
PTF

POSTĘPY FIZYKI

DWUMIESIĘCZNIK
POŚWIĘCONY
UPOWSZECHNIANIU
WIEDZY
FIZYCZNEJ

TOM 38
ZESZYT 4
1987

ZARZĄD

Prezes

Prof. dr TADEUSZ SKALIŃSKI

Wiceprezesa

Prof. dr JERZY KOŁODZIEJCZAK

Prof. dr ANDRZEJ OLEŚ

Sekretarz Generalny

Doc. dr JANUSZ KONOPKA

Skarbnik

Prof. dr JERZY WDOWCZYK

Członkowie Zarządu

Dr TERESA BIAŁECKA

Prof. dr FRANCISZEK KACZMAREK

Prof. dr STANISŁAW ŁĘGOWSKI

Prof. dr CECYLIA WESOŁOWSKA

Zastępcy Członków Zarządu

Prof. dr TOMASZ GOWOREK

Doc. dr TADEUSZ PNIEWSKI

Doc. dr IZABELA SOSNOWSKA

oraz redaktorzy naczelni czasopism PTF

Prof. dr ADAM SOBICZEWSKI — *Postępy Fizyki*

Prof. dr WIESŁAW CZYŻ — *Acta Physica Polonica*

Mgr MACIEJ JĘDRZEJCZAK — *Delta*

Prof. dr ROMAN INGARDEN — *Reports on Mathematical Physics*

Przewodniczący Oddziałów Towarzystwa

Doc. dr MICHAŁ ŚWIĘCKI (Białystok)

Dr BRONISŁAW GRZEGORZEWSKI (Bydgoszcz)

Dr MARTA DUŚ-SITEK (Częstochowa)

Doc. dr JERZY GRZYWACZ (Gdańsk)

Dr MIECZYŚLAW F. PAZDUR (Gliwice)

Dr MARIAN DRZAZGA (Katowice)

Doc. dr KRYSZYNA MAŁUSZYŃSKA (Kielce)

Prof. dr ANDRZEJ BUDZANOWSKI (Kraków)

Doc. dr STANISŁAW HAŁAS (Lublin)

Doc. dr STANISŁAW MICHALAK (Łódź)

Dr ANTONI GOLY (Opole)

Doc. dr JADWIGA STANKOWSKA (Poznań)

Prof. dr ALEKSANDER SZYMAŃSKI (Rzeszów)

Dr HENRYK WREMBEL (Słupsk)

Doc. dr TADEUSZ REWAJ (Szczecin)

Prof. dr ROMAN S. INGARDEN (Toruń)

Prof. dr MARIAN GRYNBERG (Warszawa)

Prof. dr EUGENIUSZ JAGOSZEWSKI (Wrocław)

ADRES ZARZĄDU

00-681 WARSZAWA, ul. Hoża 69

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 38 ZESZYT 4

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE
1987

RADA REDAKCYJNA

Ludwik Natanson, Przemysław Zieliński

KOMITET REDAKCYJNY

Redaktor Naczelny — Adam Sobiczewski

Członkowie Redakcji — Tomasz Dietl, Magdalena Staszal, Barbara Wojtowicz

Adres Redakcji: ul. Hoża 69, 00-681 Warszawa

Korespondenci Oddziałów PTF

mgr *Piotr Malinowski* (Białystok)
dr *Romualda Pfranger* (Częstochowa)
dr *Stanisław Zachara* (Gdańsk)
doc. dr *Eugeniusz Soczkiewicz* (Gliwice)
dr *Janusz Frąckowiak* (Katowice)
dr *Małgorzata Suchańska* (Kielce)
dr *Anna Kapuścik* (Kraków)
mgr *Józef Pomorski* (Lublin)
prof. dr *Leszek Wojtczak* (Łódź)
dr *Wojciech Wojtanowski* (Opole)
prof. dr *Andrzej Graja* (Poznań)
mgr *Ewa Weinert-Rączka* (Szczecin)
doc. dr *Hanna Męczyńska* (Toruń)
dr *Wanda Ejchart* (Warszawa)
dr *Bernard Jancewicz* (Wrocław)

Państwowe Wydawnictwo Naukowe — Oddział w Krakowie, ul. Sławkowska 14

Nakład 2135+95 egz. Ark. wyd. 9,25. Ark. druk. 7+9 wkł. Papier druk. kl. IV. 70×100, 71 g. Oddano do składania w kwietniu 1987. Podpisano do druku we wrześniu 1987. Druk ukończono we wrześniu 1987. Zam. 213/87. Cena zł 110.—

Drukarnia Uniwersytetu Jagiellońskiego, Kraków, ul. Manifestu Lipcowego 13

Ludwik Dobrzyński

Katedra Fizyki
Filia Uniwersytetu Warszawskiego
Białystok

Neutronowe badania ferromagnetyków metalicznych

Neutron Diffraction Studies of Metallic Ferromagnets

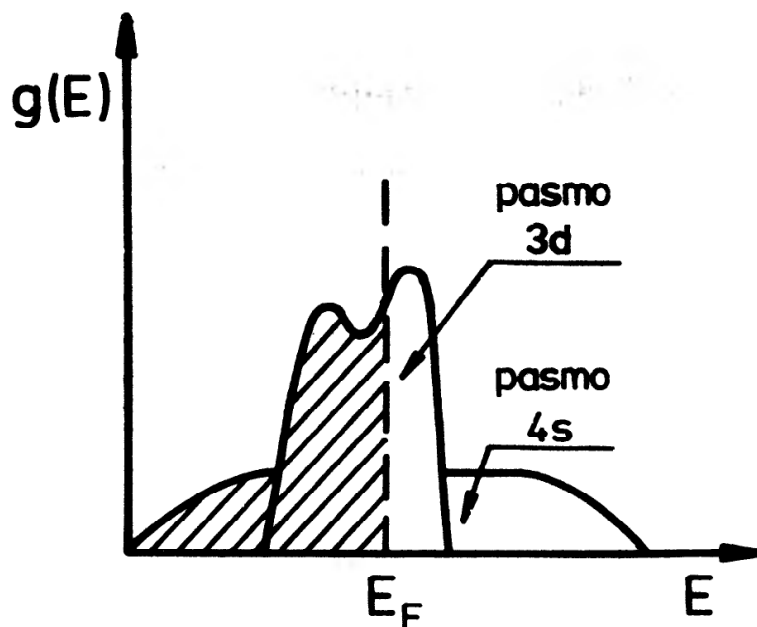
Abstract: Basic problems concerning experimental verification of one of the two extreme models of the nature of magnetism in metallic substances are reviewed. The particular attention is paid to the spin dynamics problems studied by means of inelastic neutron scattering.

1. Wstęp

Wśród substancji ferromagnetycznych szczególne miejsce zajmują elementarne ferromagnetyki: Fe, Co, Ni, Gd i Dy. Pomiedzy pierwszymi trzema a ostatnimi dwoma jest zasadnicza różnica: odpowiedzialna za moment magnetyczny gadolinu i dysprozu powłoka $4f$ jest na tyle dobrze „schowana” pod powłokami zewnętrznymi $5s$, $5p$, $5d$ i $6s$, że jej własności mało zmieniają się przy tworzeniu metalu. Oddziaływanie pomiędzy momentami magnetycznymi zlokalizowanymi na atomach odbywa się natomiast przez elektrony przewodnictwa, a zatem struktura pasmowa metalu ma bezpośredni wpływ na zależność całki wymiany od odległości. W centrum naszej uwagi będą tu jednak głównie metale grupy $3d$. Jak wiemy, w atomach swobodnych tej grupy poziomy energetyczne elektronów $3d$ leżą na skali energii blisko poziomów $4s$. Przy tworzeniu się metalu oba rodzaje elektronów stają się elektronami przewodnictwa. „Pamięć” o swoich rozkładach przestrzennych ładunku powoduje natomiast, że nakładanie się na siebie funkcji falowych elektronów $4s$ sąsiednich atomów jest duże, co prowadzi do utworzenia szerokich pasm $4s$ o małych gęstościach stanów elektronowych $g(E)$, podczas gdy nakładanie się funkcji falowych elektronów $3d$ jest znacznie mniejsze. Ponieważ liczba stanów d w atomie jest pięć razy większa od liczby stanów s , otrzymujemy w efekcie wąskie, charakteryzujące się dużą gęstością stanów pasmo $3d$, znajdujące się wewnątrz szerokiego, jak powiedzieliśmy, pasma $4s$ (rys. 1). W metalach przejściowych energia Fermiego znajduje się wewnątrz pasma $3d$, tak więc gęstość stanów na poziomie Fermiego jest z reguły duża, co prowadzi do szeregu specyficznych własności tych metali. Oddziaływanie wymiany w gazie elektronowym dąży do wywołania przesunięcia energetycznego (rozszczenia wymiennego) pasma elektronów o spinach „w górę” względem pasma elektronów o spi-

nach „w dół”; przy dostatecznie silnym oddziaływaniu układ osiąga minimum energii, gdy liczba elektronów o spinach „w górę” jest różna od liczby elektronów o spinach „w dół”.

Opisana wyżej w skondensowanej formie idea tzw. modelu Stonera uwzględnia w najprostszy sposób fakt uwspólnienia (kolektywizacji) elektronów w metalu i wpływ tego uwspólnienia na własności magnetyczne metalu. W gruncie rzeczy model Stonera jest



Rys. 1. Ideowy schemat funkcji gęstości stanów elektronowych w metalu przejściowym

przeniesieniem obrazu pola molekularnego Weissa na przypadek metalu. Istotnie, rozszczepienie podpasm spinowych nastąpi zawsze, gdy na gaz elektronów będzie działać pewne pole magnetyczne H . Energie elektronów będą wtedy

$$E_{\sigma} = \mathcal{E} \pm \mu_{\beta} H, \quad (1)$$

gdzie \mathcal{E} oznacza energie elektronów w zerowym polu magnetycznym, a $\sigma = (\uparrow, \downarrow)$ oznacza kierunek spinu względem pola, przy czym znak (+) po prawej stronie związany jest ze spinem równoległym do pola. Rozszczepienie podpasm będzie proporcjonalne do natężenia pola magnetycznego, a ponieważ różnica w obsadzeniu podpasm (namagnesowanie) jest też proporcjonalna do H , więc — odwracając sytuację — otrzymane w polu magnetycznym rozszczepienie jest proporcjonalne do namagnesowania układu. Póki mówimy tylko o zewnętrznym polu magnetycznym i póki tylko ono jest przyczyną powstania namagnesowania układu, mamy do czynienia z tzw. paramagnetyzmem Pauliego. Jeśli przyjmiemy, że za namagnesowanie układu odpowiedzialne jest także oddziaływanie wymiany, które możemy opisać pewnym wewnętrznym, „molekularnym” polem H_m , proporcjonalnym do namagnesowania, to ostatecznie będzie wynosić

$$M = \chi_0(H + H_m) = \chi_0(H + IM), \quad (2)$$

gdzie I jest pewną stałą pola molekularnego, a χ_0 podatnością gazu nieoddziałujących elektronów ($I = 0$). Podatność układu $\chi = M/H$ będzie miała więc postać

$$\chi = \frac{\chi_0}{1 - I\chi_0} \quad (3)$$

Stała pola molekularnego I jest wielkością proporcjonalną do energii efektywnego oddziaływania wymiany w gazie elektronów przewodnictwa. Z powyższego równania widać, że gdy

$$I\chi_0 = 1, \quad (4)$$

stan paramagnetyczny przestaje być stabilny: podatność magnetyczna dąży do nieskończoności. Ponieważ dla gazu nieoddziałujących elektronów $\chi_0 = \mu_{BS}^2 g(E_F)$, więc warunek ten oznacza, że zasadniczą wielkością decydującą o tym, czy metal będzie ferromagnetyczny jest iloczyn $I \cdot g(E_F)$; gdy oddziaływanie wymiany jest za słabe lub gęstość stanów zbyt niska metal będzie paramagnetykiem. To właśnie tłumaczy dlaczego zaledwie trzy metale grupy 3d są ferromagnetyczne, a bardzo zbliżone w swej strukturze pasmowej metale 4d czy 5d, jak pallad i platyna, są paramagnetykami.

Zauważmy, że związek (2) możemy także napisać dla dowolnego ferromagnetyka w dostatecznie wysokich temperaturach, w których jest on już paramagnetykiem. Dla takiego ferromagnetyka χ_0 ma postać prawa Curie:

$$\chi_0 = \frac{C}{T}, \quad (5)$$

gdzie stała C proporcjonalna do kwadratu μ_p — momentu magnetycznego atomu w fazie paramagnetycznej. Podstawienie (5) do (3) daje formalnie prawo Curie-Weissa obserwowane dla „klasycznych” ferromagnetyków heisenbergowskich jak EuO czy EuS. Jednakże różnica pomiędzy tymi ferromagnetykami a ferromagnetykami metalicznymi polega w ujęciu stonerowskim nie tylko na braku lokalizacji momentu magnetycznego na atomie. Ponieważ moment magnetyczny atomu proporcjonalny jest do rozszczepienia podpas, a te są proporcjonalne do namagnesowania układu, w fazie paramagnetycznej moment magnetyczny atomu powinien być zero, a ferromagnetyk przejść w paramagnetyk Pauliego, wzmocniony tylko przez oddziaływanie wymiany. Tymczasem wprawdzie powyżej temperatury Curie T_C ferromagnetyki metaliczne wykazują odstępstwa od prawa Curie-Weissa, jednakże w wyższych temperaturach prawo to jest na ogół dla nich dobrze spełnione, momenty magnetyczne zaś — obliczone ze stałej C — nawet większe (!) od momentów magnetycznych μ_S — wyznaczonych z wartości namagnesowania spontanicznego w najniższych temperaturach. Poza tym, przy przejściu przez T_C zarówno ferromagnetyki o zlokalizowanych spinach, jak i te o przypuszczalnie niezlokalizowanych spinach wykazują istnienie silnych fluktuacji namagnesowania, które dość trudno byłoby opisać w ramach modelu Stonera. Co więcej, istnieją ferromagnetyki z grupy 3d, np. Cu_2MnAl , które będąc niewątpliwie metalami zachowują się jak typowe ferromagnetyki ze zlokalizowanymi momentami magnetycznymi.

W związku z powyższymi problemami istniała i istnieje konieczność stałego ulepszania opisu magnetyzmu elektronów zdelokalizowanych, czy wędrownych (ang. *itinerant*) zarówno od strony modelowej [1], jak i — w miarę możliwości — wychodząc z tzw. pierwszych zasad [2,3]. Z drugiej strony należy zastanowić się nad cechami, które klasyfikują materiał do jednej z rozpatrywanych przez nas klas. Neutrony termiczne są tu zupełnie wyjątkowym narzędziem badawczym: ich zdolności penetracji substancji są ogromne ze względu na brak ładunku elektrycznego, a przy tym:

- a) długości fal są porównywalne z odległościami międzyatomowymi, w związku z czym sieć krystaliczna jest naturalną siatką dyfrakcyjną dla neutronów, a to oznacza, że względnie łatwo można z obserwacji własności ugięcia wnosić o strukturze ośrodka;
- b) energie neutronów termicznych są porównywalne z energiami wzbudzeń elementarnych, co pozwala na względnie łatwe przebadanie dynamiki kryształów w dużym zakresie pędów i energii;
- c) neutrony są obdarzone momentem magnetycznym, a oddziaływanie magnetyczne jest w pewnych wypadkach porównywalne z oddziaływaniem jądrowym. Wynika z tego, że neutrony termiczne można wykorzystać do badań zarówno rozkładu namagnesowania wewnątrz próbki, jak i wzbudzeń elementarnych w sieciach magnetycznych.

Rozpraszanie magnetyczne neutronów w materiale można rozpatrywać jako efekt przykładania w różnych miejscach próbki \mathbf{r} i w różnych chwilach czasu t pola magnetycznego $H(\mathbf{r}, t)$, wytwarzanego przez moment magnetyczny neutronu. Pole to wywołuje w dowolnym innym miejscu próbki \mathbf{r}' i w innej chwili t' namagnesowanie $\chi(\mathbf{r}' - \mathbf{r}, t' - t)H(\mathbf{r}, t)$, gdzie funkcja podatności χ opisuje odpowiedź układu na przyłożone pole magnetyczne. W eksperymentach rozproszeniowych prowadzimy obserwację w przestrzeni energetyczno-pędowej, tak więc mamy dostęp bezpośredni do funkcji

$$\chi(\mathbf{q}, \omega) = \iint e^{i(\mathbf{q}\mathbf{r} - \omega t)} \chi(\mathbf{r}, t) d_3r dt \quad (6)$$

będącej transformatą Fouriera $\chi(\mathbf{r}, t)$ i zwanej uogólnioną podatnością magnetyczną. W rzeczywistości, przekrój czynny na rozpraszanie magnetyczne neutronów jest proporcjonalny do części urojonej podatności [4]

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE} \sim \text{Im} \chi(\mathbf{q}, \omega), \quad (7)$$

gdzie $\mathbf{q} = \mathbf{k}' - \mathbf{k}$ jest przekazem wektora falowego, $\hbar\omega = E' - E = \frac{\hbar^2}{2m} (k'^2 - k^2)$ jest zmianą energii neutronów przy rozpraszaniu, a \mathbf{k}' i \mathbf{k} są odpowiednio wektorami falowymi neutronów po i przed rozpraszaniem.

W najprostszym modelu pojedynczego pasma elektronowego z jedną stałą oddziaływania I wielkość $\chi(\mathbf{q}, \omega)$ ma postać analogiczną do równania (3)

$$\chi(\mathbf{q}, \omega) = \frac{\chi_0(\mathbf{q}, \omega)}{1 - I\chi_0(\mathbf{q}, \omega)}, \quad (8)$$

gdzie $\chi_0(\mathbf{q}, \omega)$ jest podatnością magnetyczną gazu nieoddziałujących elektronów. Łatwo sprawdzić, że

$$\text{Im}\chi(\mathbf{q}, \omega) = \frac{\chi_0''(\mathbf{q}, \omega)}{[1 - I\chi_0'(\mathbf{q}, \omega)]^2 + [I\chi_0''(\mathbf{q}, \omega)]^2}, \quad (9)$$

gdzie χ_0' i χ_0'' są odpowiednio rzeczywistą i urojoną częścią χ_0 . Jak pokazują obliczenia [5]

$$\chi_0'(\mathbf{q}, \omega) = P \frac{1}{N} \sum_{\mathbf{k}} \frac{f_{\mathbf{k}\downarrow} - f_{\mathbf{k}+\mathbf{q}, \uparrow}}{\hbar\omega - \mathcal{E}(\mathbf{k}+\mathbf{q}, \uparrow) + \mathcal{E}(\mathbf{k}, \downarrow)}, \quad (10)$$

$$\chi_0''(\mathbf{q}, \omega) = \frac{\pi}{N} \sum_{\mathbf{k}} (f_{\mathbf{k}\downarrow} - f_{\mathbf{k}+\mathbf{q}\uparrow}) \delta[\hbar\omega - \mathcal{E}(\mathbf{k}+\mathbf{q}, \uparrow) + \mathcal{E}(\mathbf{k}, \downarrow)], \quad (11)$$

gdzie $f_{\mathbf{k}\sigma}$ oznacza funkcję Fermiego-Diraca dla elektronu o wektorze falowym \mathbf{k} i spinie σ , a $\mathcal{E}(\mathbf{k}, \sigma)$ jest energią tego elektronu.

2. Wzbudzenia elementarne

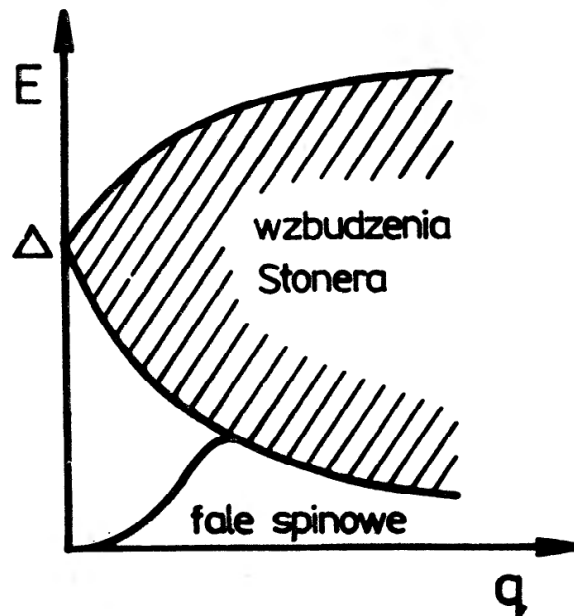
Z równań (7) i (9) wynika, że przekrój czynny na rozpraszanie neutronów będzie różny od zera gdy $\chi_0''(\mathbf{q}, \omega) \neq 0$ lub, jeśli $\chi_0''(\mathbf{q}, \omega) = 0$ wtedy, gdy $I\chi_0'(\mathbf{q}, \omega) = 1$. Korzystając z równania (11) widać, że w pierwszym wypadku będzie to możliwe tylko wtedy, gdy energia $\hbar\omega$ przekazana przez neutron układowi pójdzie na wzbudzenie elektronu o pseudopędzie $\hbar\mathbf{k}$ i spinie „w dół” do pasma o przeciwnym kierunku spinu i stanu z pseudopędem $\hbar(\mathbf{k}+\mathbf{q})$. Natężenie tego efektu regulowane jest różnicą funkcji Fermiego-Diraca dla odpowiednich energii. W temperaturze 0 K elektron z zapełnionego podpasma \downarrow ($f_{\mathbf{k}\downarrow} = 1$) można przenieść tylko do stanu wolnego powyżej energii Fermiego ($f_{\mathbf{k}+\mathbf{q}, \downarrow} = 0$). Dla wzbudzenia z $q = 0$ konieczne jest dostarczenie energii równej rozszczepieniu wymiennemu podpasma $\Delta = \mathcal{E}(\mathbf{k}, \uparrow) - \mathcal{E}(\mathbf{k}, \downarrow)$, które w najprostszym modelu jest stałe i niezależne od wektora falowego \mathbf{k} . Tego rodzaju wzbudzenia są wzbudzeniami jednocząstkowymi, nazywanymi wzbudzeniami Stonera. Ponieważ $\mathcal{E}(\mathbf{k}+\mathbf{q})$ zależy między innymi od kąta pomiędzy wektorami \mathbf{k} i \mathbf{q} , dla danej wartości $\mathbf{q} \neq 0$ będziemy mieli do czynienia z całym pasmem wzbudzeń. Przejściu elektronu ze zmianą spinu towarzyszy zmniejszenie całkowitego spinu układu o jeden, jest to więc efekt podobny do tego, który produkuje w ferromagnetyku heisenbergowskim pojedyncza fala spinowa. Fala spinowa, jednakże, jest tworem kolektywnym, przenoszącym się z węzła do węzła sieci, jest więc ona zasadniczo różna od wzbudzenia stonerowskiego. W modelu pasmowym jest jednak miejsce na fale spinowe. Łatwo zauważyć, że przechodzącemu do pasma \uparrow elektronowi towarzyszy powstanie dziury w podpasmie \downarrow . Energia takiego wzbudzenia może zostać rozłożona na całą sieć, jeśli będzie ono powstawało na określonym węźle, deekscytowało i przenosiło się na węzeł sąsiedni. W wyniku takiego procesu będziemy mieli propagację pary elektron-dziura i efekt tej propagacji będzie w pełni odpowiednikiem fali spinowej w układzie zlokalizowanych momentów magnetycznych. Prawo dyspersji dla takich wzbudzeń wyznacza się właśnie z warunku

$$I\chi_0'(\mathbf{q}, \omega) = 1. \quad (12)$$

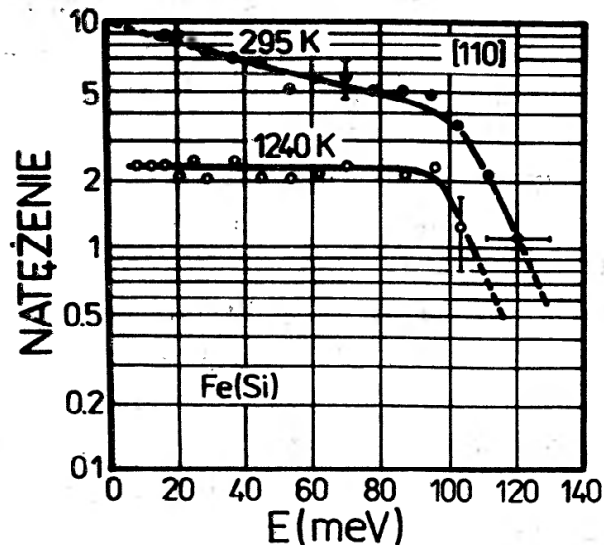
i można pokazać, że dla małych wartości q energie tych wzbudzeń mają postać

$$E = Dq^2, \quad (13)$$

tj. taką jak w zlokalizowanym ferromagnetyku ma fala spinowa. Pełne widmo wzbudzeń w ferromagnetyku powinno więc wyglądać tak, jak to pokazuje rys. 2. Warunek (12) mówi nam o położeniach maksimów przekrojów czynnych na rozpraszanie neutronów w obszarach (q, ω) poza obszarem wzbudzeń stonerowskich, tj. tam, gdzie $\chi''_0(q, \omega) = 0$. Jak widać, z samej postaci prawa dyspersji (13) nie można wiele wnosić o tym czy ferromagnetyk należy sklasyfikować jako zlokalizowany, czy jako metaliczny. To, co wyraźnie różni te dwa rodzaje magnetyków jest występowanie wzbudzeń stonerowskich. Dla odpowiednio dużych wartości q , fale spinowe wnikają w obszar tych wzbudzeń, których



Rys. 2. Wzbudzenia elementarne w ferromagnetykach metalicznych



Rys. 3. Natężenia neutronów rozpraszanych na falach spinowych w $\text{Fe}_{0,88}\text{Si}_{0,12}$ w funkcji energii [23]

Przyrządy dozymetryczne

DKS-04 DRS-01

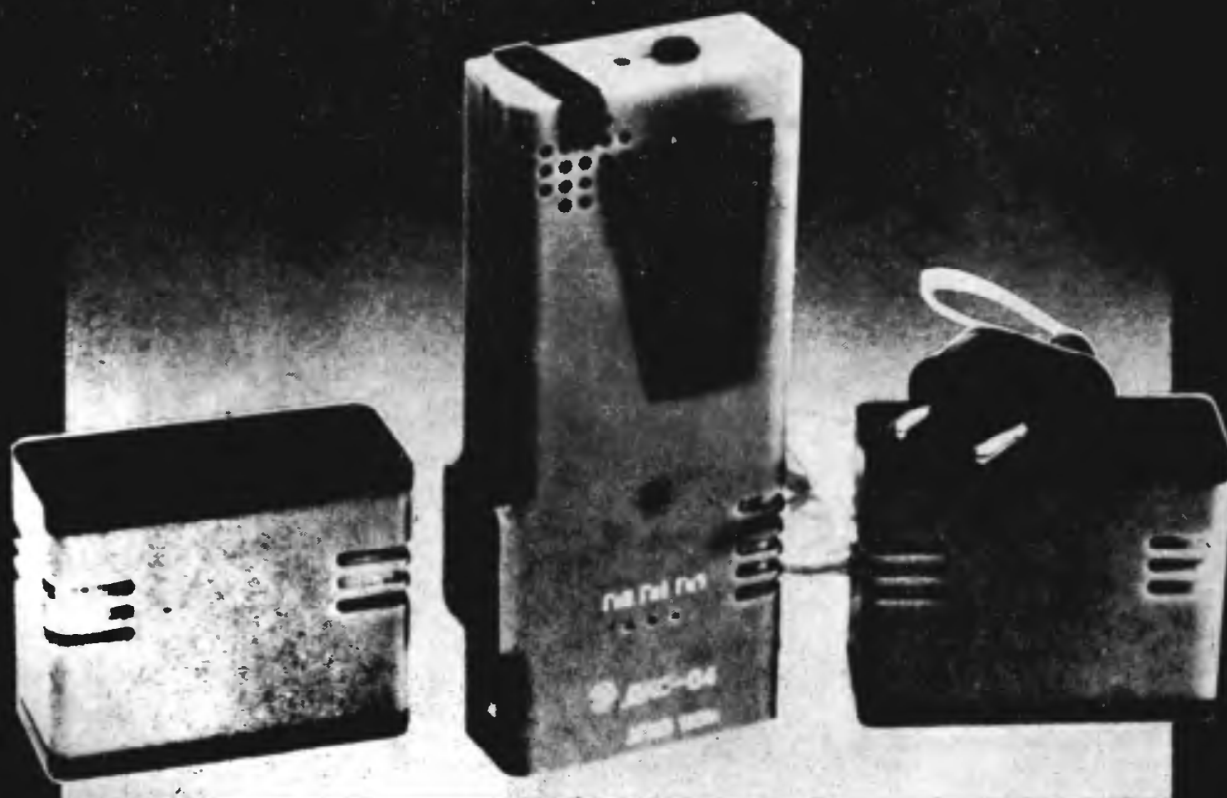
do kontroli indywidualnej podczas prac ze źródłami promieniowania jonizującego

Podstawowe dane techniczne

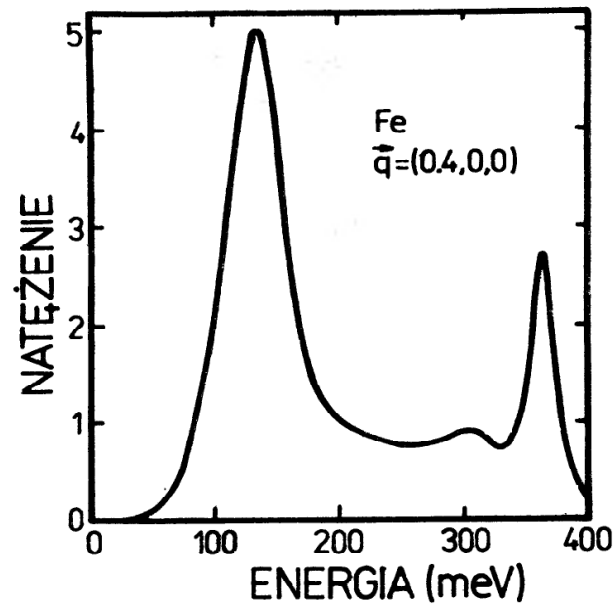
	DKS-04	DRS-01
Zakres energetyczny MeV	0,05-3,0	0,05 - 3,0
Ilość progów sygnalizacji	9	6
Zasilanie z akumulatorów	7 (D-0,1)	7 (D-0,06)
Czas pracy ciągłej bez ponownego ładowania, godz.	150	200
Ciężar	0,2	0,12

Eksporter:
V/O TECHSNABEXPORT

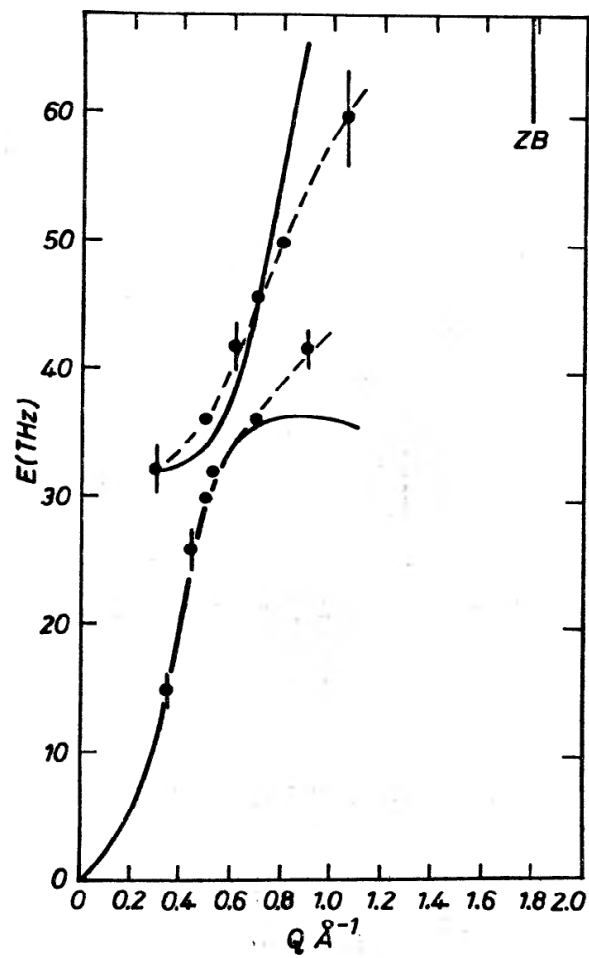
ZSRR, 121200, Moskwa
Smolenskaja - Siennaja pł. 32/34
Telefon: 244-32-85 Teleks: 411328 TSE SU



TENEX ™



Rys. 4. Obliczenia natężenia rozpraszania magnetycznego neutronów na żelazie dla $q = (0.4, 0, 0)$ [6]



Rys. 5. Krzywa dyspersji fal spinowych w kierunku [100] w niklu [7]. Linia ciągła pokazuje wynik teoretyczny

energia staje się porównywalna z energią sprzęgającą parę. Nasz ekscyton zacznie się zatem rozpadać, tj. nastąpi silne tłumienie fali spinowej, które w rozpraszaniu neutronów powinno zaznaczyć się znacznym osłabieniem sygnału i poszerzeniem linii. Dokładnie taki właśnie obraz zaobserwowano w żelazie i niklu; rys. 3 pokazuje przebieg natężenia neutronów rozpraszanych na magnonach o różnych energiach. Powyżej $\hbar\omega \approx 80$ meV widać gwałtowny zanik sygnału. Warto tu powiedzieć, że bezpośrednia obserwacja wzbudzeń stonerowskich przy pomocy rozpraszania neutronów jest niemal niemożliwa, gdyż przekrój czynny na rozpraszanie neutronów na pojedynczym elektronie jest niezmiernie mały.

Otrzymany tu obraz wzbudzeń jest bardzo uproszczony, jako że podstawą naszych rozważań było pojedyncze pasmo elektronowe. W realnym kryształ żelaza czy niklu mamy 5 pasm typu d i w związku z tym przy zniesieniu degeneracji orbitalnej muszą występować wzbudzenia związane z przejściami międzypasmowymi. Rozpatrzenie tej sytuacji prowadzi do wniosku, że powinno istnieć parę gałęzi falowo-spinowych. I tak, obliczenia dla żelaza [6] wskazują, że w widmie gęstości stanów dla danego q powinny pojawić się dwa wyraźne maksima (rys. 4) tak jakby oprócz podstawowej gałęzi, którą przez analogię z fononami można by nazwać „akustyczną”, istniała inna gałąź, „optyczna”, pomimo faktu, że w żelazie mamy tylko jeden atom na komórkę prymitywną. Podobnie, obliczony przebieg krzywej dyspersji dla niklu wskazuje na istnienie dodatkowych wzbudzeń związanych z przejściami międzypasmowymi. Rys. 5 pokazuje zarówno wyniki obliczeń, jak i ich eksperymentalną weryfikację [7]. Jak widać, zgodność jest bardzo dobra i stanowi znakomite potwierdzenie pasmowego charakteru magnetyzmu niklu.

Choć znalezienie wzbudzeń stonerowskich stanowi istotnie najbardziej bezpośredni dowód na delokalizację spinów w układzie, same badania są bardzo trudne i wymagają potężnych reaktorów. Z tego też względu szuka się i innych cech, które by świadczyły o pasmowym charakterze magnetyzmu. W tym kontekście interesującą rzeczą jest porównanie energii wzbudzeń falowo-spinowych z temperaturą Curie.

Jak wiemy, w klasycznym ferromagnetyku, w którym ograniczymy się tylko do oddziaływań pomiędzy najbliższymi sąsiadami, prawo dyspersji fal spinowych ma postać

$$E = 2zJS \left[1 - \frac{1}{z} \sum_{\delta} \cos(q\delta) \right], \quad (14)$$

gdzie sumowanie przebiega po najbliższych sąsiadach, a J oznacza całkę wymiany. Jednocześnie temperatura Curie w przybliżeniu pola molekularnego wynosi

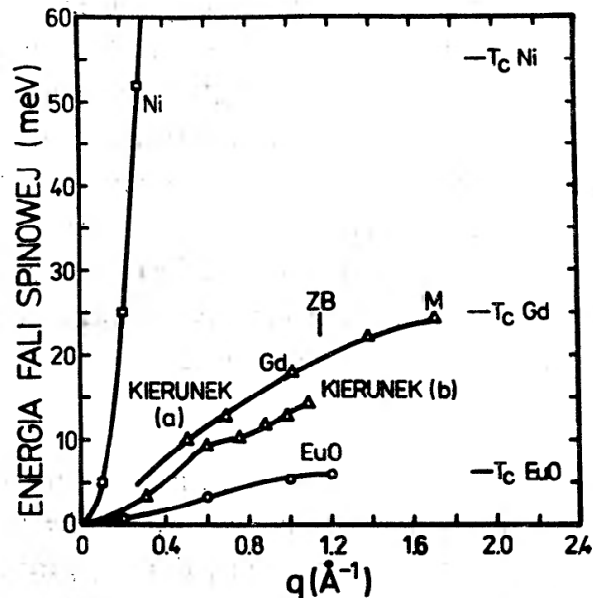
$$k_B T_C = \frac{zJS(S+1)}{3}. \quad (15)$$

Tak więc, jeśli $E_{B.Z.}$ oznacza maksymalną energię fali spinowej (dla q na granicy strefy Brillouina), to

$$\eta_1 \equiv \frac{E_{B.Z.}}{k_B T_C} \cdot \frac{S+1}{6} = 1. \quad (16)$$

Na rys. 6 pokazany jest przebieg prawa dyspersji magnonów dla kilku substancji. Z boku, kreskami, zaznaczono wielkości energii odpowiadających temperaturom Curie

tych związków. Widać, że dla heisenberowskiego ferromagnetyka EuO energie maksymalne są porównywalne z $k_B T_C$. Podobnie jest w gadolinie, dla którego, jak wyjaśnialiśmy na początku, możemy przyjąć istnienie dobrze zlokalizowanego momentu magnetycznego. Sytuacja ta drastycznie zmienia się dla niklu: energie rzędu $k_B T_C$ osiągają magnony już w 1/4 części strefy Brillouina. W tab. 1 podano wartości średniego spinu (w $T = 0$), doświadczalne wartości η_1 oraz tzw. stosunek Rhodessa-Wohlfartha η_2 , który jest stosunkiem momentów magnetycznych μ_P/μ_S . Stop Heuslera Pd_2MnSn uważany jest za ferromagnetyk



Rys. 6. Krzywe dyspersji fal spinowych w tlenku europu, gadolinie i niklu [H. A. Mook, w Proc. Workshop „High Energy Excitations in Condensed Matter”, LA-10227-C, t. I, str. 264 (1984)]

Tabela 1

	EuO	Pd_2MnSn	Fe	Ni	MnSi
\bar{S}	3.5	2.0	1.1	0.3	0.18
T_C [K]	69	193	1020	630	29
η_1^{exp}	1.0	1.2	1.4	2.0	3.0
η_2	1.0	1.0	1.05	1.5	4.1

heisenbergowski i jak widzimy nie bez racji. Z tabeli tej jednoznacznie wynika, że energie wzbudzeń mogą być 2–3 razy większe od oczekiwanych na gruncie modelu heisenbergowskiego. Tego rodzaju sytuacji możemy oczekiwać w metalicznych ferromagnetykach, w których o korelacji spinów atomowych decydują energie znacznie większe niż energie wzbudzeń falowo — spinowych. Wartości η_1 są zatem wskaźnikiem stopnia delokalizacji momentów magnetycznych. Z tabeli tej jednocześnie widać, że stosunek Rhodessa-Wohlfartha jest ściśle skorelowany z tą własnością: w ferromagnetyku heisenbergowskim nie ma powodu, aby średni spin atomu zmieniał się z temperaturą.

3. Wpływ domieszek

Wprowadzenie domieszki do metalu narusza w brutalny sposób strukturę pasmową metalu. Rezultatem przegrupowania elektronów przewodnictwa, dążących do najkorzystniejszego energetycznie ekranowania zaburzenia, jest zmiana momentu magnetycznego w miejscu domieszki, ale też i zmiana wartości momentów magnetycznych atomów sąsiadujących z domieszką. Problemy tworzenia się momentów magnetycznych w morzu elektronów przewodnictwa opisywali Anderson, Wolff [8] i wielu innych i dzisiaj stanowią one wiedzę podręcznikową (patrz np. [5]). W oparciu o te najprostsze modele, Campbell [9] przeprowadził pierwsze obliczenia wartości momentów magnetycznych domieszek w żelazie oraz zmian momentów magnetycznych atomów żelaza, sąsiadujących z domieszkami. Inspiracją do tych obliczeń były eksperymenty neutronowe Collinsa i Lowa [10].

Neutrony są wspaniałym narzędziem do badania efektów zaburzeń rozkładów namagnesowania w sieci. Wszelkiego rodzaju niejednorodności w rozkładzie atomów lub momentów magnetycznych w skądinąd periodycznej sieci prowadzą do wystąpienia niespójnego rozpraszania neutronów; przekrój czynny na taki proces jest proporcjonalny do kwadratu transformaty fourierowskiej zaburzenia:

$$| \int \Delta \rho(\mathbf{r}) e^{i\mathbf{q}\cdot\mathbf{r}} d_3\mathbf{r} |^2, \quad (17)$$

gdzie $\rho(\mathbf{r})$ może być związane zarówno z rozkładem gęstości materii jądrowej (gdy mowa o rozpraszaniu jądrowym), jak i gęstością namagnesowania. Jeśli zaburzenie ma charakter czysto lokalny, jak to się dzieje przy podstawieniu jednego jądra (nazwijmy go A) drugim (B), $\Delta \rho(\mathbf{r}) = (b_A - b_B)\delta(\mathbf{r})$, gdzie b_A i b_B oznaczają amplitudy rozpraszania jądrowego na jądrach A i B . Tak więc przekrój czynny na rozpraszanie niespójne jądrowe będzie proporcjonalny do $|b_A - b_B|^2$ i niezależny od kąta rozpraszania (długości wektora rozpraszania \mathbf{q}). Jeśli zaburzeniu uległa struktura magnetyczna, miejsce amplitud rozpraszania jądrowego zajmują amplitudy rozpraszania magnetycznego

$$p \sim \mu f(\mathbf{q}), \quad (18)$$

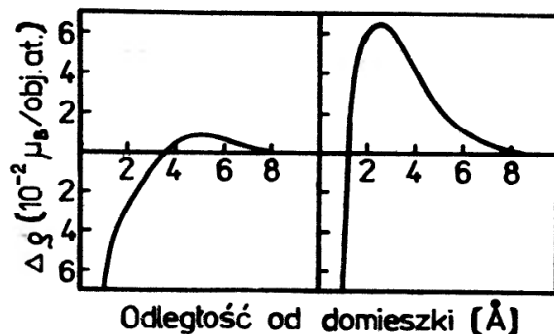
gdzie μ jest momentem magnetycznym atomu, a $f(\mathbf{q})$ — tzw. magnetycznym czynnikiem kształtu (*form-factor*), będącym transformatą Fouriera rozkładu przestrzennego gęstości namagnesowania atomu.

Jak wspomnieliśmy, podstawienie atomu magnetycznego matrycy o momencie magnetycznym μ_m i czynniku kształtu $f_m(\mathbf{q})$ atomem domieszki, dla której w rozpatrywanej matrycy odpowiednie wielkości wynoszą μ_i oraz $f_i(\mathbf{q})$, może doprowadzić dodatkowo do zmian momentów magnetycznych atomów matrycy w odległości \mathbf{R} od domieszki $\Delta \mu_m(\mathbf{R})$. Przekrój czynny (17) na sprężyste, niespójne rozpraszanie magnetyczne neutronów będzie w takim wypadku proporcjonalny do [4]:

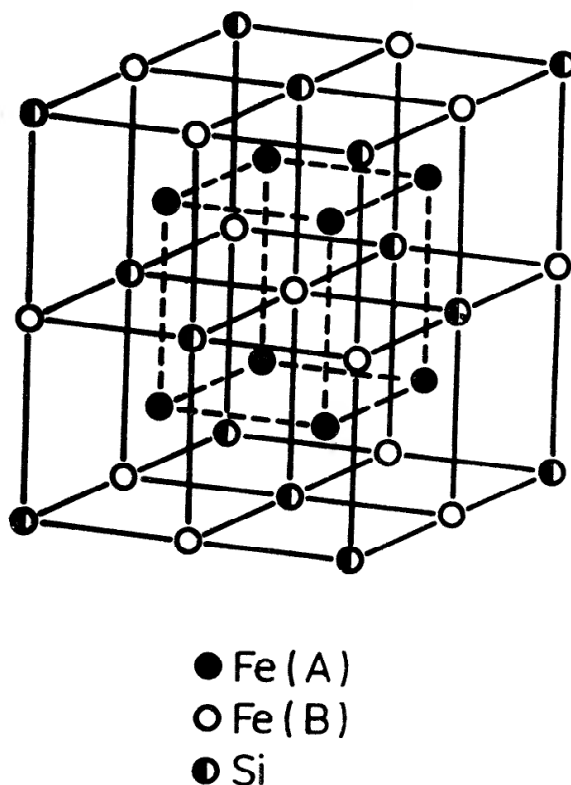
$$| \mu_m f_m(\mathbf{q}) - \mu_i f_i(\mathbf{q}) + \int \Delta \mu_m(\mathbf{R}) e^{i\mathbf{q}\cdot\mathbf{R}} d_3\mathbf{R} |^2. \quad (19)$$

Wyniki rozpraszania neutronów na rozcieńczonych stopach żelaza prowadzą do wniosku [11], że zaburzenia $\Delta \mu_m(\mathbf{R})$ w żelazie są dwojakiego rodzaju (rys. 7) w zależności od rodzaju domieszki. Widoczna dalekozasięgowość zaburzenia oraz czułość na rodzaj domieszki są ściśle związane ze strukturą pasmową metalu matrycy [10].

Specyficzny wpływ struktury pasmowej na reakcję układu na wprowadzenie domieszki wykazują stopy wywodzące się z Fe_3Si o strukturze typu DO_3 , pokazanej na rys. 8. Istotnym elementem tej struktury jest istnienie dwóch nierównoważnych ze względu na operacje symetrii położenia atomów żelaza. W położeniach oznaczonych na rys. 8 przez A ,



Rys. 7. Schemat przebiegu zaburzeń gęstości momentu magnetycznego wokół domieszki w żelazie: a) domieszki z lewej strony żelaza w tablicy Mendelejewa, b) domieszki z prawej strony żelaza [11].



Rys. 8. Struktura Fe_3Si (typ DO_3)

atomy żelaza otoczone są czterema atomami żelaza z podsieci oznaczonej literą B oraz czterema atomami krzemu. W położeniach B natomiast najbliższe otoczenie żelaza stanowi osiem atomów żelaza z podsieci A . Tak więc najbliższe otoczenie atomu B jest identyczne z tym jakie ma atom żelaza w sieci żelaza o strukturze regularnej centrowanej przestrzennie. Ta nierównoważność położenia uwidacznia się natychmiast w wartości momentów magnetycznych żelaza w obu podsieciach. I tak moment żelaza w podsieci A wynosi $\mu_{\text{Fe}(A)} = 1.35 \mu_B$, podczas gdy w podsieci B wynosi on $2.2 \mu_B$, tj. tyle, ile w czy-

stym żelazie. Wartości obu momentów wyznaczono ze sprężystego spójnego (braggowskiego) rozpraszania neutronów [12]; przekrój czynny na takie rozpraszanie jest proporcjonalny do kwadratu magnetycznego czynnika strukturalnego

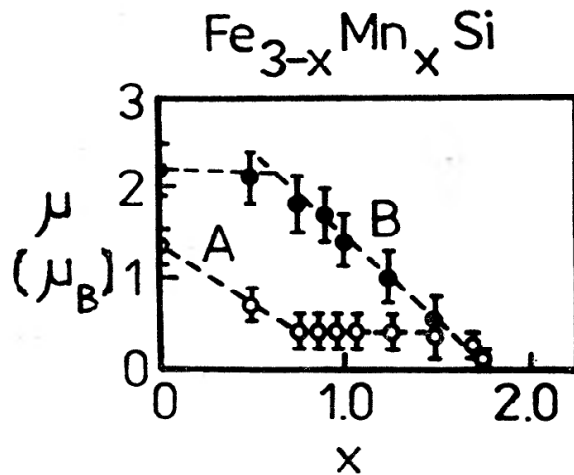
$$F_m = \sum_i p_i e^{i\mathbf{q}\cdot\mathbf{r}_i}, \quad (20)$$

gdzie sumowanie przebiega po wszystkich atomach w położeniach \mathbf{r}_i w magnetycznej komórce elementarnej. Podane wyżej wielkości momentów magnetycznych można także oszacować z wielkości pól nadsubtelnych obserwowanych techniką jądrowego rezonansu magnetycznego lub efektu Mössbauera [13].

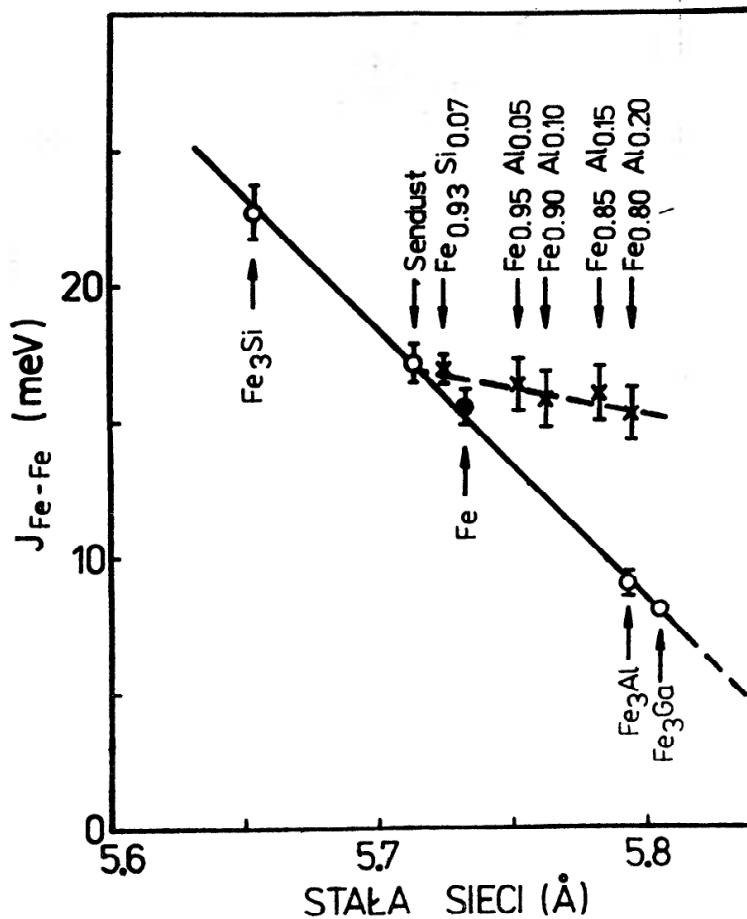
Okazuje się, że wprowadzenie na miejsce żelaza w Fe_3Si domieszki innego metalu przejściowego nie następuje w sposób przypadkowy: domieszki znajdujące się po prawej stronie żelaza w tablicy Mendelejewa, a więc Co i Ni, wchodzą selektywnie w położenia A , podczas gdy domieszki leżące w układzie periodycznym pierwiastków z lewej strony żelaza, a więc Mn, Cr, V i Ti zapełniają selektywnie położenia B [14]. Ta selektywność obsadzeń jest, jak wykazał Swintendick [15], prostą konsekwencją struktury pasmowej, w której utworzeniu się dwóch różnych momentów magnetycznych żelaza towarzyszy znaczne przesunięcie ładunku z podsieci B do podsieci A . Różne gęstości ładunku powodują z kolei, że domieszki o ładunku mniejszym niż żelazo wybierają też pozycję o mniejszej gęstości ładunku, gdyż ta jest energetycznie korzystniejsza.

