynniku równym 12 jonów na 1 cm drogi elektronu w gazie o ciśnieniu 1 mm Hg. Zależność natomiast między natężeniem wiązki elektronowej a otrzymanym

prądem jonowym nie była liniowa i przy pewnej wartości prądu elektronowego natężenie prądu jonowego pozostawało prawie stałe. Ten przebieg krzywej dla prądu jonowego został wykorzystany dla zapewnienia stałości natężenia strumienia jonowego. Zostało wykazane, że podobnego przebiegu krzywej nie można tłumaczyć efektem nasycenia przestrzeni jonizacyjnej jonami. Dokładniej od innych gazów były badane azot i dwutlenek węgla. W otrzymanych widmach masowych azotu i dwutlenku węgla największe natężenie mają linie N_2^+ oraz CO_2^+ .

24. Budowa zautomatyzowanej komory Wilsona i jej zastosowanie do wyznaczania zasięgów cząstek alfa RaC'. J. HENNEL, *Kraków – II Z. F. D. U. J*

Referat obejmuje krótki opis zbudowanej przez prelegenta w II Zakładzie Fizyki Doświadczalnej U. J. komory Wilsona wraz z urządzeniami pomocniczymi. Komora Wilsona zbudowana została w oparciu o konstrukcję podaną przez Crane'a i Mouzóna (*Rev. Sc. Instr.*, 8, 351 (1937)) przy wprowadzeniu pewnych modyfikacji. Tłok komory poruszany jest pneumatycznie. Sterowanie komory odbywa się za pomocą urządzenia włączającego kontakty elektryczne w odpowiednich odstępach czasu za pomocą wału z ekscentrami. Urządzenie oświetlające wnętrze komory (dla dokonania zdjęcia fotograficznego torów) zbudowane jest przy użyciu lampy błyskowej umieszczonej w specjalnym reflektorze. Jako pierwsze zastosowanie nowozbudowanej komory autor wykonał pomiary zasięgu cząstek alfa z RaC'. Cząstki alfa pochodziły z osadu promieniotwórczego zebranego na pręciku metalowym umieszczonym wewnątrz komory. Materiał statystyczny obejmuje sto kilkadziesiąt zmierzonych torów. Osiągnięto wynik w granicach błędu zgodny z ogólnie przyjętą wartością.

25. Z badań nad wyładowaniami błyskowymi. B. PIEKARA, *Gdańsk – I Z. F. A. G.*

Opracowany został szereg specjalnych typów lamp błyskowych wypełnionych argonem pod ciśnieniem kilkunastu cm Hg. Lampy te włączone w obwód kondensatora dają w czasie rozładowania bardzo silne i krótkotrwałe błyski, którym towarzyszą „pulsy” silnego prądu elektrycznego i pola magnetycznego. Zbadany został charakter przebiegu natężenia świecenia i prądu elektrycznego w czasie przy pomocy oscylografu dwuwiazkowego. Czas świecenia błysku jest rzędu wielkości 100μ sek i jest różny dla różnych typów lamp. Wykonane zostały pomiary szczytowej wartości natężenia prądu elektrycznego (ok. 10 kA), natężenia świecenia, zależności natężenia świecenia i natężenia prądu od napięcia przyłożonego do lampy oraz od ciśnienia w lampie itd. W trakcie badania jest wpływ pola magnetycznego zewnętrznego i własnego na natężenie świecenia i czas trwania błysku. Znalezione, że pola magnetyczne zwiększa wartość maksymalną natężenia światła.

26. Zmiany zachodzące w liczniku G. M. podczas starzenia się przy pracy i próby regeneracji zużytych liczników. L. JURKIEWICZ i J. GIERULA, *Kraków – II Z. F. A. G. H.*

W związku z pracami zakładu przeprowadzono badania nad czasem życia liczników G. M. Użyto do tego celu liczników o średnicy 25 mm, długości

czynnej 60 mm, grubości ścianki 1 mm mosiądzu, napełnionych normalnie mieszanką argonu i alkoholu. Liczniki te były „naświetlane” preparatem Ra umieszczonym w stałym położeniu, tak że licznik liczył około 25 000 imp. na min. Jako źródła wysokiego napięcia użyto suchych baterii anodowych. Przy pomocy skalera zdejmowano charakterystyki liczników co 10^7 impulsów oraz mierzono wysokość impulsów w stałych warunkach przy pomocy oscylografu. Do pierwszej próby użyto 3 liczników, do następnej 9-ciu¹⁾. W miarę starzenia się liczników obserwowano stałe podnoszenie się progów i przesuwanie się charakterystyk jako całości bez widocznych zmian ich nachylenia. Zmiany nachylenia charakterystyk i ich skracanie wystąpiły dopiero po policzeniu ok. $8,10^8$ impulsów. Wysokość impulsu dla pierwszych $5 \cdot 10^7$ impulsów jest praktycznie stała, po czym spada wykładniczo do wartości kilkanaście razy mniejszej. W pierwszym okresie pracy liczników obserwuje się nagłe podnoszenie się progów o ok. 20 V po przyłożeniu napięcia. Usunięcie napięcia powoduje powrót progów do pierwotnej wartości. Obserwuje się bardzo silne narastanie czułości fotoelektrycznej w miarę starzenia się licznika. Z 3 pierwszych liczników jeden został otwarty. Drut wyjęty z niego wykazuje pod mikroskopem obecność licznych przezroczystych kryształków ustawionych przeważnie radialnie. Dwa pozostałe liczniki napełniono ponownie świeżą mieszanką. Nie wykazały one żadnej poprawy pracy. Celem regeneracji przeprowadzono następnie przez nie wyładowanie w powietrzu pod ciśnieniem 2 mm Hg, przykładając plus wysokiego napięcia (z induktora) na płaszc licznika. Po kilkunastominutowym wyładowaniu liczniki napełniono jak pierwotnie. Okazało się, że miały one charakterystyki identyczne z tymi, jakie posiadały przed zesterowaniem. Liczniki te wraz z nową serią 7 liczników poddano ponownie starzeniu. Wszystkie obserwowane zmiany niczym nie różniły się od pierwotnie zaobserwowanych. Wykonano też specjalne próby celem wyjaśnienia sprawy podnoszenia się napięcia progowego w czasie starzenia się licznika.

27. Zależność wydajności liczników G. M. na promienie gamma od grubości i rodzaju ścianki. M. SUFFCZYŃSKI, *Kraków* – II. Z. F. U. J.

Zbadano przebieg względnej wydajności liczników G. H. na promienie gamma w zależności od grubości ścianki licznika. Ścianka sporządzona była z mosiądzu i, w innych licznikach, ze złota. Źródłem promieni gamma był Ra w równowadze z pochodnymi filtrowany 2 i 3 cm ołowiu oraz Th filtrowany 3 cm ołowiu. Krzywe przebiegu względnej wydajności okazały się typowymi „krzywymi przejścia” z płaskimi maksimum przesuwającym się z wzrastającą energią padających fotonów gamma ku większej grubości ścianki.

28. Zależność wydajności licznika G. M. od ciśnienia argonu dla linii rentgenowskiej K_{α} żelaza. K. CYNO, *Kraków* – II Z. F. A. G. H.

Pracę powyższą wykonano w Zakładzie A. G. H. w Krakowie jako wstępną próbę zastosowania liczników G. M. zamiast kliszy fotograficznej w badaniu struktury metodą Debye'a-Scherrera. W dziedzinie używanych tam fal ($0,7 \text{ \AA} - K_{\alpha} \text{ Mo}$, $1,5 \text{ \AA} - K_{\alpha} \text{ Cu}$, $1,9 \text{ \AA} - K_{\alpha} \text{ Fe}$) następuje selektywny

¹⁾ Stwierdzono, że uległy one zepsuciu po policzeniu 10^9 impulsów.

efekt fotoelektryczny w używanych gazach licznikowych, jak krypton (brzeg absorpcji 0,86 Å) czy argon (brzeg absorpcji 3,9 Å).

Jeśli założymy padanie równoległe do osi licznika, to wydajność wyrazi się wzorem

$$W = e^{-\mu cm} (1 - e^{-\mu cl}),$$

gdzie μ — masowy współczynnik absorpcji, m — długość martwa licznika, l — czynna długość tegoż, c — gęstość gazu. Funkcja ta ma optimum względem gęstości względnie względem ciśnienia przy ciśnieniu:

$$p_0 = \frac{76}{c' \mu l} \ln \left(\frac{m+l}{m} \right), \quad (c' \text{ gęstość w normalnych warunkach}).$$

Wydajność maksymalna będzie:

$$W_0 = \left(\frac{m}{l+m} \right)^{\frac{m}{l}} \left(1 - \frac{m}{m+l} \right).$$

Celem pracy było eksperymentalne dobranie ciśnienia dla najkorzystniejszych warunków wydajności i pracy licznika oraz porównanie rezultatów z wzorami przytoczonymi. W tym celu skonstruowano licznik z okienkiem mikowym grubości 28 μ , integrator jako aparaturę rejestrującą oraz aparaturę do zmiany ciśnienia argonu w liczniku. Integrator składał się z multiwibratora, którego impulsy wywołane przez impulsy licznika ładowały element całkujący złożony z kondensatora 25 μ F i oporu 400 k Ω . Średnie napięcie na tym elemencie proporcjonalne do natężenia promieniowania zamieniane jest woltomierzem lampowym na prąd miliamperomierza. Pomiar zasadniczy polegał na utrzymaniu stałego natężenia promieniowania K_{α} Fe i dopuszczeniu argonu do licznika. Tak otrzymano eksperymentalnie krzywą zależności wydajności od ciśnienia. Zgadza ona się z krzywą teoretyczną. Nieznaczne odstępstwa tłumaczy autor wzrostem czasu martwego i zmienną objętością czynną. Udawadniają to pomiary uboczne: oświetlenie promieniami gamma daje też pewną zależność wydajności do ciśnienia w liczniku. W celu udowodnienia poprawności pomiaru zmierzono zależność pochyłości charakterystyki od ciśnienia. Znaleziono ciekawy efekt znikania pochyłości w pewnych warunkach napełnienia. Efekt ten wydaje się być osiągalny na każdym liczniku. Może on rzucić światło na impulsy błędne.

29. O pomiarach czasu martwego liczników G. M. metodą opóźnionych koincydencji. T. MORSTIN, *Kraków — I Z. F. A. G. H.*

Na podstawie pracy S. C. CURRANA i R. R. RAE (*Rev. Sci. Instr.*, 18, 871 (1947)) autorka zbudowała aparaturę do pomiaru czasu martwego liczników G. M. Metoda pomiaru: Każdy z impulsów licznika nasświetlanego preparatem promieniotwórczym działa na dwa układy: układ koincydencyjny ROSSIEGO oraz multiwibrator, którego zadaniem jest opóźnianie impulsów. Opóźniony impuls doprowadzany jest do układu koincydencyjnego, gdzie otrzymuje się koincydencję opóźnionego impulsu z następnym, przychodzącym wprost z licznika. Z krzywej przedstawiającej zależność liczby koincydencji od czasu opóźnienia impulsu wyznacza się efektywny czas martwy licznika. Wyniki pomiarów potwierdziły fakt, że czas martwy licznika zależy od średnicy licznika. Aparatura nadaje się do badania zależności czasu martwego od różnych czynników.

