

WYDZIAŁ FIZYKI
UNIWERSYTET WARSZAWSKI
UL. PASYKI 50, 02-083 WARSZAWA

POSTĘPY FIZYKI

DWUMIESIĘCZNIK
POŚWIĘCONY UPOWSZECHNIANIU
WIEDZY FIZYCZNEJ

PTF

TOM XVI

ZESZYT 2

1965

RADA REDAKCYJNA

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

KOMITET REDAKCYJNY

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

Adres Redakcji: Kraków, Reymonta 4
tel. 363-80, wewn. 442

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

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

POSTĘPY FIZYKI

DWUMIESIĘCZNIK POŚWIĘCONY UPOWSZECHNIANIU
WIEDZY FIZYCZNEJ

TOM XVI, ZESZYT 2

000001353

UNIWERSYTET MARII CURIE-SKŁODOWSKIEJ

Biblioteka Instytutu Fizyki

pl. Marii Curie-Skłodowskiej 1

20-031 Lublin tel. 537-62-94

P A Ń S T W O W E W Y D A W N I C T W O N A U K O W E
1965

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE
Oddział Kraków, ul. Smoleńsk 14

Nakład 1884 + 134 egz.	Rękopis dostarczono 5. I. 1965
Ark. wyd. 7,25, ark. druk. 6 ³ / ₄	Podpisano do druku 7. V. 1965 r.
Papier druk. sat. 80 g, kl. III, 70 × 100	Druk ukończono w maju 1965 r.
Zamówienie 723/64	Cena zł 15.— W-29

DRUKARNIA UNIwersytetu Jagiellońskiego, Kraków, Czapskich 4

Marian Herman

Katedra Fizyki Ogólnej „B”
Politechniki Warszawskiej

Dobroć magnetyczna maserowych kryształów paramagnetycznych

I. Wstęp

Pojęcie dobroci magnetycznej jest związane z teorią obwodów mikrofalowych, w skład których wchodzi przynajmniej jeden kryształ paramagnetyczny. Kryształ ten umieszcza się we wnęce rezonansowej lub w niektórych przypadkach bezpośrednio w falowodzie.

Energia pola elektromagnetycznego, wytworzonego w falowodzie lub we wnęce rezonansowej, jest częściowo tracona w wyniku absorpcji przez ścianki ograniczające wnękę lub falowód oraz w wyniku wypływu poprzez układ sprzęgający daną wnękę lub falowód z pozostałą częścią obwodu mikrofalowego. W przypadku gdy we wnęce (falowodzie) znajduje się kryształ paramagnetyczny, na który działa zewnętrzne stałe pole magnetyczne, mogą powstać dodatkowe straty energii pola elektromagnetycznego wywołane absorpcją rezonansową w kryształach.

W teorii obwodów elektrycznych straty opisuje się zwykle przy pomocy pojęcia dobroci obwodu. Również i w teorii obwodów mikrofalowych pojęcie to jest szeroko stosowane. Dla konkretnego przypadku wnęki rezonansowej dobroć jest zdefiniowana jako stosunek całkowitej zamagazynowanej we wnęce mikrofalowej mocy pola elektromagnetycznego o danej częstotliwości, do całkowitej mocy pola o tej samej częstotliwości rozpraszanej we wnęce w wyniku strat.

Ponieważ wspomniane wyżej trzy rodzaje strat we wnęce lub w falowodzie mają różny charakter, celowe jest opisywanie ich różnymi rodzajami dobroci. I tak straty w ściankach wnęki opisuje się dobrocią wnęki nieobciążonej Q_0 , straty w układzie sprzęgającym dobrocią układu sprzęgającego Q_e , a straty w kryształach paramagnetycznych dobrocią magnetyczną tego kryształu Q_M^c (jest to wielkość zespolona).

Całkowita dobroć wnęki Q jest związana z dobrociami Q_0 , Q_e i Q_M^c zależnością

$$\frac{1}{Q} = \frac{1}{Q_0} + \frac{1}{Q_e} + \frac{1}{|Q_M^c|} \quad (1.1)$$

Dobroć magnetyczna opisująca straty energii pola elektromagnetycznego w kryształach jest zdefiniowana następującym wzorem

$$Q_{MS}^c = \frac{\omega_s W_s}{P_s^c}, \quad (1.2)$$

gdzie $\omega_s = 2\pi\nu_s$ jest częstotliwością kołową, $W_s = \frac{1}{8\pi} \int H_s H_s^* d\tau$ — całkowita energia fali elektromagnetycznej o częstotliwości ν_s we wnęce rezonansowej (w falowodzie), P_s^c — moc fali elektromagnetycznej o częstotliwości ν_s rozpraszana w czynnej substancji paramagnetycznej, H_s — amplituda zmiennego pola magnetycznego o częstotliwości ν_s we wnęce (w falowodzie), $d\tau$ — element objętości V wnętrza rezonansowej (falowodu).

Zdefiniowane w ten sposób pojęcie dobroci magnetycznej znalazło szczególne zastosowanie w teorii maserów krystalicznych. Dobroć magnetyczna bowiem wpływa w istotny sposób na parametry eksploatacyjne maserów i to zarówno maserów wnękowych (kryształ znajduje się we wnęce rezonansowej), jak i maserów o fali bieżącej (kryształ jest umieszczony w falowodzie)¹.

Jak wykazał Slater [3], impedancję wejściową wnęki odbiciowej zawierającej kryształ paramagnetyczny można przedstawić w przypadku gdy dochodzi do niej sygnał elektromagnetyczny o podstawowym rodzaju drgań² o częstotliwości zbliżonej do częstotliwości rezonansowej ν_s , następującą zależnością

$$\frac{Z_{wej}}{Z_0} = \frac{1}{\frac{1}{Q_0} + \operatorname{Re}\left(\frac{1}{Q_{MS}^c}\right) + i\left[2\frac{\omega_s - \omega_c}{\omega_c} + \operatorname{Im}\left(\frac{1}{Q_{MS}^c}\right)\right]}, \quad (1.3)$$

gdzie $\operatorname{Re}\left(\frac{1}{Q_{MS}^c}\right)$ i $\operatorname{Im}\left(\frac{1}{Q_{MS}^c}\right)$ są odpowiednio częścią rzeczywistą i częścią urojoną odwrotności dobroci magnetycznej, ω_c — częstość kołowa sygnału dochodzącego do wnęki, Z_0 — impedancja charakterystyczna falowodu doprowadzającego sygnał do wnęki, dla rodzaju podstawowego.

Współczynnik odbicia mocy do wnęki z jednym otworem sprzęgającym, równy bezpośrednio wzmocnieniu mocy pola elektromagnetycznego dochodzącego do wnęki, można wyrazić wzorem

$$P_r = G_1 = \left| \frac{Z_0 - Z_{wej}}{Z_0 + Z_{wej}} \right|^2. \quad (1.4)$$

¹ Maser jest urządzeniem, w którym wzajemne oddziaływanie promieniowania elektromagnetycznego z substancją prowadzi do wzmocnienia tego promieniowania kosztem energii zamagazynowanej w atomach substancji. Zasada działania masera jest szeroko opisana w pracach [1] i [2].

² Rodzajami drgań pola elektromagnetycznego w falowodzie lub we wnęce rezonansowej nazywamy rozwiązania szczególne równań Maxwella, odpowiadające warunkom brzegowym wynikającym z geometrii wnęki lub falowodu. Rodzaj, któremu odpowiada w danym falowodzie (wnęcie) najmniejsza częstotliwość graniczna, nazywa się rodzajem podstawowym [4]. Częstotliwość graniczna jest to najmniejsza częstotliwość, jaką muszą mieć fale elektromagnetyczne, aby mogły się rozchodzić w falowodzie.

Stąd po pewnych przekształceniach otrzymuje się wyrażenie określające maksymalne wzmocnienie wewnętkowego masera krystalicznego

$$G_{1\max} = \frac{\left[\frac{1}{Q_0} - \frac{1}{Q_e} - \frac{1}{|Q_{MS}|} \right]^2}{\left[\frac{1}{Q_0} + \frac{1}{Q_e} - \frac{1}{|Q_{MS}|} \right]^2}, \quad (1.5)$$

gdzie $|Q_{MS}| = |\operatorname{Re}(Q_{MS}^c)|$.

Z powyższego wzoru widać, że wzmocnienie masera wynosi 1 gdy $|Q_{MS}| = Q_0$. Rośnie ono w miarę przybliżania się bezwzględnej wartości dobroci magnetycznej do wartości dobroci wnetki obciążonej układem sprzęgającym, tj. gdy

$$\frac{1}{|Q_{MS}|} \approx \frac{1}{Q_0} + \frac{1}{Q_e}.$$

Od dobroci magnetycznej kryształu paramagnetycznego zależy również szerokość pasma przenoszenia³ masera wnetkowego.

$$B_1 = \frac{\left(\frac{1}{Q_0} + \frac{1}{Q_e} - \frac{1}{|Q_{MS}|} \right) \cdot \omega_s}{\left(\frac{1}{Q_0} + \frac{1}{|Q_{MS}|} \right) \cdot 2\pi Q_l}, \quad (1.6)$$

gdzie $Q_l = \frac{\omega_s \tau_s}{2}$ jest wielkością zależną od czasu relaksacji spin-spin dla przejścia kwantowego odpowiadającego częstotliwości ν_s .

Dla maserów o fali bieżącej⁴ odpowiednie wzory na wzmocnienie (podane w decybelach) i szerokość pasma przenoszenia są następujące:

$$G_2 = 27,3 \frac{S \cdot N}{|Q_{MS}|}, \quad (1.7)$$

gdzie $S = \frac{c}{v_g}$ — współczynnik spowolnienia fali elektromagnetycznej, v_g — prędkość grupowa fali elektromagnetycznej, c — prędkość światła w próżni, N — liczba całkowitych długości fali λ_0 w przestrzeni swobodnej mieszcząca

³ Szerokością pasma przenoszenia wzmacniacza nazywa się przedział częstotliwości, w którym jego wzmocnienie jest nie mniejsze od wielkości $M \cdot G_{\max}$. Dla wzmacniaczy napięciowych przyjmuje się zwykle $M = \frac{1}{\sqrt{2}}$, dla wzmacniaczy mocy natomiast $M = \frac{1}{2}$ [5].

⁴ Maser o fali bieżącej jest to (w najprostszej postaci) odcinek falowodu wypełniony paramagnetykiem, w którym wytworzono stan inwersji obsadzeń spinowych poziomów energetycznych. Fala elektromagnetyczna biegnąca w tym falowodzie jest stopniowo wzmacniana w wyniku wymuszonej emisji promieniowania elektromagnetycznego z paramagnetyka. Ponieważ wzmocnienie to jest odwrotnie proporcjonalne do prędkości grupowej tej fali, stosuje się dodatkowo w tym maserze linię opóźniającą, której długość zwykle pokrywa się, lub nieco przewyższa, długość kryształu paramagnetycznego [6].

Linia opóźniająca masera jest specjalny rodzaj falowodu, charakteryzujący się występowaniem w nim periodycznie następujących po sobie nieciągłości, takich jak np. pręty, przegrody z otworami czy zwoje spirali, co powoduje zmniejszenie prędkości grupowej fali elektromagnetycznej biegnącej przez ten falowód.

się w długości linii opóźniającej masera.

$$B_2 = B_m \sqrt{\frac{3}{G_2 - 3}}, \quad (1.8)$$

gdzie B_m jest szerokością linii rezonansowej paramagnetyka, odpowiadającą połowie mocy absorbowanej w rezonansie przez kryształ.

Przytoczone powyżej zależności wskazują wyraźnie znaczenie dobroci magnetycznej dla analizy teoretycznej warunków pracy maserów krystalicznych.

Często dobroć magnetyczna maserowych kryształów paramagnetycznych wyraża się poprzez urojoną składową zespolonej podatności magnetycznej tych kryształów [6]. Wprowadzenie pojęcia podatności w celu opisanie procesu absorpcji energii pola elektromagnetycznego przez kryształ paramagnetyczny jest pewnym uproszczeniem zagadnienia, polegającym na zawężeniu go do obszaru zjawisk makroskopowych. Ścisła bowiem analiza absorpcji paramagnetycznej jest możliwa tylko z punktu widzenia kwantowej mechaniki statystycznej. Związek podatności kryształu maserowego z wielkościami kwantowo-mechanicznymi, takimi jak np. macierz gęstości, określona dla danego paramagnetyka, został podany w pracy [7].

W dalszej części niniejszego artykułu opisana zostanie, na przykładzie trójpoziomowego masera węgkowego, kwantowo-mechaniczna metoda obliczania dobroci magnetycznej kryształu paramagnetycznego, polegająca na rozwiązaniu równania ruchu zwężonej macierzy statystycznej (*contracted statistical matrix*) danego kryształu. Metoda ta daje dobrą zgodność z wynikami doświadczalnymi otrzymanymi drogą badania elektronowego rezonansu paramagnetycznego kryształów maserowych [2]. Stosowana ona jest do analizy pracy maserów krystalicznych od 1957 roku [8], prowadząc do wielu ciekawych wyników teoretycznych, których uzyskanie metodami klasycznymi byłoby niemożliwe.

II. Maserowe kryształy paramagnetyczne

Zgodnie z definicją podaną przez Altszulera i Kozyriewa [9], kryształem paramagnetycznym nazywa się taki kryształ, który zawiera w swej diamagnetycznej siatce pewną liczbę jonów magnetycznych, tzn. takich, które charakteryzują się nieskompensowanym własnym momentem magnetycznym. Kryształ taki uważany jest za paramagnetyk bez względu na wielkość składowej diamagnetycznej jego wypadkowego momentu magnetycznego. Właściwości takiego kryształu w polu magnetycznym określone są bezpośrednio właściwościami jonów magnetycznych, w wielu jednak przypadkach istotną rolę odgrywa również elektryczne pole wewnątrzkrystaliczne wytworzone przez jony diamagnetyczne. Pole to może określać m. in. wielkość spinu efektywnego jonów magnetycznych, od którego bezpośrednio zależy liczba tych poziomów energetycznych obsadzanych przez jony magnetyczne znajdujące się w ze-

wnętrznym stałym polu magnetycznym, których odległości na skali energii odpowiadają częstotliwościom mikrofal⁵.

Przykładami kryształów paramagnetycznych najbardziej rozpowszechnionych w konstrukcjach maserowych są:

A. Rubin — jest to odmiana krystaliczna z diamagnetycznego korundu (Al_2O_3), w którym część jonów Al^{3+} zostaje izomorficznie zastąpiona przez magnetyczne jony chromu Cr^{3+} . Jony Cr^{3+} posiadają trzy elektrony w niewypełnionej powłoce $3d$, co jest przyczyną istnienia ich nieskompensowanego wypadkowego momentu magnetycznego. Spin wypadkowy tych jonów ma wartość $S = 3/2$. W siatce krystalicznej korundu jony Cr^{3+} znajdują się w otoczeniu sześciu jonów tlenu wytwarzającego pole elektryczne mające silną składową o symetrii regularnej i znacznie słabszą składową o symetrii trygonalnej.

Zewnętrzne pole magnetyczne powoduje powstanie czterech spinowych poziomów energetycznych jonów chromu, których odległości na skali energii odpowiadają częstotliwościom mikrofalowym.

B. Korund z domieszką jonów żelaza Fe^{3+} — część jonów Al^{3+} zostaje izomorficznie zastąpiona przez magnetyczne jony Fe^{3+} o spinie $S = 5/2$. Jony żelaza tworzą w tej siatce krystalicznej dwa nierównoważne magnetycznie układy jonów, co powoduje pojawienie się dwóch różnych układów linii rezonansu paramagnetycznego. Oba te układy linii rezonansowych można nałożyć na siebie przez odpowiedni dobór kierunku zewnętrznego stałego pola magnetycznego w stosunku do kierunku osi symetrii trygonalnej kryształu korundu. Jony Fe^{3+} mogą przy tym obsadzać (w zewnętrznym polu magnetycznym) sześć poziomów energetycznych o odległościach wzajemnych odpowiadających częstotliwościom mikrofalowym.

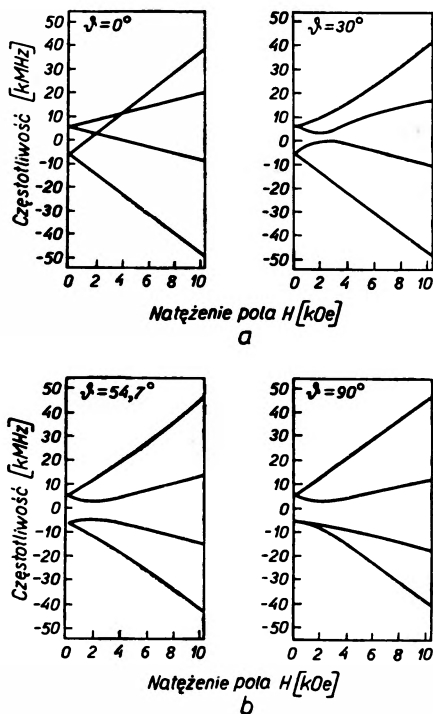
C. Rutyl (TiO_2) z małą domieszką jonów chromu Cr^{3+} lub żelaza Fe^{3+} . Jony tlenu, otaczające w siatce krystalicznej rutilu jon Ti^{4+} , tworzą pole krystaliczne o symetrii rombowej. W siatce tej występują dwa nierównoważne sobie rodzaje kationów, różniące się rozkładem sąsiednich jonów O^{2-} . Jony domieszki paramagnetycznej zastępujące w siatce krystalicznej różne jony Ti^{4+} , dają w związku z tym dwie rodziny linii rezonansu paramagnetycznego. W szczególnych warunkach, polegających na tym, że zewnętrzne stałe pole magnetyczne jest skierowane równoległe do osi symetrii tetragonalnej rutilu, można zaobserwować pokrywanie się tych dwóch układów linii rezonansowych. Te właśnie warunki szczególne muszą być spełnione, aby rutil z domieszką paramagnetyczną mógł być zastosowany w maserze jako materiał czynny.

Duża wartość stałej dielektrycznej rutilu (w temperaturze $T = 4,2^\circ\text{K}$ dla $\lambda_0 = 3\text{ cm}$, $\epsilon_{\perp} = 131$ i $\epsilon_{\parallel} = 256$ [10]) czyni go pomimo tego utrudnienia bardzo interesującym materiałem maserowym, zwłaszcza do budowy maserów o fali bieżącej pracujących bez specjalnej linii opóźniającej [10].

⁵ Mikrofalami przyjęto nazywać fale elektromagnetyczne o częstotliwościach od $6 \cdot 10^8$ Hz do $3 \cdot 10^{11}$ Hz [4].

Wykresy poziomów energetycznych jonów Cr^{3+} i Fe^{3+} w korundzie i w rutyli podano na podstawie pracy [11] na rysunkach 1, 2 i 3.

Obszerny opis metody obliczania rozkładu poziomów energetycznych jonów chromu w rubinie podano w pracy [12].

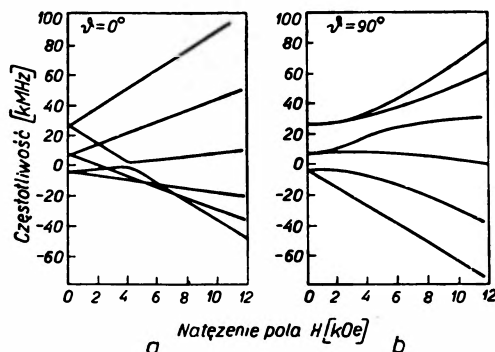


Rys. 1. Rozkład poziomów energetycznych jonów chromu Cr^{3+} w rubinie dla kątów θ , zawartych między kierunkami zewnętrznego stałego pola magnetycznego H i osi „c” symetrii trygonalnej korundu, równych 0° , 30° , $54,7^\circ$ i 90°

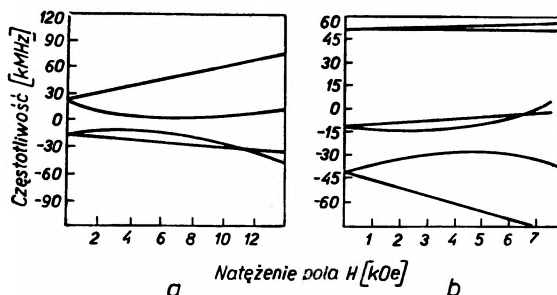
Przytoczone powyżej w formie przykładu materiały maserowe jak i inne kryształy paramagnetyczne stosowane do budowy maserów mają jedną zasadniczą cechę wspólną, charakteryzującą ich budowę mikroskopową. Wśród przeważającej ilości jonów diamagnetycznych tworzących szkielet siatki krystalicznej, znajduje się niewielka — wahająca się w procentach wagowych od 0,05% do 1% — ilość jonów magnetycznych. Ta niewielka ilość jonów o nieskompensowanym własnym momencie magnetycznym tworzy układ nieswobodnych dipoli magnetycznych. Dipole te w kryształcie umieszczonym w zewnętrznym polu magnetycznym wykonują ruch precesyjny wokół kierunku tego pola z częstotliwościami rezonansowymi odpowiadającymi ich energii. Im większą energię posiada dany dipol, tym większa jest jego częstotliwość precesji. Zmiana energii dipola jest procesem kwantowym i może nastąpić albo wskutek działania zewnętrznego zmiennego pola magnetycznego

o częstotliwości rezonansowej, albo (gdy dipol ten zmniejsza swoją energię) wskutek jego oddziaływań z otaczającym go układem jonów diamagnetycznych.

Przejścia pomiędzy różnymi poziomami energetycznymi dipoli magnetycznych są połączone z emisją lub z absorpcją promieniowania elektromagnetycznego o częstotliwościach rezonansowych. Każde przejście kwantowe dipola



Rys. 2. Rozkład poziomów energetycznych jonów żelaza Fe^{3+} w korundzie dla kątów θ , zawartych między kierunkami zewnętrznego stałego pola magnetycznego H i osi „c” symetrii trygonalnej kryształu, równych 0° i 90°



Rys. 3. Rozkład poziomów energetycznych jonów a — chromu Cr^{3+} i b — żelaza Fe^{3+} w rutylu. Kierunek stałego pola magnetycznego H pokrywa się z kierunkiem osi symetrii tetragonalnej rutylu

magnetycznego jest procesem przypadkowym, zachodzącym z określonym prawdopodobieństwem zależnym od wielkości powstającej przy tym zmiany energii dipola. Suma energii promieniowania elektromagnetycznego zaabsorbowanego lub wyemitowanego przez wszystkie dipole magnetyczne, wskutek ich przejść kwantowych odpowiadających danej częstotliwości, określa energię tego promieniowania zaabsorbowaną lub wyemitowaną przez cały kryształ paramagnetyczny na tej częstotliwości.

W celu właściwej oceny ilościowej zjawisk absorpcji lub emisji rezonansowej kryształów paramagnetycznych rozsądne jest stosowanie metod statystycznych. U podstaw bowiem metod statystycznych leży założenie, że

właściwości układów makroskopowych złożonych z dużej liczby podukładów mikroskopowych mogą być przewidziane przez odpowiednie uśrednienie właściwości tych składowych układów mikroskopowych.

III. Statystyczny model kryształu paramagnetycznego

Zbiór atomów tworzących kryształ paramagnetyczny można ugrupować w kilka wyodrębnionych od siebie układów, z których każdemu można przypisywać inne właściwości statystyczne. Schematyczny model paramagnetyka może zatem zostać utworzony w następujący sposób.

Przyjmijmy, że każdy jon magnetyczny, np. jon Cr^{3+} lub jon Fe^{3+} złożony jest z jądra i oddziaływających z nim elektronów o wypadkowym spinie różnym od zera, tworzy pewien mikroskopowy układ statystyczny μ ⁶. Układ ten oddziałuje z otaczającymi go atomami diamagnetycznymi, z których każdy jest również, z punktu widzenia ich właściwości statystycznych, układem μ . Ponieważ atomy diamagnetyczne stanowią przeważającą większość w kryształ paramagnetycznym, czyli tworzą układ o znacznie większej pojemności cieplnej od posiadanej przez poszczególne magnetyczne układy mikroskopowe μ , to można przyjąć, że tworzą one w sumie jeden wielki układ statystyczny o nieskończonej liczbie stopni swobody i ciągłym rozkładzie energii, który można uważać za układ termostatowy⁷.

Wskutek oddziaływań zewnętrznych mikroukłady mogą się znajdować w różnych stanach energetycznych. Dlatego też można je zgrupować tworząc z mikroukładów μ , które posiadają tę samą energię, pewne układy makroskopowe M . Liczba tak utworzonych układów makroskopowych zależy od liczby stanów energetycznych, w jakich mogą się znajdować układy mikroskopowe. Na przykład w rubinie umieszczonym w stałym zewnętrznym polu magnetycznym, poszczególne dipole magnetyczne są rozłożone na czterech poziomach energetycznych, w związku z czym można utworzyć cztery różne makroskopowe układy jonów magnetycznych. Jony żelaza Fe^{3+} mogą zostać ugrupowane w siatce krystalicznej korundu w sześć różnych układów makroskopowych.

Utworzone w powyżej opisany sposób układy makroskopowe M mają dwie zasadnicze cechy wspólne:

a) Są to układy o słabym oddziaływaniu wewnętrznym, co oznacza, że energia wewnętrzna wszystkich podukładów składowych i ta jej część, która może być przekazywana na zewnątrz układu M jest znacznie większa od energii oddziaływań pomiędzy podukładami μ .

b) Wszystkie układy makroskopowe M w danym kryształ paramagnetycznym tworzą jeden zespół statystyczny mieszany, tzn. zespół, dla którego

⁶ Układy μ charakteryzują się skończoną liczbą stopni swobody i nieciągłym rozkładem poziomów energetycznych.

⁷ Układem termostatowym nazywa się taki układ, który w sposób ciągły znajduje się w stałym stanie statystycznym, tzn. układ, którego właściwości statystyczne są niezależne od czasu.

niemożliwe jest, ze względu na przypadkowe zaburzenia ze strony kąpieli izotermicznej, w której się znajduje, podanie jego funkcji falowej ψ , charakteryzującej w pełni jego właściwości energetyczne⁸. W związku z tym prawidłowa analiza właściwości zespołu mieszanego układów M jest możliwa przy zastosowaniu formalizmu macierzy statystycznej⁹ zamiast formalizmu funkcji falowej. Jeżeli bowiem dla danego zespołu układów M , będącego zespołem mieszanym dana jest jego macierz statystyczna $\hat{\rho}$, to w pełni zdefiniowane są również właściwości statystyczne tego zespołu. Chcąc więc prawidłowo opisać zachowanie się kryształu paramagnetycznego w zmiennym polu elektromagnetycznym, należy wyznaczyć jego macierz statystyczną.

Kryształ paramagnetyczny znajdujący się w stanie równowagi termodynamicznej można na podstawie właściwości a) makroskopowych układów jonów magnetycznych uważać w pierwszym przybliżeniu za termostatowy zespół odizolowanych dipoli magnetycznych znajdujących się na różnych poziomach energetycznych¹⁰. Właściwości statystyczne takiego zespołu są niezależne od czasu, a więc i jego macierz statystyczna musi być niezależna od czasu.

Macierz statystyczną można w ogólności wyrazić wzorem

$$\rho_{kl} = \sum_m \omega_m a_{mk}(t) a_{ml}^*(t), \quad (3.1)$$

gdzie $a_{mk}(t) = C_{mk} e^{i2\pi\nu_{mk}t} = C_{mk} e^{i \frac{W_m - W_k}{h} t}$, są współczynnikami rozwinięcia funkcji falowej Φ_m m -tego zespołu czystego na szereg funkcji własnych ψ_k operatora energii \hat{H} , C_{mk} — stała zespolona, W_m i W_k — wartości własne operatora energii \hat{H} odpowiadające stanom własnym ψ_m i ψ_k , $\omega_m = \frac{M_m}{\sum_k M_k}$ —

waga statystyczna m -tego zespołu czystego w zespole mieszanym, M_m — liczba układów M znajdujących się w stanie m , M_k — liczba układów M znajdujących się w stanie k .

Z postaci tego wyrażenia wynika bezpośrednio następujący warunek. Jeżeli macierz statystyczna ma być niezależna od czasu, to musi ona być diagonalna w przedstawieniu ψ_m użytym w powyższych wzorach.

Równanie (3.1) można zróżniczkować względem czasu

$$\dot{\rho}_{kl} = \sum_m \omega_m (a_{mk} \dot{a}_{ml}^* + \dot{a}_{mk} a_{ml}^*). \quad (3.2)$$

⁸ Zespół statystyczny, dla którego istnieje dostateczna ilość danych, aby utworzyć jego funkcję falową ψ , nazywa się zespołem czystym.

⁹ Macierz statystyczną nazywa się macierz gęstości w przedstawieniu energetycznym, tj. w przedstawieniu funkcji falowych ψ_M energetycznych stanów stacjonarnych [13]. Macierz gęstości jest macierzą hermitowską pozwalającą opisać kwantowe właściwości układu makroskopowego w oparciu o niepełną liczbę danych. Jej znajomość pozwala wyliczyć średnią wartość dowolnej wielkości charakteryzującej układ makroskopowy i prawdopodobieństwo wystąpienia w pomiarze różnych wartości tych wielkości [14].

¹⁰ Układ statystyczny znajduje się w stanie równowagi termodynamicznej, gdy niezależnie od dowolnych krótkotrwałych fluktuacji, rozkład jego podukładów składowych na poziomach energetycznych odpowiada najbardziej prawdopodobnemu dla tych podukładów rozkładowi statystycznemu — dla jonów magnetycznych w kryształach paramagnetycznych np. rozkładowi Boltzmanna

Pochodne występujące w prawej części wzoru (3.2) można wyrazić odpowiednio zależnościami

$$\begin{aligned} \dot{a}_{ml}^* &= -\frac{1}{i\hbar} \sum_n a_{mn}^* H_{ln}^* \\ \dot{a}_{mk} &= \frac{1}{i\hbar} \sum_n a_{mn} H_{kn}, \end{aligned} \quad (3.3)$$

jeżeli równanie Schrödingera

$$\hat{H}\Phi_m = i\hbar \frac{\partial \Phi_m}{\partial t} \quad (3.4)$$

napiszemy w postaci zawierającej funkcje własne operatora \hat{H}

$$\sum_n a_{mn} \hat{H}\psi_n = i\hbar \sum_n \dot{a}_{mn} \psi_n \quad (3.5)$$

i gdy następnie otrzymane równanie pomnożymy przez ψ_k^* i scałkujemy po całej przestrzeni konfiguracyjnej¹¹. Wzór (3.2) można przekształcić

$$\dot{\varrho} = \sum_m \omega_m \left(-\frac{1}{i\hbar} \sum_n a_{mk} a_{mn}^* H_{ln}^* + \frac{1}{i\hbar} \sum_n a_{mn} a_{nl}^* H_{kn} \right). \quad (3.6)$$

Ponieważ operator \hat{H} jest operatorem „hermitowskim“, to $H_{ln}^* = H_{nl}$, zatem po połączeniu odpowiednich wyrazów otrzymuje się zależność

$$\dot{\varrho}_{kl} = -\frac{1}{i\hbar} \sum_n (\varrho_{kn} H_{nl} - H_{kn} \varrho_{nl}), \quad (3.7)$$

którą można przepisać w postaci ogólnej

$$\frac{d\tilde{\varrho}}{dt} = -\frac{1}{i\hbar} [\tilde{\varrho}, \hat{H}]. \quad (3.8)$$

Równanie (3.8) nakłada na macierz statystyczną, niezależną od czasu warunek komutatywności z macierzą hamiltonianu.

W przyjętym powyżej przybliżeniu modelu kryształu paramagnetycznego poszczególne spinowe dipole magnetyczne są rozłożone na dozwolonych dla nich poziomach energetycznych zgodnie z prawem Boltzmannna

$$n_k^e = \frac{g_k e^{-W_k/kT}}{\sum_k g_k e^{-W_k/kT}} \cdot N, \quad (3.9)$$

gdzie n_k^e jest liczbą jonów magnetycznych (mikroskopowych układów μ) znajdujących się na k -tym poziomie energetycznym w stanie równowagi termodynamicznej, w temperaturze T , g_k — krotność zwyrodnienia k -tego poziomu energetycznego, N — całkowita liczba jonów magnetycznych w układzie ma-

¹¹ Element macierzowy H_{kn} macierzy hamiltonianu \hat{H} przyjmuje postać

$$H_{kn} = \int \psi_k^* \hat{H} \psi_n d\tau.$$

kroscopowym (w kryształ paramagnetycznym), W_k — energia k -tego poziomu energetycznego, k — stała Boltzmanna.

W związku z tym diagonalny element macierzy statystycznej odpowiadający k -temu poziomowi energetycznemu ma dla tego układu termostatowego postać

$$\varrho_k^e = \frac{n_k^e}{N} = \frac{g_k e^{-W_k/kT}}{\sum_k g_k e^{-W_k/kT}}. \quad (3.10)$$

Jony magnetyczne znajdujące się na k -tym poziomie energetycznym tworzą pewien układ makroskopowy M , mający taką właściwość, że wykonany dla niego pomiar energii daje wartość W_k z przedziału ΔW wokół wartości W odpowiadającej temperaturze T tego układu.

Macierz statystyczna może być w związku z tym zapisana w następujący sposób

$$\varrho_{kl} = \varrho_k \delta_{kl}, \quad (3.11)$$

gdzie δ_{kl} jest symbolem Kroneckera.

$$\begin{aligned} \varrho_k &= \varrho_k^e & \text{dla} & \quad W < W_k < W + \Delta W \\ \varrho_k &= 0 & \text{dla} & \quad W_k < W, \quad W_k > W + \Delta W. \end{aligned}$$

Właściwości zbioru wszystkich tego rodzaju makroskopowych układów M , jakie można utworzyć w danym kryształ paramagnetycznym, określają w zupełności w tym przybliżeniu właściwości statystyczne tego kryształu.

Uwzględnienie pomijanego w dotychczasowych rozważaniach wpływu diamagnetycznego otoczenia jonów magnetycznych, prowadzi do drugiego przybliżenia statystycznego modelu kryształu paramagnetycznego.

W przybliżeniu tym kryształ paramagnetyczny można uważać za zespół znajdujących się w równowadze termodynamicznej układów makroskopowych MT , z których każdy jest luźno sprzężony z otaczającym go termostatem, tj. z diamagnetyczną siatką krystaliczną paramagnetyka¹².

Hamiltonian dla tego zespołu układów MT

$$\hat{H} = \hat{H}^M + \hat{H}^T + \hat{V}, \quad (3.12)$$

gdzie \hat{H}^M , \hat{H}^T i \hat{V} są odpowiednio hamiltonianami układów M , termostatu T oraz hamiltonianem oddziaływań między nimi.

Macierz statystyczną dla takiego zespołu układów MT można napisać w przedstawieniu, które diagonalizuje hamiltonian niezaburzony $\hat{H}^0 = \hat{H}^M + \hat{H}^T$ tego zespołu, w postaci

$$\begin{aligned} \varrho_{\mu,\nu} &= \varrho_{\mu}^e & \text{dla} & \quad W < W^M + W^T < W + \Delta W \\ \varrho_{\mu,\nu} &= 0 & \text{dla} & \quad W^M + W^T < W, \quad W^M + W^T > W + \Delta W. \end{aligned} \quad (3.13)$$

Każdy z układów makroskopowych MT składa się z zespołu układów mikroskopowych μT odizolowanych od siebie. Układy mikroskopowe utworzone

¹² Warunek luźnego sprzężenia jest konieczny, aby można było poziomy energetyczne układy MT aproksymować przez poziomy układu niezaburzonego złożonego z izolowanego układu makroskopowego M i z izolowanego termostatu T .

są z jonu magnetycznego luźno sprzężonego ze swoim własnym termostatem, tj. z najbliższym otoczeniem jonów diamagnetycznych. Rozkład tych układów μT na dozwolonych dla nich poziomach energetycznych określony jest również prawem Boltzmanna, w związku z czym element macierzy statystycznej odpowiadający λ -temu poziomowi energetycznemu w stanie równowagi termodynamicznej ma dla tego przypadku postać

$$e_{\lambda l}^e = \frac{n_{\lambda l}^e}{N} = \frac{g_{\lambda} g_l e^{-(\epsilon_{\lambda} + W_l)/kT}}{\sum_{\lambda} \sum_l g_{\lambda} g_l e^{-(\epsilon_{\lambda} + W_l)/kT}}, \quad (3.14)$$

gdzie indeks l odnosi się do układu termostatu, a indeks λ do układu mikroskopowego μ . Pozostałe oznaczenia są analogiczne do oznaczeń stosowanych we wzorze (3.9).

Energie ϵ_{λ} i W_l są zdefiniowane przez układ równań

$$\hat{H}^{\mu} u_{\lambda}^0 = \epsilon_{\lambda} u_{\lambda}^0, \quad \hat{H}^T \psi_l^0 = W_l \psi_l^0, \quad (3.15)$$

gdzie \hat{H}^{μ} i \hat{H}^T są odpowiednio niezaburzonymi hamiltonianami układów μ i odpowiadających im układów termostatów.

W ogromnej większości przypadków nie jest konieczne wprowadzanie tej bardziej złożonej postaci (3.14) macierzy statystycznej, gdyż zwykle analizuje się właściwości wielkości mierzonych P , które są funkcjami współrzędnych i momentów pędu samych układów μ . Operator zatem tej wielkości działa tylko na funkcje falowe u , a jego element macierzowy można zapisać następująco:

$$P_{\lambda, \nu} = \int d\tau_T \psi_l \psi_n^* \int d\tau_{\mu} u_{\lambda}^* \hat{P} u_{\nu} = P_{\lambda \nu} \delta_{ln}. \quad (3.16)$$

Wartość oczekiwana w pomiarze tej wielkości

$$\langle\langle P^t \rangle\rangle = \sum_{\lambda \nu} P_{\lambda \nu} \sum_{ln} e_{\nu n, \lambda l}(t) \delta_{nl} = \sum_{\lambda \nu} P_{\lambda \nu} \sum_n e_{\nu n, \lambda n}(t). \quad (3.17)$$

Ostatnie równanie można przepisać w postaci

$$\langle\langle P^t \rangle\rangle = \sum_{\lambda \nu} P_{\lambda \nu} e_{\nu \lambda}(t), \quad (3.18)$$

gdzie $e_{\nu \lambda} = \sum_n e_{\nu n, \lambda n}(t)$ jest macierzą statystyczną zwężoną (*contracted statistical matrix*), utworzoną przez zsumowanie po wszystkich indeksach termostatowych, diagonalnych w stosunku do tych indeksów elementów macierzowych $e_{\nu n, \lambda l}$ [2]. Przy obliczaniu dobroci magnetycznej będziemy się opierać właśnie na macierzy statystycznej zwężonej.

We wzorach określających w warunkach równowagi elementy macierzy statystycznej występują wartości własne hamiltonianów \hat{H}^{μ} , \hat{H}^T czy też \hat{H}^M , które uważać można za hamiltoniany niezaburzone wzajemnymi oddziaływaniami poszczególnych μ -układów, czy też bardziej ogólnych μT -układów.

Dzieje się tak dlatego, gdyż na ogół niemożliwe jest bezpośrednie dokładne wyliczenie dla danego układu wartości własnych całego hamiltonianu, który zawierałby w sobie również oddziaływania wzajemne podukładów.

Jeżeli rozdzielimy całkowity hamiltonian na część niezaburzoną i na część zaburzającą utworzoną przez oddziaływania wzajemne między układami mikroskopowymi

$$\hat{H} = \hat{H}^0 + \hat{V} \quad (3.19)$$

przy założeniu, że $\hat{V} \ll \hat{H}^0$, to okaże się, że na ogół macierz statystyczna $\tilde{\varrho}$ w przedstawieniu ψ^0 (diagonalizującym \hat{H}^0) komutuje tylko z \hat{H}^0 , a nie komutuje z \hat{V} . W związku z tym

$$\frac{d\tilde{\varrho}}{dt} = -\frac{1}{i\hbar} [\tilde{\varrho}, \hat{H}^0] - \frac{1}{i\hbar} [\tilde{\varrho}, \hat{V}] = -\frac{1}{i\hbar} [\tilde{\varrho}, \hat{V}]. \quad (3.20)$$

Z ostatniego równania wynika, że przy uwzględnieniu wzajemnych oddziaływań między układami mikroskopowymi macierz statystyczna jest w ogólności funkcją czasu. Warunek $\hat{V} \ll \hat{H}^0$ powoduje jednak, że zmiany czasowe są bardzo powolne, a zatem układ makroskopowy o słabym oddziaływaniu wewnętrznym, znajdujący się w stanie równowagi termodynamicznej, można w przybliżeniu charakteryzować przez mieszany zespół statystyczny scharakteryzowany diagonalną macierzą statystyczną, tj. macierzą statystyczną niezależną od czasu.