Niemniej zdumiewającym jest przebieg momentów magnetycznych w obu podsieciach, gdy w miejsce żelaza podstawia się domieszki metali przejściowych. Na rys. 9 pokazane są wartości momentów magnetycznych podsieci przy podstawianiu żelaza manganem [13]. W stopach $\text{Fe}_{3-x}\text{Mn}_x\text{Si}$ mangan wybiera przede wszystkim podsięć B i widać, że przy małych koncentracjach moment podsieci B nie zmienia się. Pomiary neutronowe pokazują, że dzieje się tak dlatego, że moment magnetyczny jaki przyjmuje mangan lokujący się właśnie w tej podsieci, wynosi $2.2\mu_B$, tj. tyle ile moment żelaza. Jednocześnie widzimy dramatyczny spadek momentu magnetycznego w podsieci A ! Dzieje się tak do chwili, w której koncentracja manganu jest już tak duża, że mangan zaczyna również podstawiać się w podsieci A ($x \gtrsim 0.75$). Wtedy z kolei następuje wysycenie momentu magnetycznego podsieci A , natomiast zaczyna się gwałtowny spadek momentu magnetycznego w podsieci B . Rys. 9 demonstruje więc bardzo silną zależność momentu magnetycznego od najbliższego otoczenia, zależność trudną do opisanego w ramach innego niż pasmowy model. O tym, że obserwowane efekty mają charakter dalekozasięgowy, oczekiwany właśnie w modelu pasmowym, może również świadczyć i sama wartość momentu magnetycznego manganu w położeniu B . Jego moment $2.2\mu_B$ różni się znacznie od wartości, którą przyjmuje on w czystym żelazie, w którym, jak powiedzieliśmy, najbliższe otoczenie jest identyczne co do konfiguracji, a nawet i odległości międzyatomowych. Przy małych koncentracjach manganu w żelazie $\mu_{\text{Mn}} = -0.8\mu_B$ [16], a więc moment ten jest skierowany przeciwnie(!) do momentu magnetycznego żelaza. Ze wzrostem koncentracji manganu osiąga on wartość maksymalną około $+0.8\mu_B$ [17], a więc prawie trzy razy mniejszą od wartości wykazywanej w Fe_3Si .

Domieszki zmieniają także stałą sztywności wymiany D w prawie dyspersji magnonów (13). Nie jest to dziwne, jako że wartość D jest dość złożoną funkcją struktury pasmowej



Rys. 9. Zmiana momentów magnetycznych w podsieciach A i B w funkcji koncentracji manganu w stopach $\text{Fe}_{3-x}\text{Mn}_x\text{Si}$ [na podstawie nieopublikowanej pracy doktorskiej S. Yoona, Univ. of Salford (1975)]

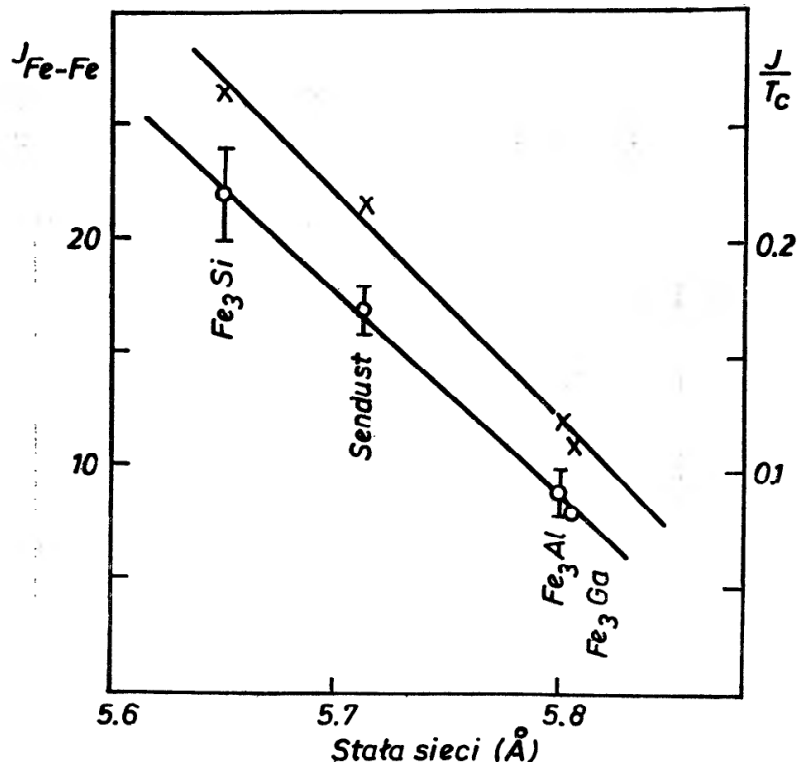


Rys. 10. Zależność efektywnej całki wymiany między najbliższymi sąsiadami w funkcji stałej sieci dla uporządkowanych i nieuporządkowanych stopów żelaza z krzemem i aluminium [19]

rozpatrywanego metalu. W gruncie rzeczy dopiero od niedawna zaczęto otrzymywać na drodze teoretycznej wartości D zgodne z doświadczeniem. Zagadnienia związane ze zmianą stałej sztywności wymiany w zależności od koncentracji i rodzaju domieszek omawiane są w szeregu prac, m. in. w [18]. O tym, jak duże znaczenie ma struktura pasmowa, można

się przekonać porównując zależność efektywnej całki wymiany, obliczonej z wartości D , od stałej sieci w stopach żelaza z aluminium i krzemem. Zależności te przedstawione są na rys. 10 [19]. Zauważmy, że o ile w strukturze DO_3 całka wymiany spada silnie z odległością międzyatomową, w stopach nieuporządkowanych o strukturze regularnej centrowanej przestrzennie jest ona prawie niezależna od tej odległości.

Przedstawiona na rys. 10 zależność J_{eff} od stałej sieci jest o tyle interesująca, że zmiana stałej sieci oznacza zmianę rozmiarów obszaru przekrywania się funkcji falowych sąsiednich atomów. To z kolei oznacza, że w stopach o strukturze DO_3 jest szansa zaobserwowania ciągłych zmian w kierunku np. zdelokalizowanego magnetyzmu wraz ze zmniejszeniem stałej sieci.



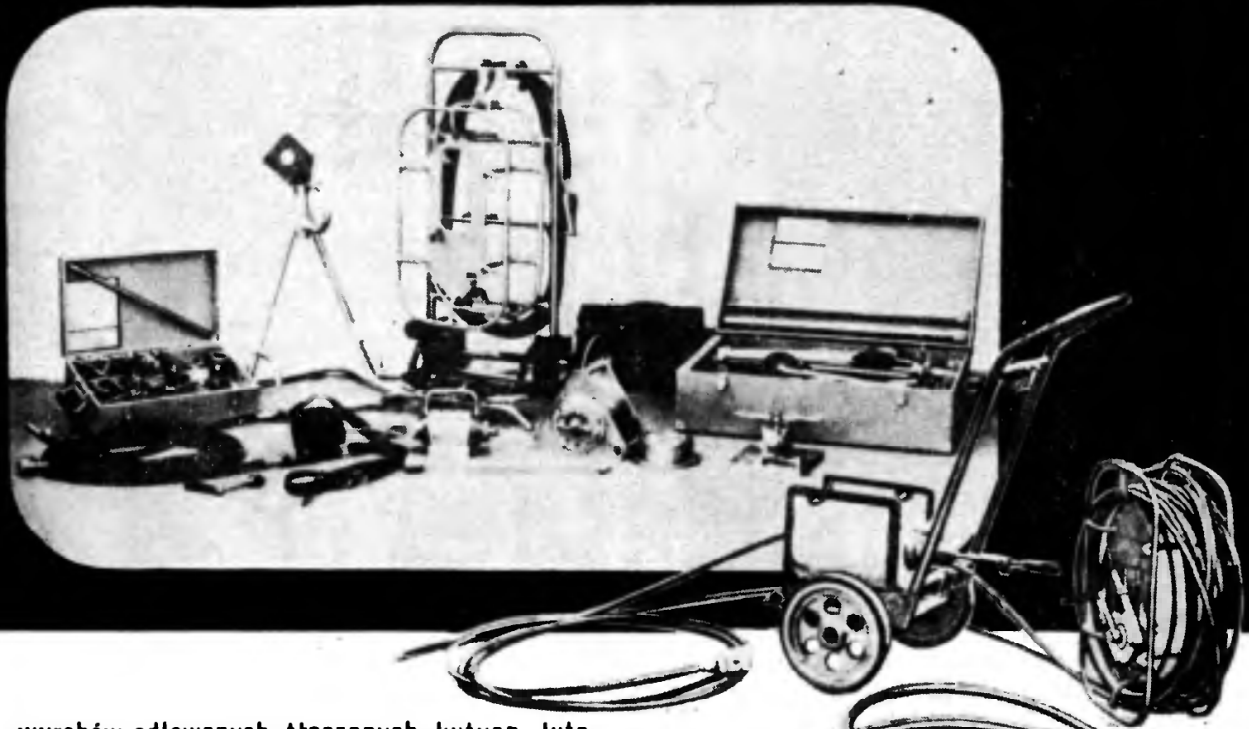
Rys. 11. Zależność $J_{\text{eff}}(\text{o})$ i J_{eff}/T_C (x) od stałej sieci dla stopów o strukturze typu DO_3 wg [19]. Punkt dla Fe_3Ga oszacowany z temperaturowego przebiegu namagnesowania [N. Kawamiya, K. Adachi i Y. Nakamura, *J. Phys. Soc. Japan* 33, 1318 (1972)]

szeniem stałej sieci. Nadzieję tę potęguje fakt, że zależność J_{eff}/T_C od stałej sieci wykazuje równie silny spadek ze stałą sieci (rys. 11), co oznacza prawdopodobnie duże zmiany wartości η_1 w tych stopach. Zauważmy jednocześnie, że momenty magnetyczne atomów żelaza w Fe_3Al i Fe_3Si są prawie takie same, a zatem zgodnie z definicją (16), na gruncie modelu zlokalizowanych spinów oczekiwalibyśmy bardzo podobnych wartości $E_{\text{B.Z.}}/k_B T_C$ dla obu stopów.

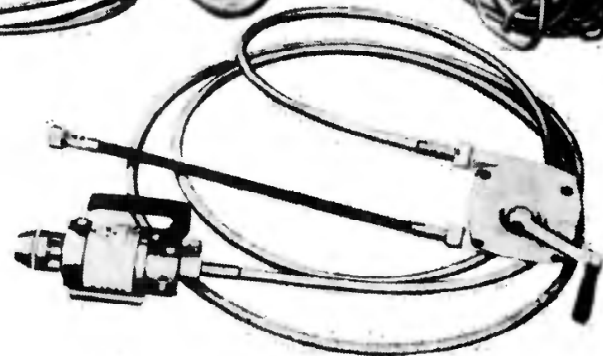
4. Czy fale spinowe istnieją w ferromagnetykach metalicznych powyżej T_C ?

Na rys. 12 pokazano rozkłady natężeń neutronów rozpraszanych na magnonach o energii 9 meV, zmierzonych w różnych temperaturach dla stopu $\text{Fe}_{2.68}\text{Mn}_{0.32}\text{Si}$ [20]. Jak widać, ze wzrostem temperatury maksimum rozpraszania przesuwają się stopniowo w stronę coraz

UNIWERSALNE PRZEWODOWE DEFEKTO SKOPY GAMMA do nieniszczącej radiologicznej kontroli jakości



- wyrobów odlewanych, tłoczonych, kutycn, lutowanych i innych
- połączeń spawanych głównych linii gazociągów i ropociągów
- w trudno dostępnych obiektach budownictwa okrętowego, przemysłu lotniczego i innych gałęzi przemysłu
- konstrukcji budowlanych

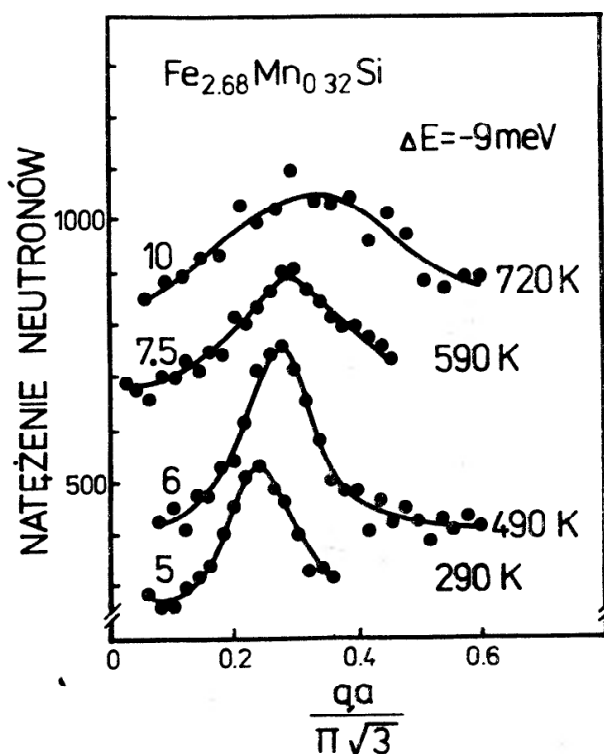


Typ defektoskopu	Gammarid 192/120	170/400	60/40
grubość prześwietlanych materiałów (w mm):			
• dla stali	do 80	1 - 40	do 200
• dla metali lekkich i stopów	do 250	5 - 100	
źródło promieniowania	iryd-192 cez-137	iryd-192 tul-170 selen-75	kobalt-60

TENEX  TM

Exporter: V/O TECHSNABEXPORT
ZSRR, 121200, Moskwa
Smolenskaja-Siennaja 32/34
Telefon: 244 32 85 Teleks: 411328 TSE SU

to większych quasipędów magnonów q . Oznacza to po prostu renormalizację energetyczną fal spinowych: ze wzrostem temperatury stała sztywności spinowej zmniejsza się i tej samej wartości energii odpowiada zatem większa wartość q . Wraz z renormalizacją energetyczną obserwuje się wyraźne poszerzenie linii z temperaturą, co oznacza wzrost tłumienia fal spinowych. Demonstrowany tu wynik może nie byłby tak bardzo interesujący, gdyby nie fakt, że temperatura Curie badanego stopu wynosi $T_C = 658$ K, a więc zmierzone w temperaturze $T = 720$ K maksimum obserwowane jest w fazie paramagnetycznej i wydaje się zatem wskazywać na istnienie fal spinowych także powyżej T_C .



Rys. 12. Natężenia niesprężystego rozpraszania magnetycznego neutronów na $\text{Fe}_{2.68}\text{Mn}_{0.32}\text{Si}$ w funkcji temperatury [20]

Historia tego problemu sięga roku 1973, kiedy to Mook i in. [21] opublikowali sensacyjne doniesienie o wykryciu fal spinowych powyżej temperatury Curie w niklu. Kolejne badania potwierdzały tę obserwację zarówno dla niklu [22], jak i dla żelaza [23]. Ponieważ analogicznego zjawiska nie udało się zaobserwować w żadnym ze znanych ferromagnetyków uznanych za heisenbergowskie, wyprowadzono stąd wniosek, że istnienie fal spinowych powyżej T_C musi być związane z pasmowym charakterem magnetyzmu Fe i Ni. Charakterystyczną rzeczą dla tych fal była niezależność stałej sztywności wymiany D' od temperatury, stwierdzona dla Ni w zakresie od T_C do $2T_C$. Interesującą podbudową tej interpretacji stał się eksperyment neutronowy [24], w którym stwierdzono, że powyżej T_C obserwuje się w żelazie bardzo silne uporządkowanie magnetyczne bliskiego zasięgu, rozciągające się na odległość 15–20 Å, podczas gdy uporządkowania takiego nie ma np. w stopie Heuslera. Istnienie takiego gigantycznego, jak je nazwali Capellman i Vieira [25], uporządkowania bliskiego zasięgu było zrozumiałe w świetle następujących, prostych

argumentów. Z energetycznego rozmycia funkcji Fermiego-Diraca można obliczyć rozmycie pędowe, a stąd — poprzez relacje nieoznaczoności — rozmycie położenia elektronów o najwyższych energiach. Elektrony te, jak wiadomo, są odpowiedzialne za własności magnetyczne metalu. Obliczone rozmycie położeniowe wynosi w temperaturach rzędu 1000 K około 15—20 Å i wyznacza ono jednocześnie obszar, w którym elektrony powinny zachowywać się koherentnie, tworząc paczkę falową o podanym wyżej rozmiarze. Energie, które mogą zmienić np. konfigurację spinową wewnątrz takiego obszaru, muszą być rzędu energii Fermiego, a więc o rząd wyższe od energii termicznych. Tak więc, przejściu przez temperaturę Curie nie powinny towarzyszyć zasadnicze zmiany w ustawieniu spinów w obszarze rzędu 15—20 Å, co zgodne jest z obserwacją. Z kolei, w ramach tak dużego obszaru skorelowanych spinów może rozjeść się fala spinowa, choć skończone rozmiary klasteru mogą zarówno ograniczać długość tej fali, jak i wywoływać jej tłumienie. Tego rodzaju rozumowanie stało się teoretyczną bazą interpretacji zaobserwowanych rozprożeń niesprężystych neutronów powyżej temperatury Curie.

W latach 1983—84 Shirane i in. [26—28] pokazali, że istnienie maksimum natężeń typu przedstawionego na rys. 12 wcale nie wymaga interpretacji sięgającej do fal spinowych. Znacznie wcześniej wiadano, że przekrój czynny na rozpraszanie neutronów przez paramagnetyki można zapisać w postaci funkcji rozpraszania [4]

$$S(q, \omega) = 2kT\chi(q)F(q, \omega) \frac{\hbar\omega/kT}{1 - \exp(-\hbar\omega/kT)}, \quad (21)$$

gdzie $\chi(q)$ jest statyczną podatnością magnetyczną

$$\chi(q) \sim \frac{1}{\kappa_1^2 + q^2}, \quad (22)$$

gdzie κ_1 jest odwrotnością zasięgu korelacji, a $F(q, \omega)$ jest tzw. funkcją gęstości spektralnej, której standardowo przypisuje się postać lorentzowską

$$F(q, \omega) = \frac{1}{\pi} \frac{\Gamma}{\Gamma^2 + (\hbar\omega)^2}, \quad (23)$$

z szerokością

$$\Gamma = Aq^{5/2} f(\kappa_1/q), \quad (24)$$

gdzie $f(x)$ jest uniwersalną dla danego materiału tzw. funkcją dynamicznego skalowania, a A pewną stałą. Funkcję $f(x)$ dla żelaza obliczyli Résibois i Piette [29]. Gdyby powyżej T_C istniały fale spinowe o energiach E_q , nasza funkcja (23) przybrałaby postać

$$F(q, \omega) = \frac{1}{\pi} \left[\frac{\Gamma}{(E - \hbar\omega)^2 + \Gamma^2} + \frac{\Gamma}{(E_q + \hbar\omega)^2 + \Gamma^2} \right]. \quad (25)$$

Jak pokazał Shirane i in. [26—28] kształt funkcji (21) z funkcją F daną równaniem (23) jest taki, że dla ustalonego przekazu energii ($\hbar\omega$) neutronów (a więc dla warunków doświadczalnych [21—23]), funkcja $S(q, \omega)$ ma zawsze maksimum dla jakiegoś q i maksimum

to przesuwają się z wartością q , symulując w ten sposób istnienie prawa dyspersji. Jednakże, jeśli w eksperymencie ustalić wartość przekazu pędu neutronów, a więc wartość q , maksimum funkcji (21) powinno przypadać jedynie w zerze energii. Pewne małe przesunięcie tego maksimum może wynikać z ostatniego czynnika w (21), ale pojawi się ono tylko po jednej stronie przekazu energii. Gdyby obserwowane maksima miały coś wspólnego z magnonami powinno się je obserwować przy rozpraszaniu zarówno z kreacją, jak i z anihilacją magnonu, a więc przy energiach $\hbar\omega = \pm E_q$. Cytowane eksperymenty zakwestionowały więc słuszność podanej przez Mooka i in. [21, 22]. interpretacji wyników doświadczalnych.

W dalszej dyskusji nad tym problemem rozpatrywano zarówno precyzję wykonywania kolejnych eksperymentów [30—32], jak i w gruncie rzeczy kształt funkcji spektralnej $F(q, \omega)$. W szczególności, Folk i Iro [33] pokazali na gruncie teorii grupy renormalizacyjnej, że w $T = T_C$

$$F(q, \omega) = \frac{2}{Aq^{2.5}} \operatorname{Re} \left\{ is + \alpha \left(1 + \frac{0.46}{\alpha} is \right)^{-0.6} \right\}^{-1}, \quad (26)$$

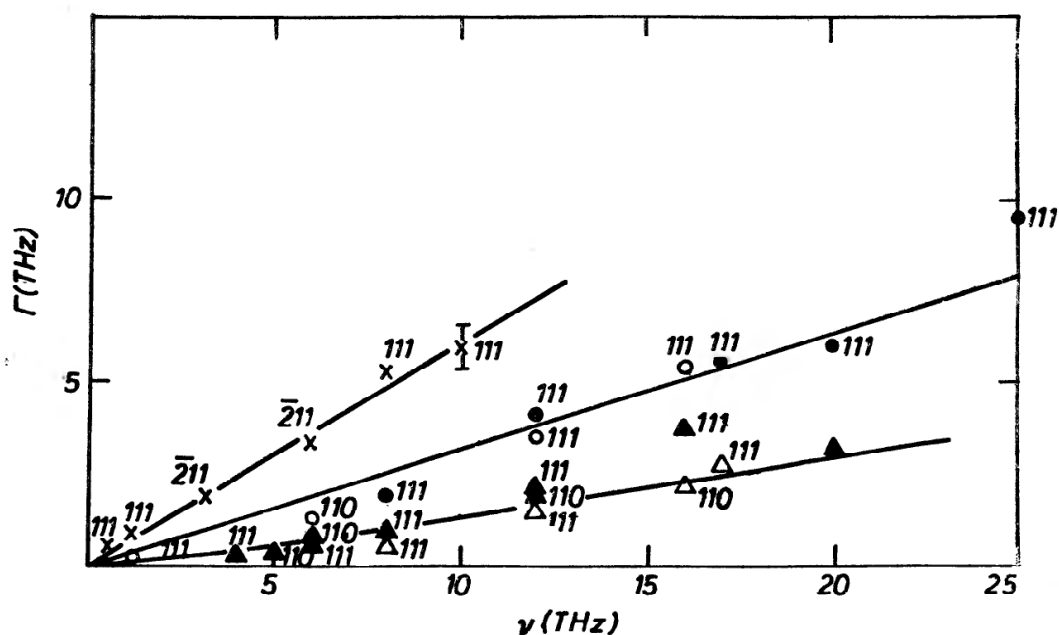
gdzie $s = \hbar\omega/Aq^{2.5}$, a $\alpha = 0.78$. Zauważmy, że poza parametrem skalującym A , funkcja ta nie ma żadnych innych parametrów. Biorąc pod uwagę, że parametr A jest jednoznacznie określony z wartości $F(q, 0)$ można nawet powiedzieć, że jest to funkcja bez parametru swobodnego. Funkcja (26) bardzo dobrze zgadza się z obserwowaną funkcją spektralną.

Duża seria pomiarów prowadzonych metodą spolaryzowanych neutronów w taki sposób, aby uzyskać możliwie „czysty” sygnał rozpraszania magnetycznego wydaje się jednoznacznie wskazywać, że obserwowane powyżej T_C maksima nie mają nic wspólnego z magnonami [34]. W podsumowaniu należy zatem stwierdzić, że nie istnieją obecnie przekonujące dane doświadczalne wskazujące na istnienie propagujących się fal spinowych powyżej temperatury Curie. Nie oznacza to jednak zamknięcia problemu, gdyż, jak już mówiliśmy, w silnie skorelowanych obszarach powinny występować wzbudzenia elementarne, których charakterystyki warto poznać. Z dotychczasowych danych możemy wnosić, że albo energie tych wzbudzeń są znacznie niższe niż możliwe do obserwacji obecnymi metodami, albo też ich tłumienie jest tak silne, że nie dają one w rozpraszaniu łatwo widocznej struktury.

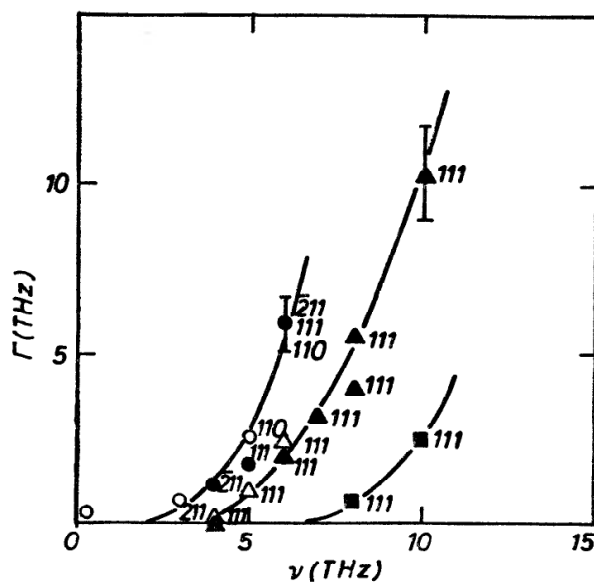
5. Czasy życia magnonów

Oprócz oczywistej charakterystyki wzbudzeń elementarnych w sieci spinowej jaką jest prawo dyspersji magnonów, warto poświęcić trochę uwagi czasowi życia fali spinowej. Prac teoretycznych poświęconych temu zagadnieniu jest bardzo niewiele i do dziś podstawą interpretacji równie niewielkiej liczby danych są klasyczne prace Brooksa Harrisa [35] i Waksa i in. [36] opisujące oddziaływania magnon-magnon w układzie zlokalizowanych spinów oraz Morkowskiego i in. [37] dla układów niezlokalizowanych. W przypadku ferromagnetyków metalicznych sytuacja jest o tyle specyficzna, że czas życia fali spinowej powinien być czułą funkcją struktury pasmowej ferromagnetyka. W szczególności można się spodziewać, że obecność domieszek będzie szczególnie silnie wpływać na czas życia, nawet gdy domieszki te będą we względnie małej ilości. Osobliwości zachowania się cza-

sów życia fal spinowych zostały już stwierdzone w stopach Ni-Fe i Ni-Mn [38]. I tak, o ile w stopach Ni-Fe szerokość naturalna linii (odwrotnie proporcjonalna do czasu życia) wzrasta liniowo z energią (kwadratowo z q), o tyle w stopach Ni-Mn pojawia się ona dopiero powyżej pewnej progowej wartości energii magnonu (rys. 13 i 14). Interesujący wynik



Rys. 13. Zależność szerokości linii od energii magnonów w stopach nieuporządkowanych Ni-Fe [38]: $\text{Ni}_{0.5}\text{Fe}_{0.5}$: \blacktriangle — temperatura pokojowa, \triangle — 4.2 K, $\text{Ni}_{0.4}\text{Fe}_{0.6}$: \circ — temperatura pokojowa, \bullet — 4.2 K, $\text{Ni}_{0.32}\text{Fe}_{0.68}$: \times — temperatura pokojowa



Rys. 14. Zależność szerokości linii od energii magnonów w nieuporządkowanych stopach Ni-Mn [38]: $\text{Ni}_{0.95}\text{Mn}_{0.05}$: \blacksquare — temperatura pokojowa, $\text{Ni}_{0.925}\text{Mn}_{0.075}$: \blacktriangle — temperatura pokojowa, \triangle — 4.2 K, $\text{Ni}_{0.87}\text{Mn}_{0.13}$: \bullet — temperatura pokojowa, \circ — 4.2 K

zaobserwowano też w stopie $\text{Fe}_{2.94}\text{Al}_{0.38}\text{Si}_{0.68}$ o strukturze DO_3 [39]. Jak wynika ze wzoru chemicznego tej substancji zaledwie sześć procent atomów nie obdarzonych momentem magnetycznym podstawia żelazo. Jest to bardzo niewielka liczba z punktu wi-

dzenia modelu zlokalizowanych spinów. Z pasmowego punktu widzenia panuje natomiast w całości sieci nieporządek, gdyż nieporządek panuje zarówno w podsięciach żelaza, jak i w podsięci krzemu. Eksperyment [39] pokazuje, że czasy życia magnonów w tym stopie są w istocie bardzo krótkie. Wydaje się, że badania takich właśnie zjawisk mogą wiele powiedzieć o naturze wzbudzeń elementarnych w ferromagnetykach metalicznych.

6. Zakończenie

W podanym tu przeglądzie naszkicowałem zaledwie parę trudnych problemów związanych z rodzajem magnetyzmu rozpatrywanej substancji, przy czym większy nacisk położyłem na aspekty dynamiczne, gdyż te są po prostu rzadziej omawiane w literaturze. Przyczyną są zarówno trudności teoretyczne, jak i znacznie mniejsza liczba eksperymentów nad dynamiką spinów. Oczywiście, dokonany przeze mnie wybór materiału jest bardzo selektywny i praca ta nie pretenduje do roli przeglądu wszystkich zagadnień związanych z pasmowym charakterem metalicznych ferromagnetyków. W szczególności pominięto arcyciekawe zagadnienia związane z przestrzennymi rozkładami gęstości namagnesowania, ich asferycznościami i problemami polaryzacji elektronów przewodnictwa. Pominięto także tak interesujące sprawy, jak ferromagnetyzm rozcieńczonych stopów palladu i platyny. Wydaje się jednak, że wtłoczenie wszystkich spraw w jeden artykuł odbyłoby się ze szkodą dla klarowności tekstu, a ponadto autor zdecydowanie bardziej woli omawiać problematykę, z którą obcuje na co dzień, niż którą sam zna przede wszystkim z literatury.

Literatura

- [1] *Electron Correlation and Magnetism in Narrow Band Systems*, red. T. Moriya, Springer-Verlag 1981
- [2] J. Kübler, *Physica* **127B**, 257 (1984).
- [3] B. L. Gyorffy, A. J. Pindor, J. Staunton, G. M. Stocks, H. Winter, *J. Phys. F* **15**, 1337 (1985).
- [4] W. Marshall, S. W. Lovesey, *Theory of Thermal Neutron Scattering*, Clarendon Press, Oxford, 1971.
- [5] R. M. White, *Kwantowa teoria magnetyzmu*, PWN, Warszawa 1979.
- [6] J. F. Cooke, J. W. Lynn, H. L. Davis, *Phys. Rev.* **B21**, 4118 (1980).
- [7] H. A. Mook, D. McK. Paul, *Phys. Rev. Lett.* **54**, 227 (1985).
- [8] P. W. Anderson, *Phys. Rev.* **124**, 41 (1961); P. A. Wolff, *Phys. Rev.* **124**, 1030 (1961).
- [9] I. A. Campbell, *Proc. Phys. Soc.* **89**, 71 (1966).
- [10] M. F. Collins, G. G. Low, *J. Phys. (France)* **25**, 596 (1964); *Proc. Phys. Soc.* **86**, 535 (1965).
- [11] G. G. Low, *Proc. Phys. Soc.* **92**, 938 (1967).
- [12] S. Yoon, J. G. Booth, *Phys. Lett.* **48A**, 381 (1974).
- [13] K. Raj, V. Niculescu, T. J. Burch, J. I. Budnick, R. B. Frankel, *AIP Conf. Proc.* No. 34, 28 (1976).
- [14] S. Pickart, T. Litrenta, T. Burch, J. I. Budnick, *Phys. Lett.* **53A**, 321 (1975).
- [15] A. C. Swintendick, *Solid State Commun.* **19**, 511 (1976).
- [16] F. Kajzar, G. Parette, *Phys. Rev.* **B22**, 5471 (1980).
- [17] P. Radakrishna, F. Livet, *Solid State Commun.* **25**, 597 (1978).
- [18] M. Hennion, B. Hennion, *Phys. Rev.* **B19**, 348 (1979); *J. Phys. F* **8**, 287 (1978).
- [19] L. Dobrzyński, K. Blinowski, S. Bednarski, H. Kępa, T. Giebultowicz, W. Minor, *Solid State Commun.* **46**, 217 (1983).

- [20] H. Kępa, L. Dobrzyński, A. Wiśniewski, M. Szymański, W. Minor, M. Piotrowski, K. Blinowski, *Solid State Commun.* **57**, 47 (1986).
- [21] H. A. Mook, J. W. Lynn, R. M. Nicklow, *Phys. Rev. Lett.* **30**, 556 (1973).
- [22] J. W. Lynn, H. A. Mook, *Phys. Rev.* **B23**, 198 (1981).
- [23] J. W. Lynn, *Phys. Rev.* **B11**, 2624 (1975).
- [24] P. J. Brown, H. Capellmann, J. Déportes, D. Givord, K. R. A. Ziebeck, *J. Magn. Magn. Mater.* **30**, 335 (1983); **31**, 295 (1983).
- [25] H. Capellman, V. Vieira, *Phys. Rev.* **B25**, 333 (1982).
- [26] G. Shirane, O. Steinsvoll, Y. J. Uemura, J. Wicksted, *J. Appl. Phys.* **55**, 1887 (1984).
- [27] O. Steinsvoll, C. F. Majkrzak, G. Shirane, J. P. Wicksted, *Phys. Rev. Lett.* **51**, 300 (1983); *Phys. Rev.* **B30**, 2377 (1984).
- [28] J. P. Wicksted, P. Böni, G. Shirane, *Phys. Rev.* **B30**, 3655 (1984).
- [29] P. Résibois, C. Piette, *Phys. Rev. Lett.* **24**, 514 (1970).
- [30] H. A. Mook, J. W. Lynn, *J. Appl. Phys.* **57**, 3006 (1985).
- [31] J. L. Martinez, P. Böni, G. Shirane, *Phys. Rev.* **B32**, 7037 (1985).
- [32] H. A. Mook, J. W. Lynn, *Phys. Rev. Lett.* **57**, 150 (1986).
- [33] R. Folk, H. Iro, *Phys. Rev.* **B32**, 1880 (1985).
- [34] G. Shirane, P. Böni, J. L. Martinez, preprint BNL, 38661 (1986).
- [35] A. Brooks Harris, *Phys. Rev.* **175**, 674 (1968).
- [36] V. G. Vaks, A. I. Larkin, S. A. Pikin, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **26**, 647 (1968).
- [37] J. Morkowski, Z. Król, S. Krompiewski, *Acta Phys. Pol.* **A43**, 817 (1973).
- [38] B. Hennion, M. Hennion, *J. Phys. F.* **10**, 2289 (1980).
- [39] L. Dobrzyński, T. J. Uemura, J. Wicksted, S. M. Shapiro, A. Wiśniewski, w przygotowaniu do druku.

P. Monceau, M. Renard

Centre de Recherches sur
Très Basses Températures
Grenoble, Francja

Ślizgająca się fala gęstości ładunku indukuje transport elektronowy *

Sliding Charge Density Wave Induces Electron Transport

*Abstract **:* In this paper the phenomena of electron transport due to the charge density waves (CDW) are presented. It is shown that CDW develops in low dimensional materials: di-, tri-, tetrachalcogenides and blue bronzes as well as in organic conductors composed of chains of atoms or molecules. In all these materials high electrical conductivity exists along the chains only. The CDW appears below the temperature of the Peierls transition and can be commensurate or incommensurate with crystal lattice. The mechanism which is supposed to be responsible for CDW induced electronic transport is called Fröhlich conductivity. The authors describe properties of the CDW current carrying state and consider the recent models for the CDW phenomena together with their successes and drawbacks. Finally, they suggest some new experiments which could help in understanding of the CDW problems.

W minionych piętnastu latach podjęto intensywne prace eksperymentalne i teoretyczne dla zrozumienia własności fizycznych układów o zredukowanej wymiarowości. Niskowymiarowy przewodnik wykazuje silnie anizotropowe przewodnictwo elektryczne ze względu na strukturę krystaliczną — próbka utworzona np. z nieskończonych, równoległych łańcuchów będzie wykazywać wysokie przewodnictwo tylko wzdłuż łańcucha. Zainteresowanie tym zjawiskiem było silnie stymulowane przez świeżo uzyskane możliwości syntezy nowych rodzin niskowymiarowych przewodników nieorganicznych, jak również organicznych. W dużej liczbie tych związków oddziaływanie między jonami i elektronami, tzw. oddziaływanie elektron-fonon, może spowodować deformację gęstości ładunków elektronowych dając niższy stan energetyczny w niskiej temperaturze, co po raz pierwszy zostało podkreślone przez Peierlsa [1].

Przemiana Peierlsa i przewodnictwo Fröhlicha

Jak dobrze wiadomo z teorii pasmowej, każda strefa Brillouina stanowi miejsce nieciągłości energii elektronów. Jeśli w jednowymiarowym układzie elektronowym z wektorem Fermiego k_F wprowadzi się zaburzenie periodyczne sieci o wektorze falowym $2k_F$,

* Artykuł opublikowany w *Europhysics News — Bulletin of the European Physical Society* 17, No 7/8, 99 (1986), został przetłumaczony za zgodą Autorów i Wydawcy [Translated with permission. Copyright © 1986 by the European Physical Society]. (Przyp. Red.).

** Streszczenie dodane przez tłumacza.

struktura pasmowa zostanie zmodyfikowana ze względu na nową periodyczność. Przy $|\mathbf{k}_F|$ pojawia się nowa strefa Brillouina i w ten sposób energia każdego obsadzonego stanu elektronowego z $|\mathbf{k}| < k_K$ zmaleje powodując utworzenie nowego stanu podstawowego scharakteryzowanego przez falę gęstości ładunku (CDW) z wektorem falowym $\mathbf{q} = 2\mathbf{k}_F$. Obsadzone stany elektronowe są blochowskimi funkcjami falowymi z periodycznością supersieci

$$\psi_{\mathbf{k}} = \exp(i\mathbf{k}\mathbf{r}) \sum_n V_{\mathbf{k},n} \exp(i\mathbf{n}\mathbf{q}\mathbf{r})$$

i konsekwentnie gęstość elektronowa ma składowe fourierowskie z wektorami falowymi $\pm n\mathbf{q}$, szczególnie dla podstawowych $\pm \mathbf{q}$

$$\rho_{el} = \rho_0 + 2\rho_q \cos(\mathbf{q}\mathbf{r} + \varphi) + \dots, \quad (1)$$

gdzie ρ_0 jest jednorodną gęstością elektronową, a $2\rho_q$ amplitudą modulacji ładunku. Faza φ określa pozycję CDW w stosunku do jonów w sieci. Lokalna gęstość ładunku elektronów jest częściowo zneutralizowana przez równoczesne przemieszczenie każdego jonu do nowej pozycji równowagi, a przeniesienie n -tego jonu, znajdującego się początkowo w $n\mathbf{r}_0$ będzie opisane przez

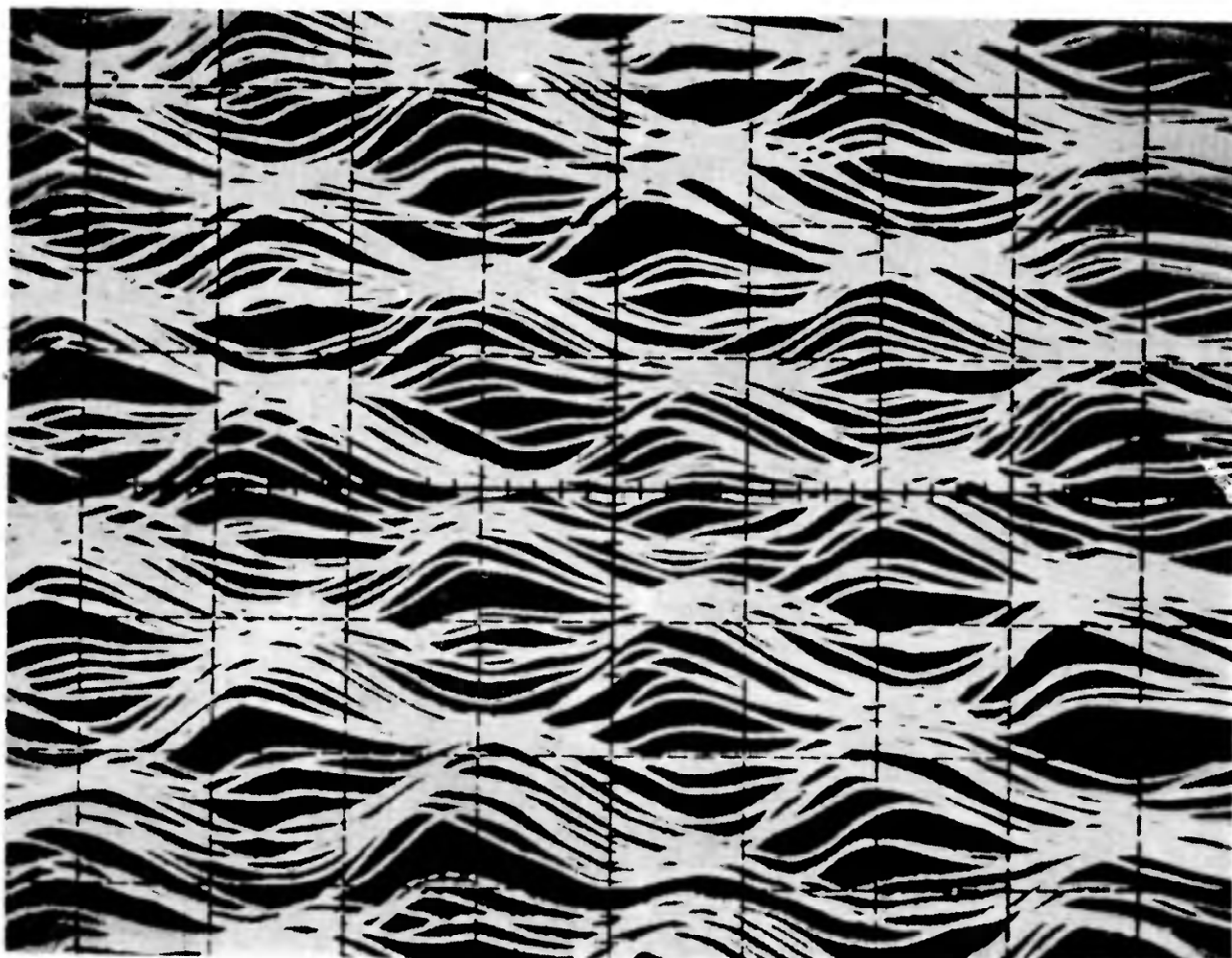
$$u_n = u_0 \sin(n\mathbf{q}\mathbf{r}_0 + \varphi). \quad (2)$$

Ponieważ na poziomie Fermiego otwiera się przerwa Δ , stan CDW ma energię niższą niż stan metaliczny.

Tworzenie się CDW obserwowano także w dwuwymiarowych związkach warstwowych, mianowicie w dwuchalkogenidkach metali przejściowych, w których powierzchnia Fermiego ma w przybliżeniu kształt walca o prawie równoległych podstawach. Dlatego duża część stanów jest połączona tym samym wektorem $\mathbf{q} = 2\mathbf{k}_F$ (warunek powstawania DW). Mimo to niskotemperaturowy stan podstawowy pozostaje metaliczny. Natomiast dla dokładnie jednowymiarowego przewodnika, powierzchnia Fermiego składa się z dwóch równoległych płaszczyzn, tak, że wszystkie stany są połączone tym samym \mathbf{q} . Szczelina energetyczna usuwa całą powierzchnię Fermiego, a niskotemperaturowy stan podstawowy jest izolatorem.

W dokładnie jednowymiarowym przypadku nie może powstać uporządkowanie dalekiego zasięgu z powodu termodynamicznych fluktuacji i w całym zakresie temperaturowym nie obserwuje się przemiany fazowej. W praktyce jednakże, w pseudo-jednowymiarowych przewodnikach możemy określić charakterystyczną temperaturę zwaną temperaturą przemiany Peierlsa, poniżej której występuje dystorsja sieci, a stan skondensowany może być opisany przy pomocy parametru porządku. Parametr ten może być zdefiniowany albo w kategoriach modulacji gęstości elektronowej jako $\rho_q \exp(i\varphi)$ (patrz równanie 1) albo w kategorii zaburzenia sieci, które jest proporcjonalne do ρ_q .

Modulacja pozycji jonów może być wykryta metodami dyfrakcji rentgenowskiej, neutronowej albo dyfrakcji elektronów; plamki supersieci pojawiają się w pobliżu głównych plamek braggowskich, które odpowiadają strukturze niezmodulowanej. Pomiar odwrótej odległości tych plamek supersieci daje długość fali CD (*charge density* — gęstości ładunku). W przestrzeni rzeczywistej odwzorowania CDW (*charge density wave* — fali



→ 1 nm ←

Rys. 1. Fala gęstości ładunku na powierzchni 1T-TaS₂ poniżej przemiany Peierlsa wykryta przy pomocy mikroskopu tunelującego. Odległości między wypukłościami, które tworzą uporządkowanie heksagonalne, jest długością fali CDW (wg pozycji [2])

gęstości ładunku) zostały otrzymane przy pomocy dyfrakcji elektronów o dużej zdolności rozdzielczej. Metoda ta bardzo dobrze pasuje do badania defektów w sieci CDW indukowanych na przykład przez napromieniowanie elektronowe. Ostatnio użycie skaningowego mikroskopu tunelującego do obserwacji odłupanej powierzchni dwuwymiarowego związku $1T\text{-TaS}_2$ z CDW pokazało, że realna struktura przestrzenna CDW jest utworzona przez heksagonalne ułożenie wypukłości z odstępem równym długości fali CDW [2] (rys. 1).

Utworzenie szczeliny poniżej temperatury przemiany Peierlsa przypomina półprzewodniki, ale zasadniczą cechą CDW jest, że jej długość fali $\lambda_{CDW} = 2\pi/2k_F$ jest kontrolowana przez wymiary powierzchni Fermiego i ogólnie nie ma związku z periodycznością sieci niezaburzonej, to znaczy CDW jest niewspółmierna z siecią. W konsekwencji kryształ nie zachowuje grupy translacyjnej, a w przeciwieństwie do półprzewodników, faza deformacji sieci φ nie jest związana z siecią, lecz może się ślizgać wzdłuż q . Zjawisko to łatwo zrozumiemy, jeśli zauważymy, że gdy sieć jest regularna, żadna pozycja nie jest uprzywilejowana energetycznie i w wyniku nie pojawi się zakotwiczenie fazy φ . W kategoriach bardziej teoretycznych: jeśli traktujemy CDW jako wynik oddziaływania elektronów poprzez fonony sieciowe, to oddziaływanie jest takie samo w każdym układzie galileuszowskim, jeśli tylko prędkość tego układu jest mała w porównaniu z prędkością dźwięku (w przeciwnym przypadku oddziaływanie byłoby silnie zmodyfikowane). Kondensacja CDW może więc powstawać w dowolnym zbiorze układów galileuszowskich o jednorodnej prędkości v , dając w układzie laboratoryjnym gęstość prądu elektronów

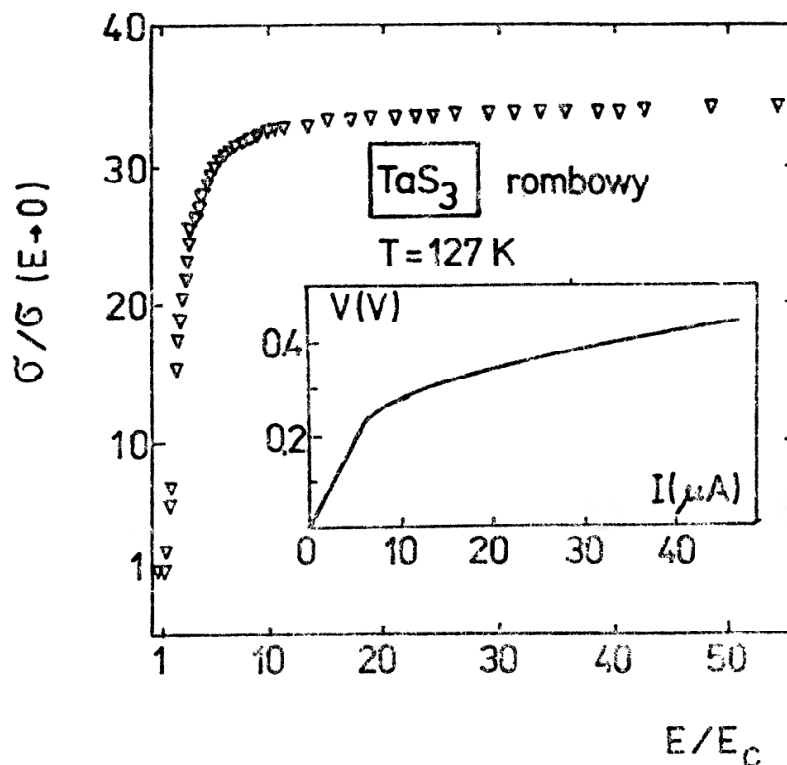
$$J = -n_0ev, \quad (3)$$

gdzie n_0 jest liczbą rzędu gęstości elektronów skondensowanych w pasmo poniżej szczeliny CDW.