30. Wpływ oporu katodowego na własności stabilizatora typu S. W. MOŚCICKI, Poznań — Z. F. D. U. P.

Zgodnie z klasyfikacją H u n t a i H i c k m a n a (*Rev. Sc. Instr.* 10, 6 (1939)) wszystkie stabilizatory lampowe stanowią kombinacje trzech zasadniczych typów: typu „s” stanowiącego zastosowanie dla celów stabilizacji mostka pomiarowego stromości triody; typu „u” wywodzącego się z mostka pomiarowego współczynnika wzmocnienia triody; oraz obwodu rozwiniętego z jedno-stopniowego wzmacniacza degeneracyjnego — typ „D”.

Przedyskutowano wpływ oporu katodowego (r) na warunki stabilizacji oraz własności stabilizacyjne stabilizatora typu „s”.

Warunek stabilizacji dla tego typu stabilizatora (typ „rs”) brzmią:

$$\frac{s}{1+rs} = \frac{R_m}{R_1 R_3}, \quad (R_1 \text{ opór anodowy, } R_m = R_2 + R_3, \text{ dzielnik napięcia wejściowego w obwodzie siatki}).$$

Przy pracy na prostoliniowej części charakterystyki i spełnieniu warunków stabilizacji, współczynnik stabilizacji jest dla stabilizatora tego typu nieskończenie wielki. W wypadku odstrojenia się od warunków stabilizacji stabilizator typu „rs” daje stabilizację $(1+rs)$ krotnie lepszą niż stabilizator „s” i jest wskutek tego mniej wrażliwy na ewentualne zmiany wartości oporów (grzanie się). Jeżeli warunki pracy dopuszczają zmianę napięcia stabilizowanego o wartości $\Delta E_0 = \delta$, wówczas stosunek dopuszczalnych oscylacji na wejściu do stabilizatorów typu „s” i „rs” posiada wartość

$$\frac{|\Delta E|(rs)}{|\Delta E|(s)} = 1+rs.$$

Przy użyciu stabilizatora „rs” do polaryzacji siatki lampy stabilizatora typu „D” można przez odpowiedni dobór stałych układu uzyskać stabilizację dołownie wielką (współczynnik stabilizacji stabilizatora kombinowanego typu

$$\text{„rsD” wyraża się wzorem } S_{rsD}^{-1} = \left(D - \frac{\Delta s}{s_0} \cdot \frac{1}{1+rs} \right), \quad (D^{-1} = 1 + u + \frac{r_a}{R_0},$$

gdzie r_a — opór wewnętrzny lampy stabilizatora „D”), przy pracy stabilizatora na części zakrzywionej charakterystyki. Opór wewnętrzny stabilizatora

tego typu jest $\left(R = \frac{r_a}{s_D - \frac{r_a}{R_0}} \right)$ identyczny z oporem wewnętrznym stabilizatora D.

31. Stabilizator napięć do 4 kV typu rsD obciążalny do 5 mA. W. MOŚCICKI i S. OLSZAŃSKI Poznań — Z. F. D. U. P.

Zbudowano przenośny stabilizator wysokiego napięcia na lampach LS 50, przecokołowanej lampie REN 904 oraz oporach masowych. Stabilizator pracuje na zakrzywionej części charakterystyki lampy LS 50 użytej w układzie „rs” sterującym siatkę lampy D (REN 904). Polaryzację katody oraz siatki drugiej stanowi zespół stabilizatorów STV 240/40. Potencjometr w obwodzie siatki pozwala zmieniać w sposób ciągły polaryzację tej siatki względem katody co umożliwia pokrycie szerokiego zakresu napięć stabilizowanych (od

1500 V — 4500 V). Opory obwodu dobrane są tak ażeby stabilizacja układu „rs” następowała dla określonych stromości lampy LS 50, a stabilizacja układu „rsD” dla innych większych stromości odpowiednich dla maksymalnego obciążenia lampy w czasie pracy. W tych warunkach teoretyczna stabilizacja układu przy zmianach napięcia wejściowego o 1500 volt winna być lepsza niż dla idealnie wysterowanych stabilizatorów typu „s” i typu „D”.

Zbudowany stabilizator wymaga około 4 godzinnego grzania dla osiągnięcia stabilnych warunków pracy. Regularne powolne zmiany napięcia wyjściowego w funkcji napięcia wejściowego nie przekraczają wartości 10 V przy stabilizacji na wysokości 3500 — 4000 V i zmianach napięcia na wejściu o 2000 V i są spowodowane w głównej mierze grzaniem się oporów. Nieregularne skoki napięcia stabilizowanego o amplitudzie rzędu 2 voltów spowodowane są niedostateczną stabilizacją polaryzacji i mogą być usunięte przy polaryzacji bateryjnej.

Stabilizator wykazuje dużą bezwładność. Reakcja stabilizatora na szybkie zmiany napięcia wejściowego o amplitudzie rzędu 600 voltów są rzędu 2 voltów.

32. Uniwersalny układ koincydencyjno-selekcyjny (hodoskop). A. ZAWADZKI, Łódź — Z. F. D. U. Ł.

Układ lamp elektronowych, zbudowany w Zakładzie Fizyki Eksperymentalnej I Uniwersytetu Łódzkiego służy do indywidualnego wyznaczania wzbudzanych cząstkami naelektryzowanymi liczników G. M., które pracować mogą w dowolnym zestawieniu. Przeznaczony on jest w zasadzie do obsługiwaniania większej liczby liczników, rozmieszczonych w pewnej określonej przez dane zagadnienie sieci przestrzennej. Układ może odtwarzać kształty poszczególnych torów cząstek, niezależnie od tego czy występują one pojedynczo czy zbiorowo. Czas rozdzielony układu wynosi 0,4 mikrosek. Wydajność układu lampowego wynosi 98%. Rejestracja odbywa się przez filmowanie ekranu z zapalającymi się sygnalizacyjnymi lampkami neonowymi. Układ zmontowany w Zakładzie składa się na raz e z 132 komórek licznikowych, pracuje w czterokrotnej koincydencji z antykoincydencją. Niezależnie od ustalonego rzędu koincydencji układ może obsługiwać dowolną dodatkową liczbę komórek indywidualnych przez zaopatrzenie tych komórek w numery telefontyczne zamiast neonówek, co umożliwi kombinowanie koincydencji różnych rzędów i w różnych zestawieniach. Cecha ta stanowi o jego uniwersalnej możliwości zastosowania do każdego zagadnienia.

33. Nowy prosy typ generatora impulsów prostokątnych. O. DASZKIEWICZ, Kraków — II. Z. F. D. U. J.

Zbudowany generator impulsów prostokątnych posiada dwie części: multiwibrator o sprzężeniu katodowym i parafazowy wzmacniacz degeneracyjny. W multiwibratorze stosuje się płynną regulację napięcia anodowego (przy pomocy potencjometru), dzięki czemu uzyskuje się zmianę czasu trwania impulsów przy niezmięonej ich liczbie w jednostce czasu. Parafazowy wzmacniacz degeneracyjny pozwala na jednoczesne pobieranie impulsów różniących się fazą o 180° oraz na względnie proste przełączenie na układ dający im-

pulsy bardzo krótkie. Regulacja częstości generatora odbywa się przez ciągłą zmianę oporu ograniczającego prąd siatki multiwibratora i skokową zmianę pojemności.

34. Przygotowywanie cienkich źródeł do celów spektrografii β . J. PNIEWSKI i M. DANYSZ, *Warszawa — Z. F. D. U. W.*

Liczne rozbieżności w rozkładzie widm β dla małych energii są głównie wynikiem trudności związanych z przygotowaniem cienkich źródeł. Celem uzyskania odpowiedniego źródła RaE zastosowano metodę destylacji w próżni czystego radiopierwiastka. Opracowano technikę sporządzania źródeł zawieszonych na błonie zaponowej metalizowanej napyłonym złotem o całkowitej grubości poniżej $5 \mu\text{g}/\text{cm}^2$. Uzyskano na tej drodze źródło o aktywności około $80 \text{ C}/\text{mm}^2$. Zanotowano niszczenie źródła przez cząstki α powstającego polonu.

35. Zastosowanie rozwidlonej prowadnicy światła do koincydencyjnego liczenia scyntyłacji cząstek α . B. MAKIEJ, *Kraków — II. Z. F. D. U. J.*

Powszechnie stosowanym materiałem ekranu licznika scyntylicyjnego do liczenia cząstek α jest siarczek cynku aktywowany srebrem. Pod wpływem bombardowania cząstkami α związek ten daje powoli zanikającą fosforescencję („afterglow”), która umożliwia dokładne liczenie cząstek α o małych energiach. Trudność ta została usunięta przez doprowadzenie światła scyntyłacji za pomocą rozwidlonego pręta perspexowego do dwóch fotopowielaczy połączonych w układzie koincydencyjnym. Urządzenie takie pozwala na niemal zupełne wyeliminowanie tła oraz na wydajne liczenie cząstek α o małych energiach.

36. Ziarnistość obrazów fotograficznych. R. S. INGARDEN i J. G. MIKUSIŃSKI, *Wrocław — Z. F. T. U. W.*

Opierając się na założeniu, że ziarnistość wywołanych warstw fotograficznych jest określona przez dystrybucję liczby oraz wielkości ziarn w warstwie, przy czym pierwsza dystrybucja nie koniecznie musi być poissonowska, lecz mogą występować pewne siły powodujące np. skupienia ziarn, wprowadzono matematyczną teorię ziarnistości. Jako miarę ziarnistości przyjęto fluktuację gęstości optycznej przy pomiarze dokonywanym na małych polach o powierzchni A zakładając, że odchylenie normalne od grubości średniej jest

$$(1) \quad \sigma_D = \frac{MDa}{A} \left\{ \frac{\sigma_a^2}{a^2} + L^2(A) \right\},$$

gdzie M — przedstawia moduł log dziesiętnych, D — gęstość średnia, a — średnią powierzchnię projekcji ziarna, σ — odchylenie normalne a , L zaś współczynnik Lexisa, będący miarą aglomeracji (skupienia się) ziarn. Podstawiając wg Selwyna

$$\sigma_D = \frac{G}{\sqrt{2A}},$$

otrzymuje się wzór na ziarnistość G , w którym wielkość pola pomiarowego odgrywa znacznie mniejszą rolę:

$$(2) \quad G = \sqrt{2M} \overline{Da} \left\{ \frac{\sigma_a^2}{a^2} + L^2(A) \right\} \text{ (przy czym } 2M=0.87).$$

Zależność ta różni się od wzoru wyprowadzonego przez Selwyna $G = \sqrt{0.87} \overline{Da}$ wyrazem ujętym w klamry. Pierwszy człon tego wyrazu uwzględnia wpływ dyspersji wielkości ziarn, drugi zaś wpływ aglomeracji względnie skupienia ziarn. Drugi człon jest zależny od wielkości pola pomiarowego A i być może jego wpływ jest wyjaśnieniem obserwowanego przez wielu autorów wzrostu wielkości G w miarę powiększania pola A .