IV. Obliczenie dobroci magnetycznej

W maserze wńękowym kryształ paramagnetyczny umieszczony jest we wńęce rezonansowej o tak dobranych własnych częstotliwościach rezonansowych, aby pokrywały się one z częstotliwościami jednego (dla masera dwupoziomowego), dwóch (dla masera trójpoziomowego) lub trzech (dla masera czteropoziomowego) przejść kwantowych między poziomami energetycznymi jonów magnetycznych.

W przypadku masera trójpoziomowego działają nań doprowadzone z zewnątrz wńęki dwa pola elektromagnetyczne: silne o częstotliwości odpowiadającej przejściu między skrajnymi poziomami energetycznymi ν_{13} [1] i słabe pole o częstotliwości ν_{23} odpowiadającej przejściu między poziomami energetycznymi górnym i pośrednim. Te szybkozmiennie pola elektromagnetyczne powodują wytrącenie układu jonów magnetycznych ze stanu równowagi termodynamicznej.

Wskutek istniejących oddziaływań tego układu z termostatem T oraz wskutek oddziaływań między poszczególnymi jonami magnetycznymi, układ wraca w pewien określony sposób do stanu równowagi, przez co z układu statycznego staje się układem dynamicznym. Hamiltonian dla tego przypadku będzie się składał z trzech części

$$\hat{H} = \hat{H}^0 + \hat{X} + \hat{V}, \quad (4.1)$$

gdzie \hat{X} jest hamiltonianem zaburzającym, odzwierciedlającym działanie zmiennego pola elektromagnetycznego, V zaś jest hamiltonianem zaburzającym odzwierciedlającym oddziaływanie wewnętrzne między układami M , T i μ w kryształach paramagnetycznym. Macierz statystyczna będzie w tym przypadku funkcją czasu spełniającą równanie różniczkowe (3.8), nazywane często równaniem ruchu macierzy statystycznej. Można je przekształcić w następujący układ równań różniczkowych, obejmujący równanie ruchu dla elementów diagonalnych i równanie ruchu dla elementów niediagonalnych tej macierzy¹³.

$$\begin{aligned}\dot{\rho}_{\lambda\lambda} &= \sum_{\nu} (\rho_{\nu\nu} W_{\nu\lambda} - \rho_{\lambda\nu} W_{\lambda\nu}) + \frac{1}{i\hbar} \sum_{\nu} (X_{\lambda\nu} \rho_{\nu\lambda} - \rho_{\lambda\nu} X_{\nu\lambda}) \\ \dot{\rho}_{\lambda k} &= -\frac{1}{\tau_{\lambda k}} \rho_{\lambda k} + \frac{1}{i\hbar} (E_{\lambda}^0 - E_k^0) \rho_{\lambda k} + \frac{1}{i\hbar} \sum_{\nu} (X_{\lambda\nu} \rho_{\nu k} - \rho_{\lambda\nu} X_{\nu k}).\end{aligned}\quad (4.2)$$

W powyższych równaniach występują niezdefiniowane do tej pory stałe W_{ij} i τ_{ij} , które mają jednak zupełnie określony sens fizyczny.

Wskutek oddziaływań wewnętrznych w kryształach paramagnetycznym następują przejścia kwantowe poszczególnych mikroskopowych układów μT pomiędzy dozwolonymi poziomami energetycznymi. Niech w chwili t pewien układ mikroskopowy μ , tj. pojedynczy jon magnetyczny, znajduje się w stanie o energii E_{λ}^0 . Prawdopodobieństwo tego, że w chwili $(t+dt)$ układ ten znajdzie się w stanie o energii E_{ν}^0 , może być przedstawione iloczynem $W_{\lambda\nu} \cdot dt$. Stąd sens fizyczny współczynników W_{ij} występujących w równaniu ruchu jest określony prawdopodobieństwem wykonania w jednostce czasu przejścia kwantowego przez mikroskopowe układy statystyczne.

Stała τ_{ij} wiąże się bardzo ściśle ze zjawiskami relaksacyjnymi występującymi w paramagnetyku. Układ μT wytrącony ze stanu równowagi może do niej powrócić, w nieobecności sił zewnętrznych, poprzez oddziaływanie z sąsiednimi układami μ i poprzez oddziaływanie z otaczającym go układem T diamagnetycznej siatki krystalicznej. Oba te rodzaje oddziaływań mają zupełnie inną naturę fizyczną.

Pierwsze z nich, występujące między sąsiednimi układami μ , ma charakter magnetycznych oddziaływań dipolowych. Oddziaływania te, prowadzące w wyniku do bardzo szybkiego wyrównywania się stanów energetycznych między tymi układami, mogą być scharakteryzowane czasem relaksacji spin-spin, którego rząd wielkości wynosi 10^{-8} sek [9].

Sens fizyczny stałej τ_{ij} , występującej w równaniu ruchu dla elementów niediagonalnych, określony jest właśnie czasem relaksacji spin-spin.

Oddziaływania drugiego rodzaju, zachodzące między układami μ i układem termostatu T mogą być opisane czasem relaksacji spin-siatka T_{ij} charakteryzującym prędkość przekazywania energii z układu μ do układu termostatu T .

¹³ Układ równań (4.2) można wyprowadzić z równania (3.8), jeżeli spełnione są następujące dwa warunki:

$$W_{\nu\lambda} \rho_{\nu\nu}^e = W_{\lambda\nu} \rho_{\lambda\lambda}^e \quad \text{oraz} \quad \tau_{\nu\lambda} = \tau_{\lambda\nu}.$$

Czas relaksacji spin-siatka jest związany ze stałą W_{ij} , tj. z prawdopodobieństwem kwantowych przejść mikroskopowych układów μ [7].

$$W_{\lambda\nu} = \frac{1}{T_{\lambda\nu}} \varrho_{\nu\nu}^e. \quad (4.3)$$

Z powyższych rozważań wynika, że poprzez wielkości τ_{ij} i W_{ij} równanie ruchu macierzy statystycznej jest bezpośrednio związane z właściwościami statystycznymi kryształu paramagnetycznego.

W celu wyznaczenia dobroci magnetycznej kryształu maserowego należy obliczyć chwilową wartość nieprzekątniowego elementu ϱ_{ij} macierzy statystycznej, odpowiadającego częstotliwości pracy tego kryształu. Moc fali elektromagnetycznej bowiem zaabsorbowana przez jednostkę objętości kryształu na danej częstotliwości pracy zależy bezpośrednio od wartości tego elementu

$$p_s^c = i \frac{1}{2} \omega_s N \varrho_{ij} \mathcal{M}_{ij} H_s^*, \quad (4.4)$$

gdzie N — liczba jonów magnetycznych w jednostce objętości kryształu, $\mathcal{M}_{ij} \approx 2\beta$ — element macierzy momentu magnetycznego kryształu paramagnetycznego, β — magneton Bohra.

Element ϱ_{ij} można wyznaczyć przez rozwiązanie układu równań (4.2). Hamiltonian \hat{X} przedstawiający we wzorze (4.1) działanie zmiennego pola elektromagnetycznego na kryształ, może być, w konkretnym przypadku trójpoziomowego rubinowego masera wnąkowego, dla którego przeprowadzone będą poniższe obliczenia, przedstawiony macierzą:

$$\tilde{X} = \begin{pmatrix} 0, & 0, & X_{13} \\ 0, & 0, & X_{23} \\ X_{31}, & X_{32}, & 0 \end{pmatrix}, \quad (4.5)$$

gdzie $X_{13} = -\mathcal{M}_{13} H_{p0} e^{i\omega_p t} = X_{31}^*$
 $X_{23} = -\mathcal{M}_{23} H_{s0} e^{i\omega_s t} = X_{32}^*$.

Równania ruchu macierzy statystycznej (4.2) mogą być zatem zapisane w postaci

$$\begin{aligned} \dot{\varrho}_{11} &= \sum_{\nu/1}^3 (W_{\nu 1} \varrho_{\nu\nu} - W_{1\nu} \varrho_{11}) + \frac{1}{i\hbar} (X_{13} \varrho_{31} - \varrho_{13} X_{31}) \\ \dot{\varrho}_{22} &= \sum_{\nu/1}^3 (W_{\nu 2} \varrho_{\nu\nu} - W_{2\nu} \varrho_{22}) + \frac{1}{i\hbar} (X_{23} \varrho_{32} - \varrho_{23} X_{32}) \\ \dot{\varrho}_{33} &= \sum_{\nu/1}^3 (W_{\nu 3} \varrho_{\nu\nu} - W_{3\nu} \varrho_{33}) + \frac{1}{i\hbar} [(X_{31} \varrho_{13} - \varrho_{31} X_{13}) + (X_{32} \varrho_{23} - \varrho_{32} X_{23})] \\ \dot{\varrho}_{12} &= - \left[\frac{1}{\tau_{12}} - \frac{1}{i\hbar} (E_1^0 - E_2^0) \right] \varrho_{12} + \frac{1}{i\hbar} (X_{13} \varrho_{32} - \varrho_{13} X_{32}) \\ \dot{\varrho}_{13} &= - \left[\frac{1}{\tau_{13}} - \frac{1}{i\hbar} (E_1^0 - E_3^0) \right] \varrho_{13} + \frac{1}{i\hbar} [(X_{13} \varrho_{33} - \varrho_{11} X_{13}) - \varrho_{12} X_{23}] \\ \dot{\varrho}_{23} &= - \left[\frac{1}{\tau_{23}} - \frac{1}{i\hbar} (E_2^0 - E_3^0) \right] \varrho_{23} + \frac{1}{i\hbar} (X_{23} \varrho_{33} - \varrho_{22} X_{23} - \varrho_{21} X_{13}). \end{aligned} \quad (4.6)$$

Powyższy układ równań można znacznie uprościć podstawiając

$$\varrho_{\lambda k} = \varrho_{\lambda k}^+ e^{-i\omega_{\lambda k} t} = \varrho_{k\lambda}^* .$$

gdzie

$$X_{13} = -A_1 e^{i\omega_p t} \quad X_{23} = -A_2 e^{i\omega_s t} ,$$

$$\omega_{\lambda k} = \frac{E_{\lambda}^0 - E_k^0}{\hbar} = -\omega_{k\lambda}$$

oraz korzystając z następujących związków:

- 1) $\omega_{31} = \omega_{32} + \omega_{21}$
- 2) $\Delta p = \omega_p - \omega_{31} \neq 0$
- 3) $\Delta s = \omega_s - \omega_{32} \neq 0$
- 4) $\varrho_{12}^+ = 0$
- 5) $\varrho_{11} + \varrho_{22} + \varrho_{33} = 1$.

Ostatnie zależności oznaczają odpowiednio, że wykresy poziomów energetycznych jonów chromu nie przecinają się wzajemnie, że częstotliwości pompowania i sygnału są nieco odstrojone od częstotliwości przejścia między poziomami energetycznymi $3 \leftrightarrow 1$ i $3 \leftrightarrow 2$, że wpływ pola o częstotliwości odpowiadającej przejściu między najniższym i pośrednim poziomami energetycznymi jest znikomo mały, tak że nie obserwuje się przejść kwantowych o częstotliwości ν_{21} , oraz że macierz statystyczna jest unormowana.

Przy analizie pracy trójpoziomowego masera interesujące są głównie stacjonarne warunki pracy kryształu. Można zatem układ (4.6) rozwiązać przy założeniu, że elementy diagonalne macierzy statystycznej są równe wielkościom stałym $\varrho_{ii} = a_{ii}$, a elementy niediagonalne spełniają zależności

$$\begin{aligned} \varrho_{23}^+ &= a_{23} e^{i\Delta s t} = \varrho_{32}^* \\ \varrho_{13}^+ &= a_{13} e^{i\Delta p t} = \varrho_{31}^* , \end{aligned}$$

gdzie a_{13} i a_{23} są również wielkościami stałymi. Trzecie równanie układu (4.6), które stanie się w wyniku ostatniego założenia zależne od dwóch pierwszych równań tego układu, można zastąpić warunkiem unormowania macierzy statystycznej.

Przyjęte założenia sprowadzają układ równań różniczkowych (4.6) do następującego układu jednorodnych równań algebraicznych o niezmiennych się w czasie niewiadomych a_{ij}

$$W_{21} a_{22} - W_{12} a_{11} + W_{31} a_{33} - W_{13} a_{11} + \frac{1}{i\hbar} (-A_1 a_{31} + A_1 a_{13}) = 0$$

$$W_{12} a_{11} - W_{21} a_{22} + W_{32} a_{33} - W_{23} a_{22} + \frac{1}{i\hbar} (-A_2 a_{32} + A_2 a_{23}) = 0$$

$$a_{11} + a_{22} + a_{33} = 1$$

$$i\Delta p a_{13} + \frac{1}{\tau_{13}} a_{13} = -\frac{A_1}{i\hbar} (a_{33} - a_{11})$$

$$i\Delta s a_{23} + \frac{1}{\tau_{23}} a_{23} = -\frac{A_2}{i\hbar} (a_{33} - a_{22}) . \quad (4.7)$$

Podstawiając wartości a_{13} i a_{23} wyliczone z ostatnich dwóch równań układu (4.7) do dwóch pierwszych równań tego układu oraz eliminując z układu (4.7) niewiadomą a_{11} , otrzymuje się układ dwóch niejednorodnych równań o dwóch niewiadomych

$$\begin{aligned} (W_{12} + W_{13} + W_{21} + K_p) a_{22} + (W_{12} + W_{13} + W_{31} + 2K_p) a_{33} &= W_{12} + W_{13} + K_p \\ -(W_{12} + W_{21} + W_{23} + L_s) a_{22} + (W_{32} - W_{12} + L_s) a_{33} &= -W_{12}, \end{aligned} \quad (4.8)$$

gdzie

$$K_p = \frac{2A_1^2 \tau_{13}}{\hbar^2 (1 + \tau_{13}^2 \Delta p^2)} \quad L_s = \frac{2A_2^2 \tau_{23}}{\hbar^2 (1 + \tau_{23}^2 \Delta s^2)}. \quad (4.9)$$

Z układu (4.8) można wyznaczyć różnicę ($a_{33} - a_{22}$), która wstawiona do ostatniego równania układu (4.7) pozwala wyznaczyć stałą a_{23} .

Po wyznaczeniu stałej a_{23} można napisać wzór określający wartość szukanego elementu niediagonalnego macierzy statystycznej

$$\rho_{23}^+ = a_{23} e^{i\Delta s \cdot t} = - \frac{A_2 (a_{33} - a_{22}) e^{i\Delta s \cdot t}}{i\hbar \left(i\Delta s + \frac{1}{\tau_{23}} \right)}. \quad (4.10)$$

Po uwzględnieniu, że $\omega_{23} = -\omega_{32}$, oraz że $\Delta s = \omega_s - \omega_{32}$ otrzymuje się stąd równanie

$$\rho_{23} = - \frac{A_2 (a_{33} - a_{22}) e^{i\Delta s \cdot t}}{i\hbar \left(i\Delta s + \frac{1}{\tau_{23}} \right)}. \quad (4.11)$$

Całkowity moment magnetyczny, wyindukowany w jednostce objętości paramagnetyka na częstotliwości sygnału, wyrazi się zgodnie z wzorem (4.4) zależnością

$$M_s^c = \rho_{23} \cdot N \cdot \mathcal{M}_{32}, \quad (4.12)$$

gdzie $\mathcal{M}_{32} \approx g\beta \approx 2\beta$ jest indukowanym momentem magnetycznym w wyniku jednego przejścia kwantowego między poziomami energetycznymi 3 i 2.

Całkowita moc rozpraszana w jednostce objętości próbki na częstotliwości sygnału może być wyrażona zależnością¹⁴

$$p_s^c = - \frac{1}{2t} \frac{\omega_s N 4\beta^2 (a_{33} - a_{22}) \tau_{23}}{\hbar (1 + i\Delta s \tau_{23})} \cdot H_{s0}^2. \quad (4.13)$$

Moc rozpraszana w całym kryształie wyznacza się przez scałkowanie ostatniego wzoru po całej objętości kryształu. Można wykazać, że jeżeli $L_s \ll K_p$, tzn. gdy sygnał mikrofalowy o częstotliwości odpowiadającej przejściu między poziomami kwantowymi 2 i 3 posiada znacznie mniejszą moc od mocy sygnału o częstotliwości odpowiadającej przejściu między poziomami 3 i 1, to wyrażenie

¹⁴ We wzorze (4.13) wykorzystano zależności

$$H_s^* = H_{s0} e^{-i\omega_s t} \quad \text{oraz} \quad A_2 = \mathcal{M}_{23} H_{s0} \approx 2\beta H_{s0}.$$

$(a_{33} - a_{22})$ występujące w ostatnim wzorze nie zależy od współrzędnych położenia w kryształach paramagnetycznym. Warunki takie są właśnie realizowane w trójpoziomowym maserze krystalicznym.

W związku z tym jedynym czynnikiem występującym we wzorze (4.13), zależnym od współrzędnych położenia w kryształach, jest H_{s0}^2 . Należy więc obliczyć całkę

$$I = \int_{V_c} H_{s0}^2 \cdot d\tau = \int_{V_c} H_s H_s^* d\tau. \quad (4.14)$$

Wprowadźmy teraz pojęcie współczynnika wypełnienia wnęki rezonansowej dla częstotliwości sygnału

$$\eta_s = \frac{\int_{V_c} H_s H_s^* d\tau}{\int_V H_s H_s^* d\tau}. \quad (4.15)$$

gdzie V_c jest objętością kryształu paramagnetycznego, V zaś jest objętością wnęki rezonansowej, oraz wyrażenie na całkowitą energię W_s zawartą we wnęcie na częstotliwości sygnału

$$W_s = \frac{1}{8\pi} \int_V H_s H_s^* d\tau. \quad (4.16)$$

Po wstawieniu wzorów (4.15) i (4.16) do wzoru (4.14) otrzymuje się zależność

$$I = \eta_s \int_V H_s H_s^* d\tau = 8\pi\eta_s W_s. \quad (4.17)$$

Moc rozpraszana w całej objętości kryształu jest wyrażona wzorem

$$P_s^c = - \frac{\omega_s N 2\beta^2 (a_{33} - a_{22}) \tau_{23}}{\hbar(1 + i\Delta s \tau_{23})} \cdot 8\pi\eta_s W_s. \quad (4.18)$$

Stąd zaś odwrotność dobroci magnetycznej

$$\frac{1}{Q_{MS}^c} = \frac{P_s^c}{\omega_s W_s} = - \frac{16\pi\beta^2 N \eta_s \tau_{23} (a_{33} - a_{22})}{\hbar(1 + i\Delta s \tau_{23})}. \quad (4.19)$$

Mnożąc i dzieląc prawą stronę równania (4.19) przez $(1 - i\Delta s \tau_{23})$ otrzymuje się wyrażenie

$$\frac{1}{Q_{MS}^c} = \frac{1}{Q_{MS}} (1 - i\Delta s \tau_{23}), \quad (4.20)$$

gdzie

$$\frac{1}{Q_{MS}} = - \frac{16\pi\beta^2 \eta_s \tau_{23} N}{\hbar(1 + \Delta s^2 \tau_{23}^2)} (a_{33} - a_{22}). \quad (4.21)$$

Z wzoru (4.20) wynika, że w przypadku pełnego dostrojenia częstotliwości sygnału ν_s do częstotliwości ν_{32} dobroć magnetyczna jest wielkością rzeczywistą. Dla rubinu pracującego w warunkach charakteryzujących się poniższymi danymi:

$N = 1,62 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ (odpowiada to wagowej zawartości chromu w rubinie równej 0,05%), $\tau_{23} = 10^{-8} \text{ sek}$, $\tau_{13} = 10^{-9} \text{ sek}$, $\eta_s = 1$, $\Delta s = 0$, $\Delta p = 0$, $T = 4,2^\circ \text{ K}$, $T_{13} = T_{23} = T_{21} = 10^{-1} \text{ sek}$, $\nu_{31} = 24 \cdot 10^9 \text{ Hz}$, $\nu_{32} = 9,3 \cdot 10^9 \text{ Hz}$, $H_{s0} = 66 \cdot 10^{-6} \text{ Oe}$ (odpowiada to mocy sygnału 10^{-6} W), $H_{p0} = 13 \cdot 10^{-3} \text{ Oe}$ (odpowiada to mocy pompowania 10^{-1} W),
otrzymuje się następujące dane:

$$(a_{33} - a_{22}) = 6,85 \cdot 10^{-3}, \quad K_p = 414 \text{ Hz}, \quad L_s = 2,7 \text{ Hz}.$$

Dobroć magnetyczna kryształu jest równa w tych warunkach

$$|Q_{MS}^c| = |Q_{MS}| = 219.$$

V. Zakończenie

Jak widać z przeprowadzonych obliczeń dobroć magnetyczna jest wielkością zależną od wielu różnych czynników. Można więc na jej wartość w różny sposób wpływać. Przy projektowaniu maserów krystalicznych dąży się do uzyskania możliwie jak najmniejszej wartości $|Q_{MS}|$ (patrz wzór (1.5)). Można to realizować przez zwiększenie współczynnika wypełnienia wnęki η_s , przez zwiększenie częstotliwości pompowania ν_{31} albo przez zwiększenie czasu relaksacji spin-spin τ_{23} .

Wartości dobroci magnetycznej uzyskiwane w różnych układach maserowych zmieniają się w szerokich granicach od 10 do 1000 [15], średnia jednak wartość $|Q_{MS}|$ jest rzędu 100.

Literatura

- [1] J. Singer, *Masery*, PWN, Warszawa 1963.
- [2] A. A. Vuylsteke, *Elements of maser theory*, Van Nostrand Princeton, New Jersey 1960.
- [3] J. C. Slater, *Microwave electronics*, Van Nostrand, Princeton, New Jersey, 1950.
- [4] M. Panecki, R. Litwin, L. Drozdowicz, *Teoria i technika mikrofalowa*, WNT Warszawa 1961
- [5] A. M. Boncz-Brujewicz, *Zastosowanie lamp elektronowych w fizyce doświadczalnej*, PWN Warszawa 1957.
- [6] R. W. De Grasse, E. O. Schulz-Du Bois, H. E. Scovil, *Bell Syst. Techn. Journ.*, **38**, 305 (1959).
- [7] A. M. Clogston, *J. Phys. Chem. Solids*, **4**, 271 (1958).

- [8] P. N. Butcher, The Inst. Electr. Eng. Intern. Conv. on Microwave Valver 1958, A. Javan, Phys. Rev., **107**, 1579 (1957),
P. W. Anderson, J. Appl. Phys., **28**, 1049 (1957),
A. M. Clogston, J. Phys. Chem. Solids, **4**, 271 (1958).
- [9] C. A. Altszuler, B. M. Kozuriew, *Elektronowy rezonans paramagnetyczny*, PWN Warszawa 1965.
- [10] E. S. Sabisky, H. J. Gerritsen, PIRE, **49**, 1329 (1961).
- [11] Г. М. Зверев, Н. В. Карлов, Л. С. Корниенко, А. А. Маненков, А. М. Прохоров, Усп. Физ. Наук, **77**, 61 (1962).
- [12] M. Herman, Postępy Fizyki, **14**, 85 (1963).
- [13] L. Landau, E. Lifszic, *Mechanika statystyczna*, PWN Warszawa 1959.
- [14] L. Landau, E. Lifszic, *Mechanika kwantowa — teoria nierelatywistyczna*, PWN Warszawa 1958.
- [15] P. N. Butcher, The Inst. Electr. Eng. Intern. Conv. on Microwave Valver 1958.

Włodzimierz Mościcki

Politechnika Gdańska
Gdańsk

Wykorzystanie "radiowęгла" ^{14}C w badaniach ruchów atmosfery

1. Wstęp

Historia pomiarów koncentracji pierwiastków promieniotwórczych wytwarzanych w interakcjach jądrowych w atmosferze nie jest zbyt długa. Początek badań tego rodzaju dał ogłoszony w r. 1946 artykuł Libby'ego, zwracający uwagę na możliwość ciągłej generacji ^{14}C , tzw. „radiowęгла“, przez składową neutronową promieniowania kosmicznego¹. Pomimo tego jednak, że od daty rozpoczęcia systematycznych pomiarów naturalnego ^{14}C , tj. mniej więcej od roku 1949 upłynęło zaledwie 15 lat, w badaniach ^{14}C generowanego w atmosferze występują dwie wyraźnie oddzielone epoki, rozdzielone ostro w czasie datą eksplozji pierwszej bomby termojądrowej dużej mocy, na wiosnę 1954 r.

Duże nasilenie prób termojądrowych w latach 1954—1958² zmieniło całkowicie skład radioaktywnych domieszek w atmosferze, przede wszystkim ze względu na czynnik generujący. W szczególności można przyjąć, że koncentracja ^{14}C w atmosferze do roku 1954 wiązała się wyłącznie z oddziaływaniem promieniowania kosmicznego na nuklidy atomów atmosfery i reprezentowała stan równowagi dynamicznej określonej przez natężenie promieniowania kosmicznego, skład atmosfery³, stałą rozpadu ^{14}C oraz stałe wymiany międzyrezerwarowej. Natomiast po roku 1954 obok źródła naturalnego coraz znaczącą rolę zaczyna odgrywać domieszka ^{14}C syntetyzowanego przez człowieka. W roku 1962 przekroczyła ona 40% całkowitej ilości ^{14}C w atmosferze. Zmiany koncentracji ^{14}C w atmosferze nastąpiły przy tym skokowo

¹ Szczegóły produkcji izotopu węgla ^{14}C w atmosferze znajdzie czytelnik między innymi w artykułach ogłoszonych w Postęпах Fizyki przez autora niniejszej pracy (Mościcki, 1952, 1955, 1956).

² Według danych raportu Komisji Energii Atomowej Kongresu Stanów Zjednoczonych z sierpnia 1959 r. próby termojądrowe z roku 1954 posiadały łączną energię 42 Mt. T. N. T., wobec 6 Mt. T. N. T. bomb termojądrowych i około 1,5 Mt. bomb rozszczepieniowych z okresu poprzedzającego. Łącznie do końca roku 1958 energia bomb termojądrowych wynosiła 190 Mt. T. N. T. i około 3 Mt. T. N. T. bomb rozszczepieniowych.

³ Skład atmosfery jest modyfikowany w pewnym stopniu przez wzrastające wprowadzenie do atmosfery węgla „martwego“ ze źródeł industrializacyjnych; jest to tzw. efekt Suessa (Suess, 1955).

i przyniosły fluktuację o dwa rzędy wielkości wyższą od fluktuacji naturalnych występujących w okresie ostatnich 5000 lat.

Jest rzeczą oczywistą, że wprowadzenie do atmosfery ogromnych ilości izotopów promieniotwórczych stworzyło zupełnie wyjątkową okazję dla studiów ruchów atmosfery w najszerszym zakresie. Za pośrednictwem ^{14}C powstała możliwość studiów wymiany CO_2 pomiędzy ziemskimi rezerwuarami, takimi jak atmosfera, biosfera, warstwy powierzchniowe i głębie oceanów itp. Jednym słowem zostały stworzone warunki badań należących do najpoważniejszych problemów geofizycznych. Niezależnie od tego śledzenie zmian koncentracji ^{14}C w atmosferycznym CO_2 pozwala wyciągnąć ogólne wnioski dotyczące stopnia skażenia stratosfery i troposfery, ich długotrwałość i stopień zagrożenia dla człowieka.

Pomimo niewątpliwie wielkiej doniosłości badań nad generowanym w atmosferze ^{14}C , badania te były do chwili obecnej udziałem bardzo niewielkiej liczby wyspecjalizowanych laboratoriów. Systematycznymi pomiarami koncentracji ^{14}C w atmosferze zajmowało się do 1962 r. tylko 5 laboratoriów europejskich, cztery laboratoria w Stanach Zjednoczonych i jedno nowozelandzkie. Przyczyna udziału tak niskiej liczby laboratoriów w badaniach wymagających bardzo gęstej i różnorodnie rozmieszczonej sieci punktów obserwacyjnych leży w szczególnych trudnościach technicznych, a przede wszystkim w jakości sprzętu, niezbędnego do prowadzenia precyzyjnych pomiarów nadzwyczaj słabych aktywności źródeł niskoenergetycznego promieniowania β , a takim źródłem jest między innymi ^{14}C ($E_{\text{max}} \approx 150 \text{ keV}$). Z tego względu, zanim przejdziemy do przedstawienia wyników uzyskanych do roku 1962, poświęcimy nieco miejsca zagadnieniu współczesnej techniki pomiarów aktywności ^{14}C pochodzącego ze źródeł naturalnych.

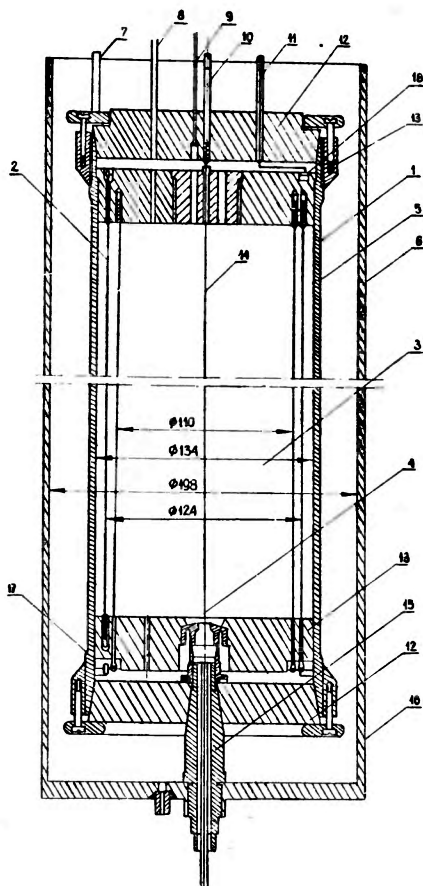
2. Współczesna technika pomiarowa

Koncentracja ^{14}C pochodzenia naturalnego w węglu niepromieniotwórczym zawiera się w granicach od około 10^{-12} do zera. Graniczna koncentracja, jaką można jeszcze zmierzyć stosując najlepsze detektory, odpowiada koncentracji 1 atom ^{14}C na 10^{15} atomów ^{12}C . Najlepsze wyniki uzyskuje się stosując liczniki proporcjonalne wypełnione gazem, w skład którego wchodzi badany węgiel. Przydatnymi gazami okazały się przede wszystkim CO_2 , CH_4 , C_2H_2 zarówno ze względu na łatwość syntezy, jak i na własności elektryczne. Objętości stosowanych detektorów zawierają się w granicach od 2 do 10 litrów, a ciśnienie gazu od 1 do 10 atm. Na rys. 1 pokazano dwie typowe konstrukcje liczników używanych we współczesnych laboratoriach.

Przyjmując dla ustalenia uwagi, licznik średnich rozmiarów o objętości 4,5 litra, pracujący pod ciśnieniem 2,5 atmosfer, a więc licznik, do którego wprowadza się ok. $\frac{1}{2}$ mola gazu, należy stworzyć takie warunki pomiaru, ażeby móc jeszcze rejestrować aktywność ^{14}C odpowiadającą 0,07 impulsów

na minutę ⁴. Nieosłonięty licznik o objętości 4,5 litra w warunkach laboratoryjnych rejestruje jednak, zależnie od stopnia zanieczyszczenia laboratorium, od 1000 do 2000 impulsów/min. Dla redukcji tego tła stosuje się osłony materiałowe, składające się z 20 cm Fe i warstwy 1—2 cm wielokrotnie destylowanej rtęci lub bardzo starego ołowiu.

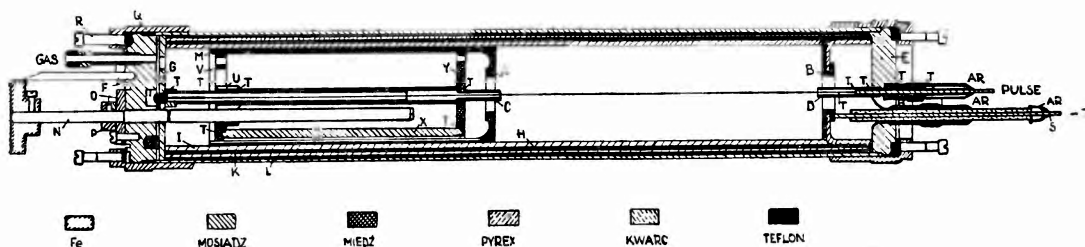
Osłona tego rodzaju redukuje liczbę impulsów do 200—300 na minutę, pochodzących w głównej mierze od składowej twardej promieniowania kosmicz-



Rys. 1a. Licznik proporcjonalny z wewnętrzną pierścieniową osłoną antykoincydencyjną konstrukcji Mościckiego i Zastawnego. 32 anody osłony pierścieniowej (2) oraz 96 drutów katodowych wraz ze ścianą stalowego cylindra (1) tworzą układ 32 liczników osłony bocznej. Górną osłonę stanowi licznik, którego anodą jest, oddzielone izolatorem (14) przedłużenie anody (4) licznika pomiarowego. Licznik, wykonany ze stali (1, 17), miedzi (15) oraz żywicy epoksydowej (12, 13); pracuje w pozycji pionowej, co umożliwia użycie oleju transformatorowego jako izolatora umieszczonego w pomocniczym zbiorniku (16). Licznik jest wypełniony CO_2 pod ciśnieniem 1—3 atm. Objętość całkowita licznika wynosi 10 l. Objętość efektywna zmienia się od ok. 3,5 l przy ciśnieniu 1 atm. do ok. 6 l przy ciśnieniu 3 atm. Napięcie pracy licznika, w granicach 5—10 kV przykłada się do katod. Wszystkie liczniki (pomiarowy i osłona) pracują w obszarze proporcjonalnego wzmocnienia gazowego ok. 10^3

⁴ Aktywność właściwa takiej próbki odpowiada około $5,6 \cdot 10^{-15}$ C/g.

nego. Dalszą redukcję dają antykoincydencyjne pierścienie licznikowe, eliminujące składową jonizacyjną promieniowania kosmicznego, głównie mezonów. Po osłonie antykoincydencyjnej liczba impulsów tła obniża się do 10—15 impulsów/min. Tło to pochodzi od zanieczyszczeń materiału licznikowego (ok. 80%) i od składowej niejonizującej, głównie neutronów, generowanych w osłonie materiałowej.



Rys. 1b. Licznik proporcjonalny ze zmienną objętością czynną, konstrukcji Olsson i Kalléna [1963]. Maksymalna objętość czynna licznika 272 cm³, minimalna 130 cm³. Wypełnienie CO₂ pod ciśnieniem od 1,5 do 4 atm. Licznik wykonany jest z miedzi elektrolitycznej. Izolację katody od rezerwuaru zamykającego stanowi rura kwarcowa metalizowana od wewnątrz. Tło licznika z osłonami materiałowymi i licznikowymi wynosi B = 6 zliczeń na minutę i pochodzi w głównej mierze od szkła. Osłonę antykoincydencyjną stanowi zespół 25 cylindrycznych liczników G. M., otaczających licznik pomiarowy

Dalszą redukcję można uzyskać, wybierając specjalnie wyselekcjonowane materiały, np. kwarc jako tworzywo licznika, specjalną konstrukcję licznika i dodanie osłony, spowalniającej i absorbującej neutrony.

W najczystszych konstrukcjach uzyskuje się obniżenie impulsów tła (B) do około 1 impulsu na minutę pod warunkiem rejestracji tylko takich impulsów, którym odpowiada kanał energii w granicach od około 3 keV do 200 keV.

Załączona tablica I pokazuje skuteczność eliminacji różnych źródeł tła licznika pomiarowego.

Przy pełnej powtarzalności parametrów wypełnienia licznika oraz stabilizacji aparatury zasilającej i rejestrującej, uzyskuje się dokładność statystyczną 0,02 zliczeń na minutę, umożliwiającą pomiar aktywności próbki o koncentracji 10⁻¹⁵ z dokładnością $\pm 30\%$ (przy tle B = 1 zliczenie na minutę) w ciągu około 40 godzin. Konwencjonalny czas pomiaru przyjęty przez laboratoria wynosi 50 godzin.

Należy tu zwrócić uwagę na to, że przy koncentracji 10⁻¹⁵ zanieczyszczenie próbki węglem współczesnym, dające aktywność 0,07 zliczeń na minutę, odpowiadałoby wprowadzeniu do licznika w/w rozmiarów ok. 3,5 cm³ CO₂ w warunkach normalnych, tj. poniżej 0,5‰ objętości gazu. Z tego względu chemiczna preparatyka próbki, tj. spalanie ewent. wydzielenie CO₂ z węglanów, oczyszczanie próbki itp. odbywa się z reguły, przynajmniej w ostatnim stadium oczyszczania, w aparaturze próżniowej przy użyciu możliwie tych samych reagentów. Dokładność oczyszczania gazu użytego do wypełnienia licznika musi być bardzo wysoka. Np. ciśnienie O₂ lub innego gazu, tworzącego jony elektroujemne

Tablica I

Skuteczność osłon przy redukcji tła licznika pomiarowego. Dane odnoszą się do 2,5-litrowego licznika wypełnionego CO₂ pod ciśnieniem 1,5 atm. używanego w Laboratorium Gdańskim (nad kreską) oraz przewidywanej redukcji tła przy zastosowaniu dalszych środków (pod kreską).

Materiał licznika	Rodzaj osłony	Energia (E) rejestrowanych impulsów (keV)	Redukcja tła (imp. na min.)	Źródło redukowanych impulsów	Tło (imp. na minutę)
Mosiądz	Brak osłony	$E > 3$		Promieniowanie skażeń promieniotwórczych. Składowa miękka promien. kosm. Składowa twarda (jonizująca) prom. kosm.	1500
	boczna — 10 cm Pb	$E > 3$	1150		350
	+ górna — 20 cm Fe	$E > 3$	120		230
	+ licznikowa boczna	$E > 3$	160		70
Żelazo	+ licznikowa górna	$E > 3$	35		35
	jw.	$E > 3$	19	Zanieczyszcz. radioaktyw. mosiądzu	16
	jw.	$200 > E > 3$	4	Zanieczyszcz. radioaktyw. Fe i osłon	12
	Kwarc	warstwa dest. rtęci 2,5 cm	$200 > E > 3$	6—5	Zanieczyszcz. radioaktyw. osłon materiał.
	jw.	$200 > E > 3$	3	Zanieczyszcz. materiał. licznika	4—3
	+ osłona parafinowa + boraks	$200 > E > 3$	2—1	Neutrony generowane w osłonach	3—2

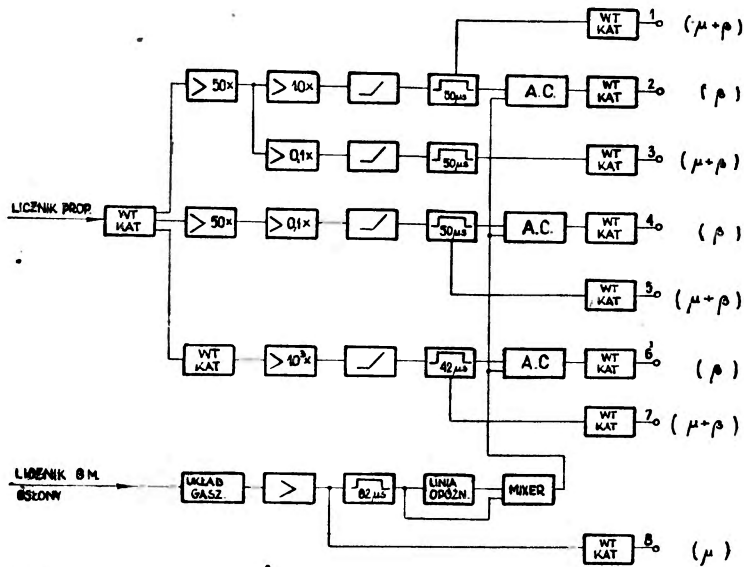
w liczniku wypełnionym CO₂, nie może przekraczać 10⁻³ mm Hg pod groźbą zniekształcenia wyników.

Ze względu na radon, trudny do usunięcia w czasie procesu preparatyki gazu wypełniającego licznik, przed pomiarem przetrzymuje się próbkę oczyszczonego CO₂ w rezerwuarach przez okres 4—6 tygodni⁵.