Ten model ślizgającej się CDW został zaproponowany przez Fröhlicha w r. 1954 [3], jako mechanizm, który mógłby prowadzić do stanu nadprzewodzącego. Ten model Fröhlichowski jest prostą konsekwencją niezmienniczości translacyjnej. W praktyce, jak pokazali Lee, Rice i Anderson [4] ta niezmienniczość translacyjna jest złamana, ponieważ faza φ może być w rzeczywistości zamocowana do sieci na przykład przez domieszki, albo przez długozasięgową współmierność między długością fali CDW i siecią. Spodziewać się należy, że oscylacje zamocowanej CDW wytworzą wysokie przewodnictwo zmiennoprądowe (AC) o niskiej częstotliwości i dużą stałą dielektryczną. Stałe w czasie pole elektryczne (DC) może jednakże wytworzyć CDW z energią wystarczającą do zerwania zamocowania, tak że powyżej pewnego pola progowego CDW może się ślizgać i przenosić prąd. Tłumienie zapobiega nadprzewodnictwu. To dodatkowe przewodnictwo, związane z kolektywnym ruchem CDW i nazwane przewodnictwem Fröhlicha, zostało zaobserwowane niedawno [5].

Materiały

Dotychczas stwierdzono, że trzy rodziny związków nieorganicznych wykazują nieliniowe własności transportowe w temperaturach poniżej przemiany Peierlsa, a mianowicie: trójchalkogenidki metali przejściowych, takie jak NbSe_3 , NbS_3 , TaS_3 ze strukturą jedno-



Rys. 2. Nieliniowe przewodnictwo elektryczne (znormalizowane do wartości omowej) jako funkcja zredukowanego pola elektrycznego dla romboidalnej próbki TaS_3 . Wkładka pokazuje charakterystykę $V(I)$

skością albo rombowa; tlenki molibdenu $\text{K}_{0,30}\text{MoO}_3$ i $\text{Rb}_{0,30}\text{MoO}_3$ zwane niebieskimi brązami oraz szalogenowane (szczególnie zjodowane) czterochalkogenidki metali przejściowych takie jak $(\text{NbSe}_4)_2\text{I}$, $(\text{NbSe}_4)_{10}\text{I}_3$, $(\text{TaSe}_4)_2\text{I}$. Bez wchodzenia w szczegóły struktura tych związków może być opisana jako składająca się z łańcuchów trygonalnych graniastosłupów ustawionych jedno na drugim z przekrojem bliskim trójkątowi równoramiennemu w przypadku NbSe_3 , tworzących warstwy w przypadku $\text{K}_{0,30}\text{MoO}_3$ i równoległe łańcuchy w przypadku $(\text{TaSe}_4)_2\text{I}$. Gdy NbSe_3 zachowuje własności metaliczne w niskich temperaturach, wszystkie inne związki wykazują własności półprzewodnikowe poniżej temperatury przemiany Peierlsa, która w zależności od związku leży między 330 K (dla NbS_3) i 59 K (dla NbSe_3). Długość fali zaburzenia CDW okazuje się niewspółmierną z siecią i bardzo często stanowi prawie poczwórną wielokrotność parametru sieciowego wzdłuż kierunku łańcucha. Zależność temperaturowa długości CDW została wykryta jedynie w romboidalnym TaS_3 (istnieje również odmiana jednoskośna tego związku — uwaga tłumacza) i w niebieskim brązie z wyraźną współmiernością pojawiającą się w niskiej temperaturze.

Własności stanu CDW przenoszącego prąd

Począwszy od pierwszej obserwacji zjawiska transportu nieliniowego w roku 1976 [6], gdy do badania NbSe_3 zastosowano prąd stały albo pole mikrofalowe, własności tego nowego stanu przenoszącego prąd były szeroko badane i mogą być podsumowane jak następuje:

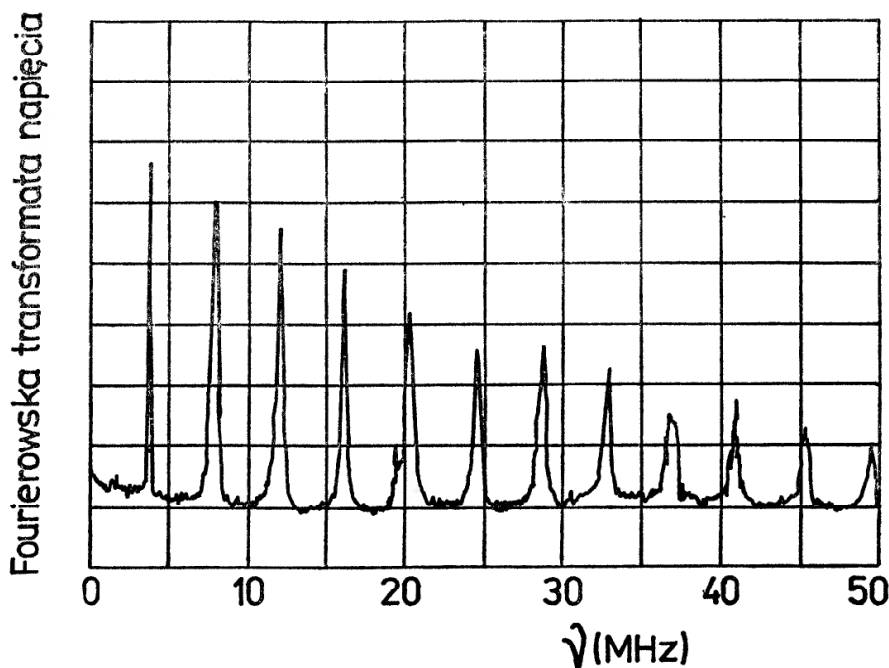
- przewodnictwo elektryczne prądu stałego wzrasta powyżej pola progowego E_T ;
- przewodnictwo silnie zależy od częstotliwości w zakresie 100 MHz — kilka GHz;
- powyżej pola progowego wytwarza się w kryształach napięcie zależne od czasu, które może być analizowane jako kombinacja składowej periodycznej i szumu o szerokim paśmie podążającego za zmianą $1/f$;
- efekty interferencyjne występują między napięciem zmiennym, wytworzonym w kryształach w stanie nieliniowym i polem zewnętrznym o częstotliwości radiowej (RF);
- obserwuje się histerezę i efekty pamięci, głównie w niskich temperaturach.

Rys. 2 pokazuje typową zmianę przewodnictwa elektrycznego σ (znormalizowanego do wartości omowej) jako funkcję pola elektrycznego. Odpowiednia charakterystyka $V(I)$ jest przedstawiona we wkładce; odstępstwo od prawa Ohma obserwuje się powyżej prądu krytycznego I_T , który prowadzi do pola progowego zdefiniowanego jako $E_T = RI_T/l$, gdzie R jest oporem próbki, a l odległością między kontaktami napięciowymi.

Z reguły E_T zmienia się od kilku mV/cm w NbSe_3 do paru dziesiątych V/cm w innych związkach; ponadto E_T wzrasta silnie ze spadkiem temperatury. Dla opisu przewodnictwa $\sigma(E)$ została wprowadzona pewna liczba praw fenomenologicznych, wśród których jedno powszechnie używane przypomina rodzaj procesu tunelowania międzypasmowego, pierwotnie rozważanego przez Zenera:

$$\sigma(E) = \sigma_a + \sigma_b [1 - E_T/E] \exp(-E_0/E), \quad (4)$$

gdzie σ_a jest przewodnictwem omowym, a $E_0 = CE_T$ z C zawartym między 2 i 5. Tak małe pole aktywacji E_0 wyklucza proces jednoelektronowy ponieważ szerokość pasma, która może być wyprowadzona z teorii Zenera jest o kilka rzędów wielkości mniejsza niż energia cieplna $k_B T$. Gdy $E \gg E_T$, przewodnictwo dąży do wartości $\sigma_a + \sigma_b$, która jest rzędu prze-



Rys. 3. Transformata fourierowska widma napięcia jako funkcja częstotliwości dla próbki NbSe_3 ($T = 42 \text{ K}$) w stanie nieliniowym

wodnictwa metalicznego ekstrapolowanego od temperatur powyżej temperatury krytycznej. Obserwowano także, że E_T wzrasta znacznie, gdy kryształy są domieszkowane.

Niskopolowe przewodnictwo zmiennoprądowe wykazuje silny wzrost w zakresie 100 MHz-1 GHz, a potem nasycę się przy wartości odpowiadającej nieskończone silnemu polu elektrycznemu ($\sigma_a + \sigma_b$). Ta własność może być opisana w kategorii reakcji oscylatora harmonicznego zamocowanego modu CDW. Dla NbSe_3 i TaS_3 reakcja jest przetłumiona. Niedawne pomiary w zakresie 10-100 GHz ujawniły człon bezwładnościowy, który pozwolił na oszacowanie masy efektywnej CDW, częstości zamocowania i stałej tłumienia. Jednakże w niskich temperaturach opis przy pomocy pojedynczego oscylatora zawodzi i trzeba wziąć pod uwagę rozkład częstości tłumienia.

W kryształach, gdy E jest powyżej E_T , generuje się napięcie zależne od czasu, które może być badane z pomocą analizatora widma. Oprócz szerokopasmowego szumu o widmie typu $1/f$, transformaty fourierowskie napięcia (takie jak pokazano na rys. 3 dla NbSe_3) wykazują częstość podstawową i wiele harmonik. Częstość podstawowa pojawia się przy E_T i wzrasta wraz z prądem przyłożonym do próbki.

W charakterystyce stałoprądowej $V(I)$ można zaobserwować stopnie, jeśli prąd o częstości radiowej jest nałożony na prąd stały i przewyższający I_T . Takiego efektu synchronizacji można się spodziewać w oscylatorze nieliniowym i rzeczywiście został on zaobserwowany w złączach Josephsona (stopnie Shapiry) dla częstości w bezpośrednim sąsiedztwie harmonik lub podharmonik częstości podstawowej spowodowanych prądem stałym. Należy podkreślić, że w trakcie synchronizacji próbka prawie odzyskuje swoje omowe, różnicowe przewodnictwo prądu stałego, co oznacza, że oscylacje prawie koherentne występują w całej próbce.

Ze względu na silne oddziaływanie CDW z domieszkami jest nieprawdopodobne, aby fala ta mogła być opisana przy pomocy jednego stanu podstawowego. Raczej jak w szklach, trzeba wziąć pod uwagę wiele stanów metastabilnych. Deformacja fazy CDW może być wyindukowana prądem i temperaturą. Skala czasowa dla stanów metastabilnych dla relaksacji do stanów niżej leżących może być bardzo szeroka w zależności od materiału i temperatury; stwierdzono, że czas zaniku wzrasta silnie w niskich temperaturach.

Bieżące modele dla transportu CDW

Bardeen [7] pierwszy zinterpretował przewodnictwo nieliniowe w wyżej opisanych materiałach, jako przewodnictwo Fröhlicha indukowane ruchem CDW. Główna część badań teoretycznych została wykonana dla przypadku niewspółmiernego, traktując dodatkowe przewodnictwo jako pochodzące od ruchu kolektywnego fazy CDW.

Istnienie pola progowego E_T stwarza problem, który może być tylko wyjaśniony, jeśli przyjmiemy statyczną, skończoną deformację fazy. Fizycznie najbardziej prawdopodobną przyczyną istnienia sił zamocowania jest przypadkowy rozkład domieszek albo dyslokacji, ale jeśli rozważymy kompletnie sztywną sieć, to sumowanie po indywidualnych siłach zamocowania da zależność pierwiastka kwadratowego z zawartości domieszek z E_T zmie-

rzającym do zera w granicy termodynamicznej. Natomiast pewna elastyczność zezwala na deformację fazy i skończony efekt drugiego rzędu.

Bardzo popularny model Lee i Rice'a [8] pokazuje, że koherencja fazowa między odległymi punktami zmierza do zera z odległością, jeśli wprowadzi się dowolnie małą elastyczność sieci wraz z przypadkowymi centrami zamocowania pochodzącymi od nagromadzenia małych zaburzeń fazy. Zdefiniowali oni „rozmiar domeny” tak, że odchylenie fazy od ideału jest rzędu π , ale w rzeczywistych próbkach domeny mają wymiar tylko kilku mikronów, a dowolny pomiar obejmuje wiele domen. Jeśli można przyjąć, że domeny zachowują się niezależnie, to całkowita siła zamocowania będzie proporcjonalna do długości próbki, a E_T będzie proporcjonalne do kwadratu ze stężenia domieszek i niezależne od długości. Daleko jest do wyjaśnienia co oznacza granica termodynamiczna E_T , ale ponieważ eksperymenty dają wartości skończone dla stosunkowo makroskopowych próbek, zostały rozwinięte teorie rozważające ruch domen.

Koherentna domena jest scharakteryzowana przez równoważną masę M , pewien mechanizm dyssypacyjny (termalizacja ruchu fazy przez otoczenie fononowe), przypadkowy ładunek Q i efektywną siłę zamocowania, która musi być periodyczna względem, ponieważ jeśli zwiększy się o 2π , każda domieszka widzi ten sam rozkład ładunku w swoim otoczeniu. Prowadzi to do równania ruchu:

$$M + \Gamma + F_0 \sin \varphi = QE. \quad (5)$$

To proste równanie utworzone dla innego kontekstu fizycznego np. złączy Josephsona, dynamiki dyslokacji, prowadzi do co najmniej jakościowego wyjaśnienia wielu zjawisk CDW:

— pola progowego zdefiniowanego jako $E_T = F_0/Q$,
 — jeśli $E = E_0 \cos \omega t$ i $E_0 \ll E_T$, linearyzacja członu oscylacyjnego prowadzi do dobrej zgodności z przewodnictwem zespolonym $\sigma(\omega)$ mierzonym w niskich polach (liniowa reakcja oscylatora przetłumionego).

Dla pola stałoprądowego $E > E_T$, człon oscylacyjny powoduje modulację prędkości przy częstotliwości podstawowej ν , której harmoniki mogą być traktowane jako źródło periodyczności napięcia zmiennego generowanego w tych układach. Należy zauważyć, że założona periodyczność siły związanej z długością fali CD, λ_{CDW} implikuje, że częstota podstawowa związana jest ze średnią prędkością CDW za pomocą

$$V_{CDW} = \lambda_{CDW} \nu, \quad (6)$$

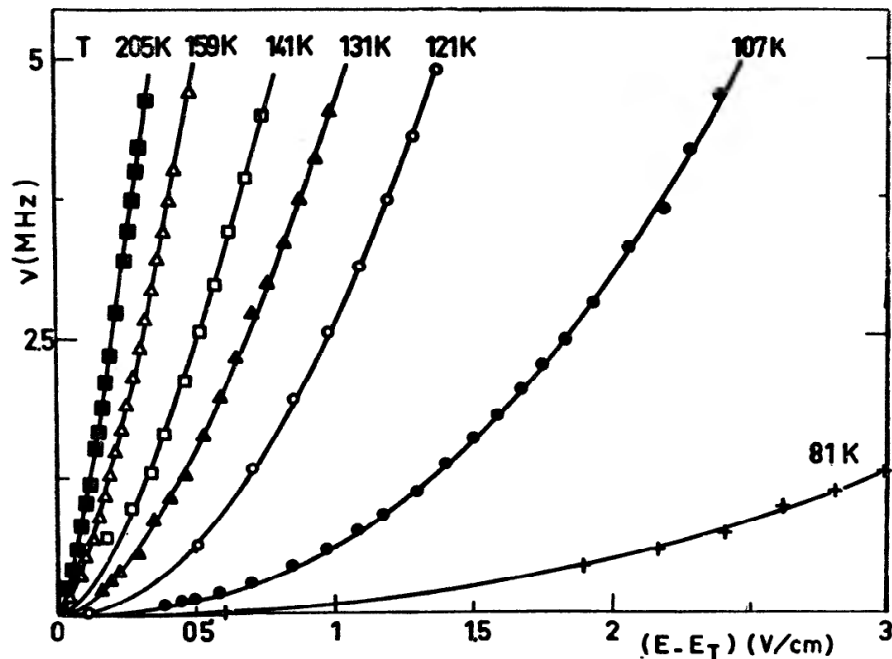
a zgodnie z równaniem (3) dodatkowa gęstość prądu niesionego przez CDW w ruchu dana jest zatem przez

$$J_{CDW} = n_0 e V_{CDW} = n_0 e \lambda_{CDW} \nu. \quad (7)$$

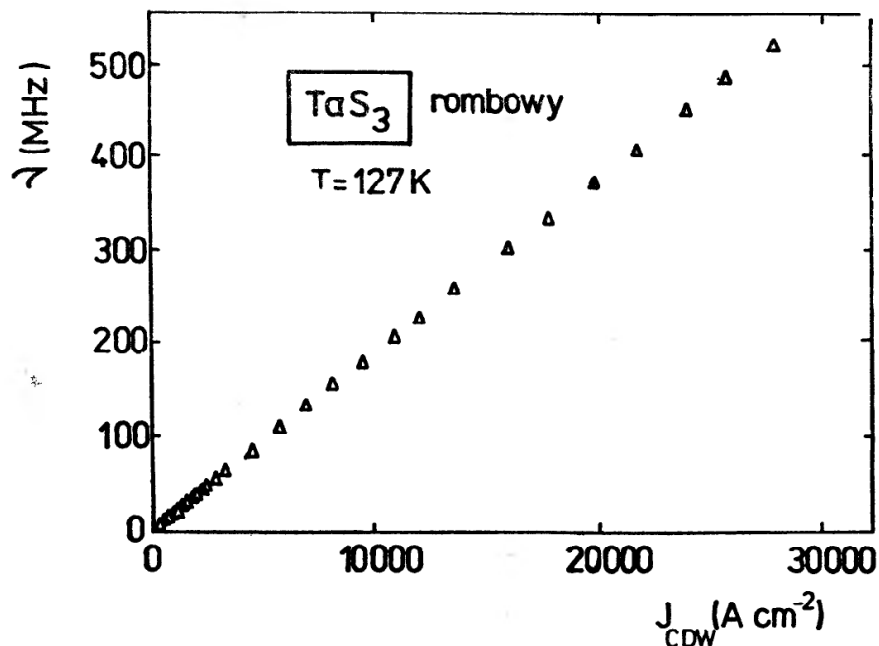
Konsekwencją klasycznego równania ruchu (równ. 5) jest, że dla E nieco większego niż E_T , dodatkowy prąd stały zmienia się jak:

$$J_{CDW} \sim (E - E_T)^{1/2}. \quad (8)$$

Jednakże wyniki doświadczalne dają prawo potęgowe z wykładnikiem bliskim 3/2, jak pokazano na rys. 4, gdzie narysowano zmianę częstotliwości podstawowej dla rombego



Rys. 4. Częstość podstawowa szumu, ν , wyznaczona z transformaty fourierowskiej napięcia, jako funkcja $E - E_T$ dla różnych temperatur dla rombowej odmiany TaS_3 . Temperatura przemiany Peierlsa jest $T_P = 215$ K. Linie stanowią dopasowanie do wyrażenia $(E - E_T)^\gamma$ z $\gamma \cong 1,5$



Rys. 5. Prąd J_{CDW} niesiony przez CDW jako funkcja częstości podstawowej wyznaczonej z transformaty fourierowskiej napięcia dla rombowej odmiany TaS_3 w $T = 127$ K. Nachylenie $J_{\text{CDW}}/\nu = ne\lambda_{\text{CDW}}$ daje liczbę elektronów skondensowanych poniżej szczeliny CDW

TaS_3 jako funkcję $(E - E_T)$ w różnych temperaturach. Próbowano wyjaśnić własności CDW w zakresie bliskim E_T tworząc pewną analogię między sąsiedztwem E_T a zachowaniem krytycznym przy przejściu fazowym II rodzaju prowadzącym do wykładnika $3/2$.

Zgodnie z (7) nachylenie J_{CDW}/ν jest miarą liczby elektronów skondensowanych poniżej szczeliny CDW. Dodatkowy prąd J_{CDW} mierzony jest z nieliniowej charakterystyki $V(I)$. Gdy ν jest przedstawione jako funkcja J_{CDW} , wszystkie krzywe narysowane na rys. 4 spłaszczają się w jedną prostą linię (z wyjątkiem temperatur w pobliżu temperatury prze-

miany Peierlsa). Rys. 5 pokazuje zależność liniową między J_{CDW} i v dla próbki romboidalnego TaS_3 . Zależność jest spełniona nawet dla gęstości prądu CDW równej $30\,000\text{ A/cm}^2$. Liczba elektronów wydedukowana z nachylenia v/J_{CDW} jest, dla dowolnego związku chemicznego wykazującego CDW, rzędu koncentracji elektronów w pasmach podległych kondensacji CDW, co można wyliczyć ze struktury pasmowej, albo z rozkładu wiązań chemicznych. Uważa się, że wynik ten jest dowodem na przewodnictwo Fröhlicha, a gdy pole przekroczy wartość progową, elektrony, które znalazły się w pułapce poniżej szczeliny CDW, uczestniczą w przewodnictwie elektrycznym.

Podejście kwantowe do tego samego zagadnienia zostało przedstawione przez Bardeena [7], ale również sugerowane wyjaśnienie alternatywne: ruch sieci, która utraciła współmierność traktuje się jako przeniesienie ładunku w ten sposób, że jego kolektywny ruch będzie niósł prąd.

Innym kontrowersyjnym zagadnieniem jest mechanizm zapewniający kondensację elektronów, która musi zajść w sąsiedztwie kontaktów elektrycznych doprowadzających prąd stały wymagany do wprowadzenia w ruch CDW. Tutaj również użyteczna okazała się analogia z ruchem wortexów i efektem Josephsona w nadprzewodnikach.

Zakończenie

Opis układów jednowymiarowych był przez długi czas przedmiotem zainteresowania jedynie teoretyków, lecz w latach siedemdziesiątych chemikom nieorganikom jak również organikom powiodło się otrzymanie rodzin związków odpowiednich dla tego działu fizyki. Własności nieliniowe związane z przemianą Peierlsa były również rozważane jako ciekawostki dopóki tylko NbSe_3 był jedynym materiałem wykazującym takie własności. Obecnie, ze względu na dostępność innych związków można powiedzieć, że własności te są w rzeczywistości ogólną cechą układów pseudojednowymiarowych, które opisano powyżej.

Ślizganie się CDW prawie wyjaśnia każdą cechę obserwowaną, przynajmniej jakościowo. Jednakże pewne problemy pozostają do rozwiązania. Wśród nich jest wzrost pola progowego w niskich temperaturach: jedynie oczywistą skalą energetyczną jest szczelina tak, że można się spodziewać, że zakres niskotemperaturowy zostanie osiągnięty parę stopni poniżej temperatury przemiany Peierlsa, kiedy jeszcze, jak pokazano na rys. 4 wyraźna wiskoza CDW wzrasta silnie, gdy obniża się temperaturę. Ponadto do wyjaśnienia pozostaje mechanizm tłumienia CDW i jego zależność temperaturowa.

Ostatecznym dowodem istnienia ślizgającej się fali CD byłyby bezpośrednia obserwacja jej szybkości. Ostatnie badania NMR [9] wykazały zwięźlenie kształtu linii NMR, kiedy aktywuje się CDW, co daje mikroskopowy dowód ruchu, ale jeszcze bardziej przekonujące byłyby dalsze eksperymenty przy pomocy mikroskopu tunelującego.

Tłumaczył

Wojciech Suski

Instytut Niskich Temperatur
Badań Strukturalnych PAN
Wrocław

Literatura

- [1] R. F. Peierls, *Quantum Theory of Solids*, Oxford University Press 1955, str. 108.
- [2] R. V. Coleman, B. Drake, P. K. Hansma, G. Slough, *Phys. Rev. Lett.* **55**, 394 (1985).
- [3] H. Fröhlich, *Proc. Royal Soc. A* **223**, 296 (1954).
- [4] P. A. Lee, T. M. Rice, P. W. Anderson, *Solid State Commun.* **14**, 703 (1974).
- [5] Przegląd tych zagadnień zawarty jest w: *Proceedings of the International Conference on Charge Density Waves in Solids*, Budapeszt, sierpień 1984, Lecture Notes in Physics, Vol. 217, red. Gy. Hutiray i J. Solymom, Springer Verlag, Berlin 1985; *Electronic Properties of Inorganic Quasi One-Dimensional Compounds*, Parts I i II, red. P. Monceau, D. Reidel, Dordrecht 1985; *Crystal Chemistry and Properties of Materials with Quasi One-Dimensional Structures*, red. J. Rouxel, D. Reidel, Dordrecht 1986.
- [6] P. Monceau, N. P. Ong, A. Portis, A. Meerschaut, J. Rouxel, *Phys. Rev. Lett.* **37**, 602 (1976).
- [7] J. Bardeen, *Phys. Rev. Lett.* **42**, 1498 (1979); **45**, 1978 (1980).
- [8] P. A. Lee, T. M. Rice, *Phys. Rev.* **B19**, 3970 (1979).
- [9] J. H. Ross Jr., Z. Wang, C. P. Slichter, *Phys. Rev. Lett.* **56**, 663 (1986); P. Segransan, A. Janossy, C. Bertier, J. Marcus, P. Butaud, przygotowane do druku.

Uwagi tłumacza

Warto zwrócić uwagę Czytelników, że fala gęstości ładunku była obserwowana w niskich temperaturach w α uranie. W temperaturze 43 K metal ten wykazuje liczne anomalie we własnościach fizycznych, ale dopiero ostatnio [1] stwierdzono, że w tej temperaturze następuje wewnętrzna dystorsja, to znaczy wychylenie poszczególnych atomów z położeń równowagi wysokotemperaturowej, co daje w efekcie modulacje struktury krystalicznej oraz modulacje gęstości elektronowej w postaci CDW. Jak dotąd nie badano szczegółowo transportu elektronowego w uranie pod kątem wystąpienia zjawisk nieliniowych.

Marginalnie wspomnianą w artykule klasą materiałów, w których występuje przemiana Peierlsa są przewodniki organiczne. Zostały one otrzymane w trakcie poszukiwań nadprzewodników organicznych. Jednym z takich materiałów jest tetratiofulvalen — tetracjanochinodimetan (TTF — TCNQ), którego przewodnictwo silnie rośnie przy obniżaniu temperatury i przy 60 K staje się porównywalne z przewodnictwem miedzi w temperaturze pokojowej. Jednak dalsze obniżanie temperatury prowadzi do gwałtownego spadku przewodnictwa i do przejścia do fazy dielektrycznej.

Dyskusję na temat trójchalkogenidków metali przejściowych uzupełnimy informacją, że NbSe_3 ma dwa zakresy temperaturowe istnienia CDW z różnymi wektorami falowymi, mianowicie między 144 i 59 K z $\mathbf{q}_1(0, 0, 243(3), 0)$ i poniżej tej ostatniej temperatury z $\mathbf{q}_1(0, 0, 241(3), 0)$ i $\mathbf{q}_2(1/2, 0, 259(3), 1/2)$. Również jednoskośny TaSe_3 wykazuje dwa zakresy CDW: między 240 i 160 K z $\mathbf{q}_1(0, 0, 254(3), 0)$ i poniżej 160 K z $\mathbf{q}_1(0, 0, 254(3), 0)$ i $\mathbf{q}_2(1/2, 0, 245(3), 1/2)$. TaSe_3 z kolei staje się nadprzewodnikiem poniżej 2,3 K. Ten sam stan osiąga NbSe_3 pod ciśnieniem [2].

Ostatnio były też badane trójchalkogenidki uranu, których własności magnetyczne wydają się wskazywać na istnienie w tych połączeniach niskowymiarowego uporządkowania magnetycznego (patrz np. [3]).

Literatura do uwag tłumacza

1. J. C. Marmeggi, A. Delapalme, G. H. Lander, C. Vettier, *Physica* **120B**, 263 (1983).
2. np. J. Rouxel, A. Meerschaut, L. Guemas, P. Gressier, *Ann. Chim. Fr.* **7**, 445 (1982).
3. M. Baran, H. Szymczak, B. Janus, W. Suski, *Solid State Commun.* **48**, 569 (1983).
A. Zwick, G. Nouvel, M. A. Renucci., G. Mischler, W. Suski, D. J. Lockwood, *Solid State Commun.* **53**, 783 (1985).

RÓŻNE

*Antoni Śliwiński*Instytut Fizyki Doświadczalnej
Uniwersytet Gdański
Gdańsk**Nowa wartość standardowej prędkości dźwięku w powietrzu****New Value of the Standard Sound Speed in Air**

Abstract: An information about the evaluation of the new standard value of sound speed in air by G.S.K. Wong is reviewed.

Dr George S. K. Wong (Division of Physics, National Research Council of Canada w Ottawie) w wyniku, jak stwierdził „półtorarocznych detektywistycznych poszukiwań” [1, 2] polegających na szczegółowej i krytycznej ocenie podstaw [3] na jakich wyznaczono prędkość rozchodzenia się dźwięku w powietrzu, wykazał, że przyjmowana dotychczas jako wzorzec wartość $331,45 \pm 0,05$ m/s jest za duża, a prawidłowa wartość wynosi $331,29 \pm 0,07$ m/s.

Ta nowa poprawiona wartość została przez Wonga uzyskana w wyniku dokładniejszego niż dotychczas pomiaru i oszacowań ciepła właściwego powietrza w zależności od temperatury i wilgotności [4—5] i wyznaczona dla warunków normalnych — ciśnienia atmosferycznego 1 At (101,325 kPa) i temperatury 0°C (273,15 K) ze szczególnie precyzyjnym uwzględnieniem standardowych wymagań co do składu atmosfery [3, 7].

Dotychczasowa wartość prędkości dźwięku oparta była na badaniach Hardy’ego (1942), Lenihana (1952) i Smitha (1953) [3] i jak wykazali Wong i Embleton [3—6] oszacowania tych autorów nie były zbyt dokładne, szczególnie gdy chodziło o ich redukowanie do warunków normalnych. Opierały się one między innymi na danych pochodzących z prac sprzed 1940 roku sięgając nawet do czasów Helmholtza i Kirchhoffa z ub. wieku.

Bodźcem poszukiwań i wykazania niezadowolającego stanu rzeczy były zauważone przez Wonga niezgodności wyników eksperymentalnych z obliczeniami dotyczącymi precyzyjnej kalibracji mikrofonów, przy której trzeba posługiwać się wartością prędkości dźwięku w powietrzu jako wielkością odniesienia. Sięgnął więc do podstaw na jakich ustalono standardową wartość prędkości rozchodzenia się dźwięku w powietrzu.

Prędkość dźwięku w gazach, zgodnie z założeniem Laplace'a o adiabatyczności procesu zgęszczeń i rozrzedzeń ośrodka powodowanych falą akustyczną określa wzór

$$c = \left(\frac{\gamma P}{\rho} \right)^{\frac{1}{2}}, \quad (1)$$

gdzie $\gamma = C_p/C_v$ wykładnik adiabaty, C_p — ciepło właściwe przy stałym ciśnieniu, C_v — ciepło właściwe przy stałej objętości, P — ciśnienie gazu, ρ — gęstość ośrodka.

Uwzględniając równanie stanu gazów doskonałych w postaci

$$p = \frac{\rho}{M} RT \quad (2)$$

gdzie R — stała gazowa, M — masa cząsteczkowa, T — temperatura bezwzględna, otrzymuje się z (1) wzór na prędkość dźwięku w gazach w postaci

$$c = \left(RT \frac{\gamma}{M} \right)^{\frac{1}{2}}. \quad (3)$$

Występująca w tym wzorze uniwersalna stała gazowa R jest wyznaczona stosunkowo dokładnie (jej wartość wynosi $8314,48 \text{ J kmol}^{-1} \text{ K}^{-1}$), należało więc oczekiwać, że źródłem ewentualnych błędów określenia c jest wyrażenie γ/M .

$\gamma = C_p/C_v$ wyznacza się metodami termodynamicznymi w drodze bezpośrednich lub pośrednich pomiarów, natomiast wartość M dla powietrza oblicza się z udziałów poszczególnych jego składników. Skład powietrza określony jest przez wzorzec atmosfery dla warunków normalnych.

Wong dokonał dwóch rzeczy. Wyzначzył na nowo γ z większą dokładnością i uwzględnił uściślony w 1975 r. wzorzec atmosfery (tab. 1) polepszając obliczenie M . W ten sposób poprawił stosunek γ/M decydujący zgodnie z wzorem (3) o wartości prędkości dźwięku c . Wzór ten dla warunków normalnych ma postać:

$$c_0 = \left[RT_0 \left(\frac{\gamma}{M} \right)_0 \right]^{\frac{1}{2}}, \quad (4)$$

gdzie $T_0 = 273,15 \text{ K}$, $(\gamma/M)_0$ — odpowiada stosunkowi γ do M zredukowanymi do warunków normalnych z uwzględnieniem standardowej atmosfery (tab. 1).

Różnica nowej wartości prędkości dźwięku c_0 w stosunku do starej wynosi $0,16 \text{ m/s}$ co stanowi około $0,48^0/_{00}$. Mogłoby się wydawać, że jest to bardzo niewiele i znaczenie praktyczne tej poprawki jest znikome. Tymczasem łatwo się przekonać, że poprawka jest istotna. Przekracza ona o więcej niż rząd wielkości błędy bezpośrednich pomiarów prędkości rozchodzenia się dźwięku współczesnymi metodami. Prędkość dźwięku w powietrzu ma fundamentalne znaczenie dla dynamiki przepływów (między innymi określa liczbę Macha związaną z przekroczeniem bariery dźwięku), dla interferometrii dźwiękowej (precyzyjny pomiar odległości) wymagającej mikrofonów o bardzo dużych dokładnościach, a także dla bardzo intensywnie rozwijającej się w ostatnich latach spektroskopii fotoakustycznej, gdzie detektorem sygnału jest sprzężony z badaną próbką przez powietrze mikrofon.

Tabela 1. Składniki atmosfery standardowej dla czystego suchego powietrza na poziomie morza [7]

Składnik	Stężenie %	Masa cząsteczkowa kg Kmol ⁻¹
Azot N ₂	78,084	28,0134
Tlen O ₂	20,947	31,9988
Argon Ar	0,934	39,948
Dwutlenek węgla CO ₂	0,0314	44,00995
Neon Ne	0,001818	20,183
Krypton Kr	0,000114	83,80
Metan CH ₄	0,0002	16,04303
Hel He	0,000524	4,0026
Tlenek azotu N ₂ O	0,000027	44,0128
Ksenon Xe	0,0000087	131,30
Tlenek węgla	0,000019	28,01
Wodór H ₂	0,00005	2,01594
Dalsze następujące składniki mogą podlegać znaczącym zmianom od czasu do czasu i od miejsca do miejsca:		
Dwutlenek siarki SO ₂	do 0,0001	64,0628
Ozon O ₃ latem	do 0,000007	47,9982
zimą	do 0,000002	47,9982
Dwutlenek azotu NO ₂	do 0,000002	46,0055
Jod J ₂	do 0,000001	253,8088

Przykłady wykorzystywania prędkości dźwięku w powietrzu można by mnożyć. Poprawka G.K.S. Wonga będzie miała znaczące konsekwencje praktyczne. Niezależnie od tego, jego prace porządkują podstawy, na których oparte jest wyznaczenie wartości tej stałej fizycznej, zwiększając wiarygodność jej poprawności, czego, jak to Wong wykazał [3], nie można było udokumentować dla poprzedniej wartości.

Literatura

- [1] J. Gleik, *Scientist Corrects an Old Error on Hallowed Speed of Sound, The New York Times*, N. Y. May 27, 1986.
- [2] „Sound Reasoning”, *Sci. Am.* **255**, No 2, 57A (1986).
- [3] G. S. K. Wong, *J. Acoust. Soc. Am.* **79**, 1359 (1986).
- [4] G. S. K. Wong, T. F. W. Embleton, *J. Acoust. Soc. Am.* **76**, 555 (1984).
- [5] G. S. K. Wong, T. F. W. Embleton, *J. Acoust. Soc. Am.* **77**, 402 (1985).
- [6] G. S. K. Wong, T. F. W. Embleton, *J. Acoust. Soc. Am.* **77**, 1710 (1985).
- [7] International Organization for Standardization „Standard Atmosphere”, ISO 2533—1975 (E), 1975.

WSPOMNIENIA — ROCZNICE

*Andrzej Wróblewski*Instytut Fizyki Doświadczalnej
Uniwersytet Warszawski
Warszawa

Trzysta lat „Zasad” Newtona *

Three hundred years of Newton's *Principia*

Abstract: To celebrate the tercentenary of Isaac Newton's *Principia* a short account of Newton's path to his discoveries is presented. The contents of *Principia* are discussed within the context of pre-Newtonian mechanics and cosmology. The last part of the article describes the reception of *Principia* by scientists and the struggle of the Newtonians against the Cartesians.

Trzysta lat temu w Londynie ukazało się drukiem wielkie dzieło Izaaka Newtona *Philosophiae Naturalis Principia Mathematica (Zasady matematyczne filozofii naturalnej)*. Wydarzenie to było szczytowym punktem rewolucji naukowej, która doprowadziła do powstania nowoczesnej fizyki. Z okazji tej rocznicy przedstawiam tu *Zasady* Newtona na tle ówczesnego stanu przyrodoznawstwa oraz reakcję, jaką to dzieło wywołało wśród uczonych końca XVII wieku.

Znajomość tych spraw w naszym kraju wydaje mi się niedostateczna. Z jednej strony edukacja historyczna naszych fizyków nie jest zadowalająca, z drugiej zaś nieliczne opracowania na temat Newtona i jego wkładu do nauki, jakie ukazały się w Polsce [1, 2], są niestety częściowo przestarzałe, nie uwzględniają bowiem ogromnego postępu historii nauki w ostatnich kilkudziesięciu latach. Postęp ten dokonany został głównie dzięki pracom takich uczonych, jak I. Bernard Cohen [3, 4], Alexandre Koyré [5], A. Rupert Hall [6, 7], John Herivel [8] i Richard Westfall [9, 10]. Wymieniłem tu najwybitniejszych historyków zajmujących się mechaniką Newtona, pomijając badaczy jego osiągnięć matematycznych. Wspaniałą analizę osobowości Newtona przedstawił Frank Manuel [11]. Ponadto, w monumentalnej, liczącej ponad 900 stron biografii pióra Westfalla [10], można znaleźć setki odnośników do różnych opracowań poświęconych Newtonowi i jego osiągnięciom.

* Referat wygłoszony 19 stycznia 1987 r. na konwersatorium w Instytucie Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Warszawskiego.

1. Droga do Zasad

Izaak Newton urodził się w dniu Bożego Narodzenia, 25.XII.1642 roku¹. Miejscem narodzin była niewielka farma w Woolsthorpe (Lincolnshire), w środkowo-wschodniej Anglii. Ojciec Newtona, noszący także imię Izaak, niepiśmienny rolnik, zmarł 3 miesiące przed narodzeniem syna. Izaak Newton był wcześniakiem i jako noworodek był małej (podobno mieścił się w litrowym garnku) i tak słabowity, że nie dawano mu szans na przeżycie. A jednak, mimo tych kłopotów w pierwszych latach, zmarł dopiero w 85 roku życia ciesząc się na ogół dobrym zdrowiem; do końca zachował bujne włosy i stracił tylko jeden ząb.

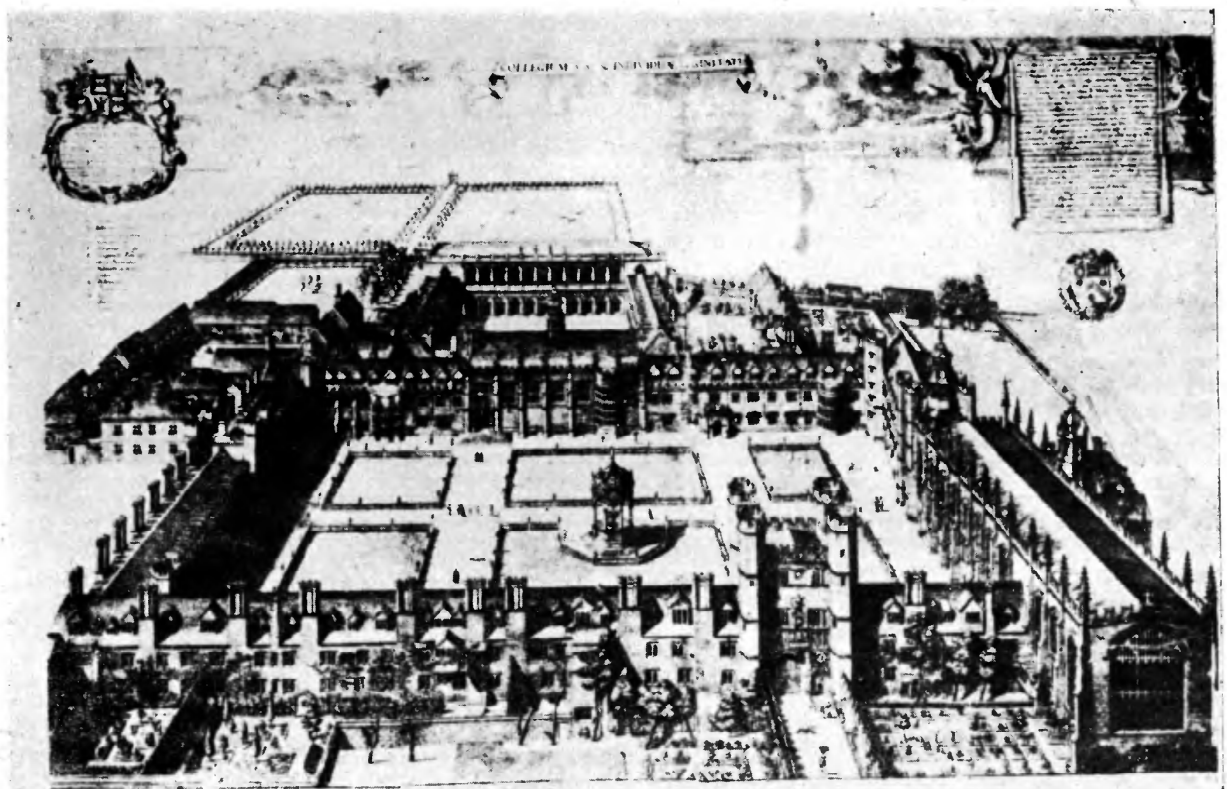
W 1646 r. jego matka Hannah wyszła powtórnie za mąż za pastora Barnabę Smitha i zamieszkała z nim w pobliskiej wiosce. Trzyletni Izaak pozostał w Woolsthorpe z babką, która go wychowywała przez następne 7 lat. Brak ojca i odejście matki wywarły głęboki wpływ na psychikę chłopca. Nienawidził ojczyma, który mu zabrał matkę, obmyślał zemstę, chcąc ich oboje zniszczyć. Zapewne te przeżycia dzieciństwa ukształtowały w znacznej mierze nieznośny charakter Newtona, który miał się potem dać we znaki tylu ludziom w jego otoczeniu. Reagował z furją, ilekroć wydawało mu się, że ktoś chce mu uszczknąć choć cząstkę osiągnąć.

Czytać, pisać i rachować uczył się mały Izaak w pobliskich szkołkach wiejskich. W 1653 r. zmarł pastor Smith i Hannah z trójgiem dzieci z drugiego małżeństwa powróciła do Woolsthorpe. Izaak pomagał w prowadzeniu gospodarstwa, ale już wkrótce okazało się, że nie nadaje się on do tego zajęcia. Brat matki Izaaka, pastor Ayscough, był przypuszczalnie tym, który dostrzegając u chłopca niewątpliwie zdolności, przekonał ją, że powinna dalej kształcić syna. Dwunastoletni Izaak został posłany do szkoły w Grantham, noszącej dumną nazwę królewskiej. Szkoła była zbyt odległa od rodzinnego domu, by chłopiec mógł odbywać codzienne podróże, zamieszkał więc na stacji u aptekarza w Grantham. Nie wykazywał początkowo szczególnych zdolności teoretycznych, lubił jednak majsterkować. Jego umysł rozwijał się powoli. Podobno został pewnego razu pobity przez szkolnego osiłka i nie mogąc mu się zrewanżować z powodu wátłości, postanowił go pobić wynikami w nauce. Już wkrótce stał się wyróżniającym uczniem i zaczęto o nim mówić z szacunkiem.

W dniu 5.VI.1661 r. Izaak Newton został przyjęty do Trinity College w Cambridge jako tzw. *subsizar*. Funkcja ta była obsadzana przez ubogich studentów, którzy zarabiali na prawo studiowania na uniwersytecie usługując starszym i zamożniejszym kolegom. Z Grantham wyniósł Newton znajomość łaciny oraz przypuszczalnie elementarnej geometrii. W pierwszych latach pobytu w Cambridge studiował grekę, logikę, etykę i retorykę. Trzeba wiedzieć, że w Cambridge nie było jeszcze wówczas wykładów matematyki na wyższym poziomie. Dopiero w 1663 r. utworzona tam została tzw. katedra Lucasa, a pierwszy profesor na tej katedrze, Izaak Barrow, zainaugurował wykłady 14.III.1664 r.

Utworzenie katedry Lucasa zbiegło się z rozbudzeniem u Newtona zainteresowania astronomią i matematyką. Jak wspominał, w lecie 1663 r., na głośnym jarmarku w Stour-

¹ Według kalendarza juliańskiego obowiązującego jeszcze wówczas w Anglii; według kalendarza gregoriańskiego przyjętego już wtedy w wielu krajach Europy było to 4.I.1643 r. Wszystkie daty w tym artykule odnoszące się do Anglii są podane według kalendarza juliańskiego.



Ryc. 1. Trinity College w Cambridge w czasach Newtona (miedzioryt Loggana)



Ryc. 2. Newton w 1689 r. (portret Knellera)

bridge (na wschód od Cambridge) kupił z ciekawości książkę o astrologii. Nie mogąc zrozumieć niektórych rysunków, kupił książkę o trygonometrii, a nie potrafiąc z kolei pojąć zamieszczonych w niej dowodów nabył *Elementy* Euklidesa, by zacząć od podstaw. Wiadomo, że potem zabrał się do *Geometrii* Kartezjusza oraz książek Oughtreda i Wallisa.

Barrow, wszechstronnie wykształcony człowiek i dobry matematyk, szybko poznał się na nieprzeciętnych zdolnościach swego ucznia i podsuwał mu coraz ciekawsze zagadnienia. Tymczasem w 1665 r. wybuchła w Anglii wielka epidemia dżumy. Ofiarą strasznej choroby padali przede wszystkim ludzie żyjący w dużych skupiskach. Władze uniwersytetu w Cambridge postanowiły więc zawiesić zajęcia i rozpuścić studentów do domów. Newton wrócił do Woolsthorpe w sierpniu 1665 r. i w wiejskim ustroniu spędził z małymi przerwami półtora roku do kwietnia 1667 r. Jak twierdził później, w tym właśnie okresie doszedł do swych najważniejszych odkryć [12]:

„W początku 1665 r. znalazłem metodę przybliżania szeregów..., w listopadzie — metodę fluksji (rachunku różniczkowego — A. W.), w styczniu następnego roku miałem teorię barw, a w maju zdobyłem dostęp do odwrotnej metody fluksji (rachunku całkowego — A. W.). W tym samym roku zacząłem myśleć o grawitacji sięgającej do orbity Księżyca i udało mi się odkryć, jak obliczyć siłę, którą glob obiegający wewnątrz sfery ciśnie na jej powierzchnię, a z prawa Keplera mówiącego o proporcjonalności kwadratów okresów obiegu planet do sześciątów odległości od środków ich orbit wywnioskowałem, że siły utrzymujące planety na ich torach muszą być odwrotnie proporcjonalne do kwadratów odległości od środków, wokół których obiegają; na tej podstawie porównałem siłę potrzebną do utrzymania Księżyca na jego orbicie z siłą ciężkości na powierzchni Ziemi i znalazłem, że zupełnie nieźle sobie odpowiadają. Wszystko to działo się w latach zarazy 1665—1666, ponieważ byłem wtedy w szczytowym okresie życia dla wynalazków i rozmyślałem wówczas o matematyce i filozofii więcej, niż kiedykolwiek potem.

To, co pan Huygens ogłosił tymczasem na temat sił odśrodkowych, osiągnął, jak sądzę, przede mną. W ciągu zimy 1676—1677 znalazłem twierdzenie, że dzięki sile odśrodkowej zależnej od odwrotności kwadratu odległości planeta musi obiegać po elipsie wokół centrum siły umieszczonego w dolnym środku (*umbilicus*) elipsy, przy czym promień poprowadzony do tego centrum zakreśla powierzchnie proporcjonalne do odstępów czasu”.

W świetle studiów nad rękopisami Newtona w ostatnich latach nie ulega już wątpliwości, że historia nakreślona przez Newtona jest częściowo nieprawdziwa. Słowa te pisał Newton w 1717 lub 1718 roku, długo po kłótniach z Hooke’em, ale w ogniu sporu ze zwolennikami Leibniza o pierwszeństwo odkrycia zasad rachunku różniczkowego i całkowego; chciał wówczas przesunąć jak najdalej wstecz swe odkrycia, by udowodnić, że doszedł do nich zupełnie niezależnie od innych. Choć w Woolsthorpe Newton rozmyślał niewątpliwie o zagadnieniach ruchu planet, to jednak jego wielkie odkrycia w mechanice przysłyły później [13].

Wróćmy jednak do kariery Newtona. W 1665 r. uzyskuje niższy stopień uniwersytecki — bakałarza, a 7.VII.1668 r. zostaje magistrem (*master of arts*); pozostaje nadal w Trinity College współpracując z Barrowem. Ten, widząc genialnego następcę, postanawia zrezygnować z katedry Lucasa rekomendując na swe miejsce Newtona. W dniu 29.X.1669 r. 26-letni Newton zostaje profesorem i odtąd przez około 20 lat wykłada matematykę, mechanikę i optykę. Zresztą wykłady jego były trudne i nudne, studenci ich nie lubili i czasem w ogóle nie zjawiali się w sali wykładowej.

Profesor Newton kontynuuje doświadczenia optyczne. W 1671 r. buduje swój drugi, bardzo dobry teleskop zwierciadlany (pierwszy w 1668 r.), o którym głośno jest w Cambridge. Wieść o tym dociera do Londynu i członkowie Royal Society (Towarzystwo Królewskie, utworzone w 1662 r.) wyrażają życzenie zobaczenia tego przyrządu. Newton posyła swój teleskop do Londynu i w uznaniu zasług zostaje 11.I.1672 r. wybrany członkiem Royal Society. W odpowiedzi na list zawiadamiający go o wyborze przesyła swą pracę pt. *New Theory about Light and Colors*. Ukazuje się ona 19.II.1672 r. w *Philosophical Transactions*; jest to pierwsza publikowana praca Newtona.