37. Ziarnistość powiększonych obrazów fotograficznych. W. ROMER, Wrocław — P. Wr.

Na podstawie rozumowania fizykalnego wykazano, że przy powiększaniu obrazów ziarnistych przy pomocy obiektywów jakie stosuje się powszechnie w praktyce, „wielkość ziarn” w obrazie powiększonym jest zależna jedynie od wielkości plamki aberacyjnej albo dyfrakcyjnej obiektywu oraz od stopnia powiększenia, kontrast zaś obrazu ziarnistego zależy od ziarnistości warstwy fotograficznej. Zależności te potwierdzono doświadczalnie. Gdy przy użyciu obiektywu o idealnej korekcji zmienia się wielkość plamki dyfrakcyjnej (krążka Airy'ego) zmieniając przesłonę obiektywu zmienia się wielkość ziarna w obrazie ziarnistym a równocześnie jego kontrast. Również przy zastosowaniu przesłony w kształcie prostokątnej szczeliny dającej plamkę dyfrakcyjną wydłużoną otrzymuje się obraz ziarnisty o ziarnach wydłużonych zgodnie z przewidywaniem. — Wykonano wstępne prace zmierzające do zastosowania opisanego zjawiska do pomiaru ziarnistości.

38. Zasięgi cząstek α i protonów w emulsji fotograficznej w zależności od ich energii. A. NATANSON, Warszawa — Z. F. D. U. W.

W kliszy ładowanej litem zmierzono łączny zasięg produktów reakcji Li^3 (n, α) H^3 . Otrzymany wynik zestawiono z przewidywanym na podstawie znanej energii tej reakcji i wyciągnięto wnioski co do zależności zasięgu od energii.

39. Badanie fluktuacji zasięgu cząstek alfa w emulsjach fotograficznych. A. PIEKARA i Z. PAJAK, Gdańsk — I. Z. F. P. G.

Emulsje Ilforda do badań jądrowych typu C2 nasycano roztworami azotanu toru i badano zasięgi cząstek α emitowanych w kolejnych przemianach promieniotwórczych. Fluktuacje zasięgu dla poszczególnych grup cząstek α wyznaczono na podstawie statystyki obejmującej ponad tysiąc śladów. Przy badaniu stosowano wymazywanie śladów infekcyjnych oraz uwzględniano poprawki na kurczenie się emulsji i na głębokość wnikania śladu. Ponieważ okazało się, że wielkość fluktuacji nie pozwala na zupełnie pewne przyporządkowanie śladów odpowiednim przemianom promieniotwórczym, zastosowano metodę powierzchniowego nasycania emulsji roztworami wodnymi i alkoholowymi. Wyeliminowano w ten sposób wpływ pęcznienia emulsji w czasie

ekspozycji i otrzymano ostre granice zasięgów dla poszczególnych grup cząstek α . Zbadano również kilka niezmiernie rzadkich wypadków występowania wśród dezintegracji torowych śladów o nienormalnie wielkim zasięgu. Ponadto na podstawie tych pomiarów wyznaczono krzywą energia-zasiąg. Krzywa ta odbiega nieco od wyników Powella, lecz wykazuje zgodność z krzywą Rotblata (1950) otrzymaną na innej drodze.

40. Statystyka „gwiazdek jądrowych“ w emulsji klisz fotograficznych
I. ADAMCZEWSKI i S. BERNASIAK, *Gdańsk* – I. Z. F. P. G.

Zbadano około 3000 gwiazdek jądrowych otrzymanych w kliszach fotograficznych na poziomie morza i na Kasprowym Wierchu w Zakopanem. Rozdzielono zjawiska pochodzenia promieniotwórczego i promieni kosmicznych. Wyznaczono gęstości powierzchniowe zjawisk na różnych kliszach i określono wahania statystyczne. Ustalono zależność liczby gwiazdek od ilości ich ramion. Wyłączono gwiazdki podwójne i zjawiska nie typowe. Zbadano szczegółowo kilka rozbić ciężkich jąder atomowych.

41. Badania gwiazdek podwójnych w emulsjach fotograficznych do badań jądrowych. Z. SOBZYŃSKI, *Gdańsk* – II. Z. F. P. G.

Materiał doświadczalny obejmował klisze Ilforda C2 ekspozowane na wysokości 2000 m przez 106 dni. Na przejrzonej powierzchni 83 cm^2 znaleziono 1724 zjawisk jądrowych nie licząc pojedynczych krótkich śladów. 97 małych gwiazdek miało nienormalny obraz geometryczny. Gwiazdki te poklasyfikowano na: 1) gwiazdki o dwu środkach połączonych ze sobą, 2) gwiazdki o dwu środkach nie połączonych ze sobą, 3) gwiazdki z pojedynczymi śladami w bezpośredniej z nimi styczności. Dla zbadania tych nienormalnych gwiazdek wybrano sposób określania rodzaju cząstek odpowiadający warunkom materiału doświadczalnego, oraz przyjęto kryterium rozróżniania gwiazdek promieniotwórczych od gwiazdek pochodzących z rozbić lekkich pierwiastków. Po zbadaniu części zebranego materiału stwierdzono, że gwiazdki nienormalne dzielą się na dwie grupy: 1) gwiazdki promieniotwórcze z zanieczyszczeń emulsji, 2) gwiazdki z rozbić lekkich jąder emulsji. Dla pierwszego rodzaju wyznaczono kolejność rozpadu, dla drugiego rodzaju określono rodzaj i energię cząstek emitowanych, rodzaj jądra rozbijanego, ciepła reakcji i temperatury parowania jąder. Znaleziono prawidłowość w obrazie geometrycznym, rodzaju emitowanych cząstek i w temperaturach parowania. Zaobserwowano także zjawiska zupełnie nietypowe. Dalsze badania doświadczalne i próby interpretacji znalezionych zjawisk są w toku.

42. Ruchliwość i rekombinacja jonów w oleju parafinowym w zależności od temperatury. T. BADZIO, *Gdańsk* – II. Z. F. P. G.

Zbadano wartości współczynników ruchliwości i rekombinacji jonów w zależności od temperatury w oleju parafinowym. W tym celu została zestawiona aparatura z elektrometrem kwadrantowym, przy której pomocy można było mierzyć prądy rzędu 10^{-14} A. Przewodnictwo właściwe wynosiło $10^{-16} \Omega^{-1} \text{ cm}^{-1}$. Ciecz była jonizowana promieniami z preparatu radu lub promieniami Roentgena. Znaleziono wartość ruchliwości rzędu $10^{-6} \text{ cm}^2/\text{sek}$, volt

43. O związku między koagulacją a ruchliwością jonów koagulatora. K. GOSTKOWSKI, *Gliwice – P. Śl.*

Stwierdzony w poprzednich pracach związek między potencjałem elektrokinetycznym a granicznym przewodnictwem równoważnikowym pozwala przypuszczać, że we wszystkich zjawiskach, gdzie występuje warstwa podwójna, ruchliwość jonów dodanego elektrolitu powinna wywierać wpływ na przebieg zjawiska. W pracy tej autor podaje próbę wytłumaczenia zależności zdolności koagulacyjnej jonów od ich ruchliwości. Materiał doświadczalny różnych autorów dotyczący koagulacji, zebrany w 14 tabelach, pokazuje, że szereg jonów, ułożonych wedle ich zdolności koagulacyjnej, jest zarazem szeregiem tychże jonów, ułożonych wedle ich ruchliwości. Im jon jest ruchliwszy, tym większa jego zdolność koagulacyjna, tym mniej go potrzeba do skoagulowania tej samej ilości koloidu. Można więc powiedzieć, że zdolność koagulacyjna jonu jest funkcją jego ruchliwości. Autor podaje też próbę objaśnienia odwróconych szeregów Hofmeistera, opartą na założeniu Pauli'ego. Na podstawie danych, charakteryzujących zdolności koagulacyjne jonów 1-i 2-wartościowych, proponuje autor takie uzupełnienie reguły Schultze-Hardy: Zdolność koagulacyjna jonu jest też funkcją jego ruchliwości. Istnieje też zupełna zgodność między zdolnością absorpcyjną jonów a ich ruchliwością.

44. Napięcie powierzchniowe układów dwuskładnikowych. M. PUCHALIK, *Rokitnica – A. L.*

Celem pracy autora jest zbadanie napięcia powierzchniowego następujących roztworów: 1) benzen — dwuetyloeter, 2) benzen — alkohol etylowy, 3) benzen — nitrobenzen. Jak wiadomo z pomiarów polaryzacji drobinowej te trzy układy przedstawiają rozmaite typy asocjacji. W roztworze 1 asocjacja w ogóle nie zachodzi, natomiast w roztworach 2 i 3 odbywa się ona wg odmiennych praw. Autorowi chodziło o przekonanie się, czy ten odmienny przebieg asocjacji znajdzie swój wyraz w przebiegu zależności napięcia powierzchniowego od stężenia. Dotychczasowe wyniki pomiarów zdają się wskazywać na to, że asocjacja w roztworze wywiera wpływ na charakter zależności napięcia powierzchniowego od stężenia. Dalsze badania w toku.

45. Badanie przewodnictwa cieplnego cieczy w zależności od jej prędkości i rodzaju ruchu. T. MUSIATOWICZ, *Łódź – I. Z. F. D. U. Ł.*

Celem niniejszej pracy jest zbadanie ruchu ciepła w cieczy dla szeregu prędkości mniejszych i większych od prędkości krytycznej, w szczególności dla prędkości bliskich krytycznej. Badania przeprowadza się nad przepływem cieczy w wąskich poziomych rurkach (w celu zmniejszenia wpływu konwencji cieplnej) o średnicy 4 mm i 6 mm. Cieczą badaną jest tymczasem woda. Znajduje się ona w dużym zbiorniku (500 l) w stałej temperaturze otoczenia, skąd wypływa przez długą rurkę ($l=82$ cm oraz w tym przypadku $1/2r \gg 50$), na której osi jest umieszczony drut metalowy. Przez drut ten przechodzi prąd elektryczny i ogrzewa go. Do obwodu jest włączony również wzorzec oma

Metodą kompensacyjną wyznacza się różnice potencjałów na końcach drutu w rurce oraz wzorca omowego, a następnie natężenie prądu, opór drutu w rurce oraz zmiany tego oporu, a przez to jego temperaturę. Temperatura drutu może być z łatwością wyznaczona z dokładnością do 0.01°C . Zewnętrzna powierzchnia rurki z drutem, otoczona przez płaszczyznę, jest utrzymywana w stałej temperaturze przez przepływ wody z poprzedniego zbiornika. Regulując ciśnienie w zbiorniku przy pomocy rurki ciśnieniowej oraz pompki wodnej rozrzedzającej można zmieniać prędkość wody przepływającej przez rurkę z drutem. Mierząc objętość wypływającej cieczy stwierdzono, że w czasie pomiarów (od 1 do 1.5 godz.) prędkość wody pozostaje niezmienną. Przeprowadzone pomiary, gdy prędkość przepływu wody w rurce $v = 0$, dały dobre wyniki liczbowe na przewodnictwo cieplne wody. Przeprowadzono również serię próbnych pomiarów dla prędkości $v = 56.4$ cm/sek. Przy badaniach próbowano różnych drutów.