Szereg laboratoriów stosuje niekiedy wzbogacanie izotopowe metodą termodyfuzji. W tym wypadku wzbogacanymi gazami mogą być CO, C₂H₂ lub CH₄. Obok pomiarów aktywności próbek równolegle prowadzi się pomiary składu izotopowego jąder trwałych ¹²C, ¹³C dla ustalania stopnia zróżnicowania izotopowego próbki w procesach pobierania i preparatyki próbki w stosunku do przyjętych standardów. Dla bieżącej kontroli warunków pracy detektora prowadzi się rejestrację wielokanałową. Oddzielnie rejestruje się wszystkie impulsy osłony antykoincydencyjnej, oddzielnie liczbę impulsów licznika powyżej górnego progu dyskryminacji, w kanale rejestracji (od 3 do 200 keV), antykoincydencje licznik—osłona, liczbę rejestracji w kanale powyżej 1 MeV (impulsy pochodzące w głównej mierze od Rn). Niezależnie monitoruje się strumień

⁵ Po tym okresie czasu aktywność Rn, którego okres połowicznego zaniku wynosi 3,825 dni, spada praktycznie do 0.

neutronów. Dla statystycznej kontroli uzyskanych wyników rejestrację prowadzi się przy pomocy automatycznego zapisu w interwałach 50—100-minutowych. Schemat blokowy typowego wyposażenia elektronicznego pokazano na rys. 2.



Rys. 2. Układ blokowy aparatury elektronicznej do pomiarów aktywności ^{14}C w Uppsali (Olsson i Karlén, 1963)

3. Czasowe fluktuacje koncentracji i wymiana międzyrezerwarowa ^{14}C

Zapoczątkowane przez wspomniany artykuł Libby'ego prace wykazały, że w granicach 10% koncentracja ^{14}C w biosferze jest praktycznie niezależna od położenia na powierzchni Ziemi. Pomiaru aktywności próbek historycznych wykazały ponadto, że w tychże granicach koncentracja ta pozostawała niezmienna w ciągu kilku ostatnich tysięcy lat.

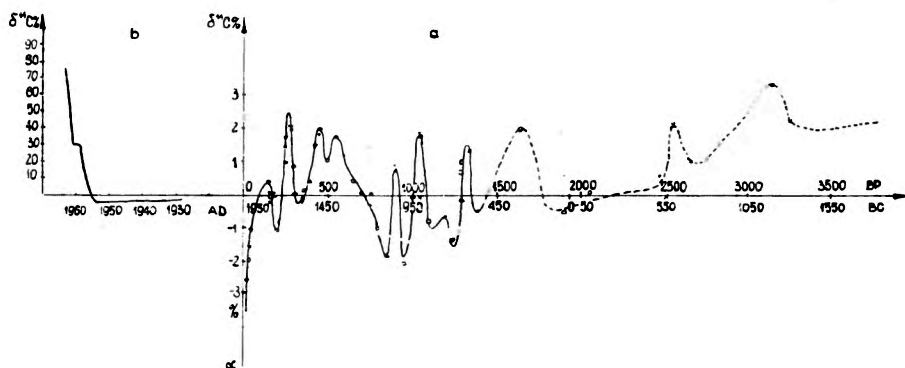
W latach 1952—1956 dzięki postępowi technicznemu podniesiono dokładność pomiaru aktywności próbek współczesnych do wartości kilku promil. Równocześnie stwierdzono pewne mniej lub więcej systematyczne błędy dochodzące do 2—3% w ocenie wieku niektórych próbek datowanych na podstawie źródeł historycznych. W roku 1955 został odkryty przez Suessa [13] efekt industrializacyjny, który poprzez wprowadzenie do atmosfery węgla „martwego“ obniżał systematycznie koncentrację ^{14}C w atmosferze, skutkiem czego w latach 1950—1953 poziom koncentracji spadł do ok. 5% poniżej koncentracji z połowy XIX wieku. Wreszcie od roku 1954 w związku z eksplozjami jądrowymi stwierdzono gwałtowny wzrost koncentracji ^{14}C w atmosferze i biosferze ⁶.

⁶. Według oceny Fergussona [5] całkowita produkcja ^{14}C związanych z wybuchami termojądrowymi tylko w roku 1961 wynosiła ok. $16 \cdot 10^{27}$ atomów (tj. 370 kg) ^{14}C powyżej 30 km i $8 \cdot 10^{27}$ (tj. 185 kg) poniżej 30 km.

Prace ostatnich 8 lat koncentrowały się dokoła dwóch grup zagadnień. Pierwsza grupa obejmowała zagadnienie poprawności pierwotnych założeń Libby'ego, a w szczególności kwestie:

- dokładności wyznaczania $T_{1/2}$ ^{14}C ,
- stałości koncentracji ^{14}C w ostatnich kilku tysiącach lat,
- stałości koncentracji dla różnych położen na powierzchni Ziemi,
- zróznicowania izotopowego w procesie fotosyntezy itp.

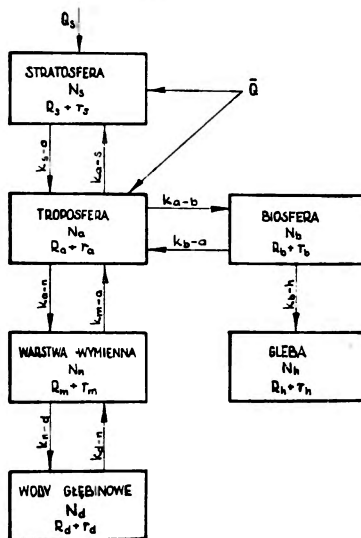
Druga grupa zagadnień dotyczyła mechanizmu wymiany węgla między rezerwuarami węgla naturalnego, mechanizmu ruchów mas powietrznych między stratosferą i atmosferą, wymiany południkowej itp. Rys. 3 przedstawia przebieg zmian koncentracji ^{14}C w ostatnich 5 tysiącach lat na podstawie niezależnych pomiarów 6 laboratoriów, wykonanych częściowo na tym samym materiale drzewnym metodą pomiaru wieku poszczególnych pierścieni drzew o ściśle znanej dacie śmierci.



Rys. 3. Przebieg zmian koncentracji ^{14}C w węglu drzewnym: a) w okresie ostatnich 4000 lat, b) w ostatnich 30 latach na podstawie pomiarów laboratoriów. ∇ — Groningen (De Vries, 1958), \blacktriangle — Cambridge (Willis, 1960), \square — Copenhagen (Taubér, 1960), $+$ — Heidelberg (Munnich, 1960), \circ — Arizona (Damon, 1963), \times — Pensylwania (Ralph, 1960). Skala rzędnych na rys. 3b dwudziestokrotnie zmniejszona. Skala odciętych dwudziestokrotnie powiększona w stosunku do rys. 3a

Z rys. 3a widać, że oprócz powtarzających się fluktuacji o okresach rzędu 100—200 lat i amplitudach rzędu 2% (w dość dokładnie przebadanym okresie ostatnich 1500 lat), krzywa koncentracji wznosi się ku wartościom dodatnim, co szczególnie dobrze widać dla okresów powyżej 2000 lat. Oznacza to, że pomiar wieku tych próbek dał za małe wartości, przyjmując na okres połowicznego zaniku ^{14}C wartość Libby'ego 5568 ± 30 lat. Może to jednak oznaczać również niewłaściwą wartość $T_{1/2}$. Na zbyt niską wartość $T_{1/2}$, podaną przez Libby'ego, zwracano uwagę już wcześniej (m. in. Mościcki, 1961). Zgodnie z ostatnio przeprowadzonymi precyzyjnymi pomiarami (Watt i inni [16], Hughes i Mann [6], Olsson i Karlén [10]) przyjmuje się obecnie $T_{1/2} = 5730 \pm 40$ lat. Dla uzyskania średniej fluktuacji koncentracji ^{14}C w biosferze równej 0 należałoby przyjąć nawet wartość $T_{1/2} = 5810$ lat.

Pozostałe zagadnienia pierwszej grupy dalekie są jeszcze od ostatecznego rozstrzygnięcia. Stwierdzono jednak (Craig [2]), badając zróżnicowanie składu izotopów trwałych ^{13}C i ^{12}C , fluktuacje ^{13}C o amplitudzie rzędu 2‰ zachodzące w okresach czasu rzędu 30 lat. Występowanie tych szybkich fluktuacji wydaje się zagadkowe. Craig zwraca uwagę na to, że jest nadzwyczaj mało prawdopodobne, ażeby powodowane one były zmianą składu izotopowego węgla atmosferycznego. W stosunku do drewna normalne wzbogacenie powietrza w cięższy izotop wynosi 15‰ , a węglanów 20‰ . Biorąc pod uwagę całkowitą



Model wymiany ^{14}C z uwzględnieniem efektu bombu jądrowych

Rys. 4. Uproszczony schemat wymiany międzyrezerwuarowej wg oryginalnej koncepcji Craiga [1957]: Q — oznacza strumień ^{14}C generowany w atmosferze. N z odpowiednim indeksem — globalną zawartość jądrowa w rezerwuarach: a — atmosferze, b — biosferze, m — wodach oceanicznych powierzchniowych, d — głębinowych, h — w glebie. Wartości R dają stopień zróżnicowania izotopowego w stosunku do składu biosfery, dla której koncentracja ^{14}C w ^{12}C wynosi $R_b = R_m = 1,14 \cdot 10^{-12}$. Średnie, stałe przejścia (k) jądrowa ^{14}C do innego rezerwuaru zestawione są w tabelicy II

masę węgla atmosferycznego, należałoby, dla wywołania fluktuacji tylko 1‰ , rozłożyć i wprowadzić do atmosfery 10^{12} ton CaCO_3 . Z tego względu wydaje się, że odpowiedzialność za występowanie tych drobnych i szybkich fluktuacji ponoszą procesy biologiczne.

Jest rzeczą oczywistą, że fluktuacje koncentracji ^{14}C przewyższające 10-krotnie zmiany zawartości ^{13}C w drzewie nie mogą już być wyjaśnione warunkami wzrostu drzewa i wiążą się niewątpliwie z procesami generacji i międzyrezerwuarowej wymiany ^{14}C . Zagadnieniom tym, należącym już do drugiej grupy, poświęcono szereg poważnych prac (Craig [2], Revelle i Suess [12], Arnold i Anderson [1]). Craig podaje schemat wymiany międzyrezerwuarowej przedstawiony na rys. 4.

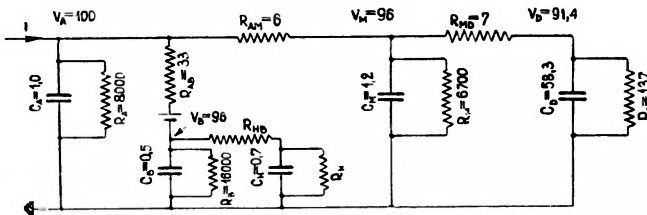
Tablica II zawiera zestawienie wartości parametrów wymiany przyjętych przez Craiga na podstawie analizy schematu, znajomości koncentracji ^{14}C w rezerwuarach oraz zróżnicowania izotopowego w procesach rozpadu naturalnego, wymiany i fotosyntezy. Według Craiga średni czas przebywania molekuly $^{14}\text{CO}_2$ w powietrzu wynosi 6 lat, po czym wędruje ona do morza (9 szans na 11) lub biosfery (2 : 11), tak że strumień ^{14}C płynący z atmosfery do morza stanowi 82% całkowitego strumienia w stanie równowagi.

Tablica II

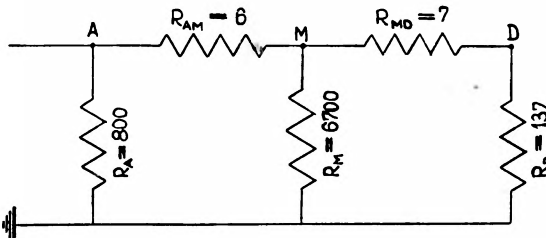
Zestawienie parametrów wymiany międzyrezerwuarowej do schematu wymiany wg rys. 4.

Symbolem $\tau_{i \rightarrow j} = \frac{1}{k_{i \rightarrow j}}$ oznaczono średnie czasy przebywania atomów ^{12}C w rezerwuarze i ze względu na przejście do rezerwuaru j . Symbole rezerwuarów jak na schemacie (rys. 4)

Rodzaj przejścia	$\tau^*(^{14}\text{C})$ lat	$\tau(^{12}\text{C})$ lat
$a \rightarrow m$	7,2	7,0
$m \rightarrow a$	8,7	8,4
$m \rightarrow d$	4,0	4,0
$d \rightarrow m$	200	200
$a \rightarrow b$	33	—
$b \rightarrow h$	4000	4000



Rys. 5a. Uproszczony układ analogowy de Vriesa (1958). Objasnienie symboli w tekście. Pojemności kondensatorów i opory uplywowe dobrane są tak, aby stałe czasowe $R_i C_i = 8000$ były równe średniemu czasowi życia jąder ^{14}C



Rys. 5b. Układ równoważny w stanie stacjonarym

Trudności analizy matematycznej modelu Craiga dają się znacznie uprościć przyjmując analogowy układ elektryczny (de Vries [15]) (rys. 5). W układzie takim rezerwuary węgla zastąpione są kondensatorami o pojemnościach pro-

porcjonalnych do całkowitej masy węgla w rezerwuarach. Uplywy kondensatorów dobrane są tak, aby stałe czasowe $R_i C_i$ były proporcjonalne do średniego naturalnego czasu życia atomów ^{14}C , tj. 8000 lat. Strumień generacji atomów radiowęglu imituje prąd o natężeniu proporcjonalnym do szybkości generacji; opory łączące kondensatory R_{kl} dobrane są tak, aby napięcia na kondensatorach odpowiadały koncentracjom ^{14}C w stanie stacjonarnym. Model de Vriesa, jakkolwiek bardzo uproszczony, pozwolił na wyciągnięcie pewnych istotnych wniosków dotyczących przyczyn oscylacji zawartości ^{14}C w biosferze. Zanedbajmy nieistotne dla grubego obrazu kierunkowe różnice pomiędzy stałymi prędkości przepływów między rezerwuarami, oraz rezerwuary biosferę i humus. Ograniczmy się ponadto do stanu stacjonarnego, przy którym wszystkie $V_i = \text{const.}$, tak że kondensatory C_i mogą być pominięte. Otrzymamy wówczas prosty schemat pokazany na rys. 5b.

Na schemacie tym widać, że większa część strumienia ^{14}C płynie do głębokich wód oceanów (rezerwar C_D) i tam ulega rozpadowi. Ponieważ spadek aktywności (napięcia) o 1% odpowiada wiekowi 80 lat, przeto w stosunku do atmosfery współczesne próbki węgla warstw powierzchniowych morza posiadają pozorny wiek 320 lat, a głębinowe ok. 690 lat.

Powracając do zagadnienia źródeł fluktuacji przypuścmy, że natężenie prądu w obwodzie na rys. 5b wzrosło o 1%. Odpowiada to 1% wzrostowi produkcji ^{14}C , a więc i 1% wzrostowi natężenia promieniowania kosmicznego. Jakościowy obraz skutków tego wzrostu będzie następujący. Ponieważ najmniejszy opór do Ziemi prowadzi przez opór $R_{AM} + R_{MD} + R_D = 150$, który jest bardzo mały wobec oporów $R_A = 8000$ i $R_{AM} + R_M = 6706$, przeto większość tego wzrostu przejdzie bezpośrednio do głębokich warstw oceanów. Po upływie 100 lat wzrost napięcia w punkcie D osiągnie wartość

$$\frac{100}{R_D C_D} = \frac{100}{8000} = \frac{1}{80} \%.$$

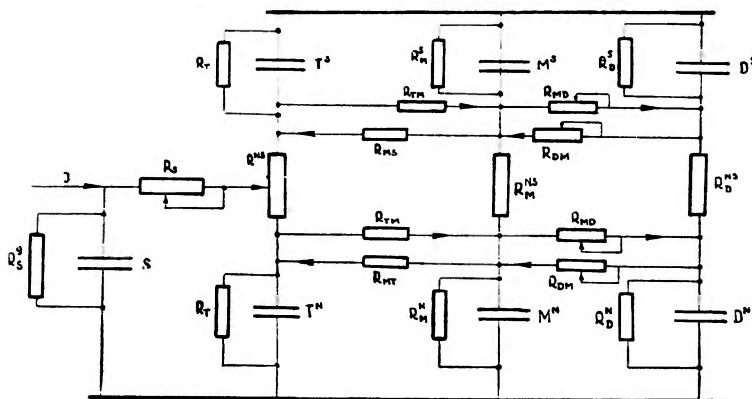
Dla krótkotrwałych zmian można przeto uważać potencjał V_D jako praktycznie stały. Chwilowy wzrost natężenia prądu o 1% wywoła różnicę potencjałów między punktami A i D odpowiadającą $^{13}/_{150}$ całkowitego wzrostu napięcia, tj. 0,086%. Czas potrzebny do uzyskania takiego wzrostu jest rzędu $C_A(R_{AM} + R_{MD})$, tj. ok. 13 lat. Dla wyjaśnienia obserwowanych oscylacji koncentracji (napięcia) o amplitudzie 2% — wzrost i (odpowiadający natężeniu promieniowania kosmicznego) musiałby wynosić ok. 25% i trwać 20 lat.

Drugim sposobem wywołania zmian koncentracji w atmosferze jest zmiana wartości oporów R_{AM} i R_{MD} . Jeśli jak poprzednio przyjmiemy dla krótkich okresów $V_D = \text{const.}$, wówczas dla wywołania 2% zmiany napięcia w punkcie A (przy $i = \text{const.}$) należałoby zmienić wartość oporu $R_{AM} + R_{MD}$ o 25% albo o 50% każdy z osobna na okres rzędu 20 lat.

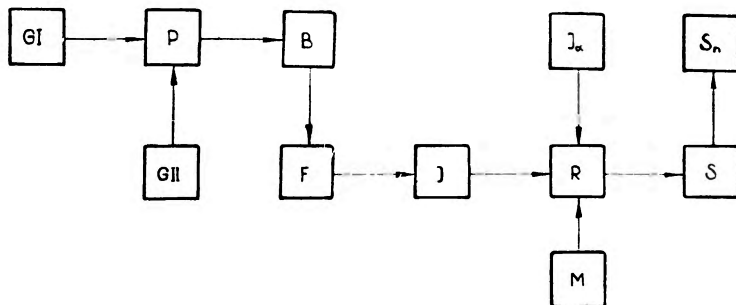
O ile hipoteza silnego wzrostu natężenia promieniowania kosmicznego nie wydaje się usprawiedliwiona, o tyle możliwość sporadycznych gwałtownych zmian wymiany międzyrezerwarowej $D \rightarrow M$ posiada poparcie oceanologów.

W przypadku bardzo niskich rocznych temperatur istnieje szansa „tonięcia“ wody powierzchniowej i zastąpienia jej wodą głębinową.

Sposób śledzenia procesów wymiany międzyrezerwarowej przez de Vriesa jest niesłychanie uproszczony i nie nadaje się do ilościowych pomiarów. Idea budowy urządzenia analogowego, imitującego ruch ^{14}C w przyrodzie i skutki wybuchów termojądrowych na wzrost koncentracji ^{14}C w rezerwarach, została



Rys. 6. Schemat urządzenia analogowego do śledzenia skutków wymiany międzyrezerwarowej ^{14}C i efektu bomb nuklearnych. W schemacie uwzględniono ew. szerokość geograficzną wstrzyknięcia ładunku nuklearnego (potencjometr R^{NS}) do troposfery, różnice kierunkowe stałych wymiany międzyrezerwarowej, ich zmiany związane z procesami turbulentnego mieszania wód oceanicznych (opory R_{MD}) oraz podział troposfery na północną i południową hemisferę

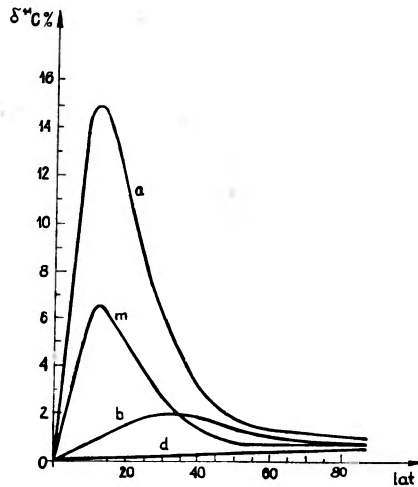


Rys. 7. Pełny schemat blokowy aparatury analogowej do śledzenia skutków eksplozji nuklearnych i efektu Suessa. $G I$ — generator impulsów startowych, $G II$ — generator imp. prostokątnych, P — przerzutnik jednostabilny, B — stopień bramkujący, F — stopień formujący, I — integrator dawkujący, R — model wymiany międzyrezerwarowej (rys. 6), I_d — generator efektu industrialnego, M — modulator stałych wymiany, S — stopień separujący, S_n — synchroskopol

zrealizowana przez Dudkiewicza i Mościckiego (1963), którzy skonstruowali maszynę analogową, pozwalającą na śledzenie szczegółów wymiany międzyrezerwarowej i dobór takich parametrów układu, przy których zmiany napięć obserwowane w różnych punktach układu odpowiadałyby najlepiej rzeczywistym zmianom koncentracji ^{14}C w odpowiednich rezerwarach. Schemat blokowy urządzenia przeznaczonego do tych badań pokazany jest na rys. 6. W schemacie

tym uwzględnione zostały m. in. podział atmosfery na stratosferę i troposferę oraz podział troposfery na hemisferę północną i południową.

Wybuchy bomb termonuklearnych imituje układ wstrzykujący ładunek odpowiedniej wielkości, pokazany na schemacie blokowym (rys. 7). Rys. 8 pokazuje zdjęte przy pomocy synchroskopu przebiegi zmian koncentracji ^{14}C



Rys. 8. Oscylogramy przebiegów zmian koncentracji ^{14}C ($\delta^{14}\text{C}$) w rezerwuarach, wynikię wskutek wstrzyknięcia do północnej hemisfery dolnej stratosfery ładunku $140\text{ kg }^{14}\text{C}$, powstającego w wyniku eksplozji termonuklearnej o energii 35 Mt. T. N. T.

w atmosferze a), w powierzchniowych wodach oceanicznych m), biosferze b) i głębokich warstwach oceanów d), wywołanych eksplozją 5 bomb termojądrowych, o mocy 35 Mt T.N.T. każda, dokonanych w górnej północnej hemisferze stratosfery w 2-miesięcznych odstępach.

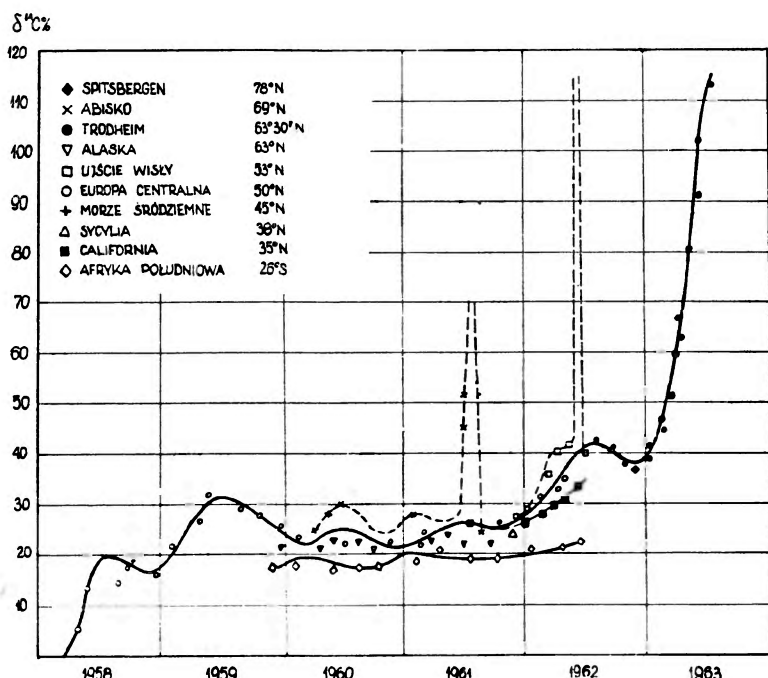
4. Atmosferyczny transport ^{14}C

Jest rzeczą oczywistą, że nawet najbardziej rozbudowany model elektro-niczny nie jest w stanie odtworzyć szeregu szczegółów transportu skażeń promieniotwórczych, a w szczególności transportu atmosferycznego, któremu w ostatnich kilku latach poświęcono wiele uwagi. Na rys. 9 pokazano przebieg zmian koncentracji ^{14}C obserwowanych na przestrzeni ostatnich lat w troposferze północnej i południowej hemisfery.

Stan trudno dostępnej badaniom stratosfery wykazywał już w roku 1958 wzrost koncentracji o 200% w stosunku do stanu stacjonarnego (Hagemann, 1958). Po ostatnich próbach termojądrowych należy liczyć się z dalszym wzrostem, który obecnie sięga prawdopodobnie 500% stanu normalnego. Według oceny Machty [7] w górnej stratosferze eksplodowano w roku 1961,

na wysokości 30—45 km, ładunek termojądrowy o mocy 80 Mt T.N.T., który wyprodukował $16 \cdot 10^{27}$ atomów ^{14}C , tj. łącznie 320 kg ^{14}C .

W tym samym mniej więcej czasie w dolnej stratosferze eksplodowano ładunek 40 Mt T.N.T. na wysokości 20—24 km. Ładunek ten wyprodukował $8 \cdot 10^{27}$ atomów ^{14}C , tj. 160 kg ^{14}C . Bezpośrednio w latach 1962—1963 wpływały na poziom koncentracji ^{14}C w troposferze niskie wybuchy, które spowodowały wzrost przeciętnie o 14%, a w niektórych miejscach, np. okolicach

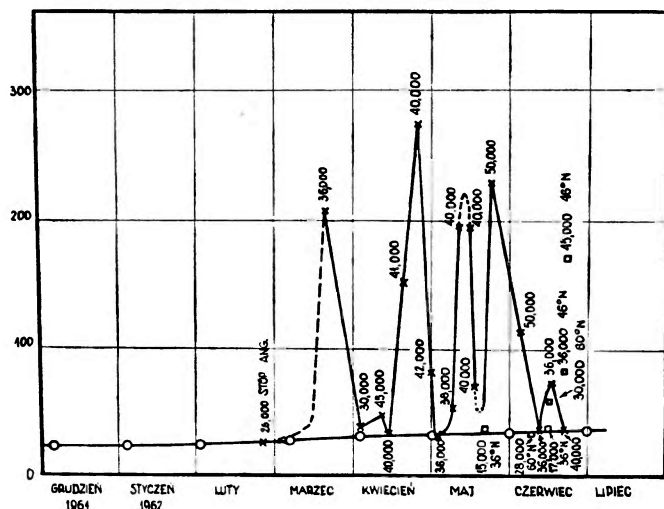


Rys. 9. Zmiany koncentracji ^{14}C w troposferze wg Münnicha i Vogela (1963), uzupełnione pomiarami z Mikoszewa (Mościcki, 1962) i Trondheim (Nydal, 1963). Na osi rzędnych odłożono w promilach wzrost koncentracji w stosunku do stanu „normalnego”. Dolna, ciągła krzywa odnosi się do pomiarów na półkuli południowej

Gdańska, nawet o 20%. Wzrost koncentracji o 14% odpowiada przejściu do troposfery północnej hemisfery $2\text{--}3 \cdot 10^{27}$ atomów, tj. 25—30% ładunku 40 Mt T.N.T.

Należy oczekiwać dalszego wzrostu koncentracji, którego źródłem będzie ładunek 80 Mt T.N.T. w ciągu najbliższych trzech lat. Po tym okresie koncentracja winna osiągnąć poziom 220—250% koncentracji w stanie naturalnym. Kształt krzywej pokazanej na rys. 9 pozwala wyciągnąć pewne ogólne wnioski. Wg Fergussona [5] stan równowagi (nie uwzględniając oscylacji sezonowych) w latach 1959—1961 świadczy o równowadze prądów: płynącego z północnej do południowej hemisfery i prądu stratosfera — troposfera północna. Ponieważ skądinąd wiadomo, że stała czasowa wymiany stratosfera — troposfera wynosi

1 rok, tę samą mniej więcej wartość należy przypisać stałej wymiany między północną a południową hemisferą. Wartość ta odpowiada ocenom Münnicha i Vögela [9], którzy szacują ją na 1—2 lat. Ilustracją powolności mieszania się południkowego jest krzywa dolna, demonstrująca przebiegające w tym samym okresie zmiany koncentracji ^{14}C na półkuli południowej (rys. 9). Jak widać z rys. 9 wszelkie modele statyczne mieszania się troposfery muszą być przyjęte z dużymi zastrzeżeniami. Obserwacje bardzo wysokich krótkotrwałych maksimum koncentracji na poziomie morza, np. wyskok obserwowany w zimie 1960 roku w Abisko (Szwecja) oraz Gdańsku, gdzie w odstępie kilkutygodniowym



Rys. 10. Przebieg zmian koncentracji ^{14}C na poziomie morza (krzywa ciągła dolna), oraz na wysokościach $30\text{--}50 \cdot 10^3$ stóp na Pn szerokości geograficznej 35°N (krzywa łamana). Wysokości miejsca poboru próbek zaznaczono na rysunku (w stopach). Na osi rzędnych nanieśiono procentowy wzrost koncentracji ponad stan normalny wg Fergussona (1963)

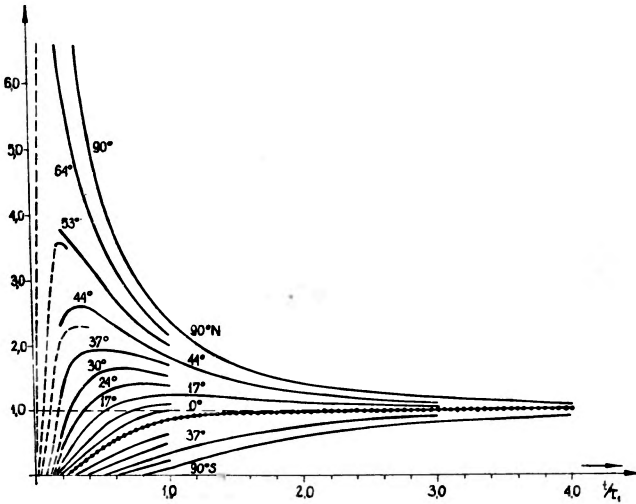
koncentracja wzrosła do 340% w dniach 15—18. III. 1962 r. i spadła do „normalnej“ wartości ok. 140% poziomu normalnego, oraz na wysokości ok. 10 km (rys. 10) (Fergusson, [5]) i wreszcie, związana prawdopodobnie z tym efektem, obserwacja 6,3% wzrostu zawartości ^{14}C w zbożach w roku 1959 w Danii (Tauber [14]) ponad wartość średnią, wskazują, że proces mieszania odbywa się w sposób dynamiczny, często skokowy. Jest rzeczą jasną, że badania tego rodzaju mają niesłychanie doniosłe znaczenie dla ochrony przed promieniowaniem wytworzonym w wybuchach jądrowych. I odwrotnie, stwarzają bazę do rozważań nad warunkami strategicznego zagrożenia wybranego obszaru wtórnymi skutkami wybuchów jądrowych.

Mechanizm południkowej wymiany ^{14}C badany był przez zespół z Heidelbergu (Münnich i Vogel [9]). Badacze ci zwrócili uwagę na to, że kształt maksimum z roku 1959 (rys. 9) nie odpowiada przyjętemu na ogół schematowi dwupółkowej troposfery (Pn. i Pd.). Gdyby, jak wyżej wspomniano, $\tau_{Pn \rightarrow Pd} =$

= 1 rok, szybkość narastania maksimum byłaby za duża. Jeżeli odwrotnie, $\tau_{Pn \rightarrow Pd} \gg 1$ rok, opadnięcie krzywej byłoby zbyt gwałtowne.

Wychodząc z tej obserwacji autorzy zaproponowali model „fali dyfuzyjnej“, który rozważa sytuację, jaka wytwarza się w atmosferze po wstrzyknięciu na biegunie ładunku i dyfuzyjne rozprzestrzenianie się tego ładunku wzdłuż południków.

Rys. 11 pokazuje zmiany koncentracji w czasie na różnych szerokościach. Jako jednostkę czasu przyjęto stałą czasową „dyfuzji wirowej“ $\tau_1 = \frac{R^2}{2D}$, gdzie D oznacza współczynnik dyfuzji wirowej, a R promień Ziemi. Posługując się



Rys. 11. Oparty na modelu dyfuzji wirowej, teoretyczny przebieg zmian w czasie koncentracji ^{14}C wywołany jednorazowym wstrzyknięciem ładunku na biegunie. Parametrem jest szerokość geograficzna miejsca obserwacji. Na osi odciętych odłożono czas „charakterystyczny“ t/τ_1 , gdzie $\tau_1 = \frac{R^2}{2D} \cong 5$ miesięcy. Na osi odciętych podano w jednostkach dowolnych wzrost koncentracji ponad poziom

tym modelem autorom udało się w sposób zadowalający wyjaśnić ilościowo i jakościowo sposób powstawania maksimum z roku 1959.

Przytoczonych wyżej kilka przykładów rozszerzenia zakresu badań „metody ^{14}C “ na zagadnienia geofizyczne i wyniki uzyskane tą metodą zwróciły uwagę na inne jądra promieniotwórcze, występujące w fazie gazowej jako śladowe składniki powietrza atmosferycznego. Do jąder tego rodzaju należą m. in. ^3H , ^{37}Ar , ^{85}Kr , ^{133}Xe . Już pierwsze lata badań nad zmianami koncentracji, szczególnie trytu atmosferycznego, przyniosły znaczne uzupełnienie wyników, uzyskanych przy pomocy ^{14}C , i otworzyły nowe, niezwykle interesujące, aspekty pomiarów koncentracji śladowych skażeń atmosfery. Zagadnienia te wypadają jednak, jako nie wiążące się bezpośrednio z ^{14}C , odłożyć do oddzielnego omówienia.

Literatura

- [1] J. R. Arnold, E. C. Anderson, *Tellus*, **9**, 28 (1957).
- [2] H. Craig, *Science*, **119**, 141 (1954); *Tellus*, **9**, (1957).
- [3] P. E. Damon, A. Long, J. J. Sigalove, *Radiocarbon*, **5**, 283 (1963).
- [4] J. Dutkiewicz, W. Mościcki (w przygotowaniu do publikacji).
- [5] G. J. Fergusson, *Journ. geophys. Res.*, **68**, 3933 (1963).
- [6] E. E. Hughes, W. B. Mann, *Int. Jour. Appl. Rad. Isotopes* (w druku).
- [7] L. Machta, R. J. List, K. Telegadas, *Jour. geophys. Res.*, **67**, 1389 (1962).
- [8] W. Mościcki, *Wiad. Muz. Ziemi*, **6**, 298 (1952); *Kosmos B*, **1**, 139 (1955); *Kosmos B*, **2**, 43 (1956); *Acta Phys. Polon.*, **20**, 59 (1961).
- [9] K. O. Münnich, J. C. Vogel, *Int. At. En. Ag.*, Wiedeń 1963.
- [10] J. U. Olsson, J. Karlén, *Int. At. En. Ag.*, Wiedeń 1963.
- [11] E. K. Ralph, R. Stuckenrath, *Nature*, **188**, 185 (1960).
- [12] R. Revelle, H. E. Suess, *Tellus*, **9**, (1957).
- [13] H. E. Suess, *Science*, **122**, 415 (1955).
- [14] H. Tauber, *Science*, **131**, 921 (1960).
- [15] Hl. de Vries, *Keninkl. Nederl. Akad. Wetensch. Proc. Ser. B.*, **61**, 1 (1958).
- [16] D. E. Watt, D. Ramsden, H. W. Wilson, *Int. J. Appl. Rad. Isot.*, **11**, 68 (1961).
- [17] E. H. Willis, H. Tauber, K. O. Münnich, *Amer. J. Sci.*, **2**, 1 (1960).

Jerzy Warczewski

Akademia Górniczo-Hutnicza w Krakowie
Katedra Fizyki II

Detektory iskrowe i ich zastosowanie

Wstęp

Technika detektorów iskrowych istnieje już od roku 1945, przy czym przez wiele lat detektory te były raczej na marginesie głównego nurtu rozwojowego fizyki doświadczalnej. Dopiero ostatnie kilka lat pokazało, że jesteśmy świadkami narodzin nowego, potężnego narzędzia badań w fizyce cząstek elementarnych. Detektory iskrowe najnowocześniejszych typów, jak np. komora śladowa Czikowani, w pewnych dziedzinach uzupełniają, w innych konkurują, a w jeszcze innych przewyższają takie uznane detektory jak komora Wilsona, komora dyfuzyjna czy komora pęcherzykowa. Jest już pokaźna lista doświadczeń podstawowych w dziedzinie fizyki cząstek elementarnych, wykonanych za pomocą techniki detektorów iskrowych [1, 2, 3].

Wspomnimy tu tylko dla przykładu, że komory iskrowe odegrały istotną rolę w słynnym doświadczeniu prowadzącym do wykrycia dwóch rodzajów neutrino [1].

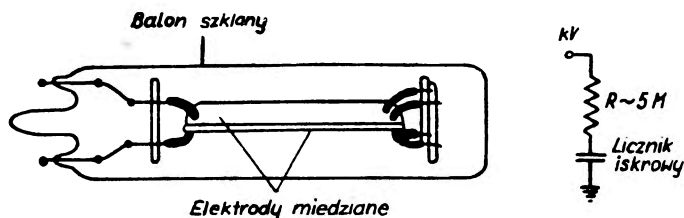
Znaczenie detektorów iskrowych, zwłaszcza tych najnowocześniejszych typów, polega nie tylko na tym, że w zasadzie jednocześnie one zalety najlepszych dotychczasowych detektorów liczących i detektorów śladowych, ale również na tym, że dzięki możliwości sterowania możemy z góry planować rejestrację przypadków tylko takich oddziaływań, które nas interesują. Ta okoliczność, jak również możliwość bezpośredniej współpracy detektora iskrowego z elektronową maszyną liczącą pozwala nam w sposób istotny skrócić czas analizy danych doświadczalnych, co ma szczególne znaczenie w badaniach rzadkich typów oddziaływań cząstek elementarnych, które można zrealizować używając dopiero specjalnie dużych strumieni cząstek pierwotnych.

W niniejszym artykule spróbujemy dać, na pewno niekompletny, przegląd detektorów iskrowych, których wspólną własnością jest powstawanie wyładowania iskrowego pod wpływem przejścia cząstki jonizującej.

I. Licznik iskrowy niesterowany

1. Zasada działania

Początek techniki rejestracji cząstek jonizujących za pomocą isker elektrycznych datuje się chyba od wprowadzenia przez W. Y. Changa i S. Rosenbluma [4] w 1945 r. liczników iskrowych, które były czułe na ciężkie cząstki jonizujące, takie jak cząstki α i fragmenty rozszczepienia. W swojej pierwotnej formie licznik taki pracował w atmosferze powietrza i składał się z anody i katody. Anoda była cienkim wolframowym drucikiem średnicy około 1 mm rozciągniętym równoległe do płaskiej płytki metalowej (katody) w odległości kilku mm od niej. Gdy zasilano taki licznik stałym napięciem rzędu kilku kV, to powstawało wyładowanie iskrowe pod wpływem przejścia cząstki jonizującej. Technika takich liczników wciąż się rozwija i doczekała się obszernej literatury zestawionej np. w pracy Meyera [5].



Rys. 1. Niesterowany licznik iskrowy

Szereg autorów, jak J. W. Keuffell [6], R. W. Pidd i L. Madansky, E. Robinson, podawało konstrukcję i charakterystyki innego typu liczników iskrowych, mianowicie liczników złożonych z dwóch płaskich i równoległych płytek, do których przyłącza się stałe wysokie napięcie. Pod wpływem przejścia cząstki jonizującej między elektrodami licznika przelatuje iskra. Największą trudnością w tym typie detektora jest odrzucenie fałszywych isker nie związanych z cząstką, którą mamy rejestrować. Czas martwy takiego licznika jest duży i wynosi 0,001—0,1 sek. Wyładowanie w takim liczniku gasi się za pomocą oporu gaszącego lub elektronicznych układów gaszących.

Ważną cechą licznika iskrowego jest powstawanie pod wpływem cząstki jonizującej streamera, czyli kanału plazmowego [7], który daje przebicia iskrowe charakteryzujące się dużą jasnością, dającą możliwość łatwego fotografowania nie wymagającego dodatkowego oświetlenia, oraz wyraźnym efektem akustycznym w postaci silnego trzasku. Impuls powstający przy wyładowaniu jest rzędu kilku kV i w związku z tym nie wymaga żadnego wzmocnienia do rejestracji.

Na rys. 1 jest podany schemat licznika i jego włączenia. Do napełnienia liczników służyły różne gazy szlachetne, przy czym dla zapobiegania powstawania wtórnych isker stosowano domieszki par organicznych (alkohol, butan, ksylen, aceton).