Poglądy na temat natury światła wypowiedziane przez Newtona w tej pracy wywołały krytykę wielu uczonych, m. in. Christiana Huygensa i Roberta Hooke'a. Ten ostatni, wybitny eksperymentator i człowiek obdarzony niezwykłą intuicją fizyczną, starszy od Newtona o 8 lat i już wslawiony swym dziełem *Micrographia* (1665), był wówczas najwybitniejszą postacią w Royal Society. Już to pierwsze starcie Newtona z Hooke'em, prowadzone korespondencyjnie, ale na oczach świata nauki, ustawiło tych dwu wielkich ludzi na pozycjach zaciekłych wrogów, jakimi mieli pozostać przez całe życie. Hooke zrazu nie docenił Newtona i potraktował go trochę protekcyjnie. Newton pracował kilka miesięcy nad tekstem swej zjadliwej odpowiedzi, tak cyzelując zdania, by stawały się coraz bardziej obraźliwe [14].

Gdy w 1675 r. Newton posłał do Royal Society swą następną pracę na temat światła, polemika z Hooke'em wybuchła znowu. I choć obaj poczynili pewne gesty pojednawcze, Hooke przyznawał zręczność eksperymentalną Newtonowi, a Newton odpowiedział (5.II.1676 r.), że „jeśli zobaczył dalej, to dlatego, że stał na ramionach gigantów” (mając na myśli Kartezjusza i Hooke'a), były to tylko pozory, nie mogące pokryć głębokiej wrogości i zapobiec następnemu starciu.

W październiku 1677 r. Hooke został wybrany sekretarzem Royal Society. Newton wysłał mu nawet wtedy list z gratulacjami. Po upływie dwu lat Hooke napisał do Newtona (24.XI.1679 r.) z propozycją utrzymywania korespondencji na „tematy filozoficzne”. List był bardzo przyjacielski, Hooke podkreślał w nim, że różnice opinii na tematy naukowe nie powinny — przynajmniej jego zdaniem — być przyczyną wrogości między dyskutantami. Prosił też Newtona o wyrażenie opinii na temat nowego spojrzenia na ruch ciał niebieskich, jakie on, Hooke, proponuje. Tym razem Newton potraktował Hooke'a lekceważąco odpisując (28.XI.1679 r.), że nie zajmuje się filozofią, nie słyszał o żadnych nowych pomysłach, nawet o prawie sprężystości opublikowanym przez Hooke'a w 1678 r.; poinformował jednak Hooke'a o swej „fantazji” (*fancy*) na temat możliwości udowodnienia ruchu Ziemi przez obserwację swobodnego spadku ciał. „Fantazja” Newtona była słabo przemyślana i bystry Hooke znalazł w niej błędy, które wytknął Newtonowi w następnym liście, nie omieszkując jednak odczytać listu Newtona i swojej odpowiedzi na posiedzeniu Royal Society. Dowiedziawszy się o tym Newton wpadł w szal. Odpowiedź dla Hooke'a (13.XII.1679 r.) była wprawdzie zrehabilitowana dość dyplomatycznie, ale na dwa następne listy Hooke'a (6 i 17.I.1680 r.) Newton już nie odpowiedział, przerywając korespondencję. Do spraw merytorycznych powrócimy niżej, tu dodamy tylko, że historycy nauki są obecnie zgodni co do tego, iż to właśnie treści zawarte w listach Hooke'a (1679/1680) miały decydujące znaczenie dla dalszego rozwoju prac Newtona nad mechaniką [15].

2. Zasady matematyczne filozofii naturalnej

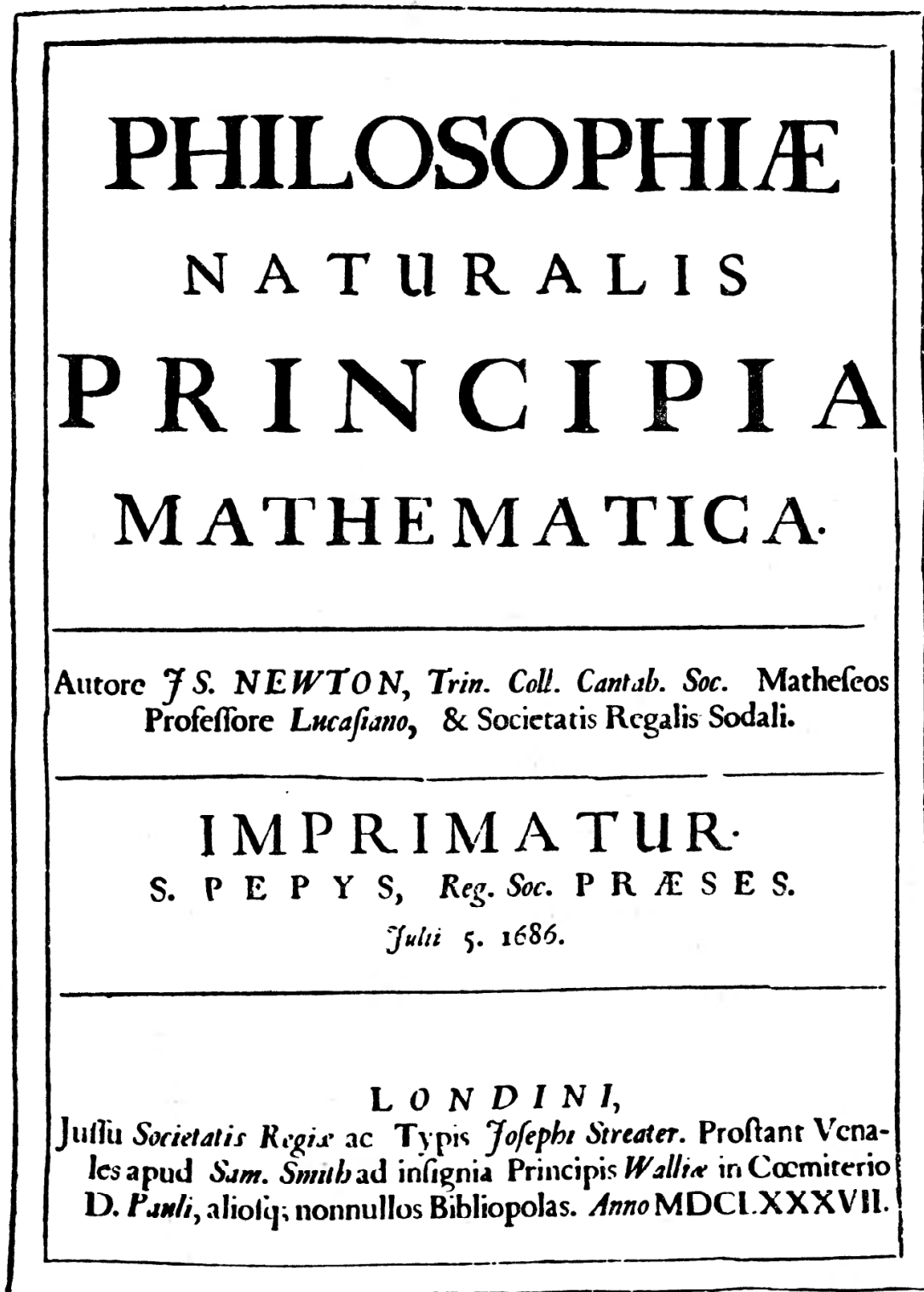
Powstanie *Zasad* związane jest bezpośrednio z pewnym, pozornie błahym zdarzeniem z początku 1684 r. Pewnego styczniowego dnia trzech wybitni członkowie Royal Society, Edmond Halley, Robert Hooke i Christopher Wren, prowadzili dyskusję, przypuszczalnie w jednej z londyńskich kawiarni, na temat ruchów ciał niebieskich. Halley oznajmił, że udało mu się w poprzednim roku wywnioskować na podstawie III prawa Keplera oraz wzoru Huygensa na siłę odśrodkową (opublikowanego w 1673 r.), iż siła działająca na planety jest odwrotnie proporcjonalna do kwadratu ich odległości od Słońca. Halley stwierdził dalej, że nie udało mu się dotychczas znaleźć kształtu orbit planet, jakie wynikać winny z takiej postaci siły. Hooke odrzekł, że on natomiast potrafi pokazać przejście od takiej siły do orbit planet; nie umiał jednak tego zrobić w obecności dyskutantów. Wobec tego Wren zaoferował książkę o wartości 40 szylingów jako nagrodę dla Hooke'a lub Halleya, jeśli w ciągu 2 miesięcy potrafią podać rozwiązanie.

Po swych bezowocnych próbach Halley uznał, że należy się zwrócić o pomoc do Newtona. W sierpniu 1684 r. (według innych danych było to w maju) odwiedził Newtona w Cambridge i zadał mu pytanie: Jakiego kształtu będą tory planet, jeżeli siła przyciągania ich przez Słońce jest odwrotnie proporcjonalna do kwadratu odległości? Newton odpowiedział bez namysłu, że będą to elipsy. Zdumiony Halley zapytał Newtona skąd to wie, na co Newton odparł: Ja już to dawno temu obliczyłem. Przeszukując swe papiery nie mógł jednak znaleźć zapisanego gdzieś dowodu, toteż obiecał go odtworzyć i przesłać Halleyowi do Londynu. Po paru tygodniach Halley otrzymał od Newtona więcej niż oczekiwał, a mianowicie dziewięciostronicową rozprawę *De motu corporum in gyrum (O ruchu ciał na orbitach)*. Spostrzegłszy szybko, że praca ta zawiera rewolucyjne wyniki, odwiedził ponownie Newtona nalegając, by ten zgodził się swą pracę opublikować. Newton odrzekł, że już pracuje nad nową, rozszerzoną wersją, którą prześle wkrótce do Royal Society. Słowa dotrzymał i 23.II.1685 r. jego praca *Propositiones de motu* została formalnie zapisana w rejestrach Royal Society. Jednocześnie Newton zapowiedział, że pracuje nad dalszym rozszerzeniem swego traktatu.

Następne półtora roku życia Newtona to okres jego wyjątkowej pracy, o którym niewiele wiadomo. Służący Humphrey Newton (zbieżność nazwiska) wspominał po latach, że w tym okresie Newton był bez reszty pochłonięty pracą, nie pozwalał sobie na chwilę odpoczynku, zapominał o jedzeniu i kładł się spać między drugą i szóstą nad ranem, powracając do pracy po 4—5 godzinach snu. „Nie byłem w stanie zrozumieć — wspominał Humphrey Newton — jaki był tego cel, lecz jego trud i pilność sprawiały, że uważałem, iż zamierza on osiągnąć coś poza zasięgiem ludzkich sił i umiejętności” [16].

Na wiosnę 1686 r. wielkie dzieło było niemal gotowe. Pierwsza księga *Zasad* została oficjalnie przedstawiona Royal Society na posiedzeniu w dniu 28.IV.1686 r. Podjęto wówczas decyzję, że dzieło zostanie wydrukowane na koszt Towarzystwa. Ówczesny prezes, Samuel Pepys, dał 5.VII.1686 r. swe *Imprimatur*, które widnieje na karcie tytułowej *Zasad*. Miało to jednak tylko znaczenie formalne, gdyż wkrótce okazało się, że Royal Society, borykające się z kłopotami finansowymi, nie jest w stanie pokryć kosztów druku. Halley postanowił wówczas wydrukować „boski traktat” Newtona za własne pieniądze.

W początkach marca 1687 r. Newton przesłał Halleyowi ostateczną wersję księgi



Ryc. 3. Strona tytułowa pierwszego wydania *Zasad matematycznych filozofii naturalnej* Newtona

drugiej; a w miesiąc później — księgę trzecią. Angażując kilku drukarzy Halley chciał zakończyć druk *Zasad* na koniec trymestru w Trinity College, 21.VI, ale prace opóźniły się o dwa tygodnie. W dniu 5.VII. 1687 r. Halley doniósł Newtonowi, że jego dzieło jest wydrukowane². Zgodnie z życzeniem Newtona egzemplarze autorskie zostały przeka-

² Liczba egzemplarzy pierwszego wydania *Zasad* nie jest dokładnie znana, ocenia się ją na 250 do 350. Drugie wydanie (Cambridge, 1713 r.) miało 750, a trzecie (Londyn, 1726 r.) — 1200 egzemplarzy. Wszystkie te wydania zawierały tekst łaciński. Pierwszy przekład *Zasad* na angielski został dokonany jeszcze za życia

[12]

A X I O M A T A S I V E L E G E S M O T U S

Lex. I.

Corpus omne perseverare in statu suo quiescendi vel movendi uniformiter in directum, nisi quatenus a viribus impressis cogitur statum illum mutare.

Projectilia perseverant in motibus suis nisi quatenus a resistencia aeris retardantur & vi gravitatis impelluntur deorsum. Trochus, cujus partes cohærendo perpetuo retrahunt sese a motibus rectilincis, non cessat rotari nisi quatenus ab aere retardatur. Majora autem Planetarum & Cometarum corpora motus suos & progressivos & circulares in spatiis minus resistantibus factos conservant diutius.

Lex. II.

Mutationem motus proportionalem esse vi motrici impressæ, & fieri secundum lineam rectam qua vis illa imprimitur.

Si vis aliqua motum quemvis generet, dupla duplum, tripla triplum generabit, sive simul & semel, sive gradatim & successive impressa fuerit. Et hic motus quoniam in eandem semper plagam cum vi generatrice determinatur, si corpus antea movebatur, motui ejus vel conspiranti additur, vel contrario subducitur, vel obliquo oblique adjicitur, & cum eo secundum utriusq; determinationem componitur.

Lex. III.

Ryc. 4. Dwunasta strona pierwszego wydania *Zasad* z tekstem pierwszego i drugiego prawa ruchu zane Royal Society oraz kilku wybitnym uczonym, jak Boyle, Flamsteed, Huygens i Leibniz, natomiast Hooke został pominięty.

Gigantyczna praca, jaką wykonał Newton od czasu pierwszego spotkania z Halleyem

Newtona przez Andrew Motte'a i ukazał się w Londynie w 1729 r. Przekład ten, przejrzany i unowocześniony przez Cajoriego, został wydany w 1934 r. i potem wielokrotnie wznawiany. Wszystkie wyjątki z *Zasad* przytaczam tu w tłumaczeniu z kolejnego wydania [17].

do ukończenia *Zasad*, była tym trudniejsza, że przystępując do opracowywania traktatu nie miał on jeszcze — jak wiemy dziś na podstawie studiów jego notatek — jasno zarysowanego obrazu mechaniki i wielu zagadnień jeszcze nie rozumiał. Wprawdzie problemami mechaniki i ruchu ciał niebieskich zajmował się jeszcze w okresie pobytu w Woolsthorpe (1665—1667), a potem na pewno kontynuował te rozważania w okresie trzeciej polemiki z Hooke'em (1679—1680), ale daleki był wówczas od zrozumienia powszechnej grawitacji. Dowodzi tego w każdym razie pierwsza wersja *De motu*, w której Newton podaje jeszcze nieprawdziwe twierdzenia. Prawo ciężenia powszechnego odkrył Newton dopiero w pierwszych miesiącach 1685 r. [18].

Rozpoczynając pracę nad *Zasadami* Newton miał początkowo zamiar ująć je w dwie księgi o jednakowym tytule *De motu corporum (O ruchu ciał)*. Podczas pisania zmienił zamiar. Pierwsza z ksiąg znacznie się rozrosła, gdy włączone doń zostały zagadnienia ruchu w ośrodkach stawiających opór. Newton podzielił ją więc na dwie księgi. Pierwszą wersję drugiej księgi uznał za zbyt łatwą, napisał ją więc od nowa i stała się ona księgą trzecią *Zasad* pod tytułem *De mundi systemate (O układzie świata)*. Natomiast ta pierwsza, „popularna” wersja ukazała się drukiem dopiero w 1728 r., już po śmierci Newtona, jednocześnie w wersji łacińskiej (*De mundi systemate liber*) oraz angielskiej (*A Treatise of the System of the World*).

Cel i zawartość *Zasad* wyjaśnia Newton w swej przedmowie, z której zacytuję wyjątki³:

„Ponieważ starożytni, według słów Pappusa, przyznawali mechanice największe znaczenie w badaniu przyrody, współcześni zaś, odrzuciwszy formy substancjalne i właściwości ukryte, podjęli próbę podporządkowania zjawisk przyrody prawom matematyki, w pracy tej uprawiam matematykę o tyle, o ile ma ona związek z filozofią...

Rozważam tu głównie te zagadnienia, które mają związek z ciężkością, lekkością, siłą sprężystości, oporem płynów i podobnymi siłami, zarówno przyciągającymi, jak odpychającymi; przeto przedstawiam tę pracę jako zasady matematyczne filozofii, ponieważ cała trudność filozofii naturalnej polega na tym, żeby na podstawie zjawisk ruchu poznać siły przyrody, a następnie — na podstawie tych sił — objaśnić pozostałe zjawiska. W tym celu podane są w pierwszej i drugiej księdze ogólne zasady. W księdze trzeciej dajemy przykład wspomnianego wyżej postępowania objaśniając system świata; tam mianowicie, na podstawie zasad udowodnionych w poprzednich księgach, ze zjawisk niebieskich wywodzi się matematycznie siły ciężenia ciał do Słońca i poszczególnych planet. Potem, według tychże sił, matematycznie wyprowadza się ruchy planet, komet, Księżyca i morza. Byłoby pożądanym wyprowadzić z zasad mechaniki także pozostałe zjawiska w przyrodzie, postępując w podobny sposób, ponieważ wiele powodów zdaje się wskazywać, że wszystkie te zjawiska są wywołane pewnymi siłami, którymi cząstki ciał, z przyczyn na razie nieznanych, albo dążą do siebie i łączą się w regularne kształty, albo odpychają od siebie. Ponieważ siły te są nieznanne, więc do tej pory próby objaśnienia zjawisk przyrody podejmowane przez filozofów pozostały bezplodne...”

Zasady rozpoczynają się od ośmiu *Definicji*, w których Newton wyjaśnia używane przez siebie pojęcia masy, ilości ruchu (tj. pędu), siły przyłożonej, siły dośrodkowej oraz miar tych sił. Potem następuje *Objaśnienie (Scholium)*, gdzie znajdujemy słynne stwierdzenia:

³ Warto zwrócić uwagę, że terminem „filozofia” lub „filozofia naturalna” Newton określa to, co obecnie nazywamy fizyką. Ta tradycja utrzymała się w Anglii do XIX wieku, jeśli chodzi o teksty angielskie, natomiast w tekstach łacińskich „filozofia” i „fizyka” były od XVII wieku używane równie często.

„I. Czas absolutny, prawdziwy i matematyczny, sam z siebie i przez swą naturę, upływa równomiernie bez związku z czymkolwiek zewnętrznym i inaczej nazywa się trwaniem...

II. Przestrzeń absolutna, przez swą naturę, bez związku z czymkolwiek zewnętrznym, pozostaje zawsze taka sama i niezmienna...”

W dalszej części *Objaśnienia* Newton definiuje pojęcia miejsca oraz ruchu absolutnego i względnego. W ostatniej części wstępu podaje natomiast *Aksjomaty czyli prawa ruchu*

„I Prawo: Każde ciało pozostaje w swym stanie spoczynku lub ruchu jednostajnego po linii prostej, dopóki siły przyłożone nie zmuszą go do zmiany tego stanu.

II Prawo: Zmiana ruchu jest proporcjonalna do przyłożonej siły poruszającej i następuje wzdłuż prostej, wzdłuż której siła ta jest przyłożona.

III Prawo: Każdemu działaniu towarzyszy zawsze przeciwne i równe przeciwdziałanie, to jest wzajemne działania dwóch ciał na siebie są zawsze równe i skierowane przeciwnie”.

Pierwsza księga *Zasad* liczy 14 rozdziałów. Rozdział 1 zawiera 11 lematów matematycznych. Następne rozdziały są ułożone w 98 tez, z których 50 to twierdzenia, a 48 — problemy. Rozdziały 2—7 są poświęcone badaniu orbit ciał poruszających się pod działaniem siły centralnej. Rozdziały 8—13 zawierają zagadnienia bardziej zaawansowane, jak ruch pod działaniem sił różnej postaci, ruch linii węzłów orbity, przyciąganie ciał sferycznych i niesferycznych, wreszcie zagadnienie 3 ciał. Rozdział 14 poświęcony jest podstawom optyki korpuskularnej; wyprowadzone jest tu prawo Snelliusa załamania światła i jest to pierwsze zastosowanie nowej mechaniki do innego działu fizyki.

Księga druga, podzielona na 9 rozdziałów, obejmuje problemy ruchu ciał w ośrodkach stawiających opór; jest tam m. in. hydrodynamika i akustyka Newtona, a także omówienie ruchu wahadła w ośrodku. Ostatni rozdział tej księgi zawiera obalenie teorii wirów Kartezjusza. Księga zawiera 7 lematów i 53 tezy (w tym 41 twierdzeń i 12 problemów).

Ukoronowaniem *Zasad* jest księga trzecia, w której Newton pokazuje zastosowanie nowej mechaniki do wyjaśnienia ruchu planet, satelitów i komet; tam też sformułowane jest prawo ciążenia powszechnego. We wstępie do tej księgi Newton pisze:

„W poprzednich księgach przedstawiłem zasady nauki o przyrodzie, nie filozoficzne jednak, lecz matematyczne, takie mianowicie, z których można wyciągać wnioski w dociekaniach filozoficznych. Zasady te to prawa i warunki pewnych ruchów i mocy, czyli sił, które głównie dotyczą nauki o przyrodzie. Aby jednak nie wydawały się one bezpłodne, opatrzyłem je tu i ówdzie pewnymi objaśnieniami filozoficznymi, w których poruszałem takie rzeczy, które mają naturę ogólną i na których zdaje się głównie opierać filozofia, a więc gęstość i opór ciał, przestrzeń wolna od ciał, a także ruch światła i dźwięków. Pozostaje mi jeszcze objaśnić, na podstawie tychże zasad, urządzenie świata. O tym przedmiocie napisałem księgę trzecią w sposób popularny, aby mogła być czytana przez wielu.

Potem jednak, biorąc pod uwagę, że ci którzy nie zgłębili dostatecznie poprzedzających zasad, nie pojęliby siły wniosków i nie pozbyliby się uprzedzeń, do których przywykli od wielu lat, uznałem — w celu uniknięcia dyskusji, które mogłyby powstać na temat tych opisów — że treść tej księgi ujmę, zwyczajem matematyków, w postać twierdzeń, aby mogły być czytane tylko przez tych, którzy najpierw opanowali zasady ustalone w poprzedzających księgach.

Nie chcę jednak nakłaniać nikogo do studiowania wszystkich twierdzeń w poprzedzających księgach, ponieważ jest tam wiele takich, które zatrzymałyby zbyt długo nawet czytelników biegłych w matematyce. Wystarczy jeśli każdy przeczyta uważnie definicje, prawa ruchu i pierwsze trzy rozdziały księgi pierwszej; potem można przejść do księgi niniejszej odszukując w miarę potrzeby pozostałe cytowane tu twierdzenia pierwszych dwóch ksiąg”.

[13]
Lex. III.

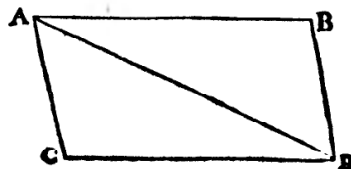
Actiōni contrariam semper & æqualem esse reactionem : sive corporum duorum actiōnes in se mutuo semper esse æquales & in partes contrarias dirigi.

Quicquid premit vel trahit alterum, tantundem ab eo premitur vel trahitur. Siquis lapidem digito premit, premitur & hujus digitus a lapide. Si equus lapidem funi allegatum trahit, retrahetur etiam & equus æqualiter in lapidem: nam funis utrinq; distentus eodem relaxandi se conatu urgebit Equum versus lapidem, ac lapidem versus equum, tantumq; impediēt progressum unius quantum promovet progressum alterius. Si corpus aliquod in corpus aliud impingens, motum ejus vi sua quomocunq; mutaverit, idem quoque vicissim in motu proprio eandem mutationem in partem contrariam vi alterius (ob æqualitatem pressiōnis mutue) subibit. His actiōnibus æquales fiunt mutationes non velocitatum sed motuum, (scilicet in corporibus non aliunde impeditis:) Mutationes enim velocitatum, in contrarias itidem partes facta, quia motus æqualiter mutantur, sunt corporibus reciproce proportionales.

Corol. I.

Corpus viribus conjunctis diagonalem parallelogrammi eodem tempore describere, quo latera separatis.

Si corpus dato tempore, vi sola M , ferretur ab A ad B , & vi sola N , ab A ad C , compleatur parallelogrammum $ABDC$, & vi utraq; feretur id eodem tempore ab A ad D . Nam quoniam vis N agit secundum lineam AC ipsi BD parallelam, hæc vis nihil mutabit velocitatem accedendi ad lineam illam BD a vi altera genitam. Accedet igitur corpus eodem tempore ad lineam BD sive vis N imprimatur, sive non, atq; adco in fine illius temporis reperietur alicubi in linea illa BD . Eodem argumento in fine temporis ejusdem reperietur alicubi in linea CD , & idcirco in utriusq; lineæ concursu D reperiri necesse est.



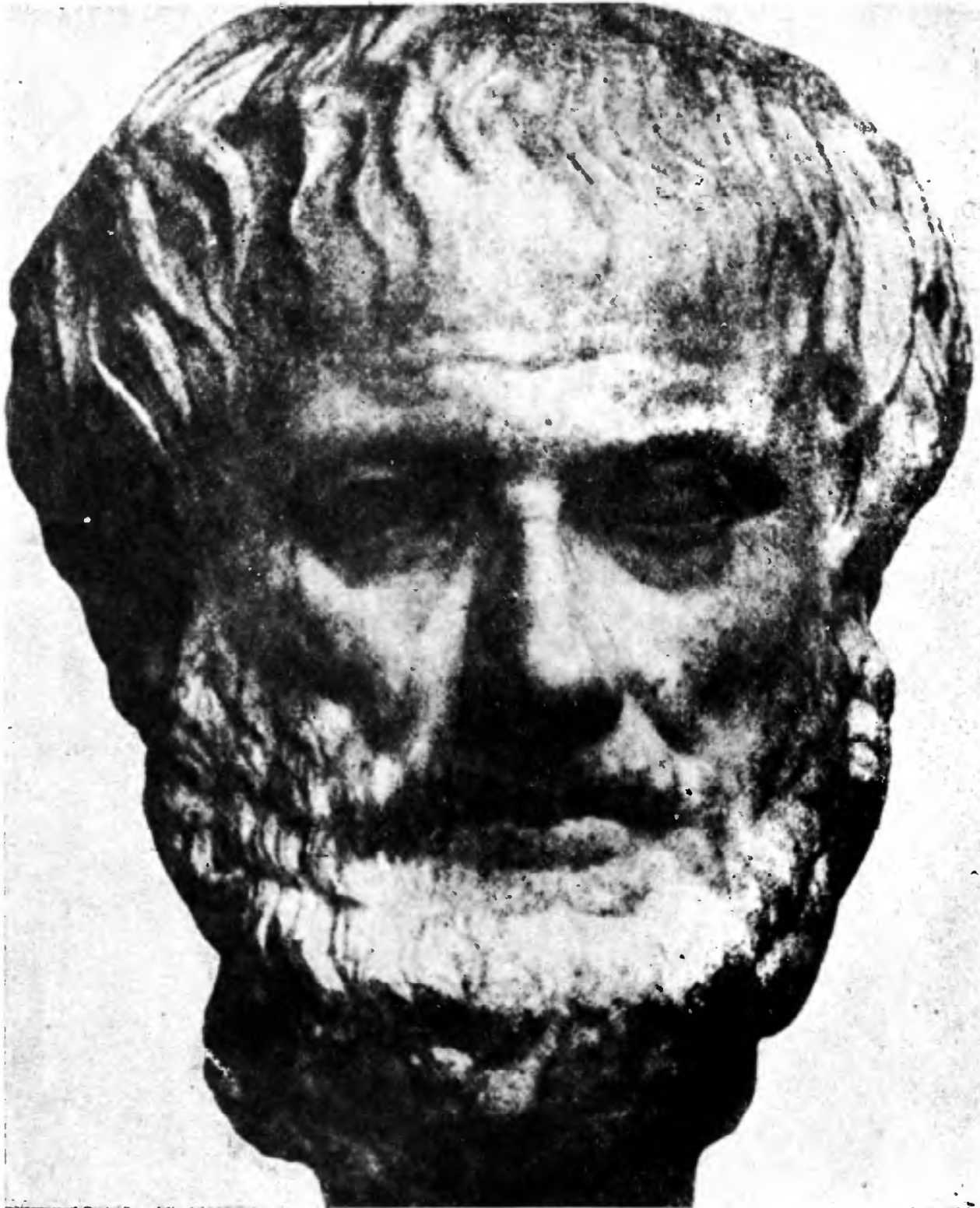
Ryc. 5. Trzynasta strona pierwszego wydania *Zasad* z tekstem trzeciego prawa ruchu

Księga trzecia jest więc też matematyczna, zawiera 11 lematów i 42 tezy (20 twierdzeń i 22 problemy). Na początku jednak znajdujemy słynne *Prawidła badania natury*⁴, będące wykładem zasad metodologicznych przyrodoznawstwa.

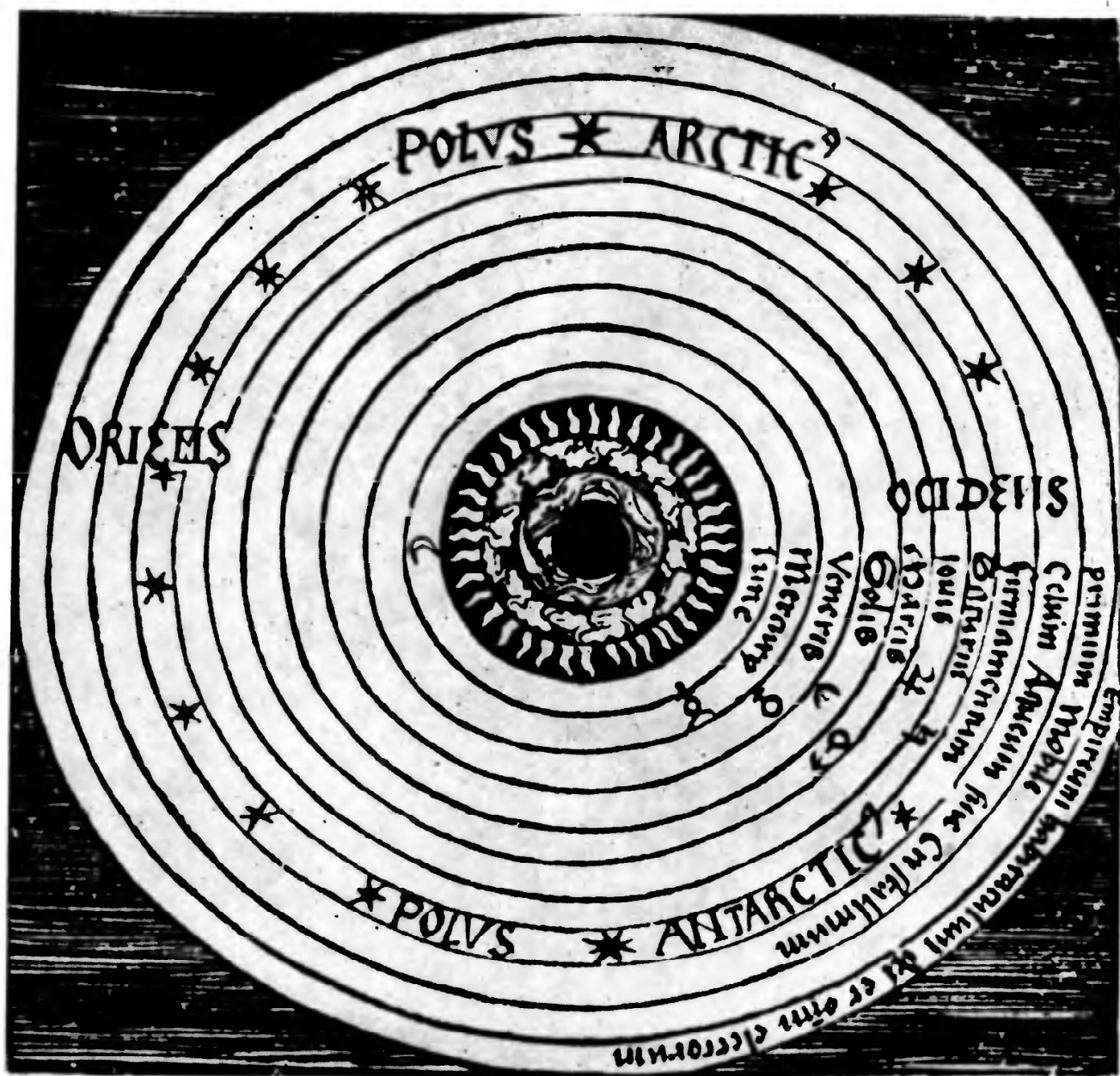
⁴ Jest to swobodny przekład zwrotu *Regulae philosophandi*. W postaci tu przytoczonej znajdujemy te prawidła dopiero w trzecim wydaniu *Zasad* z 1726 r. W wydaniu pierwszym były tylko dwa prawidła,



Ryc. 6. Edmond Halley (1656—1742), który na własny koszt wydrukował *Zasady* Newtona w 1687 r.



Ryc. 7. Arystoteles (popiersie z Muzeum Wiedeńskiego)



Ryc. 8. Arystotelesowski system świata z dodatkowymi sferami według przekazów średniowiecznych



Ryc. 9. Johannes Kepler (1571—1630), odkrywca praw ruchu planet, zapoczątkował astronomię dynamiczną — fizykę ruchów ciał niebieskich

„Prawidło 1. Nie należy dla zjawisk natury przypuszczać więcej przyczyn, niż te, które są prawdziwe i wystarczają do ich objaśnienia.

Prawidło 2. Trzeba zatem, jak tylko to jest możliwe, przypisywać zjawiskom tego samego rodzaju te same przyczyny...

Prawidło 3. Te właściwości ciał, które nie mogą być ani wzmocnione, ani osłabione i przypadają w udziale wszystkim ciałom dostępnym naszym doświadczeniom, należy uznać za powszechne właściwości wszystkich ciał w ogóle...

Prawidło 4. W filozofii doświadczalnej twierdzenia wyprowadzone ze zjawisk metodą indukcji należy uważać za ściśle, lub w przybliżeniu prawdziwe, dopóki nie zajdą zjawiska inne, przez które twierdzenia te zostaną bardziej uściślone, lub okażą się podległe wyjątkom...”

W księdze trzeciej znajduje się omówienie i wyjaśnienie matematyczne wielu ważnych zagadnień przyrodoznawstwa. Jednym z najbardziej spektakularnych osiągnięć Newtona było ostateczne rozwiązanie problemu komet i udowodnienie, że są to ciała niebieskie obiegające Słońce po krzywych stożkowych⁵.

Newton opracował i opisał oryginalną metodę (Księga III, Teza XLI) wyznaczania orbity komety na podstawie trzech obserwacji. Była to metoda graficzna, cyrkla i ekierki, którą zastosował do wielkiej komety z 1680 r. W tym przypadku, posługując się rysunkiem układu planetarnego w skali: promień orbity Ziemi = $16\frac{1}{3}$ cala, uzyskał tak wielką dokładność wyznaczenia orbity, że współcześnie przeprowadzone rachunki dają wynik zgodny z dokładnością do 0,0017 cala w skali tego rysunku!

W Tezie VI tej księgi Newton podaje dowód proporcjonalności masy bezwładnej i grawitacyjnej, którą stwierdził na podstawie swych doświadczeń z wahadłami obciążanymi różnymi ciałami. Dyskutuje dalej takie zagadnienia jak spłaszczenie Ziemi i planet, wynikające z ich ruchu obrotowego, przyływy i odpływy morza spowodowane przyciąganiem Księżyca i Słońca, zaburzony ruch Księżyca, zjawisko precesji itd.

Pierwsze wydanie *Zasad* urywa się dość gwałtownie na dyskusji (z dzisiejszego punktu widzenia — naiwnej) gwiazd nowych, które pojawiają się, zdaniem Newtona, gdy spadająca kometa dostarcza gwiazdzie nowego paliwa i pobudza do wzrostu jasności. Natomiast w drugim wydaniu Newton dodał na końcu *Objaśnienie ogólne (Scholium Generale)*, w którym poruszał kwestie filozoficzne i teologiczne. Do tego *Objaśnienia* wrócimy niżej.

3. Mechanika i kosmologia przed *Zasadami* Newtona

Nie można zrozumieć znaczenia *Zasad* Newtona oraz reakcji, jaką to dzieło wywołało wśród ówczesnych uczonych, jeśli się nie prześledzi historii poglądów na temat ruchu, ciężenia i struktury świata.

System Arystotelesa, który utrzymywał się w przyrodoznawstwie przez niemal dwa

zresztą nazwane hipotezami; trzecie zostało dodane do tekstu drugiego wydania, a czwarte, ostatnie — do wydania trzeciego. Świetną dyskusję kolejnych wersji tych prawideł z rękopisów Newtona podaje Koyré [19].

⁵ Arystoteles uważał komety za zjawiska meteorologiczne w naszej atmosferze. Tycho Brahe pierwszy udowodnił na podstawie obserwacji paralaksy, że kometa z 1577 r. znajdowała się dalej niż Księżyc, ale np. Galileusz nadal podtrzymywał pogląd starożytny.

tysiące lat, miał u swych podstaw dychotomiczny podział świata na dwie części, rządzone odmiennymi prawami. Oto streszczenie tego systemu.

Wszystkie substancje na Ziemi i w jej najbliższym otoczeniu, w tzw. *świecie podksiężycowym*, składają się z czterech elementów: ognia, powietrza, wody i ziemi, połączonych z sobą w różnych proporcjach. Ruchy ciał ziemskich dzielą się na *naturalne*, wynikające z samej natury substancji tych ciał, oraz *wymuszone* przez działanie zewnętrzne jakiegoś czynnika poruszającego. Pewne ciała przez swą naturę spadają w dół, dążąc do środka świata i te nazywają się ciałami *ciężkimi*. Inne ciała, nazywane *lekkimi*, przez swą naturę unoszą się do góry. To są właśnie ruchy naturalne, wynikające z naturalnej dążności ciał do zajęcia właściwego dla nich miejsca w świecie; zachodzą one wobec tego tylko czasowo.

W przeciwieństwie do naturalnych ruchów spadania w dół i unoszenia się w górę ciał ziemskich, wśród ciał niebieskich występuje *wieczny ruch kołowy*. Wobec tego ciała te nie mogą składać się z czterech elementów ziemskich, lecz z czegoś innego [20]; ten piąty element, eter (łac. *quinta essentia*) jest niezmienny, a wieczny ruch kołowy wynika też z jego natury.

Świat ma zatem strukturę geocentryczną, gdyż ciężka Ziemia, przez swą naturę znajduje się w jego środku (nawet, gdyby kiedyś tam nie była, to znalazłaby się tam już dawno dzięki swemu ruchowi naturalnemu) [21]:

„Wszystkie rzeczy przestają się poruszać, skoro osiągnęły swoje właściwe miejsce. Lecz dla ciała poruszającego się ruchem kołowym miejsce, w którym kończy ono ruch, jest miejscem, z którego wyrusza”.

Wokół Ziemi mamy koncentryczne sfery trzech pozostałych elementów w porządku ich lekkości: najpierw woda, potem powietrze, wreszcie najwyżej — sfera ognia.

Wyżej rozciąga się świat ciał niebieskich, obracające się wokół nieruchomej Ziemi koncentryczne sfery unoszące kolejno Księżyc, Merkurego, Wenus, Słońce, Marsa, Jowisza, Saturna; ostatnią jest sfera gwiazd stałych (*firmamentum*) będąca granicą kosmosu; za Ptolemeuszem przyjęto potem, że znajduje się ona w odległości 20000 promieni Ziemi⁶. Komety, meteory i inne zjawiska przejściowe (np. zorze) nie mogły należeć do wiecznego i niezmiennego z definicji świata ciał niebieskich, umieścił je więc Arystoteles w świecie podksiężycowym.

Jest oczywiście niedorzeczne sądzić, że Ziemia może być ciałem niebieskim, gdyż nie można stosować praw fizyki świata podksiężycowego do ciał niebieskich.

Podstawowe prawa mechaniki arystotelesowskiej dla świata podksiężycowego to: 1) Ciało nie poddane wpływom zewnętrznym znajduje się w spoczynku; ta starożytna zasada bezwładności jest konsekwencją przyjętych własności ruchów naturalnych; 2) Prędkość ciała wprawianego w ruch przez zewnętrzną przyczynę jest proporcjonalna do działającej siły (*dynamis*) i odwrotnie proporcjonalna do oporu jaki stawia ośrodek.

Konsekwencją przyjętych zasad mechaniki była niemożliwość istnienia próżni; wynikało to chociażby stąd, że opór próżni wynosiłby zero, co dawałoby nieskończoną prędkość ciał.

⁶ Mniej niż obecnie znana odległość Ziemi od Słońca, 23455 promieni Ziemi.

Jest w *Fizyce* Arystotelesa ustęp świadczący, że uczony ten był bliski sformułowania nowoczesnej zasady bezwładności. Rozważając ruch w próżni pisze on mianowicie [22], że:

„Nikt nie potrafi wyjaśnić, wskutek czego ciało wprawione w ruch musi się gdzieś zatrzymać; dlaczego zatrzyma się raczej w tym niż w innym miejscu? A zatem ciało albo się będzie znajdować w spoczynku, albo się będzie poruszać w nieskończoność, jeżeli tylko nie stanie mu na drodze jakieś inne silniejsze ciało”.

Ale w skończonym kosmosie Arystotelesa nie było miejsca na ruch nieskończony. Ze swego rozumowania wyciągnął zatem Arystoteles tylko jeszcze jeden dowód niemożliwości istnienia próżni.

Wszechświat Arystotelesa był kulisty i skończony, poza ostatnią sferą nie było niczego [23]:

„Jest jasne, że poza niebem nie ma ani miejsca, ani próżni, ani czasu”.

Był to wszechświat pięknie i prosto urządzonej (gr. *kosmos* — porządek, organizacja; jego przeciwieństwem jest *akosmia* — nieład, chaos). W średniowieczu astronomowie teologizujący dodawali jeszcze inne sfery (nieba) ponad sferą gwiazd stałych [24]. Uważano więc, że istnieje jeszcze *coelum cristallinum* (niebo krystaliczne), *primum mobile* — pierwszy czynnik poruszający i wreszcie najważniejsze *coelum empireum* określane jako *habitaculum Dei et omnium electorum* (miejsce zamieszkania Boga i wszystkich wybranych). Pięknej, łatwo zrozumiałej, hierarchicznej strukturze wszechświata odpowiadała też hierarchiczna struktura społeczna. Jak pisze Max Wildiers [25]:

„Powszechnie wiadomo, że średniowieczny człowiek miał geocentryczny obraz świata... Żył on w spokojnym przeświadczeniu, że jego wyobrażenia o wszechświecie, a przynajmniej jego ogólne zarysy, w pełni odpowiadają rzeczywistości... Nie miał żadnych wątpliwości co do prawdy tych wyobrażeń. Wierzył, iż są one potwierdzone przez Pismo Święte i wielkie umysły starożytności... Jak w tych warunkach mogłaby powstać choćby najmniejsza wątpliwość co do wiarygodności nauki gwarantowanej przez tak wielkie zarówno boskie jak i ludzkie autorytety?”

To właśnie ta integralność systemu Arystotelesa sprawiająca, że odrzucenie pewnych części mogło spowodować załamanie całej reszty, umożliwiła tak długie jego trwanie. Godne podziwu osiągnięcia uczonych średniowiecznych dawały się łatwo wkomponować w system (jak np. teoria impetu), lub były w stosunku do niego obojętne (np. nowe poglądy o rozchodzeniu się światła).

Na tym właśnie tle musimy oceniać rewolucyjność teorii Kopernika. Usuwając Ziemię z centrum wszechświata i czyniąc ją jedną z planet burzył on fundament całego systemu. Sam Kopernik zdawał sobie sprawę z tego, że jego system wymaga nowej fizyki. Musiał przede wszystkim podać jakieś wyjaśnienie ciężenia. Wysunął więc niezwykle śmiałą hipotezę [26]:

„Ja w każdym razie mniemam, że ciężkość nie jest niczym innym, jak tylko naturalną dążnością, którą boska opatrność Stwórcy wszechświata nadała częściom po to, żeby łączyły się w jedność i całość, skupiając się razem w kształt kuli. A jest rzeczą godną wiary, że taka dążność istnieje również w Słońcu, Księżycu i innych świecących planetach, po to, by na skutek jej działania trwały w tej krągłości, w jakiej się nam przedstawiają; a niezależnie od tego w wieloraki sposób wykonują one swe ruchy krążące...”

Ale Kopernik zbyt głęboko tkwił w wielowiekowej tradycji, by mógł zrobić następne rewolucyjne kroki. Nie potrafił zrezygnować z idei, że jedynie orbity kołowe, jako najdoskonalsze, przystoją ciałom niebieskim; wskutek tego zmuszony był w swym heliostatycznym systemie świata zachować epicykle i deferenty. Dla Kopernika ruch kołowy planet był nadal ruchem naturalnym; pisał w księdze I *De revolutionibus*, że przypuszczać inaczej „nie byłoby rzeczą godziwą”. Toteż jego śmiały pomysł o istnieniu więcej niż jednego centrum ciężenia pozostał w oderwaniu, bez związku z mechaniką nieba.

Następny rewolucyjny krok uczynił Kepler. On pierwszy zerwał z tradycją „astronomii kinematycznej” stawiającej sobie za zadanie tylko opis ruchu ciał niebieskich i on pierwszy pytał o przyczyny: „A były głównie trzy problemy, których przyczyn, dlaczego jest tak, a nie inaczej, szukałem, a mianowicie liczba, wielkość i ruch sfer” [27].

Wielkie dzieło Keplera, w którym podane są dwa pierwsze prawa ruchu planet, nazwane dziś jego nazwiskiem, nosi znamienity tytuł [28]: *Nowa astronomia oparta na przyczynach, czyli fizyka nieba, wyłożona przez objaśnienia ruchu gwiazdy Mars podług obserwacji Tycho Brahe*. Była w tym dziele nie po prostu nowa odmiana astronomii kinematycznej, ale astronomia *aitiologetos* — oparta na przyczynach i właśnie to wyrażenie jest najważniejszą częścią tytułu.

Kepler nie mógł się przede wszystkim pogodzić z poglądem, że środkiem świata może być punkt matematyczny. Tak było w systemie Kopernika, który zachowując orbity kołowe musiał umieszczać ich środki poza Słońcem. We wstępie do *Nowej astronomii* Kepler tak przedstawia swoją koncepcję grawitacji:

„Punkt matematyczny, czy jest środkiem świata, czy nie, nie może poruszać ciężkich ciał... Prawdziwa teoria ciężkości opiera się na następujących aksjomatach. Każda substancja materialna, dlatego, że jest materialna, stara się pozostać w tym miejscu, w którym się znajduje odosobniona, poza działaniem pokrewnego ciała. Ciężkość polega na wzajemnej cielesnej skłonności (*affectio corporea*) ciał pokrewnych do połączenia się, czyli koniunkcji (podobnego rodzaju jest także zdolność magnetyczna), tak że Ziemia pociąga kamień dużo bardziej niż kamień pociąga Ziemię.

Jeśli dwa kamienie zostały umieszczone w pewnym miejscu świata, blisko siebie i daleko od działania trzeciego pokrewnego ciała, to kamienie te, podobnie jak dwa ciała magnetyczne, spotkałyby się w punkcie pośrednim, a każdy z nich przybliżyłby się do drugiego na odległość proporcjonalną do masywności tego drugiego.

Jeśli Księżyc i Ziemia nie były utrzymywane każde na swej orbicie przez siłę poruszającą, lub jaką inną równoważną, to Ziemia wzniosłaby się do Księżyca o $1/54$ część odległości między nimi, a Księżyc opuściłby się o około $53/54$ część tej odległości i tam by się spotkały, przy przypuszczeniu, że ich materia ma jednakową gęstość.

Jeśli Ziemia przestała przyciągać wodę, to wszystka woda mórz wzniosłaby się w górę i dotarła do Księżyca”.

Mimo tych śmiałych stwierdzeń na temat ciężenia Kepler nie czyni jednak z nich użytku przy próbach wyjaśnienia ruchu planet. Jak widać z przytoczonych słów, utrzymuje on nadal starożytną zasadę bezwładności, jako skłonności ciał do pozostawania w spoczynku. Ruch wymaga zatem siły. Ale ruch kołowy jest dla Keplera nadal ruchem naturalnym w tym sensie, że nie wymaga siły przyciągającej, która by utrzymywała ciało w stałej odległości od środka. Szukając jednak przyczyn tego ruchu naturalnego Kepler znajduje je w magnetyzmie. Twierdzi mianowicie, że ze Słońca emanuje siła magnetyczna, jakby „szprychy”, które popychają planety po orbitach, ponieważ Słońce obraca się wokół

ASTRONOMIA NOVA
ΑΙΤΙΟΛΟΓΗΤΟΣ,

SEU

PHYSICA COELESTIS,

tradita commentariis

DE MOTIBVS STELLÆ

MARTIS,

Ex observationibus G. V.

TYCHONIS BRAHE:

Jussu & sumptibus

RVDOLPHI II.

ROMANORVM

IMPERATORIS &c:

Plurium annorum pertinaci studio
elaborata Pragæ,

A S^c. C^c. M.^o S^c. Mathematico

JOANNE KEPLERO,

Cum ejusdem C^c. M.^o privilegio speciali

ANNO æræ Dionysianæ clō lōc ix.

osi, a wraz z nim te „szprychy” (niedługo potem Galileusz odkrył ten obrót Słońca na podstawie obserwacji plam). Podobnie obrót Ziemi wokół osi powoduje obieg wokół niej Księżyc; natomiast według Keplera Księżyc nie obraca się wokół osi(!), gdyż nie ma swego satelity, na którego obieg miałyby to wpływać.

Po swym odkryciu, że orbity planet nie są okręgami, lecz elipsami, Kepler wymyślił bardzo skomplikowany mechanizm, oparty na biegunowości magnetyzmu, w celu wyjaśnienia zmian odległości planet od Słońca.

Siła Keplera jest więc siłą *styczną*, a ponieważ emanuje ze Słońca tylko w płaszczyźnie równika, więc jest odwrotnie proporcjonalna do odległości. Kepler przyjął wobec tego, że prędkość planety jest też odwrotnie proporcjonalna do odległości od Słońca. Jest to założenie prawdziwe tylko dla perihelium i aphelium orbity. Ale Kepler zrobił jeszcze jedno fałszywe założenie przy obliczaniu powierzchni zakreślonej przez „szprychy”; wpływ dwu fałszywych założeń zniósł się i tak Kepler znalazł swe drugie prawo: stałości prędkości połowej.