46. Stosowanie nasyconych roztworów wody w benzenie i w czterochlorku węgla jako rozpuszczalników w pomiarach momentów dipolowych. J. HURWIC, *Warszawa – Z. Ch. F. P. W.*

W pomiarach momentów dipolowych metodą rozcieńczonych roztworów używa się starannie odwodnionych rozpuszczalników. Podczas manipulacji pomiarowych dostaje się jednak do roztworów para wodna z atmosfery i to w nieokreślonej ilości zniekształcając wyniki. W niniejszej pracy, zamiast przeprowadzanego normalnie odwadniania rozpuszczalników, zastosowano metodę porównawczą przy użyciu nasyconych roztworów wody w benzenie i w czterochlorku węgla jako rozpuszczalników. Wyznaczono moment dipolowy aniliny w rozcieńczonych roztworach benzenowych (nasyconych wodą), a następnie w rozcieńczonych roztworach w czterochlorku węgla (nasyconych wodą). Pomiary prowadzono w temp. 20°C . Gęstość badanych roztworów wyznaczono piknometrycznie. Stałą dielektryczną wyznaczono metodą dudnieniową. Jako wzorzec stałej dielektrycznej przyjęto nasycony roztwór wody w benzenie w 20°C . Uzyskane wartości momentu dipolowego leżą w przedziale wartości otrzymanych przez autorów, którzy posługiwali się odwodnionymi rozpuszczalnikami. Świadczy to o poprawności zaproponowanej tu metody porównawczej. Metoda ta pozwala na znaczne uproszczenie aparatury i techniki pomiarowej.

47. Uwagi o możliwości wytwarzania nowotworów w organizmie ludzkim przez promieniowania różnego typu. I. ADAMCZEWSKI, *Gdańsk – II. Z. F. P. G.*

Rozpatrzono wpływ promieniowania elektromagnetycznego, cząstek α i elektronów o różnych energiach na organizmy żywe, a w szczególności na organizm ludzki. Rozpatrzono szkodliwe działanie promieniowania sztucznie wzbudzonych ciał promieniotwórczych na organizm ludzki. Porównano ilościowe działanie lokalne promieniowania różnego typu i promieni kosmicznych na komórki żywe i przeprowadzono rozważania nad możliwością wytwarzania nowotworów przez promieniowanie kosmiczne. Przeprowadzono próbę wyjaśnienia szeregu faktów doświadczalnych na tym tle.

48. Uwagi o mechanizmie mitozy i energii ruchu chromosomów w anafazie. A. BAJER, *Kraków* — *Z. Cytologii Roślin U. J.*, A. Z. HRYNKIEWICZ, *Kraków* — *II. Z. F. D. U. J.*

Matematyczno-fizyczna interpretacja wykresów ruchu grup chromosomów w anafazie potwierdziła hipotezę, że siły wywołujące ruch chromosomów są natury sprężystej. Oprócz tego autorowie podają metodę wyznaczania względnych energii obu grup chromosomów w tej samej lub różnych komórkach oraz wskazują szereg problemów, dla których rozwiązania można by zastosować powyższą metodę.

49. Bioluminescencja bacterium phosphorescens. B. TWAROWSKA, *Warszawa* — *Z. F. D. U. W.*

Badano widma bioluminescencji w części widzialnej i nadfioletowej widma.

50. Pomiar zależności stałej dielektrycznej i przewodnictwa elektrycznego substancji fizjologicznych od temperatury. Z. KURYŁO, *Gdańsk* — *II. Z. F. P. G.*

Zmierzono za pomocą mostka oraz oscyloskopu katodowego stałe dielektryczne roztworów fizjologicznych tkanki mięsnej (wołowej i wieprzowej) tkanki tłuszczowej (wołowej i wieprzowej), krwi (ludzkiej i końskiej) i jej surowicy w zależności od temperatury oraz wykreślono krzywe powyższej zależności. We wszystkich pomiarach używano pola elektrycznego o częstotliwości 1000 Hz. Stwierdzono, że wartości stałych dielektrycznych substancji fizjologicznych, mierzone przy częstotliwościach tego rzędu, są wyższe od wartości stałych dielektrycznych tychże substancji mierzonych przy wysokich częstotliwościach, jakkolwiek różnice te są niewielkie. W drugiej części pracy zmierzono przy użyciu prądu 1000 Hz przewodnictwa wyżej wymienionych substancji i ich zależności od temperatury. Wykreślono krzywe tych zależności. W dalszym ciągu zbadano przydatność powyższych metod i używanej aparatury do pomiaru stałej dielektrycznej i przewodnictwa elektrycznego układów fizjologicznych oraz poszczególnych substancji w nich występujących. Badania powyższe zostały przeprowadzone z uwagi na możliwość zastosowań w medycynie.

51. O rekonstrukcji sklepienia pewnej sali akustycznej. M. KWIEK i E. KARAŚKIEWICZ, *Poznań* — *Z. F. D. U. P.*

W powyższej pracy zostało opisane wyznaczenie konstrukcji zniszczonego, akustycznego sklepienia o tej własności, że każdy najcichszy nawet szept wypowiedziany w jednym rogu sali, niesłyszalny w jej środku, dał się wyraźnie słyszeć w jej przeciwległym rogu. Odbudowane na podstawie obliczeń autorów sklepienie okazało efekt akustyczny odpowiadający danemu.

52. Zasada pracy elektrointegratora oporowego do rozwiązywania pewnych nieliniowych równań cząstkowych, w szczególności równania Thomasa-Fermi'ego w wielu zmiennych. K. FLOREK, Wrocław — *Z. F. T. U. W.*

Aparat posiada dwa zasadnicze elementy: sieć oporów, która służy jako model przestrzeni zmiennych niezależnych równania, oraz urządzenie sterujące, które reguluje napięcie (grając rolę zmiennej zależnej) na węzłach sieci zgodnie z równaniem i warunkami brzegowymi. Dana jest zasada działania sieci oporów oraz błędy z jakimi otrzymane na sieci rozwiązanie spełnia dane równanie. Błędy są zależne między innymi od liczby elementów sieci. Podano zasadę układu sterującego. Elementów sterujących jest kilka lub jeden; w każdym razie musi on obsługiwać wiele węzłów lub sieci. Stosuje się tu wielokrotnie powtarzanie pracy układu sterującego. Dane są warunki pracy i dowód, że przy ich spełnieniu ciąg operacji wykonany przez układ sterujący daje wynik zbieżny. Dla fizyki teoretycznej ważne jest, że dadzą się aparatem rozwiązać równania Thomasa-Fermi'ego i Thomasa-Fermi'ego z poprawką Diraca.

53. Elektrodynamika kwantowa w postaci wzajemnościowej. J. RAYSKI, Toruń — *Z. F. T. U. M. K.*

Zgodnie z postulatami nieunięscowienia i wzajemności, wyrażonymi za pomocą warunków przemienności Yukawy, zostało skonstruowane pole spinonowe dla cząstek o spinie $1/2$. Oddziaływanie z potencjałami elektromagnetycznymi da się wprowadzić na zasadzie korespondencji za pośrednictwem macierzy S Heisenberga. Procedurę przejścia od macierzy S odpowiadającej zwykłej elektrodynamice do nowej macierzy S można uważać za trzecią kwantyzację. Nowa macierz S jest zgodna z postulatem względności i postulatem wzajemności i pozbawiona zwykłych trudności z rozbieżnością wyrazów. W zakresie zjawisk, w których nie wchodzi w rachubę nadzwyczaj krótkie fale (wielkie energie), nowa teoria przechodzi korespondencyjnie w zwykłą. Dla bardzo dużych energii zaznaczają się jednak odstępstwa od zwykłej elektrodynamiki, które nie są wyrażalne za pomocą równań różniczkowych tradycyjnej teorii pola. Postulat niezmienniczości elektromagnetycznej (gauge) częściowo traci swoje znaczenie i zastąpiony zostaje przez postulat o (realistycznej) kompensacji. Otwarta pozostaje kwestia, czy podana przez autora postać macierzy S jest jedyna możliwa, która by była relatywistycznie niezmiennicza, zgodna z postulatem wzajemności oraz pozbawiona nieskończoności.

54. Nieliniowa elektrodynamika kwantowa. R. S. INGARDEN, Wrocław — *Z. F. T. U. W.*

Przedmiotem pracy jest zbadanie możliwości uogólnienia elektrodynamiki kwantowej Diraca-Heisenberga-Pauliego przy przyjęciu, że pole negatonowo-pozytonowe jest nieliniowe. Punktem wyjścia jest Lagrangian pola nieliniowy dla negatonu i pozytonu, a liniowy (klasyczny) dla pola elektromagnetycznego. Lagrangian ten nie zawiera wyższych pochodnych funkcji falowych niż pierwsze. Proponowany formalizm jest niezmienniczy

względem: a) transformacji Lorentza, b) transformacji cechowania, c) sprzężenia ładunkowego. Nadto spełnione są zasady zachowania: ładunku, energii w i pędu momentu pędu. Równania zawierają stałą elementarnej długości i prowadzą do kwantowania masy spoczynkowej. Autor podaje metodę aproksymacyjną rozwiązywania równań i kwantowania pola.

55. Relatywistyczna przestrzeń konfiguracyjna 2-ch elektronów. M. GÜNTHER, *Warszawa* – *Z. M. T. U. W.*

Autor przedstawia ogólny sposób definiowania funkcji falowej 2-ch elektronów w przestrzeni konfiguracyjnej i dyskutuje zależność tak zdefiniowanej funkcji od α . Podaje również nową metodę eliminacji procesów pola promieniowania i wyprowadza równania 1-go przybliżenia uwzględniając oddziaływanie.

56. O wzajemnym oddziaływaniu cząstek w teorii Feynmana. J. RZEWUSKI, *Toruń* – *Z. M. T. U. M. K.*

W pracy tej omówiona jest nowa metoda wprowadzania oddziaływania pomiędzy cząstkami elementarnymi w teorii Feynmana. Metoda ta w odróżnieniu od metody Feynmana nie daje dwuznaczności przy zastosowaniu do pól mezonowych.

57. Interpretacja statystyczna równania Kleina-Gordona. J. RZEWUSKI, *Toruń* – *Z. M. T. U. M. K.*

W pracy tej podana jest kwantowo statystyczna interpretacja równania Kleina-Gordona. Pozwala ona na obliczanie przekrojów czynnych bez kwantowania pola.

58. Teoria pól bez rozbieżności. J. RZEWUSKI, *Toruń* – *Z. M. T. U. M. K.*

W pracy tej podano kwantową statystyczną interpretację teorii rozmytego źródła Peierlsa i McManna. Pokazano, że przy użyciu tej teorii tylko energia własna elektronu staje się skończona. Dla usunięcia pozostałych nieskończoności trzeba jeszcze wyśredniować lagrangian rozmytego źródła po masie elektronu z odpowiednim czynnikiem wagowym. Rozważano równania wyższego rzędu i pokazano, że dla pól neutralnych są one równoważne teorii rozmytego źródła. Dla pól naładowanych prowadzą one do wyników nie spełniających warunku niezmienniczości cechowania. W ogólności wydaje się, że wszystkie fizycznie interesujące możliwości są już zawarte w lagrangianach z 1-go rzędu pochodnymi pola.