2. Charakterystyki licznika niesterowanego

Charakterystyka liczenia licznika iskrowego Keuffella [6] przypomina charakterystykę liczenia licznika G. M. Długość plateau wynosi 1000 V.

Bardzo ważnym parametrem licznika iskrowego jest przepięcie Δu oraz przepięcie względne $\frac{\Delta u}{u_0}$, gdzie u_0 jest napięciem odpowiadającym początkowi liczenia. Wydajność licznika, zdefiniowana jako stosunek liczby zarejestrowanych cząstek (iskier) do całkowitej liczby cząstek padających zarejestrowanych przez teleskop liczników G. M., rośnie wraz z Δu i osiąga plateau około 0,95 powyżej 1 kV [8].

Dla dużych przepięć wydajność jest bliska 100 % i jest określona formułą [9]:

$$R = 1 - \exp(-npd) \sim 0,98, \quad (1)$$

gdzie d — odległość między elektrodami w cm, n — pierwotna jonizacja właściwa na 1 cm i na 1 atm, p — ciśnienie w atm.

J. W. Keuffell [6] wykazał doświadczalnie, że opóźnienie ΔT iskry w stosunku do momentu przejścia cząstki jonizującej maleje wraz ze wzrostem przepięcia Δu .

W pracy [10] osiągnięto wartość opóźnienia iskier rzędu 10^{-10} sek. Widać z tego, że liczniki iskrowe mogą służyć do pomiaru bardzo krótkich odstępów czasu (aż do 10^{-11} sek.), jeżeli tylko zastosować odpowiednie zasilanie, odpowiednie napełnienie i odległość międzyelektrodową.

3. Teleskop liczników niesterowanych jako detektor śladowy

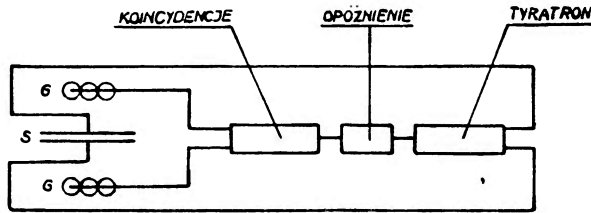
P. G. Henning [11] w roku 1957 zajął się problemem użyteczności liczników iskrowych do określania trajektorii cząstek naładowanych. Do tego celu zbudował teleskop z trzech liczników iskrowych i badał przypadki, kiedy cząstka przeszła przez wszystkie trzy liczniki iskrowe. Stwierdził, że w każdym liczniku 92 % iskier pochodzi od procesu jednolawinowego, dla którego spełniony jest warunek Raethera $ad \geq 20$, gdzie a — współczynnik wzmocnienia gazowego, d — odległość od anody, na której powstaje elektron pierwotny dający początek lawinie. Warunek Raethera jest warunkiem przejścia lawiny w przebicie iskrowe. Dla tych przypadków Henning uzyskał średnie odchylenie kwadratowe iskier od trajektorii ok. 0,3 mm.

Liczniki iskrowe niesterowane były użyte z sukcesem do badań fizycznych, np. do pomiaru czasu przelotu przez cząstkę danego odcinka drogi, czasu opóźnienia przelotu cząstek w kaskadach, do badania rozproszenia mezonów μ promieniowania kosmicznego w ołowiu, do wyznaczenia widma pędów mezonów μ przy użyciu magnezu aż do pędów $6 \cdot 10^{10}$ eV/c [14].

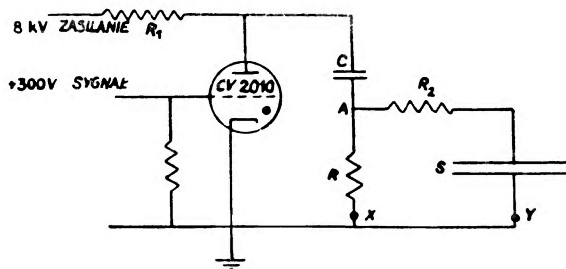
II. Licznik iskrowy sterowany

1. Zasada działania

Ideę impulsowego podawania wysokiego napięcia na sygnał sterujący podali Conversi i współpracownicy [12]. Opisali oni konstrukcję i charakterystyki tzw. komory hodoskopowej. Zasada jej działania polega na tym, że między dwiema płaskimi płytami przewodzącymi umieszcza się szereg rurek szklanych wypełnionych neonem (ciśn. 350 mm Hg). Kiedy przez urządzenie przechodzi



Rys. 2. Układ sterowanego licznika iskrowego [13]



Rys. 3. Licznik sterowany wraz z tyratronem [13]

cząstka jonizująca, podawany jest na te płyty impuls w. n. Tor cząstki określają te rurki z neonem, w których nastąpi wyładowanie jarzeniowe.

Cranshaw i de Beer [13] jako pierwsi wprowadzili sterowane zasilanie impulsowe na płaski kondensator. Impuls w. n. pojawiał się wtedy, gdy przez kondensator przechodziła cząstka jonizująca. Wówczas między płytkami przeskakiwała iskra elektryczna w pobliżu śladu cząstki. Schemat układu podaje rys. 2. G jest to teleskop liczników G. M., który daje impuls koincydencyjny w momencie przejścia cząstki jonizującej przez licznik iskrowy S . Impuls ten po przejściu przez urządzenie opóźniające wyzwała tyratron wodorowy, który podaje impuls w. n. na detektor. Układ tyratronu jest podany na rys. 3. Tyratron nie przewodzi, gdy jego siatka jest na potencjale ziemi i wtedy kondensator C ładuje się aż do napięcia zasilającego przez duży opór R_1 . Kiedy dodatni impuls 300 V jest podany na siatkę, wówczas tyratron się zapala i następuje wyładowanie kondensatora C przez opór R . W punkcie A pojawia się impuls z maksymalną amplitudą równą napięciu zasilającemu. Impuls ten zanika ze stałą

czasową RC . Opór R_2 ogranicza prąd płynący przez tyratron do maksymalnej dopuszczalnej wartości (20 A dla tyratronu CV2 110). W pozycji X lub pozycji Y włącza się baterię, której stałe pole oczyszcza objętość czynną licznika ze „starych“ jonów. Detektor jest zwyczajnym kondensatorem płaskim o powierzchni $10 \cdot 10 \text{ cm}^2$ z odstępem 1 mm między płytkami. Ze względu na to, że między elektrodami jest powietrze, elektrony, praktycznie biorąc, momentalnie po zjonizowaniu przylepiają się do drobin tlenu i w ten sposób zarówno ładunek dodatni, jak i ujemny jest niesiony przez jony.

2. Charakterystyki licznika sterowanego

Zależność wydajności rejestracji (zdefiniowanej jako stosunek liczby iskier do liczby koincydencji zarejestrowanych przez teleskop liczników G. M.) od amplitudy impulsu w. n. przypomina charakterystykę liczenia licznika G. M. i osiąga plateau rzędu 0,92 przy 7 kV. Maksymalna wydajność dla przerwy międzyelektrodowej 1 mm wynosi 0,92, zaś dla przerwy międzyelektrodowej 3 mm wynosi 0,99. Jednak taka większa przerwa wymaga napięcia 20 kV, które może dawać np. transformator impulsowy. Plateau wydajności ma szerokość 2000 V. Dajon [14] wyjaśnia fakt, że plateau zaczyna się przy wartości pola 70 kV/cm. Początek plateau zależy od tego, kiedy wszystkie elektrony uprzednio przylepione będą oderwane od drobin tlenu powietrza. Z pracy [15] wynika, że ze względu na to, iż energia wiązania elektronu z molekułą tlenu wynosi 0,34 eV, to przy $\frac{E}{p} \sim 90 \frac{\text{V}}{\text{cm} \cdot \text{mm Hg}}$ elektrony powinny odrywać się od molekuł. Warunki pracy licznika Cranshaw i de Beera były właśnie takie:

$$\frac{E}{p} = \frac{70000 \text{ V}}{760 \text{ mm Hg} \cdot \text{cm}} \sim 92 \frac{\text{V}}{\text{cm} \cdot \text{mm Hg}}$$

Ważnym faktem doświadczalnym jest okoliczność, że początek lawinom dają jony tylko jednego znaku [13]. Autorzy dochodzą do wniosku, że są to jony ujemne, gdyż reżim pracy ich licznika daje możliwość oderwania elektronów od drobin tlenu. Wówczas elektrony dają początek lawinom fotonowo-elektronowym. Jony dodatnie jako zbyt ciężkie nie dadzą się rozpędzić między dwoma kolejnymi zderzeniami tak, by rozwinęła się lawina. Wydajność licznika Cranshaw i de Beera zależy od wartości oporu R_2 i od wartości pojemności samego licznika (rys. 3). Zwiększenie oporu R_2 lub pojemności licznika powoduje wzrost czasu narastania impulsu w. n. na liczniku, co wywołuje zmniejszenie wydajności ze względu na działanie oczyszczające czoła impulsu w. n. Ważnym czynnikiem zwiększającym wydajność jest włączenie pola oczyszczającego o polarności przeciwnej niż impuls w. n., ponieważ czoło impulsu w. n. niweluje wówczas przynajmniej częściowo „straty“ pierwotnej jonizacji, spowodowane niekorzystnym w tym momencie działaniem stałego pola oczyszczającego. Działanie oczyszczające czoła impulsu w. n. póki jest większe niż działanie

stałego pola oczyszczającego, samo odgrywa decydującą rolę w obniżaniu wydajności licznika. Wniosek z powyższych rozważań jest taki, że aby zwiększyć wydajność licznika trzeba zmniejszyć niekorzystny wpływ oczyszczania w okresie czasu między momentem przejścia cząstki przez licznik, a momentem przebiecia, czyli z jednej strony skrócić jak najbardziej czas narastania impulsu w. n., a z drugiej strony zmniejszyć wpływ stałego pola oczyszczającego, oczywiście nie poprzez zmniejszenie jego optymalnej wartości, lecz poprzez skrócenie opóźnienia impulsu w. n.

3. Teleskop liczników sterowanych jako detektor śladowy

Jeśli kilka liczników Cranshaw i de Beera ustawić w jednej kolumnie, to można uzyskać informacje na temat trajektorii cząstki, która przejdzie kolejno przez wszystkie liczniki, na podstawie położenia iskier w kolejnych licznikach. Jeżeli chodzi o fałszywe impulsy (iskry), to można zredukować ich liczbę do 1% wszystkich iskier przy odpowiednio małym opóźnieniu impulsu w. n.

W związku z tymi własnościami licznik Cranshaw i de Beera przestaje być tylko licznikiem cząstek, ale również staje się przyrządem śladowym pozwalającym wyznaczać trajektorię cząstek naładowanych. Za pomocą teleskopu liczników sterowanych Cranshaw i de Beera można obserwować i mierzyć krzywiznę toru cząstki naładowanej w polu magnetycznym poprzez lokalizację w przestrzeni iskier w poszczególnych licznikach teleskopu. W pracy [16] zastosowano pole magnetyczne 6300 gauss i osiągnięto dokładność odchylenia iskry od trajektorii cząstki w poszczególnych licznikach teleskopu rzędu 0,2 mm.

III. Komory iskrowe naśladowujące tor cząstki w skończonym przedziale kątów padania

A. Wielelektrodowa komora typu Fukui i Miyamoto

1. Uwagi ogólne

W roku 1959 ukazała się publikacja [17] japońskich fizyków Fukui i Miyamoto donosząca o wynalezieniu przez nich nowego typu detektora iskrowego, tzw. komory wyładowczej (*discharge chamber*). W celu uproszczenia nomenklatury proponujemy w ślad za Dajonem [14] nazywać tę komorę komorą iskrową, mając na uwadze tylko fakt, że iskra elektryczna w komorze Fukui i Miyamoto rozwija się zgodnie z odkrytym i opisanym przez nich nowym zjawiskiem fizycznym. Fukui i Miyamoto pierwsi zastosowali do wypełnienia sterowanego detektora iskrowego gaz szlachetny i to doprowadziło ich do odkrycia nowego zjawiska fizycznego, mianowicie naśladowania przez iskry toru cząstki, nawet ukośnego do pola elektrycznego. Współodkrywcą tego zjawiska jest G. Charpak [18], który obserwował naśladowanie przez iskry

toru cząstki *a*. Komora Fukui i Miyamoto składała się z 4 oddzielnych szklanych pudełek prostopadłościennych, napełnionych mieszaniną Ne+Ar (0,5%) pod ciśnieniem atmosferycznym. Pudełka były umieszczone jedno nad drugim i oddzielone elektrodami, na które podawało się sterowane impulsy prostokątne w. n., podobnie jak w liczniku Cranshaw i de Beera [13]. Rozmiary pojedynczego pudełka szklanego były następujące: 8,5 cm × 13 cm × 2 (lub 1) cm. Opóźnienie impulsu w. n. wynosiło 1 μsek, a wartość *RC* 0,1 μsek (patrz rys. 3). W granicach od 0°—15° iskry we wszystkich przegrodach naśladowały wiernie tor cząstki. W przedziale kątów od 15° do 30° iskry mogą doznawać załamania lub rozszczepienia, zaś powyżej 60° wyładowanie w przegrodach jest takie jak w komorze projekcyjnej, tzn. w każdej przegrodzie powstaje las iskier. Autorzy używali impulsów w. n. rzędu 7 do 10 kV/cm. Wydajność komory Fukui i Miyamoto bardzo szybko spadała ze wzrostem opóźnienia impulsu w. n., np. przy zwiększeniu opóźnienia z jednej μsek do 6 μsek wydajność spadała ze 100% do 50%, a przy opóźnieniu 10,5 μsek wydajność wynosiła zaledwie około 10%. Ten szybki spadek wydajności ze wzrostem opóźnienia impulsów w. n. jest również zjawiskiem nowym w porównaniu z zależnością wydajności od opóźnienia dla licznika Cranshaw i de Beera, gdzie nawet dla opóźnienia 67 μsek wydajność przy odpowiednim polu oczyszczającym przyjmowała całkiem duże wartości. Te własności świadczą o tym, że licznik sterowany Cranshaw i de Beera ma dużą pamięć, a komora Fukui i Miyamoto, która różni się w zasadzie tylko napełnieniem ma krótką pamięć, gdyż już po około 10 μsek od przejścia cząstki, wydajność powstawania iskry wynosi już tylko 10%.

2. Warunki powstawania streamera i ukośnego wyładowania; pamięć komory

Z grubsza można określić na podstawie teorii Meeka [7] natężenie pola potrzebne do wywołania przebiecia iskrowego w komorze typu Fukui i Miyamoto [19]. Pierwszym warunkiem powstania streamera, czyli kanału plazmowego, jest odpowiednio duże ciśnienie (rzędu 1 atm.), gdyż dla niskich ciśnień wyładowanie gazowe odbywa się w całej objętości czynnej komory. Dla większych ciśnień w powstaniu streamera odgrywa dużą rolę ładunek przestrzenny dodatnich jonów. Zgodnie z teorią Meeka [7] przejście lawiny w streamer i możliwość naśladowania przez iskrę toru cząstki ukośnego do pola może zajść wtedy, gdy pole jonów dodatnich zostawionych w tyle za lawiną elektronów, staje się porównywalne co do wartości bezwzględnej z polem zewnętrznym impulsu w. n. Na rys. 4 widać model dwóch lawin wychodzących z dwóch punktów prostej reprezentującej ukośny do pola zewnętrzny tor cząstki.

Gęstość jonów dodatnich n_+ w „główce“ lawiny elektronów wyraża się następującym wzorem

$$n_+ = \frac{a \exp(aZ_0)}{\pi \omega_0^2}, \quad (2)$$

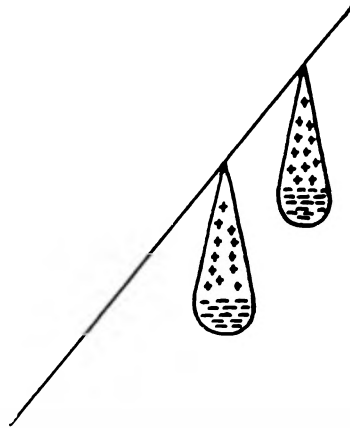
gdzie a jest współczynnikiem Townsenda [20], Z_0 jest drogą przebytą przez lawinę elektronów, r_0 jest promieniem „główki“ lawiny elektronów, r_0 wyraża się jak niżej

$$r_0 = \sqrt{2Dt} = \sqrt{2D \frac{Z_0}{w}}, \quad (3)$$

gdzie D jest współczynnikiem dyfuzji dla elektronów, a w jest prędkością elektronów. Ponieważ chmura jonów dodatnich w „główce“ lawiny elektronów może być aproksymowana przez kulę o promieniu r_0 , więc natężenie pola (E_ρ) na powierzchni tej kuli jest

$$E_\rho = \frac{4ea \exp(aZ_0)}{4\pi\epsilon_0 3r_0} \quad (4)$$

w układzie MKS.



Rys. 4. Model dwóch lawin wychodzących z dwóch punktów trajektorii cząstki [14]

Warunek Meeka [7] przejścia lawiny w streamer wymaga równości pola zewnętrznego E z polem jonów dodatnich E_ρ , czyli

$$E \cong E_\rho = \frac{a \cdot e \cdot \exp(aZ_0)}{3\pi\epsilon_0 \sqrt{2D \frac{Z_0}{w}}}. \quad (5)$$

S. Miyamoto [19] wspomina o ważnej roli zjawiska Penninga sprawiającego, że można obniżyć natężenie pola i mimo to uzyskać przebicie.

Wzór (5) jest warunkiem zrównania co do wartości bezwzględnej pola zewnętrznego E i pola jonów dodatnich E_ρ . Ale pole E_ρ , jak wynika ze wzoru (4), jest kulście symetryczne dla danego Z_0 , więc może oddziaływać również na elektrony z sąsiedniej lawiny, jeżeli tylko są odpowiednio blisko, a ściślej mówiąc, jeżeli jony dodatnie pozostawione w tyle przez jedną lawinę znajdują się w sąsiedztwie elektronów drugiej lawiny. Wówczas następuje przyciąganie prostopadłe do pola zewnętrznego, ale w przybliżeniu równe temu polu co do wartości bezwzględnej. Jeżeli odległość między początkami dwóch sąsiednich

lawin, czyli między dwoma sąsiednimi elektronami pierwotnymi, na drodze cząstki wynosi średnio d , a kąt między torem cząstki a polem zewnętrznym równa się θ , to warunek na utworzenie poprzecznego pola elektrycznego porównywalnego z polem zewnętrznym przyjmuje postać:

$$d \sin \theta < 2r_0 . \quad (6)$$

Jeśli przyjąć średnie $d = 0,03$ cm, a $r_0 = 0,01$ cm (z wzoru (3) dla $Z_0 = 0,25$ cm), to warunek (6) daje $\theta \gtrsim 40^\circ$, czyli do takich kątów iskra naśladuje tor cząstki. Istotną rolę w uzyskaniu śladu ukośnego do pola elektrycznego odgrywa także krótkość impulsu w. n. ($\sim 10^{-7}$ sek).

To, że w gazach szlachetnych początek lawinom dają elektrony, a nie jony dodatnie, da się z jednej strony wywnioskować z doświadczeń Cranshaw i de Beera, a z drugiej strony potwierdzają to pomiary Fukui i Miyamoto [21] dotyczące rozszerzenia centrów kolumn wyładowczych przy zwiększaniu opóźnienia impulsu w. n. Znacznie dłuższa pamięć licznika powietrznego Cranshaw i de Beera wynika z tego, że w okresie czasu między momentem przejścia cząstki a momentem włączenia (który można regulować za pomocą układu opóźniającego) impulsu w. n. pole oczyszczające usuwa jony dodatnie i jony ujemne odznaczające się przecież małą ruchliwością, zaś w przypadku komory Fukui i Miyamoto w analogicznym okresie czasu usuwane są odznaczające się małą ruchliwością jony dodatnie i dużą ruchliwością odznaczające się elektrony, które tylko i wyłącznie mogą być zaczątkami lawin. Tak więc w tym samym okresie czasu komora Fukui i Miyamoto traci szybciej niż licznik Cranshaw i de Beera swoją „pamięć“ w postaci usuwanych elektronów mogących być zaczątkami lawin i, co za tym idzie, streamerów i isker. Tym się tłumaczy szybki spadek wydajności komory Fukui i Miyamoto wraz ze wzrostem opóźnienia impulsu w. n.

3. Charakterystyki komory

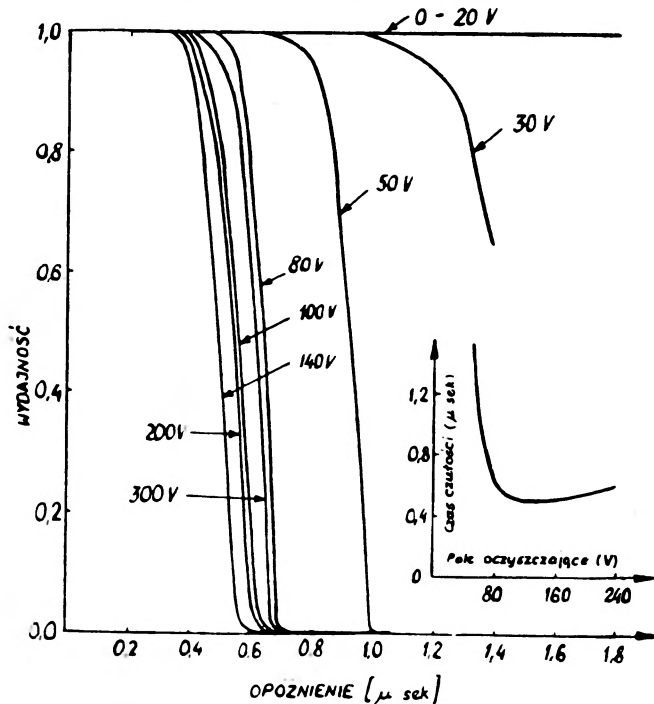
J. W. Cronin [23, 22] dla swojej wielopłytkowej komory napełnionej neonem z domieszką innych gazów szlachetnych pod całkowitym ciśnieniem 1,3 atm. dokonał dokładnych pomiarów charakterystyk czasowych, tj. zależności wydajności od opóźnienia impulsu w. n. (rys. 5). Parametrem krzywych jest wartość napięcia oczyszczającego. Charakterystyczne jest, że zależność — niesłychanie zresztą krótkiego — czasu pamięci od wartości napięcia oczyszczającego wykazuje minimum przy pewnej optymalnej (dla danego ciśnienia) wartości tego napięcia. Miyamoto [19] tłumaczy to zjawisko wpływem zanieczyszczeń gazu domieszkami elektrycznymi na prędkość dryfu elektronów pierwotnych.

Komora iskrowa może być użyta nie tylko jako detektor w fizyce wysokich energii, lecz także jako narzędzie do badań zjawiska wyładowania w gazach.

Charakterystyka napięciowa, tj. zależność wydajności od amplitudy napięcia, ma plateau zaczynające się przy około 8 kV i mające długość rzędu 5 kV.

Pamięć komór wypełnionych gazami szlachetnymi jest rzędu 10^{-6} sek. Pamięć komór wypełnionych gazami elektroujemnymi jest o dwa, a nawet trzy rzędy wielkości dłuższa.

Zgodnie z teorią streamerów kolumna wyładowcza rozwija się z jednego elektronu w dwóch etapach: a) lawina elektronów i b) rozwój streamera (kanału plazmowego). Czas przebiecia jest określony zasadniczo przez etap a), gdyż etap b) trwa około 10 razy krócej. Czas przebiecia wynosi około 10^{-7} sek.



Rys. 5. Charakterystyki czasowe komory iskrowej [22]

Czas powrotu do stanu pierwotnego (czas martwy) zależy od szybkości znikania elektronów i jonów produkowanych w wyładowaniu. Czas ten może zmaleć, gdy rośnie natężenie pola oczyszczającego. Małe domieszki gazów elektroujemnych wpływają już dość silnie na czas powrotu. Czas powrotu jest rzędu 10^{-3} sek [19].

4. Równoczesna rejestracja kilku cząstek

S. Miyamoto [19] podaje, że użycie warstwy dielektryka między elektrodami umożliwia rejestrację równoczesną większej liczby cząstek. To, że dotychczasowe komory iskrowe napełnione gazami szlachetnymi, ale nie mające warstwy dielektryka rejestrują na ogół zaledwie kilka równoczesnych iskiei, można wyjaśnić jak następuje: otóż nie wszystkie lawiny elektronów prze-

chodzą w streamery (kanały plazmowe); jeżeli lawiny pochodzące od jednej cząstki przejdą w streamery, to nastąpi bardzo szybkie ($\sim 10^{-8}$ sek) obniżenie w. n. i lawiny od innych cząstek mogą nie zdążyć rozwinąć się w streamery, na skutek czego nie zarejestrujemy iskier od tych cząstek.

Sytuacja się wyraźnie zmienia, gdy użyjemy elektrod pokrytych dielektrykiem, np. płytkami szklanymi [17, 21]. W tym przypadku w pojedynczej kolumnie wyladowczej nie może płynąć zbyt duży prąd, ponieważ ogranicza go duży opór warstwy dielektryka i w związku z tym spadek napięcia odbywa się znacznie wolniej.

S. Miyamoto [19] rozpatruje możliwość równoczesnej rejestracji wielu cząstek w komorach iskrowych nie posiadających warstw dielektryka między elektrodami. Warunkiem zajścia takiej rejestracji są małe fluktuacje czasu przebiecia.

Jak było wspomniane w § 3, czas przebiecia jest sumą dwóch czasów: czasu rozwoju lawiny i 10 razy krótszego czasu rozwoju streamera. Jeżeli więc fluktuacje czasu przebiecia są mniejsze od czasu rozwoju streamera, to jest możliwość równoczesnej rejestracji kilku cząstek. Czas fluktuacji jest rzędu średniego czasu życia elektronu między dwoma kolejnymi aktami jonizacji.

5. Komora iskrowa we współpracy z kalorymetrem jonizacyjnym

Dajon i Klimanowa [24] opisują komory iskrowe „powietrzne“ (powietrze + argon). Komory takie odznaczają się dużą pamięcią zazwyczaj niepożądaną, ale w pewnych przypadkach, kiedy impuls sterujący jest bardziej opóźniony z jakichś fizycznych czy technicznych przyczyn, dłuższa pamięć komory staje się jej zaletą. Jako przykład autorzy podają połączenie komory iskrowej z kalorymetrem jonizacyjnym typu Grigorowa, gdzie impuls sterujący pochodzi od kalorymetru. „Powietrzne“ komory poza tym są bardzo proste w konstrukcji nawet przy dużych rozmiarach, ponieważ nie wymagają odpompowywania objętości czynnej.

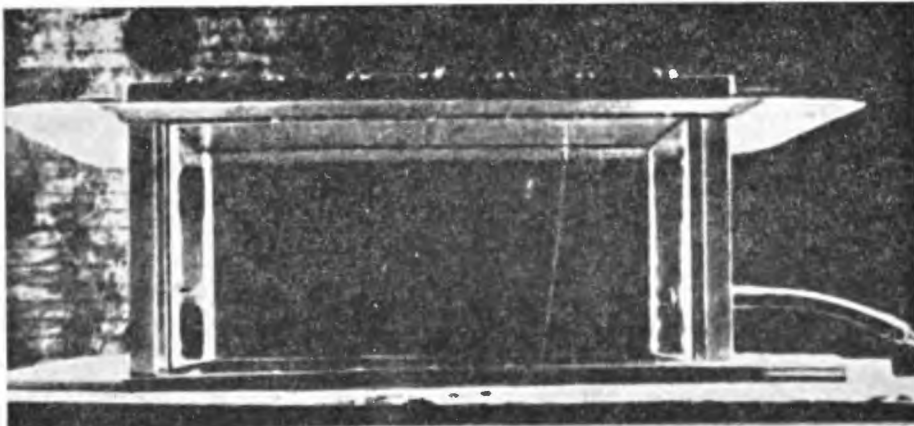
B. Dwieelektrodowa komora typu Fukui i Miyamoto

1. Uwagi ogólne

Ze względu na to, że komora iskrowa typu Fukui i Miyamoto w pewnych granicach kąta padania naśladuje za pomocą iskry tor cząstki, zaczęto budować dwieelektrodowe komory iskrowe z dużą odległością międzyelektrodową [25].

Wygląd zewnętrzny komory Alichaniana i współpracowników [25] przedstawia rys. 6. Komora ta pracowała w stacji kosmicznej Nor-Amberd na zboczu Aragacu w Armenii. Ścianki boczne były zrobione z polerowanego szkła organicznego o grubości 30 mm. Z góry i z dołu były szczelnie przytwierdzone

elektrody duraluminiowe grubości 20 mm. Obszar roboczy komory wynosił $20 \times 40 \times 21$ cm³. Komorę odpompowywano do ciśnienia 3×10^{-2} mm Hg i napełniano neonem do ciśnienia 1,5 atm. Dla uniknięcia efektów brzegowych, komora była zaopatrzona w zewnętrzne skrzydła, co dawało możliwość 100% wydajnej pracy w całej objętości komory. Grupa Alichaniana skonstruowała cały szereg dwuelektrodowych komór z jeszcze większymi odległościami międzyelektrodowymi, jak np. 30, 40 i 50 cm.



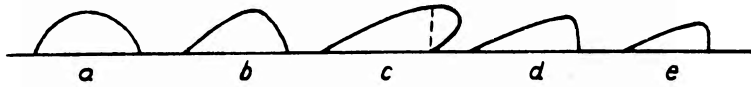
Rys. 6. Komora dwuelektrodowa Alichaniana z zakrzywionym w polu magnetycznym torem cząstki [25]

2. Metody zasilania komór z dużą odległością międzyelektrodową

Komory iskrowe z dużą odległością międzyelektrodową wymagają dla powstania streamerów większych amplitud impulsów w. n. Można więc zasilac, np. stosując przerwę iskrową [13], jeżeli tylko zapewni się odpowiednie parametry impulsu w. n., a mianowicie małe opóźnienie ($\sim 10^{-7}$ sek), strome czoło impulsu ($\sim 10^{-8}$ sek) i krótki czas trwania ($\sim 10^{-7}$ sek). Alichanin i współpracownicy [25] oraz inne grupy radzieckie (patrz niżej), używali generatora typu Arkadiewa-Marksa, którego schemat podany jest na rys. 7. Sygnał z układu koincydencyjnego przychodzi na siatkę zapalającego tyratronu wodorowego TGI-1 50/5, który z kolei rozładowuje za pomocą iskrowników generator Arkadiewa-Marksa podłączony przez mały opór do komory iskrowej. Taki układ może dawać impulsy o amplitudzie rzędu kilkuset kilowoltów i czasie narastania rzędu 10^{-8} sek.

Należy przypuszczać, że do zasilania komór iskrowych znajdzie zastosowanie nanosekundowa technika impulsowa oparta na uderzeniowych falach elektromagnetycznych [26]. Uderzeniowe fale elektromagnetyczne w ferrytach były odkryte przez Katajewa w 1958 r. [27], a ich teoria została opracowana przez Gaponowa i Frejdmana [28].

zniekształceń, jeżeli zaniedbać zanikanie w linii i jej dyspersję. Gdy będziemy zwiększać amplitudę impulsu, to nastąpi namagnesowanie ferrytu według krzywej $B(H)$. Równocześnie zmniejszy się przenikliwość μ ośrodka, co spowoduje wzrost prędkości. Skutkiem tego impuls dozna zniekształcenia, gdyż jego czoło (gdzie jest jeszcze małe pole) będzie się dalej rozchodzić w warunkach początkowego μ_0 (rys. 9). Tak więc w procesie rozchodzenia się impulsu, jego część środkowa (z większą wartością pola) zacznie doganiać jego czoło i impuls będzie wyglądał najpierw tak jak na rys. 9b. Wydawałoby się, że impuls wreszcie uzyska taką postać jak na rys. 9c. Jednakże jest to fizycznie niemożliwe, gdyż pole nie może mieć równocześnie więcej niż jedną wartość w danym punkcie. Dlatego w tym miejscu nastąpi niemalże pionowe „zerwanie“ impulsu i wytworzy się uderzeniowa fala elektromagnetyczna. W ten sposób można doskonale



Rys. 9 Rozwój fali uderzeniowej

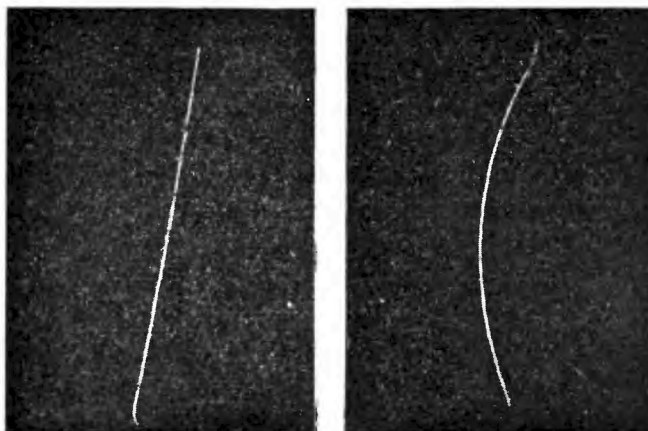
uformować strome czoło impulsu. Tył impulsu na ogół w takich warunkach jest dość spłaszczony. Aby więc uzyskać impuls prostokątny wystarczy złożyć dwa impulsy przeciwnej polarności i przesunięte względem siebie w czasie.

Widać więc, że uderzeniowe fale elektromagnetyczne otwierają nowe możliwości w technice nanosekundowej impulsów dużej mocy i można przypuszczać, że zastosowanie ich do komór iskrowych udoskonali znacznie te detektory.

3. Charakterystyki komory

Charakterystyki czasowe komory są typu charakterystyk podanych przez Cronina (rys. 5).

Dokładność wyznaczenia trajektorii cząstki jest rzędu 0,3 mm. Grupa Alichaniana uzyskała krzywe tory iskrowe w polu magnetycznym (co daje możliwość pomiaru pędu cząstek (rys. 10)). Uzyskaną dokładność pomiarów pędu w polu magnetycznym określa maksymalny pęd mierzony przez nich: $p_{\max} = 2 \cdot 10^{11}$ eV/c. Z pomiarów Bołotowa i Dewiszewa [29] wynika, że komora iskrowa dwuelektrodowa może rejestrować kaskadę złożoną nawet z kilkudziesięciu cząstek bez znaczącej zmiany wydajności na rejestrację pojedynczych cząstek w kaskadzie. Liubimow i Pawłowski [30] uzyskali taki reżim pracy komory dwuelektrodowej, że zaobserwowali wyraźny związek między strukturalnym charakterem wyładowania w komorze, a zdolnością jonizacyjną cząstek. Z powyższego widać, że komora iskrowa z dużą odległością między elektrodami umieszczona w polu magnetycznym staje się cennym detektorem śladowym (typu komory Wilsona) zarówno w fizyce cząstek promieniowania kosmicznego, jak i w fizyce cząstek z akceleratorów.



Rys. 10. Prosty i zakrzywiony w polu magnetycznym ($5 \cdot 10^8$ gauss) tor cząstki w komorze Alichaniana [25]

C. Komora iskrowa dająca ślady schodkowe

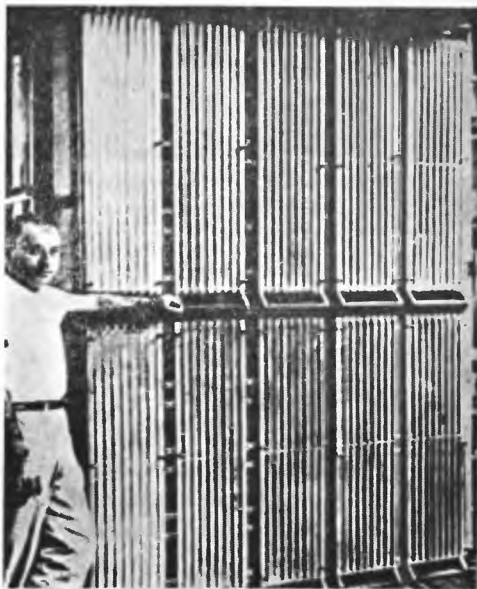
1. Uwagi ogólne

Komory iskrowe dające ślady schodkowe są to komory wieloelektrodowe wypełnione gazami szlachetnymi, w których ze względu na zbyt małą odległość między sąsiednimi elektrodami ($\sim 0,5$ cm) i ze względu na niezbyt strome czoło impulsu w. n., ślady w poszczególnych przegrodach są równoległe do pola elektrycznego, dając dla torów cząstek lecących ukośnie do pola, charakterystyczne schodki. Można by powiedzieć, że to są „niedoskonałe“ komory Fukui i Miyamoto, jednakże ta ich „niedoskonałość“ nie przeszkodziła w zastosowaniu tych komór do wielu doświadczeń podstawowych w fizyce cząstek elementarnych (rys. 11).

Zasilanie takich wieloelektrodowych komór iskrowych odbywa się w ten sposób, że na co drugą elektrodę podaje się sterowany impuls w. n., a pozostałe elektrody uziemia się. Jest to jakby układ liczników typu Cranshaw i de Beera z tą tylko różnicą, że wypełnienie gazami szlachetnymi zapewnia krótką pamięć (~ 1 μ sek), czyli dobrą rozdzielczość czasową.

Układ takich wieloelektrodowych komór iskrowych w polu magnetycznym [31] staje się nowym typem poglądowej komory śladowej. Jednocześnie on w sobie zalety pomiarów w polu magnetycznym dających możliwość wyznaczenia pędu i znaku cząstek z zaletami komory iskrowej, mianowicie możliwością obserwacji trajektorii (schodkowej) cząstki, obserwacji rozpadów i oddziaływań, możliwością pracy przy dużych strumieniach cząstek ($\sim 10^6$ 1/sek), zdolnością automatycznej selekcji poszukiwanych przypadków. Pomiar w komorze iskrowej zasadniczo nie są obciążone tłem ze względu na krótki czas rozdzielczy i wysoką selektywność zasilania impulsowego. Dzięki małym stosunkowo odległościom

międzyelektrodowym komory schodkowe nie wymagają dużych amplitud impulsu w. n.; na ogół stosuje się 10—12 kV. Możliwość szybkiego gromadzenia danych i ogromna „ustawność“ modułów komór iskrowych stwarza duże pole do popisu dla eksperymentatorów. W komorach schodkowych opisywanych na Zachodzie dokładność wyznaczenia toru cząstki jest o rząd wielkości mniejsza niż w komorach Wilsona i w komorach pęcherzykowych; dokładność pomiaru pędu jest o pół rzędu wielkości mniejsza.



Rys. 11. Wygląd zewnętrzny komory iskrowej ze słynnego eksperymentu neutrinowego Brookhaven—Columbia [1]

IV. Komory iskrowe specjalne

W tym rozdziale będzie mowa o komorach iskrowych, w których rejestracji iskier nie prowadzi się przez fotografowanie, lecz innymi drogami upraszczającymi i skracającymi znacznie analizę materiału doświadczalnego. Era jakościowych eksperymentów minęła. Teraz mamy do czynienia ze statystyką do 10^6 przypadków, jeżeli chcemy zbadać jakieś nowe zjawiska. Zwyczajny scanning i pomiary np. takiej ogromnej ilości zdjęć z komór pęcherzykowych czy iskrowych przestają się opłacać ze względów czasowych. Są różne propozycje „pocyfrowania“ komór iskrowych, czyli zastąpienia fotografowania wprost dostarczaniem liczbowych danych o współrzędnych iskier i posyłaniem bezpośrednio do maszyny cyfrowej.

H. Gelernter [32] opisuje metodę polegającą na tym, że analizuje się wyjściowe impulsy z kamery telewizyjnej (*vidicon*) i tak przeanalizowane i „pocyfrowane“ impulsy przekazuje się albo wprost do maszyny liczącej,

albo zapisuje się na taśmie magnetycznej. Względna dokładność pomiarów współrzędnych jest rzędu 0,1%. Za pomocą tej metody można zebrać i przeanalizować 100 000 przypadków z komory iskrowej dziennie.

G. Charpak [33] użył specjalnych elektrod mających strukturę linii opóźniającej z parametrami rozłożonymi. Przez pomiar opóźnienia między przybyciem do przeciwnych końców elektrod sygnałów następujących po przejściu iskry, można było wyznaczyć położenie iskry. Skonstruowano komorę iskrową dającą opóźnienie 200 nsek, czyli bardzo szybko działającą, tj. mającą krótką pamięć.