Tak więc w mechanice nieba Keplera nie było grawitacji. Jak sam pisał [29]: „Zbudowałem całą moją astronomię na hipotezach Kopernika dotyczących świata, na obserwacjach Tycho Brahe i wreszcie na filozofii magnetyzmu Anglika Williama Gilberta”.

Nie trzeba dodawać, że wnioski Keplera nie spotkały się ze zrozumieniem astronomów. Piotr Kruger z Gdańska pisał, że „starając się uzasadnić hipotezy Kopernika przyczynami fizycznymi Kepler wprowadza dziwne spekulacje, które nie należą do astronomii, lecz do fizyki”, a ukochany nauczyciel Keplera Michael Mästlin upominał go słowami [30]: „Sądzę, że należy pozostawić przyczyny fizyczne na uboczu, a zagadnienia astronomiczne trzeba wyjaśniać tylko zgodnie z metodami astronomii, przy użyciu astronomicznych, a nie fizycznych, przyczyn i hipotez”. Tak silna była tradycja czysto kinematycznego podejścia do astronomii.

Wielki Galileusz, który tak przyczynił się do rozwoju nauki o ruchu, nie zastanawiał się nad dynamiką układu planet i siłami działającymi w układzie Kopernika, którego był zwolennikiem i propagatorem. W swym *Dialogu* wypowiada się jasno przeciw możliwości ruchu ciał po liniach prostych, gdyż [31] „byłoby to równoznaczne oddalaniu się ich od miejsc z przyrodzenia im właściwych”. Wykluczone jest więc, by ruchy ciał niebieskich odbywały się po torach innych niż okręgi. A w *Discorsi* twierdzi [32], że planety poruszają się ruchem kołowym, gdyż on „... jedyny nadaje się do pozostawiania jednostajnym, bo obiegi odbywają się bez oddalania się lub zbliżania do pewnego celu, do którego by te ciała dążyły”.

Galileusz zwalczał usilnie Arystotelesa, ale nie mógł się całkowicie wyzwolić z jego dziedzictwa. Aby dojść do nowoczesnej zasady bezwładności musiałby najpierw uznać spadek swobodny ciał oraz ruch kołowy planet za ruchy *wymuszone*, a nie naturalne. Musiałby też porzucić pogląd, że ciężkość jest przyrodzoną właściwością ciał, a to wymagałoby odróżnienia ciężaru od masy oraz odejścia od przekonania, że wszechświat jest układem skończonym i dobrze urządzonym.

Tymczasem Galileusz nigdy nie zaakceptował odkrycia orbit eliptycznych przez Keplera, a także wyrażał zdziwienie [33], iż ten przypisywał przypiły morza wpływowi przyciągania Księżyc. Wymyślił natomiast własne, kompletnie fałszywe wyjaśnienie przypiłów, jako zjawiska dowodzącego ruchu obrotowego Ziemi.

nienia kartezjanizmu przyczynił się też znakomity podręcznik *Traité de physique* pióra Jacquesa Rohaulta (Paryż 1671) który ukazał się wkrótce w przekładzie łacińskim (Genewa 1674) i angielskim (Londyn 1682).

Warto wspomnieć, że niezależnie od Kartezjusza, choć nieco później, poprawne sformułowanie zasady bezwładności podali też Pierre Gassendi [37], Bonaventura Cavalieri [38] i Giovanni Battista Baliani [39]. Gassendi, dziś nieco zapomniany, cieszył się w połowie XVII wieku sporym autorytetem i przyczynił się znacznie do wskrzeszenia starożytnej teorii atomistycznej. Jak się zdaje, jego dzieła wywarły znaczny wpływ na Newtona.

W połowie XVII wieku osiągnięcia Keplera nie były wcale powszechnie znane i akceptowane. W wielu podręcznikach astronomii nie wspominało nawet o znalezionych przez niego prawach ruchu planet. Najczęściej akceptowane było III prawo Keplera (podane przezeń w 1619 r. w dziele *Harmonices Mundi*). Natomiast idea orbit eliptycznych bywała kwestionowana. Na przykład dyrektor Obserwatorium Paryskiego Giovanni Domenico Cassini jako orbity planet proponował krzywe czwartego stopnia, będące miejscem geometrycznym punktów, których iloczyn odległości od dwóch ustalonych punktów jest stały (tzw. owale Cassiniego). Ismael Bullialdus [40] odrzucał pogląd Keplera, że Słońce może być źródłem siły poruszającej planety; dodawał jednak, że gdyby taka siła istniała, to rozprzestrzeniałaby się od Słońca we wszystkich kierunkach, podobnie jak światło, a nie tylko w płaszczyźnie równika, byłaby więc odwrotnie proporcjonalna do drugiej, nie zaś do pierwszej potęgi odległości. Jako kontynuator astronomii kinematycznej Bullialdus uważał, że przyczyna ruchu tkwi w samym poruszającym się ciele, nie należy więc dopatrywać się przyczyn zewnętrznych.

Linie postępowania Keplera próbował natomiast kontynuować Giovanni Alphonso Borelli [41]. Jego teoria ruchu planet była bardzo skomplikowana. Borelli zgadzał się z Keplerem, że ruch planet wokół Słońca musi być jakoś spowodowany przez ciało centralne, ale zamiast magnetyzmu widział czynnik sprawczy ruchu w promieniach światła, które uderzają o planety i poruszają je w kierunku obrotu Słońca. Od Kartezjusza nauczył się jednak Borelli, że istnieje *conatus* — skłonność do oddalania się planet od środka, więc założył, że każda planeta jest też obdarzona naturalną tendencją do zbliżania się do Słońca. Miał więc Borelli w sumie trzy „siły”. Orbity planet widział jako tory równowagi między tendencją do zbliżania się do Słońca, a skłonnością do oddalania się od środka. Jeśli planeta w danej chwili jest zbyt daleko od Słońca, to będzie się doń zbliżała, gdyż jej ruch postępowy, zmniejszony na tej odległości, ustępuje przed tendencją zbliżania się do Słońca; gdy natomiast planeta jest zbyt blisko, to przeważa *conatus* powodujący oddalanie się. W ten sposób planeta oscyluje, niby wahadło, wokół swego średniego toru, jakim jest elipsa keplerowska. Teoria Borelliego była tylko jakościowa, nie udowodnił on matematycznie, że tory równowagi w jego dynamice są elipsami; nie znał przecież jeszcze nawet ilościowego wyrażenia opisującego *conatus*.

Wyrażenie takie znalazł Christian Huygens [42], który pierwszy nazwał *conatus* siłą odśrodkową (*vis centrifuga*). Wzór Huygensa w połączeniu z III prawem Keplera pozwalał łatwo stwierdzić, dla orbit kołowych, że siła równoważąca *conatus* i utrzymująca planety w stałej odległości od Słońca musi być odwrotnie proporcjonalna do kwadratu promienia orbity. Istotnie, dla ruchu po okręgu o promieniu r z okresem T mamy wyrażenie na prędkość $v = 2\pi r/T$, czyli $v^2 \sim r^2/T^2 = r^3/rT^2$. Zatem $v^2 \sim 1/r$, gdyż na podstawie III

nienia kartezjanizmu przyczynił się też znakomity podręcznik *Traité de physique* pióra Jacquesa Rohaulta (Paryż 1671) który ukazał się wkrótce w przekładzie łacińskim (Genewa 1674) i angielskim (Londyn 1682).

Warto wspomnieć, że niezależnie od Kartezjusza, choć nieco później, poprawne sformułowanie zasady bezwładności podali też Pierre Gassendi [37], Bonaventura Cavalieri [38] i Giovanni Battista Baliani [39]. Gassendi, dziś nieco zapomniany, cieszył się w połowie XVII wieku sporym autorytetem i przyczynił się znacznie do wskrzeszenia starożytnej teorii atomistycznej. Jak się zdaje, jego dzieła wywarły znaczny wpływ na Newtona.

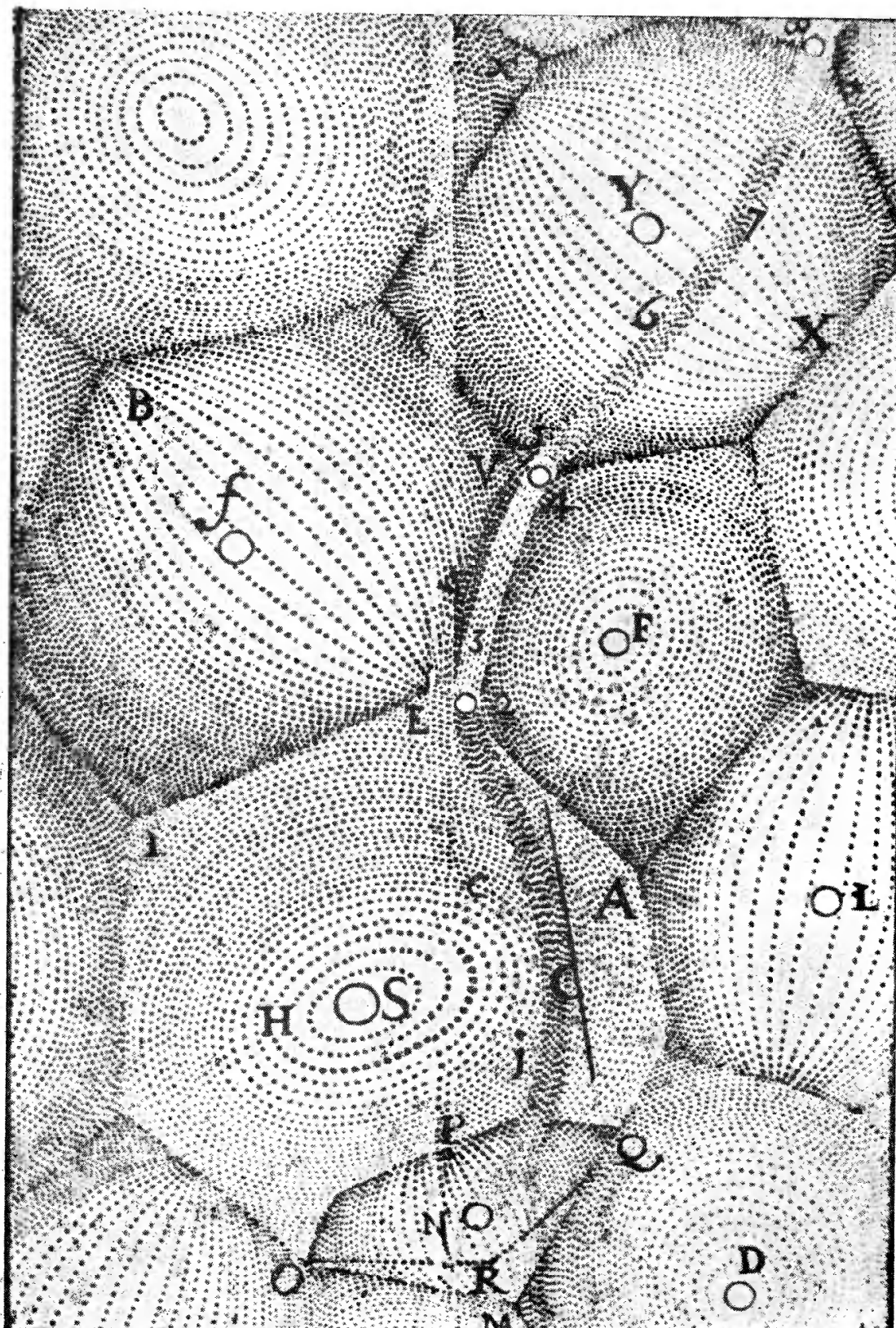
W połowie XVII wieku osiągnięcia Keplera nie były wcale powszechnie znane i akceptowane. W wielu podręcznikach astronomii nie wspomniano nawet o znalezionych przez niego prawach ruchu planet. Najczęściej akceptowane było III prawo Keplera (podane przezeń w 1619 r. w dziele *Harmonices Mundi*). Natomiast idea orbit eliptycznych bywała kwestionowana. Na przykład dyrektor Obserwatorium Paryskiego Giovanni Domenico Cassini jako orbity planet proponował krzywe czwartego stopnia, będące miejscem geometrycznym punktów, których iloczyn odległości od dwóch ustalonych punktów jest stały (tzw. owale Cassiniego). Ismael Bullialdus [40] odrzucał pogląd Keplera, że Słońce może być źródłem siły poruszającej planetę; dodawał jednak, że gdyby taka siła istniała, to rozprzestrzeniałaby się od Słońca we wszystkich kierunkach, podobnie jak światło, a nie tylko w płaszczyźnie równika, byłaby więc odwrotnie proporcjonalna do drugiej, nie zaś do pierwszej potęgi odległości. Jako kontynuator astronomii kinematycznej Bullialdus, uważał, że przyczyna ruchu tkwi w samym poruszającym się ciele, nie należy więc dopatrywać się przyczyn zewnętrznych.

Linie postępowania Keplera próbował natomiast kontynuować Giovanni Alphonso Borelli [41]. Jego teoria ruchu planet była bardzo skomplikowana. Borelli zgadzał się z Keplerem, że ruch planet wokół Słońca musi być jakoś spowodowany przez ciało centralne, ale zamiast magnetyzmu widział czynnik sprawczy ruchu w promieniach światła, które uderzają o planety i poruszają je w kierunku obrotu Słońca. Od Kartezjusza nauczył się jednak Borelli, że istnieje *conatus* — skłonność do oddalania się planet od środka, więc założył, że każda planeta jest też obdarzona naturalną tendencją do zbliżania się do Słońca. Miał więc Borelli w sumie trzy „siły”. Orbity planet widział jako tory równowagi między tendencją do zbliżania się do Słońca, a skłonnością do oddalania się od środka. Jeśli planeta w danej chwili jest zbyt daleko od Słońca, to będzie się doń zbliżała, gdyż jej ruch postępowy, zmniejszony na tej odległości, ustępuje przed tendencją zbliżania się do Słońca; gdy natomiast planeta jest zbyt blisko, to przeważa *conatus* powodujący oddalanie się. W ten sposób planeta oscyluje, niby wahadło, wokół swego średniego toru, jakim jest elipsa keplerowska. Teoria Borelliego była tylko jakościowa, nie udowodnił on matematycznie, że tory równowagi w jego dynamice są elipsami; nie znał przecież jeszcze nawet ilościowego wyrażenia opisującego *conatus*.

Wyrażenie takie znalazł Christian Huygens [42], który pierwszy nazwał *conatus* siłą odśrodkową (*vis centrifuga*). Wzór Huygensa w połączeniu z III prawem Keplera pozwalał łatwo stwierdzić, dla orbit kołowych, że siła równoważąca *conatus* i utrzymująca planety w stałej odległości od Słońca musi być odwrotnie proporcjonalna do kwadratu promienia orbity. Istotnie, dla ruchu po okręgu o promieniu r z okresem T mamy wyrażenie na prędkość $v = 2\pi r/T$, czyli $v^2 \sim r^2/T^2 = r^3/rT^2$. Zatem $v^2 \sim 1/r$, gdyż na podstawie III



Ryc. 11. Kartezjusz (1596—1650)



Ryc. 12. Kartezjański system wirów we wszechświecie (według *Principia Philosophiae*, 1644)

prawa Keplera r^3 jest proporcjonalne do T^2 . Wobec tego siła $F \sim v^2/r \sim 1/r^2$. Ten prosty rachunek wykonuje się dziś w szkole, wykonał go — jak widzieliśmy — Halley, a także Newton w swych czasach studenckich.

Ale Huygens, genialny fizyk i matematyk, zapłacił wysoką cenę za swą wierność kartezjanizmowi. Nie potrafił się wyzwolić od przekonania, że grawitacja ma pochodzenie czysto mechaniczne i jest ciśnieniem wywieranym przez kartezjański wir. Był chyba jedynym poza Newtonem matematykiem tego okresu zdolnym do wykazania, że siła centryfuga odwrotnie proporcjonalna do kwadratu odległości od środka wywołuje ruch po przecięciach stożkowych. Po ukazaniu się *Zasad* nie mógł oczywiście zaprzeczyć ścisłości dowodów matematycznych Newtona, ale nadal — jak zobaczyliśmy — nie pogodził się z ideą ciężenia powszechnego.

Zresztą wpływ kartezjanizmu był tak wielki, że uległ mu początkowo także Newton. Podczas pobytu w Woolsthorpe stale myślał kategoriami *conatus recedendi a centro*. W przetoczonych wyżej wspomnieniach mówi przecież wyraznie, że obliczał siłę, jaką glob obiegający wewnątrz sfery wywiera na jej powierzchnię. Ponadto, gdy przeprowadzał wówczas swój „test księżycowy” porównując siłę potrzebną do utrzymania Księżycyca na orbicie z siłą ciężkości na powierzchni Ziemi, otrzymał — wskutek użycia niedokładnych danych — rozbieżność wynoszącą około 15 procent, co skłoniło go do przypuszczenia, że być może siła utrzymująca Księżycę pochodzi częściowo od grawitacji, a częściowo od wiru kartezjańskiego wokół Ziemi. Wówczas odłożył rachunki i zajął się czym innym. Opowiadał to sam Newton swemu następcy na katedrze Lucasa, Williamowi Whistonowi, jak również innym, którzy zapisali to w swych wspomnieniach.

I tak dochodzimy do Hooke'a. Historycy nauki są obecnie zgodni co do tego, że to on właśnie pierwszy spojrzal inaczej na zagadnienie ruchu planet. Najwcześniejsza zantowana o tym wiadomość pochodzi z 1666 r., gdy 23 maja Hooke przedstawił na posiedzeniu Royal Society swą pracę o ruchu ciała po linii krzywej. Mówił wtedy, że „ruch po okręgu jest wynikiem złożenia tendencji do ruchu prostoliniowego po stycznej oraz skłoności dążenia do środka...”

W 1670 r. Hooke miał w Gresham College w Londynie Wykłady Cutlera (*Cutlerian Lectures*), podczas których przedstawił swą pracę *Próba udowodnienia ruchu Ziemi na podstawie obserwacji*. W tekście tej pracy, opublikowanym w 1674 r. [43] czytamy:

„Wykładam poniżej system świata różny w wielu szczegółach od jakiegokolwiek znanego dotychczas, ale odpowiadający pod każdym względem ogólnym regułom ruchów mechanicznych. Jest on oparty na trzech przypuszczeniach.

Po pierwsze, że wszystkie bez wyjątku ciała niebieskie są obdarzone własnością ciężenia, czyli przyciągania do swych środków i dzięki temu przyciągają nie tylko swę własne części uniemożliwiając im oddalenie się (jak to obserwujemy w przypadku Ziemi), lecz także przyciągają wszystkie inne ciała niebieskie znajdujące się w sferze ich działania, wskutek czego nie tylko Słońce i Księżyc mają wpływ na bryłę i ruch Ziemi, a Ziemia — wpływ na nie, lecz także Merkury, Wenus, Mars, Jowisz i Saturn przez swe przyciągające moce mają znaczny wpływ na ruchy Ziemi i w tenże sposób właściwa moc przyciągania Ziemi ma znaczny wpływ na ruch każdego z tych ciał.

Drugie założenie to, że wszystkie ciała, będące w ruchu jednostajnym po prostej, pozostają w tym ruchu, dopóki nie zostaną przez jakies działające moce odchyłone i zmuszone do ruchu po okręgu, elipsie, lub jakiej innej złożonej krzywej.

Trzecie założenie to, że te moce przyciągania są tym silniejsze w działaniu, im bliżej ciała, na które

prawa Keplera r^3 jest proporcjonalne do T^2 . Wobec tego siła $F \sim v^2/r \sim 1/r^2$. Ten prosty rachunek wykonuje się dziś w szkole, wykonał go — jak widzieliśmy — Halley, a także Newton w swych czasach studenckich.

Ale Huygens, genialny fizyk i matematyk, zapłacił wysoką cenę za swą wierność kartezjanizmowi. Nie potrafił się wyzwolić od przekonania, że grawitacja ma pochodzenie czysto mechaniczne i jest ciśnieniem wywieranym przez kartezjański wir. Był chyba jedynym poza Newtonem matematykiem tego okresu zdolnym do wykazania, że siła centralna odwrotnie proporcjonalna do kwadratu odległości od środka wywołuje ruch po przecięciach stożkowych. Po ukazaniu się *Zasad* nie mógł oczywiście zaprzeczyć ścisłości dowodów matematycznych Newtona, ale nadal — jak zobaczymy — nie pogodził się z ideą ciężenia powszechnego.

Zresztą wpływ kartezjanizmu był tak wielki, że ulegał mu początkowo także Newton. Podczas pobytu w Woolsthorpe stale myślał kategoriami *conatus recedendi a centro*. W przytoczonych wyżej wspomnieniach mówi przecież wyraźnie, że obliczał siłę, jaką glob obiegający wewnątrz sfery wywiera na jej powierzchnię. Ponadto, gdy przeprowadzał wówczas swój „test księżycowy” porównując siłę potrzebną do utrzymania Księżyca na orbicie z siłą ciężkości na powierzchni Ziemi, otrzymał — wskutek użycia niedokładnych danych — rozbieżność wynoszącą około 15 procent, co skłoniło go do przypuszczenia, że być może siła utrzymująca Księżyc pochodzi częściowo od grawitacji, a częściowo od wiru kartezjańskiego wokół Ziemi. Wówczas odłożył rachunki i zajął się czym innym. Opowiadał to sam Newton swemu następcy na katedrze Lucasa, Williamowi Whistonowi, jak również innym, którzy zapisali to w swych wspomnieniach.

I tak dochodzimy do Hooke'a. Historycy nauki są obecnie zgodni co do tego, że to on właśnie pierwszy spojrzął inaczej na zagadnienie ruchu planet. Najwcześniejsza zanotowana o tym wiadomość pochodzi z 1666 r., gdy 23 maja Hooke przedstawiał na posiedzeniu Royal Society swą pracę o ruchu ciał po linii krzywej. Mówił wtedy, że „ruch po okręgu jest wynikiem złożenia tendencji do ruchu prostoliniowego po stycznej oraz skłonności dążenia do środka...”

W 1670 r. Hooke miał w Gresham College w Londynie Wykłady Cutlera (*Cutlerian Lectures*), podczas których przedstawił swą pracę *Próba udowodnienia ruchu Ziemi na podstawie obserwacji*. W tekście tej pracy, opublikowanym w 1674 r. [43] czytamy:

„Wykładam poniżej system świata różny w wielu szczegółach od jakiegokolwiek znanego dotychczas, ale odpowiadający pod każdym względem ogólnym regułom ruchów mechanicznych. Jest on oparty na trzech przypuszczeniach.

Po pierwsze, że wszystkie bez wyjątku ciała niebieskie są obdarzone właściwością ciężenia, czyli przyciągania do swych środków i dzięki temu przyciągają nie tylko swe własne części uniemożliwiając im odłączanie się (jak to obserwujemy w przypadku Ziemi), lecz także przyciągają wszystkie inne ciała niebieskie znajdujące się w sferze ich działania, wskutek czego nie tylko Słońce i Księżyc mają wpływ na bryłę i ruch Ziemi, a Ziemia — wpływ na nie, lecz także Merkury, Wenus, Mars, Jowisz i Saturn przez swe przyciągające moce mają znaczny wpływ na ruchy Ziemi i w tenże sposób właściwa moc przyciągania Ziemi ma znaczny wpływ na ruch każdego z tych ciał.

Drugie założenie to, że wszystkie ciała, będące w ruchu jednostajnym po prostej, pozostają w tym ruchu, dopóki nie zostaną przez jakieś działające moce odchylone i zmuszone do ruchu po okręgu, elipsie, lub jakiej innej złożonej krzywej.

Trzecie założenie to, że te moce przyciągania są tym silniejsze w działaniu, im bliżej ciała, na które

działają, znajduje się ich środków; ale jakie są tego stopnie (tej zmiany mocy przyciągania — A. W.), tego jeszcze nie potwierdziłem doświadczalnie...”

Z tekstu tego wynika jasno, że Hooke był już wówczas przekonany o powszechnej grawitacji — oddziaływaniu każdego ciała niebieskiego na wszystkie pozostałe. Po drugie Hooke po raz pierwszy zauważył, że ruch po linii krzywej ma dwie składowe: ruch bezwładny po prostej i składową *dośrodkową*, pochodzącą od pewnych „mocy przyciągania” (*attractive powers*). To odkrywcze spojrzenie podkreślało rolę *centrum* przyciągającego, podczas gdy Kartezjusz i jego naśladowcy rozumując kategoriami *conatus a recedendi*, skupiali uwagę na *ciele w ruchu*.

Jak pisze Westfall [44]:

„Trudno przecenić wagę stwierdzenia Hooke’a na temat elementów mechaniki ruchu orbitalnego. Przed nim, każdy badacz ruchu kołowego, naśladowując wzorzec ustalony przez Kartezjusza, mówił o skłonności ciał w ruchu kołowym do oddalania się od środka. To Hooke obalił tyranie tego wzorca i odmienił rozumienie problemu. Jeśli znana jest zasada bezwładności, to pytaniem jest teraz, co zmusza ciało do śledzenia toru zakrzywionego, a nie skłonność do oddalania, którą ono wykazuje, jeśli jest tak związane. Nie jest przesadą powiedzieć, że Hooke dał mechanice tę podstawową lekcję i wprowadził ją na drogę prowadzącą do należytej dynamiki ruchu po okręgu...”

...Propozycja Hooke’a otworzyła nową drogę w dynamice. Nie przesadzimy twierdząc, że dynamika, jaką znamy, została odkryta na końcu drogi, którą on wskazał...”

Gdy 24.XI.1679 r. Hooke napisał do Newtona list z propozycją wymiany korespondencji na „tematy filozoficzne”, prosił właśnie o wyrażenie opinii na temat swego pomysłu, że „ruch planet można złożyć z ruchu prostoliniowego wzdłuż stycznej i ruchu ku ciału centralnemu wskutek przyciągania” [15]. Newton — jak już wiemy — nie ustosunkował się w swej odpowiedzi do tego pytania, natomiast zapoznał Hooke’a ze swą „fantazją” na temat udowodnienia rotacji Ziemi przez obserwację toru spadku swobodnego ciała. Nie będziemy tu wchodzić w szczegóły tej kolejnej polemiki Newtona z Hooke’em, warto jednak podkreślić, że Newton rozważał wówczas siłę grawitacji jako stałą(!), a Hooke poprawiał go (w liście z 6.I.1680 r.), że siła grawitacji jest odwrotnie proporcjonalna do kwadratu odległości od środka Ziemi. W następnym liście (17.I.1680 r.) Hooke powtórzył to swoje przekonanie dodając, że pozostaje tylko wyznaczyć właściwości krzywej, po której będzie się poruszało ciało pod działaniem takiej siły, co Newton na pewno potrafi osiągnąć swymi doskonałymi metodami matematycznymi. Na oba te listy Newton, jak już wiemy, nie odpowiedział.

Kiedy więc po kilku latach *Zasady* były formalnie przedstawiane (28.IV.1686 r.) Towarzystwu Królewskiemu, obecny na posiedzeniu Hooke oświadczył, iż to on podsunął Newtonowi właściwą postać siły grawitacji. Członkowie Royal Society dość sceptycznie odnieśli się do tego stwierdzenia podkreślając, że Hooke na ten temat nic do tej pory nie opublikował, natomiast Newton przedstawił tak doskonałe dowody matematyczne, iż już nic nie pozostaje do dodania. Niemniej jednak Halley zawiadomił listownie Newtona, że Hooke byłby usatysfakcjonowany jakąś wzmianką, np. w przedmowie, o jego pomysle.

Newton wpadł w furję i w odpowiedzi do Halleya odsądził Hooke’a od czci i wiary pisząc, że nie dokonał on niczego, że brak mu zdolności, że chciałby wykorzystywać owoce

pracy innych itd. Zagroził też wycofaniem całej trzeciej księgi *Zasad* i Halley musiał z niezmiernym taktem odwozić go od tego zamiaru. W porywie gniewu Newton jeszcze raz przejrzał tekst *Zasad*, by wykreślać w nim wzmianki odnoszące się do Hooke'a; wykreślał całe ustępy, w paru miejscach jednak nazwisko Hooke'a musiało pozostać przy cytowaniu obserwacji komet.

Po tym ostatnim starciu rozgoryczony Hooke znacznie osłabił swą działalność w Royal Society. Newton natomiast utrzymywał swe wcześniejsze postanowienie, aby nie publikować swego traktatu optycznego za życia rywala. Gdy przeniósł się z Cambridge do Londynu, aby kierować mennicą, starał się nie uczestniczyć w posiedzeniach Royal Society, gdyż nie chciał spotykać tam Hooke'a. Gdy Hooke zmarł 3.III.1703r., przeszkoda została usunięta i 30.XI tegoż roku Newton został prezesem Royal Society (na tym stanowisku pozostał do śmierci). W następnym roku ukazała się drukiem jego *Optyka*.

Prezes Newton żelazną ręką rządził Towarzystwem Królewskim podnosząc jego działalność na wyższy poziom. Ale przy zarządzonych przez prezesa przenosinach Royal Society do nowej siedziby w tajemniczy sposób zginął jedyny portret Hooke'a i spora część instrumentów, które wynalazł i wykonał. Portrety pozostałych członków Newton kazał odświeżyć, opatrzyć złotymi napisami i ozdobić nimi nowe pomieszczenia.

Gdy patrzemy dziś z perspektywy trzech stuleci na Newtona i Hooke'a, zdaje się nie ulegać wątpliwości, że Hooke został potraktowany niesprawiedliwie. Na pewno nie był on w stanie — nie będąc matematykiem — rozwiązać ilościowo zagadnienia ruchu planet. Co więcej, zdawał się także nie rozumieć dynamiki tego ruchu, gdyż twierdził (w jednym z listów do Newtona), że przy ruchu pod działaniem siły centralnej odwrotnie proporcjonalnej do kwadratu odległości prędkość ciała będzie ogólnie odwrotnie proporcjonalna do pierwszej potęgi odległości od centrum siły. To założenie Kepler, jak pamiętamy, niesłusznie przyjmował dla ruchu po elipsie, w którym jest ono słuszne tylko dla dwóch punktów orbity. Nie można więc powiedzieć, że Hooke był odkrywcą prawa powszechnej grawitacji. Jak wyraził się później Clairaut: przykład Hooke'a pokazuje jak wielka jest odległość między przebłyskiem prawdy, a prawdą udowodnioną.

Trzeba było geniuszu matematycznego Newtona, by powstały *Zasady*; może jeszcze Huygens, gdyby nie był kartezyjaninem, zdołałby stworzyć dzieło o podobnej wartości⁷. Ale Newton zawdzięczał Hooke'owi wiele. Zresztą sam w przypływie lepszego humoru przyznał się Halleyowi, że listy Hooke'a (1679—1680) zwróciły jego uwagę na zagadnienie ruchu planet. Trudno powiedzieć jak potoczyłyby się wydarzenia, gdyby Hooke nie wskazał Newtonowi nowego podejścia do analizy ruchu krzywoliniowego. Wszak Newton większą część czasu poświęcał na prace alchemiczne oraz studia historyczne i teologiczne, z których zresztą niewiele wynikało. Czy bez impulsu otrzymanego od Hooke'a zająłby się ponownie mechaniką nieba? Mógłby więc bez uszczerbku dla swej wielkości dać satysfakcję Hooke'owi choćby drobną wzmianką w tekście *Zasad*. Tego jednak nie zrobił.

⁷ Podkreślmy, że poza zrozumieniem dynamiki ruchu orbitalnego wyjaśnienie ruchu planet przy użyciu prawa powszechnej grawitacji wymagało udowodnienia, że ciała o symetrii sferycznej wywierają siłę przyciągania tak, jakby cała masa była skupiona w ich środkach. Problem ten rozwiązał Newton (*Zasady*, Księga I, rozdział XII).

4. Reakcja świata na *Zasady*

Zdawać by się mogło, że *Zasady* Newtona olśniły cały świat i zostały od razu zaakceptowane jako wspaniałe dzieło, otwierające nową epokę w fizyce. Prawda jest jednak inna. Akceptacja *Zasad* następowała stopniowo, najpierw i najszybciej w Anglii, a potem, i to bardzo powoli, w Europie kontynentalnej. Działo się tak z dwóch powodów.

Po pierwsze, *Zasady* były dziełem niezwykle trudnym i dostępnym w całości tylko dla nielicznej garstki najwybitniejszych matematyków⁸. Ocenia się [45], że za życia Newtona przestudiowało *Zasady* i zrozumiało je do końca nie więcej niż pół tuzina uczonych (wśród nich na pewno Huygens i Leibniz). Pozostali mogli zapoznawać się z wnioskami, ale musieli przyjmować na wiarę dużą część twierdzeń. Oto np. Daniel Bernoulli, wybitny przecież matematyk, opracowując w 1740 r. rozprawę o pływach na konkurs ogłoszony przez Akademię Nauk w Paryżu zamieścił w niej takie zdania: „Spostrzegam, że odpowiada to temu, co Newton napisał w *Zasadach*, kiedy porównywał długość osi ziemskiej z promieniem jej równika. Jeśli chodzi o jego argumentację, to przypuszczalnie on jedyny ją rozumiał, gdyż ten wielki człowiek dostrzegał nawet przez mgłę to, co inny z trudnością widzi przez mikroskop” [46].

Dodajmy, że dla współczesnego czytelnika *Zasady* są jeszcze trudniejsze w odbiorze, ponieważ, przyzwyczajeni do metod analitycznych, odwykliśmy już od rozumowania geometrycznego, jakie podał Newton. Nie używał on celowo swego rachunku fluksji i fluent (rachunku różniczkowego i całkowego), gdyż zdawał sobie sprawę z tego, że dla ówczesnego czytelnika rachunek ten byłby barierą nie do przebycia. Tylko w paru miejscach w *Zasadach* Newton odwołuje się do wyników swego rachunku nieskończonościowego, nie podając jednak notacji.

Po drugie, zarówno Anglia, jak kraje na kontynencie Europy, były w tym okresie opalone przez kartezjanizm, którego przemożny wpływ sprawiał, że wielu uczonych nie mogło się pogodzić z myślą, iż niektóre wnioski Newtona odpowiadają realnemu światu fizycznemu. Zarzucano Newtonowi przede wszystkim to, że przedstawiając grawitację jako oddziaływanie na odległość powraca do scholastycznych właściwości ukrytych, dawno już wypędzonych z fizyki przez Kartezjusza.

W rok po ukazaniu się *Zasad* w paryskim *Journal des Sçavans* ukazała się anonimowa recenzja (autorem był przypuszczalnie Pierre-Sylvain Régis), w której czytamy [47]:

„...Praca pana Newtona to mechanika, najbardziej doskonała, jaką można by sobie wyobrazić, gdyż nie jest możliwe przeprowadzenie dowodów bardziej dokładnych i ścisłych niż te, które podaje on w pierwszych dwóch księgach na temat lekkości, sprężystości, oporu ciał płynnych oraz sił przyciągających i odpychających, które stanowią główną podstawę fizyki. Trzeba jednak przyznać, że dowodów tych nie można traktować inaczej jak tylko dowody mechaniczne; rzeczywiście, sam autor, na końcu strony czwartej i początku piątej, przyznaje, że rozważał ich zasady nie jako fizyk, lecz jak geometra.

Przyznaje on to samo na początku księgi trzeciej, gdzie mimo to usiłuje wyjaśnić system świata. Ale jest to uczynione tylko z pomocą hipotez, których większość jest arbitralna, może więc z tego powodu

⁸ Według jednej z anegdot pewien student mijając Newtona na ulicy w Cambridge miał głośno powiedzieć: „Oto idzie autor książki, której ani on sam, ani nikt inny nie rozumie.” Westfall [10] cytując tę anegdotę, zaczerpniętą z ówczesnych pamiętników, sądzi, że opowiadał ją sam Newton.

służyć jako podstawa tylko dla traktatu z czystej mechaniki. Opiera on swe wyjaśnienie nierówności pływów na zasadzie, że wszystkie planety wzajemnie grawitują ku sobie... Przypuszczenie to jednak jest arbitralne, ponieważ nie zostało udowodnione; dowód na nim oparty może więc tylko dotyczyć mechaniki.

Aby swe dzieło uczynić tak doskonałym, jak to możliwe, pan Newton musi tylko podać nam fizykę tak ścisłą jak jego mechanika. Uczyni to, gdy ruchami rzeczywistymi zastąpi te, które przypuścił...”

Huygens i Leibniz, dwaj najwybitniejsi poza Newtonem matematycy tamtych czasów, także nie akceptowali jego poglądów na ciężenie powszechne. Z licznych wypowiedzi Huygensa przytoczymy tu wyjątek z jego listu do Leibniza [48]:

„...Nie jestem przekonany przez jego teorie budowane na zasadzie przyciągania, która wydaje mi się absurdem, jak to już wspomniałem w dodatku do *Rozprawy o naturze ciężkości*. Dziwię się często, jak mógł on zadać sobie taki trud wykonania licznych badań i trudnych rachunków, nie mających innej podstawy niż ta zasada...”

Podobnie krytykował Newtona Leibniz. Na przykład w końcu 1715 r. pisał [49]

„Jego filozofia wydaje mi się dość dziwna i nie wierzę, żeby można ją było uzasadnić. Jeśli każde ciało jest ciężkie, to stąd wynika (cokolwiek jego zwolennicy powiedzą i jakkolwiek gorąco będą zaprzeczać), że grawitacja jest scholastyczną właściwością ukrytą, albo wynikiem cudu... Mocno popieram filozofię eksperymentalną, ale pan Newton bardzo daleko od niej odchodzi, kiedy twierdzi, że wszystka materia obdarzona jest ciężkością (lub, że każda cząstka materii przyciąga każdą inną jej cząstkę), co na pewno nie zostało potwierdzone doświadczalnie... A ponieważ nadal nie wiemy w szczegółach jak powstaje grawitacja, lub siła sprężysta, albo siła magnetyczna, nie daje to nam żadnego prawa czynić z nich scholastycznych właściwości ukrytych, czy cudów...”

Podkreślmy, że ten list Leibniza był pisany już po ukazaniu się drugiego wydania *Zasad*, w którym Newton obszernie odpowiedział na zarzuty powrotu do właściwości ukrytych.

Rozprawa o naturze ciężkości, o której Huygens wspomina w cytowanym liście do Leibniza, została przez niego przedstawiona Akademii Nauk w Paryżu w 1669 r., ale opublikowana dopiero w 1690 r. [50], już po ukazaniu się *Zasad*. Znajdujemy tam niemal arystotelesowskie sformułowania na temat ruchu. I tak, w wersji z 1669 r. Huygens zamieszcza zdanie: „Widzimy dwa rodzaje ruchów w przyrodzie, prostoliniowe i kołowe“. W wersji z 1690 r. zdanie to zostało zastąpione przez tekst: „Jeśli chodzi o ciała rozważane jako takie, bez tej właściwości, którą nazywamy ciężkością, to ruch ich jest naturalnie prostoliniowy, lub kołowy. Pierwszy jest dla nich właściwy, gdy poruszają się bez przeszkód, a drugi — gdy są utrzymywane wokół jakiegoś centrum...”

Huygens wykonał eksperyment, który — jak twierdził — pozwala unaocznić grawitację. Obracał mianowicie wokół osi cylindryczne naczynie z wodą i wrzuconymi do niej kawałkami wosku hiszpańskiego, nieco cięższego od wody. Zauważył, że początkowo kawałki wosku były szybciej wprawiane w ruch obrotowy niż woda i dążyły do brzegów naczynia. Gdy obrót trwał dostatecznie długo, by zaczęła w nim uczestniczyć cała woda, naczynie gwałtownie zatrzymywano; woda przez pewien czas nadal kontynuowała obrót, a kawałki wosku podążały do środka i zbijały się w grupkę koło osi naczynia. Dla Huygensa było to dowodem, że obracająca się materia ciśnie na cięższe ciała pchając je do środka wiru — efekt podobny do grawitacji wywoływanej przez wir kartezyjański. Huygens obli-

czył nawet w swej rozprawie, że wir obracający się 17 razy szybciej niż Ziemia daje efekt równy przyspieszeniu spadku swobodnego ciała. Eksperyment Huygensa był szeroko znany dzięki temu, że został opisany we wspomnianym wyżej podręczniku Rohaulta.

Huygens konkluduje więc:

„Nie zgadzam się z zasadą, według której wszystkie małe części, jakie możemy sobie wyobrazić w dwóch lub więcej różnych ciałach, przyciągają się wzajemnie, czyli dążą do zbliżenia się do siebie. Jest to coś z czym nie mogę się zgodzić, ponieważ wierzę, że widzę jasno, iż przyczyna takiego przyciągania nie może być wyjaśniona przez żadne zasady mechaniki. Nie jestem też przekonany o konieczności wzajemnego przyciągania ciał, gdyż wykazałem, że nawet gdyby nie było Ziemi, ciała nie przestałyby dążyć do centrum wskutek tego, co nazywamy grawitacją”.

Huygens spotykał parokrotnie Newtona podczas swego pobytu w Anglii w 1689 r. Na posiedzeniu Royal Society w dniu 12 czerwca był obecny wraz z Newtonem. Przedstawił wówczas swą *Rozprawę o naturze ciężkości*, natomiast Newton mówił o swym wyjaśnieniu zjawiska podwójnego załamania światła w szpacie islandzkim (ironia losu sprawiła, że obaj występowali wówczas z poglądami, które potem zostały odrzucone). Potem Huygens odwiedził też Cambridge, a 10 lipca o 7 rano wraz z Newtonem wyjechał stamtąd do Londynu. Niestety nie wiemy o czym dyskutowali podczas kilkugodzinnej podróży kareta, ponieważ ani jeden, ani drugi nie zanotowali o tym wydarzeniu żadnych szczegółów.

Newton dobrze rozumiał, że jego idea ciężenia powszechnego jest trudna do pojęcia. Z jego licznych wypowiedzi wiadomo, że nie uważał sprawy za zakończoną. Na przykład w liście do Richarda Bentleya (25.II.1693 r.) pisał [51]:

„Jest nie do pomyślenia, by nieożywiona bezduszna materia mogła działać bez pomocy czegoś niematerialnego i mieć wpływ na inną materię bez wzajemnego zetknięcia, jak musiałoby być, gdyby grawitacja, w myśl poglądu Epikura, była istotna i przyrodzona materii. To jeden z powodów, dla których nie życzyłem sobie, by mi przypisywano pojęcie grawitacji przyrodzonej. Przypuszczenie, że grawitacja jest przyrodzoną, nieodłączną i istotną cechą materii sprawiającą, iż jedno ciało może działać na inne na odległość w próżni, bez pośrednictwa czegoś, co przekazywałoby między nimi działanie i siłę, jest dla mnie tak wielkim absurdem, że nie sądzę, by ktokolwiek obdarzony zdolnością rozważania zagadnień filozofii, mógł kiedykolwiek to przyjąć. Grawitacja musi być wywołana przez czynnik działający stale według określonych praw; a czy jest to czynnik materialny czy niematerialny, to pozostawiłem do rozważań moim czytelnikom”.

Newton starał się jednak przekonać innych o słuszności swej metodologii, w której na pierwszym miejscu stawiał poprawny opis matematyczny obserwowanych zjawisk, nie zaś pytania o przyczyny. Dlatego też w drugim wydaniu *Zasad* dodał na końcu trzeciej księgi słynne *Objaśnienie ogólne (Scholium Generale)*. Oto istotny wyjątek z tego tekstu:

„...Dotychczas wyjaśniałem zjawiska dotyczące ciał niebieskich i ruchów morza za pomocą siły ciężkości, lecz nie podałem jeszcze przyczyny tej siły. Pewne jest, że siła ta musi pochodzić od przyczyny, która przenika aż do środka Słońca i planet nie zmniejszając w najmniejszym stopniu swego działania. Nie działa ona proporcjonalnie do wielkości powierzchni cząstek, na które oddziałuje (jak to jest dla przyczyn mechanicznych), lecz proporcjonalnie do ilości materii w nich zawartej i działanie jej sięga we wszystkie strony, do niezmiernych odległości, przy czym maleje zawsze odwrotnie proporcjonalnie do kwadratu odległości. Ciężenie do Słońca składa się z ciężenia ku poszczególnym cząstkom, z których złożona jest bryła słoneczna; przy oddalaniu się od Słońca maleje dokładnie jak odwrotność kwadratu odległości aż do orbity Saturna,

jak to dowodnie wynika z nieruchomości apheliów planet, a nawet do najdalszych apheliów komet, jeśli aphelia te są także nieruchome.

Jednak dotychczas nie potrafiłem odkryć, na podstawie zjawisk, przyczyny tych właściwości ciężenia, hipotez zaś nie wymyślam⁹; wszystko bowiem nie wyprowadzone ze zjawisk trzeba nazywać hipotezą. A hipotezy, metafizyczne czy fizyczne, mechaniczne lub dotyczące właściwości ukrytych, nie mają miejsca w filozofii eksperymentalnej. W niej wyprowadza się twierdzenia ze zjawisk, a potem uogólnia przez indukcję. Tak właśnie zostały odkryte: nieprzenikliwość, zdolność do ruchu, siły zderzeniowe ciał, prawa ruchu i grawitacji. Wystarczy nam, że grawitacja rzeczywiście istnieje, że działa zgodnie z wyłożonymi tu prawami i że można z jej pomocą wyjaśnić wszystkie ruchy ciał niebieskich i ruchy morza”.

W przygotowaniu drugiego wydania *Zasad* pomagał Newtonowi młody profesor z Cambridge, Roger Cotes. Napisał on własną, wielostronicową przedmowę do tego wydania, zawierającą gorącą pochwałę filozofii Newtona i ostrą krytykę kartezjanizmu. Oto wyjątek z tekstu Cotesa:

„...Krótko mówiąc, albo grawitacja ma znaleźć miejsce wśród cech pierwszorzędnych wszystkich ciał, albo nie mogą się tam znaleźć rozciągłość, zdolność do ruchu i nieprzenikliwość. Jeśli natura rzeczy nie jest poprawnie wyjaśniana przez przyciąganie ciał, to nie może być też wyjaśniana przez ich rozciągłość, zdolność do ruchu i nieprzenikliwość.

Wiem, że niektórzy nie zgadzają się z tym wnioskiem i mruczą coś o właściwościach ukrytych. Stale grymaszą, że grawitacja jest właściwością ukrytą, a takie nie mają miejsca w filozofii. Ale na to odpowiedź jest prosta: ukrytymi właściwościami są te, których istnienie jest ukryte, nie udowodnione, lecz tylko wyimaginowane, nie zaś te, których rzeczywiste istnienie jest jasno wykazane przez obserwacje. Zatem grawitacji nie można w żadnym wypadku nazwać ukrytą przyczyną ruchów niebieskich, ponieważ jest oczywiste, na podstawie zjawisk, że taka siła rzeczywiście istnieje. To raczej ci chwytają się ukrytych przyczyn, którzy w celu wyjaśnienia tych ruchów układają wymyślone wiry materii całkowicie fikcyjnej i niepoznawalnej zmysłami”.

Cotes, wybitnie zdolny matematyk, bardzo przyczynił się do poprawienia tekstu *Zasad*. Wskazał Newtonowi wiele błędów i niedostatków w dowodach, proponował ulepszenia i uzupełnienia. Newton, o dziwo, przyjmował spokojnie te zarzuty, doceniając widocznie ogrom pracy Cotesa i nie widząc w nim rywala. Niemniej jednak w swej krótkiej przedmowie do drugiego wydania nie podziękował Cotesowi ani jednym zdaniem nie wymieniając nawet jego nazwiska. Egzemplarze drugiego wydania rozesłał Newton przede wszystkim do Paryża, chcąc sobie zjednać członków tamtejszej Akademii Nauk, bastionu kartezjanizmu. Świadomie pominął jednak przy rozdziale Johanna Bernoulliego, który miał nieszczęście wytknąć publicznie Newtonowi błąd w jednym z dowodów w *Zasadach*.

Trzecie wydanie *Zasad* przygotowywał do druku Henry Pemberton. Z poprawek wniesionych przez Newtona warto wymienić jedną. Otóż w pierwszym i drugim wydaniu *Zasad* w *Objaśnieniu* w rozdziale 2-gim drugiej księgi był krótki ustęp, w którym Newton przyznawał, że Leibniz niezależnie od niego odkrył i rozwinął rachunek nieskończonościowy. Po wielkim sporze ze zwolennikami Leibniza o pierwszeństwo odkrycia tego rachunku Newton cały ten ustęp wykreślił chcąc się zemścić na Leibnizu, mimo iż ten nie żył już od dziesięciu lat.

Tymczasem kartezjanizm ustępował bardzo powoli. Voltaire, który przyjechał do Anglii w 1726 r. i zapoznał się tam z osiągnięciami Newtona, znakomicie charakteryzował sytuację w swych ciętych *Listach filozoficznych*, wydanych po raz pierwszy w 1733 r. [52]:

⁹ To jest właśnie słynne wyrażenie: *hypotheses non fingo*.

„Francuz, który przybywa do Londynu, zastaje tam mnóstwo zmian nie tylko w filozofii, lecz w ogóle wszędzie. Zostawił w Paryżu świat pełen, a tutaj znajdzie go pustym. W Paryżu każdy widzi wszechświat złożony z wirów subtelnej materii, w Londynie nikt czegoś podobnego nie spostrzega. U nas ciśnienie Księżycy wywołuje przyływ morza, u Anglików zaś morze ciąży w kierunku Księżycy, toteż kiedy waszym zdaniem Księżyc winien spowodować przyływ, według tych panów spodziewać się trzeba właśnie odpływu...

U waszych kartezjanów wszystko dzieje się na skutek bodźca, którego nikt nie rozumie; u pana Newtona zawdzięczamy wszystko przyciąganiu, którego przyczyny także nikt nie zna. W Paryżu wyobrażacie sobie Ziemię okrągłą jak melon; w Londynie Ziemia jest na biegunach spłaszczona. Dla kartezjanów światło istnieje w powietrzu, a dla newtonczyka przybywa ono ze Słońca w sześć i pół minuty”.

Podręcznik fizyki kartezjańskiej Rohaulta cieszył się niesłabnącym powodzeniem i był stale wznawiany; wiadomo, że w 1730 r. jeszcze nadal obowiązywał w Cambridge. Jednak począwszy od wydania z 1710 r. był on opatrzony obszernymi komentarzami tłumacza na łacinę, Samuela Clarke’a, który wykładał w tych przypisach fizykę Newtona załączając wyjątki z *Zasad* i występując przeciw teorii wirów.