59. Pomiar słabego promieniowania kwadrupolowego przy pomocy interferencji z promieniowaniem dipolowym. J. DĄBROWSKI, *Warszawa* – *Z. M. T. U. W.*

Rozpatrujemy przejście wzbronione dla promieniowania dipolowego, a dozwolone dla promieniowania kwadrupolowego. Umieszczenie atomu emitującego daną linię kwadrupolową w zewnętrznym polu elektrycznym

powoduje pojawianie się wymuszonego promieniowania dipolowego, które interferuje ze spontanicznym promieniowaniem kwadrupolowym. Interferencję tę możemy zaobserwować, jeżeli włączymy zewnętrzne pole magnetyczne i dokonamy obserwacji w odpowiednim kierunku przez nikol odpowiednio ustawiony. Zauważymy wtedy wygaszanie składowych Δm przy jednoczesnym wzmocnieniu odpowiadających im składowych $-\Delta m$. Efekt ten pozwala na obserwację niewidocznego promieniowania kwadrupolowego. Choć bowiem samo promieniowanie kwadrupolowe ginie w tle spektroskopu, to jednak wywołana interferencją zmiana natężenia wymuszonego promieniowania dipolowego (którego natężenie możemy regulować zmieniając wielkość zewnętrznego pola elektrycznego) może być zaobserwowana.

60. Obserwowalność linii promieniowania elektrycznego oktopolowego w widmach rentgenowskich oraz reguły wyboru dla liczby kwantowej głównej. L. MAURIN, *Warszawa* — *Z. M. T. U. W.*

Autorka rozwiązuje zagadnienie możliwości obserwowania w widmach rentgenowskich linii pochodzących od promieniowania elektrycznego oktopolowego (odpowiadających przejściom zabronionym dla promieniowania dipolowego i kwadrupolowego). Zagadnienie to rozwiązuje ona dla linii L, M, N i dochodzi do wyniku, że spośród linii serii L, M, N jedynie linie $M_V - L_{II}$, $N_V - M_{II}$, oraz $O_V - M_{II}$ mogą być obserwowane dla odpowiednich Z. Poza tym autorka otrzymuje reguły dla głównej liczby kwantowej, a mianowicie przejście $M_V - L_{II}$ jest zabronione dla promieniowania elektrycznego oktopolowego. Pomimo to linia odpowiadająca temu przejściu była w widmie bizmutu zaobserwowana. Linia ta musi być więc wymuszona.

61. Wpływ naprężeń wewnętrznych w dielektryku na polaryzację światła odbitego. Z. GALASIEWICZ, *Wrocław* — *Z. F. T. Wr.*

Mysłą przewodnią przy rozwiązywaniu problemu było wprowadzenie do równań opisujących stan polaryzacji światła współczynnika załamania jako funkcji naprężeń. Jako przykład dielektryka podawane jest szkło, ponieważ jedynie dla szkła wyznaczona jest stała $N_{e u m a n n a}$. Wyprowadzony został związek między skręceniem płaszczyzny polaryzacji światła odbitego (liniowo spolaryzowanego), a równomiernym naciskiem prostopadłym do płaszczyzny padania. Dalej zostały wyprowadzone związki między skręceniem płaszczyzny polaryzacji światła odbitego (padającego prostopadle) a płaskim stanem naprężeń. Związek ten daje nam jedno równanie dla dwóch niewiadomych. W połączeniu z podstawowym równaniem elastooptyki, które daje zależność przesunięcia fazy światła przepuszczonego od naprężeń, otrzymamy układ dwóch równań o dwóch niewiadomych pozwalający wyznaczyć naprężenie główne.

62. Rozwiązanie równania Thomasa-Fermiego dla molekuł o symetrii osiowej (typu CO_2 , N_2 itp.). J. ŁOPUSZAŃSKI, *Wrocław* — *Z. F. T. U. Wr.*

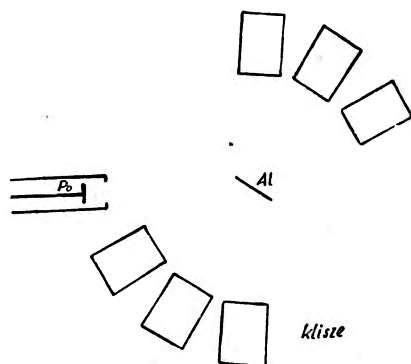
Niniejsza praca daje analityczne rozwiązanie równania Thomasa-Fermiego dla neutralnych molekuł o symetrii osiowej dla odległości bar-

dzo dużych jak również bardzo małych w stosunku do odległości jąder. W obszarze pośrednim rozwiązania powyższe mogą być złączone w jedno przy użyciu interpolacji wielomianowej. Taka interpolacja pozwala na wyznaczenie współczynników rozwinięcia w dalekim rozwiązaniu z warunków brzegowych. Rozwiązanie w dużych odległościach jąder jest superpozycją rozwiązania dla symetrii kulistej i wyrazu korekcyjnego w postaci rozwinięcia wg funkcji kulistych *L a g r a n g e*'a. Szczegółowe wyliczenia zostały przeprowadzone dla molekuł składających się z dwu jednakowych atomów.

63. Badanie rozkładu kąтового protonów w reakcji (α, p) w glinie.
S. ROUPPERT, Łódź – I Z. F. U. Ł.

Praca ta została rozpoczęta w Instytucie Fizyki w Rzymie u profesora *A m a l d i e*go.

Cienka folia Al bombardowana była cząstkami α polonu. Wylatujące protony w tej reakcji były liczone przy pomocy klisz jądrowych typu C2, grubości 200 μ . Dla energii cząstek α 5,3 Mev otrzymuje się 2 grupy protonów o zasięgach 32,5 cm i 61,9 cm (w emulsji odpowiednio 180 μ i 336 μ). Klisze były ułożone na 2 płytach metalowych w sposób widoczny na rysunku poniżej.



Jedna płyta z kliszami była umieszczona nad źródłem cząstek α , druga pod nim. Początki śladów protonów wylatujących pod tym samym kątem względem kierunku bombardujących cząstek α leżą na hiperbolach. Obliczono położenia klisz w ten sposób żeby kąty protonów padających na daną kliszę różniły się co najwyżej o 10° .

Klisze umieszczone były w zamkniętej komorze, w której utrzymywane było tylko ciśnienie pary wodnej ok. 6 mm Hg przez połączenie z naczyniem zawierającym roztwór nasycony CaCl_2 , nad którym utrzymuje się ok. 85% pary nasyconej. W kliszach trzymanych dłużej czas w próżni emulsja odklejała się od szkła i dlatego trzeba było trzymać je w parze wodnej pod niskim ciśnieniem.

W pierwszym doświadczeniu źródło Po było ok. 1,5 milicurie i klisze pozostawione były w komorze przez 40 dni.

Niestety przez wadliwe wywoływanie część klisz uległa zniszczeniu. Obecnie dalsze doświadczenia będą prowadzone w Zakładzie Fizyki Doświadczalnej w Warszawie.

TERMINY, OZNACZENIA, JEDNOSTKI

Materiał opracowany przez Komisję Terminów, Oznaczeń i Jednostek
Polskiego Towarzystwa Fizycznego

1. Wstęp

Na zjeździe Polskiego Towarzystwa Fizycznego w roku 1948 poruszono sprawę znacznego zamieszania w terminologii w dziedzinie fizyki. Różne ośrodki naukowe używają często różnych terminów dla tych samych pojęć. Technicy wprowadzili na wiele pojęć fizycznych swoje nazwy, które w praktyce się przyjęły. Również pisownia terminów nie została ustalona i można się spotkać w podręcznikach z różnymi odmianami pisowni tej samej jednostki, np. joule, dżul, dżaul, henr i henry, ohm i om itd. Uznając ten stan rzeczy za bardzo niepożądany Walne Zebranie P. T. F. wybrało Komisję Terminologiczną w składzie: przewodniczący: M. Jeżewski, członkowie: W. Kapuściński, H. Niewodniczański, L. Sosnowski, J. Weyssenhoff. Komisja przystąpiła do wykonania swego zadania, lecz powzięła zamiar ustalenia nie tylko terminów wątpliwych czy spornych, ale również symboli wielkości i jednostek oraz pisowni. Potrzebę ustalenia symboli na najczęściej używane wielkości fizyczne odczuwa się w całym świecie. To też Międzynarodowa Unia Fizyki Czystej i Stosowanej zajęła się tym przedmiotem i w roku 1949 ustaliła symbole na szereg wielkości fizycznych. Nazwy jednostek są również ustalane przez Międzynarodowe Konferencje Miar. U nas w tym względzie obowiązują normy Polskiego Komitetu Normalizacyjnego.

Już w roku 1948 Komisja opracowała część terminów i symboli, przede wszystkim z dziedziny mechaniki. Materiał ten został wydrukowany i rozesłany Oddziałom P. T. F. do przedyskutowania i wyrażenia swych opinii i propozycji. Po otrzymaniu odpowiedzi od niektórych oddziałów oraz członków Komisja jeszcze raz poddała rewizji materiał poprzednio opracowany. Następnie w okresie do września 1950 roku zostały opracowane dalsze działy, mianowicie ciepło z termodynamiką, optyka, elektryczność i ma-

e. Dla oznaczenia wektora zaleca się strzałkę nad symbolem, w druku dopuszcza się tłusty druk.

Dla oznaczenia iloczynu skalarowego zaleca się kropkę \cdot , dla oznaczenia iloczynu wektorowego — krzyżyk przekątny \times .

3. Przedrostki do tworzenia nazw jednostek wtórnych

Wielokrotnych			Podwielokrotnych		
Przedrostek	Wartość	Skrót	Przedrostek	Wartość	Skrót
tera . . .	10^{12}	T	decy . . .	10^{-1}	dc
giga . . .	10^9	G	centy . . .	10^{-2}	c
mega . . .	10^6	M	mili . . .	10^{-3}	m
miria . . .	10^4	mr	mikro . . .	10^{-6}	μ
kilo . . .	10^3	k	nano . . .	10^{-9}	n
hekto . . .	10^2	h	piko . . .	10^{-12}	p
deka . . .	10	dk			

4. Przestrzeń i czas

Nazwa	Symbole ustalone	Symbole dopuszczalne	Nazwa	Symbole ustalone	Symbole dopuszczalne
długość . . .	<i>l</i>		kąt bryłowy . . .	ω	Ω
wysokość, głębokość . . .	<i>h</i>		steradian . . .	sr	
szerokość . . .	<i>b</i>		czas . . .	<i>t</i>	τ *)
średnica . . .	<i>d</i>	<i>D</i>	rok . . .	a, r	
promień . . .	<i>r</i>	<i>R</i>	doła . . .	dz, dn	
metr . . .	<i>m</i>		godzina . . .	h	
mikron . . .	μ		minuta . . .	min	m
ångstrom . . .	<i>A</i>		sekunda . . .	sec, s	sek
X . . .	X		pole powierzchni . . .	<i>A</i>	S, do**)
kąt . . .	mate li- tery gr.		metr kwadratowy . . .	m^2	
radian . . .	rd		ar . . .	a	
stopień . . .	$^{\circ}$		objętość . . .	<i>V</i>	<i>v, dt</i> **)
minuta (kątowna) . . .	'		metr sześcienny czyli		
sekunda (kątowna) . . .	"		ster . . .	s, m^3	
kąt prosty . . .	<i>D</i>		litr . . .	l	

*) W przypadku konieczności odróżnienia od innej wielkości oznaczonej symbolem *t*

**) Tylko dla elementu

e. Dla oznaczenia wektora zaleca się strzałkę nad symbolem, w druku dopuszcza się tłusty druk.