B. Maglić i F. Kirsten [34] wykorzystali znany fakt, że iskry dają silny odgłos, aby zlokalizować źródło tego dźwięku, czyli iskry. Zbudowali tzw. komorę akustyczną. Wyposażona jest ona w przetworniki piezoelektryczne w pobliżu każdego segmentu. Pojawienie się iskry pociąga za sobą powstanie silnej akustycznej fali uderzeniowej, posiadającej strome czoło. Na podstawie opóźnienia impulsów elektrycznych w przetwornikach można określić położenie iskry z dokładnością do dziesiątych części mm. Opóźnienie impulsów wyjściowych w odniesieniu do momentu przejścia cząstki jest rzędu 1 msek i jest określone w zasadzie przez prędkość rozchodzenia się fal akustycznych, podczas gdy opóźnienie w komorze Charpaka [33] było określone przez prędkość rozchodzenia się fal elektromagnetycznych.

G. Charpak i współpracownicy [35] opisują nową metodę wyznaczania pozycji iskry w komorze iskrowej za pomocą pomiaru prądów. W metodzie tej elektroda, która ma być uziemiona jest połączona z ziemią na dwóch przeciwnych swych końcach i w ten sposób prąd wynikły z przejścia iskry jest rozdzielony na dwa różne kanały według ich względnej oporności, która jest funkcją pozycji iskry.

F. Krienen [36] opisuje komorę iskrową „drucianą“. Jest w niej szereg warstw drutów ułożonych w dwóch kierunkach prostopadłych: można więc powiedzieć, że są płaszczyzny xz i yz odpowiadające zorientowaniu drutów w kierunkach osi X i Y . Do każdego drutu jest dołączony rdzeń pamięci magnetycznej z kwadratową pętlą histerezy [37]. Gdy przez komorę przechodzi iskra, to na drutach, które mija, zachodzi przemagnesowanie rdzeni magnetycznych. Impuls elektryczny, który idzie wzdłuż drutu i powoduje przemagnesowanie dochodzi do rdzenia w czasie krótszym niż 100 nsek (prędkość fali elektromagnetycznej; w ten sposób pamięć komory jest rzędu 0,1 μ sek). Przemagnesowania rdzeni, czyli dane o współrzędnych przestrzennych iskry, są rejestrowane elektrycznie i mogą być nawet posyłane wprost do maszyny cyfrowej. Przemagnesowanie rdzeni jest usuwane odpowiednimi impulsami.

Warstwy drutów z rdzeniami magnetycznymi są z punktu widzenia komory iskrowej elektrodami uziemionymi. Elektrody komory iskrowej, na które przychodzi impuls w. n. nie zawierają pamięci magnetycznej, ale mogą też być zrobione z drutów połączonych ze źródłem w. n. przez opory omowe. Umożliwia to równoczesne powstanie większej liczby iskier, ponieważ przejście jednej iskry nie powoduje całkowitego „zwarcia” źródła impulsu zasilającego i nie za-

kłóca oczywiście w pierwszym momencie impulsu w. n. na innych drutach. Tak więc druciane elektrody w. n. wraz z oporami omowymi łączącymi je ze źródłem w. n. sprawiają, że przejście iskry jest zjawiskiem lokalnym, nie wpływającym przynajmniej w pewnym okresie czasu rzędu np. długości impulsu (co można uzyskać dobierając odpowiednie wartości tych oporów) na inne obszary powierzchni czulej komory. Jednakże zarejestrować za pomocą rdzenia pamięci magnetycznej można tylko pojedyncze cząstki, a nie grupy i to jest wadą tego sposobu rejestracji iskier [37].

V. Komory iskrowe z izotropowymi własnościami rejestracji

Wyżej opisane typy komór iskrowych prócz wielu zalet mają jedną wadę główną, mianowicie nieizotropowość w rejestracji cząstek. Jeżeli bowiem cząstka pada w kierunku bliskim do równoległego do elektrod, to już nie powstaje jedna iskra, lecz cały las iskier, co uniemożliwia dokładną lokalizację przestrzenną toru cząstki.

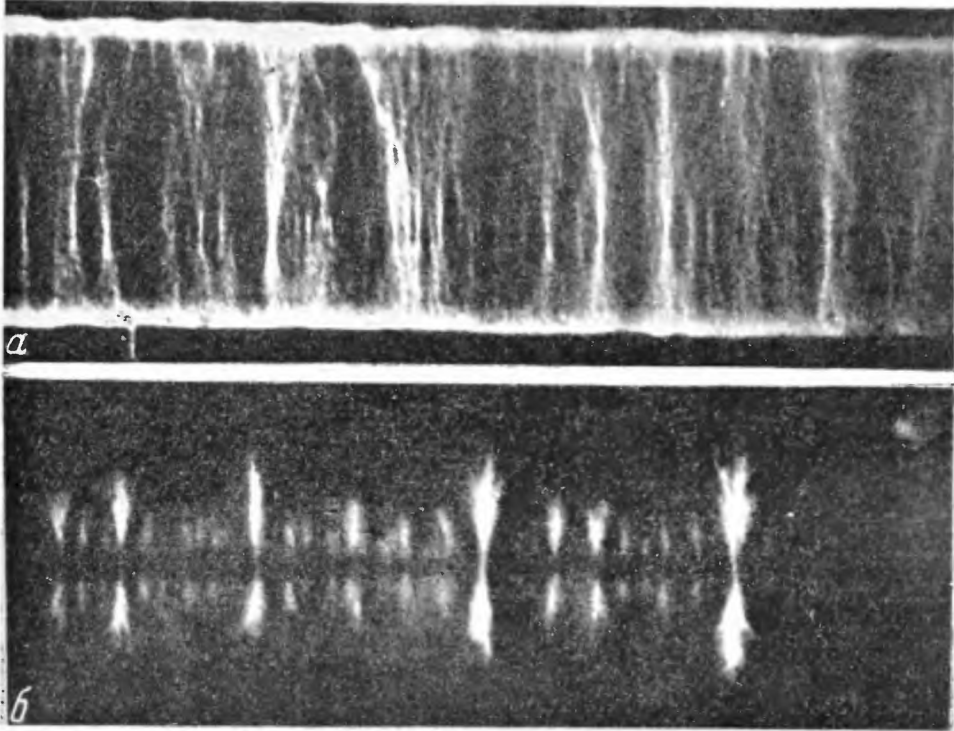
Jest kilka publikacji, które podają sposoby uczynienia komory iskrowej detektorem izotropowym.

S. Fukui i współpracownicy [38] opisują tzw. komorę mikrofalową napełnioną mieszaniną $\text{Ne} + 0,5\% \text{Ar}$ pod ciśnieniem 1 atm. Komorę tę można traktować jako rezonator objętościowy. W momencie przechodzenia cząstki przez objętość czynną rezonatora wzbudza się w nim impulsowo z długością ok. 10^{-6} sek drgania wysokiej częstości 3000 MHz. Amplituda drgań wysokiej częstości jest wystarczająca, by elektrony wytworzone na drodze cząstki mogły się rozmnożyć i utworzyć odpowiednią liczbę wzbudzonych atomów dających świecenie, które można fotografować. W komorze mikrofalowej nie ma wyróżnionego kierunku maksymalnej dokładności rejestracji, ale wadą jej są małe rozmiary.

A. I. Alichanian i współpracownicy [39] opisują tzw. komorę projekcyjną, która wprawdzie nie jest detektorem czysto izotropowym, lecz jest ostatnim ogniwem prowadzącym do wynalezienia izotropowych komór iskrowych zasilanych krótkimi impulsami prostokątnymi. W komorze projekcyjnej cząstki lecą na ogół równoległe do elektrod, dając las iskier łączących elektrody (odległość ok. 20 cm). Gdy jednak prowadzi obserwację przez przezroczyste elektrody, to widać rzuty tych wszystkich iskier w postaci punktów świecących tak, że cały rzut toru cząstki na płaszczyznę elektrod można sfotografować. W komorze takiej nie potrzeba dużej odległości między elektrodami (czyli dużej amplitudy w. n.), żeby móc zmierzyć nawet bardzo duże pędy cząstek w polu magnetycznym, ponieważ rozmiary elektrod są teoretycznie nieograniczone, czyli można rejestrować bardzo długie tory cząstek (rzędu kilku m).

W pracach [40—42] udało się zrealizować taki reżim pracy komory iskrowej, że przyrząd ten stał się wreszcie detektorem izotropowym (Czikowani, Dołgozsein). W odróżnieniu od innych typów komór iskrowych w komorze izotro-

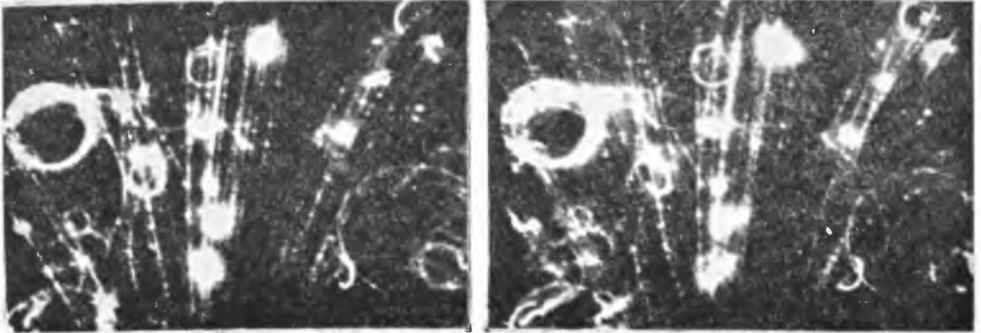
powej rozwój streamerów urywa się we wczesnym stadium na skutek odpowiedniego skrócenia impulsu w. n. za pomocą włączenia równoległe do elektrod komory bocznikującego iskiernika. Wówczas tor cząstki jest widoczny w postaci świecących kolumnienek czy centrów skierowanych zgodnie z polem elektrycznym i rozłożonych wzdłuż trajektorii cząstki. Długość tych kolumnienek wzdłuż pola elektrycznego wynosi kilka mm, zaś ich rzut na płaszczyznę elektrody ma średnicę około 1,6 mm. Komory zasilano generatorem typu Marksa da-



Rys. 12. Fotografia śladów cząstek naładowanych w komorze iskrowej zrobiona przez ściankę boczną: a) dl. imp. 10^{-7} sek, b) dl. imp.: $\sim 5 \cdot 10^{-8}$ sek (jeszcze za małe skrócenie impulsu) [40]

jącym amplitudy do 200 kV [10]. Czas narastania był $(1,5-2,0) \cdot 10^{-8}$ sek. Długość impulsu regulowano zmieniając przerwę iskrową bocznikującą komorę. Skutek częściowego skrócenia impulsu wysokiego napięcia widać na rys. 12. Rysunek 13 pokazuje wysokiej jakości ślady w komorze Czirkowani dla grupy cząstek w polu magnetycznym (7000 Oe). Jest to kaskada elektronowa wywołana przez promieniowanie kosmiczne. Taki reżim pracy komory iskrowej wymaga długości impulsów w. n. mniejszej niż $5 \cdot 10^{-8}$ sek. Dalsze skrócenie impulsu prowadzi do przyciemnienia centrów świecących, ale wówczas dla obserwacji ciemnych (ale zato jeszcze węższych) śladów można użyć przetwornika elektronowo-optycznego [42]. Dla opóźnienia impulsu w. n. równego 1 μ sek średnie odchylenie kwadratowe centrów od trajektorii cząstki (odtworzonej z wielu punktów śladu) wynosi $\sigma = 0,3$ mm. Izotropowa komora

iskrowa prócz cechy izotropowości posiada także wszystkie inne zalety komory iskrowej, a mianowicie dobrą rozdzielczość czasową, wyjątkowo mały czas martwy (ze względu na krótkość streamerów i powstawanie stosunkowo małej liczby jonów i elektronów podczas wyładowania), prostotę konstrukcji i eksploatacji. Pozwala poza tym rejestrować grupy cząstek, a także mierzyć w polu magnetycznym pędy cząstek naładowanych o rząd wielkości przewyższające maksymalne pędy mierzone w komorze Wilsona czy w komorze pęcherzykowej (dla izotropowej komory iskrowej $p_{\max} = 400 \text{ GeV}/c$).



Rys. 13. Stereofotografia kaskady elektronowej w polu magnetycznym. Komora izotropowa Czikowani [40]

Możliwości eksperymentalne izotropowej komory iskrowej skłaniają do przypuszczenia, że stanie się ona nowym potężnym środkiem badania natury i oddziaływań cząstek elementarnych.

Zakończenie

Jak widać z powyższego, detektory iskrowe przeszły w ciągu ostatniego dwudziestolecia wielką ewolucję, której ostatnim etapem jest chyba izotropowa komora iskrowa typu Czikowani.

Komora iskrowa to przede wszystkim detektor śladowy nadający się do rejestracji i obserwacji oddziaływań wszystkich typów cząstek elementarnych zarówno neutralnych (przy użyciu dużych warstw absorbenta), jak i tylko naładowanych (cienkie elektrody). Ogromną zaletą obok dużej wydajności, dużej rozdzielczości czasowej i przestrzennej oraz małego czasu martwego, jest możliwość sterowania. Zwykle komora współpracuje z układem elektronicznym wybierającym interesujący eksperymentatora typ reakcji spośród nawet ogromnego tła (10^6 1/sek). Stwarza to możliwości efektywnej pracy zarówno przy dużych strumieniach padających cząstek (akceleratory), jak i przy małych strumieniach (promieniowanie kosmiczne). Za pomocą komory iskrowej można mierzyć pędy cząstek naładowanych aż do około $10^{12} \text{ eV}/c$.

Komora iskrowa to detektor, który na pewno ma do spełnienia dużą rolę w fizyce jądrowej. Należy tu podkreślić tanią konstrukcję, prostotę obsługi i dużą dowolność rozmiarów komór iskrowych.

Literatura

- [1] Proc. of the Intern. Conf. on High Energy Physics at CERN, 1962.
- [2] Nucl. Instr. and Meth., **20** (1963).
- [3] Proc. of the Sienna Intern. Conf. on Elementary Particles, 30 September — 5 October 1963.
- [4] W. Y. Chang, S. Rosenblum, Phys. Rev., **67**, 222 (1945).
- [5] M. A. Meyer, Nuclear Instrum. and Methods, **23**, 277 (1963).
- [6] J. W. Keuffell, Rev. Sci. Instr., **20**, 202 (1949).
- [7] J. M. Meek i J. D. Craggs, *Electrical Breakdown of Gases*, Oxford, 1953; przekład rosyjski Moskwa 1960.
- [8] E. Bagge, O. C. Allkofer, Atomkern Energie, **2**, 7 (1957).
- [9] F. Bella, C. Franzinetti, D. W. Lee, Nuovo Cimento (Italy), **10** (9), 1338 (1953).
- [10] Ye. K. Zawojckij i G. Ye. Smotkin, Atomnaja energia, **4**, 46 (1956).
- [11] P. G. Henning, Atomkern-Energie, **2**, 81 (1957).
- [12] M. Conversi i A. Gozzini, Nuovo Cimento (Italy), **2**, 189 (1955).
- [13] T. E. Cranshaw i J. F. de Beer, Nuovo Cimento (Italy), **V** (5), 1107 (1957).
- [14] M. I. Dajon, G. A. Leksin, artykuł przeglądowy o detektorach iskrowych na podstawie literatury do kwietnia 1962; Uspekhi fiz. Nauk, **LXXX** (1963),
M. I. Dajon, *Woprosy fiziki elementarnych czastic*, Jerewan, 529 (1963).
- [15] L. Loeb, *Osnownyje procesy elektriczeskich razriadow w gazach*, Moskwa, Gostiechizdat, 1950.
- [16] M. I. Dajon, W. Ch. Wołyńskij, L. I. Potapow, Pribory i Tekh. Eksper., **2**, 47 (1961).
- [17] S. Fukui, S. Miyamoto, Nuovo Cimento (Italy), **11**, 113 (1959).
- [18] C. Charpak, J. Phys. Radium (France), **18**, 539 (1957).
- [19] S. Miyamoto, Nuovo Cimento (Italy), **27**, 1325 (1963).
- [20] J. Townsend, *Electrons in gases*, New York, 1947.
- [21] S. Fukui, S. Miyamoto, Phys. Soc. Japan, **16**, 2574 (1961).
- [22] J. W. Cronin, G. Renninger, Proc. of an Intern. Conf. on Instr. for High Energy Physics, Berkeley, 271 (1960).
- [23] J. W. Cronin, Nuclear Instrum. and Methods, **20**, 143 (1963).
- [24] M. I. Dajon, L. F. Klimanowa, Zh. eksper. teor. Fiz. (USSR), **45**, 2078 (1963).
- [25] A. I. Alichanian, T. L. Asatiani, E. M. Matewosjan, Zh. eksper. teor. Fiz. (USSR), **44** (2), 773 (1963).
- [26] S. P. Kapica, *Woprosy fiziki elementarnych czastic*, Jerewan, 573, 1963.
- [27] I. G. Katabajew, *Udarnyje elektromagnitnyje wolny*, Sow. radio, Moskwa 1963.
- [28] A. W. Gaponow, G. I. Frejzman, Zh. eksper. teor. Fiz. (USSR), **36**, 957 (1959).
- [29] W. N. Bołotow, M. I. Dewiszew, Zh. eksper. teor. Fiz. (USSR), **46**, 1990 (1964).
- [30] W. A. Liubimow, F. A. Pawłowski, Zh. eksper. teor. Fiz. (USSR), **46**, 1141 (1964).
- [31] G. Burleson, T. Hoang, P. Kalmus, R. Kuskowski, L. Niemela, A. Roberts, T. Romanowski, S. Warshaw, G. Yurka, Nuclear Instrum. and Methods, **20**, 185 (1963).
- [32] H. Gelernter, Nuovo Cimento (Italy), **22**, 631 (1961).
- [33] G. Charpak, Nuclear Instrum. and Methods, **15**, 318 (1962).
- [34] B. Maglic, Nuclear Instrum. and Methods, **20**, 165 (1963).
- [35] G. Charpak, J. Favier, L. Massonnet, Nuclear Instrum. and Methods, **24**, 501 (1963).
- [36] F. Krienen, Nuclear Instrum. and Methods, **20**, 168 (1963).

- [37] A. L. Aucamp, J. Koer, M. Meyer, J. Van Der Walt, N. Wolmarans, *Nuclear Instrum. and Methods*, **26**, 167 (1964).
- [38] S. Fukui, S. Hayakawa, T. Tsukishima, H. Nukushina, *Proc. of an Intern. Conf. on Instr. for High Energy Physics*, 267, 1960.
- [39] A. I. Alichanian, T. L. Asatiani, E. M. Matewosjan, A. A. Nazarian, R. O. Szarchatunian, *Zh. eksper. teor. Fiz. (USSR)*, **45**, 1684 (1963).
- [40] G. E. Czikowani, N. Rojniszwili, W. A. Michajłow, *Zh. eksper. teor. Fiz. (USSR)*, **46**, 1228 (1964).
- [41] B. A. Dolgoszejn, B. I. Łuczrow, B. U. Rodionow, *Zh. eksper. teor. Fiz. (USSR)*, **46**, 1953 (1964).
- [42] M. M. Butslow, B. I. Komarow, O. W. Sawczenko, *Zh. eksper. teor. Fiz. (USSR)*, **46**, 2245 (1964).

Miłosz Wnuk

Katedra Fizyki Politechniki Krakowskiej
Kraków

Związek siły tarcia z własnościami sprężystymi, plastycznymi oraz reologicznymi materiału podłoża

1. Wstęp

Do niedawna jeszcze wyobrażenia o tarceniu oraz metody jego badań były dosyć prymitywne. Stąd też może powstać nieuzasadnione przekonanie, że „tarcieniem nie warto się zajmować“, bo nie tu ciekawego nie można zrobić. Intensywny rozwój fizyki zjawisk powierzchniowych, a więc również tych zjawisk, jakie mają miejsce w procesie tarcia, przeczy temu przekonaniu. Nauka o zjawiskach powierzchniowych staje się coraz pełniejsza, sięga coraz to głębiej i ujawnia coraz bardziej subtelne, niekiedy nieoczekiwane zjawiska (zob. artykuł M. Halaunbrennera *Współczesne problemy w badaniach nad tarcieniem, zużyciem i smarowaniem metali* [5]). Opis nowo odkrytych własności materii oraz związków zachodzących między poszczególnymi wielkościami wymaga użycia bardziej złożonego aparatu matematycznego. Taka sytuacja nie zawsze ułatwia dobre zrozumienie zagadnienia (którego istota jest na ogół prosta). Na obronę prostoty możemy przytoczyć tutaj odważną wypowiedź angielskiego fizyko-chemika D. Tabora [11], który wierzy, że „prostsze teorie są zazwyczaj lepsze“.

W niniejszym artykule zwrócimy uwagę na związek siły tarcia z własnościami sprężystymi, plastycznymi oraz reologicznymi materiału podłoża. W szczególności omówimy następujące zjawiska:

1) rozwój deformacji plastycznej na powierzchni rzeczywistego styku i wzrost tej powierzchni w początkowej fazie ruchu, potwierdzony przez subtelne doświadczenia Courtney-Pratt i E. Eisner [3] oraz opisany prostą teorią D. Tabora [11];

2) współczynnik tarcia suchego dla powierzchni metali idealnie czystych (i ewentualnie utrzymywanych w próżni) osiąga nieoczekiwane duże wartości, np. $\mu = 50$, $\mu = 80$, a nawet $\mu = 100$ (F. P. Bowden, J. E. Young [1]), podczas gdy niewielka ilość zanieczyszczeń, w postaci chociażby monomolekularnej warstewki gazu, obniża wartość współczynnika μ do „rozsądnych“ wartości, $\mu \approx 1$;

3) związek oporu przy tarcniu tocznym, a zatem i współczynnika tarcia z własnościami dynamicznymi podłoża, a więc z lepkością (bez uwzględnienia której nie bylibyśmy w stanie wyjaśnić oporu przeciw toczeniu), ze stałymi sprężystymi tworzywa, z czasem relaksacji lub retardacji (przy jakimś założonym modelu reologicznym) i wreszcie z wielkością dyssypacji energii sprężystej, mierzonej tangensem kąta fazowego między naprężeniem a odkształceniem (różnym przy różnych częstościach zmian obciążenia);

4) w zakończeniu niniejszego artykułu pokażemy, w jaki sposób badania nad tarcieniem mogą dostarczyć niezbędnych informacji pozwalających znaleźć nie tylko widmo relaksacyjne (tzw. *relaxation spectrum*) tworzywa lepko-sprężystego, lecz również wyliczyć, po wykonaniu kilku przekształceń odwracających transformację Fouriera, funkcję pamięci lub funkcję dziedziczenia (*memory function* lub *heredity function*), opisującą stan jako funkcję czasu lub, jeśli kto woli, „historię“ rozważanego ośrodka.

W pierwszej części pracy unikniemy prymitywnego schematu kontaktu tarcowego (zazwyczaj: kula i płaszczyzna lub cylinder i płaszczyzna), gdy założymy dyskretny charakter kontaktu (zob. rys. 3), poddający się statystyce Rightmire'a. Rachunki przedstawione w drugiej części tego artykułu, służące do wyprowadzenia związku między współczynnikiem tarcia a stałymi dynamicznymi podłoża (lepkość dynamiczna $\eta = \eta(\omega)$, czas retardacji τ , stałe sprężyste), będą powtórzone za badaczami amerykańskimi A. M. Bueche'em D. G. Flomem, według pracy [2].

2. Warunek plastyczności Hubera—Misesa—Hencky'ego

W myśl założeń teorii sprężystości w ciele stałym (izotropowym continuum materialnym), poddanym obciążeniu zewnętrznemu, powstają trzy, skojarzone ze sobą w określony sposób, pola¹: u_i , ε_{ij} , σ_{ij} ($i = 1, 2, 3$ oraz $j = 1, 2, 3$). Pierwsze z nich jest polem wektorowym przemieszczeń, pozostałe dwa są polami tensorowymi: odkształceń i naprężeń. O stanie naprężenia mówimy wówczas, jeżeli każdemu punktowi rozważanego continuum przypisany jest tensor:

$$\sigma_{ij} = \begin{Bmatrix} \sigma_x, & \tau_{xy}, & \tau_{xz} \\ \tau_{yx}, & \sigma_y, & \tau_{yz} \\ \tau_{zx}, & \tau_{zy}, & \sigma_z \end{Bmatrix}. \quad (2.1)$$

¹ Tensory ε_{ij} oraz σ_{ij} są symetryczne, każdy z nich posiada więc po sześć niezależnych składowych: $\varepsilon_x(x, y, z)$, $\varepsilon_y(x, y, z)$, ..., $\varepsilon_z(x, y, z)$, $\sigma_x(x, y, z)$, $\sigma_y(x, y, z)$, ... *etc.*, co razem z trzema funkcjami $u(x, y, z)$, $v(x, y, z)$, $w(x, y, z)$ — współrzędnymi wektora przemieszczeń u_i daje w najogólniejszym przypadku 15 niewiadomych funkcji. Dla rozwiązania tak ogólnie postawionego zagadnienia teoria sprężystości dostarcza 15 równań różniczkowych o pochodnych cząstkowych. Oto one: sześć równań geometrycznych Cauchy'ego: $\varepsilon_{ij} = \frac{1}{2}(u_{i,j} + u_{j,i})$, sześć równań fizykalnych: $\sigma_{ij} = 2\mu\varepsilon_{ij} + \lambda\varepsilon_{kk}\delta_{ij}$ (prawo Hooke'a dla ośrodka izotropowego, λ , μ — stałe Lamé'go) oraz trzy równania równowagi wewnętrznej Naviera $\sigma_{ij,j} = 0$, z pominięciem członu bezwładnościowego i sił masowych.

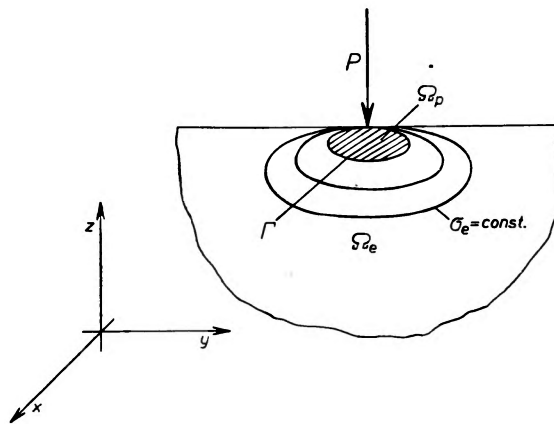
Aby przekonać się o tym, czy stan naprężenia nie przekracza granic sprężystości, należy zgodnie z teorią Hubera—Misesa—Hencky'ego (zwaną też teorią „maksymalnej energii odkształcenia postaciowego“) zbadać funkcję

$$\sigma_e = \sqrt{\frac{2}{3}} \sqrt{s_{ij}s_{ij}} \quad (2.2)$$

otrzymaną przez skalarne mnożenie dewiatorów² stanu naprężenia. Wielkość $\sigma_e = \sigma_e(x, y, z)$ jest niezmiennicza względem transformacji układu odniesienia, natomiast

$$s_{ij} = \sigma_{ij} - \frac{1}{3} \sigma_{kk} \delta_{ij}, \quad (2.3)$$

gdzie s_{ij} — dewiator, $\frac{1}{3} \sigma_{kk} \delta_{ij}$ — tzw. „tensor kulisty stanu naprężenia“, σ_{kk} — trasa tensora naprężeń, δ_{ij} — delta Kroneckera. Materiał doznaje uplastycz-



Rys. 1. Strefa odkształceń sprężystych (Ω_e) oraz plastycznych (Ω_p) w półprzestrzeni obciążonej siłą skupioną P

nienia, tzn. występujące deformacje mają charakter nieodwracalny i zależą nieliniowo od naprężeń, relacja Hooke'a przestaje obowiązywać, gdy wielkość $\sigma_e = \sqrt{\frac{2}{3}} \sqrt{s_{ij}s_{ij}}$, zwana „intensywnością naprężeń“, osiąga stałą wartość, równą granicy plastyczności σ_0 . Mamy zatem warunek $\sigma_e = \sigma_0$, który *in extenso* możemy napisać:

$$[\sigma_x^2 + \sigma_y^2 + \sigma_z^2 - \sigma_x \sigma_y - \sigma_y \sigma_z - \sigma_z \sigma_x + 3(\tau_{xy}^2 + \tau_{yz}^2 + \tau_{zx}^2)]^{1/2} = \sigma_0. \quad (2.4)$$

Równanie (2.4), będące warunkiem plastyczności Hubera—Misesa—Hencky'ego, wykorzystamy przy rozpatrywaniu naprężeń oraz odkształceń na powierzchni rzeczywistego styku. Zagadnienia stykowe, nawet w granicach proporcjonal-

² Dewiator jest tensorem, którego ślad (inaczej „trasa“, tj. suma wyrazów na przekątnej) wynosi zero. Dowolny tensor można przedstawić w postaci sumy dewiatora oraz tak zwanego tensora kulistego (inaczej „aksiatora“), tj. takiego tensora, którego wszystkie wyrazy oprócz przekątniowych są zerami. Przepis takiej operacji podaje wzór (2.3).

ności, gdzie obowiązuje liniowa teoria sprężystości, są nadzwyczaj trudne i ich opis wymaga dość złożonego aparatu matematycznego. Przytoczymy tu dla przykładu znane rozwiązanie najprostszego przypadku półprzestrzeni sprężystej obciążonej siłą skupioną P (zob. rys. 1). Składowe tensora naprężeń, liczone w kulistym układzie odniesienia (R, θ, ψ) o biegunie w punkcie przyłożenia siły, wyrażają się wzorami, [6]:

$$\begin{aligned}\sigma_R &= -\frac{P}{2\pi R^2} \left[3 \cos \psi - (1-2\nu) \frac{\sin^2 \psi}{1 + \cos \psi} \right] \\ \sigma_\psi &= \frac{(1-2\nu)P}{2\pi R^2} \frac{\cos^2 \psi}{1 + \cos \psi} \\ \tau_{R\psi} &= \frac{(1-2\nu)P}{2\pi R^2} \frac{\sin \psi \cos \psi}{1 + \cos \psi}.\end{aligned}\quad (2.5)$$

Sprawdźmy, jak zachowuje się intensywność naprężeń $\sigma_e = \sqrt{\frac{2}{3}} \sqrt{s_{ij} s_{ij}}$ dla danego rozkładu (2.5). Otrzymujemy (we współrzędnych walcowych):

$$r = \sqrt{\left(\frac{3P}{2\pi\sigma_e}\right)^{2/3} z^{2/3} - z^2} \quad (2.6)$$

lub we współrzędnych kulistych, oraz kładąc $\sigma_e = \sigma_0$,

$$R = \sqrt{\frac{3P}{2\pi\sigma_0} \frac{1}{\cos \psi}}. \quad (2.7)$$

Równanie (2.7) jest równaniem granicy dwu stref³: sprężystej Ω_e dla $\sigma_e < \sigma_0$, oraz plastycznej Ω_p dla $\sigma_e = \sigma_0$. Łatwo sprawdzić, że równanie to opisuje powierzchnię zbliżoną kształtem do spłaszczonej elipsoidy, zob. rys. 1. Część zakreskowana na rys. 1 przedstawia obszar odkształceń plastycznych, gdzie nie obowiązuje prawo Hooke'a. W przypadku obciążenia półprzestrzeni ciśnieniem rozłożonym w określony sposób (np. ciśnieniem pochodzącym od spoczywającej na półprzestrzeni kuli lub walca) rozkład naprężeń oraz kształt granicy stref $\Gamma(R, \psi, \theta) = 0$ będzie różny od podanego wyżej, lecz różnice te w dalszych naszych rozważaniach nie będą grały istotnej roli.

3. Statystyka Rightmire'a oraz całkowanie naprężeń stycznych i normalnych

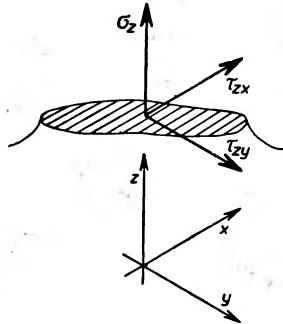
Pojedyncza tarcza rzeczywistego styku przenosi naprężenia normalne σ_z oraz styczne τ_{zx} i τ_{zy} (rys. 2). Aby zbadać stan naprężenia na powierzchni rzeczywistego styku i w warstwie materiału leżącej tuż przy powierzchni,

³ Jest tak tylko w pierwszym, dość grubym przybliżeniu. Ścisłe należałoby rozwiązać tak zwany problem sprężysto-plastyczny, szukając równocześnie dwóch rozwiązań, różnych dla obydwu stref, a następnie, co nie jest zadaniem łatwym, „zszywać” otrzymane funkcje na granicy stref. Jest rzeczą oczywistą, że istnienie obszaru odkształceń plastycznych musi w jakiś sposób zakłócić rozwiązanie otrzymane dla ośrodka idealnie sprężystego.

przyjmujemy w pierwszym przybliżeniu następujący tensor naprężeń:

$$\sigma_{ij} = \begin{pmatrix} 0, & 0, & \tau_{xz} \\ 0, & 0, & \tau_{yz} \\ \tau_{zx}, & \tau_{zy}, & \sigma_z \end{pmatrix} \quad (3.1)$$

przy czym nie zakładamy *a priori* jakiegoś ciągłego rozkładu naprężeń na powierzchni styku, lecz będziemy rozważać naprężenia σ_z oraz $\tau = (\tau_{zx} + \tau_{zy})^{1/2}$ na każdym „poziomie”⁴ powierzchni styku a_i z osobna. Powierzchnie rzeczywistego styku wyobrażamy sobie tutaj jako zbiór tarcz o powierzchniach



Rys. 2. Naprężenia na powierzchni rzeczywistego styku

a_1, a_2, \dots, a_r , przypominający swym wyglądem powierzchnię Księżyca (rys. 3) i poddający się rozkładowi dyskretnemu B. G. Rightmire'a [9]⁵:

$$\frac{a_i n_i}{A} = \frac{a_i e^{-a_i/\lambda}}{\sum_{i=1}^r a_i e^{-a_i/\lambda}} \quad (3.2)$$

gdzie λ jest powierzchnią najbardziej prawdopodobną.

⁴ Ogólnie — przez „poziom” x_i rozumie się tutaj bądź powierzchnię i -tej tarczy a_i , bądź też ilość materii zużytej (*wear*) lub przeniesionej (*transfer*) w procesie tarcia.

⁵ B. G. Rightmire otrzymał rozkład (3.2) przy założeniach podobnych do tych, czynionych w statystyce Boltzmanna, opisującej gaz doskonały (stała liczba cząstek gazu zamkniętego w pewnej objętości, stała suma energii kinetycznej i potencjalnej wszystkich cząsteczek). W statystyce Rightmire'a założeniami tym odpowiadają związki:

$$\sum_i n_i = N = \text{const.}$$

$$\sum_i n_i a_i = A = \text{const.},$$

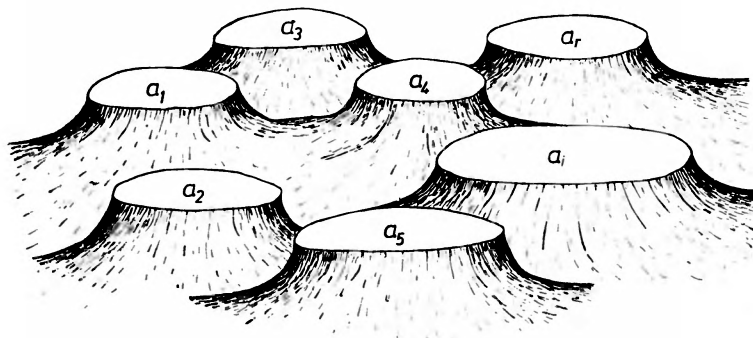
czyli postulowana jest stałość liczby wytworzonych kontaktów (tarcz $a_1, a_2, a_3 \dots$ etc.) oraz stałość całkowitej powierzchni rzeczywistego styku A .

Ponadto zachodzi związek

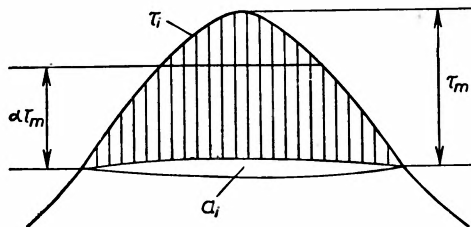
$$\sum_{i=1}^r n_i a_i = A \quad (3.3)$$

n_i — liczba tarcz o powierzchni a_i , A — całkowita powierzchnia rzeczywistego styku, r — liczba poziomów. Jeżeli rozkład (3.2) zamienić na rozkład ciągły, zastępując wielkość n_i różniczką dn , opisującą liczbę poziomów o wielkości leżącej między a i $(a + da)$, wówczas otrzymamy, [9]:

$$\frac{a dn}{A} = \frac{a'}{\lambda} e^{-a/\lambda} d\left(\frac{a}{\lambda}\right) \quad (3.4)$$



Rys. 3. Powierzchnia kontaktu ciała stałego, przy ustalonych warunkach tarcia (wg założeń przyjmowanych w statystycznej teorii Rightmire'a)



Rys. 4. Pojedyncza tarcza rzeczywistego styku: rozkład naprężeń stycznych $\tau_i = \tau_i(a_i)$ w przypadku kontaktu idealnie sprężystego

a wzór (3.3) przybierze postać

$$\int_0^{\infty} a dn = A. \quad (3.5)$$

W ostatnim ze wzorów znak sumy zamieniliśmy całką oraz całkowanie rozciągnęliśmy na wszystkie możliwe poziomy. Rozkład Rightmire'a (różny nieco od rozkładu Gaussa) znalazł potwierdzenie doświadczalne. Typowy wykres odpowiadający relacji (3.4) przedstawia rys. 5.

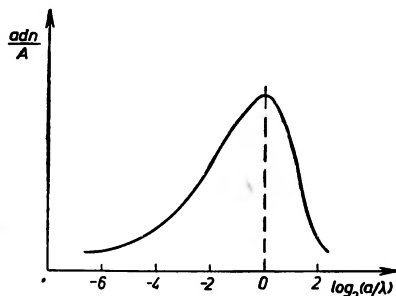
Aby dokonać całkowania naprężeń stycznych τ oraz normalnych σ , założmy najpierw pewną postać funkcji σ_i oraz τ_i na i -tej tarczy powierzchni styku

(dla rozkładu dyskretnego), na przykład tak, jak to zrobiono na rys. 4 (kontakt sprężysty). Tworząc całkę $\iint_{a_i} \tau_i da_i$ oraz mnożąc ją przez ilość n_i tarcz o powierzchni a_i i sumując, otrzymamy całkowitą siłę styczną:

$$F = \sum_{i=1}^r n_i \iint_{a_i} \tau_i da_i. \quad (3.6)$$

Z twierdzenia o wartości średniej mamy

$$\iint_{a_i} \tau_i da_i = a_i \alpha \tau_m, \quad 0 \leq a \leq 1. \quad (3.7)$$



Rys. 5. Krzywa ilustrująca rozkład Rightmire'a

Korzystając z (3.7) oraz zamieniając sumę w wyrażeniu (3.6) na znak całk (dla rozkładu ciągłego), otrzymujemy:

$$F = \int_0^{\infty} \tau_m a a dn = A \int_0^{\infty} \tau_m a \frac{a dn}{A}. \quad (3.8)$$

Przyjmijmy rozkład Rightmire'a, zatem wielkość $a dn/A$ należy zastąpić funkcją wg (3.4); wówczas

$$F = \frac{A}{\lambda^2} \int_0^{\infty} \alpha \tau_m a e^{-a/\lambda} da. \quad (3.9)$$

Analogiczny rachunek można przeprowadzić dla siły normalnej (nacisku) W . Wynik będzie podobny do (3.9), mianowicie:

$$W = \frac{A}{\lambda^2} \int_0^{\infty} \beta \sigma_m a e^{-a/\lambda} da. \quad (3.10)$$

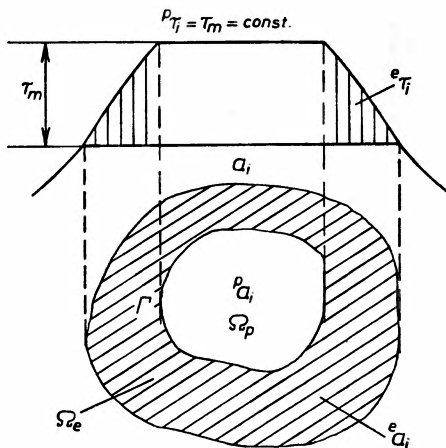
Na koniec współczynnik tarcia μ otrzymamy dzieląc (3.9) przez (3.10):

$$\mu = \frac{F}{W} = \frac{\int_0^{\infty} \alpha \tau_m a e^{-a/\lambda} da}{\int_0^{\infty} \beta \sigma_m a e^{-a/\lambda} da} \quad (3.10a)$$

lub krótko:

$$\mu = \frac{L[a\alpha\tau_m]}{L[\beta a\sigma_m]}, \quad (3.11)$$

gdzie L jest symbolem transformacji Laplace'a, natomiast wielkości $a\alpha\tau_m$ oraz $\beta a\sigma_m$ są funkcjami zmiennej a . O rozkładzie wartości maksymalnych naprężeń σ_m i τ_m nie możemy niestety wiele powiedzieć. Należy jednak zaznaczyć, że przyjęcie kontaktu sprężystego jest mało usprawiedliwione i przedstawiony wyżej obraz trzeba uzupełnić przyjęciem stref odkształceń plastycznych (nieodwracalnych), tak jak to zrobiono na rys. 6. Obszar zakreskowany tarczy a_i odpowiada strefie sprężystej e_{a_i} , natomiast wewnątrz tarczy doznaje uplastycznienia, co objawia się na wykresie naprężeń obcięciem wierzchołka płata



Rys. 6. Pojedyncza tarcza rzeczywistego styku: rozkład naprężeń stycznych $\tau_i = \tau_i(a_i)$ w przypadku kontaktu sprężysto-plastycznego. Widoczna jest struktura kontaktu: strefa sprężysta Ω_e , strefa plastyczna Ω_p

powierzchni $\tau_i(a)$ stałą wartością maksymalnego naprężenia stycznego τ_m , jakie materiał może przenieść i analogicznie wykres naprężeń normalnych $\sigma_i(a)$ zostaje ograniczony stałą wartością σ_m . Najistotniejsze jest tutaj to, że uzyskujemy teraz dodatkową informację o wartościach maksymalnych τ_m i σ_m . Aby plastyczne płynięcie („*plastic flow*“) było możliwe, muszą one spełniać warunek plastyczności (2.4) wg teorii Hubera—Misesa—Hencky'ego. W naszym przypadku warunek ten przyjmie postać ⁶

$$\sigma_m^2 + \gamma\tau_m^2 = \sigma_0^2, \quad (3.12)$$

gdzie $\gamma = \sigma_0^2/\tau_0^2$, σ_0 — granica plastyczności przy jednoosiowym rozciąganiu, τ_0 — granica plastyczności przy czystym ścinaniu, równa dla modelu Prandtla (ciała idealnie sprężysto-plastycznego) wytrzymałości materiału na ścinanie.