Jeszcze w 1730 r., kiedy Akademia Nauk w Paryżu ogłosiła konkurs na pracę o przyczynach eliptyczności orbit planet, Johann Bernoulli przedstawił rozprawę [53] opartą całkowicie na wirach kartezjańskich.

Jako ciekawostkę podajmy też, że na przełomie XVII i XVIII wieku ukazywały się nadal traktaty, w których przedstawiano tradycyjny system Arystotelesa z pominięciem nowych odkryć. Poglądy Kopernika, Galileusza, Keplera i Kartezjusza były przecież nadal potępione przez Kościół. W krajach protestanckich niewiele zwracano uwagi na te zakazy, ale nawet w Oxfordzie wydrukowano w 1690 r. kolejne wydanie *Physicae Scientiae compendium* Roberta Sandersona, zawierające streszczenie fizyki i kosmologii; według tej książki wokół nieruchomej Ziemi obracało się 10 sztywnych sfer niebieskich unoszących planety i gwiazdy. Podobnie była przedstawiana kosmologia w *Philosophia compendiosa* Christophera Scheiblera (Oxford 1685).

Odkrycia Newtona zostały rozpowszechnione wśród szerszego ogółu przez bardzo dobre książki Pembertona [54], Voltaire’a [55] i Maclaurina [56]; Algarotti napisał nawet specjalną książkę „dla dam” [57]. Książki te były tłumaczone na kilka języków i często wznawiane.

Następne pokolenia fizyków rozwijały i udoskonalały mechanikę Newtona. Jak powiedzieliśmy, *Zasady* były dziełem pisanim w języku geometrii, nie ma więc w nich np. tego, co dziś nazywamy równaniami ruchu Newtona. Drugie prawo dynamiki Newtona w postaci różniczkowej podał po raz pierwszy Jacob Hermann w 1716 r. [58]. Leonhard Euler zrobił poważny krok w kierunku przedstawienia fizyki Newtona w języku matematycznym Kartezjusza i Leibniza [59]. Gdy Joseph Louis de Lagrange opracował swą mechanikę analityczną [60], mógł już z dumą oświadczyć w przedmowie: „W tej książce nie ma w ogóle rysunków. Metody, jakie tu przedstawiam, nie wymagają ani konstrukcji, ani rozważań geometrycznych...”

Czwarte wydanie *Zasad* ukazało się w Genewie w latach 1739—1742. Opracowali je zakonnicy Thomas Le Seur i Franciscus Jacquier, którzy w obszernych przypisach, zajmujących około połowy objętości, przełożyli większość rozważań geometrycznych na język równań.

Clairaut, d’Alembert, Euler, Lagrange i Laplace oraz wielu innych, mniej znanych



Ryc. 13. Newton w 1710 r. (portret Thornhilla)



Ryc. 14. Newton w 1726 r. (mezzotinta Fabera według portretu Vanderbanka)

uczonych, rozwijali zagadnienia, które Newton w *Zasadach* rozpoczął lub zasygnalizował. Powstała teoria potencjału, teoria perturbacji, mechanika bryły sztywnej, hydrodynamika i inne działy. Był krótki okres, kiedy zaczęto kwestionować postać prawa powszechnego ciężenia. W latach 1745—1747 Clairaut, d'Alembert i Euler niezależnie od siebie stwierdzili rozbieżność między wynikami rachunków (opartych na prawie Newtona) a obserwacjami ruchu Księżyca. d'Alembert i Clairaut doszli do wniosku, że Księżyc jest przyciągany przez Ziemię jeszcze jakąś siłą, która nie zależy odwrotnie proporcjonalnie od kwadratu odległości. Clairaut zaproponował, aby w prawie powszechnego ciężenia dodać jeszcze wyraz proporcjonalny do odwrotności sześciannemu lub czwartej potęgi odległości. Nieoczekiwanie w obronie wzoru Newtona wystąpił przyrodnik Buffon, który przypuszczalnie matematyki Newtona nie był w stanie pojąć. Napisał on jednak [61], że każde prawo fizyki tylko dlatego jest prawem, że jego wyrażenie matematyczne odznacza się unikalnością i prostotą; gdyby dodać do wzoru Newtona drugi wyraz, to nic nie przeszkadzałoby dodaniu wyrazu trzeciego, czwartego itd. Wobec tego — konkludował Buffon — prawo Newtona musi być prawdziwe, a błąd leży gdzie indziej. Miał rację, gdyż wkrótce Clairaut, d'Alembert i Euler znaleźli błędy w używanych przez siebie przybliżeniach i wycofali swe zastrzeżenia [62].

Newton dokonał ogromnego dzieła. Oczywiście wykorzystywał to, co przed nim znaleźli Galileusz, Kartezjusz, Kepler, Hooke i Huygens, choć nie zawsze to przyznawał. Nawet Newton, gdyby urodził się kilkadziesiąt lat wcześniej, nie zdołałby chyba sam zbudować swego systemu. Ale Newton nie zapożyczał po prostu od swych poprzedników, lecz ich odkrycia i pomysły twórczo przetworzył i połączył w jedną spójną całość. Stał na ramionach gigantów, jednak przewyższył ich ogromem swego intelektu. Lagrange wyraził się o Newtonie, że był najszcześliwszym z ludzi, gdyż istnieje tylko jeden świat i tylko jeden człowiek mógł ustalić prawa nim rządzące.

Gdy Newton zmarł 20.III.1727 r., wyprawiono mu wspaniały pogrzeb z udziałem Lorda Kanclerza, wielu książąt i hrabiów. Pochowano go w katedrze Westminster, a długie epitafium na wspaniałym grobowcu kończy się słowami: *Sibi gratulentur mortales, tale tantumque exstitisse humani generis decus* — Niech się radują śmiertelni, że istniała taka ozdoba rodzaju ludzkiego.

Literatura

- [1] M. Grotowski, *Newton*, Księg. św. Wojciecha, Poznań—Warszawa—Wilno—Lublin, 1932.
- [2] S. I. Wawilow, *Izaak Newton*, przekład z ros. Jana Guranowskiego, Czytelnik, Warszawa 1952.
- [3] I. B. Cohen, *Introduction to Newton's Principia*, Harvard University Press, Cambridge 1971.
- [4] I. B. Cohen, *The Newtonian Revolution*, Cambridge University Press, Cambridge 1980.
- [5] A. Koyré, *Newtonian Studies*, The University of Chicago Press, Chicago 1965.
- [6] A. R. Hall, M. Boas Hall, *Unpublished Scientific Papers of Isaac Newton*, Cambridge University Press Cambridge 1962.
- [7] A. R. Hall, *From Galileo to Newton 1630—1720*, Harper and Row, New York 1963.
- [8] J. W. Herivel, *The Background to Newton's Principia*, Clarendon Press, Oxford 1965.

- [9] R. S. Westfall, *Force in Newton's Physics: The Science of Dynamics in the Seventeenth Century*, Macdonald, London 1971.
- [10] R. S. Westfall, *Never at Rest: A Biography of Isaac Newton*, Cambridge University Press, Cambridge 1980.
- [11] F. E. Manuel, *A Portrait of Isaac Newton*, Harvard University Press, Cambridge 1968.
- [12] Rękopis Add. Ms 3968.41, fol 85, Cambridge University Library, przytaczany niemal w każdej biografii Newtona.
- [13] I. B. Cohen [4], rozdz. 5.
- [14] R. S. Westfall [10], rozdz. 7.
- [15] A. Koyré, „An Unpublished Letter of Robert Hooke to Isaac Newton”, w: *Newtonian Studies* [5], str. 221—260.
- [16] Cytat wg Manuela [11], str. 105.
- [17] *Sir Isaac Newton's Mathematical Principles of Natural Philosophy and his System of the World*, University of California Press, Berkeley and Los Angeles 1966.
- [18] I. B. Cohen, „Newton's Discovery of Gravity”, *Sci. Am.*, March 1981; patrz też [4], rozdz. 5.
- [19] A. Koyré, „Newton's Regulae Philosophandi”, w: *Newtonian Studies* [5], str. 261—272.
- [20] Arystoteles, *O niebie*, 269ab, przekład Pawła Siwka, PWN, Warszawa 1980, str. 7—8.
- [21] Arystoteles, *O niebie* [20], 279b, str. 39.
- [22] Arystoteles, *Fizyka* 215a, przekład Kazimierza Leśniaka, PWN, Warszawa 1968, str. 120.
- [23] Arystoteles, *O niebie* [20], 279a, str. 38.
- [24] S. Świeżawski, *Dzieje filozofii europejskiej w XV wieku*, tom V: *Wszechświat*, ATK, Warszawa 1980, str. 94—96. Patrz także C. S. Lewis, *Odrzucony obraz*, przekład z ang. Witolda Ostrowskiego, PAX, Warszawa 1986.
- [25] N. M. Wildiers, *Obraz świata a teologia*, przekład z niem. Jana Doktora, PAX, Warszawa 1985, str. 39—40.
- [26] M. Kopernik, *O obrotach sfer niebieskich*, przekład z łac. Mieczysława Brożka, PWN, Warszawa 1953 Księga I, rozdział IX.
- [27] J. Kepler, *Tajemnica kosmosu*, przekład z łac. Mirosławy Skrzypczak i Elżbiety Zakrzewskiej-Gębki, Ossolineum, Wrocław—Warszawa—Kraków—Gdańsk 1972, str. 20.
- [28] J. Kepler, *Astronomia nova aitiologetos sive physica coelestis tradita commentariis de motibus stellae Martis ex observationibus G. V. Tychoonis Brahe*, Praha 1609.
- [29] J. Kepler, *Epitomes Astronomiae Copernicanae Liber Quartus*, Linz 1620.
- [30] List z 1.X.1616 r., cyt. wg artykułu G. Holtona „Johannes Kepler's Universe”, *Am. J. Phys.* 24, 340 (1956).
- [31] Galileo Galilei, *Dialog o dwu najważniejszych układach świata, Ptolemeuszowym i Kopernikowym*, przekład z włos. Edwarda Ligoockiego, PWN Warszawa 1962, str. 18.
- [32] Galileo Galilei, *Rozmowy i dowodzenia matematyczne w zakresie dwóch nowych umiejętności dotyczących mechaniki i ruchów miejscowych*, przekład z włos. Feliksa Kucharzewskiego, Wyd. Kasy im. Miąnowskiego, Warszawa 1930, str. 188.
- [33] Galileo Galilei, *Dialog* [31], str. 495.
- [34] Galileo Galilei, *Dialog* [31], str. 243.
- [35] M. Jammer, *The Concept of Mass*, Harvard University Press, Cambridge 1961, str. 52.
- [36] R. Descartes, *Zasady filozofii*, przekład z łac. Izydory Dąmbskiej, PWN, Warszawa 1960, str. 77—79.
- [37] P. Gassendi, *De motu impresso a motore translato*, Paris 1642; *Syntagma philosophicum physica*, Lyon 1657.
- [38] B. Cavalieri, *Lo specchio ustorio, overo trattato delle settioni coniche*, Bologna 1632.
- [39] J. B. Baliani, *De motu gravium solidorum et liquidorum*, Genewa 1646.
- [40] I. Bullialdus, *Astronomia philolaica opus novum, in quo motus planetarum per novam ac veram hypothesim demonstrantur*, Paris 1645.
- [41] G. A. Borelli, *Theoricae Medicorum Planetarum ex causis physicis deductae*, Florencja 1666.
- [42] Ch. Huygens, *Horologium oscillatorium sive de motu pendulorum ad horologia aptato demonstrationes geometricae*, Paris 1673.

- [43] R. Hooke, *An Attempt to Prove the Motion of the Earth by Observation*, London 1674; publikowane ponownie w: *Lectiones Cutlerianae*, London 1679.
- [44] R. Westfall [9], cytaty ze str. 210 i 272.
- [45] D. Speiser, *Newton's Principia*, CERN Yellow Report 80-02, Genewa 1980.
- [46] D. Bernoulli, *Traité sur le flux et le reflux de la mer*, Paris 1741; cytat za tłum. ang. Speisera [45].
- [47] *Journal des Sçavans*, 2.VIII.1688, str. 153; przekład ang. w: [5] str. 115.
- [48] List z 18.XI.1690 r., przekład ang. w: [5], str. 117.
- [49] List do Antonia Contiego z listopada lub grudnia 1715 r.; przekład ang. w: [5], str. 144.
- [50] Ch. Huygens, *Discours de la cause de la pesanteur*, Lejda 1690; wyjątki są cytowane przez Koyrégo [5] i Westfalla [9].
- [51] List cytowany przez Westfalla [10], str. 505.
- [52] F. M. Voltaire, *Listy filozoficzne (Listy o Anglikach)*, tłum. z franc. Juliana Rogozińskiego, PIW, Warszawa 1952; list czternasty: O Kartezjuszu i Newtonie, str. 105—106.
- [53] J. Bernoulli, *Nouvelles pensées sur le système de M. Descartes*, Paris 1730.
- [54] H. Pemberton, *A View of Sir Isaac Newton's Philosophy*, London 1728.
- [55] F. M. Voltaire, *Elements de la philosophie de Newton*, Amsterdam 1738; polski przekład tego dzieła: *Elementy filozofii Newtona*, PWN, Warszawa 1956.
- [56] C. Maclaurin, *An Account of Sir Isaac Newton's Philosophical Discoveries*, London 1748.
- [57] F. Algarotti, *Il Newtonianismo per le dame*, Napoli 1737.
- [58] J. Hermann, *Phoronomia, sive de viribus et motibus corporum solidorum et fluidorum libri duo*, Amsterdam 1716.
- [59] L. Euler, *Mechanica sive motus scientia analytice exposita*, Petersburg 1736.
- [60] J. L. Lagrange, *Mécanique analytique*, Pa.is 1788.
- [61] G. L. Buffon, *Réflexions sur la loi de l'attraction*, *Hist. Acad.* 1745, 493—500.
- [62] A. Clairaut, *Théorie de la Lune, déduite du seul principe de l'attraction réciproquement aux quarrés des distances*, Petersburg 1752.

NOWE URZĄDZENIA I TECHNIKI EKSPERYMENTALNE

Alfred Budziak

Instytut Fizyki
Uniwersytet Jagielloński
Kraków

Lokalizacja śladów cząstek naładowanych w komorach strimerowych za pomocą metod optycznych

The Localization of the Charged Particle Traces in the Streamer Chambers by the Optical Methods

Abstract: The usefulness of some optical methods — shadow, holographic, interferometric and the Toepler method — for the streamer registration in the helium and in the hydrogen chambers is pointed out. The following problems have been discussed in details: 1) the conditions for recording of streamers in the streamer chambers containing hydrogen and helium with admixtures of methane and water vapour in amounts smaller than one percent; 2) the influence of the gas pressure and the thermal diffusion of primary electrons on the resolution of the charged particle traces in the streamer chambers.

1. Wstęp

Począwszy od komór iskrowych, rozwój detektorów śladowych następował w dwóch kierunkach. Szukano detektora zapewniającego szybkie przetwarzanie danych w połączeniu jego pracy *on line* z komputerem, jak w przypadku komór proporcjonalnych i dryfowych oraz detektora izotropowego jakim jest komora strimerowa, należąca do rodziny komór iskrowych [1]¹. Mimo dużego zainteresowania komorami proporcjonalnymi i dryfowymi [2] oraz detektorami półprzewodnikowymi [3], komora strimerowa jest nadal cennym detektorem do badania reakcji jądrowych. Jej znaczenie ostatnio jeszcze bardziej wzrosło, zwłaszcza po odkryciu cząstek krótkożyjących (10^{-12} — 10^{-14} s). Komora strimerowa, dzięki swoim właściwościom [1] (detektor sterowany mogący pracować z małym czasem pamięci (do 1 μ s) i pozwalający obserwować tor cząstki od powstania do rozpadu) szczególnie nadaje się do badania cząstek krótkożyjących. Ich mała droga przebiegu — od dziesiątych części milimetra do kilku milimetrów — wymaga od detektora wysokiej

¹ Patrz także artykuł J. Sandweissa, *Postępy Fizyki* 32, 179 (1981) (przyp. Red.).

zdolności rozdzielczej pozwalającej na rejestrowanie strimerów² o średnicy rzędu mikrometrów z dostatecznie małym odchyleniem strimerów od toru cząstki jonizującej. Niezależnie od sposobu rejstracji strimerów, wzrost zdolności rozdzielczej komór strimerowych uzyskuje się poprzez podnoszenie ciśnienia gazu w komorze. Jednakże tradycyjny sposób rejstracji strimerów, oparty na fotografowaniu światła wyemitowanego z objętości strimera przez wzbudzone atomy gazu, nie pozwala na sfotografowanie strimerów o średnicy rzędu mikrometrów przy zachowaniu głębi ostrości aparatu fotograficznego większej od jednego centymetra [4]. Jest to podstawowa przeszkoda, która stymulowała prace dotyczące wykorzystania holografii do rejstracji strimerów ze zdolnością rozdzielczą rzędu mikrometrów [5—8]. W pierwszej pracy na ten temat, grupa fizyków ze Zjednoczonego Instytutu Badań Jądrowych (ZIBJ — Dubna) i z Leningradzkiego Instytutu Fizyki Jądrowej (LIFJ — Gatczina) pokazała, na przykładzie helowej komory strimerowej z domieszką 30% metanu i pracującej pod ciśnieniem 1 atm. [9], że:

- strimery można rejestrować za pomocą metod optycznych,
- w przypadku komór o ciśnieniu jednej atmosfery, holograficzna rejstracja strimerów umożliwia uzyskanie obrazów strimerów z około dziesięciokrotnie wyższą zdolnością rozdzielczą w porównaniu z tradycyjnym sposobem rejstracji strimerów opartym na fotografowaniu światła wyemitowanego z objętości strimera przez wzbudzone atomy.

Strimer można traktować jako niejednorodność optyczną wytworzoną w gazie, który wypełnia komorę strimerową. Dla lokalizowania niejednorodności optycznych w ośrodkach przezroczystych dla światła od dawna wykorzystywano metody optyczne — cieniową, Toeplera, a w ostatnim dwudziestolecu również holografię.

Do podstawowych zalet metod optycznych zalicza się:

- możliwość zlokalizowania niejednorodności optycznych niezależnie od ich położenia w badanym ośrodku;
- fakt, że nie ingerują one w procesy fizyczne lub chemiczne zachodzące w niejednorodności optycznej.

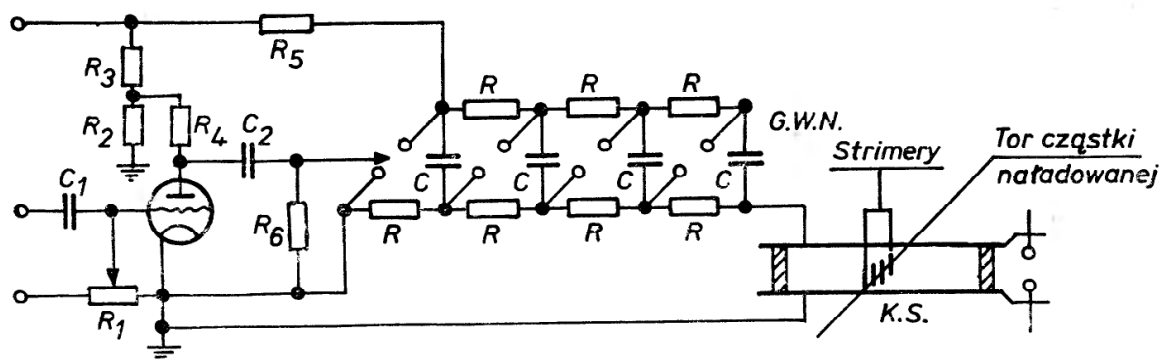
Celem niniejszego artykułu jest pokazanie istotnych aspektów towarzyszących rejstracji strimerów i wyznaczaniu współrzędnych ich położenia na podstawie obrazów strimerów otrzymanych za pomocą metod optycznych. W trakcie jego przygotowywania, autor wykorzystał własne doświadczenia i wyniki uzyskane podczas pracy w ZIBJ oraz wyniki grup: z LIFJ w Gatczynie, z Instytutu Maxa Plancka w Monachium, z CERN-u, z Uniwersytetu w Yale oraz Narodowego Laboratorium im. E. Fermiego koło Chicago (FERMILAB).

Czytelnika, który zechce szerzej zapoznać się z detekcją śladów promieniowania jądrowego, budową i zasadą działania detektorów śladowych oraz ich zastosowaniami, z pewnością zainteresują: monografia Strugalskiego [1], praca habilitacyjna Turały [2], obszerny artykuł Belliniego i in. [3] dotyczący detektorów półprzewodnikowych, oraz Sandweissa [4], w którym przedyskutowano m. in. właściwości komór strimerowych o wysokim ciśnieniu z fotograficzną i holograficzną rejstracją strimerów, a także artykuł Dwurażnego i Waligórskiego [10] oraz Dwurażnego i Knapika [11].

² Strimer — kanał plazmowy, będący początkowym stadium wyładowania elektrycznego (przyp. Red.).

2. Komora strimerowa — budowa i zasada działania

Komory strimerowe — Czikowanigo [12] i Dołgoszeina [13] — są budowane w kształcie walca lub prostopadłościanu o objętości od kilku cm^3 do około 1 m^3 . Ośrodkiem roboczym jest gaz wypełniający objętość komory, który może być wykorzystywany jednocześnie jako tarcza do badania reakcji jądrowych oraz odpowiednio spreparowany materiał dla detekcji cząstek — produktów reakcji. Przeciwległe i równoległe do siebie płaszczyzny, okna komory, wykorzystuje się jako elektrody, na które podawane są impulsy



Rys. 1. Komora strimerowa wraz z generatorem impulsów wysokiego napięcia [1]. Na rysunku dodatkowo zaznaczono tor cząstki i układ strimetów. G.W.N. — generator IWN, K.S. — komora strimerowa

wysokiego napięcia (IWN) wytwarzające wewnątrz komory jednorodne pole elektryczne. Jako elektrod używa się siatki, wykonanej z drutu o grubości $100 \mu\text{m}$ i odstępach pomiędzy sąsiednimi drucikami ok. 3 mm , którą nakłada się na okna komory. Często stosuje się również cienkie warstwy SnO_2 nałożone bezpośrednio na okna komory i wykorzystuje się je w charakterze elektrod.

Działanie komory strimerowej jest oparte na jonizacji gazu występującej wzdłuż toru cząstki naładowanej elektrycznie i przechodzącej przez gaz roboczy. Wzdłuż toru cząstki powstają jony i swobodne elektrony, które będziemy nazywali elektronami pierwotnymi. W czasie krótszym od czasu ich rekombinacji³, podajemy na elektrody komory IWN, wytwarzany przez generator Marxa (rys. 1). Impuls wysokiego napięcia wytwarza w komorze jednorodne pole elektryczne o natężeniu $E_0 = U/d$, gdzie U — amplituda IWN, d — odległość elektrod. Elektrony pierwotne zostają przyśpieszone w silnym polu elektrycznym⁴ i, po uzyskaniu energii kinetycznej wystarczającej dla zjonizowania atomu, inicjują proces wtórnej jonizacji lawinowej. Liczba elektronów w lawinie wzrasta jak [14]

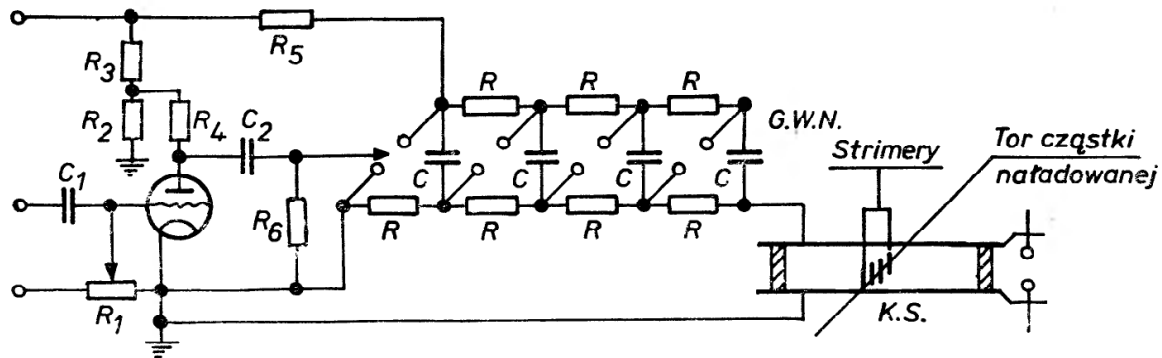
$$n_-(x) = e^{\alpha x}, \quad (1)$$

³ Czas rekombinacji można zwiększyć wytwarzając w komorze stałe pole elektryczne o odpowiednim natężeniu.

⁴ Wartość natężenia impulsowego pola elektrycznego, zapewniającego uformowanie się strimerów oraz ich rejestrację poprzez fotografowanie światła wyemitowanego z objętości strimera, zależy od rodzaju gazu i jego ciśnienia w komorze, a także od czasu trwania impulsu wysokiego napięcia [4, 15].

2. Komora strimerowa — budowa i zasada działania

Komory strimerowe — Czikowaniego [12] i Dołgoszeina [13] — są budowane w kształcie walca lub prostopadłościanu o objętości od kilku cm^3 do około 1 m^3 . Ośrodkiem roboczym jest gaz wypełniający objętość komory, który może być wykorzystywany jednocześnie jako tarcza do badania reakcji jądrowych oraz odpowiednio spreparowany materiał dla detekcji cząstek — produktów reakcji. Przeciwległe i równoległe do siebie płaszczyzny, okna komory, wykorzystuje się jako elektrody, na które podawane są impulsy



Rys. 1. Komora strimerowa wraz z generatorem impulsów wysokiego napięcia [1]. Na rysunku dodatkowo zaznaczono tor cząstki i układ strimetów. G.W.N. — generator IWN, K.S. — komora strimerowa

wysokiego napięcia (IWN) wytwarzające wewnątrz komory jednorodne pole elektryczne. Jako elektrod używa się siatki, wykonanej z drutu o grubości $100 \mu\text{m}$ i odstępach pomiędzy sąsiednimi drucikami ok. 3 mm , którą nakłada się na okna komory. Często stosuje się również cienkie warstwy SnO_2 nałożone bezpośrednio na okna komory i wykorzystuje się je w charakterze elektrod.

Działanie komory strimerowej jest oparte na jonizacji gazu występującej wzdłuż toru cząstki naładowanej elektrycznie i przechodzącej przez gaz roboczy. Wzdłuż toru cząstki powstają jony i swobodne elektrony, które będziemy nazywali elektronami pierwotnymi. W czasie krótszym od czasu ich rekombinacji³, podajemy na elektrody komory IWN, wytwarzany przez generator Marxa (rys. 1). Impuls wysokiego napięcia wytwarza w komorze jednorodne pole elektryczne o natężeniu $E_0 = U/d$, gdzie U — amplituda IWN, d — odległość elektrod. Elektrony pierwotne zostają przyśpieszone w silnym polu elektrycznym⁴ i, po uzyskaniu energii kinetycznej wystarczającej dla zjonizowania atomu, inicjują proces wtórnej jonizacji lawinowej. Liczba elektronów w lawinie wzrasta jak [14]

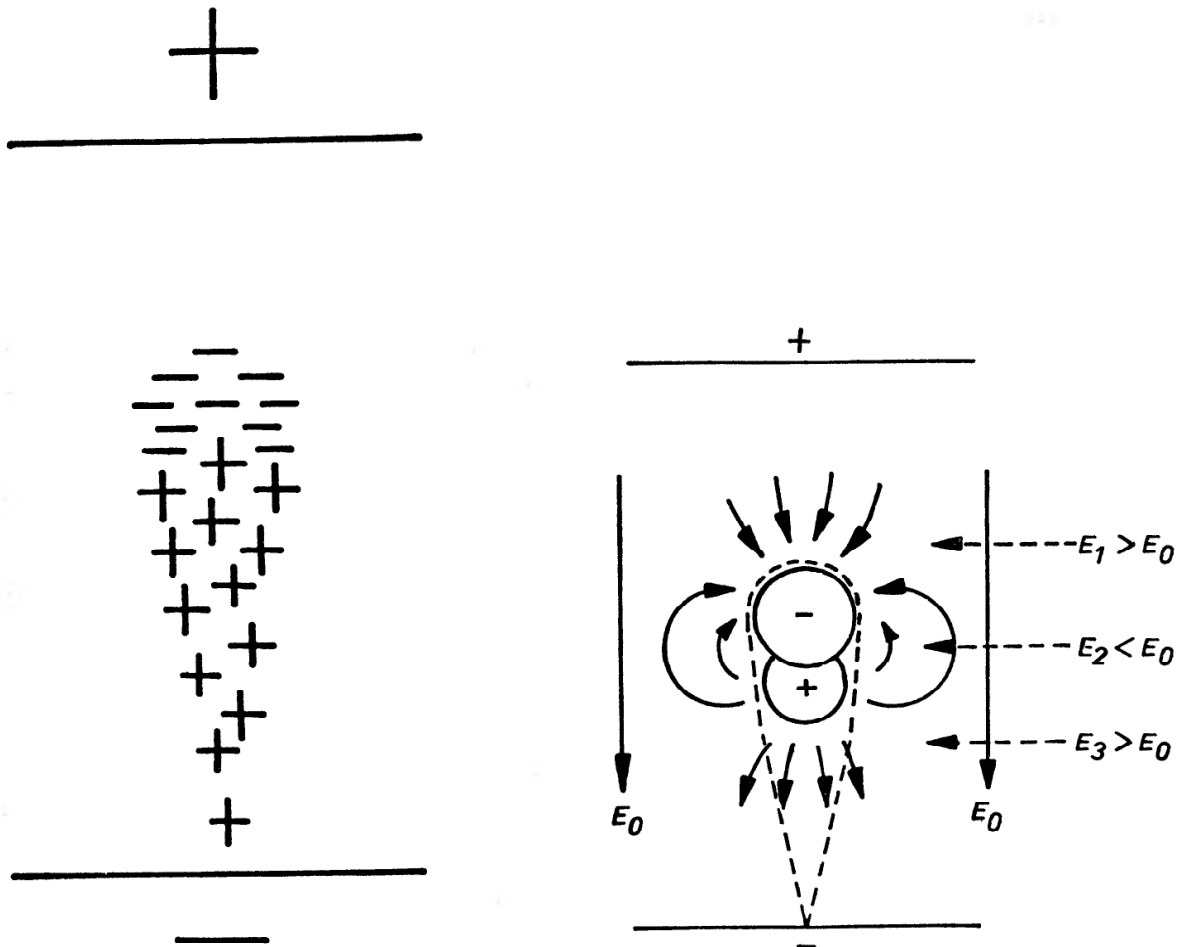
$$n_-(x) = e^{\alpha x}, \quad (1)$$

³ Czas rekombinacji można zwiększyć wytwarzając w komorze stałe pole elektryczne o odpowiednim natężeniu.

⁴ Wartość natężenia impulsowego pola elektrycznego, zapewniającego uformowanie się strimerów oraz ich rejestrację poprzez fotografowanie światła wyemitowanego z objętości strimera, zależy od rodzaju gazu i jego ciśnienia w komorze, a także od czasu trwania impulsu wysokiego napięcia [4, 15].

gdzie α oznacza liczbę elektronów wytworzonych przez jeden elektron w wyniku jego jonizujących zderzeń na drodze jednego centymetra.

Przestrzenny rozkład ładunków w lawinie wytwarza wokół niej pole elektryczne (rys. 2), które przy dużym wzmocnieniu ($e^{\alpha x} \approx 10^7 - 10^8$) wpływa znacząco na przekształcenie się lawin w kanał plazmowy — tak zwany strimer będący początkowym stadium wyładowania elektrycznego [14]. W komorze strimerowej nie dopuszcza się jednak do powstania ostatecznego stadium wyładowania iskrowego, to znaczy do zwarcia między elektrodami komory, gdyż wyładowanie zostaje automatycznie przerwane w stadium strimerowym. Zakładając, że każda lawina jest zainicjowana przez jeden elektron, otrzymujemy liczbę lawin, a więc i strimerów równą liczbie elektronów pierwotnych. Strimery, rozwijając



Rys. 2. Wpływ przestrzennego rozkładu ładunków w lawinie na kształt pola elektrycznego w komorze strimerowej [14]: a) rozkład przestrzenny ładunku w lawinie; b) zmiana pola elektrycznego w komorze ($E_0 = U/d$) spowodowaną przestrzennym rozkładem ładunku w lawinie

się po liniach pola elektrycznego, są ułożone wzdłuż toru cząstki jonizującej i ich układ odzwierciedla trajektorię cząstki w komorze. Są one widoczne jako błyski świetlne, które można sfotografować za pomocą aparatu fotograficznego używając do tego celu emulsji fotograficznych o wysokiej czułości.

Automatyczne przerywanie wyładowania na etapie rozwoju strimera można zrealizować na dwa sposoby. Jeden polega na wytwarzaniu w komorze pola elektrycznego przy

pomocy krótkiego impulsu wysokiego napięcia, o czasie trwania ok. jednej nanosekundy. W drugim sposobie, realizowanym w tzw. komorach samogaszących (ang. *self-shunted streamer chamber*, ros. — *samoszuntirujuszczije kamery*), wyładowanie jest przerywane w momencie dotarcia strimera do okienek komory. W komorach strimerowych samogaszących pole elektryczne jest wytwarzane przez IWN o czasie narastania rzędu kilkudziesięciu nanosekund i czasie zaniku ok. jednej mikrosekundy. Dobrą lokalizację strimerów otrzymuje się poprzez sterowanie rozkładem natężenia światła emitowanego z objętości strimera. Rolę tę spełniają, wprowadzone do komory, domieszki gazów wieloatomowych [15, 16].

3. Strimer jako optyczna niejednorodność

Na skutek zderzeń elektronów z atomami, temperatura gazu w objętości strimera wzrasta do 10^4 K [17]. Jednocześnie następuje wzrost ciśnienia i gęstości gazu w strimerze, powodując wytworzenie się gradientu współczynnika załamania światła pomiędzy strimerem i gazem wypełniającym komorę. Moment, w którym gaz w strimerze osiąga maksymalną gęstość jest najkorzystniejszy dla rejestracji strimerów za pomocą metod optycznych. Jednak z uwagi na trudności techniczne, strimery rejestruje się na późniejszym etapie ich rozwoju. Po osiągnięciu maksymalnego ciśnienia przez gaz znajdujący się w strimerze, następuje szybkie, adiabatyczne rozprężanie — maleje gęstość gazu w strimerze, która w chwili zakończenia procesu rozprężania może wynosić do 10% początkowej gęstości gazu napełniającego komorę [17].

Odpowiednio do zmiany gęstości, zmienia się wartość i zwrot gradientu współczynnika załamania światła pomiędzy gazem otaczającym strimer i znajdującym się w strimerze. W procesie rozprężania wytwarza się fala uderzeniowa, która rozprzestrzenia się symetrycznie wzdłuż promienia strimera.

Szybkie zmiany gęstości gazu w strimerze zachodzące do ok. jednej mikrosekundy, licząc od momentu wytworzenia w komorze pola elektrycznego, wymagają prześwietlenia komory wiązką świetlną o czasie trwania rzędu nanosekund celem zapewnienia warunków dla rejestracji strimerów za pomocą metod optycznych. Dla czasów większych od jednej mikrosekundy, jak pokazały badania [17], zmiany gęstości gazu w strimerze są wolniejsze, tak, że wówczas można prześwietlać komorę wiązką świetlną o czasie trwania ok. jednej mikrosekundy.

4. Aparatura i metody pomiarowe

Celem zagwarantowania rejestracji strimerów z wysoką zdolnością rozdzielczą, układ pomiarowy, służący do wytworzenia strimerów w komorach strimerowych, powinna cechować:

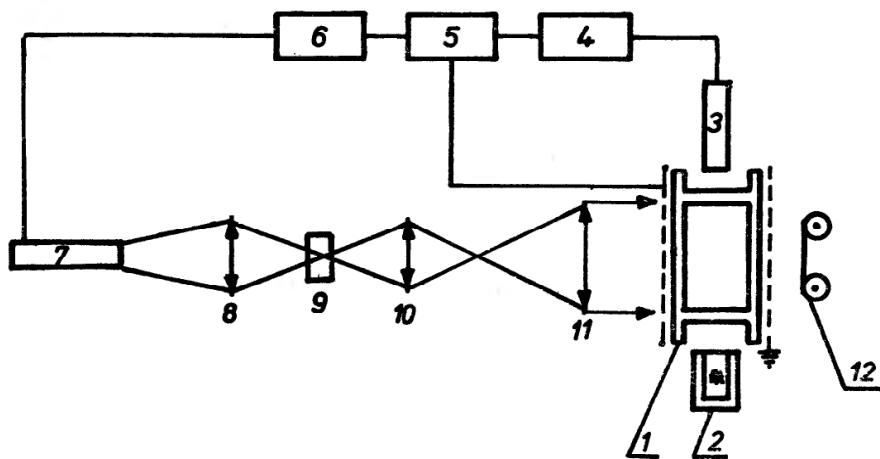
— możliwość wytwarzania pola elektrycznego w komorze strimerowej bezpośrednio po przejściu cząstki naładowanej przez gaz roboczy wypełniający komorę;

— możliwość prześwietlania komory strimerowej wiązką świetlną z opóźnieniem (τ_l) liczonym od momentu wytworzenia pola elektrycznego w komorze. Wartość opóźnienia (τ_l) zależy od ciśnienia i rodzaju gazu wypełniającego komorę.

4.1. Aparatura

Schemat blokowy układu, który umożliwia wytworzenie się strimerów w komorach strimerowych oraz układ optyczny do prześwietlania komory wiązką świetlną, pokazano na rys. 3.

W przedstawionym układzie źródłem cząstek naładowanych jest ^{90}Sr , który w wyniku rozpadu β^- emituje elektrony powodujące jonizację gazu wzdłuż swych dróg w komorze. Moment przejścia cząstek naładowanych (w tym przypadku są to elektrony) przez gaz roboczy wypełniający komorę jest rejestrowany za pomocą licznika scyntylacyjnego



Rys. 3. Schemat blokowy układu do otrzymywania i rejestracji strimerów za pomocą metod optycznych [6]. 1 — komora strimerowa, 2 — źródło elektronów (^{90}Sr), 3 — licznik scyntylacyjny wraz z fotopowielaczem, 4 — układ elektroniczny do formowania i wzmacniania impulsów z fotopowielacza, 5 — generator IWN (typu Marxa), 6 — linia opóźniająca, 7 — laser azotowy, 8,10,11 — soczewki, 9 — kuweta z rodaminą 6G, 12 — płaszczyzna rejestracji hologramu typu Gabora lub obrazu cieniowego strimerów

umieszczonego po przeciwnej stronie komory niż źródło elektronów. Cząstki naładowane wytwarzają w liczniku scyntylacyjnym błyski świetlne, które są przetwarzane na impulsy elektryczne za pomocą fotopowielacza przylegającego do licznika scyntylacyjnego. Wychodzące z fotopowielacza impulsy elektryczne, po uformowaniu i wzmacnieniu przez układ elektroniczny (4), są podawane na elektrodę sterującą pracą generatora IWN (5) oraz, poprzez linię opóźniającą (6), na elektrodę sterującą pracą lasera barwnikowego pompowanego laserem azotowym (7). Wiązka świetlna z lasera barwnikowego zostaje uformowana w równoległą za pomocą układu soczewek (10, 11) i przechodzi przez komorę strimerową. Obrazy cieniowe strimerów lub hologramy typu Gabora rejestruje się na płycie fotograficznej (12) umieszczonej za komorą (rys. 3), patrząc od źródła światła.

Opisany wyżej układ był stosowany przez grupę ZIBJ/LIFJ w badaniach laboratoryjnych dotyczących określenia optymalnych warunków zapewniających rejestrację strimerów z wysoką zdolnością rozdzielczą za pomocą metod optycznych [6].

Generatory impulsów wysokiego napięcia typu Marxa nie umożliwiają wytworzenia pola elektrycznego w komorze bezpośrednio po przejściu cząstki naładowanej przez komorę strimerową. Wytworzenie pola elektrycznego w komorze strimerowej z pewnym opóźnieniem, jak to zostanie dalej pokazane, stwarza warunki do odchylenia strimerów od toru cząstki, co w konsekwencji powoduje przestrzenne poszerzenie toru.

4.2. Metody pomiarowe

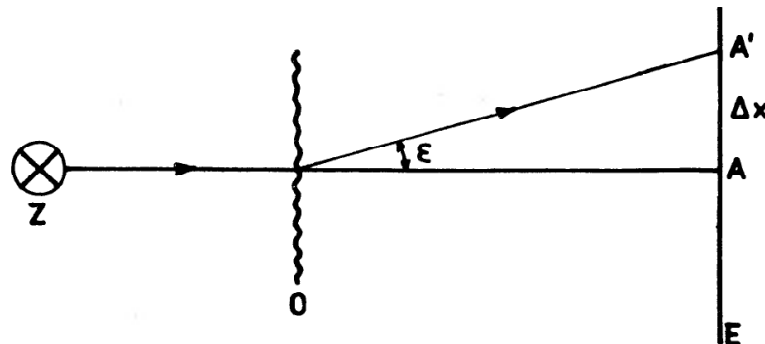
Początek metod optycznych sięga roku 1858, w którym astronom francuski Leon Foucault po raz pierwszy zastosował metodę cieniową do lokalizacji niejednorodności optycznych w obiektach astronomicznych, a także do badania dokładności wykonania promienia krzywizny powierzchni odbijających światło w zwierciadłach sferycznych [18]. Modyfikację metody cieniowej podał Toepler w r. 1864 rozszerzając jej zastosowanie do badania dynamiki gazów [19]. Rozwój laserów na początku lat sześćdziesiątych obecnego wieku sprawił, między innymi, że mogła rozwinąć się metoda rejestracji holograficznej [20] oraz to, że mogła powstać i wykształcić się metoda interferometrii holograficznej.

Metody optyczne — cieniowa, Toeplera, holografia oraz interferometria, wykorzystują zachowanie się fali świetlnej podczas rozchodzenia się jej w optycznych niejednorodnościach. Do opisu zachowania się fali świetlnej w niejednorodnościach optycznych wygodnie jest posługiwać się pojęciem promieni świetlnych [21]. Zależność trajektorii promienia świetlnego od rozkładu współczynnika załamania światła w niejednorodności optycznej jest opisana za pomocą wyrażenia [21]

$$\frac{d}{ds} \left(n \frac{dr}{ds} \right) = \mathbf{i} \frac{\partial n}{\partial x} + \mathbf{j} \frac{\partial n}{\partial y} + \mathbf{k} \frac{\partial n}{\partial z}, \quad (2)$$

gdzie wektor \mathbf{r} oznacza położenie punktu na promieniu świetlnym, s — długość promienia świetlnego, a $n(x, y, z)$ — współczynnik załamania światła.

Zgodnie z wyrażeniem (2), w ośrodkach jednorodnych optycznie ($n(x, y, z) = \text{const}$) światło rozchodzi się po liniach prostych. Przypadek taki został zilustrowany na rys. 4. Wówczas promień świetlny pada na ekran E w punkcie A w chwili t . Umieszczenie nie-



Rys. 4. Przechodzenie promienia świetlnego przez niejednorodność optyczną. Z — źródło światła, O — niejednorodność optyczna, E — ekran, ε — kąt odchylenia promienia świetlnego w niejednorodności optycznej

jednorodności optycznej na drodze promienia świetlnego (rys. 4) spowoduje jego odchylenie o kąt ε i promień świetlny będzie padał na ekran E w punkcie A' w chwili t' .

Informację o rozkładzie współczynnika załamania światła w niejednorodności optycznej można uzyskać mierząc przesunięcie promienia świetlnego Δx (metoda cieniowa), albo wyznaczając kąt ε (metoda Toeplera), lub mierząc opóźnienie $\tau = t' - t$ (metoda interferencyjna).

4.2.1. Metoda cieniowa

Jej zasadniczą zaletą jest to, że pomiędzy badanym obiektem i ekranem nie ma elementów optycznych. Czulość metody cieniowej jest maksymalna w przypadku umieszczenia badanego obiektu w połowie odległości pomiędzy ekranem i źródłem światła. Jednakże ugięcie światła na brzegach obiektu powoduje, że powinien on znajdować się bliżej ekranu (ok. 1/4 wyżej wymienionej odległości [22]). Dla zlokalizowania rozkładu współczynnika załamania światła w badanym obiekcie należy określić względną zmianę natężenia oświetlenia ekranu spowodowaną przejściem światła przez obiekt i skorzystać z wyrażenia [23]

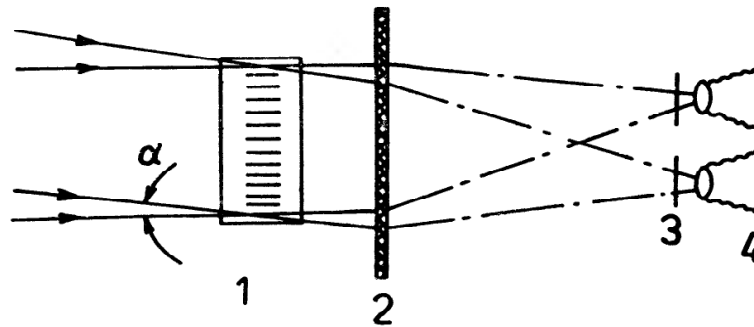
$$\frac{\Delta I}{I} \approx g \int_{z_1}^{z_2} \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) n(x, y, z) dz, \quad (3)$$

gdzie g oznacza odległość obiektu od ekranu, I — natężenie oświetlenia ekranu w przypadku nieobecności obiektu na drodze wiązki świetlnej, $n(x, y, z)$ — współczynnik załamania światła w obiekcie, $z_2 - z_1 = l$ oznacza drogę geometryczną promieni świetlnych w obiekcie, a całkowanie odbywa się wzdłuż trajektorii promienia świetlnego.

Przy pomocy wyrażenia (3) można wyznaczyć rozkład współczynnika załamania światła w badanej niejednorodności optycznej. Nie znalazło ono jednak dotychczas zastosowania w przypadku strimerów. Ich małe rozmiary (średnica strimerów wynosi od kilku do kilkuset mikrometrów) nie pozwalają na uzyskanie wyraźnego obrazu dyfrakcyjnego przedstawiającego rozkład współczynnika załamania światła wewnątrz strimera.

Metodę cieniową, jak pokazała to grupa ZIBJ/LIFJ [24], można stosować do lokalizacji strimerów. Wówczas rejestruje się obraz dyfrakcyjny otrzymany w wyniku ugięcia światła na granicy strimera i otaczającego go gazu. Obraz dyfrakcyjny można rejestrować wprost na płycie fotograficznej, umieszczonej w niewielkiej odległości od komory od strony elektrody uziemionej (rys. 3). Ze względów praktycznych wygodniej jest umieścić w płaszczyźnie rejestracji matowy ekran, z którego następnie można sfotografować obrazy dyfrakcyjne strimerów [24]. W celu wyznaczenia współrzędnych (x, y, z) położenia strimerów na podstawie ich obrazów cieniowych, należy prześwietlić komorę strimerową jednocześnie z dwóch kierunków i zarejestrować obrazy dyfrakcyjne strimerów (rys. 5). W pokazanym na rys. 5 układzie można stosować wiązki świetlne o różnych długościach fal, lub różniące się polaryzacją światła [25]. Obrazy cieniowe strimerów są fotografowane z ekranu matowego za pomocą dwóch aparatów fotograficznych (rys. 5), które mogą być umieszczone przed lub za ekranem [24]. Przed obiektywem każdego z aparatów znajduje

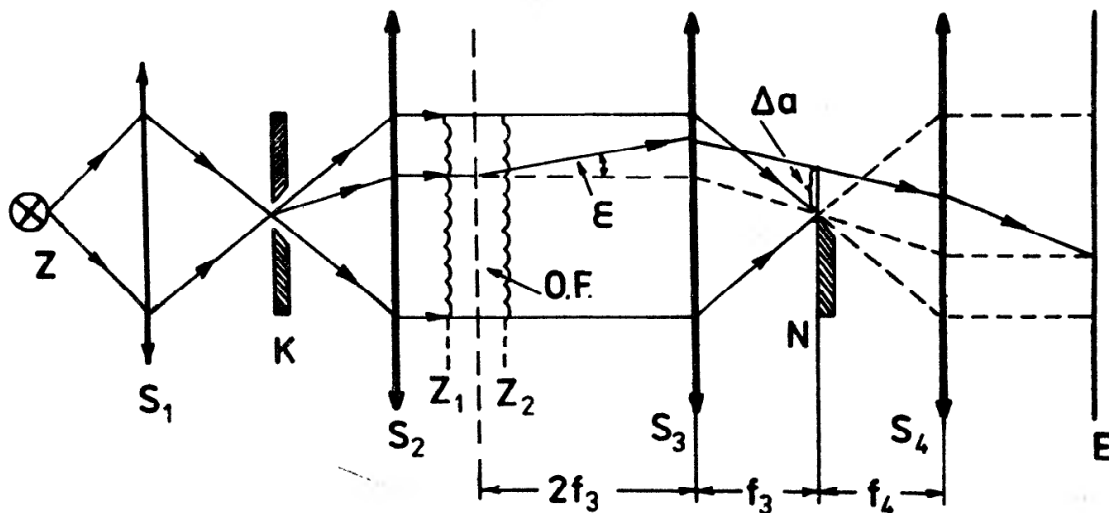
się filtr optyczny na odpowiednią długość fali świetlnej lub analizator polaryzacji światła, tak, że każdy z aparatów może sfotografować obrazy strimerów pochodzących od jednej z wiązek świetlnych.



Rys. 5. Schemat układu do lokalizacji strimerów za pomocą metody cieniowej [25]. 1 — komora strimerowa, 2 — ekran matowy (matówka), 3 — filtry optyczne albo analizatory polaryzacji światła, 4 — aparaty fotograficzne, α — kąt nachylenia wiązek świetlnych

4.2.2. Metoda Toeplera

Modyfikując metodę cieniową, Toepler wprowadził do układu optycznego wtórne źródło światła poprzez umieszczenie szczeliny oraz układu soczewek. Schemat układu optycznego, stosowanego do badania niejednorodności optycznych za pomocą metody Toeplera, pokazano na rys. 6.