Dla oznaczenia iloczynu skalarowego zaleca się kropkę \cdot , dla oznaczenia iloczynu wektorowego — krzyżyk przekątny \times .

3. Przedrostki do tworzenia nazw jednostek wtórnych

Wielokrotnych			Podwielokrotnych		
Przedrostek	Wartość	Skrót	Przedrostek	Wartość	Skrót
tera . . .	10^{12}	T	decy . . .	10^{-1}	dc
giga . . .	10^9	G	centy . . .	10^{-2}	c
mega . . .	10^6	M	mili . . .	10^{-3}	m
miria . . .	10^4	mr	mikro . . .	10^{-6}	μ
kilo . . .	10^3	k	nano . . .	10^{-9}	n
hekto . . .	10^2	h	piko . . .	10^{-12}	p
deka . . .	10	dk			

4. Przestrzeń i czas

Nazwa	Symbole ustalone	Symbole dopuszczalne	Nazwa	Symbole ustalone	Symbole dopuszczalne
długość . . .	l		kąt bryłowy . . .	ω	Ω
wysokość, głębokość . . .	h		steradian . . .	sr	
szerokość . . .	b		czas . . .	t	τ *)
średnica . . .	d	D	rok . . .	a, r	
promień . . .	r		dość . . .	dz, dn	
metr . . .	m		godzina . . .	h	
mikron . . .	μ		minuta . . .	min	m
ångstrom . . .	Å		sekunda . . .	sec, s	sek
X . . .	X		pole powierzchni . . .	A	S, do^{**})
kąt . . .	$\overset{\text{małe li-}}{\text{tery gr.}}$		metr kwadratowy . . .	m^2	
radian . . .	rd		ar . . .	a	
stopień . . .	$^\circ$		objętość . . .	V	v, dt^{**})
minuta (kątowna) . . .	'		metr sześcienny czyli . . .		
sekunda (kątowna) . . .	"		ster . . .	s, m^3	
kąt prosty . . .	D		litr . . .	l	

*) W przypadku konieczności odróżnienia od innej wielkości oznaczonej symbolem t

***) Tylko dla elementu

5. Mechanika, akustyka

	Symbole ustalone	Symbole dopuszczone
wartość liczbowa (bezwzględna) wektora	[]	
wymiar wielkości fizycznych	[]	
np. wymiar prędkości $[v] = [l \cdot t^{-1}]$	$[l \cdot t^{-1}]$	
droga	s	
prędkość, szybkość $\frac{ds}{dt}$	$\frac{s}{v}$	$\rightarrow \rightarrow$ u, w
centymetr na sekundę, cel	cm/sek	
prędkość początkowa, końcowa, liniowa, wycinkowa lub połowa, prędkość unoszenia		
przyspieszenie $\frac{dv}{dt}$	\rightarrow a	
gal, centymetr na sekundę do kwadratu	Gal, cm/sek ²	
przyśpieszenie styczne	a_t	
przyśpieszenie normalne	a_n	
przyśpieszenie unoszenia		
przyśpieszenie Coriolisa	a_c	
przyśpieszenie ciężkości (ziemskie)	g	
prędkość kątowna	ω	
radian na sekundę	rd/sek	
przyśpieszenie kątowne		
radian na sekundę do kwadratu	rd/sek ²	
ruch harmoniczny (po prostej)		
ruch drgający czyli drganie		
ruch drgający złożony		
ruch okresowy lub periodyczny		
okres	T	
częstość $\frac{1}{T}$	f	ν
hertz	Hz	
częstość kątowna $2\pi f$	ω	
liczba obrotów w jednostce czasu	n	
amplituda		
faza		
różnica faz	φ	δ
drgania zanikające		
drgania tłumione		
drgania wymuszone		
drgania niezanikające		
masa	m	
gram	g	
masa właściwa, gęstość	ρ	d, δ, μ
gram na mililitr	g/ml	

	Symbole ustalone	Symbole dopuszczone
gram na cm^3	g/cm^3	
siła	\vec{F}	$\vec{P}, \vec{Q}, \vec{R}$
dyna	dyn	
gram - siła, pond	G, p	
newton	N	
ciężar	G	P
ciężar właściwy	γ	D
gram - siła na centymetr sześcienny	$\text{G}/\text{cm}^3, \text{p}/\text{cm}^3$	
ciśnienie	p	
atmosfera techniczna	at, kG/cm^2 , kp/cm^2	
atmosfera fizyczna	Atm	
torr	Tr, mm Hg	
bar $10^6 \text{ dyn}/\text{cm}^2$		
opór bezwładny lub bezwładności		
współczynnik tarcia	f	
moment siły	M	
pęd $m\vec{v}$	\vec{p}	\vec{P}
kręt albo moment pędu	\vec{K}	
zasada zachowania pędu		
zasada zachowania krętu		
moment bezwładności	J, I	
układ dynamiczny zachowawczy		
układ dynamiczny rozpraszający		
praca	L	W, A
erg	erg	e
joule	J	
kilogramometr, kilopondometr	kGm, kpm	
watosekunda	Wsec	Wsek
kilowatogodzina	kWh	
energia potencjalna	U	E_p
energia położenia		
energia kinetyczna	T	E_k
energia (całkowita)	E	W
potencjał	Φ	
moc $\frac{dL}{dt}$	P	M
erg na sekundę	erg/sec	
kilogramometr na sek, kilopondometr na sek	kGm/sec, kpm/sec	
watt	W	
koń mechaniczny 75 kGm/sec	KM	

	Symbole ustalone	Symbole dopuszczone
sprawność (stosunek energii wydanej do dostarczonej pracy)	η	
długość fali	λ	
liczba falowa $\frac{1}{\lambda}$	σ	ν
liczba falowa kątowna $\frac{2\pi}{\lambda}$	k	
wektor falowy	\vec{k}	
ciągnienie (ciśnienie ujemne)	σ	
ciśnienie styczne	τ	
moduł ścisłości — $pV/\Delta V$	K	
moduł sztywności $\tau/tg\gamma$	G	
moduł Younga $\sigma l/\Delta l$	E	
współczynnik Poissona	μ	
współczynnik lepkości	η	
kinematyczny współczynnik lepkości η/ρ	ν	
liczba Reynoldsa	Re	
głos (ogólne pojęcie), dźwięk, ton (przy drganiu harmonicznym prostym)		
natężenie głosu obiektywne	I	
głośność (natężenie głosu subiektywne)	Δ	
współczynnik zanikania (przy odbiciu)	β	
współczynnik pochłaniania	α	
współczynnik załamania	n	
wysokość tonu		
wysokość dźwięku		
barwa dźwięku		

6. Ciepło, termodynamika

	Symbole ustalone	Symbole dopuszczone
temperatura na skali Celsjusza	t	ϑ, Θ
stopień Celsjusza	$^{\circ}C$	
temperatura bezwzględna (Kelvina)	T	Θ
stopień Kelvina	$^{\circ}K$	
współczynnik rozszerzalności liniowej	α	
współczynnik rozszerzalności objętościowej	γ	
współczynnik rozprężliwości	β	
ilość ciepła	Q	

	Symbole ustalone	Symbole dopuszczone
kaloria*)	cal	
ciepło właściwe	c	
ciepło właściwe przy stałym ciśnieniu	c_p	
ciepło właściwe przy stałej objętości	c_v	
stosunek ciepła właściwego przy stałym ciśnieniu do ciepła właściwego przy stałej objętości	κ	
ciepło atomowe		
ciepło drobinowe lub molowe	C_p, C_v	
ciepło przemiany (parowania, topnienia i t. p.)	l, r	
ciepło przemiany molowe		
stała gazów (gazowa)	R	
równanie stanu		
przewodnictwo cieplne (przewodność cieplna)	λ	Λ
przewodnictwo temperaturowe	χ	
mechaniczny równoważnik ciepła	J	
energia wewnętrzna	U	
energia wewnętrzna właściwa	u	
temperatura krytyczna	t_c, T_c	
objętość właściwa krytyczna.	V_c	
ciśnienie krytyczne.	p_c	
liczba gramdrobin (moli)	n	
stała dyfuzji	D	
obieg kołowy, proces kołowy, cykl		
obieg Carnota, proces Carnota, cykl Carnota		
perpetuum mobile drugiego rodzaju		
silnik termodynamiczny, maszyna termodynamiczna		
grzejnica, źródło ciepła		
chłodnica		
sprawność silnika	η	
maszyna chłodząca		
ciepło zredukowane		
entropia	S	
entropia właściwa	s	
energia swobodna $U - TS$	F	
energia swobodna właściwa	f	
entalpia $U + pV$	H	

*) Nie należy używać nazw: kaloria mała i wielka, ani kaloria gramowa i kilogramowa. Nazwy obecnie przyjęte są: kaloria (cal) i kilokaloria (kcal).

	Symbole ustalone	Symbole dopuszczone
entalpia właściwa	h	
entalpia swobodna $H - TS$	G	
entalpia swobodna właściwa	g	
przebieg lub proces izochoryczny $V = \text{const}$		
przebieg lub proces izobaryczny $p = \text{const}$		
„ „ „ izotermiczny $T = \text{const}$		
„ „ „ adiabatyczny $Q = \text{const}$		
„ „ „ politropowy $c = \text{const}$		

7. Optyka

	Symbole ustalone	Symbole dopuszczone
Ilość światła	Q	
prędkość światła (w próżni)	c	
współczynnik załamania	n	
jasność, blask	B	
stilb = 1 kandela na cm^2 (dawniej: nowa świeca/ cm^2)	sb	
napięcie źródła światła w określonym kierunku albo światłość $\frac{\Phi}{\omega}$	I	
kandela (dawniej: nowa świeca)	cd	
strumień świetlny	Φ	
lumen	lm	
oświetlenie $\frac{\Phi}{A}$ (natężenie oświetlenia)	E	
luks	lx	
zdolność odbijania Φ_{odb}/Φ_0	ρ	R, r
zdolność przepuszczania (przezroczystość) Φ_p/Φ_0	τ	T, t
zdolność absorpcji lub pochłaniania *)	α	A, a
współczynnik osłabienia, ekstynkcji	κ	
linie widmowe		
widmo ciągłe, widmo liniowe, widmo pasmowe, widmo emisyjne, widmo absorpcyjne, widmo oscylacyjne, widmo rotacyjne.		