⁶ Wg teorii Hubera—Misesa—Hencky'ego współczynnik γ jest ściśle określony i równy $\gamma = 3$, przyjmujemy jednak γ dowolne, przez co będzie można uzyskać lepszą zgodność z doświadczeniem (por. D. Tabor [11], gdzie $\gamma = 5$, $\gamma = 9$ lub nawet $\gamma = 12$).

Ze wzoru (3.12) widać, że aby wywołać ścięcie złącza tarcowego („mostka“ wg przyjętej terminologii), tzn. aby pozwolić na plastyczne płynięcie, wystarczy już naprężenie styczne mniejsze od granicy wytrzymałości: $\tau_m \leq \tau_0$, co powodowało u fizyków pewne zdziwienie. Ważną rolę grają tu również naprężenia normalne σ_m , zależne od nacisku i wielkości powierzchni rzeczywistego styku. Widać, że dopiero współdziałanie obydwu składowych tensora naprężeń: σ_m i τ_m , w zgodzie z teorią plastyczności, prowadzi do zniszczenia złącza tarcowego. Stwierdzenie to umożliwi wyciągnięcie istotnych wniosków dotyczących rozwoju powierzchni styku przy monotonicznym i powolnym wzrastaniu siły F od zera do siły tarcia statycznego F_{st} (początek ruchu).

Policzymy jeszcze całki $\iint_{a_i} \tau_i da_i$ i $\iint_{a_i} \sigma_i da_i$ dla rozkładu sprężysto-plastycznego wg rys. 6. Obszar całkowania a_i należy rozbić na dwa podobszary $a_i = {}^e a_i + {}^p a_i$. Dostajemy wtedy

$$\iint_{a_i} \tau_i da_i = \iint_{{}^e a_i} \tau_i da_i + \iint_{{}^p a_i} \tau_i da_i. \quad (3.13)$$

Pierwsza z całek występujących po prawej stronie równania (3.13) daje się przedstawić na mocy twierdzenia o wartości średniej, jako $\alpha' \tau_m a_i$ ($0 \leq \alpha' \leq 1$), natomiast druga jest po prostu równa $\tau_m {}^p a_i$ (zob. rys. 6). Na koniec, zamieniając we wzorach

$$F = \sum_{i=1}^r n_i \iint_{a_i} \tau_i da_i \quad (3.14)$$

$$W = \sum_{i=1}^r n_i \iint_{a_i} \sigma_i da_i$$

znak sumy na całkę rozciągniętą od zera do nieskończoności, uwzględniając (3.13) i stosując rozkład Rightmire'a (3.4), otrzymamy:

$$F = \frac{A}{\lambda^2} \int_0^{\infty} \tau_m a (\alpha' + {}^p a/a) e^{-a/\lambda} da \quad (3.15)$$

$$W = \frac{A}{\lambda^2} \int_0^{\infty} \sigma_m a (\beta' + {}^p a/a) e^{-a/\lambda} da$$

stąd

$$\mu = \frac{\int_0^{\infty} \tau_m a (\alpha' + {}^p a/a) e^{-a/\lambda} da}{\int_0^{\infty} \sigma_m a (\beta' + {}^p a/a) e^{-a/\lambda} da}. \quad (3.16)$$

Wzór (3.16) jest zupełnie ogólny i ujmuje odkształcenia zarówno sprężyste jak i plastyczne. W szczególności można z niego uzyskać następujące wyrażenia:

a) dla kontaktu idealnie sprężystego, gdy

$$\alpha' = \alpha, \quad \beta' = \beta, \quad {}^p a/a = 0$$

dostajemy

$$\mu = \frac{L[\tau_m a \alpha]}{L[\sigma_m a \beta]}, \quad (3.17)$$

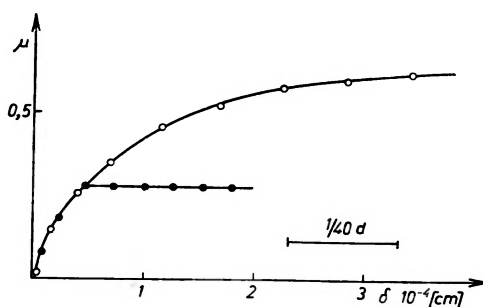
co jest identyczne z wyprowadzonym poprzednio wzorem (3.11).

b) dla kontaktu idealnie plastycznego, gdy

$$\alpha = \beta = 0, \quad \rho a/a = 1$$

(czyli cała powierzchnia tarczy „ a_i ” ulega uplastycznieniu), otrzymujemy

$$\mu = \frac{\int_0^{\infty} \tau_m a e^{-a/\lambda} da}{\int_0^{\infty} \sigma_m a e^{-a/\lambda} da}. \quad (3.18)$$



Rys. 7. Wzrost siły tarcia przy niewielkich przemieszczeniach wstępnych dla pary stal-stal (wg J. S. Courtney-Pratt, E. Eisner [3]): O — bez smaru, ● — powierzchnie smarowane cienką warstwą smaru, d — średnica koła styku

Stąd przez dalsze założenie (upraszczające) równomiernego rozkładu wielkości maksymalnych σ_m i τ_m na powierzchni wszystkich tarcz: $\sigma_m = \text{const}(a)$, $\tau_m = \text{const}(a)$ ⁷, otrzymujemy prosty wzór $\mu = \tau_m/\sigma_m$, z którego pamiętając o warunku $\sigma_m^2 + \gamma \tau_m^2 = \sigma_0^2$ i uwzględniając oczywisty związek $\sigma_0/\sigma = A/A_0$, łatwo już wyprowadzić wzory końcowe (otrzymane po raz pierwszy na innej nieco drodze przez D. Tabora [11] w 1958 r.):

$$\mu = \frac{1}{\sqrt{\gamma}} \sqrt{\left(\frac{A}{A_0}\right)^2 - 1} \quad (3.19)$$

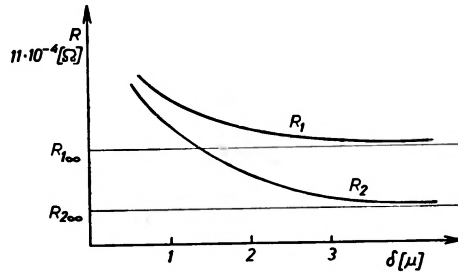
lub

$$\mu = \frac{1}{\sqrt{\gamma}} \frac{k}{\sqrt{1 - k^2}}, \quad (3.20)$$

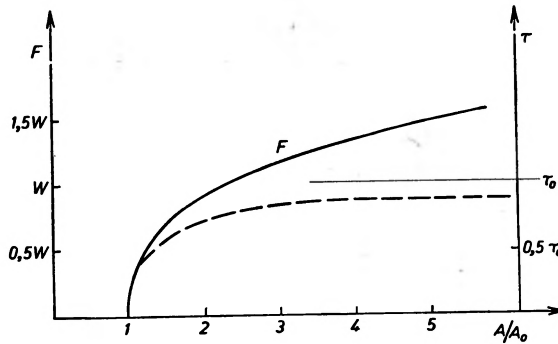
gdzie $\gamma = \sigma_0^2/\tau_0^2$, σ_0 , τ_0 — stałe materiałowe przyjmowane w teorii plastyczności, A_0 — początkowa powierzchnia rzeczywistego styku, gdy $F = 0$, A — powierzchnia rzeczywistego styku po przyłożeniu siły stycznej powodującej płynięcie plastyczne mostków ($F > 0$). Współczynnik $k = \tau_m/\tau_0$, zwany „współczynni-

⁷ Symbol $\text{const}(a)$ został użyty dla oznaczenia stałości wobec zmiennej a .

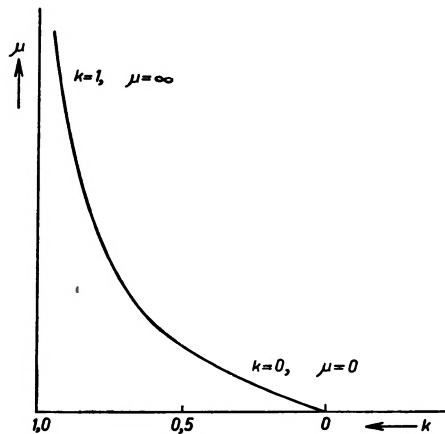
kiem osłabienia“ ($0 \leq k \leq 1$), określa ile razy graniczne naprężenie styczne wywołujące płynięcie jest mniejsze od wytrzymałości na ścinanie τ_0 (dla pary trących po sobie metali decyduje wartość τ_0 dla metalu bardziej podatnego na ścięcie).



Rys. 8. Zmiana oporu elektrycznego kontaktu pary stal-stal przy monotonicznym wzroście siły F i przemieszczeniu δ (wg J. S. Courtney-Pratt, E. Eisner [3]): R_1 — powierzchnie smarowane, R_2 — bez smaru



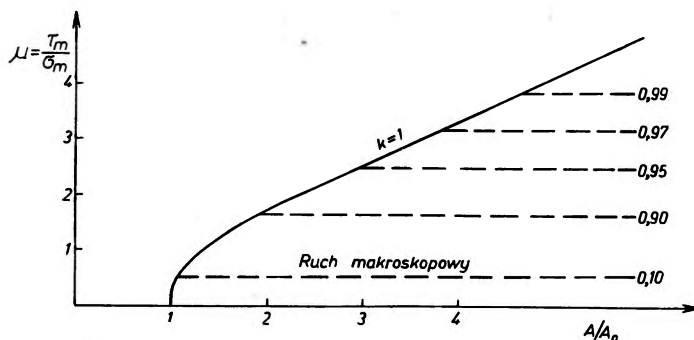
Rys. 9. Teoretyczny wzrost siły F oraz zmiana naprężenia stycznego τ_m w funkcji rosnącej powierzchni rzeczywistego styku A (wg D. Tabor [11]). A_0 — początkowa powierzchnia rzeczywistego styku dla $F = 0$



Rys. 10. Zmiana współczynnika tarcia w funkcji współczynnika osłabienia k = rzeczywiste naprężenie ścinające mostek tarczy / wytrzymałość na ścinanie (wg D. Tabor [11])

Zajmijmy się na chwilę obserwacją początku ruchu i towarzyszącym mu zjawiskom. Zakładamy, że siła styczna F rośnie monotonicznie (i dostatecznie wolno) od zera do wartości F_{st} , przy czym najbardziej interesujący jest dla nas początkowy okres wzrostu siły. Oto zjawiska, które dają się obserwować:

1) wzrost powierzchni rzeczywistego styku $A/A_0 \geq 1$, czyli to co D. Tabor nazywa „*junction growth in metallic friction*“, potwierdzone doświadczalnie przez Courtney-Pratt, Eisner [3] na drodze pomiarów oporu elektrycznego kontaktu (rys. 8). Wydaje się dosyć nieoczekiwane, że obecność smaru niewiele wpływa na początkowy przebieg funkcji $\mu = \mu(\delta)$, δ — przesunięcie (zob. rys. 7 i rys. 8). Obniża się jedynie wartość końcowa $\mu = \mu_{st}$ (inne jest również $R = R_{\infty}$), co odpowiada początkowi ślizgania przy mniejszym współczynniku tarcia statycznego.



Rys. 11. Zmiana współczynnika tarcia statycznego oraz wzrost powierzchni rzeczywistego styku przy różnych wartościach współczynnika osłabienia (wg D. Tabora [11])

2) Asymptotyczny wzrost naprężenia ścinającego od zera do granicy plastyczności przy czystym ścinaniu τ_0 , rys. 9.

3) Wzrost współczynnika tarcia w początkowej fazie ruchu od zera do wartości bardzo dużych, np. $\mu = 10$, $\mu = 50$, a nawet $\mu = 100$ w doświadczeniach F. P. Bowdena i J. E. Younga [1], 1951. Pomiar μ były dokonywane przy tarcu suchym bardzo starannie oczyszczonych powierzchni utrzymywanych w próżni.

Należy tu zwrócić uwagę Czytelnika, że zarówno wzór (3.19), podający zależność współczynnika tarcia ślizgowego od wielkości A (powierzchnia rzeczywistego styku, równa A_0 w chwili zetknięcia obu ciał ze sobą, oraz wzrastająca następnie podczas mikro-przesunięć wstępnych do wielkości A), jak i wzór (3.19), przedstawiający funkcję $\mu = \mu(k)$, gdzie tzw. współczynnik osłabienia k zależy przede wszystkim od czystości powierzchni a także od sposobu przyłożenia siły, dobrze zgadza się z doświadczeniem: obecność monomolekularnej warstewki tlenu lub innego gazu może zmienić wartość μ od 80 do około jedynki! Z wykresu na rys. 10, lub też ze wzoru (3.20), można znaleźć, że dla $k = 1$, $\mu = \infty$; lecz już dla k mniejszego jedynie o 5%, co odpowiada bardzo niewielkiemu zanieczyszczeniu powierzchni, tj. dla $k = 0,95$, otrzymuje

się $\mu \approx 1$. Inne wartości współczynnika tarcia ślizgowego przy różnych k podaje Tabl. 1, w której zaznaczono także w jakich warunkach realizuje się takie μ oraz k . Z tablicy 1 można także odczytać, o ile procent, przy zadanych

Tablica 1

Współczynnik osłabienia	Wzrost powierzchni rzeczywistego styku podczas mikro-przesunięć poprzedzających ruch ślizgowy		Współczynnik tarcia ślizgowego (statyczny) dla pary stal-stal	Warunki*
k	A/A_0	$\frac{A - A_0}{A_0} \cdot 100\%$	μ	
1	∞	∞	∞	powierzchnie czyste, utrzymywane w próżni, powolny wzrost siły stycznej
0,95	3	300%	1	monomolekularna warstwa gazu między powierzchniami trącymi
0,8	1,67	67%	0,45	tarcie w obecności tlenków, atmosfera
0,6	1,56	56%	0,25	smarowanie graniczne
0,1	1,04	4%	0,03	tarcie w obecności cienkiej warstewki dobrego smaru stałego, np. MoS ₂

warunkach, ulega zwiększeniu powierzchnia rzeczywistego styku podczas mikro-przesunięć poprzedzających ruch makroskopowy (ślizganie). Oczywiście, omawiane wzory są ważne dla dowolnej pary trących po sobie metali.

Z wzoru (3.19) widać od razu, że A nie może być równe A_0 , wówczas byłoby $\mu = 0$, a zatem ruch następowałby przy braku siły stycznej F . Należy się więc spodziewać, że zajdzie $A \geq A_0$. Tak też w istocie jest: w przypadku kontaktu idealnie plastycznego: $\sigma_m = W/A_0 = \sigma_0$, a zatem płynięcie jest możliwe przy bardzo niewielkiej sile stycznej F , wzrost tej siły jednak wywołuje pewne skończone odkształcenie i powoduje wzrost powierzchni złącza tarcioowego (potwierdzone doświadczalnie) tak, że wówczas $\sigma_m = W/A < \sigma_0$ i aby dalszy mikro-ruch (płynięcie plastyczne złącza) był możliwy, trzeba przyrostu siły F . Siła ta produkuje pewne naprężenie styczne τ_m , określone warunkiem płynięcia: $\sigma_m^2 + \gamma\tau_m^2 = \sigma_0^2$. Teoretycznie, jeżeli założyć nieograniczony wzrost powierzchni A (jeżeli np. przyjąć A równe powierzchni nominalnej styku, wówczas $A/A_0 \rightarrow \infty$, $\sigma_m = W/A \rightarrow 0$, $\tau_m \rightarrow \tau_0$, zob. rys. 9), to i współczynnik tarcia μ będzie osiągał wartości nieskończenie duże, zob. (3.19). Wniosek ten potwierdzają badania F. P. Bowdena i S. E. Younga [1]. Na ogół w zwykłych warunkach tarciowych (obecność tlenków, smaru i innych zanieczyszczeń) tak duży wzrost powierzchni rzeczywistego styku nie jest możliwy i przy pewnej wartości siły stycznej $F = F_{st}$ rozpoczyna się ruch makroskopowy (ślizganie).

Efekt ten obrazuje rys. 11, z którego można odczytać wartości $\mu = \mu_{st}$ oraz maksymalne A/A_0 przy różnych wartościach współczynnika osłabienia k , zawartych między zerem (powierzchnie zanieczyszczone) a jedynką (powierzchnie czyste, próżnia). Tak więc, dla tarcia w zwykłych warunkach, tj. w przypadku obecności atmosfery i zanieczyszczeń pomiędzy powierzchniami trącymi ($k \rightarrow 0$), z wzoru (3.20) można otrzymać, że μ nie zależy od wielkości powierzchni, jak tego chce klasyczne prawo Amontonsa-Coulomba, i wynosi:

$$\mu = \frac{\tau_0}{\sigma_0} k \left(1 + \frac{1}{2} k^2 + \dots \right) \approx \frac{\tau_0 k}{\sigma_0} = \frac{\tau_m}{\sigma_0} = \frac{\text{naprężenie ścinające złącze tarciove}}{\text{granica plastyczności miększego spośród dwu trących mateł}} \quad (3.21)$$

Jest to równocześnie znany, prosty wzór Bowdena i Tabora [5].

Na zakończenie wypada dodać, że jakkolwiek przedstawiona teoria oraz dyskusja wyników, powtórzona za D. Taborem [11], nie wyjaśnia wszystkich zjawisk powierzchniowych, zachodzących w procesie tarcia, to jednak daje ona pewien przejrzysty pogląd na ów, jakże złożony proces, oraz tłumaczy jedną z najbardziej zdumiewających własności tarcia: dla powierzchni idealnie oczyszczonych współczynnik tarcia osiąga wartości bardzo duże ($\mu = 80$ lub $\mu = 100$), podczas gdy niewielka ilość zanieczyszczeń, chociażby w postaci mono-molekularnej warstewki gazu, zniża wartość współczynnika tarcia do wielkości $\mu \approx 1$.

4. Własności dynamiczne podłoża lepko-sprężystego a opór przy tarcu tocznym

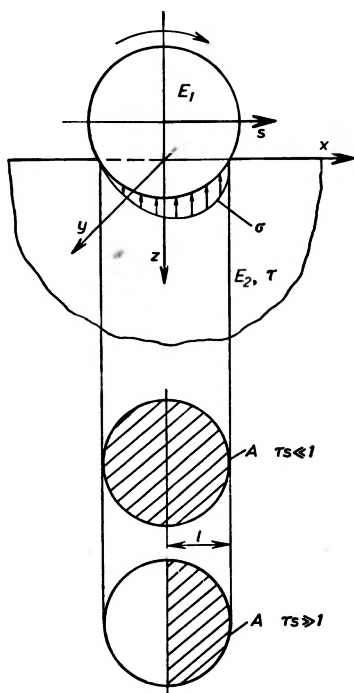
Continuum sprężyste czy też nawet ośrodek sprężysto-plastyczny według modelu Prandtla okazuje się nie wystarczający, gdy chodzi o opis pewnych, powszechnie znanych zjawisk, mających miejsce w procesie tarcia. Wymienimy tu dwa z nich:

1) istnienie składowej nieodwracalnej δ_2 w wyrażeniu na przemieszczenia wstępne (tak zwanego „mikroruchu“, poprzedzającego każdy „makro-ruch“, widoczny gołym okiem). Okazuje się, że mierzone doświadczalnie przemieszczenie δ (rzędu mikronów lub tylko angströmów) daje się przedstawić w postaci sumy, [10]:

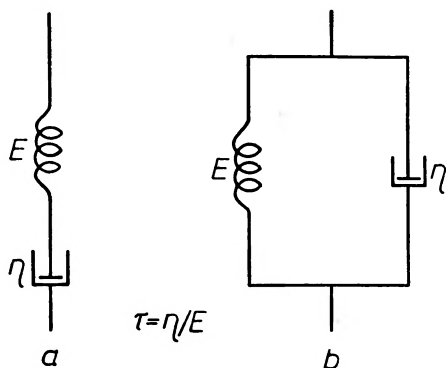
$$\delta = \delta_1 + \delta_2, \quad (4.1)$$

gdzie δ_1 oznacza składową odwracalną („sprężystą“) zależną liniowo od przyłożonej siły stycznej F . Aby wyjaśnić istnienie składowej nieodwracalnej δ_2 , zależnej nieliniowo od siły F , nie wystarczy przyjęcie modelu ośrodka idealnie sprężystego; należy tu uwzględnić własności plastyczne, a także lepkie (podobnie jak dla cieczy) materiału podłoża.

2) Istnienie oporu przy toczeniu na przykład dla kuli po płaskim podłożu (zwanym też „półprzestrzenią“) nie daje się wytłumaczyć w oparciu o kła-



Rys. 12. Kula tocząca się po podstawie z materiału lepko-sprężystego (E — moduł Younga, τ — czas retardacji). Uwidoczniono tu także rozkład naprężeń normalnych pod kulą, asymetryczny, względem płaszczyzny przechodzącej przez środek kuli i prostopadłej do prędkości s . U dołu: obszar kontaktu w przypadku małych i dużych prędkości toczenia (wg Bueche i Floma [2])



Rys. 13. Modele reologiczne: a) model Maxwella, b) model Kelvina—Foigta

syczny model ośrodka sprężystego. Co więcej, gdyby przyjąć, że materiał podłoża jest idealnie sprężysty, wówczas rozkład naprężeń $\sigma = \sigma(x, y)$ pod toczącą się kulą (zob. rys. 12) byłby symetryczny również względem zmiennej x , a stąd i wypadkowy moment byłby równy zero: kula toczyłaby się bez żadnego oporu. W rzeczywistości jednak rozkład ciśnień σ nie jest symetryczny, przy czym mechanizm owej asymetrii może być różny: a) jeżeli materiał podłoża

posiada zdolność do relaksacji naprężeń⁸, jak np. model Maxwella wg rys. 13a, to podczas ruchu kuli naprężenia w podłożu są stopniowo uwalniane, przy czym największej relaksacji doznają ciśnienia w tyle toczącej się kuli ($x < 0$), zwłaszcza, gdy czas T potrzebny na przejście odcinka $2l$, tj. średnicy koła styku, jest porównywalny z czasem relaksacji ośrodka $\tau = \eta/E$, gdzie η — lepkość, E — stała sprężysta. Z tego faktu wynika rozkład asymetryczny; b) jeżeli materiał podłoża posiada zdolność opóźnienia sprężystego, jak np. model Voigta—Kelvina wg rys. 13b, to wówczas łatwo sobie wyobrazić, że przy (zwłaszcza szybkim) ruchu kuli materiał zgnieciony z przodu, powraca do postaci nieodkształconej z pewnym opóźnieniem (równym dla modelu Voigta—Kelvina: $\tau = \eta/E$) i stąd znowu asymetria. Oczywiście obydwa te mechanizmy mogą wystąpić równocześnie, lecz wówczas dla opisu deformacji oraz naprężeń pod kulą, należałoby użyć modeli reologicznych, bardziej złożonych od tych (najprostszych) przedstawionych na rys. 13, na przykład modelu Zenera, Burgersa lub standardowego (zob. [8]) lub też jakiegoś modelu nie o pojedynczym czasie relaksacji, lecz o ciągłym widmie relaksacyjnym. Widać stąd, że opór przy toczeniu powodowany lepkością materiału podłoża, jest proporcjonalny do strat energii dyssypowanej w podłożu. Wielkość dyssypowanej energii zależy od częstości zmian obciążenia ω , a miarą strat jest tangens kąta fazowego między naprężeniem $s_{ij} = s_{ij}^0 \exp(i\omega t)$ a odkształceniem $e_{ij} = e_{ij}^0 \exp(i\omega t + \kappa)$:

$$\operatorname{tg} \kappa = \frac{G''(\omega)}{G'(\omega)} \sim \frac{\Delta W}{W}, \quad (4.2)$$

⁸ Już dawno zaobserwowano, że model ciała idealnie sprężystego (liniowa zależność między naprężeniem a odkształceniem, czas nie ingeruje w równaniach stanu), poddający się prawu Hooke'a, jest niewystarczający do opisu zachowania się wielu materiałów, na pozór tylko sprężystych. Chodzi tu zwłaszcza o takie zjawiska jak relaksacja naprężeń (stopniowe zanikanie wewnętrznych ciśnień przy niezmiennym obciążeniu zewnętrznym) oraz opóźnienie sprężyste (nie natychmiastowy powrót odkształconego ciała do pierwotnej postaci, po zdjęciu obciążenia zewnętrznego). W obydwu tych zjawiskach czas występuje jako dodatkowa zmienna niezależna i nie dadzą się one opisać na gruncie teorii sprężystości. Przypisano więc ciałom stałym pewne własności lepkie, co ma obrazować tłumik (nieszczelny tłok poruszający się w lepkiej cieczy) na schematach wg rys. 13. Tak zwane modele reologiczne są próbą makroskopowego opisu zachowania się ciał, jak je nazwano, lepko-sprężystych. Modele te powstają z rozmaitych połączeń sprężyny, symbolizującej ciało idealnie sprężyste Hooke'a, z tłumikiem, który ma tu oznaczać idealną ciecz Newtona. Elementy łączące są doskonale sztywne. Dwa najprostsze spośród stosowanych modeli: Maxwella i Voigta—Kelvina przedstawia odpowiednio rys. 13a i 13b.

Pierwszy z nich pozwala wytłumaczyć zjawisko relaksacji, drugi natomiast wyjaśnia efekt opóźnienia sprężystego. Bardziej złożony układ tych modeli bywa stosowany do opisu obydwu wymienionych zjawisk równocześnie.

Nie wdając się w matematyczne wywody, łatwo zrozumieć działanie modeli, jeśli wykonać na nich następujące proste eksperymenty myślowe: pierwszy z nich (model Maxwella) rozciągamy stałą siłą; początkowe odkształcenie sprężyny, dane wzorem Hooke'a, będzie stopniowo zanikać na skutek przepływu lepkiej cieczy przez nieszczelności tłoka w tłumiku. Zmniejszeniu odkształceń przy niezmiennym sile rozciągającej towarzyszy zanik naprężeń, czyli relaksacja. Drugi z modeli (Kelvina—Voigta) należy obciążyć pewną siłą, a następnie usunąć tę siłę. Łatwo sobie wyobrazić, że model nie może natychmiast powrócić do postaci nieodkształconej, na skutek spowalniającego działania tłumika. Obserwowany efekt nosi nazwę opóźnienia sprężystego.

Równania stanu dla modeli reologicznych otrzymuje się przez pewną kombinację równań Hooke'a dla ciała stałego i równań Newtona dla cieczy (wystąpi tu więc czas). Zagadnienia lepko-sprężyste są na ogół trudniejsze do rozwiązania niż zagadnienia „czysto“ sprężyste.

gdzie ΔW oznacza stratę energii na jeden cykl, równą liczbowo powierzchni obejmowanej przez pętlę histerezy sprężystej, W jest energią sprężystą oraz $G'(\omega)$ i $G''(\omega)$ — częścią rzeczywistą i urojoną (tzw. „modułem dynamicznym“) modułu zespolonego $G(i\omega)$ dla ośrodka lepko-sprężystego, poddającego się prawu fizykalnemu, [4]:

$$s_{ij} = 2G(i\omega)e_{ij} = 2[G'(\omega) + iG''(\omega)]e_{ij}, \quad (4.3)$$

gdzie e_{ij} jest dewiatorem stanu odkształcenia, a s_{ij} dewiatorem stanu naprężenia.

Wielkość $\operatorname{tg} \kappa$ jest pewną funkcją częstości, różną dla różnych modeli reologicznych ($\operatorname{tg} \kappa = f(\omega)$). Zwróćmy obecnie uwagę na proporcjonalność, jaka zachodzi między oporem przy toczeniu a dyssypacją energii. Można by się domyślać, że siła tarcia tocznego będzie również pewną funkcją częstości $F = F(\omega)$, przy czym jej kształt powinien przypominać krzywą $\operatorname{tg} \kappa = f(\omega)$. Doświadczenie potwierdza ten domysł (zob. A. M. Bueche i D. G. Flom [2]). Intuicyjnie można zatem przewidzieć istnienie jakiegoś związku między tarcieniem przy toczeniu a takimi stałymi materiału, jak stała sprężysta E , lepkość η i czas retardacji τ .

Przedstawimy tutaj pokrótce rachunek, przeprowadzony w 1959 r. przez badaczy amerykańskich A. M. Bueche'a i D. G. Floma [2], którzy po raz pierwszy udowodnili teoretycznie zależność oporu przy tarcniu tocznym od własności dynamicznych podłoża. Otrzymane rezultaty pozostają ważne również dla tarcia ślizgowego w obecności warstewki smarowej. Rys. 12 przedstawia toczącą się kulę wykonaną z materiału twardego po odkształcalnym podłożu (stosunek modułów Younga kuli i materiału podłoża $E_1/E_2 = \infty$). A. M. Bueche i D. G. Flom przyjmują, dla opisu ciśnień pod kulą, model Voigta—Kelvina (zob. rys. 13b), który ma oddawać własności lepko-sprężyste podłoża. Naprężenia normalne σ są tutaj funkcją nie tylko odkształcenia z , lecz również zależą od szybkości odkształcenia (tłumik w modelu Voigta—Kelvina), mianowicie:

$$\sigma = kGz + k\eta \left(\frac{dz}{dt} \right), \quad (4.4)$$

gdzie G — stała sprężysta, η — lepkość, natomiast z daje się łatwo znaleźć z rozważań geometrycznych, zob. rys. 12:

$$z = (a^2 - x^2 - y^2)^{1/2} - (a^2 - l^2)^{1/2}, \quad (4.5)$$

przy czym promień koła styku l określa wzór Hertza:

$$l = \sqrt[3]{\frac{3}{8} W \frac{1-\nu}{G} a}, \quad (4.6)$$

gdzie a — promień kuli, ν — współczynnik Poissona, W — nacisk, natomiast stała k we wzorze (4.4), posiadająca wymiar cm^{-1} , daje się wyliczyć z porów-

nania wzoru (4.4) gdy $(dz/dt) = 0$ i rozkładu Hertzowskiego. Otrzymuje się

$$k \approx \frac{32}{3\pi} \frac{1+\nu}{1-\nu^2} \frac{1}{l} \approx \frac{4,85}{l}. \quad (4.7)$$

Siłę normalną W oraz moment M można znaleźć, znając rozkład naprężeń (4.4) i licząc całki:

$$\begin{aligned} W &= \iint_A \sigma dx dy \\ M &= \iint_A \sigma x dx dy, \end{aligned} \quad (4.8)$$

przy czym przez obszar całkowania A należy rozumieć powierzchnię styku, pokazaną na rys. 12 dla dwóch przypadków szczególnych: a) duże prędkości s toczenia się kuli (lub duży czas opóźnienia sprężystego $\tau = \eta/G$), $\tau s \gg 1$ oraz b) małe prędkości s , lub małe τ , $\tau s \ll 1$. W tym ostatnim przypadku powierzchnia styku jest równa w przybliżeniu powierzchni Hertzowskiego koła styku o średnicy „ $2l$ ” (wg (4.6)), natomiast dla dostatecznie dużych prędkości, powierzchnia rzeczywistego styku równa jest tylko połowie powierzchni „statycznej”.

Korzystając z wyrażenia (4.5) łatwo obliczyć $dz/dt = xs(a^2 - x^2 - y^2)^{-1/2}$, a po wstawieniu do wzoru na naprężenia (4.4), otrzymuje się:

$$\sigma/kG = (a^2 - x^2 - y^2)^{1/2} - (a^2 - l^2)^{1/2} + \tau sx(a^2 - x^2 - y^2)^{-1/2}. \quad (4.9)$$

Widać teraz, że funkcja σ jest nieparzystą względem zmiennej x . Siłę normalną W oraz moment M dla niewielkich prędkości dostaje się, licząc całki (4.8). Wzory wynikowe są dosyć długie i nie będziemy ich tutaj przytaczać. Wszystkie jednak zawierają wielkość l/a , czyli: promień koła styku/promień kuli, i przy dosyć oczywistym założeniu $l/a \ll 1$, dają się rozwinąć na szereg potęgowy zmiennej l/a , mianowicie

$$W/kG = \frac{\pi}{4} \frac{l^4}{a} + \frac{\pi}{12} \frac{l^6}{a^3} + \frac{3\pi l^8}{64 a^5} + \dots \quad (4.10)$$

oraz

$$M/k\eta s = \frac{\pi}{4} \frac{l^4}{a} + \frac{\pi}{12} \frac{l^6}{a^3} + \frac{3\pi}{64} \frac{l^8}{a^5} + \dots \quad (4.11)$$

Siłę tarcia F otrzymujemy, dzieląc moment M przez promień kuli a :

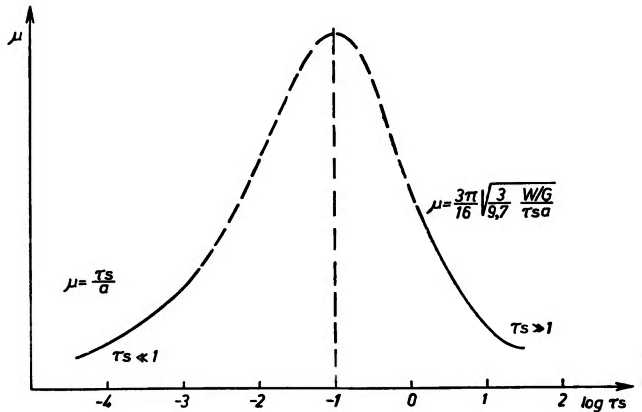
$$F = M/a = \frac{\pi}{4} k\eta s \frac{l^4}{a^2} + \frac{\pi}{12} k\eta s \frac{l^6}{a^4} + \frac{3\pi k\eta s}{64} \frac{l^8}{a^6} + \dots \quad (4.12)$$

* Przez częstość zmian obciążenia w przypadku kuli toczącej się z prędkością s , należy rozumieć odwrotność czasu jaki kula zużywa na przebycie odcinka równego średnicy koła styku. Np. w doświadczeniach Buecha i Floma: $2l \approx 0,4$ mm, stąd prędkości kuli $s = 1$ cm/sek odpowiada częstość $\nu = 25$ sek⁻¹.

i na koniec przez podzielenie (4.12) przez (4.10) otrzymuje się zdumiewająco prosty wzór na współczynnik tarcia:

$$\mu = F/W = \frac{\tau s}{a}, \quad \tau s \ll 1, \quad l/a \ll 1, \quad (4.13)$$

gdzie — przypomnijmy — $\tau = \eta/G$ jest czasem retardacji, η — lepkością, G — modułem sztywności, a — promieniem kuli. Mierząc więc na przykład współczynnik tarcia tocznego μ , i znając stałą G oraz promień kuli, możemy obliczyć $\eta = \eta(\omega)$, czyli lepkość dynamiczną materiału podłoża.



Rys. 14. Zależność współczynnika tarcia tocznego od modułu sprężystości postaci G i czasu retardacji τ materiału podłoża (wg Bueche i Floma [2])

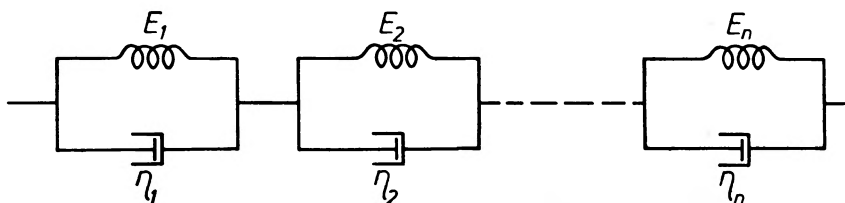
Analogiczny wzór do (4.13), obowiązujący dla dużych prędkości (lub dużych retardacji), wyprowadzili A. M. Bueche i D. G. Flom w pracy [2]:

$$\mu = \frac{3\pi}{16} \sqrt{\frac{3}{9,7} \frac{W/G}{\tau s a}}, \quad \tau s \gg 1, \quad l/a \ll 1. \quad (4.14)$$

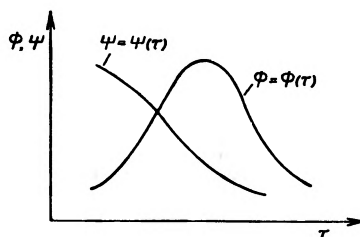
Obydwa wzory końcowe (4.13) i (4.14) opisują zależność $\mu = \mu(\tau s)$, a wykres na rys. 14 przedstawia w układzie półlogarytmicznym krzywą przypominającą kształtem krzywą rezonansową, znaną z badań nad tarcieniem wewnętrznym metali i polimerów. Odcinki krzywej narysowane linią ciągłą odpowiadają uzyskanym teoretycznie wzorom (4.13) i (4.14), natomiast linia przerywana przedstawia przypuszczalny kształt krzywej w zakresie pośrednich wartości τs . Doświadczenia nad tarcieniem tocznym (i ślizgowym w obecności smaru) potwierdzają taki właśnie przebieg krzywej $\mu = \mu(\omega)$, co odpowiada zależności dyssypacji energii od częstości $\text{tg} \kappa = f(\omega)$.

Zauważmy na koniec, że przedstawiony wyżej obraz jest bardzo uproszczony, a jego ulepszenie można by otrzymać przez dalsze komplikowanie modelu reologicznego (zob. np. praca W. D. May, E. L. Morris, D. A. Atack [7]). Najszuszniejsze wydaje się przyjęcie modelu ośrodka sprężysto-lepkiego o dy-

skretnym rozkładzie czasów relaksacji (zob. np. rys. 15) lub też o ciągłym rozkładzie czasów relaksacji, posiadającego tak zwane widmo relaksacyjne (*relaxation spectrum*). Wówczas pomiar siły tarcia dla różnych częstości (doświadczenie może być wykonane w zakresie aż 7 dekad częstości!) daje równocześnie kształt funkcji dystrybucji $\Phi(\tau)$, czyli daje od razu postać widma relaksacyjnego $\Phi = \Phi(\tau)$. Stąd można by, jak się wydaje, obliczyć szukaną zazwyczaj funkcję pamięci (*memory function*) nazywaną też funkcją dziedziczenia (*heredity function*) $\Psi = \Psi(\tau)$. Obie te funkcje charakteryzują ośrodek lepko-sprężysty, opisywany przez model reologiczny o ciągłym rozkładzie



Rys. 15. Model reologiczny składający się z n elementów Kelvina—Foigta połączonych w szereg



Rys. 16. Typowy kształt widma relaksacyjnego $\Phi(\tau)$ oraz funkcji pamięci $\Psi(\tau)$

czasów relaksacji, to znaczy o nieskończonej liczbie elementów w łańcuchu przedstawionym na rys. 15. Typowy kształt Φ oraz Ψ przedstawia rys. 16.