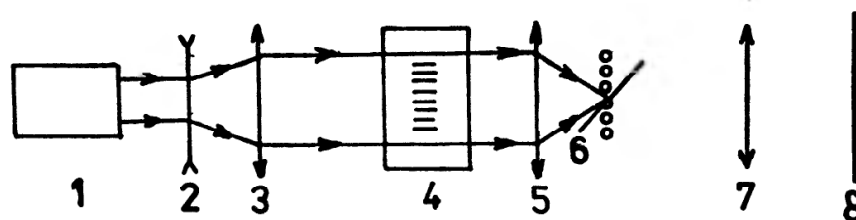
Rys. 6. Schemat układu Toeplera. Z — źródło światła, K — szczelina, S_1 — S_4 — soczewki, O.F. — badany obiekt, E — ekran, N — płaszczyzna ogniskowej soczewki S_3 , w ognisku której umieszczony jest nóż Foucaulta, Δa — przesunięcie obrazu szczeliny spowodowane przejściem promienia świetlnego przez niejednorodność optyczną, ε — kąt odchylenia promienia świetlnego, f_3, f_4 — ogniskowe soczewek S_3 i S_4

W przypadku braku niejednorodności optycznej (rys. 6), płaska fala świetlna zostaje skupiona w ognisku soczewki S_3 . W płaszczyźnie ogniskowej (N) soczewki S_3 jest umieszczone cienkie ostrze — tak zwany nóż Foucaulta. Obraz szczeliny może być całkowicie zasłonięty nożem i w takim przypadku ekran pozostaje nieoświetlony.

Wprowadzenie do układu obiektu (O. F.), zawierającego optyczne niejednorodności, spowoduje odchylenie promieni świetlnych w tych obszarach, w których istnieje gradient współczynnika załamania światła. W tej sytuacji, obraz szczeliny zostanie przesunięty o odcinek Δa i odchylone promienie świetlne przejdą obok ogniska soczewki S_3 powodując oświetlenie ekranu. Zależność pomiędzy kątem odchylenia promieni świetlnych i współczynnikiem załamania światła przedstawia wyrażenie [23]

$$\Delta I \sim \varepsilon \approx \frac{1}{n_0} \int_{z_1}^{z_2} \left(\frac{\partial n(x, y, z)}{\partial x} + \frac{\partial n(x, y, z)}{\partial y} \right) dz, \quad (4)$$

gdzie ΔI oznacza zmianę natężenia oświetlenia ekranu spowodowaną przejściem wiązki świetlnej przez niejednorodność optyczną, ε — kąt odchylenia promieni świetlnych, $n(x, y, z)$ — współczynnik załamania światła w niejednorodności optycznej, $z_2 - z_1 = l$ oznacza drogę geometryczną promieni świetlnych w badanym obiekcie. Całkowanie odbywa się wzdłuż trajektorii promieni świetlnych w niejednorodności optycznej.



Rys. 7. Rejestracja strimerów za pomocą metody Toeplera [24]: 1 — laser barwnikowy pompowany laserem azotowym, 4 — komora strimerowa wraz z narysowanymi strimerami, 6 — przesłona filtrująca częstości przestrzenne, 2, 3, 5, 7 — soczewki, 8 — płaszczyzna rejestracji obrazów strimerów

Zależność (4), z tych samych powodów co i zależność (3), dotychczas nie została wykorzystana do badania struktury strimera — na przykład do wyznaczenia rozkładu temperatury lub koncentracji elektronów. Wykorzystanie metody Toeplera w przypadku komór strimerowych ograniczyło się do obserwacji dynamiki rozwoju strimera oraz jego lokalizacji. Jej charakterystyczną cechą jest możliwość otrzymania obrazów badanych obiektów w jasnym lub w ciemnym polu. Pole ciemne otrzymuje się dzięki filtracji optycznej poprzez wyeliminowanie przestrzennej częstości zerowej oraz tych z przestrzennych częstości, które nie zawierają informacji o badanym obiekcie. Przykładem układu, który pozwala na rejestrację obrazów strimerów w ciemnym polu jest układ pokazany na rys. 7 [24, 26]. Umieszczony w płaszczyźnie ogniskowej soczewki (5) i przechodzący przez jej ognisko filtr eliminował przestrzenną częstość zerową oraz te z przestrzennych częstości, które zawierały informację o drucikach elektrod. Obrazy strimerów są widoczne na ekranie (8) jako jasne punkty na ciemnym tle (rys. 8a). Na rys. 8b pokazano dla przykładu obrazy strimerów zarejestrowanych w jasnym polu — bez stosowania filtracji.

4.2.3. Metoda holograficzna

Podana przez Denisa Gabora [20] zasada rejestracji holograficznej znalazła dogodne warunki rozwoju z chwilą zbudowania laserów. Znaczące etapy w rozwoju holografii i jej zastosowań wiążą się z pracami Leitha i Upatnieksa [27] oraz Denisjuka [28]. Na temat holografii i jej zastosowań ukazało się wiele artykułów przeglądowych oraz monografii, np. [29—31]. W polskiej literaturze najpełniejszą pozycją na ten temat jest praca pod redakcją Pluty [32]⁵.

Podstawową cechą rejestracji holograficznej jest to, że hologram rejestruje obiekt lub kilka obiektów, a następnie w procesie rekonstrukcji czoła fali z hologramu można otrzymać ich wierne kopie z zachowaniem relacji przestrzennych.

5. Komory strimerowe z holograficzną rejestracją śladów

Do holograficznej rejestracji strimerów w komorach strimerowych stosowane są:

- a) układ jednowiązkowy, typu Gabora
- b) układ dwuwiązkowy, typu Leitha i Upatnieksa.

5.1. Rejestracja strimerów za pomocą jednowiązkowego układu Gabora

W tym przypadku (rys. 9a), przez komorę strimerową (K. S.) przechodzi płaska fala świetlna, której czoło zaznaczono na rysunku literą F . Ta część fali, która nie napotka strimerów na swej drodze, przejdzie przez komorę bez zmiany kierunku. Jej czoło oznaczono przez F_0 . Pozostała część fali spotyka na swej drodze strimery ulegając ugięciu na granicy strimer — otaczający go gaz i rozprzestrzenia się jako fala przedmiotowa, której czoło oznaczono literą F_p . Fale te (przedmiotowa — F_p i odniesienia — F_0) spotykają się w płaszczyźnie rejestracji wytwarzając obraz interferencyjny, rejestrowany na płycie fotograficznej (proces rejestracji hologramu). Układ typu Gabora jest prosty w realizacji i nie stawia specjalnych wymagań dla spójności czasowej i przestrzennej fali świetlnej wykorzystanej w procesie rejestracji hologramu [21]. Ma on jednak zasadniczą wadę, gdyż w procesie rekonstrukcji obrazu z hologramu (rys. 9b) mamy do czynienia z dwiema falami tworzącymi obraz rzeczywisty i urojony oraz z falą wykorzystaną do rekonstrukcji obrazu. Te trzy fale rozchodzą się w jednym kierunku, zatem w obserwacji jednego z obrazów przeszkadza obecność dwóch pozostałych fal. Poprawienie kontrastu obrazu uzyskuje się za pomocą układu soczewek (rys. 9b). W płaszczyźnie ogniskowej soczewki S_1 jest umieszczona soczewka S_2 z przesłoną, która zasłania ognisko soczewki S_1 . Przesłona powoduje usunięcie przestrzennej częstości zerowej (wylimitowanie fali F_0). Obrazy wolne od tła powstają w płaszczyźnie ogniskowej soczewki S_2 .

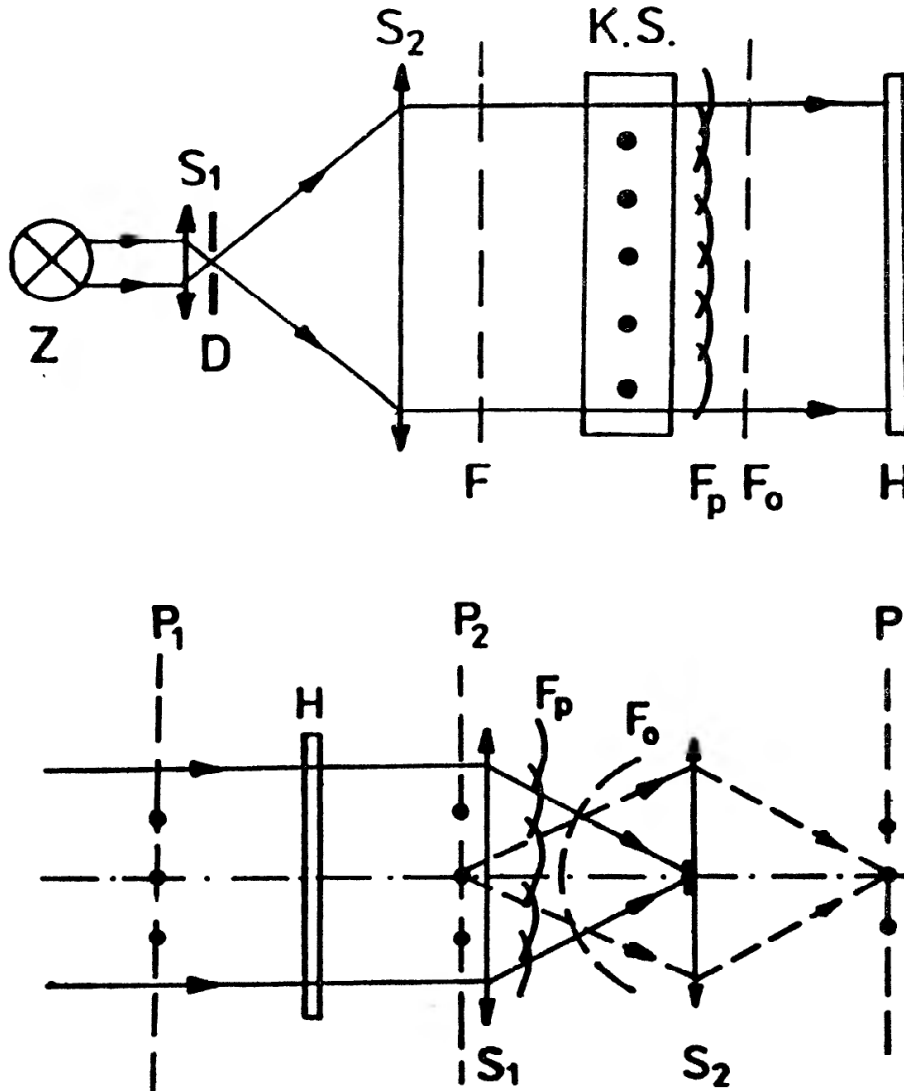
5.2. Rejestracja strimerów za pomocą układu dwuwiązkowego

W tym przypadku hologram rejestrowany jest za pomocą dwóch rozdzielonych przestrzennie wiązek świetlnych — przedmiotowej i odniesienia, z których jedna (przedmiotowa) przechodzi przez komorę strimerową (rys. 10). Wiązki świetlne spotykają się w płaszczyźnie rejestracji.

⁵ Po oddaniu pracy do druku ukazała się monografia: E. Jagoszewski, *Holografia optyczna*, PWN, Warszawa 1986 (przyp. autora).

szczyźnie rejestracji hologramu tworząc obraz interferencyjny o przestrzennej częstoci prążków zależnej od długości fali świetlnej oraz kąta zawartego pomiędzy wiązkami [21]

$$f = \frac{1}{d} = \frac{2\sin(\alpha/2)}{\lambda}, \quad (5)$$

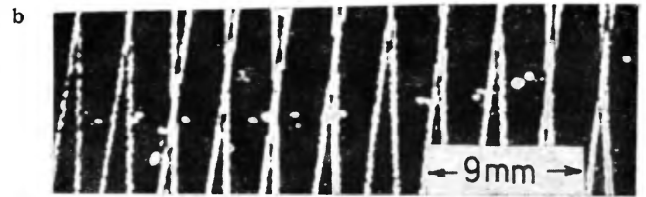


Rys. 9. Rejestracja strimerów za pomocą układu typu Gabora: a) rejestracja strimerów, Z — laser impulsowy, S_1, S_2 — soczewki, D — diafragma, F — czoło fali płaskiej, F_p, F_0 — odpowiednio czoła fal przedmiotowej i odniesienia, K. S. — komora strimerowa z zaznaczonymi przekrojami poprzecznymi strimerów, H — hologram; b) rekonstrukcja obrazów strimerów z hologramu typu Gabora, H — hologram, S_1, S_2 — soczewki, F_p — czoło fali przedmiotowej odtworzonej z hologramu, F_0 — czoło fali płaskiej po przejściu przez soczewkę skupiającą, P_1, P_2 — płaszczyzny powstawania odpowiednio obrazu urojonego i rzeczywistego, odtworzonych z hologramu, P — płaszczyzna ogniskowej soczewki S_2 . Na rysunku zaznaczono obrazy strimerów jako ciemne punkty

gdzie d — odległość pomiędzy sąsiednimi jasnymi (ciemnymi) prążkami interferencyjnymi, α — kąt zawarty pomiędzy wiązkami przedmiotową i odniesienia, λ — długość fali świetlnej.

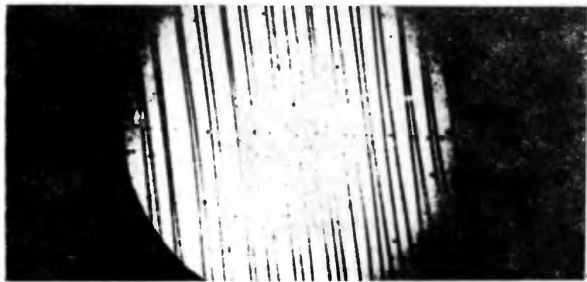


a

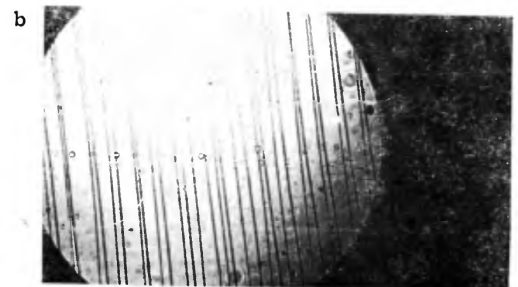


Ryc. 8a, b

Rys. 8. Obrazy strimerów [6, 26]: a) przypadek wyeliminowania tła oraz obrazu cieniowego drucików elektrod za pomocą filtracji optycznej; b) przypadek braku filtracji optycznej (oprócz obrazów strimerów widoczne są obrazy drucików elektrod komory)



a

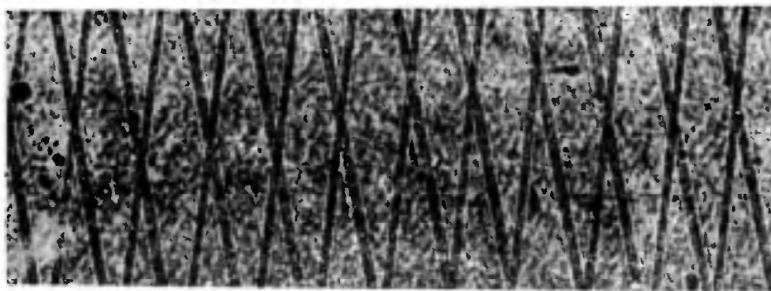


b

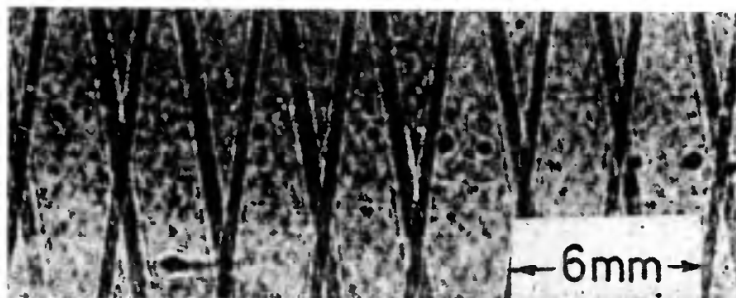


c

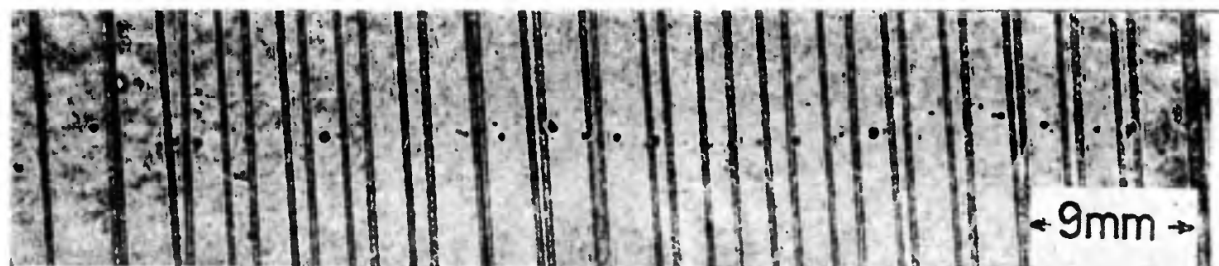
Rys. 11. Obrazy strimerów otrzymane w wodorowej komorze strimerowej przy różnych opóźnieniach prześwietlenia komory [5]: a) 250 ns, b) 350 ns, c) 1300 ns



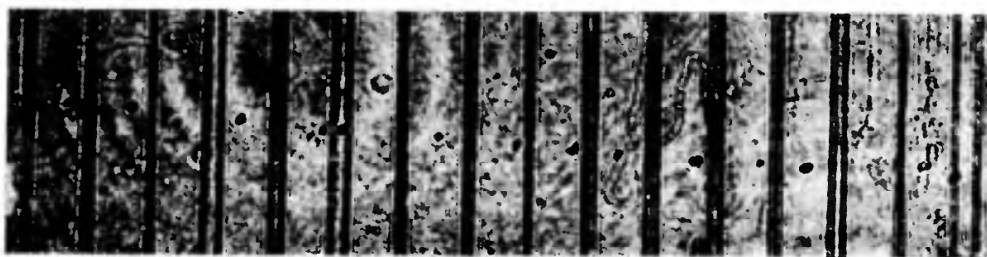
a



b



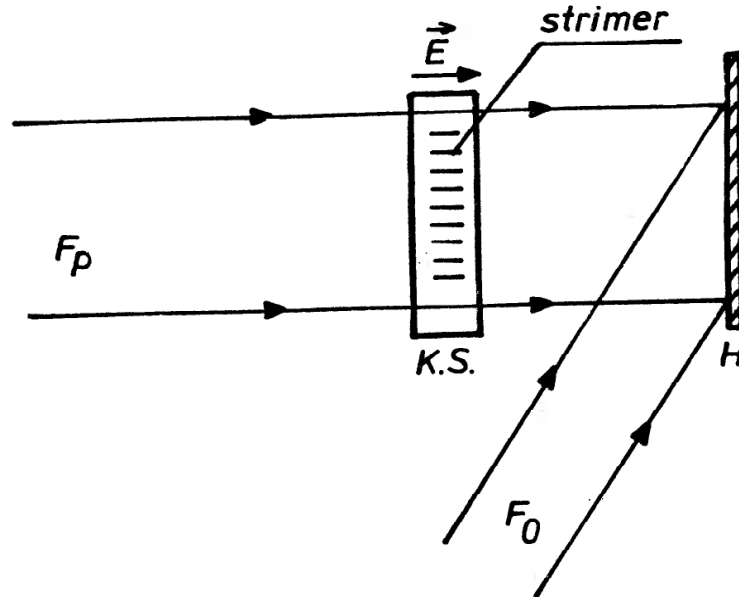
c



d

Rys. 12. Obrazy strimerów otrzymane w przypadku helowej komory strimerowej przy różnych warunkach pracy komory [6. 41]: a, b) $E_0 = 20 \text{ kV/cm}$ (a) $p = 1 \text{ atm}$, $\text{CH}_4 - 0,3\%$, $\text{H}_2\text{O} - 0,1\%$, b) $p = 5 \text{ atm}$, $\text{CH}_4 - 0,3\%$, $\text{H}_2\text{O} - 0,4\%$; c, d) $E_0 = 40 \text{ kV/cm}$, $p = 5 \text{ atm}$ (c) $\text{CH}_4 - 0,05\%$, $\text{H}_2\text{O} - 0,6\%$, d) $\text{CH}_4 - 0,9\%$, $\text{H}_2\text{O} - 0,6\%$). Wzrostowi ciśnienia helu oraz wzrostowi natężenia pola elektrycznego w komorze towarzyszy wzrost kontrastu obrazów strimerów. Polepszenie kontrastu uwidacznia się również wraz ze wzrostem ilości metanu w komorze helowej

W realnym eksperymencie, gdy komora strimerowa jest umieszczona w polu magnetycznym, potrzebnym do identyfikacji naładowanych elektrycznie produktów reakcji, rozmiary magnesu powodują, że kąt nachylenia wiązek jest duży. Zgodnie z wyrażeniem (5), wzrost kąta nachylenia wiązek powoduje wzrost gęstości prążków interferencyjnych. Rosną zatem wymagania co do stabilności mechanicznej układu rejestrującego hologram. Zapewnienie odpowiednich warunków rejestracji hologramów w hali pomiarowej, bezpośrednio w sąsiedztwie komory strimerowej jest trudne. Jednym z możliwych rozwiązań,



Rys. 10. Holograficzna rejestracja strimerów za pomocą układu dwuwiązkowego. F_p , F_0 — odpowiednio fale przedmiotowa i odniesienia, K.S. — komora strimerowa, E — wektor natężenia pola elektrycznego, H — hologram

które usuwają powyższe trudności, jest przeniesienie rejestracji hologramu do oddzielnego pomieszczenia oddalonego od hali pomiarowej [33]. Wówczas w hali pomiarowej znajduje się tylko laser wraz z układem optycznym do formowania wiązki świetlnej, która po przejściu przez komorę strimerową rozprzestrzenia się do pomieszczenia zawierającego bezwibracyjny stół z układem optycznym do rejestracji hologramu. Wiązka świetlna, niosąca informację o strimerach, zostaje na wejściu układu podzielona amplitudowo na dwie wiązki. Jedna z nich rozprzestrzenia się nadal jako wiązka przedmiotowa, natomiast druga zostaje poddana filtracji optycznej, w wyniku której zostają wyeliminowane wszystkie przestrzenne częstotliwości oprócz zerowej. Obydwie wiązki spotykają się w płaszczyźnie rejestracji hologramu.

Podstawową zaletą układu dwuwiązkowego, w porównaniu z układem Gabora, jest to, że w procesie rekonstrukcji czoła fali z hologramu wiązki świetlne tworzące obraz rzeczywisty i urojony oraz wiązka wykorzystana dla rekonstrukcji rozprzestrzeniają się w różnych kierunkach. Każdy z obrazów można obserwować bez udziału dwóch pozostałych wiązek świetlnych i każdy z nich można wykorzystać dla wyznaczenia współrzędnych położenia strimerów. Obraz urojony można obserwować za pomocą układu optycznego typu mikroskopu, ogniskując kolejno układ na obrazy strimerów ułożonych wzdłuż tego samego toru [4]. W przypadku wykorzystania obrazu rzeczywistego, jego projekcję

ogląda się na półprzezroczystym ekranie [34] lub stole pomiarowym [35]. Zarówno ekran, jak i stół powinny mieć zapewniony dokładny przesuw w trzech kierunkach.

Duża liczba hologramów rejestrowanych w trakcie eksperymentu powoduje, że proces rekonstrukcji obrazu strimerów i wyznaczanie trajektorii cząstki są czasochłonne. Dlatego dąży się do zautomatyzowania czynności związanych z wyznaczaniem toru cząstki.

Do interesujących problemów towarzyszących rejestracji strimerów za pomocą metod optycznych zaliczamy:

- zależność gęstości strimerów od opóźnienia prześwietlenia komory, liczonego od momentu wytworzenia w komorze pola elektrycznego;
- wpływ różnych gazów na jakość rejestrowanych obrazów strimerów;
- zależność rozmiaru strimera (jego średnicy) od ciśnienia gazu w komorze.

Powyższe problemy zostaną omówione niżej na przykładzie wodorowej i helowej komory strimerowej z holograficzną rejestracją śladów.

5.3. Wodorowa komora strimerowa z holograficzną rejestracją

Wodorowej komorze strimerowej poświęcono wiele uwagi z powodu możliwości wykorzystania jej do badania oddziaływania cząstek z protonami. Pierwsze prace z komorą wodorową przeprowadzili Komarow i Sawczenko [36] stosując do rejestracji strimerów przetworniki elektronowo-optyczne ze względu na małe natężenie światła wyemitowanego w obszarze widzialnym przez wzbudzone atomy wodoru znajdujące się w objętości strimera. Według Boyle'a i Schmieda [37] tylko ok. 1,6% energii wyemitowanej z objętości strimera przypada na obszar widzialny.

Jednym z parametrów charakteryzujących pracę komory strimerowej jest stosunek natężenia pola elektrycznego w komorze do ciśnienia gazu, E/p . W przypadku komory strimerowej napełnionej wodorem ($p = 1$ atm), stworzenie warunków dla rejestracji strimerów poprzez fotografowanie światła wyemitowanego z jego objętości wymaga pola elektrycznego o natężeniu 70 kV/cm. Wartość natężenia pola elektrycznego daje się nieco obniżyć do około 60 kV/cm (Rohrbach i in. [38]) po wprowadzeniu do komory nieznacznych domieszek metanu albo, jak to jest w komorach samogaszących, poprzez wydłużenie czasu trwania impulsu wysokiego napięcia i wprowadzenie do komory domieszek gazów wieloatomowych (do ok. 30 kV/cm — Falomkin i in. [39]).

W komorze wodorowej zapewnienie warunków dla rejestracji strimerów za pomocą metod optycznych otrzymuje się, jak to zostało pokazane w pracach grupy ZIBJ/LIFJ [5, 24, 40, 41], przy wartości parametru $E/p = 15$ kV/cm atm. Porównanie wartości parametru E/p w przypadku komór wodorowych z fotograficzną i holograficzną rejestracją strimerów wyraźnie wskazuje na korzyść holograficznej rejestracji [4]. Na rys. 11a, b, c pokazano, w charakterze ilustracji, obrazy strimerów otrzymanych za pomocą jednowiązkowego układu Gabora; ciśnienie wodoru w komorze wynosiło 2 atm.

Dotychczas brakuje systematycznych badań zależności liczby strimerów, ich średnicy oraz odchylenia od toru cząstki w funkcji ciśnienia wodoru w komorze. Uzyskane re-

zultaty dla komory wodorowej o ciśnieniu 2 atm. wynoszą [5]: liczba strimerów na jednostkę długości śladu — $n = 6,5/\text{cm}$, średnica strimerów — $d = 100 \mu\text{m}$, średnie kwadratowe odchylenie od toru cząstki — $\sigma = 120 \mu\text{m}$. W przypadku komory deuterowej o ciśnieniu 5 atm. pracującej z domieszkami CH_4 — 1%, i H_2O — 0,05%, otrzymano [42]: $n = (9 \mp 2)/\text{cm}$; $d = 100 \mu\text{m}$; $\sigma = 80 \mu\text{m}$.

Systematyczne badania wyżej wymienionych parametrów zostały przeprowadzone przez różne grupy dla helowej komory strimerowej w zakresie ciśnień od jednej do dwudziestu atmosfer i domieszkach metanu od 0,01% do 30%.

5.4. Helowa komora strimerowa z rejestracją holograficzną

W porównaniu z wodorem, hel ma współczynnik załamania światła o rząd wielkości mniejszy i w związku z tym. wytworzenie warunków dla holograficznej rejestracji strimerów w komorze helowej jest o wiele trudniejsze. Istnieją trzy sposoby zapewnienia warunków rejestracji holograficznej. Pierwszy sposób polega na podnoszeniu ciśnienia helu w komorze z jednoczesnym zwiększaniem natężenia pola elektrycznego tak, aby otrzymać odpowiednią wartość parametru E/p . Sposób ten dotychczas nie został zrealizowany. Drugi sposób polega na zwiększeniu wartości współczynnika załamania światła w komorze. Realizuje się go poprzez wprowadzenie do komory helowej domieszek gazów o dużej wartości współczynnika załamania światła. Trzeci, to kombinacja tych sposobów.

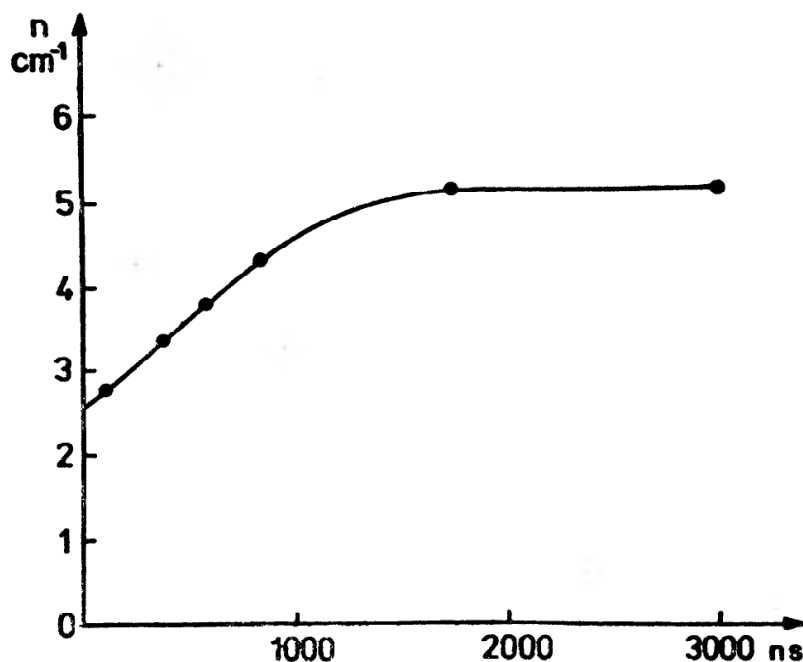
W przypadku komory helowej o ciśnieniu 1 atm, warunki dla rejestracji strimerów za pomocą metod optycznych zapewniają domieszki metanu i pary wodnej w ilości: CH_4 — 1%, H_2O — 1% oraz pole elektryczne w komorze o natężeniu 10 kV/cm [43]. Stworzenie warunków dla rejestracji przy mniejszych domieszkach metanu i pary wodnej okazało się możliwe [6], jeżeli przed napełnieniem helem komora zostanie dobrze oczyszczona z gazów, które mogą dyfundować do komory z jej ścianek (czyni się to poprzez długotrwałe odpompowywanie i przepłukiwanie komory helem); oraz jeżeli zwiększy się natężenie pola elektrycznego.

W pracy [6] uzyskano obrazy strimerów za pomocą jednowiązkowego układu typu Gabora, gdy w komorze helowej o ciśnieniu 1 atm i domieszkach: CH_4 — 0,1%, H_2O — 0,3% wytworzono pole elektryczne o natężeniu 20 kV/cm. Dalsze obniżenie ilości metanu do 0,02% pozwoliło na rejestrację strimerów po podniesieniu ciśnienia helu do 5 atm oraz zwiększeniu natężenia pola elektrycznego w komorze do 40 kV/cm [41]. Helowa komora strimerowa z tak małą ilością metanu stanowi „czystą” tarczę do badania oddziaływania cząstek z jądrami helu. Jednakże tak małe domieszki metanu nie zapewniają dobrego kontrastu obrazów strimerów. Poprawienie kontrastu, przy ustalonej ilości domieszek, następuje wraz ze wzrostem ciśnienia gazu w komorze. Na rys. 12a,b,c,d pokazano, w charakterze ilustracji, obrazy strimerów otrzymane przy pomocy jednowiązkowego układu typu Gabora w helowej komorze strimerowej [6, 41].

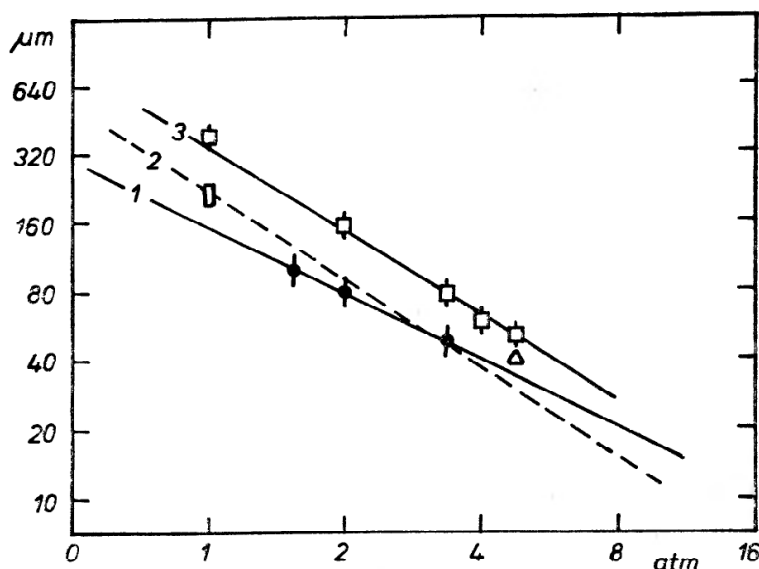
Zależność gęstości strimerów od opóźnienia momentu rejestracji, liczonego od chwili wytworzenia w komorze pola elektrycznego, przedstawiono na rys. 13 [6]. Wzrost liczby strimerów wraz ze wzrostem opóźnienia momentu rejestracji (rys. 13) świadczy o tym, że oprócz strimerów pochodzących od elektronów pierwotnych narodziły się strimery, którym początek dały elektrony pochodzące z jonizacji wtórnej oraz z fotojonizacji.

5.5. Wysokociśnieniowe komory strimerowe z holograficzną rejestracją

Podwyższanie ciśnienia gazu w komorze ułatwia rejestrację strimerów za pomocą metod optycznych. Wraz ze wzrostem ciśnienia gazu wzrasta jego gęstość oraz współczynnik załamania światła. Wzrost gęstości gazu powoduje wzrost liczby elektronów pierwotnych, a zatem i liczby strimerów. Wzrostowi ciśnienia gazu w komorze towarzyszy malenie średnicy strimerów oraz poprawia się kontrast ich obrazów. Zależność średnicy strimera w funkcji ciśnienia gazu ilustruje rys. 14 [6, 7, 44]. Proste 1 i 3 (rys. 14) zostały uzyskane przy różnych warunkach pracy komory strimerowej. W pracy [7] (prosta 1) badano zależność średnicy strimerów w funkcji ciśnienia gazu dla przypadku, gdy komora była napełniona helem z domieszką metanu w ilości dziesięciu procent, a pole ele-



Rys. 13. Gęstość strimerów w funkcji opóźnienia momentu prześwietlania komory helowej ($p = 2 \text{ atm} + 5\text{He \% CH}_4$) [6]



Rys. 14. Zależność średnicy strimerów od ciśnienia helu w komorze: 1 — [56], 2 — [50], 3 — [44], Δ — [41]

ktryczne w komorze wytwarzano za pomocą IWN o czasie trwania rzędu nanosekund. Natomiast prosta 3 [44] została otrzymana, gdy helowa komora strimerowa zawierająca domieszki metanu w ilości poniżej jednego procenta pracowała w reżimie samogaszenia wyładowania.

Ekstrapolując proste (rys. 14) w kierunku wyższych ciśnień można oczekiwać, że strimery o średnicy rzędu mikrometra pojawiają się przy ciśnieniu około 24 atm [44] lub przy około 28 atm [7]. Rejestrację strimerów o takich średnicach zapewniają metody optyczne niezależnie od objętości komory. Wśród wysokociśnieniowych komór strimerowych należy wyróżnić komorę zbudowaną przez grupę z Uniwersytetu w Yale we współpracy z FERMI-LAB. Komora ta może pracować przy ciśnieniach do 60 atm [4].

6. Odchylenie strimerów od trajektorii cząstki jonizującej

Od przejścia cząstki jonizującej przez komorę strimerową do chwili wytworzenia pola elektrycznego w komorze upływa pewien czas (0,5 — 1 μ s) spowodowany opóźnieniem impulsu wysokiego napięcia. W tym czasie elektrony pierwotne zderzając się z atomami gazu lub z molekułami zmniejszają swoją energię do energii cieplnej (proces termalizacji elektronów), a następnie podlegają procesowi dyfuzji. W czasie obydwu procesów — termalizacji i dyfuzji, elektrony odchylają się od toru cząstki jonizującej, co w konsekwencji prowadzi do odchylenia strimerów i przestrzennego poszerzenia toru cząstki.

Czas termalizacji elektronów pierwotnych był badany przez Dawidenkę i in. [45] oraz Braglię i in. [46] dla komory helowej o ciśnieniu jednej atmosfery. Otrzymane przez nich wartości czasu termalizacji wynoszą 190 ns [45] i 62,4 ns [46]. Czas termalizacji można zmniejszyć poprzez wprowadzenie do komory domieszek gazu o dużym przekroju czynnym na zderzenia elektronów z atomami i molekułami — na przykład pary wodnej, dla której przekrój czynny wynosi $7,5 \times 10^{-14}$ cm² [45]. Zatem decydującym czynnikiem powodującym odchylenie strimerów od toru cząstki jest dyfuzja elektronów pierwotnych.

Średnie odchylenie kwadratowe od toru cząstki, spowodowane dyfuzją elektronów pierwotnych wynosi

$$\sigma = \sqrt{2Dt}, \quad (6)$$

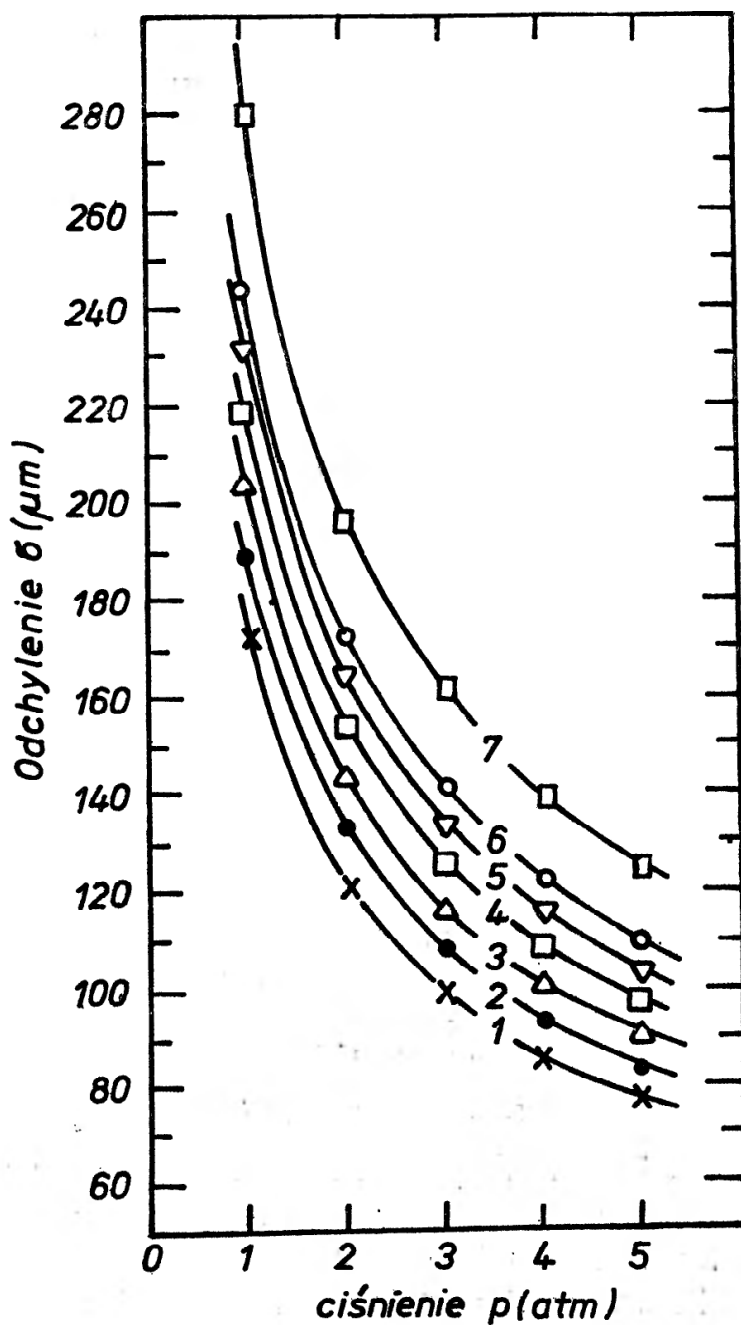
gdzie D oznacza współczynnik dyfuzji elektronów, t — czas dyfuzji. Uwzględniając, że D jest odwrotnie proporcjonalne do ciśnienia p , otrzymamy

$$\sigma = \sqrt{2D_0 t_0 p_0 / p}, \quad (7)$$

gdzie D_0 — współczynnik dyfuzji przy ciśnieniu atmosferycznym p_0 .

Jak wynika ze wzoru (7), średnie odchylenie kwadratowe jest wprost proporcjonalne do pierwiastka kwadratowego z czasu dyfuzji oraz odwrotnie proporcjonalne do pierwiastka z ciśnienia gazu w komorze. Na rys. 15 pokazano tę zależność dla ciśnienia helu w komorze od 1 atm do 5 atm i czasu dyfuzji od 0,5 μ s do 1 μ s zmienianego co 0,1 μ s (kżywe od 1 do 6). Krzywa 7 przedstawia odchylenie strimerów w funkcji ciśnienia dla czasu dyfuzji wynoszącego 1,3 μ s [44]. Na rys. 16 pokazano zależność odchylenia strimerów od toru cząstki w funkcji ciśnienia gazu w komorze helowo-neonowej (70% He + 30% Ne)

w przedziale ciśnień od pięciu do dwudziestu atmosfer [47]. Porównanie wartości odchylenia strimerów (σ), otrzymanej przy ciśnieniu 5 atm w komorze helowo-neonowej [47] z wartością (σ) otrzymaną w komorze helowej zawierającej 0,5% CH_4 oraz 0,9% H_2O i pracującej również pod ciśnieniem 5 atm [48], wyraźnie pokazuje wpływ neonu na wartość odchylenia strimerów od toru w helowo-neonowej komorze strimerowej. Neon, w porównaniu z helem, charakteryzuje się większą wartością współczynnika dyfuzji elektronów. Jego obecność w komorze helowej w ilości 30% [47] stwarza dogodniejsze warunki dla odchylenia elektronów od toru w procesie ich dyfuzji w porównaniu z komorą helową zawierającą nieznaczne domieszki metanu i pary wodnej [48].

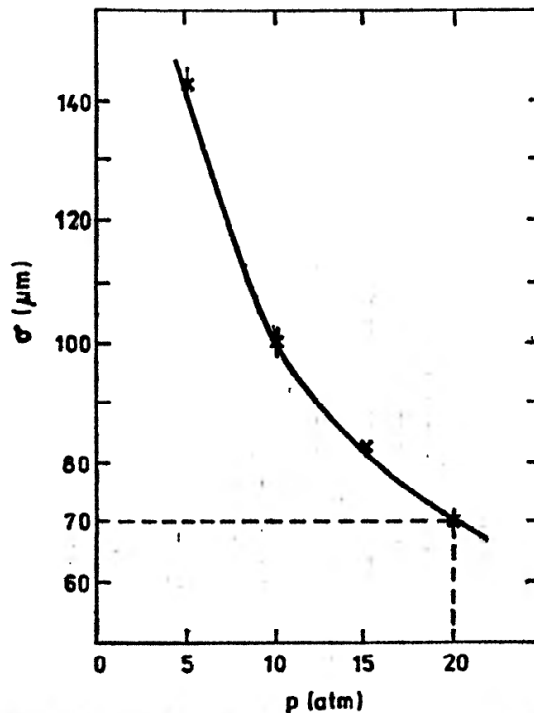


Rys. 15. Odchylenie strimerów od toru cząstki w funkcji ciśnienia w helowej komorze strimerowej dla różnych opóźnień IWN [44]. Objaśnienia w tekście

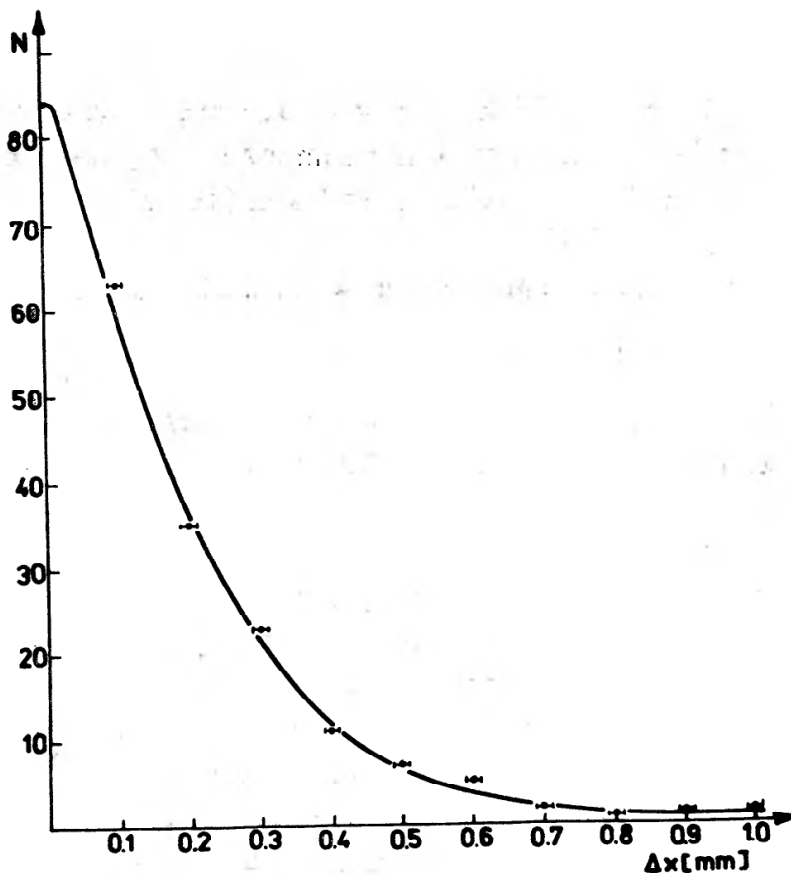
Liczba odchylonych od toru cząstki strimerów szybko maleje wraz z oddalaniem się od toru. Zależność tę ilustruje rys. 17a w przypadku komory helowej zawierającej 0,5% CH_4 oraz 0,9% pary wodnej i pracującej pod ciśnieniem 5 atm [48]. Na rys. 17b pokazano histogram odchylonych strimerów [48].

Wyeliminowanie przyczyn odchylenia strimerów od śladu cząstki jonizującej można zrealizować:

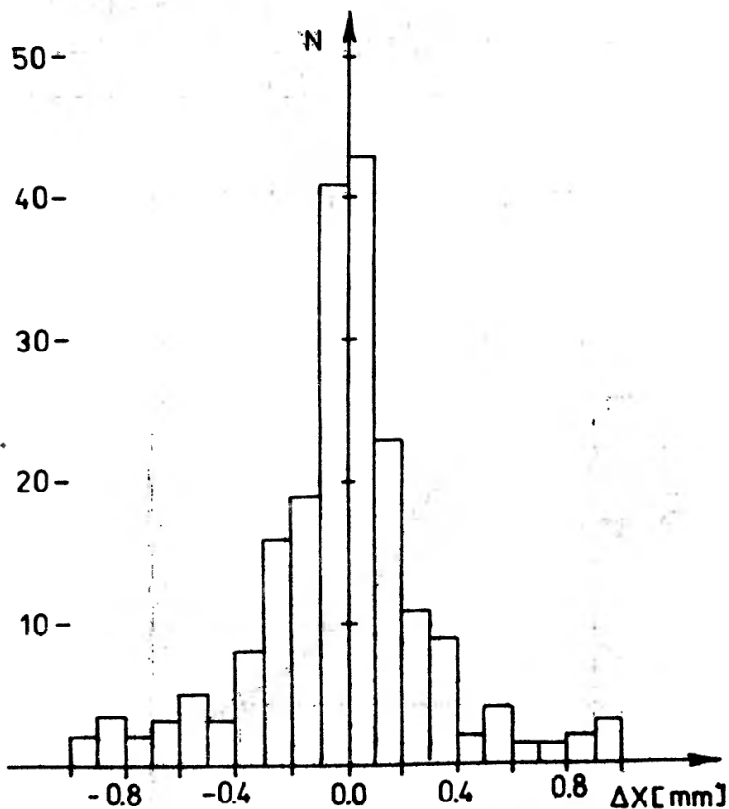
- przez wprowadzenie do komory domieszek gazów o dużym przekroju czynnym na rozpraszanie elektron-atom (lub molekula) dla elektronów o energiach większych od termicznej [45,4];
- przez obniżenie temperatury gazu w komorze [49];
- przechowując informację o trajektorii cząstki jonizującej za pomocą jonów ujemnych aż do momentu, który nieznacznie wyprzedza podanie IWN na elektrody komory. Można to zrealizować wprowadzając do komory gaz-domieszkę o dużym przekroju czynnym na dysocjacyjne przyłączanie elektronów [47, 50]. Po przejściu cząstki, elektrony powstałe wzdłuż jej toru zostają przyłączone przez atomy gazu-domieszki i informacja o torze cząstki jest przechowywana przez jony. Dyfuzja cieplna jonów przebiega znacznie wolniej od dyfuzji elektronów, odpowiednio do stosunku ich mas, co w konsekwencji prowadzi do małego odchylenia jonów ułożonych wzdłuż toru cząstki jonizującej (ok. kilku mikrometrów). Elektrony, potrzebne do zainicjowania procesu jonizacji lawinowej i w konsekwencji uformowania się strimerów, otrzymujemy odrywając je od ujemnych jonów tuż przed podaniem IWN na elektrody komory. W tym celu można wykorzystać zjawisko fotojonizacji, prześwietlając komorę wiązką świetlną o odpowiedniej energii, bezpośred-



Rys. 16. Odchylenie strimerów w funkcji ciśnienia w helowo-neonowej komorze strimerowej (70% He + 30% Ne) [47]



a



b

Rys. 17. Odchylenie strimerów od toru cząstki w helowej komorze strimerowej zawierającej 0,5% CH_4 oraz 0,9% H_2O i pracującej pod ciśnieniem 5 atm [48]: a) zależność liczby odchylonych strimerów w funkcji odległości od toru cząstki; b) histogram odchylonych strimerów (N — liczba odchylonych strimerów, Δx — przedział odchylenia)

nio przed wytworzeniem pola elektrycznego w komorze. Elektrony, oderwane od ujemnych jonów, zostaną przyspieszone w polu elektrycznym i zainicjują proces prowadzący do powstania strimerów. Tak otrzymany układ strimerów odzwierciedli tor cząstki z dużą dokładnością.