*) $\rho + \tau + \alpha = 1$,

8. Elektryczność i magnetyzm

	Symbole ustalone	Symbole dopuszczone
ładunek elektryczny, nabój elektryczny (ilość elektryczności)	Q	q
jednostki elektrostatyczne	j. ES	
jednostki elektromagnetyczne	j. EM	
coulomb	C	
ładunek elementarny	e	
gęstość powierzchniowa ładunku	σ	
gęstość (przestrzenna) ładunku	ρ	
wektor elektryczny albo natężenie pola elektrycznego	\vec{E}	\vec{K}
linie pola elektrycznego	\vec{D}	
indukcja elektryczna	i	I
natężenie prądu elektrycznego	A	
amper	J	j
gęstość prądu	V	U, φ
potencjał elektryczny	V, U	
napięcie (różnica potencjałów)	V	
wolt	E	
siła elektromotoryczna (skrót SEM)	R	r
opór elektryczny	Ω	
ohm	ρ	
opór właściwy	γ, σ	
przewodnictwo el., przewodność elektryczna $\frac{1}{\rho}$	C	
pojemność elektryczna	F	
farad	ϵ	
stała dielektryczna		
dipol		
moment dipolowy		
straty dielektryczne		
kąt strat dielektrycznych	δ	
polaryzacja dielektrycz. (moment jednostki objętości)	\vec{P}	
wektor magnetyczny albo natężenie pola magnet.	\vec{H}	
oersted	Oe	
amperozwój na cm = 1,25 Oe	A/cm	
indukcja magnetyczna	\vec{B}	
gauss	Gs	
przenikalność magnetyczna $\frac{B}{H}$	μ	
podatność magnetyczna $\frac{M}{\mu_0 H}$	χ	

	Symbole ustalone	Symbole dopuszczone
podatność magnetyczna właściwa $\frac{\kappa}{\rho}$	γ	
namagnesowanie (moment magnetyczny jedn. objęt.)	M, J	
moment magnetyczny	m, μ	
siła magnetomotoryczna (SMM) $\int Hdl$	F, F_m	
gilbert	Gb	
potencjał magnetyczny	V_m	
napięcie magnetyczne	U_m	
opór magnetyczny	R_m	
linie pola magnetycznego		
pozostałość magnetyczna		
koercja		
wektor Poyntinga \vec{S}		
W układzie Giorgiego:		
przenikalność elektryczna próżni	ϵ_0	
przenikalność elektryczna ośrodka materialnego stała dielektryczna	$\epsilon\epsilon_0$ ϵ	
przenikalność magnetyczna próżni	μ_0	
przenikalność magnetyczna ośrodka materialnego względna przenikalność magnetyczna czyli stała magnetyczna	$\mu\mu_0$ μ	
współczynnik samoindukcji, indukcji własnej lub indukcyjność własna	L	
współczynnik indukcji wzajemnej lub indukcyjność wzajemna	M	L_{12}
henr	H	
strumień indukcji magnetycznej	Φ	
maxwell	Mx	
weber = 1 Vs	Wb	
prąd stały		
prąd zmienny (przemienenny, zmieniający okresowo kierunek)		
prąd czynny		
prąd bierny		
prąd quasistacjonarny (niemal stateczny)		
opór omowy		
opór bierny $\omega L - \frac{1}{\omega C}$	X	
impedancja, opór pozorny lub zawada $\sqrt{R^2 + X^2}$	Z	
opór indukcyjny ωL		
opór pojemnościowy $\frac{1}{\omega C}$		
współczynnik dobroci $\frac{\omega L}{R}$	Q	

	Symbole ustalone	Symbole dopuszczone
zjawisko naskórkowości		
zwarcie (nazywane dawniej krótkim spięciem)		
bocznik (dawniej : upust)		
ogniwo termoelektryczne czyli termoogniwo		
siła termoelektryczna		
siła termoelektryczna właściwa (na 1 ^o różnicy temp).		
pole elektryczne lub magnetyczne jednorodne:		
$\vec{E} = \text{const}, \vec{H} = \text{const}.$		
stos termoelektryczny czyli termostos		
galwanometr		
amperomierz		
woltomierz		
potencjometr		
omomierz		
opornik (dawniej opornica)		
watomierz		
częstościomierz		
łącznik (spinka)		
przełącznik		
wyłącznik		
komutator (dla zmiany kierunku prądu)		
przekaznik (relais)		
zacisk		
emisja fotoelektryczna		
fotooogniwo (fotokomórka)		
prostownik		
solenoid		
prądy wirowe, Foucaulta		
rurka do wyładowań		
zorza dodatnia		
ciemnia Faradaya		
poświata ujemna		
ciemnia Crookesa		
warstwa katodowa		
promienie katodowe		
promienie kanalikowe		
cewka (zwojnica)		
jarzmo elektromagnesu		
rdzeń elektromagnesu		
promienie anodowe		
zjawisko fotoelektryczne		
zjawisko fotowoltaiczne		
fotoelektron		
oscyloskop katodowy		

9. Droбина, atom, cząstki elementarne oraz różne terminy

	Symbole ustalone	Symbole dopuszczone
liczba Avogadra	N	
drobina		
masa drobinowa, cząsteczkowa lub molowa . .	μ	<i>M</i>
średnica drobin	σ	
liczba atomowa	<i>Z</i>	
masa atomowa	<i>M</i>	
liczba masowa	<i>A</i>	
proton, jądro wodoru ${}^1_1\text{H}$	<i>p</i>	
masa protonu	m_p	
deuteron, jądro wodoru ${}^2_1\text{H}$	<i>D</i>	
tryton, jądro wodoru ${}^3_1\text{H}$		
neutron	<i>n</i>	
masa neutronu	m_n	
niedobór masy $M-A$		
względne odchylenie masy (packing fraction) $\frac{M-A}{A}$		
prot, wódór ${}^1_1\text{H}$		
deuter, wódór ${}^2_1\text{H}$		
tryt, wódór ${}^3_1\text{H}$		
nukleon		
pozyton (elektron dodatni)	$+1e$	
negaton (elektron dodatni)	$-1e$	
neutrino		
mezon		
promienie kosmiczne		
koincydencje		
snopy (showers)		
kaskady		
wybuchy jonizacyjne		
mięka składowa promieni kosmicznych		
twarda składowa promieni kosmicznych		
przenikliwość promieni kosmicznych		
średni czas życia (mean life)		
czas połowicznego zaniku, skrót: półokres		
wskaźnik izotopowy		
stos		
reaktor		

	Symbole ustalone	Symbole dopuszczone
rozszczerpienie jądra stany wzbudzone spektrograf masowy wychwył elektronu K albo „wychwył K” (K—capture) tarcza (target)		

Kraków, styczeń 1951

*Zakład Fizyki
Akademii Górniczo-Hutniczej
w Krakowie*

PRYZNANIE PROF. DR STEFANOWI PIEŃKOWSKIEMU GODNOŚCI CZŁONKA HONOROWEGO POLSKIEGO TOWARZYSTWA FIZYCZNEGO

Nadzwyczajne Walne Zgromadzenie Polskiego Towarzystwa Fizycznego zwołane w dn. 8. XII 1950 podczas Zjazdu Fizyków Polskich w Krakowie powzięło jednomyślną uchwałę o przyznaniu profesorowi fizyki doświadczalnej Uniwersytetu Warszawskiego, Stefanowi Pieńkowskiemu, najwyższego odznaczenia, jakim Towarzystwo rozporządza: godności członka honorowego Towarzystwa. Aktem tym uczczono ogromne zasługi, jakie dla rozwoju fizyki polskiej i Polskiego Tow. Fizycznego położył prof. Pieńkowski w ciągu swej wieloletniej wytrwałej, a tak owocnej pracy. Chwilę obrano szczególnie odpowiednią, gdyż wiąże się ona z dwiema ważnymi rocznicami w historii fizyki w Polsce. Przed trzydziestu laty, w styczniu 1921 r. został otwarty Zakład Fizyki Doświadczalnej Uniw. Warszawskiego przy ul. Hożej, największa i najbujniej się rozwijająca placówka fizyki doświadczalnej w naszym kraju, placówka, której twórcą i kierownikiem w ciągu całego tego okresu był prof. Pieńkowski. Drugą rocznicą jest trzydziestoletni również jubileusz Polskiego Towarzystwa Fizycznego, które rozpoczęło swą działalność w kwietniu 1921, przy czym jednym z założycieli był prof. Pieńkowski.

Uroczystość wręczenia nowo mianowanemu członkowi honorowemu dyplomu odbyła się w dn. 24 lutego 1951 w niedawno odbudowanej wielkiej sali wykładowej Zakładu Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego. W szczerlnie wypełnionej sali zasiedli przedstawiciele władz, rektorzy i profesorowie wyższych uczelni, liczne grono dawnych i obecnych pracowników naukowych Zakładu, personel pomocniczo-administracyjny oraz młodzież akademicka.

Po otwarciu posiedzenia przez prezesa Zarządu Głównego P. T. F. prof. W. Rubinowicza przedstawiciel Ministerstwa Szkół Wyższych i Nauki, dyrektor H. Żeligowski odczytał list Ministra Szkół Wyższych i Nauki Rapackiego z gratulacjami dla jubilata oraz z życzeniami dalszej, równie owocnej pracy dla dobra nauki polskiej. Po nim zabrał głos prof. Rubinowicz, by uwypuklić wielkie zasługi położone przez prof. Pieńkowskiego dla Towarzystwa, którego przez wiele lat był prezesem lub wiceprezesem. Energii i zdolnościom organizacyjnym profesora Pieńkowskiego zawdzięcza Polskie Towarzystwo Fizyczne większość swych osiągnięć. Tak np. prof. Pieńkowski był przed wojną przez kilkanaście lat redaktorem wydawnictw Towarzystwa (*Sprawozdania i Prace P. T. F.*, później *Acta Physica Polonica*), po wojnie zaś zajął się między innymi organizacją komisji koordynacyjnej badań fizycznych przy P. T. F., zanim jeszcze znaczenie takiej placówki zostało postawione na gruncie prac I Kongresu Nauki Polskiej.

Rektor Uniwersytetu Warszawskiego, prof. dr J. Wasilkowski, podkreślił w swym przemówieniu zasługi prof. Pieńkowskiego dla Uniwer-

sytetu, w szczególności na stanowisku rektora, które piastował trzykrotnie w ciągu sześciu lat ogółem, m. in. w najtrudniejszych latach powojennych 1945—47. Głównie energii i staraniom prof. Pieńkowskiego zawdzięczamy reaktywowanie Uniwersytetu Warszawskiego w lipcu 1945 r.; z ogromnym nakładem pracy i wysiłków kierował on odbudową placówek uniwersyteckich w tym okresie, tak szybko postępującą naprzód. Za zasługi swe dla rozwoju nauki polskiej oraz za działalność przy odbudowie Uniwersytetu prof. Pieńkowski został odznaczony orderem Sztandaru Pracy I kl. Wiele trudu poświęcił prof. Pieńkowski także sprawie dziś może najważniejszej — walce o pokój, jako członek Polskiego Komitetu Obrońców Pokoju.

Z kolei prof. S. Szoczeniowski scharakteryzował ogólnie linie badań prowadzonych w Zakładzie Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Warszawskiego pod kierunkiem prof. Pieńkowskiego. — „Przed pierwszą wojną światową istnieeli fizycy polscy, nie było jednak polskiej fizyki” — powiedział mówca. Badacze pracowali wówczas na ogół samotnie, w rozmaitych nie powiązanych ze sobą dziedzinach fizyki, w bardzo znacznej części poza granicami kraju. Profesor Pieńkowski pierwszy stworzył w Polsce „szkołę fizyczną”. Prace nad organizacją placówki naukowej i dydaktycznej rozpoczął już w r. 1919, po powrocie do kraju z Belgii i po objęciu katedry fizyki doświadczalnej na odradzającym się wówczas Uniwersytecie Warszawskim. W r. 1921, po otwarciu nowego Zakładu, prace te rozwijały się na pewnej już podstawie w coraz szybszym tempie.