Przypomnijmy równanie definicyjne dla modułu zespolonego $G(i\omega)$:

$$G(i\omega) = i\omega \int_0^{\infty} e^{-i\omega\tau} \Psi(\tau) d\tau \quad (4.15)$$

lub, rozdzielając je na część rzeczywistą i urojoną:

$$\begin{aligned} G'(\omega) &= \omega \int_0^{\infty} \Psi(\tau) \sin \omega\tau d\tau \\ G''(\omega) &= \omega \int_0^{\infty} \Psi(\tau) \cos \omega\tau d\tau. \end{aligned} \quad (4.16)$$

Są to, jak widać, transformacje Fouriera dokonane na funkcji pamięci $\Psi(\tau)$. Z wzorów (4.16) można też określić, przy znanych $G'(\omega)$ i $G''(\omega)$ samą funkcję $\Psi = \Psi(\tau)$ jako retransformatę. Potrzebna jest tylko dodatkowa informacja

o wielkościach $G'(\omega)$ i $G''(\omega)$. Informacji tej dostarczą badania nad tarciem, mamy bowiem:

$$G'(\omega) = \int_0^{\infty} \Phi(\tau) \frac{\omega^2 \tau^2}{1 + \omega^2 \tau^2} d\tau$$

$$G''(\omega) = \int_0^{\infty} \Phi(\tau) \frac{\omega \tau}{1 + \omega^2 \tau^2} d\tau,$$
(4.17)

gdzie funkcja dystrybucji $\Phi(\tau)$, określająca kształt widma relaksacyjnego, jest znana z pomiarów zależności siły tarcia od częstości zmian obciążenia (czyli po prostu prędkości toczącej się kuli). Tak więc, należałoby najpierw obliczyć moduły $G'(\omega)$ i $G''(\omega)$ z wzorów (4.17), a następnie odwracając transformacje (4.16), określić funkcję pamięci:

$$\Psi(\tau) = \frac{2}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{G'(\omega)}{\omega} \sin(\omega \tau) d\omega$$
(4.18)

lub

$$\Psi(\tau) = \frac{2}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{G''(\omega)}{\omega} \cos(\omega \tau) d\omega.$$
(4.19)

Badania tarciove mogą zatem posłużyć do pełniejszego opisu własności dynamicznych takich materiałów, jak tworzywa sztuczne lub metale i mogą konkurować z innymi znanymi metodami (np. z pomiarami zaniku amplitud drgań wymuszonych przy różnych zakresach częstości: akustycznych, ultradźwiękowych lub z metodami rezonansowymi, mechanicznymi i innymi).

Uzyskane tą drogą informacje dają nie tylko fenomenologiczny opis zjawisk tłumienia drgań i zdolności materii do dyssypacji energii sprężystej, a więc własności, którą nazywamy też tarciem wewnętrznym, lecz również rzucają pewne światło na strukturę molekularną badanego tworzywa.

Literatura

- [1] F. P. Bowden, J. E. Young, Proc. Roy. Soc., **208 A**, 311 (1951).
- [2] A. M. Bueche, D. G. Flom, Wear, **2**, 168 (1959), *Surface friction and dynamic mechanical properties of polymers*.
- [3] J. S. Courtney-Pratt, E. Eisner, Proc. Roy. Soc., **238 A**, 529 (1957), *The effect of a tangential force on the contact of metallic bodies*.
- [4] A. M. Freudenthal, H. Greiringer, *Handbuch der Physik VI*, Springer Verlag, Berlin—Göttingen—Heidelberg, 1958.
- [5] M. Halaunbrenner, Postępy Fizyki, **11**, 23 (1960). *Współczesne problemy w badaniach nad tarciem, zużyciem i smarowaniem metali*.

- [6] W. Krzyś, M. Życzkowski, *Sprężystość i plastyczność — wybór zadań i przykładów*, PWN, Warszawa 1962.
- [7] W. D. May, E. L. Morris, D. A. A. tack, *J. Appl. Phys.*, 30, 1713 (1959), *Rolling friction of a hard cylinder over a visco-elastic material.*
- [8] W. Nowacki, *Teoria pełzania*, Arkady, Warszawa 1963.
- [9] B. G. Rightmire, *Proc. of the Conference of Lubrication and Wear, London 1957*, *Probable behaviour of contacts in the sliding process.*
- [10] V. Szczedrow, *Proc. of the Conference of Lubrication and Wear, London 1957*, *On preliminary displacement.*
- [11] D. Tabor, *Proc. Roy. Soc.*, 251 A, 378 (1959), *Junction growth in metallic friction: the role of combined stress and surface contamination.*

A. Wrzesińska

Katedra Fizyki Doświadczalnej
Uniwersytetu Mikołaja Kopernika w Toruniu

Termoluminescencja i jej zastosowanie w geologii

Wstęp

Metoda termoluminescencji zdobywa coraz większe zastosowanie w różnych dziedzinach wiedzy i praktyki. W roku 1963 minęło 10-lecie pierwszych prób zastosowania jej w geologii, w szczególności do badania wieku i historii termicznej Ziemi.

Mimo, że krzywym termoluminescencji poświęcono nieco miejsca w artykułach A. Jabłońskiego [1] i Z. Polańskiego [2], przypomnę zasadnicze cechy tej metody i funkcję, jaką spełnia w badaniu ciała stałego, a w szczególności w badaniu fosforów krystalicznych.

Jak wiadomo, w ciałach o strukturze krystalicznej istnieją zawsze pewne defekty struktury. Niektóre z tych defektów posiadają dodatni ładunek efektywny, mogą więc chwytać elektrony przewodnictwa — są pułapkami elektronowymi. Najpospolitszym z takich defektów jest luka po jonie ujemnym. W przypadku fosforów siarczkowych jest to luka po siarce. W fosforach siarczkowych istnieje jednak wiele innych, mniej znanych defektów pułapkowych. Pułapkowe defekty struktury tworzą poziomy lokalne, leżące w strefie energii wzbronionych, a ich odległość od najniższego poziomu pasma przewodnictwa nazywa się głębokością pułapki. Głębokości te odgrywają decydującą rolę, jeśli chodzi o szybkość gaśnięcia fosforescencji i można je znaleźć z rozkładu doświadczalnej krzywej gaśnięcia, pod warunkiem, że się zna kinetykę luminescencji. Metodę tę zastosował D. Curie [3] do znalezienia rozkładu głębokości pułapek w ZnS—Cu, zakładając, że elementarne prawo gaśnięcia jest wykładnicze, że kinetyka luminescencji jest typu monomolekularnego. Dla fosforów fotoprzewodzących założenie takie nie jest na ogół słuszne, ale można je traktować jako przybliżenie, uzasadnione w niektórych przypadkach. Gdy w fosforze występuje duża różnorodność głębokości pułapek, tak np. jak jest w ZnS—Cu, wówczas metoda rozkładu krzywej gaśnięcia jest bardzo żmudna. Do znajdowania głębokości pułapek, a dalej do badania rodzaju defektów, tworzących pułapki, stosuje się najczęściej metodę termoluminescencji¹.

¹ Metoda termoluminescencji nie nadaje się tylko do badania bardzo głębokich pułapek, gdy w temp. odpowiadającej wierzchołkowi termoluminescencji występuje bardzo silne gaszenie termiczne.

Krzywa termoluminescencji przedstawia zależność natężenia fosforescencji od temperatury, przy określonym sposobie zmiany tej ostatniej. Najczęściej stosuje się jednostajny wzrost temperatury z czasem.

W badaniach pułpkowych defektów struktury w fosforach i innych półprzewodnikach chodzi najczęściej o znalezienie głębokości oraz o populację poszczególnych grup pułpek. W tym celu badany fosfor wzbudza się w temperaturach możliwie najniższych aż do osiągnięcia stanu równowagi, a następnie po wyłączeniu promieniowania wzbudzającego i pewnej krótkiej przerwie uruchamia się aparaturę, pozwalającą ogrzewać fosfor ze stałą prędkością. Jako detektor luminescencji służy fotokomórka ze wzmacniaczem lub fotopowielacz. Urządzenie rejestrujące zależność natężenia fosforescencji od temperatury (I od T) jest różne w różnych aparaturach. Może to być ekran z papierem światłoczułym jak w pracy [4], lub inne urządzenie samopiszące, można wreszcie użyć do tego celu ekranu oscylografu katodowego o długiej podstawie czasu.

Pragnę przypomnieć, że metodę termoluminescencji do badania głębokości pułpek zaproponował Urbach [5], potem stosował ją Katz i Solomoniuk, ale rozpowszechniła się ona dopiero po ogłoszeniu prac Randalla i Wilkinsa [6].

Urbach opierając się na krzywych termoluminescencji dla KCl—Tl, podał empiryczną formułę na obliczenie głębokości pułpki $\varepsilon = T^+/500$. T^+ — temperatura odpowiadająca maksimum wierzchołka termoluminescencji². Formuła została wydedukowana, ponieważ w przypadku KCl—Tl jedna z głębokości pułpek znana była z teorii.

Randall i Wilkins zakładając monomolekularną kinetykę luminescencji w fosforach krystalicznych, otrzymali na krzywą termoluminescencji następujący wzór:

$$I = n_0 s \exp\left(\frac{-\varepsilon}{kT}\right) \exp\left[\left(\frac{-s}{\beta} \int_{T_0}^T \exp\left(\frac{-\varepsilon}{kT}\right) dT\right)\right], \quad (1)$$

gdzie $\beta = \frac{dT}{dt}$ — szybkość ogrzewania, s — stała charakterystyczna dla danego fosforu, k — stała Boltzmana, T — temperatura bezwzględna w danym momencie, T_0 — temperatura podczas wzbudzania, t — czas, n_0 — stężenie wzbudzonych centrów w momencie przzerwania wzbudzenia.

Ze wzoru tego Randall i Wilkins wyliczają głębokości pułpek zakładając, że średni czas życia elektronu w danej pułpce niewiele się różni od jednej sekundy w temperaturze odpowiadającej maksimum wierzchołka termoluminescencji T^+ , a więc

$$\varepsilon = kT^+ \ln s \cdot [1 + f(\beta, s)].$$

Przyjęto $f(s, \beta) \ll 1$.

Jednak warunek ten nie zawsze jest spełniony, np. dla ZnS jest spełniony

tylko przy szybkim ogrzewaniu i na ogół formuła $\varepsilon = kT^+ \ln s$ jest słabym przybliżeniem [8].

Inne metody obliczenia głębokości pułapek z położenia maksimum wierzchołków termoluminescencji w skali temperatur podali G. D. Curie [8] oraz A. Wrzesińska [4]. W obu ostatnich metodach wychodzi się z warunku na maksimum termoluminescencji $dI/dT = 0$, co przy założeniu kinetyki monomolekularnej (wzór 1) prowadzi do wzoru

$$\frac{\varepsilon}{kT^{+2}} = \frac{s}{\beta} \exp(-\varepsilon/kT^+). \quad (2)$$

G. i D. Curie przez numeryczne obliczanie rozwikłali ten związek z dokładnością większą niż 1%, otrzymując wzór

$$T^+ = K\varepsilon + T_0,$$

gdzie K i T_0 zależą od prędkości ogrzewania i od przyjętego s . Są one podane numerycznie w pracy [8] dla dużego zakresu K i T_0 , co pozwala zrobić wykres, z którego można odczytać również wartości pośrednie.

Metoda graficzna zastosowana została w pracy [4] dla znalezienia ε z równania (2). Oznaczając: $z = \varepsilon/kT^+$ oraz $u = sT^+/\beta$ otrzymuje się $z + \ln z = \ln u$. Z wykresu funkcji $z + \ln z$ w zależności od z można znaleźć z odpowiadające doświadczalnemu u , a $\varepsilon = zkT^+$.

Jak wykazały rachunki przedstawione w pracy [4], różnica w wartościach ε otrzymanych tą metodą bardzo mało zależy od tego, czy mechanizm jest mono-, czy bimolekularny. Różnice są rzędu 3—4%, podczas gdy błędy, wynikające z niedokładności odczytania temperatury maksimum wierzchołków są rzędu 10%.

Obecnie jednym ze źródeł największych błędów przy wyznaczaniu ε jest niedokładna znajomość s (s — stała charakterystyczna dla danego fosforu, zależna od siatki krystalicznej, ale na ogół mniejsza od częstości drgań optycznych siatki). Randall i Wilkins podali metodę znalezienia s , ale jest ona dość zmutna, wymaga wielkiej precyzji doświadczenia i pozwala określić s tylko co do rzędu wielkości. Niemniej często korzysta się z wartości na s , obliczonych tą metodą³. Wartość s obliczyć można dokładniej w tym przypadku, gdy znana jest z teoretycznych obliczeń głębokość jednego rodzaju pułapek. Tak jest np. dla centrów barwnych w chlorkach alkali. Istnieje jeszcze metoda, w której oblicza się głębokość pułapki znając tylko temperatury T_1 i T_2 tego samego maksimum krzywej termoluminescencji przy dwu różnych prędkościach ogrzewania fosforu β_1 i β_2 . Przekształcając wzór (2) i stosując go przy dwu prędkościach ogrzewania β_1 i β_2 mamy:

$$T_1 \ln \frac{sk}{\varepsilon} \cdot \frac{T_1^2}{\beta_1} = T_2 \ln \frac{sk}{\varepsilon} \cdot \frac{T_2^2}{\beta_2}$$

³ Nazwę „wierzchołek“ zastosowano tu zamiast ang. słowa *peak*.

³ Wg Saddy [9] wartości s obliczone wyżej wspomnianą metodą Randalla są zbyt duże. Metoda rozkładu krzywej gaśnięcia na krzywe elementarne daje mniejsze wartości na s .

stąd

$$\ln \frac{sk}{\varepsilon} = \frac{T_2 \ln \frac{T_2^2}{\beta_2} - T_1 \ln \frac{T_1^2}{\beta_1}}{T_1 - T_2}.$$

Stosując oznaczenia: $\ln \frac{sk}{\varepsilon} = a$ otrzymujemy $s = \frac{\varepsilon}{k} \exp(a)$. Podstawiając następnie $s = \frac{\varepsilon}{k} \exp a$ do wzoru $\varepsilon = kT \ln \frac{sk}{\varepsilon} \frac{T^2}{\beta}$ otrzymujemy

$$\varepsilon = kT \ln \frac{T^2 \exp a}{\beta} = kT \left(\ln \frac{T^2}{\beta} + a \right).$$

Metoda ta obarczona jest jednak dużym błędem, ponieważ temperatura maksimum wierzchołka T^+ zmienia się stosunkowo mało w zależności od β . Błąd w tej metodzie wynosi 20—30%, w zależności od dokładności samych pomiarów.

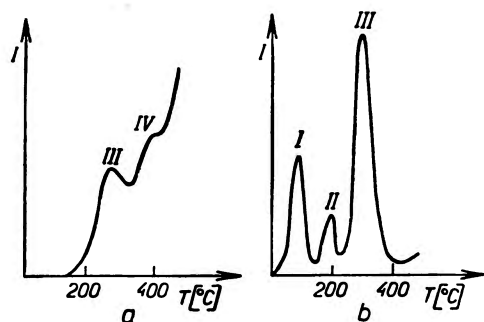
Analogiczną do termoluminescencji metodę badania pułapkowych defektów struktury zastosować można również do nielumineszujących, ale fotoprzewodzących półprzewodników. W tym przypadku należy wykreślić zmianę fotoprądu w zależności od jednostajnie zmieniającej się temperatury po wyłączeniu światła wzbudzającego. Metodę tę zaproponował Bube.

Krzywe termoluminescencji fosforów otrzymać można, wzbudzając je nie tylko nadfioletem, ale również promieniami X , β lub innymi promieniami jonizującymi.

Zastosowanie w geologii

Jak wspomniano wyżej, przy badaniu pułapek w fosforach wzbudza się je na ogół tak długo, aż ustali się stan równowagi. W niektórych jednak przypadkach stosuje się słabe i krótkotrwałe wzbudzenia, wówczas pułapki będą tylko częściowo zapełnione, a wysokości wierzchołków termoluminescencji odpowiednio niższe niż przy wzbudzaniu do nasycenia. Zastosowanie termoluminescencji w geologii opiera się na fakcie, że istniejące w danym materiale pułapki elektronowe mogą być więcej lub mniej zapełnione oraz na fakcie, że wiele naturalnych minerałów przy ogrzewaniu wykazuje wysokotemperaturowe wierzchołki termoluminescencji, mimo że w doświadczeniu nie zastosowano wzbudzania przed ogrzewaniem. Tego rodzaju termoluminescencję nazywa się naturalną. Skłoniło to Danielsa w roku 1953 do zaproponowania termoluminescencyjnej metody badań w geologii. W przypadku naturalnej termoluminescencji pułapki w minerałach zostały częściowo zapełnione elektronami na skutek działania promieni jonizujących, pochodzących najczęściej od promieniotwórczych zanieczyszczeń w badanym mineralu. Oczywiście w minerałach, wykazujących termoluminescencję, muszą istnieć ponadto domieszki, grające rolę aktywatorów. Energia termiczna wyzwala elektrony z pułapek, a ich rekombinacja ze wzbudzonymi centrami luminescencji jest promienista.

Aparatury stosowane do badania termoluminescencji w geologii są analogiczne do aparatów używanych przy badaniu termoluminescencji fosforów, jednak ponieważ w geologii najważniejsze są wysokotemperaturowe wierzchołki, więc trzeba ogrzewać próbki do wysokich temperatur; stąd konieczność użycia filtrów osłaniających fotopowielacz przed promieniowaniem podczerwonym oraz chłodzenie fotopowielacza. Suma światła, zawarta w mineralu nie nasświetlonym sztucznie, jest na ogół niewielka, więc dla polepszenia stosunku sygnału pochodzącego od luminescencji do szumu fotopowielacza stosuje się bardzo szybkie ogrzewanie; 10—100°/sek. Krzywa termoluminescencji jest najczęściej rejestrowana na ekranie oscylografu katodowego o długiej podstawie czasu.



Rys. 1. Krzywe termoluminescencji: naturalna — *a* i sztuczna — *b* dla fluorytu z Wölsendorf

W pierwszych badaniach, w celu określenia wieku danej skały dokonywano następującej serii pomiarów:

1. Kreślono krzywą termoluminescencji dla próbki naturalnej.
2. Wygrzewano tę próbkę dość długo w wysokiej temperaturze, aby opróżnić z elektronów możliwie wszystkie pułapki.
3. Po wygrzaniu próbkę nasświetlano promieniowaniem jonizującym, najczęściej promieniowaniem β lub X i badano wzrost wysokości wierzchołków termoluminescencji, lub powierzchni pod nimi ze wzrostem dawki promieniowania.

Według pracy Gröglera, Houtermanna i Stauffera wysokość wysokotemperaturowego wierzchołka, a również powierzchnia pod nim, jest proporcjonalna do dawki promieniowania⁴. Najlepiej jednak zastosować taką dawkę promieniowania sztucznego, aby odpowiedni wysokotemperaturowy wierzchołek był równy co do powierzchni lub co do wysokości analogicznemu wierzchołkowi w próbce naturalnej. Dobrze jest również wygrzać nieco próbkę po sztucznym wzbudzeniu, tak by nie tylko wysokość, ale również i kształt wierzchołka otrzymanego przy sztucznym dawkowaniu był taki sam jak w naturalnej termoluminescencji. Rysunek 1*a* przedstawia „naturalną” krzywą termoluminescencji fluorytu z Wölsendorf, 1*b* — krzywą termoluminescencji tego samego

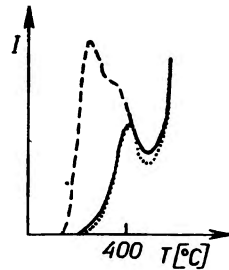
⁴ Wydaje się, że jest to słuszne tylko w małym zakresie zmian dawki, gdy pułapki są dalekie od stanu nasycenia.

fluorytu po jego wygrzaniu i sztucznym wzbudzeniu dawką 1000 rentgenów. Rys. 2 daje porównanie „naturalnej“ termoluminescencji starej ceramiki z termoluminescencją przy sztucznym wzbudzeniu tego materiału. Zastosowano przy tym wygrzewanie w temp. 300°C po wzbudzeniu.

W ten sposób wyznacza się dawkę, którą otrzymał minerał od ciał promieniotwórczych z otoczenia w ciągu wieków od czasu ostatniego silnego ogrzania. Aby obliczyć ten czas, trzeba znać jeszcze szybkość dawkowania i ta sprawa wymaga najwięcej precyzji, bo najczęściej oblicza się ją z pomiaru aktywności właściwej oraz z zawartości ciał promieniotwórczych w próbce. Obliczona w ten sposób szybkość dawkowania R odnosi się do chwili obecnej. Można jednak obliczyć średnią R , biorąc pod uwagę, że wcześniej szybkość dozowania była nieco większa. Dla czasów rzędu tysięcy lat poprawka jest bardzo mała.

Mając już całkowitą dawkę D i średnią prędkość dawkowania \bar{R} , otrzymujemy się czas t z prostego wzoru

$$t = \frac{D}{\bar{R}}.$$



Rys. 2. Krzywe termoluminescencji ceramiki greckiej (3500 lat p.n.e.): — naturalna; ---- sztuczna przy dozie 6000 rentgenów; sztuczna również przy dozie 6000 rentgenów, ale przy zastosowaniu wygrzewania w temperaturze 3000°C

Przyrównując dawkę, którą otrzymał minerał w ciągu wieków swego starzenia do dawki promieniowania sztucznego, wywołującego wierzchołek o tej samej wysokości lub powierzchni, opierano się na trzech założeniach:

1) że dla wziętego pod uwagę wysokotemperaturowego wierzchołka można pominąć wyświecanie w temperaturze, w której minerał przebywał w ciągu swego starzenia się;

2) że ogrzewanie, któremu w doświadczeniu poddawano próbkę, aby „wypędzić“ elektrony z pułapek, nie zmienia stężenia samych pułapek;

3) że wpływ promieniowania jonizującego na badaną próbkę polega tylko na zapelnianiu pułapek i że jednocześnie nie zmienia się stężenie samych pułapek.

Jak się okazuje, żadne z tych założeń nie jest spełnione ściśle. Znalaziono jednak sposoby dla uniknięcia lub zmniejszenia błędów obliczania czasu metodą termoluminescencji. Aby błąd, wynikający z pominięcia wyświecania, był znikomo mały, należy do oznaczania dawki wziąć wysokotemperaturowy wierz-

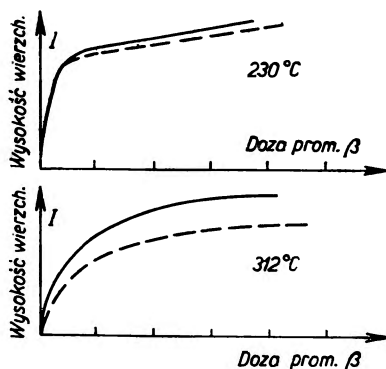
chołek termoluminescencji. Np. w wapieniach występują dwa „naturalne“ wierzchołki termoluminescencji, jeden posiadający maksimum przy 230°C , drugi przy 312°C . Ten ostatni służy do oznaczania dawki. Jak łatwo oszacować, można dla niego pominąć wpływ wyświecania w czasie starzenia się. Oznaczmy prawdopodobieństwo wyswobodzenia elektronu z pułapki odpowiadającej wierzchołkowi 1 (maksimum 230°) przez p_1

$$p_1 = s \exp(-\varepsilon_1/kT),$$

a prawdopodobieństwo wyswobodzenia elektronu z pułapki głębszej — przez p_2 , to wówczas

$$p_1/p_2 = \exp[(\varepsilon_2 - \varepsilon_1)/kT].$$

Pułapki odpowiadające rozważanym wierzchołkom różnią się głębokością o kilka dziesiątych eV, podczas gdy kwant energii cieplnej w temperaturze,



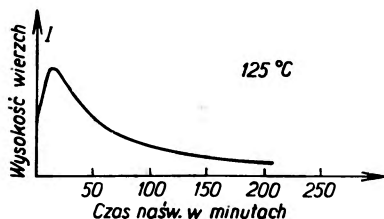
Rys. 3. Wpływ silnego wygrzewania na wysokość wierzchołków 230°C i 312°C termoluminescencji wapieni — przy sztucznym dawkowaniu, — — — — próbki, które nie były wygrzewane; - - - - - — próbki silnie wygrzewane przed dawkowaniem

w której przebywały wapienie, jest rzędu setnych elektronowolta. Wobec tego prawdopodobieństwo wyswobodzenia elektronu z pułapki głębszej jest przynajmniej o 5 rzędów wielkości mniejsze niż prawdopodobieństwo wyswobodzenia elektronu z pułapki płytszej. Jeśli więc w „naturalnej“ termoluminescencji występuje wierzchołek o maksimum przy 230°C (nie został całkowicie wyświecony), to błąd wynikający z pominięcia wyświecania wierzchołka 312°C w czasie starzenia się minerału jest rzeczywiście znikomo mały.

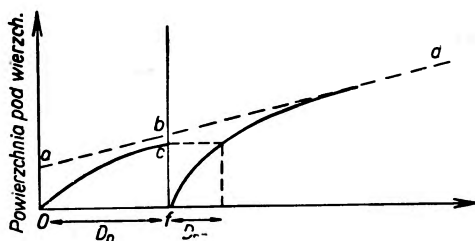
Większy błąd popełnia się zakładając, że ogrzewanie, mające na celu usunięcie elektronów z pułapek (stosuje się przy temp. około 500°C przez czas rzędu godzin) nie zmienia stężenia samych pułapek. Jak się okazało, ogrzewanie takie zmniejsza „czułość termoluminescencyjną“ badanej próbki. Według Zellera i Ronca [12] zmniejsza się stężenie pułapek, ale może to być również wywołane wzrostem stężenia centrów gaszących. Rys. 3 obrazuje wpływ wygrzewania na wysokość wierzchołków 230° i 12°C .

Znaleziono jednak inny sposób opróżniania pułapek z elektronów, a mianowicie długotrwałe naświetlanie promieniowaniem nadfioletowym. Po 24 godzinach naświetlania nadfioletem lampy rtęciowej pozostałość termoluminescencji wynosi 1% dla wierzchołka 230°C, a 13,3% dla wierzchołka 312°C. Ilustruje to rys. 4. Przy tym ten sposób „osuszania“ pułapek z elektronów nie zmienia „termoluminescencyjnej czułości“.

Założenie, że promieniowanie jonizujące powoduje jedynie zapełnianie pułapek, zostało również podważone następującym wynikiem. Okazało się, że gdy zmierzono metodą termoluminescencji wiek dwu skał z tego samego okresu (było to wiadome z pomiarów innymi, już wypróbowanymi, metodami),



Rys. 4. Wpływ promieniowania nadfioletowego na wysokość wierzchołka termoluminescencji (125°C) marmuru z Antarktydy



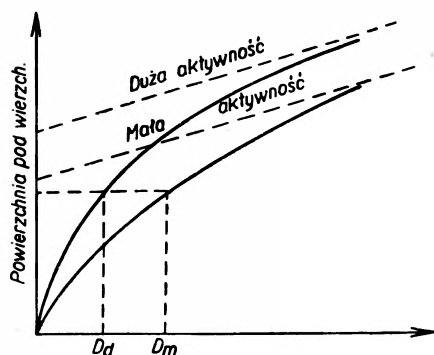
Rys. 5. Wzrost naturalnej i sztucznej termoluminescencji w miarę wzrostu dawki

różniących się aktywnością właściwą, to skała o większej aktywności wydawała się młodsza niż skała o mniejszej aktywności, a przy tym czas wyznaczony metodą termoluminescencji był krótszy niż wyznaczony innymi metodami. Zjawisko to wyjaśniono przyjmując, że pod wpływem promieniowania jonizującego wzrasta również stężenie samych pułapek. Wpływ wzrostu stężenia pułapek na wyniki wyjaśniono na rys. 5 i 6. Na rys. 5, na lewo od punktu f , przedstawiono tworzenie się i zapełnianie pułapek w ciągu starzenia się skały. Założono przy tym, że wzrost stężenia pułapek zachodzi liniowo z dawką (linia przerywana ab). Linia oc przedstawia szybkość zapełniania pułapek (początkowo zachodzi ono szybciej, później wolniej). W momencie badania próbki stężenie pułapek przedstawia odcinek fb , a stężenie pułapek zapełnionych — odcinek fc . Po usunięciu elektronów z pułapek (odpowiednim promieniowaniem) stosuje się sztuczne dawkowanie, ale jeśli użyto odpowiedniego sposobu „osuszania“ pułapek, to stężenie wszystkich pułapek nie zostało przy tym zmienione, a działanie promieniowania użytego do sztucznego wzbu-

dzania termoluminescencji wywołuje dalszy, równomierny wzrost stężenia pułapek (odcinek bd na rys. 4). Jednak przy większym stężeniu pułapek są one szybciej zapełniane, krzywa zapełniania będzie bardziej stroma. W doświadczeniu przyrównywało się dawkę promieniowania sztucznego, dającego tę samą powierzchnię termoluminescencji, do dawki promieniowania naturalnego. Jak widać z rys. 5, $D_{sz} < D_n$. Rys. 6 wyjaśnia pozorną różnicę wieku dwu minerałów o różnej promieniotwórczości właściwej.

W dalszych badaniach należy przyjąć $D_n = z \cdot D_{sz}$, gdzie $z > 1$. Rzeczą przyszłości jest wycechować dane materiały ze względu na z , tzn. znaleźć z dla danego materiału w funkcji jego aktywności i wieku.

Po ogólnym omówieniu metody i trudności, które trzeba jeszcze pokonać, aby wyniki były miarodajne, przedstawione będą niektóre, skromne jeszcze, osiągnięcia w tej dziedzinie.



Rys. 6. Krzywe zależności termoluminescencji od dawki dla dwu próbek o tym samym wieku ale różnej zawartości zanieczyszczeń promieniotwórczych

Wyznaczono wiek wielu wapieni, uzyskując dość dobrą zgodność z wynikami, osiągniętymi innymi metodami. W przypadku wapieni, w których występują dwa wierzchołki termoluminescencji (230 i 312°C), można uniknąć żmudnego oznaczania szybkości dawkowania metodami promieniotwórczymi, wykorzystując do tego niskotemperaturowy, częściowo wyświecony, wierzchołek 230°C. Dla tego wierzchołka trzeba uwzględnić wyświecanie w temperaturze, w której zachodziło starzenie się próbki. Wobec tego równanie na zmianę stężenia n_1 elektronów w pułapkach płytszych przy starzeniu się jest:

$$\frac{dn_1}{dt} = bR(N - n_1) - pn_1,$$

gdzie: N jest stężeniem wszystkich pułapek, R — szybkość dozowania, inne oznaczenia — jak poprzednio.

Po scałkowaniu otrzymujemy:

$$n_1 = \frac{bRN}{bR + p} [1 - \exp(-bRt - pt)].$$

Jak było wyżej pokazane dla wierzchołka 312°C, można pominąć wyświecanie w temperaturze starzenia się próbki, ponieważ wapienie są skałami osadowymi, temperatura zbiorników wody — oceanów, w których przebywały — nie jest wysoka. Dla tego wierzchołka równanie na zmianę stężenia n_2 elektronów w pułapkach będzie:

$$\frac{dn_2}{dt} = bR(N - n_2),$$

wobec tego

$$n_2 = N[1 - \exp(-bRt)].$$

Te dwa równania pozwolą obliczyć zarówno R jak i t , bo wszystkie inne wielkości można wyznaczyć z doświadczenia, a mianowicie b z szybkości zapełniania pułapek przy danej szybkości dawkowania sztucznego, N — z dawki dającej nasycenie wierzchołka przy sztucznym naświetlaniu.

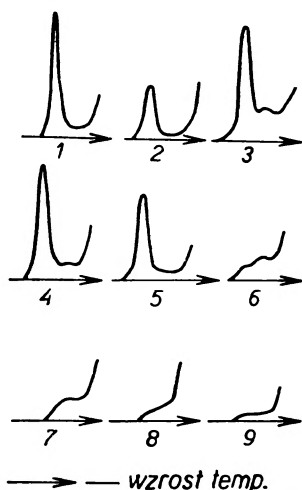
Porównanie termoluminescencji wapieni pochodzenia hydrotermicznego dla próbek wziętych tuż przy źródle i w coraz większej odległości wykazało, że względne wzbudzenie pułapek, mierzone powierzchnią pod krzywą termoluminescencji między odpowiednio wybranymi temperaturami mogło być miarą odległości od ciepłego źródła. Wierzchołki termoluminescencji były coraz wyższe, im dalej od termy, mimo tej samej ich radioaktywności.

Zeller w 1960 r. zastosował metodę termoluminescencyjnego datowania do zbadania wieku zlodowacenia Antarktydy. W termoluminescencji wapieni z Antarktydy (przechowywanych w odpowiednio niskiej temperaturze) oprócz wyżej wymienionych wierzchołków występuje ponadto niskotemperaturowy wierzchołek o maksimum przy 120°C. Mierząc jeszcze aktywność właściwą wapieni z Antarktydy Zeller określił czas przez który Antarktyda była pokryta lodem, na 200 000 lat.

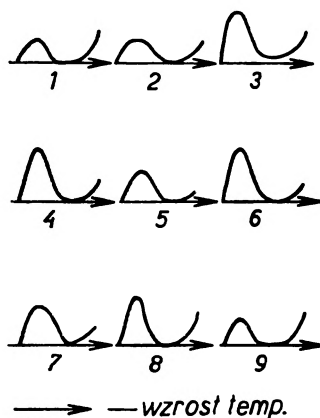
Rys. 7a przedstawia naturalne krzywe termoluminescencji dla różnych meteorytów. Ze względu na kształt krzywych termoluminescencji można je podzielić na dwie grupy. Pierwsze pięć meteorytów posiada wyraźny niskotemperaturowy wierzchołek, następne meteoryty (od Holbrook do Aigle) posiadają tylko wysokotemperaturową część krzywej termoluminescencji naturalnej. Różnice te nie wynikają z różnic składu, z różnic rodzaju defektów struktury, bo krzywe termoluminescencji wzbudzone sztucznie są dla tych wszystkich meteorytów bardzo podobne, co wykazuje rys. 7b.

Różnice w termoluminescencji naturalnej pochodzą z różnic w historii termicznej tych meteorytów; meteoryty drugiej grupy były silniej ogrzane. Przechodziły w swej wędrówce ku ziemi, być może, bliżej słońca niż meteoryty z grupy pierwszej. Znalaziono nawet meteoryty, które nie dają wcale termoluminescencji naturalnej, ale są dobrze wzbudzone promieniowaniem sztucznym. Określenie wieku meteorytów termoluminescencją nie jest możliwe, ponieważ wysokotemperaturowy wierzchołek w naturalnej termoluminescencji jest już nasycony. Można jedynie określić dolną granicę ich wieku. W przypadku

meteorytów czynnikiem jonizującym (zapełniającym pułapki) jest promieniowanie kosmiczne. Szybkość dawkowania przez promieniowanie kosmiczne na granicy atmosfery jest rzędu 1—10 rentgenów na rok. Obliczono, że meteoryty musiały być pod wpływem tego promieniowania co najmniej 10^5 — 10^6 lat.



Rys. 7a. Naturalna termoluminescencja meteorytów: 1 — Bjurböle, 2 — Moes, 3 — Seuhadja, 4 — Sokobauja, 5 — Pultusk, 6 — Holbrook, 7 — Zaviol, 8 — Koroonda, 9 — Aigle



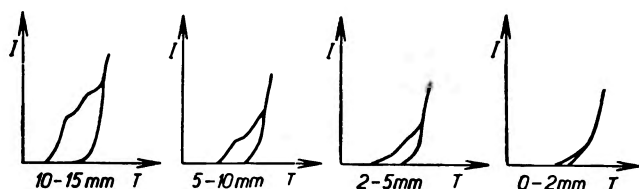
Rys. 7b. Termoluminescencja meteorytów, wzbudzona sztucznie (uwaga: nie podano tu skali temperatur, jednak jest ona jednakowa we wszystkich przypadkach). Oznaczenia meteorytów jak na rys. 7a

Tak znaleziona dolna granica wieku meteorytów jest dużo mniejsza niż wiek wyznaczony ze stosunku $^3\text{He}/^3\text{H}$.

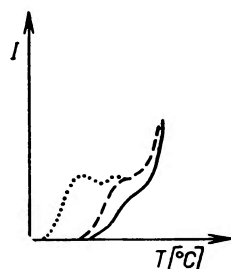
Rys. 8 przedstawia krzywe termoluminescencji tego samego meteorytu dla próbek wziętych z różnych głębokości pod powierzchnią meteorytu. Okazuje się, że począwszy od głębokości 15 mm termoluminescencja nie zmienia się, meteoryt przy swoim spadku w atmosferze ziemi „nie miał czasu“ ogrzać się głębiej do temperatury wyższej niż 180°C . Informacja ta ma znaczenie przy

określaniu wieku meteorytów metodą K/A (potas—argon) lub $^3\text{H}/^3\text{He}$. Trzeba bowiem wiedzieć, w jakim stopniu gazy te uchodziły z próbki podczas jej spadku.

Czas otrzymany metodą termoluminescencji jest czasem liczonym od ostatniego ogrzania. Metoda termoluminescencji jest szczególnie przydatna do określania wieku minerałów, które były silnie ogrzane przy tworzeniu się, a więc — do materiałów wulkanicznych. Próbowano ją również zastosować do określania wieku starej ceramiki i cegieł. Świeżo wyprażona ceramika nie wykazuje wcale



Rys. 8. Termoluminescencja próbek meteorytu, wziętych z różnych głębokości pod powierzchnią



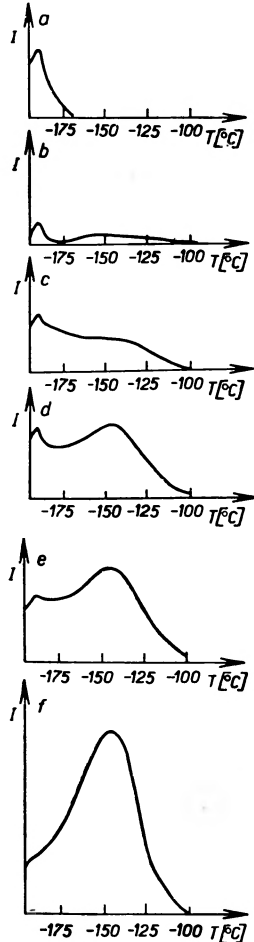
Rys. 9. Naturalna i sztucznie wzbudzona termoluminescencja ceramiki sprzed około 1200 lat p.n.e. ——— — naturalna; ----- — sztuczna, 3000 rentgenów; — sztuczna, 3000 rentgenów, wygrzewana po naświetleniu

naturalnej termoluminescencji; dla ceramiki młodszej niż 1900 lat termoluminescencja jest bardzo słaba (na granicy czułości dotąd stosowanych aparatur), ale przy datowaniu starszych ceramik otrzymano wyniki, zgodne z otrzymanymi innymi metodami. Rys. 2 i rys. 9 przedstawiają termoluminescencję starej ceramiki.

Metodę termoluminescencji zastosowano również do badania ciśnienia i historii krystalizacji lodu.

Termoluminescencja lodu odkryta została przez Grossweinerja i Mathena w 1952 r. przy wzbudzaniu promieniami X i promieniami β . Lód wykazuje dwa niskotemperaturowe wierzchołki, jeden o maksimum przy -190°C , drugi przy -140°C i nie wykazuje wobec tego naturalnej termoluminescencji. Okazało się, że stosunek wysokości dwu wierzchołków termoluminescencji lodu zależy od ciśnienia i stopnia krystalizacji, co przedstawia rysunek 10. Na rys. 10*d, e, f* przedstawione są krzywe termoluminescencji próbek pobranych z różnych głębokości lodowca Jungfraujoeh. Pomiaru dokonywano w tym samym dniu po pobraniu próbki z lodowca. Aby potwierdzić wnioski co do

wpływu ciśnienia na lód naturalny, poddawano sztucznie otrzymany lód ciśnieniu 60 kg/cm^2 , co odpowiada głębokości lodowca 640 m (jest to więcej niż grubość alpejskich lodowców). Po zastosowaniu tego ciśnienia, natężenie termoluminescencji wzrosło wielokrotnie, ale szczególnie wzrósł wierzchołek

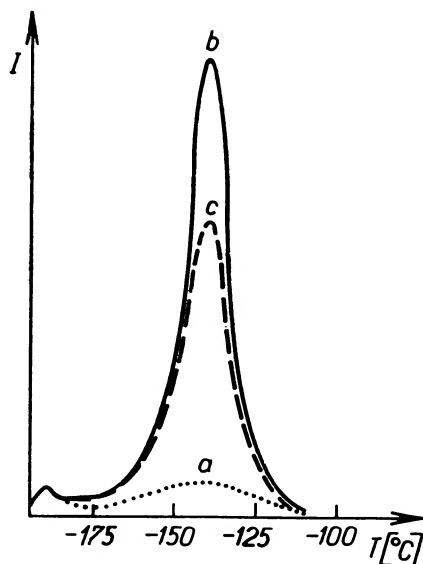


Rys. 10. Krzywe termoluminescencji dla różnych próbek lodu: a) lód zamrożony gwałtownie z pomocą ciekłego powietrza, b) świeżo spadły śnieg, c) śnieg w dwa miesiące później, wykazujący rekrytalizację, d), e), f) próbki lodu, pobrane z coraz głębszych warstw lodowca

o maksimum przy -140°C . Pokazuje to rys. 11. Wpływ ciśnienia na próbkę zanika powoli z czasem po odjęciu tego ciśnienia.

Reasumując, należy powiedzieć, że jeśli chodzi o dokładność, to datowanie z pomocą termoluminescencji ustępuje jeszcze wielu innym metodom, niemniej ma ona przyszłość, przede wszystkim z tego względu, że jest bez porównania szybsza i nie wymaga tak precyzyjnej aparatury jak inne, stosowane dotąd metody. Nad jej udoskonaleniem pracuje obecnie wiele laboratoriów.

Należy przy tym zwrócić uwagę, że w geologii w wielu przypadkach nie chodzi o znalezienie bezwzględnej daty, ale o zbadanie, czy np. dwie skały pochodzące z dwu różnych terenów ziemi należą do tych samych, czy też różnych okresów



Rys. 11. a) Termoluminescencja sztucznie zamrożonego lodu, b) termoluminescencja tej samej próbki, bezpośrednio po zastosowaniu ciśnienia, c) termoluminescencja tej samej próbki 15 dni po zastosowaniu ciśnienia. Krzywe unormowane do wysokości niskotemperaturowego wierzchołka

geologicznych. Poza tym metoda termoluminescencji nadaje się do badania stopnia ogrzania (meteoryty), do badania ciśnienia (lodowce), do badania metamorfizmu itp. Pozwoliła ona np. rozstrzygnąć spór między geologami, dotyczący pytania, które ze skał przechodziły metamorfizm podczas górotwórczego okresu alpejskiego⁵.

Literatura

- [1] A. Jabłoński, *Postępy Fizyki*, 1, 249 (1950).
- [2] Z. Polacki, *Postępy Fizyki*, 13, 165 (1962).
- [3] D. Curie, *Teza*, Paris Masson, 1952.
- [4] A. Wrześcińska, *Acta Phys. Polon.*, 15, 151 (1956).
- [5] F. Urbach, *Wiener Ber.*, 2a, 199 (1930).
- [6] I. T. Randall, M. H. F. Wilkins, *Proc. Roy Soc.*, 184 A, 366 (1945).

⁵ Część niniejszego artykułu, dotycząca zastosowań termoluminescencji w geologii, oparta została głównie na pracach Instytutu Fizyki Uniwersytetu z Bern oraz Wydziału Geologii Uniwersytetu Kansas.

- [7] D. Curie, *Luminescence Cristalline*, Paris 1960. (W tłumaczeniu polskim zostanie wydana przez PWN).
- [8] G. D. Curie, *J. Phys. Rad.*, **26**, 199 (1955).
- [9] O. Saddy, *J. Phys.*, **24**, 199 (1963).
- [10] N. Grögler, F. G. Houtermans, H. Stauffer, referat na Konf. w Genewie — 1960 r.
- [11] E. J. Zeller, L. B. Ronca, *J. Glaciology*, **4**, 453 (1963).
- [12] E. J. Zeller, L. B. Ronca, *Symposium*, Athens — 1962.
- [13] F. G. Houtermans, *Laboratorio di Geologia Nucleare PISA*, 1960, str. 233.
- [14] J. Geiss, E. D. Golberg, North-Holland Publishing Company, Amsterdam 1963, str. 281.
- [15] Grögler, F. G. Houtermans, H. Stauffer, *Helv. Phys. Acta*, **33**, 595 (1960).

Bronisław Kuchowicz

Warszawa

Oddziaływania słabe w wiązkach przeciwbieżnych

Budowa akceleratorów, w których następują zderzenia wiązek cząstek, przyspieszanych w przeciwnych kierunkach, wydaje się rokować dużą przyszłość. Podczas gdy w zwyczajnych akceleratorach energia cząstki bombardującej po przetransformowaniu do układu środka masy znacznie się zmniejsza, tutaj energia w układzie środka masy równa się energii cząstki padającej. Dzięki temu możemy obserwować wiele procesów fizycznych przy jeszcze wyższych energiach niż dotąd. W budowie, bądź też w projekcie znajduje się szereg akceleratorów, w których przeciwbieżnie przyspieszane będą wiązki elektronów i pozytonów. W niektórych z tych urządzeń energia cząstek przyspieszanych dochodzić ma do 1,5 GeV. Jest to wiele, jeśli wziąć pod uwagę, że zderzać się będą elektrony o tej energii z pozytonami o takiej samej energii, poruszającymi się w przeciwnym kierunku. Akceleratory z wiązkami przeciwbieżnymi buduje się w Orsay, Stanford, Nowosybirsku, Moskwie, Charkowie i CERN-ie. Nie o akceleratorach samych chcę tu jednak wspomnieć, tylko o tym, co będzie można dzięki nim osiągnąć w dziedzinie oddziaływań słabych.

Wiadomo, że przekroje czynne dla tych oddziaływań rosną silnie wraz z energią. Przy oddziaływaniu leptonów z leptonami wzrost ten powinien przejawiać się aż do energii rzędu tysiąca gigaelektronowoltów (dla każdej z cząstek zderzających się w ich wspólnym układzie środka masy). Mogą tu także przejawiać się efekty strukturalne, związane z możliwością istnienia bozonu pośredniego dla oddziaływań słabych. Pewne jest w każdym razie, że badania doświadczalne nad oddziaływaniami słabymi w tym zakresie energii, w którym oddziaływania te stają się silne, mogą wnieść wiele nowego do fizyki cząstek elementarnych.

Joffe, Okun i Rudik z Instytutu Fizyki Teoretycznej i Doświadczalnej w Moskwie przeliczyli szereg procesów niesprężystych, które mogą wystąpić przy zderzeniach wiązek przeciwbieżnych. Zainteresowali się oni wyłącznie procesami leptonowymi, zakładając, że nie ma bozonu pośredniego i stosując zwykle oddziaływanie czterofermionowe. Praca ich ukazała się jako raport Nr 246 Instytutu Fizyki Teoretycznej i Doświadczalnej w kwietniu 1964. Warto przytoczyć niektóre jej wyniki w postaci tablicy. W załączonej tablicy zestawione są przekroje czynne dla 12 procesów. Dla porównania wzięto cztery liczone już wcześniej procesy oddziaływania z neutrinami oraz jeden proces z fotonem. Pozostałe procesy są to oddziaływania elektronów z pozytonami i elektronami. Kolumna druga zawiera ogólne wyrażenie dla przekroju czynnego w zależności od energii E każdej z cząstek zderzających się (w układzie środka masy). Wielkość $G = 10^{-5}/M_p^2$ oznacza stałą sprzężenia dla oddziaływań słabych, a A stanowi parametr obciążenia. W trzeciej kolumnie podana jest wartość przekroju czynnego zgodna z warunkiem unitarności dla macierzy S . W czwartej kolumnie znajdują się wartości energii E_0 , przy których dalszy wzrost wartości przekroju czynnego staje się niezgodny z warunkiem unitarności. Dla wyższych energii istotną rolę zacząć odgrywać wyższe człony w amplitudzie rozproszenia. (Obliczenia przytoczone w tablicy oparte są na grafach Feynmana w pierwszym i drugim rzędzie rachunku zaburzeń). Energia powyższa jest rzędu setek GeV. Mamy $\sigma = \sigma_{\max}$ dla $E = E_0$. ω_{\min} oznacza minimalną energię fotonów, rejestrowanych w doświadczeniu.

Dla ósmego procesu w tabelicy oszacowano σ_{100} przyjmując

$$\frac{GA^2}{(2\pi)^2} = 0,1.$$

Wartość σ_{\max} dla tego procesu stanowi przekrój czynny dla przemiany pary e^-e^+ w parę $\mu^-\mu^+$ zgodnie ze zwykłymi rachunkami w ramach elektrodynamiki kwantowej.

W ostatniej kolumnie podano wreszcie wartość liczbową przekroju czynnego, jeśli każda z cząstek zderzających się ma energię 100 GeV w układzie środka masy.

Proces	Przekrój czynny σ	σ_{\max}	E_0 w BeV	σ_{100} dla $E = 100$ GeV
$\nu_e e^- \rightarrow \nu_e e^-$	$\frac{4}{\pi} G^2 E^2$	$\frac{2\pi}{E^2}$	440	$6,5 \cdot 10^{-34}$
$\bar{\nu}_e e^- \rightarrow \bar{\nu}_e e^-$	$\frac{4}{3\pi} G^2 E^2$	$\frac{6\pi}{E^2}$	720	$2,2 \cdot 10^{-34}$
$\nu_\mu e^- \rightarrow \nu_e \mu^-$	$\frac{4}{\pi} G^2 E^2$	$\frac{\pi}{2E^2}$	310	$6,5 \cdot 10^{-34}$
$\bar{\nu}_e e^- \rightarrow \bar{\nu}_\mu \mu^-$	$\frac{4}{3\pi} G^2 E^2$	$\frac{3\pi}{2E^2}$	540	$2,2 \cdot 10^{-34}$
$e^+ e^- \rightarrow \nu_e \bar{\nu}_e$	$\frac{2}{3\pi} G^2 E^2$	$\frac{3\pi}{4E^2}$	540	$1,1 \cdot 10^{-34}$
$\nu_e e^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu \nu_e$	$\frac{\alpha}{9\pi^2} G^2 E^2 \ln \frac{4E^2}{m_\mu^2}$			$6 \cdot 10^{-37}$
$e^+ e^- \rightarrow \nu_e \bar{\nu}_e \gamma$	$\frac{2\alpha}{3\pi^2} G^2 E^2 \ln \frac{4E^2}{m_e^2} \ln \frac{E}{\omega_{\min}}$			$\sim 10^{-25}$
$e^+ e^- \rightarrow \mu^+ \mu^-$	$\frac{2}{3\pi} G^2 E^2 \cdot \frac{G^2 A^4}{(2\pi)^4}$	$\frac{\pi\alpha}{3E^2}$	160	$1,1 \cdot 10^{-36}$
$e^+ e^- \rightarrow e^+ \mu^- \nu_e \bar{\nu}_\mu$	$\frac{2}{45\pi^5} G^4 \left[\frac{7}{24} + 10 - \pi^2 \right] E^8$			$4,2 \cdot 10^{-40}$
$e^+ e^- \rightarrow \mu^+ \mu^- \nu_\mu \bar{\nu}_\mu$	$\frac{1}{135\pi^5} G^4 E^8$			$1,6 \cdot 10^{-40}$
$e^+ e^- \rightarrow \mu^+ \mu^- \nu_e \bar{\nu}_e$	$\frac{1}{180\pi^5} G^4 E^8$			$1,2 \cdot 10^{-40}$
$e^- e^- \rightarrow \mu^- e^- \nu_\mu \nu_e$	$\frac{1}{45\pi^5} G^4 [11 - \pi^2] E^8$			$5,5 \cdot 10^{-40}$

Z. Pająk, J. Stankowski

Instytut Fizyki PAN
Zakład Dielektryków
Poznań

Terminologia radiospektroskopii

W związku z szybkim rozwojem badań radiospektroskopowych w Polsce (Kraków, Poznań, Toruń, Warszawa, Wrocław), wydaje się ważne ustalenie w tej dziedzinie jednolitej terminologii. Artykułem tym chcemy zapoczątkować dyskusję nad mającą obowiązywać terminologią dotyczącą przede wszystkim spektroskopii rezonansów magnetycznych i elektrycznych. W pojawiających się, na razie nielicznych, publikacjach polskich dają się zauważyć rozbieżności terminologiczne. Dlatego zebraliśmy szereg ważniejszych terminów radiospektroskopowych stosowanych w języku angielskim, których polskie tłumaczenia mogą budzić wątpliwości i podajemy nasze propozycje ich polskich odpowiedników.

Termin angielski:

polski odpowiednik:

<i>abundance</i>	zawartość izotopu
<i>adiabatic fast passage</i>	szybkie przejście adiabatyczne
<i>ammonia maser</i>	maser amoniakalny
<i>audio frequency modulation</i>	modulacja o częstotliwości akustycznej
<i>axial field</i>	pole o symetrii osiowej
<i>bulk susceptibility</i>	podatność makroskopowa
<i>calibration of spectra</i>	cechowanie widm
<i>cavity</i>	komora rezonansowa, wnęka rezonansowa, rezonator
<i>chemical shift</i>	przesunięcie chemiczne
<i>coalescence of signals</i>	pokrycie się sygnałów
<i>colidar</i>	radar optyczny
<i>collapse of signals</i>	pokrycie się sygnałów
<i>cross-relaxation</i>	relaksacja skrośna
<i>dipolar broadening</i>	poszerzenie dipolowe (linii)
<i>double irradiation</i>	podwójny rezonans (jądrowo-jądrowy)
<i>double resonance</i>	podwójny rezonans (elektronowo-jądrowy)
<i>electron paramagnetic resonance (EPR)</i>	elektronowy rezonans paramagnetyczny (ERP)
<i>electron spin resonance (ESR)</i>	podwójny rezonans (elektronowo-jądrowy)
<i>ENDOR</i>	wzorzec zewnętrzny
<i>external reference</i>	współczynnik wypełnienia
<i>filling factor</i>	podwójne przejście zgodne
<i>flip-flip transition</i>	podwójne przejście niezgodne
<i>flip-flop transition</i>	separator drobin (w maserach gazowych)
<i>focuser</i>	indukcja swobodna (bez pola wysokiej częstotliwości)
<i>free induction</i>	współczynnik magnetogiryczny
<i>gyromagnetic ratio</i>	duża zdolność rozdzielcza
<i>high resolution</i>	widma silnie rozdzielone
<i>high resolution spectra</i>	spektrometr o dużej zdolności rozdzielczej
<i>high resolution spectrometer</i>	

<i>induced emission</i>	emisja wymuszona
<i>inhomogeneous broadening</i>	niejednorodne poszerzenie (linii)
<i>internal reference</i>	wzorzec wewnętrzny
<i>inversion</i>	odwrócenie (dot. orientacji spinów)
<i>IRASER</i>	laser pracujący w podczerwieni
<i>lattice-bath relaxation</i>	relaksacja spin-siatka
<i>leakage</i>	przeciek
<i>line spacing</i>	odstęp linii
<i>line width between points of maximum slope</i>	szerokość nachyleniowa linii
<i>line width between half-maximum points</i>	szerokość połówkowa linii
<i>lock-in detector</i>	detektor fazowy, synchroniczny
<i>longitudinal relaxation time</i>	czas relaksacji podłużnej (T_1)
<i>low resolution</i>	mała zdolność rozdzielcza
<i>low resolution spectra</i>	widma słabo rozdzielone
<i>magnetogyric ratio</i>	współczynnik magnetogyryczny
<i>nuclear magnetic resonance (NMR), nuclear spin resonance</i>	jądrowy rezonans paramagnetyczny (JRP)
<i>paddle</i>	łopatka (w spektrometrze Blocha)
<i>peak area</i>	powierzchnia sygnału
<i>peak intensity</i>	maksymalne natężenie sygnału
<i>phase memory time</i>	czas pamięci fazy (w układzie spinów)
<i>quadrupole broadening</i>	kwadropolowe poszerzenie (linii)
<i>reference signal</i>	sygnał odniesienia
<i>reflection spectrometer</i>	spektrometr odbiciowy
<i>relaxation wiggles, ringing pattern</i>	dudnienia relaksacyjne
<i>rotating field</i>	pole wirujące
<i>sample spinning</i>	wirowanie próbki
<i>saturation of line</i>	nasylenie linii
<i>saturation of transition</i>	nasylenie przejścia
<i>screening constant</i>	stała ekranowania
<i>shim</i>	ujednorodnienie pola
<i>signal peak area</i>	powierzchnia sygnału
<i>solvent effect</i>	wpływ rozpuszczalnika (dot. oddziaływań z rozpuszczalnikiem)
<i>spin coupling constant</i>	stała sprzężenia spin-spin
<i>spin decoupling</i>	odsprężenie spinów
<i>spin-lattice relaxation</i>	relaksacja spin-siatka
<i>spin-spin coupling</i>	sprężenie spin-spin
<i>spin-spin interaction</i>	oddziaływanie spin-spin
<i>spin-spin splitting</i>	rozszczipienie na skutek sprzężenia spin-spin
<i>spin temperature</i>	temperatura układu spinów
<i>stimulated emission</i>	emisja wymuszona
<i>sweep</i>	modulacja pola (lub częstotliwości)
<i>transition time</i>	czas przejścia (dot. linii rezonansowej)
<i>transmission spectrometer</i>	spektrometr przelotowy, przejściowy
<i>transverse relaxation time</i>	czas relaksacji poprzecznej (T_2)
<i>u-mode component</i>	składowa dyspersyjna (JRP)
<i>v-mode component</i>	składowa absorpcyjna (JRP)
<i>wiggle</i>	dudnienie relaksacyjne
<i>wiggle beats</i>	dudnienia dudnień relaksacyjnych

Dziękujemy Panu Profesorowi Dr A. Piekarze za cenne uwagi. Mamy nadzieję, że zainteresowani radiospektroskopią fizycy zabrają głos w dyskusji.

Nagrody Państwowej Rady do spraw Pokojowego Wykorzystania Energii Jądrowej

Państwowa Rada do spraw Pokojowego Wykorzystania Energii Jądrowej przyznała szereg nagród za rok 1964.

W zakresie fizyki jądrowej nagrody otrzymali:

Nagrodę indywidualną I stopnia — prof. Bronisław Buras (Instytut Badań Jądrowych i Instytut Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Warszawskiego) za wprowadzenie nowej neutronograficznej metody badania struktur krystalicznych oraz zorganizowanie laboratorium neutronograficznych badań strukturalnych.

Nagrodę indywidualną I stopnia — prof. dr Jerzy Janik (Instytut Fizyki Jądrowej i Instytut Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Jagiellońskiego) za zainicjowanie, rozwój badań i osiągnięcia w zakresie analizy dynamiki drobin cieczy i sieci krystalicznych metodą rozpraszania neutronów powolnych.

Nagrodę indywidualną I stopnia — prof. dr Aleksander Zawadzki (Instytut Badań Jądrowych i Zakład Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Łódzkiego) za cykl 5 prac dotyczących wykrycia fotonów wysokiej energii w pierwotnym promieniowaniu kosmicznym.

Nagrodę indywidualną II stopnia — doc. dr Janusz Zakrzewski (Instytut Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Warszawskiego) za wybitny udział w wykryciu ciężkich hyperfragmentów.

Nagrodę zespołową II stopnia — dr Lech Michejda i doc. dr Ryszard Sosnowski (Instytut Badań Jądrowych) za cykl prac dotyczących analizy zderzeń wysokich energii, w szczególności stanów rezonansowych.

Nagrodę zespołową II stopnia — dr Wojciech Gajewski (Instytut Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Warszawskiego),

mgr Jolanta Siemińska (Instytut Badań Jądrowych), mgr Joanna Suchorzewska (Instytut Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Warszawskiego) i doc. dr Przemysław Zieliński (Instytut Badań Jądrowych) za cykl prac z zakresu fragmentacji ciężkich jąder.

Nagrodę zespołową II stopnia — dr Andrzej Budzanowski (Instytut Fizyki Uniwersytetu Jagiellońskiego i Instytut Fizyki Jądrowej), doc. dr Kazimierz Grodowski (Instytut Fizyki Jądrowej i Instytut Fizyki Uniwersytetu Jagiellońskiego), prof. dr Henryk Niewodniczański (Instytut Fizyki Jądrowej i Instytut Fizyki Uniwersytetu Jagiellońskiego) i doc. dr Adam Strzałkowski (Instytut Fizyki Jądrowej i Instytut Fizyki Uniwersytetu Jagiellońskiego) za badania reakcji jądrowych bezpośredniego oddziaływania.

W zakresie zastosowań promieniowania jonizującego otrzymał między innymi

Nagrodę indywidualną I stopnia — prof. dr Włodzimierz Kołos (Instytut Badań Jądrowych i Instytut Fizyki Teoretycznej Uniwersytetu Warszawskiego) za cykl prac teoretycznych dotyczących oddziaływania izotopów wodoru, ustalenia struktury niektórych przejściowych produktów w czasie radiolizy wody oraz stworzenie ośrodka chemii kwantowej.

W zakresie techniki jądrowej

Nagrodę zespołową III stopnia otrzymali — mgr Tadeusz Rzeszoł (Instytut Badań Jądrowych), dr Zbigniew Weiss (Instytut Badań Jądrowych) i mgr Eugeniusz Warda (Instytut Badań Jądrowych) za opracowanie metody pomiaru temperatury widma neutronów termicznych i przeprowadzenie tą metodą pomiarów w ośrodkach mnożących i spowalniających.

W zakresie zastosowań izotopów w technice otrzymał między innymi

Nagrodę indywidualną I stopnia — prof. dr Leopold Jurkiewicz (Instytut

Techniki Jądrowej Akademii Górniczo-Hutniczej) za wprowadzenie metod izotopowych do techniki, w szczególności w zakresie analizy radiometrycznej oraz zorganizowanie Instytutu Techniki Jądrowej Akademii Górniczo-Hutniczej.

Nowi członkowie Amerykańskiej Akademii Sztuk i Nauk

Na 184-tym zebraniu dorocznym Amerykańska Akademia Sztuk i Nauk dokonała wyboru nowych członków. Między innymi wybrani zostali: M. Gell-Mann (California Institute of Technology), S. A. Goudsmit (Brookhaven National Laboratory), G. E. Uhlenbeck (Rockefeller Institute) i J. A. Van Allen (State University of Iowa).

50-lecie Stowarzyszenia Elektryków Polskich

W r. 1969 upływie 50 lat od założenia Stowarzyszenia Elektryków Polskich (SEP). Rocznicę tę SEP pragnie uczcić wydaniem książki pamiątkowej obrazującej historię, dorobek i rozwój polskiej elektryki ze szczególnym uwzględnieniem działalności i wkładu pracy członków tego stowarzyszenia.

Ze względu na zamierzony obszerny zakres monografii i trudności uzyskania źródłowych materiałów SEP zwraca się z apelem o udostępnienie wszelkich materiałów, zbiorów, pamiątek, wspomnień i innych danych dotyczących osiągnięć polskiej elektryki oraz polskich elektryków w kraju i za granicą. Korespondencję w tej sprawie należy kierować pod adresem: Stowarzyszenie Elektryków Polskich, Komisja Historyczna, Czackiego 3/5, Warszawa.

Fizyka cienkich warstw ferromagnetycznych

W dniach od 10 do 15 lipca 1964 r. odbyło się w Irkucku II wszechzwiązkowe sympozjum na temat fizyki cienkich warstw ferromagnetycznych. Wzięło w nim udział 170 fizyków i inżynierów. Na posiedzeniach plenarnych i sekcyjnych wygłoszono około 130 referatów.

Fizyka cienkich warstw ferromagnetycznych wzbudza stale wzrastające zainteresowanie. Warstwy takie, grubości od kilku-

dziesięciu do kilku tysięcy Ångströmów posiadają szereg ciekawych właściwości, odróżniających je od materiałów litych. Stanowią one, przede wszystkim, dobre przybliżenie dwuwymiarowego ciała stałego, co pozwala uzyskać szereg ważnych dla teorii charakterystyk strukturalnych. Z punktu widzenia techniki jest bardzo ważne, że warstwy żelazo-niklowe mogą mieć dwa ustalone stany namagnesowania. Tę własność wykorzystuje się przy konstruowaniu elementów pamięci maszyn matematycznych. Czas przemagnesowywania tych warstw wynosi kilka miliardowych sekundy, co pozwala na zbudowanie maszyn wykonujących setki milionów operacji arytmetycznych w ciągu sekundy.

Tematyka sympozjum skupiała się wokół następujących zagadnień: anizotropia warstw, właściwości quasistatyczne, zjawiska galwanomagnetyczne, technika badań impulsowych, technologia warstw, aparatura badawcza.

Szkoła Letnia Fizyki Jądrowej

W dniach od 23 sierpnia do 9 września 1964 r. odbyły się w Hecegnovi, w Jugosławii, wykłady IX Szkoły Letniej Fizyki Jądrowej, poświęcone strukturze jądra i reakcjom jądrowym. W Szkole uczestniczyło ponad stu słuchaczy z 16 krajów, w tym pięciu Polaków. Program obejmował 6 wykładów:

G. Alaga (Uniwersytet w Zagrzebiu) — *Rozpady β i γ a struktura jądra*,

G. Brown (Nordita) — *Problem wielu ciał i struktura jądra*,

D. Nathan i S. Nilsson (Uniwersytet w Kopenhadze i Uniwersytet w Lund) — *Obecny stan modeli jądrowych*,

J. Bondorf (Nordita) — *Korelacje w reakcjach jądrowych*,

T. Mayer-Kuckuk (Instytut Maxa Plancka, Heidelberg) — *Fluktuacje w reakcjach jądrowych*,

B. Harvey (Uniwersytet Kalifornijski, Berkeley) — *Informacje o strukturze jąder, pochodzące z reakcji bezpośrednich*.

Wykłady odbywały się codziennie w godzinach rannych, natomiast popołudnia zarezerwowane były na seminaria, na których uczestnicy Szkoły referowali prace

własne. Ze względu na to, że znaczna liczba uczestników Szkoły zajmuje się „fluktuacjami Erica”, zorganizowano specjalne seminarium poświęcone temu zagadnieniu. Przedstawiono na nim szereg wyników otrzymanych ostatnio w różnych laboratoriach oraz omówiono prace będące w toku lub planowane na najbliższą przyszłość.

Mimo dużej liczby uczestników organizacja Szkoły była bardzo dobra, co niewątpliwie było zasługą jej sekretarza dr N. Cindro (Instytut Ruder Boškovic, Zagrzeb).

Zjawiska transportu w półprzewodnikach

Zgodnie z porozumieniem zawartym między Akademiami Nauk Bułgarii, Czechosłowacji, NRD, Polski, Rumunii, Węgier i ZSRR, Instytut Fizyki Polskiej Akademii Nauk zorganizował w dniach od 6 do 8 października 1964 r. w Warszawie II Konferencję na temat Zjawisk Transportu w Półprzewodnikach. W konferencji wzięło udział około 50 osób, w tym 12 z zagranicy. Wygłoszono 16 referatów.

Zjawiska transportu w antymonku indu przedstawili D. N. Nasledov (ZSRR) (badania ruchliwości nośników prądu), I. M. Cidilkovski (ZSRR) (badania mechanizmu rozproszenia elektronów) i L. Sniadower (Polska) (badania optyczne w obszarze krawędzi plazmowej). Referaty V. Ivanov-Omskiego (ZSRR) i Z. Dziuby (Polska) dotyczyły właściwości telurku rtęci. J. Kołodziejczak (Polska) mówił o strukturze pasm przewodnictwa w związkach typu $A^{III}-B^V$, M. Grynberg (Polska) o wpływie ściskania jednoosiowego na zjawiska transportu w półprzewodnikach o strukturze kubicznej, a W. Zawadzki (Polska) o teorii zjawisk transportu w kryształach o symetrii kubicznej. R. Grigorovici (Rumunia) przedstawił badania prowadzone w Rumunii nad zjawiskami transportu w amorficznym germanie i krzemie. Referat J. Gintera (Polska) dotyczył anizotropii pasma przewodnictwa w selenku kadmu. B. Carenkov omówił badania własności elektrycznych złącz $n-p$ w arsenku galu.

Goście zagraniczni zwiedzili pracownie półprzewodnikowe Instytutu Fizyki Polskiej

Akademii Nauk i Instytutu Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Warszawskiego i przeprowadzili szereg, w kilku przypadkach nawet wielogodzinnych, dyskusji ze specjalistami polskimi.

200 lat polskiego podręcznika fizyki

W bieżącym roku mija 200 lat od ukazania się pierwszego, prawdopodobnie, podręcznika fizyki w języku polskim, którego autorem był jezuita poznański Józef Rogaliński. Na karcie tytułowej I tomu tego dzieła czytamy: „Doświadczenia skutków Rzeczy pod zmysły podpadających na publicznych Posiedzeniach w Szkołach Poznańskich Societatis Jesu na widok wystawione y wykładane przez Xiędza Józefa Rogalińskiego tegoż Zakonu, Matematyki y Fizyki doświadczającej Nauczyciela; a dla łatwiejszego słuchających y patrzących pojęcia za dozwoleń Zwierzchności do druku podane. Księga Pierwsza Ośm Posiedzeń zamykająca, w których rzecz jest o Początkach y własnościach powszechnych, wszystkich rzeczy pod zmysły podpadających. W Poznaniu w Drukarni I. K. M. Societatis Jesu, Roku Pańskiego 1765”.

Tom II tego podręcznika został wydany w roku 1767, a tom III w r. 1770.

Godne uwagi jest, że książka zawiera rzecz w owych czasach rzadką, a mianowicie indeks, czyli: „Rzeczy znaczniesze zamykające się w tej księdze porządkiem abecadła ułożone”.

Uniwersytety amerykańskie w latach 1965/75

W czasopiśmie *Educational Record* ukazał się artykuł dr I. A. Consoliago na temat perspektyw rozwojowych uniwersytetów amerykańskich w latach 1965—1975. Z artykułu wynika, iż należy oczekiwać, że w okresie tym 480 000 osób uzyska niższe stopnie naukowe (odpowiednik naszego magistra), a 130 000 — stopnie doktorskie w zakresie nauk ścisłych i inżynieryjnych. Wydziały nauk ścisłych i inżynieryjnych będą musiały w tym czasie zatrudniać około 173 000 pracowników naukowych, w tym 95 000 doktorów.

Koszty kształcenia wyniosą 28 miliardów dolarów, z tego 15 miliardów badania naukowe, a około 7 miliardów stypendia doktoranckie, poddoktorskie i samodzielnych pracowników nauki.

Nowy pogląd na półprzewodniki

W zeszytcie 11 (1964) czasopisma *Postępy Techniki Jądrowej* znajdujemy na stronie 1005 notatkę zatytułowaną *Wprowadzanie domieszek do półprzewodników metodą przemian neutronowych*, która zawiera wręcz rewelacyjne poglądy na naturę półprzewodników i mechanizm przewodzenia. Oto kilka urywków ze wspomnianej notatki: „Powszechną metodą tworzenia protonowo-neutronowych przejść w półprzewodnikach jest dyfuzyjne wprowadzanie wymaganych domieszek do materiału półprzewodnika przy wysokich temperaturach.“ ... „Elementy krzemowe zawierające domieszki zapewniające przewodnictwo typu protonowego...“, „krzem 30 przechodził w fosfor 31 tworząc materiał o przewodnictwie typu neutronowego...“, „...sposób określania przejść protonowo-neutronowych przez pomiar charakterystyki V-A oraz drogą badania mikroskopowego...“.

Słyszeliśmy o złączach *n-p*, ale nie wiedzieliśmy dotychczas, że są to „przejścia neutronowo-protonowe“. Ciekawe jak autor notatki wyobraża sobie rolę neutronów jako nośników prądu elektrycznego.

Physics — Physique — Физика

Liczba publikacji z fizyki jest obecnie tak ogromna, że żaden chyba fizyk nie może śledzić ciekawszych prac poza swoją specjalnością. Nowo powstałe czasopismo *Physics — Physique — Физика — an international journal for selected articles which deserve the special attention of physicist in all field*, jak wynika choćby z jego podtytułu, pragnie dopomóc w tej sprawie. W artykule redakcyjnym czytamy między innymi: „...byłoby źle gdyby większość fizyków musiała zaprzestać czytania prac oryginalnych z innych dziedzin [fizyki], nawet bardzo zbliżonych do własnej, tak jak od dawna została zmuszona zaprzestać czytania artykułów z innych dziedzin nauki.

Dlatego więc sądzimy, że jest rzeczą pożądaną założyć czasopismo selektywne, którego redaktorzy będą się starali dać jak najlepszy wybór prac oryginalnych godnych uwagi wszystkich fizyków“. Aby zachęcić autorów Redakcja zapowiada, że będzie płacić honoraria autorskie, podobnie jak czasopisma literackie (czasopisma fizyczne na Zachodzie nie płacą na ogół autorom, a niektóre nawet, jak na przykład *Physical Review*, wymagają, aby autor sam opłacił koszt odbitek autorskich).

Physics — Physique — Физика jest dwumiesięcznikiem. Prace ogłaszane są w języku angielskim, francuskim lub rosyjskim (w tym ostatnim przypadku równocześnie z tłumaczeniem angielskim). Redaktorami Naczelnyymi są P. W. Anderson (Bell Telephone Laboratories, Murray Hill, New Jersey) i B. T. Matthias (University of California). W skład Rady Redakcyjnej wchodzi: A. A. Abrikosov (Instytut Problemów Fizycznych AN ZSRR, Moskwa), R. H. Dalitz (Clarendon Laboratory, Oxford), P. G. de Gennes (Université de Paris), N. B. Hannay (Bell Telephone Laboratories), C. Herring (Bell Telephone Laboratories), R. Kubo (Uniwersytet w Tokio), F. E. Low (MIT), A. B. Pippard (Cavendish Laboratory, Cambridge), M. Rosenbluth (University of California), A. L. Schawlow (Stanford University), P. G. Shulman (Bell Telephone Laboratories), S. Ulam (Los Alamos Scientific Laboratory), G. H. Vineyard (Brookhaven National Laboratory) i F. Zachariasen (California Institute of Technology).

Doktorat honorowy Stanisława Mrozowskiego

Dnia 19 października 1964 r. odbyła się w Bordeaux (Francja) uroczystość nadania tytułu doktora *honoris causa* tamtejszego uniwersytetu Stanisławowi Mrozowskiemu. Prof. Mrozowskiego, pomimo długoletniego pobytu w Stanach Zjednoczonych A.P. (od 1939), łączą do dziś dnia z fizyką polską serdeczne więzy. Jest on członkiem Polskiego Towarzystwa Fizycznego (Oddział Toruński) i wykazuje żywe zainteresowanie powojennym rozwojem fizyki polskiej.

Prof. S. Mrozowski jest wychowankiem Uniwersytetu Warszawskiego, na którym doktoryzował się w 1931 r. Również na UW uzyskał *venians legendi*. W okresie przedwojennym S. Mrozowski prowadził prace z dziedziny spektroskopii. Badał widma drobin dwuatomowych i polaryzację ich fluorescencji. Szczególnie interesował się rezonansową linią rtęci 2537 Å. Specjalnie ważną i interesującą jest praca, w której rezonans był wzbudzany wydzielenymi składowymi nadsubtelnej budowy tej linii. A więc wzbudzane były tylko niektóre izotopy, co pozwoliło mu, między innymi, na zaproponowanie fotochemicznej metody oddzielania izotopów. Następnie badał strukturę widm drobinowych (HgH) i pierwszy zanalizował widmo liniowej drobin trzypięciatomowej CO₂⁺ (efekt Rennera). W czasie swego pobytu w Stanach Zjednoczonych prof. Mrozowski oprócz kontynuacji prac spektroskopowych, zajął się ważnym ze względów praktycznych i ciekawym teoretycznie zagadnieniem struktury węgla. Wspólnie ze swymi uczniami badał właściwości węgla i analizował proces grafityzacji. Wprowadził pewien model (tak zwany „model Mrozowskiego“), będący podstawą badań w dziedzinie struktury węgla. Zorganizował szereg „węglowych“ konferencji naukowych, początkowo krajowych, a następnie międzynarodowych (Buffalo N. Y. 1957, 1959 r.). Od czasu powstania czasopisma *Carbon* (1963) jest jego głównym redaktorem. S. Mrozowski jest obecnie profesorem fizyki uniwersytetu w Buffalo

N. Y. Wyróżnienie, które go spotkało jest wyróżnieniem w pewnym sensie nie tylko amerykańskiej, ale i polskiej fizyki.

POLSKIE TOWARZYSTWO FIZYCZNE

Nowi członkowie Oddziału Toruńskiego PTF

W grudniu 1964 roku zostali przyjęci nowi członkowie Oddziału Toruńskiego PTF. Są to:

1. mgr C. Bielaczyc, Białystok, ul. Sienkiewicza 55 m. 5,
2. mgr R. Glaser, Toruń, ul. Zamenhoffa 17,
3. mgr B. Jarecka, Białystok, ul. Marchlewskiego 2/1,
4. mgr W. Kaczmarek, Toruń, ul. Wielkie Garbary 21,
5. mgr J. Kucharski, Białystok, ul. 1 Maja 5 m. 38,
6. mgr S. Kulaszewicz, Białystok, ul. Pogodna 41,
7. mgr T. Łoś-Kozłowski, Toruń, ul. Moniuszki 16/20,
8. mgr L. Oczkowski, Toruń, ul. Słowackiego 70,
9. mgr P. Rudecki, Łowicz, ul. Poprzeczna 48,
10. mgr R. Subieta, Białystok, al. 1 Maja 5 m. 5,
11. mgr M. Stadnicki, Włocławek, ul. Zduńska 5,
12. mgr J. Wasilewski, Toruń, ul. Kraszewskiego 56.

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

ZARZĄD

Przewodniczący
Prof. dr WOJCIECH RUBINOWICZ
czł. rzecz. PAN

Wiceprzewodniczący
Prof. dr ALEKSANDER JABŁOŃSKI
czł. rzecz. PAN

Sekretarz
Doc. dr WIESŁAW WARDZYŃSKI

Skarbnik
Dr KAZIMIERZ ROSIŃSKI

Członek Zarządu
Doc. dr HALINA CHECIŃSKA

PRZEWODNICZĄCY ODDZIAŁÓW TOWARZYSTWA

Gdańsk — Dr O. GZOWSKI
Gliwice — Prof. dr KAZIMIERZ GOSTKOWSKI
Kraków — Prof. dr HENRYK NIEWODNICZAŃSKI
Lublin — Doc. dr DANUTA STACHÓRSKA
Łódź — Doc. dr MARIAN KRYSZEWSKI
Poznań — Doc. dr ZDZISŁAW PAJĄK
Szczecin — Mgr WIKTOR NOWAK
Toruń — Doc. dr MIECZYSLAW FRĄCKOWIAK
Warszawa — Doc. dr JULIAN AULEYTNER
Wrocław — Doc. dr ZYGMUNT BODNAR

TREŚĆ

M. Herman — Dobroć magnetyczna maserowych kryształów paramagnetycznych	139
W. Mościcki — Wykorzystanie „radiowęglą” ^{14}C w badaniach ruchów atmosfery	159
J. Warczewski — Detektory iskrowe i ich zastosowanie	175
M. Wnuk — Związek siły tarcia z własnościami sprężystymi, plastycznymi oraz reologicznymi materiału podłoża	197
A. Wrześcińska — Termoluminescencja i jej zastosowanie w geologii	219
NOWOŚCI NAUKOWE	
B. Kuchowicz — Oddziaływania słabe w wiązkach przeciwbieżnych	235
KĄCIK JĘZYKOWY	
Z. Pająk, J. Stankowski — Terminologia radiospektroskopii	237
KRONIKA	239

Warunki prenumeraty czasopisma

„POSTĘPY FIZYKI“ — dwumiesięcznik

Prenumeratę na kraj przyjmują urzędy pocztowe, listonosze oraz Oddziały i Delegatury „Ruch“.

Można również dokonywać wpłat na konto PKO nr 4-6-777, Przedsiębiorstwo Upowszechnienia Prasy i Książki „Ruch“ w Krakowie, ul. Worcella 6.

Prenumeraty przyjmowane są do 15 dnia miesiąca poprzedzającego okres prenumeraty.

Cena prenumeraty:

półrocznie zł 45.—, rocznie zł 90.—

Prenumeratę na zagranicę, która jest o 40% droższa, przyjmuje Biuro Kolportażu Wydawnictw Zagranicznych „Ruch“, Warszawa, ul. Wronia 23, tel. 20-46-88, konto PKO nr 1-6-100024.

Egzemplarze numerów zdezaktualizowanych można nabywać w Przedsiębiorstwie Upowszechnienia Prasy i Książki „Ruch“ w Krakowie, ul. Worcella 6, konto PKO nr 4-6-777.

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

Tylko prenumerata zapewnia regularne otrzymywanie czasopisma.