Jaką główną linię badań obrał prof. Pieńkowski luminescencję atomów i cząsteczek, temat podówczas bardzo intensywnie opracowywany w nauce światowej i rokujący piękne możliwości badawcze. Dzięki niezmiernie trudnej pracy i darowi organizacyjnemu kierownika Zakładu jego wyposażenie w przyrządy naukowe szybko wzrasta, jednocześnie zaś szkołą się kadry młodych badaczy. W latach 1924/25 zjawiają się pierwsze wyniki tych prac, a w latach następnych wzrasta coraz szybciej liczba i wartość ogłoszonych rezultatów. Zakład specjalizuje się szczególnie w badaniach nad luminescencją par metali oraz roztworów związków organicznych zyskując w tej dziedzinie uznanie w całym świecie. Dowodem tego może służyć m. in. fakt przybywania na samodzielne studia stypendystów zagranicznych, odwiedziny specjalistów w dziedzinie fotoluminescencji, jak S. I. Wawilow i P. Pringsheim, urządzenie w Warszawie w r. 1935 pierwszego międzynarodowego zjazdu poświęconego fotoluminescencji — wreszcie i fakt uzyskania od fundacji Rockefellera dużej na owe czasy subwencji na zakup najbardziej precyzyjnych przyrządów badawczych.

Fotoluminescencja nie była jednakże jedynym kierunkiem badań uprawianym w Zakładzie Fizyki. Zaraz po odkryciu zjawiska Ramana część personelu naukowego poświęca się badaniu widm ramanowskich cząsteczek organicznych w stanie ciekłym oraz widm kryształów. Rozwija się też kierunek badań strukturalnych przy pomocy promieni Roentgena, zwłaszcza w zastosowaniu do struktury drewna i zagadnień pokrewnych. W ostatnich latach przed wojną został w Zakładzie zapoczątkowany rokujący najpiękniejsze nadzieje co do dalszego rozwoju dział fizyki jądrowej. Rozwój Zakładu przerwała wojna. Wprawdzie sam gmach i wyposażenie Zakładu ucierpiało stosunkowo niewiele — profesor Pieńkowski był cały czas na posterunku — ale już w listopadzie 1939 cała aparatura oraz biblioteka unieruchomione zostały przez hitlerowców, potem zaś gmach

Zakładu przejęła dyrekcja kolei. Gmach uległ całkowitej przebudowie wewnętrznej, instalacje zaś zostały bądź zabrane, bądź po prostu poniszczone.

Po wyzwoleniu Warszawy, już w marcu 1945 r. prof. Pieńkowski przystępuje z całą energią do odbudowy i organizacji Zakładu. W ciągu paru lat udaje się pozyskać dobre wyposażenie naukowo-badawcze oraz dydaktyczno-pokazowe. Wznowione zostają dawne kierunki badań i powstają nowe. W myśl ogólnych wytycznych rozwoju nauki w krajach socjalizmu dąży się do ścisłej współpracy nauki z praktyką, techniką i życiem, co wyraża się m. in. w kontakcie z przemysłem i w fakcie, że w Zakładzie pracują inżynierowie różnych specjalności, zyskując czy pogłębiając swe wykształcenie w zakresie specjalnych dziedzin fizyki. W ramach ogólnej przebudowy ustroju nauki polskiej Zakład przekształca się obecnie w Instytut Fizyczny, który ma objąć również Zakład Fizyki Teoretycznej i Zakład Mechaniki Teoretycznej. Obecnie okres odbudowy i organizacji ma się ku końcowi i podobnie jak w latach 1924/25 spodziewać się należy w najbliższych latach wyników włożonego wielkiego wysiłku.

Profesor L. Sosnowski omówił z kolei nieco dokładniej pewne szczegóły z historii Zakładu. Mówca zobrazował stan katedry fizyki doświadczalnej w latach 1919—20, w pierwszych latach pracy prof. Pieńkowskiego na nowym terenie. Zakład Fizyczny istniał wówczas jedynie na papierze, nie miał bowiem nawet własnego lokalu: wykłady odbywały się (tylko w godzinach wieczornych) w Politechnice, pracownia studencka mieściła się w paru pokojach na Krakowskim Przedmieściu. Pracownie naukowe mogły być tylko marzeniem. O powstaniu ich zadecydowało dopiero przeniesienie się do własnego gmachu przy ul. Hożej 69. Wysiłki organizacyjne szły w dużej mierze na zdobycie potrzebnych środków pieniężnych, spotykały się jednak z reguły z niezrozumieniem przez władze ówczesne oraz przez społeczeństwo znaczenia i roli placówek naukowych. Toteż w pierwszym okresie istnienia nowego Zakładu jego podstawę finansową stanowiły w dużej mierze prywatne oszczędności jego kierownika. Dzięki niespożytej energii prof. Pieńkowskiego trudności te zostały później w znacznym stopniu przełamane. Pracą swą i swym przykładem prof. Pieńkowski stworzył szkołę, w której panowała stale swoista atmosfera prawdziwie naukowa, gdzie wartości naukowe były uznawane za coś najbardziej ważkiego i istotnego w życiu. Rezultatem było ukazanie się do r. 1939 przeszło 250 prac. Znamiennym faktem jest, że 20 wychowanków Zakładu zajmuje obecnie katedry akademickie w kraju czy zagranicą. W Zakładzie na Hożej zawsze były reprezentowane postępowe tradycje nauki polskiej. Rozwijała się żywo współpraca z nauką radziecką, nie było dyskryminacji rasowych czy politycznych w okresie coraz bardziej postępującej faszycyzacji Państwa w latach trzydziestych.

Podczas okupacji prof. Pieńkowski dokłada wszelkich starań, aby podtrzymać istnienie Zakładu. Tak np. udało się ukryć przed Niemcami część przyrządów, które jednak przeważnie padły ofiarą zniszczenia w czasie zburzenia miasta po powstaniu. Co tydzień odbywały się — jak przed wojną — zebrania naukowe, na których wygłaszano referaty z bieżącej literatury naukowej, którą zdobywał z trudem prof. Pieńkowski. Zakład był jednocześnie ośrodkiem tajnego nauczania, w którym brali udział wszyscy jego współpracownicy przebywający podczas okupacji w Warszawie.

Powojenna odbudowa Zakładu nosi na sobie ślady tego rozmachu twórczego, który jest tak charakterystyczny dla całej działalności jego kierownika. Pomimo

ogromnych trudności wynikających z warunków powojennych niektóre działy Zakładu, jak Pracownia I i II są postawione obecnie na wyższym poziomie niż przed wojną. Na terenie Zakładu (obecnie Instytutu Fizyki) pracuje dzisiaj właściwie zespół trzech zakładów: fizyki doświadczalnej, elektroniki i atomistyki, którego kierownikiem jest prof. Pieńkowski. Instytut Fizyki w pracy swej ma jako jedną z głównych wytycznych wypełnienie tych zadań, które stoją przed nim o ramach Planu Sześcioletniego.

Jako następny mówca zabrał głos prof. B. Hryniewiecki, który w swym nacechowanym humorem przemówieniu wspominał ubiegłe lata wspólnej z dzisiejszym jubilatem pracy na terenie Wydziału Matematyczno-Przyrodniczego Uniwersytetu.

Po wyczerpaniu listy mówców sekretarz Zarządu Głównego P. T. F. dr Wł. Ścisłowski odczytał tekst dyplomu, wypisanego na pięknej karcie pergaminu, a prof. Rubinowicz wręczył profesorowi Pieńkowskiemu dyplom członka honorowego, stwierdzając, że jest to tylko skromny wyraz wdzięczności i uznania.

Dziękując za otrzymaną godność, prof. Pieńkowski ze wzruszeniem podkreślił radość, jaką mu sprawiają te dowody uznania i te słowa życzliwe, które zostały wypowiedziane. Podkreślił, że wszelkimi jego poczynaniami kierował wzgląd na dobro nauki polskiej i na dobro umiłowanej placówki. Mówca przypomniał po krótku trudności, jakie trzeba było zwalczyć, zanim udało się osiągnąć, to czym dzisiaj Zakład może się pochlubić. W chwili obecnej stoi przed nami zadanie szkolenia nowych kadr pracowników naukowych i dydaktyków oraz spełnianie tych wymagań, jakie postawi wykonanie Planu Sześcioletniego. Jednakże nauka polska, a Instytut Fizyki w szczególności, znajdują się dziś w tym szczęśliwym położeniu, że najwyższe władze Państwa rozumieją i wydatnie popierają rozwój nauki. Powinniśmy więc, jak podkreślił na zakończenie prof. Pieńkowski zespolić się w jeszcze bardziej wyteżonej pracy dla jak najpiękniejszego jutra Polski i dla sprawy pokoju.

POLSKIE TOWARZYSTWO FIZYCZNE

Zarząd

<i>Przewodniczący</i>	—	Prof. Dr Wojciech RUBINOWICZ
<i>Wiceprzewodniczący</i>	—	Prof. Dr Stefan PIENKOWSKI
<i>Sekretarz</i>	—	Prof. Dr Teodor KOPCEWICZ
<i>Skarbnik</i>	—	Prof. Dr Andrzej SOŁTAN
<i>Redaktorzy</i>	—	Prof. Dr Szczepan SZCZENIOWSKI Prof. Dr Jan WEYSSENHOFF

Przewodniczący Oddziałów Towarzystwa

Gdańsk:	Prof. Dr Arkadiusz PIEKARA
Gliwice:	Prof. Dr Tadeusz MALARSKI
Kraków:	Prof. Dr Henryk NIEWODNICZAŃSKI
Lublin:	Prof. Dr Stanisław ZIEMECKI
Łódź:	Prof. Dr Eugeniusz SKORKO
Poznań:	Prof. Dr Szczepan SZCZENIOWSKI
Toruń:	Prof. Dr Jerzy RAYSKI
Warszawa:	Prof. Dr Leonard SOSNOWSKI
Wrocław:	Prof. Dr Jan NIKLIBORC

T R E Ś Ć

	Str.
Śp. Prof. Dr Marian Grotowski	1
Ignacy ADAMCZEWSKI: Metoda klisz fotograficznych w badaniach fizyki jądrowej i fizyki promieni kosmicznych	6
Andrzej HRYNKIEWICZ: Zagadnienia bezpieczeństwa pracy ze źródłami promieni w fizyce jądrowej	35
Stefan PIENKOWSKI: Rozproszenie promieni X jako podstawa badań mi- krostruktury ciał niejednorodnych	51
Leonard SOSNOWSKI: Fizyka Polska w okresie międzywojennym i stan jej odbudowy w latach 1945 — 1950	79
Andrzej HRYNKIEWICZ: Liczniki scyntylicyjne	88
Alfons KRAUSE: Koloidalnie rozproszone gazy	98
Włodzimierz MOŚCICKI: Mezony	103
Mieczysław JEŻEWSKI: W sprawie pisowni nazw jednostek	143
Sprawozdanie z XIII Zjazdu Fizyków Polskich w Krakowie	147
Streszczenie referatów z prac własnych	153
KOMISJA TERMINÓW: Terminy, oznaczenia, jednostki	176
Przyznanie Prof. Stefanowi Pieńkowskiemu godności członka honorowego Polskiego Towarzystwa Fizycznego	189

Wydawca: Polskie Towarzystwo Fizyczne, Warszawa, Hoża 69

Redaktor: Prof. Szczepan SZCZENIOWSKI, Poznań, ul. Grunwaldzka 6

Cena zeszytu 4,50 zł — podwójnego 9 zł