7. Wnioski

Zalety i wady każdej z metod optycznych były omawiane oddzielnie. Niewątpliwie, najbardziej cenną jest tutaj metoda rejestracji holograficznej. Pozwala bowiem odtworzyć z hologramu wierną kopię całej objętości komory z zachowaniem relacji pomiędzy strimerami niezależnie od ich położenia w komorze. Jednak należy podkreślić, że w tych samych warunkach, każda z wyżej wymienionych metod optycznych zapewnia rejestrację strimerów z większą zdolnością rozdzielczą niż tradycyjny sposób rejestracji strimerów oparty na fotografowaniu światła wyemitowanego przez wzbudzone atomy znajdujące się w objętości strimera. W przypadku małej jasności strimerów, jak to ma miejsce w wodorowej komorze strimerowej, metody optyczne usuwają trudności związane z tradycyjną — fotograficzną rejestracją oraz umożliwiają rejestrację strimerów przy wartości parametru E/p ok. cztery razy mniejszej w porównaniu z tradycyjną metodą fotograficzną.

Liczba rejestrowanych strimerów, przypadająca na jednostkę długości toru cząstki, wzrasta wraz z ciśnieniem gazu w komorze, i w tych samych warunkach pracy komory jest większa niż w przypadku tradycyjnej metody fotograficznej.

Wadą metod cieniowej i Toeplera jest konieczność prześwietlania komory strimerowej jednocześnie z dwóch kierunków. W trakcie lokalizacji strimerów, które rozwijają się w komorze wzdłuż linii pola elektrycznego, powoduje to otrzymywanie ich obrazów cieniowych o większych rozmiarach niż w przypadku, gdy komora strimerowa jest prześwietlana w kierunku zgodnym z kierunkiem pola elektrycznego. Prześwietlanie komory strimerowej w kierunku zgodnym z kierunkiem pola elektrycznego w komorze można zawsze zapewnić w przypadku holograficznej rejestracji strimerów, co dodatkowo odróżnia holografię od metody cieniowej i Toeplera.

Na zakończenie warto podkreślić, że idea wykorzystania holografii do rejestracji toru cząstek w detektorach śladowych była przedstawiona w 1965 r. [51, 52] i dotyczyła zbudowania holograficznych komór pęcherzykowych. Praktyczna realizacja idei nastąpiła w 1968 r. [53].

Autorowi artykułu pozostaje tylko polecić na ten temat obszerne opracowanie Montaneta i Reucrofta [54] oraz Bartkego i Iwanowa [55].

Literatura

- [1] Z. Strugalski, *Metody śladowe detekcji promieniowania jądrowego*, PWN, Warszawa 1981, str. 203.
- [2] M. Turala, „Niektóre aspekty zastosowania komór wielodrutowych w eksperymentach fizyki wysokich energii na wielkich akceleratorach”, *Raport IFJ*, 1168/PH Kraków 1982, str. 107.
- [3] G. Bellini, L. Foa, M. Giorgi, *Phys. Rep.* **83**, No 1, 9(1982).

nio przed wytworzeniem pola elektrycznego w komorze. Elektrony, oderwane od ujemnych jonów, zostaną przyspieszone w polu elektrycznym i zainicjują proces prowadzący do powstania strimerów. Tak otrzymany układ strimerów odzwierciedli tor cząstki z dużą dokładnością.

7. Wnioski

Zalety i wady każdej z metod optycznych były omawiane oddzielnie. Niewątpliwie, najbardziej cenną jest tutaj metoda rejestracji holograficznej. Pozwala bowiem odtworzyć z hologramu wierną kopię całej objętości komory z zachowaniem relacji pomiędzy strimerami niezależnie od ich położenia w komorze. Jednak należy podkreślić, że w tych samych warunkach, każda z wyżej wymienionych metod optycznych zapewnia rejestrację strimerów z większą zdolnością rozdzielczą niż tradycyjny sposób rejestracji strimerów oparty na fotografowaniu światła wyemitowanego przez wzbudzone atomy znajdujące się w objętości strimera. W przypadku małej jasności strimerów, jak to ma miejsce w wodorowej komorze strimerowej, metody optyczne usuwają trudności związane z tradycyjną — fotograficzną rejestracją oraz umożliwiają rejestrację strimerów przy wartości parametru E/p ok. cztery razy mniejszej w porównaniu z tradycyjną metodą fotograficzną.

Liczba rejestrowanych strimerów, przypadająca na jednostkę długości toru cząstki, wzrasta wraz z ciśnieniem gazu w komorze, i w tych samych warunkach pracy komory jest większa niż w przypadku tradycyjnej metody fotograficznej.

Wadą metod cieniowej i Toeplera jest konieczność prześwietlania komory strimerowej jednocześnie z dwóch kierunków. W trakcie lokalizacji strimerów, które rozwijają się w komorze wzdłuż linii pola elektrycznego, powoduje to otrzymywanie ich obrazów cieniowych o większych rozmiarach niż w przypadku, gdy komora strimerowa jest prześwietlana w kierunku zgodnym z kierunkiem pola elektrycznego. Prześwietlanie komory strimerowej w kierunku zgodnym z kierunkiem pola elektrycznego w komorze można zawsze zapewnić w przypadku holograficznej rejestracji strimerów, co dodatkowo odróżnia holografię od metody cieniowej i Toeplera.

Na zakończenie warto podkreślić, że idea wykorzystania holografii do rejestracji toru cząstek w detektorach śladowych była przedstawiona w 1965 r. [51, 52] i dotyczyła zbudowania holograficznych komór pęcherzykowych. Praktyczna realizacja idei nastąpiła w 1968 r. [53].

Autorowi artykułu pozostaje tylko polecić na ten temat obszerne opracowanie Montaneta i Reucrofta [54] oraz Bartkego i Iwanowa [55].

Literatura

- [1] Z. Strugalski, *Metody śladowe detekcji promieniowania jądrowego*, PWN, Warszawa 1981, str. 203.
- [2] M. Turała, „Niektóre aspekty zastosowania komór wielodrutowych w eksperymentach fizyki wysokich energii na wielkich akceleratorach”, *Raport IFJ*, 1168/PH Kraków 1982, str. 107.
- [3] G. Bellini, L. Foa, M. Giorgi, *Phys. Rep.* 83, No 1, 9(1982).

- [4] J. Sandweiss, *Phys. Rep.* **83**, No 1, 5(1982).
- [5] A. Budziak et al., „Laser Hydrogen Streamer Chamber of High Pressure”, Preprint JINR 1-80-299, Dubna 1980.
- [6] A. Budziak et al., „Helium streamer chamber with laser tracks registration of gas pressures of up to 5 atm”, Preprint JINR 13-82-160, Dubna 1982; także *Opt. Applicata* **12**, 461(1982).
- [7] V. Eckardt, P. Lecoq, S. Wenig, E. Wiatrowski, „«SHORTE» streamer chamber with holographic recording using thermal effect”, Preprint CERN/EP — 83-10, Genewa 1983.
- [8] V. Eckardt and S. Wenig, *Nucl. Instr. Meth.* **213**, 217(1983).
- [9] M. M. Kulyukin, M. V. Stabnikov, M. A. Tombak, Yu. A. Shcherbakov, *Proc. Int. Conf. Instrum. for High Energy Physics*, Frascati, Italy 1973, str. 2.
- [10] A. Dwurażny, M. Waligórski, *Postępy Fizyki* **21**, 269(1970).
- [11] A. Dwurażny, J. Knapik, *Postępy Fizyki* **22**, 3(1971).
- [12] G. E. Chikovani, V. A. Mikhailov, V. N. Roinishvili, *Phys. Lett.* **6**, 254(1963).
- [13] B. A. Dolgoshein, B. U. Radionov, B. I. Luchkov, *Nucl. Instr. Meth.* **29**, 270(1964).
- [14] H. Raether, *Electron Avalanches and Breakdown in Gases*, London, Butterworths 1964, str. 217.
- [15] I. V. Falomkin et al., *Nucl. Instr. Meth.* **53**, 266(1967).
- [16] F. Balestra et al., *Nucl. Instr. Meth.* **125**, 157(1975).
- [17] M. A. Tombak, „Formirowanye lasernych tenegram strimerov”, Preprint Leningr. Inst. Yad. Fiz. No 499, Leningrad 1979.
- [18] L. Foucault, *Ann. de l'observ. imp. de Paris* **5**, 203(1858).
- [19] A. Toepler, *Beobachtungen nach einer neuen optischen Methode*, Bonn 1864.
- [20] D. Gabor, *Nature* **161**, 777(1948).
- [21] M. Born, E. Wolf, *Principles of Optics*, Pergamonn Press, London 1959, str. 846.
- [22] A. Budziak, „Badanie obiektów fazowych a w szczególności łuku elektrycznego za pomocą holograficznej interferometrii”, Praca doktorska (UJ), Kraków 1971.
- [23] A. N. Zaydel, G. V. Ostrovskaya, *Lazernye metody issledovaniya plazmy*, Nauka, Leningrad 1977, str. 219.
- [24] A. Budziak et al., „Holographic registration of electron tracks in hydrogen streamer chamber”, Preprint JINR 1-80-303, Dubna 1980.
- [25] M. A. Tombak, „Determination of track point coordinates in the intermediate screen method”, Preprint: Nuclear Physics Institute Academy of Sciences of the USSR, No 766, Leningrad 1982.
- [26] A. Budziak et al., *Proc. Second Int. Conf. Trends in Quantum Electronics*, 2—6 sept., Bucharest, Romania 1985, str. 2.
- [27] E. N. Leith, J. Upatnieks, *J. Opt. Soc. Am.* **51**, 1469(1961); **52**, 1123(1962); **53**, 1377(1963).
- [28] Yu. N. Denisjuk, *Dokl. Akad. Nauk SSSR* **144**, 1273(1962); *Opt. Spektrosk.* **15**, 522(1963); **18**, 273(1965).
- [29] J. R. Collier, B. Ch. Burkhardt, H. L. Lavrence, *Optical Holography*, Academic Press, New York, London 1971, str. 511.
- [30] Yu. I. Ostrovskiy, *Golografia i yeie primenenie*, Nauka, Leningrad 1973, str. 178.
- [31] J-Ch Vienot, P. Smigielski, H. Royer, *Holographie Optique, Developpements — Applications*, Dunod, Paris 1971; tłum. pol. R. Józwicki, *Holografia optyczna*, WNT, Warszawa 1975, str. 172.
- [32] *Holografia optyczna*, praca zbiorowa pod red. M. Pluty, PWN, Warszawa 1980, str. 608.
- [33] A. Budziak, W. Kędziński, „Układ do rejestracji śladów cząstek naładowanych z wykorzystaniem komory strimerowej oraz niestandardowej wersji interferometrii dwuwiazkowej”, Patent No 132455, 1986.
- [34] B. G. Turuhano, *Dissertacya*, Leningrad 1968.
- [35] M. Barth et al., *Nucl. Instr. Meth.* **34**, 349(1984).
- [36] V. I. Komarov, O. V. Savchenko, *Nucl. Instr. Meth.* **34**, 289(1965).
- [37] P. Boyle, H. Schmied, Preprint CERN 72-9, Geneva 1972.
- [38] F. Rohrbach et al., *Nucl. Instr. Meth.* **141**, 229(1977).
- [39] I. V. Falomkin et al., *Nuovo Cimento Lett.* **13**, 427(1975).

- [40] A. G. Kalimov et al., „Laser shadowgrams o hydrogen streamer chamber tracks”, Preprint, Nuclear Physics Institute Academy of Sciences, USSR, No 518, Leningrad 1980; *Nucl. Instr. Meth.* 185, 81(1981).
- [41] A. Budziak et al., Preprint JINR P13-83-183, Dubna 1983.
- [42] I. C. Ivanov, V. I. Lyashenko, I. V. Falomkin, Yu. A. Shcherbakov, Preprint JINR P13-81-154, Dubna 1983.
- [43] P. Uhlman, H. Uhlman, Yu. A. Shcherbakov, „Vlyanie metana na kachestvo trekov pri lazernoy registracii elektronov v gelevoy strimernoy kamerie”, Preprint JINR 13-81-323, Dubna 1983.
- [44] A. Budziak, „Lokalizacja i badanie obiektów fazowych za pomocą metod optycznych ze szczególnym uwzględnieniem holografii”. Raport IFJ No 1347/PL, Kraków, 1986, s. 95.
- [45] V. A. Davidenko et al., *Zh. Eksper. Teor. Fiz.* 57, 84(1969).
- [46] G. L. Braglia et al., „Thermalization times of low energy electrons in rare gas”, Com. Naz. Ener. Nucl. AT/Fi 165/61. Roma 1965.
- [47] V. Eckardt et al., *Nucl. Instr. Meth.* 225, 651(1984).
- [48] A. Budziak, *Opt. Applicata* 16, 189(1986).
- [49] K. Schwartz, *Phys. Rev. B.* 21, 5125(1980).
- [50] M. A. Tombak, „On a possibility to improve a streamer chamber space resolution”, Preprint, Nuclear Phys. Institute, Academy of Sciences USSR, No 935, Leningrad 1984.
- [51] A. P. Komar, M. V. Stabnikov, B. G. Turuhano, *Mat. seminar po kamernoy metodike ZIBJ*, Dubna 1965, str. 7.
- [52] W. T. Welford, *Appl. Opt.* 5, 872(1966).
- [53] A. P. Komar, M. V. Stabnikov, B. G. Turuhano, *Dokl. Akad. Nauk SSSR* 174/5, 1052(1967).
- [54] L. Montanet, S. Reucroft, *Phys. Rep.* 83, 61(1982).
- [55] J. Bartke, I. C. Ivanov, *Phys. of Elementary Particles and Atomic Nuclei* 17/3, 546(1986).

ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI

Europejskie spotkanie krystalografów we Wrocławiu

Wrocław znany jest w Polsce z dorocznych spotkań krystalografów (w ubiegłym roku odbyło się już XXVIII Konwersatorium Krystalograficzne). Tego lata spotkanie we Wrocławiu wyznaczili sobie krystalografowie europejscy. W dniach 5—9 sierpnia 1986 r. odbyło się na terenie Politechniki Wrocławskiej X Europejskie Spotkanie Krystalograficzne z udziałem ponad 500 osób z 33 państw całego świata. Spotkanie to organizował Komitet Krystalografii PAN oraz Instytut Niskich Temperatur i Badań Strukturalnych PAN z ramienia Europejskiego Komitetu Krystalografii i pod auspicjami Polskiej Akademii Nauk. Współorganizatorami byli Uniwersytet Wrocławski i Politechnika Wroclawska. Komitetowi organizacyjnemu przewodniczył doc. Ryszard Kubiak, a Komitetowi programowemu — prof. Kazimierz Łukaszewicz. Warto podkreślić, że sprawny przebieg Spotkania jest wynikiem niemałego trudu włożonego w organizację przez zaledwie kilkanaście osób w fazie ponad rocznego przygotowania imprezy i dalsze dwadzieścia osób podczas jej trwania (nie korzystano przy tym z usług biura kongresowego ORBIS-u).

Tematyka Spotkania obejmowała trzy wielkie działy: krystalografia w biologii, krystalografia w chemii i naukach o Ziemi oraz krystalografia w fizyce.

Pierwszy temat, mimo ogromnej popularności na świecie (biologia molekularna, farmakologia, makrocząsteczki), reprezentowany był stosunkowo skromnie (zaledwie trzydzieści kilka z ponad 400 zgłoszonych prac). W dziale drugim przedstawiono wyniki klasycznej analizy strukturalnej związków organicznych, organometalicznych i nieorganicznych, metali oraz minerałów. Dział trzeci skupił prace o zależnościach własności fizycznych kryształów od ich struktury, o defektach struktury krystalicznej i przemianach fazowych w kryształach. Tutaj zaliczono również prace z zakresu metod zaawansowanych obliczeń będących podstawą analiz strukturalnych oraz prace o nowych technikach pomiarowych i nowej aparaturze krystalograficznej. W obu tych działach przedstawiono po około 180 prac.

Niezależnie od czterech sesji plakatowych ciekawsze prace referowane były przez autorów podczas mikrosympozjów. Każde mikrosympozjum, a było ich 12, poświęcone wybranemu tematowi składało się zwykle z dwu wykładów wygłoszonych przez zaproszonych gości i kilku komunikatów wybranych ze zgłoszonych na Spotkanie prac. Przedstawiono m. in. badania rentgenograficzne monokryształów przy wysokich ciśnieniach (prof. W. B. Holzapfel), najnowsze wersje jednego z podstawowych dla krystalografii programów obliczeniowych SHELX (prof. G. Sheldrick), analizy strukturalne wykonywane za pomocą mikroskopii elektronowej o wysokiej rozdzielczości (prof. L. Kihlborg). Jednym z wykładowców był też noblista prof. H. A. Hauptman.

Tradycyjnie największą atrakcją stanowiły wykłady plenarne dotyczące najciekawszych i najbardziej aktualnych problemów krystalografii. Omówiono m. in. zastosowanie promieniowania synchrotronowego do badań rzeczywistej struktury kryształów (prof. A. Authier), krystalografię w $n+d$ wymiarach z uwzględnieniem modnych ostatnio quasi-kryształów (prof. A. Janner).

Wzorem poprzednich konferencji (Turyn-85) dedykowanej Amadeo Avogadro, tegoroczne Spotkanie przypomniało światu prof. J. Czochralskiego w 101 rocznicę urodzin i 70 rocznicę (przypadającą parę dni po zakończeniu Spotkania) opracowania metody otrzymywania kryształów. Odbyła się specjalna sesja naukowa. Zarówno wykład przygotowany przez prof. J. Żmiję (niestety, wobec nieobecności Autora, odczytany tylko przez dra E. Michalskiego) jak i wystawa zdjęć, dokumentów i publikacji — opracowana przez dra P. Tomaszewskiego, spotkały się z dużym zainteresowaniem uczestników konferencji. Była to bowiem pierwsza na międzynarodowym forum prezentacja życia i dorobku Jana Czochralskiego, zapomnianego polskiego metaloznawcy i chemika, wybitnego wynalazcy, profesora Politechniki Warszawskiej. Do

spopularyzowania osoby Czochralskiego i jego odkrycia oraz samego kongresu przyczynił się też specjalny datownik okolicznościowy stosowany w UPT na terenie Politechniki.

Natomiast *novum* tej konferencji była prowadzona przez prof. Th. Hahna dyskusja panelowa „Symetria — marzenie czy zhora?”. Wrocławskie spotkanie europejskich krystalografów zgromadziło sporą grupę gości spoza starego kontynentu (m. in. z USA, Kanady, Japonii, Indii). Jedynym wyłącznie europejskim punktem programu było posiedzenie delegatów Europejskiego Towarzystwa Krystalograficznego. Odbędzie się też posiedzenie Komisji Małych Częstotek Światowej Unii Krystalograficznej. Wśród wielu spotkań nieformalnych podczas trwania Konferencji na uwagę zasługuje I Forum nt. LiKSO_4 , na którym spotkali się przedstawiciele trzech „szkół” (indyjskiej, niemieckiej i polsko-radzieckiej), by po raz pierwszy wspólnie przedyskutować istotne różnice w podejściu do struktury tego coraz popularniejszego kryształu.

Podczas Spotkania można było zapoznać się z nowościami wydawniczymi z zakresu krystalografii (w tym z nowymi *Tablicami Międzynarodowymi* — podstawowym narzędziem pracy każdego krystalografa) dostarczonymi przez wydawnictwa zagraniczne (wystawę zorganizował ORWN PAN) oraz najnowszą aparaturą krystalograficzną takich firm jak STOE, Siemens, Enraf-Nonius i Unipress.

Atrakcyjny program pozanaukowy (m. in. wycieczki po Wrocławiu i Dolnym Śląsku oraz zwiedzanie „Panoramy Raławickiej”) dopełniał obrazu wrocławskiej imprezy.

Wrocławskiemu Spotkaniu towarzyszyły cztery konferencje satelitarne: w Rydzynie k. Leszna — poświęcona krystalochemii związków organicznych (org. ICh UAM), w Łodzi — o wzroście kryształów i ciętych kryształach (org. IF PŁ i WAT) w Cieszynie — na temat krystalografii stosowanej (org. IFiChM UŚ. i IMŻ w Gliwicach) oraz we Wrocławiu — o politykach i strukturach modulowanych (org. INTiBS PAN).

Kolejne spotkanie krystalografów europejskich odbędzie się za dwa lata w Wiedniu. Natomiast w przyszłym roku na światowy XIV Kongres zaprasza do Perth Australijskie Towarzystwo Krystalograficzne.

Paweł Tomaszewski

Instytut Niskich Temperatur
i Badań Strukturalnych PAN
Wrocław

Konferencja IX CANAS/Analytiktreffen 1986

W dniach 15—19 września 1986 odbyła się w Neubrandenburg (NRD) IX Konferencja Analitycznej Spektrometrii Atomowej (IX Conference on Analytical Atomic Spectrometry, IX CANAS). Konferencja ta organizowana jest już od pewnego czasu regularnie co dwa lata w krajach RWPG. Poprzednia odbyła się w r. 1984 w Czeskich Budziejowicach, następna odbędzie się w r. 1988 w Polsce (najprawdopodobniej w Toruniu), a kolejna w roku 1990 w Nowosybirsku. Warto może zauważyć, że na terenie Polski zorganizowano już cztery konferencje CANAS. Obecna nazwa została przyjęta na konferencji w Białowieży, w r. 1981.

Tegoroczną konferencję CANAS połączono z konferencją o nazwie „Analytiktreffen 1986”, która jest krajową konferencją NRD poświęconą węzłowym zagadnieniom analityki. Konferencja ta zapoczątkowana została w r. 1974, odbywa się corocznie, a uczestniczy w niej zwykle spora liczba osób spoza granic NRD. Poczynając od roku 1978 co cztery lata konferencja „Analytiktreffen” poświęcona jest problemom spektroskopii atomowej. Obecna, była już trzecią z tej serii.

Organizatorami połączonych konferencji IX CANAS i Analytiktreffen 1986 były: Instytut Chemii Uniwersytetu w Lipsku oraz Towarzystwo Chemiczne NRD (w szczególności Komisja Spektroskopii Analitycznej). Przewodniczącym Komitetu Organizacyjnego był doc. K. Dittrich z Uniwersytetu w Lipsku. Obrady odbywały się w języku angielskim, niemieckim lub rosyjskim.

Omawiana Konferencja odbywała się pod hasłem: „Spektroskopia Atomowa — Postęp i Zastosowania Analityczne”. Na całokształt jej złożyło się 19 posiedzeń plenarnych, 9 sesji dyskusyjnych, 9 sesji plakatowych oraz 9 sesji dyskusyjnych nad plakatami. Ta ostatnia forma, nieczęsto spotykana na konferencjach mających w programie sesje plakatowe, jest szczególnie warta podkreślenia. Referaty wygłaszane na sesjach plenarnych miały przede wszystkim charakter przeglądowy i przedstawiały stan zaawansowania określonej dziedziny spektroskopii atomowej. Na Konferencji wygłoszono łącznie 50 referatów plenarnych (na przewidzianych 55) i przedstawiono 197 plakatów (na przewidywanych 212). W powiązaniu z zorganizowaną przy okazji tej Konferencji wystawą sprzętu, w której uczestniczyły czołowe światowe firmy wygłoszono ponadto 7 referatów dotyczących rozwoju aparatury badawczej.

Tematyka Konferencji była szeroka. Kilka referatów plenarnych dotyczyło np. fundamentalnych problemów współczesnej analityki. I tak, G. Wrener nakreślił główne zadania w najbliższej przyszłości spektrometrii analitycznej; są to mianowicie: poprawa wykrywalności, zwiększenie precyzji, polepszenie selektywności, rozwój metod nieniszczących itd. G. Tölg wygłosił bodaj najciekawszy wykład poświęcony węzłowym problemom wykrywalności pierwiastków w zakresie pikogramowym, a zwłaszcza w złożonych macierzach. L. Galan ustosunkował się do problemu interferencji w złożonych macierzach w plazmie sprzężonej indukcyjnie. P.W.J.M. Boumans wiele uwagi poświęcił problemowi granic wykrywalności i oznaczalności. Ch. I. Zilbersztejn omówił możliwości zastosowania plazmy sprzężonej indukcyjnie (ICP) oraz atomowej spektroskopii fluorescencyjnej LAFS = Laser Atomic Fluorescence Spectroscopy w analityce ultramikrośladów. J. Fijałkowski przedstawił możliwości spektrometryczne oznaczania małych ilości niemetalii, a H. Falk rys historyczny spektrometrii atomowej w ostatnich kilkadziesiąt latach.

Liczne prace prezentowały wysublimowane, wąskospecjalistyczne problemy. K. Dittrich omówił możliwości nietermicznego wzbudzania próbek gazowych. C. L. Chakrabarti ustosunkował się do problemu oddziaływania składu matrycy w spektrometrii absorpcyjnej z kweką grafitową. I. G. Judelewicz natomiast przedstawił możliwości użycia spektrometrii absorpcyjnej w metalurgii wysokiej czystości do potrzeb współczesnej elektroniki. Sporo uwagi poświęcono również pracom dotyczącym badania środowiska naturalnego. R. Rautschke zwróciła uwagę na duże trudności oznaczania spektroskopowego jego mikrozanieczyszczeń natomiast E. Gegus omówił niektóre sposoby prekoncentracji stosowane w badaniu środowiska.

Najliczniej reprezentowane były prace z zakresu absorpcyjnej spektrometrii atomowej, które stanowiły ok. 33% ogółu prac. Spektrometria rentgenowska, masowa i neutronowa a także metoda aktywacji neutronowej stanowiły łącznie ok. 20% ogółu prac. W spektrometrii analitycznej nadal ważną rolę odgrywa łuk elektryczny; prace związane z tą techniką wzbudzenia stanowiły ok. 12%. Spektroskopii laserowej poświęcono ok. 10% prac, a spektroskopii plazmy sprzężonej indukcyjnie ok. 8%. W dalszym ciągu sporym zainteresowaniem cieszy się rtęć — prace związane z tym pierwiastkiem stanowiły ok. 12% ogółu.

W ramach Konferencji odbyło się posiedzenie Komitetu Organizacyjnego CANAS, na którym wybrano nowego prezesa. Został nim prof. Adam Hulanicki z Uniwersytetu Warszawskiego; poprzednim prezesem był doc. K. Dittrich, organizator tegorocznej Konferencji.

Wykaz uczestników Konferencji obejmował łącznie 530 nazwisk. Wśród nich: 358 z NRD, 39 z Polski, 26 z Węgier, 25 z RFN, 22 z Czechosłowacji i 16 z Bułgarii. Uczestnicy Konferencji wywodzili się z 21 krajów i z Berlina Zachodniego. W spektrometrii analitycznej coraz częściej uczestniczą fizycy; w omawianej Konferencji stanowili oni ok. 30% ogółu uczestników.

Dla porządku kronikarskiego należy dodać jeszcze, że prócz programu merytorycznego (obejmującego także dyskusję okrągłego stołu) odbyły się liczne dodatkowe imprezy: kilka koncertów, koktajl, uroczysta kolacja (połączona z występami zespołów regionalnych i znakomitych wręcz akrobatów), wieczór przy różnie, wycieczki wieczorowe statkiem turystycznym, a wreszcie — już po zakończeniu Konferencji — wycieczka do Berlina połączona ze zwiedzaniem Muzeum Pergamońskiego. Tak bogaty program, przy nader napiętym programie merytorycznym, udało się organizatorom bardzo sprawnie zrealizować.

Henryk Wrembel

Zakład Fizyki WSP
Ślupsk

RECENZJE

J. Petykiewicz, *Optyka falowa*, PWN, Warszawa 1986, str. 279, wydanie drugie zmienione, nakład 5000 egz., cena zł 200,—

Optyka falowa jest trzecim wydaniem, a drugim wydaniem zmienionym jedyne w języku polskim opracowania poświęconego w całości zagadnieniom optyki falowej. Drugie wydanie skryptowe ukazało się w 1978 r. w skromnym nakładzie 400 egz. w Wydawnictwie Politechniki Warszawskiej. Recenzowana książka, dedykowana pamięci prof. Wojciecha Rubinowicza, czołowego fizyka polskiego, jest pierwszą, udaną próbą podręcznikowego ujęcia jego pięknego dorobku w dziedzinie teorii dyfrakcji fal świetlnych. Jest ona oryginalnym podręcznikiem opracowanym na bardzo dobrym, akademickim poziomie na podstawie wykładów prowadzonych przez Autora na Wydziale Fizyki Technicznej i Matematyki Stosowanej Politechniki Warszawskiej. Przeznaczona jest przede wszystkim dla studentów fizyki wyższych lat studiów i doktorantów, ale może być również wykorzystana przez pracowników naukowych zajmujących się optyką lub stosujących metody optyczne w swych badaniach.

Materiał zawarty w 10 rozdziałach opiera się na elektromagnetycznej teorii światła i obejmuje elementy teorii koherencji, dyfrakcję światła w przybliżeniu skalarnym i wektorowym, optykę kryształów z anizotropią wymuszoną i wpływem dyspersji przestrzennej i czasowej na rozprzestrzenianie się fal świetlnych, elementy holografii optycznej, zjawisko rozpraszania światła (na cząstkach izolowanych np. elektronach swobodnych, indukowanych dipolach elektrycznych, cząsteczkach anizotropowych, niejednorodnościach, zawiesinach i na cząstkach przezroczystych) oraz klasyczne ujęcie opisu zjawisk nieliniowych w optyce. Autor porusza wiele ważnych i trudnych zagadnień, które niejednokrotnie nie nadają się do samodzielnego studiowania bez odpowiedniego przygotowania i wymagają korzystania z dodatkowych materiałów źródłowych. Najwięcej miejsca poświęca zjawisku dyfrakcji, które w uporządkowany sposób stanowi cenny materiał dydaktyczny niespotykany dotąd w ujęciu podręcznikowym. Matematyczne ujęcie aktualnej dzisiaj tematyki propagacji światła w ośrodkach jednorodnych i niejednorodnych opiera się na jednej z dwóch podstawowych, ściśle ze sobą powiązanych, teorii: falowej teorii światła i teorii promieni świetlnych. W niektórych jednak przypadkach konieczna jest znajomość obu tych teorii, ponieważ są one niezbędne do badania rozchodzenia się światła w ośrodku lub do pełnej interpretacji określonego zjawiska optycznego. Stąd też rozdz. 10 zatytułowany „Przybliżenie optyki geometrycznej” jest uzupełnieniem, a raczej dodatkiem do zagadnień rozważanych na gruncie optyki falowej. Obejmuje on mianowicie rozważania dotyczące przejścia do optyki geometrycznej jako granicznego przypadku optyki falowej. Rozdział ten zawiera przekształcenia wiązki świetlnej przechodzącej przez elementy optyczne ograniczone płaskimi i sferycznymi powierzchniami. Wprowadzając macierze przesunięcia (translacji) i załamania (refrakcji), Autor przy okazji zapoznaje czytelnika ze związłym i modnym dzisiaj (lecz mało u nas rozpowszechnionym) macierzowym opisem zjawisk optyki gaussowskiej.

Mankamentem opracowania jest skromne ujęcie zjawiska interferencji światła, obejmujące wyłącznie zagadnienie prążków jednakowego nachylenia i jego wykorzystanie w interferometrze Fabry’ego-Pérot’a. Wspomniano tylko o podziale amplitudy fali na warstwach klinowatych i przypadku tworzenia prążków jednakowej grubości. Oprócz drobnej wzmianki pominięto metodę interferencji światła wskutek podziału frontu falowego łącznie z jej typowymi przypadkami (np. doświadczenie Younga, bipryzmat Fresnela i zwierciadło Lloyda), oraz zagadnienie fal stojących. W opracowaniu zauważyłem też pewne błędy redakcyjne i drukarskie:

30₆: powinno być $E\partial(\nabla\epsilon/\epsilon)/\partial s$ zamiast $E\partial/\partial s(\nabla\epsilon/\epsilon)$,

32^s: „ $\partial v/\partial n$ zamiast $\partial x/\partial n$,

45: we wzorze (2.21) powinno być $\sqrt{k^2 - k_1^2 - k_2^2}$, a we wzorze (2.22) powinny występować trzy całki zamiast czterech,

- 85: we wzorach (3.66) powinno być $2\pi\bar{v}t$ zamiast $2\pi(\bar{v}t)$,
- 89: u dołu obok wskaźnika „ m ” niepotrzebnie wprowadza się dodatkowy wskaźnik „ l ”,
- 91: we wzorze (3.100) obok iloczynu dn (grubość warstwy razy współczynnik załamania) występują elementy różniczkowania $d\varphi$ i dm ,
- 92^{4,5}: definicja ostrości F różni się od definicji wyrażonej wzorem (3.103). Poza tym w tekście rozważane są małe wartości ε ; tymczasem na rys. 3.24 $\varepsilon \simeq 1,7\pi$, co zresztą jest sprzeczne z wartością przedstawioną na wykresie,
- 110: założenie $m = \infty$ jest niejasne; m oznacza bowiem liczbę stref Fresnela, która w rozważanym przypadku jest skończona.

W książce spotkać też można pewne niekonsekwencje w znakowaniu. I tak np. elementy objętości oznaczono przez dv , dV , $d\tau$ (str. 31, 32, 33). W wyrażeniu podcałkowym we wzorze (1.85) na str. 31 występują dwie różne funkcje skalarne: f i v , oraz elementy całkowania: df i dv (powierzchni i objętości), które mogą sugerować różniczki zupełne wyżej wspomnianych funkcji.

Pomimo zauważonych kilku błędów drukarskich (np. na str. 43, 47, 51, 79, 85, 87, 91), korekta przeprowadzona została starannie.

Autor korzysta też z żargonu (np. na str. 35: prąd j_0), który należałoby wyeliminować. Wydaje mi się również, że często używana przez Autora forma bezosobowa (jak np. zakłada się, rozważa się, korzysta się itp.) powinna być zastąpiona inną formą powszechnie stosowaną (np. założmy, rozważmy itp.). Te drobne usterki nie przeszkadzają jednak w odbiorze tekstu.

Reasumując należy stwierdzić, że recenzowana książka poświęcona optyce falowej przedstawia czytelnikowi szeroką skalę problemów i jest doskonałym wprowadzeniem w krąg ważnych i trudnych zagadnień optyki współczesnej.

Eugeniusz Jagoszewski

Institut Fizyki
Politechnika Wroclawska
Wroclaw

KRONIKA

PTF

Umowa o współpracy między PTF i DPG

Po ponad dwuletnich staraniach została podpisana umowa o współpracy między Polskim Towarzystwem Fizycznym i jego odpowiednikiem w Republice Federalnej Niemiec — Deutsche Physikalische Gesellschaft (DPG). Jest to już siódma umowa o współpracy zawarta w okresie powojennym przez PTF. Pozostałe umowy zawarto z towarzystwami fizycznymi lub innymi organizacjami zrzeszającymi fizyków Czechosłowacji, Bułgarii, Finlandii, Jugosławii, NRD i Węgier. Współpraca z Finlandią i Jugosławią nigdy niestety nie wyszła poza ramy wymiany dokumentów. Umowy z towarzystwami pozostałych krajów owocują przede wszystkim w postaci wymiany bezdewizowej pracowników naukowych i pedagogów z krajów współpracujących.

Umowa z DPG obejmuje szereg spraw istotnych dla rozwoju dobrych stosunków między fizykami polskimi i ich kolegami z Republiki Federalnej Niemiec.

Obydwa towarzystwa (PTF i DPG) dokładać będą starań, aby ułatwić kontakty między fizykami, laboratoriami i instytutami w obu krajach, zachęcając do udziału w konferencjach, sympozjach, szkołach letnich i innych spotkaniach naukowych w RFN i w Polsce.

Oba Towarzystwa będą informować się wzajemnie o planowanych konferencjach, sympozjach, seminariach specjalistycznych, szkołach i innych spotkaniach, które mogą okazać się interesujące dla fizyków z kraju współpracującego.

Oba Towarzystwa pomagać sobie będą w wymianie literatury naukowej nieosiągalnej lub trudnej do zdobycia w drugim kraju.

Oba Towarzystwa popierać będą wymianę informacji i czasopism z zakresu nauczania fizyki w szkołach różnych typów i na uniwersytetach.

Oba Towarzystwa będą informować się nawzajem o osiągnięciach w dziedzinie nowych metod

i aparatury przydatnej w ochronie środowiska naturalnego, czy też w ewentualnym wykrywaniu jego zanieczyszczeń.

Oba Towarzystwa organizować będą wymianę bezdewizową fizyków, a w szczególności młodych fizyków do lat 30, w celu brania udziału w imprezach naukowych w drugim kraju. Dotyczy to oczywiście osób nie mających innych możliwości wyjazdu w postaci delegacji przez instytucję zatrudniającą. Liczba osobodni do wymiany na dany rok będzie ustalana każdorazowo w zależności od potrzeb i możliwości finansowych danego Towarzystwa. Liczba ta nie powinna być wszakże mniejsza niż 30 osobodni. Koszty podróży do miasta docelowego w RFN pokrywa instytucja zatrudniająca lub sam zainteresowany. Strona przyjmująca zapewnia pokrycie kosztów zakwaterowania i żywienia, jak również kosztów podróży na terenie własnego kraju, wynikających z programu naukowego.

Umowa została podpisana przez prezesów obu Towarzystw: profesorów Joachima Trümpera i Tadeusza Skalińskiego. Weszła w życie dnia 1 kwietnia 1987 i ważna jest przez trzy lata.

Oddziały terenowe PTF poinformowane zostały specjalnym listem Zarządu Głównego o możliwościach wyjazdu wynikających z powyższej umowy.

Janusz Konopka

Oddział Kielecki

W dniu 1 grudnia 1986 odbyło się Walne Zebranie Oddziału. Podsumowano działalność Oddziału w ciągu ostatnich dwóch lat oraz dokonano wyboru nowego Zarządu.

Do najważniejszych osiągnięć ustępującego Zarządu, pracującego pod kierunkiem doc. Mariana Kargola, należy zaliczyć zorganizowanie w 1985 r., przy współudziale Ośrodka Doskonalenia Nauczycieli, konferencji naukowo-dydaktycznej dla nauczycieli fizyki (temat: współczesne problemy fizyki

i dydaktyki fizyki) oraz pozyskanie dla Towarzystwa dalszych 16 członków.

Nowowybrany Zarząd ukonstytuował się jak następuje: przewodniczący — Krystyna Małuszyńska, z-ca przewodniczącego — Janusz Braziewicz, sekretarz — Witold Baran, skarbnik — Roman Suchanek, członek Zarządu — Zbigniew Włodarczyk, korespondent Oddziału — Małgorzata Suchańska.

Wzorem lat ubiegłych planuje się zorganizowanie w czerwcu br. konferencji naukowo-dydaktycznej dla nauczycieli fizyki.

Małgorzata Suchańska

Stulecie urodzin Wertensteina

Dnia 16 kwietnia 1987 upłynęło sto lat od urodzenia się Ludwika Wertensteina, jednego z fizyków najwcześniej zajmujących się w Polsce badaniami w dziedzinie promieniotwórczości. Wertenstein był asystentem Marii Skłodowskiej-Curie w Paryżu, a później przez wiele lat kierownikiem Pracowni Radiologicznej Towarzystwa Naukowego Warszawskiego i profesorem Wolnej Wszechnicy Polskiej. Wykształcił paru wyróżniających się uczniów, m. in. Józefa Rotblata i Mariana Danyśa. Był doskonałym eksperymentatorem, zdolnym również do przyswajania sobie koncepcji teoretycznych. Był także wytrawnym popularyzatorem, umiejącym przedstawiać nawet trudne sprawy w sposób jasny i zrozumiały. Obdarzony wyostrzonym zmysłem krytycznym nie akceptował wyników nie opartych na solidnym ścisłym rozumowaniu lub na dokładnie kontrolowanych doświadczeniach.

Zmarł 17 stycznia 1945 w Budapeszcie.

Wspomnienia o nim, obszernie omawiające jego działalność, ukazały się w *Postępiech Fizyki* 16, 627, 631, 633 (1965); 35, 397 (1984); 37, 151 (1986).

B. W.

Jubileusze teoretyków

W dniu 11 grudnia 1986 r. odbyło się w Instytucie Fizyki Teoretycznej Uniwersytetu Warszawskiego uroczyste konwersatorium poświęcone sześćdziesiątej rocznicy urodzin profesorów Wojciecha Królikowskiego i Zdzisława Szymańskiego. Wzięli w nim liczny udział koledzy i uczniowie obu profesorów

zarówno z IFT UW, jak i z innych ośrodków fizyki. Po wręczeniu jubilatów przez dyrektora Instytutu pamiątkowych albumów głos zabrali zaproszeni goście, w kolejności: prof. Grzegorz Białkowski (JM Rektor Uniwersytetu Warszawskiego), prof. Stanisław Ogaza (Instytut Fizyki Jądrowej, Kraków), prof. Jerzy Pniewski (Instytut Fizyki Doświadczalnej UW).

Profesor Białkowski przypomniał, że jest pierwszym uczniem prof. Królikowskiego i w bardzo serdecznych słowach podziękował Jubilatowi za wpływ jaki wywarł na jego życie i karierę naukową oraz za bezpośredni i pośredni wkład prof. Królikowskiego w rozwój badań nad teorią cząstek elementarnych w Polsce. Następnie prof. Białkowski krótko przypomniał życiorys Królikowskiego i scharakteryzował jego działalność naukową i najważniejsze osiągnięcia.

Jako drugi zabrał głos prof. Ogaza z Instytutu Fizyki Jądrowej w Krakowie, reprezentujący fizykę jądra atomowego. Swoje wystąpienie poświęcił drugiemu Jubilatowi, prof. Szymańskiemu. Podkreślił wielki międzynarodowy autorytet, jakim cieszy się prof. Szymański i w dowcipny sposób wyznał, że poza Instytutem Fizyki Teoretycznej Uniwersytetu Warszawskiego jest jeszcze kilka innych ośrodków fizyki jądrowej, które traktują prof. Szymańskiego jako swojego pracownika. Następnie prof. Ogaza zwięźle omówił najważniejsze wyniki naukowe Szymańskiego.

Na zakończenie uroczystości wystąpił prof. Jerzy Pniewski, senior Wydziału Fizyki UW. Zawsze pełen wspomnień i interesujących anegdot z życia Wydziału, na przestrzeni 50 już lat, przypomniał on początki kariery naukowej obu jubilatów na tle historii Wydziału z okresu lat pięćdziesiątych i wśród niezapomnianych ludzi: Leopolda Infelda, Stefana Pieńkowskiego i Wojciecha Rubinowicza. Wystąpienie prof. Pniewskiego było ciepłym finałem tej miłej uroczystości.

Stefan Pokorski

Nagroda Hewletta-Packarda

Laureatem tegorocznej nagrody Hewletta-Packarda, przyznawanej przez Europejskie Towarzystwo Fizyczne, został Igor K. Yanson z Fizyko-Technicznego Instytutu Niskich Temperatur Ukraińskiej Akademii Nauk w Charkowie. Profesor Yanson odkrył w 1974 r. tzw. spektroskopię tunelową punktowego kontaktu i zastosował ją do badania metali. Metoda ta polega na pomiarze

charakterystyki prądowo-napięciowej (dynamicznej oporności) kontaktu między metalami. Jeśli rozmiary kontaktu są dostatecznie małe, o oporności złącza decydują zjawiska w obszarze kontaktu. W szczególności, gdy rozmiary kontaktu są mniejsze od drogi swobodnej elektronu, elektrony w obszarze kontaktu są przyspieszane przez przyłożone pole elektryczne a prąd staje się określony przez procesy niesprężyste. Oporność dynamiczna takiego kontaktu dostarcza więc bezpośrednich informacji o widmie fononowym i oddziaływaniu elektron-fonon. W ostatnich latach spektroskopię punktowego kontaktu zastosowano z powodzeniem do badania szeregu innych zjawisk czułych na dynamiczne własności elektronów, jak np. efekt Kondy.

Europhysics News 18, No 2 (1987)

T. D.

Nagroda SIGRI

Nagrodę SIGRI, przyznawaną przez Sekcję Węglową Niemieckiego Towarzystwa Ceramicznego (RFN) otrzymał w 1986 r. dr hab. Franciszek Rozpłoch z Instytutu Fizyki UMK w Toruniu. Koncern SIGRI jest największym w Europie Zachodniej producentem materiałów grafitowych. Koncern ten pierwotnie stanowił część firmy Siemens. Siemens Graphit Industrie dała początek skrótowi, używanemu jako właściwa nazwa.

Rozpłoch otrzymał nagrodę SIGRI za prace dotyczące elektronowych własności węgla pierwiastkowego, a w szczególności za prace wyjaśniające zjawisko ujemnej magnetooporności i rolę niesparowanych elektronów w różnych stadiach rozkładu termicznego poliaromatów i w różnych stanach zaburzonego uporządkowania strukturalnego syntetycznych węgli.

Nagroda została wręczona laureatowi podczas konferencji CARBON'86 w Baden-Baden przez przewodniczącego Zarządu Sekcji Węglowej Niemieckiego Towarzystwa Ceramicznego prof. H. P. Boehma.

Hanna Męczyńska

Nagroda Landaua

Prezydium Akademii Nauk ZSRR przyznało nagrodę im. L. D. Landaua za r. 1986 Borysowi I. Szklowskiemu i Aleksiejowi L. Efrosowi (obaj z Inst. Fizyczno-Technicznego im. Joffego,

AN ZSRR) za cykl prac poświęconych oddziaływaniu kulombowskiemu i transportowi w układach nieuporządkowanych ze stanami zlokalizowanymi.

Badania te dotyczą kinetyki układów nieuporządkowanych z lokalizacją elektronów, a wyniki pozwalają opisać układy domieszkowane amorficzne i cieczopodobne. Autorzy zastosowali teorię przeciekania (perkolacji) do kinetyki zlokalizowanych elektronów, wyjaśniając przy tym istotę i rolę oddziaływania między elektronami.

Vestn. AN SSSR No 12 (1986)

B. W.

Medal Maxa Plancka

Niemieckie Towarzystwo Fizyczne przyznało Medal Maxa Plancka za r. 1987 Juliusowi Wessowi za wybitny wkład w rozszerzenie naszej wiedzy o symetriach w fizyce cząstek elementarnych.

Wess urodził się w 1934 r. w Austrii. Studiował na uniwersytecie w Wiedniu. Od 1968 r. jest profesorem uniwersytetu w Karlsruhe. W swoich pracach pokazał, że można rozszerzyć możliwe symetrie cząstek elementarnych. Jego „superymetria” łączy fermiony z bozonami i symetrię czaso-przestrzenną z symetrią wewnętrzną. Chociaż nie wiadomo jeszcze, czy supersymetria rzeczywiście występuje w realnym świecie, jednak ta idea znalazła ogromny oddźwięk w pracach fizyków i matematyków. Jej rozwinięcie prowadzi do interesującego rozszerzenia znanych teorii cząstek elementarnych i grawitacji (supergrawitacja).

Medal Maxa Plancka jest najwyższym odznaczeniem przyznawanym przez Niemieckie Towarzystwo Fizyczne. Został ustanowiony w 1929 r., a pierwszymi laureatami byli Max Planck i Albert Einstein.

Phys. Bl. 43, No 3 (1987)

B. W.

Europejska Akademia Nauk i Sztuk

Jej nazwa francuska brzmi: Académie Européenne des Sciences, des Arts et des Lettres, angielska: European Academy of Arts, Sciences and Humanities. W tych dwóch językach ogłasza ona swoje dokumenty. Symbolem Akademii jest litera grecka Φ .

Instytucja ta powstała w 1980 r. Jej siedzibą jest Paryż.

Akademia Europejska stawia sobie za cel poprawienie współpracy międzynarodowej w dziedzinie badań naukowych, nauczania, sztuki i literatury. W okresie daleko posuniętej specjalizacji dąży ona do stworzenia syntezy międzydyscyplinarnej w bardzo szerokim zakresie. Toteż w skład Akademii wchodzi uczeni, artyści i pisarze.

Według stanu z 1985 r. Akademia liczy 130 członków rzeczywistych należących do 40 różnych akademii narodowych, w tym 34 laureatów nagrody Nobla z rozmaitych dziedzin (kilku zmarło od tego czasu) oraz pewnej liczby członków korespondentów, do których należy od 1985 r. również autor tej notatki. Wymieńmy członków, którzy są laureatami nagrody Nobla z fizyki lub z chemii, według krajów: z Belgii — Ilya Prigogine; z Francji — Louis de Broglie (zmarł w marcu 1987) i Louis Neel; z RFN — Manfred Eigen, Ernest Fischer, Otto Haxel, Rudolf Mösbauer, Georg Wittig; ze Szwajcarii — Vladimir Prelog; ze Szwecji — Hugo Theorell (biochemik, laureat nagrody Nobla z fizjologii i medycyny; zmarł); z Wielkiej Brytanii — Sir Derek Barton, Dorothy Hodgkin, John Kendrew, Max Ferdinand Perutz, George Porter, Pakistańczyk Abdus Salam (z tytułu przynależności do Royal Society), Lord Todd (zmarł), Geoffrey Wilkinson; ze Związku Radzieckiego — Nikołaj Basow i Piotr Kapica (zmarł). W skład Akademii wchodzi także kilku delegatów z krajów pozaeuropejskich, w tym laureaci nagrody Nobla z interesujących nas dziedzin: Argentynczyk L. F. Leloir, Kanadyjczyk Gerhard Herzberg oraz Amerykanin ze Stanów Zjednoczonych — William Lipscomb i Robert Mulliken. Spośród członków Akademii — wybitnych fizyków, którzy jednak nie otrzymali nagrody Nobla, nie można nie wymienić Włocha Edouardo Amaldiego. Wśród członków Akademii jest również Polak — kompozytor Witold Lutosławski, z racji przynależności do Francuskiej Akademii Sztuk. Na czele Akademii Europejskiej znajduje się 10-osobowe prezydium. Prezesem Akademii jest Raymond Daudel — wybitny francuski chemik kwantowy, członek Akademii Nauk w Paryżu; sekretarzem generalnym jest malarka francuska Nicole Lemaire d'Agaggio, autorka pracy doktorskiej na temat związku między nauką i sztuką. Akademia ma również komitet honorowy, w którym zasiadają głowy kilku państw, ministrowie i inni przedstawiciele świata politycznego pod przewodnictwem dyrektora generalnego UNE-

SCO — Senegalczaka Amadou Bahtara MBow. Wiąże się to z faktem, że Akademia Europejska ściśle z UNESCO współpracuje.

Międzynarodowy charakter Akademii uniemożliwia zbyt częste spotkania członków. Jej działalność sprowadza się więc głównie do corocznych kolokwium. Pierwsze takie kolokwium odbyło się w 1980 r. w Paryżu w siedzibie UNESCO, na temat aktualnych zależności między nauką, sztuką i filozofią. Ostatnie kolokwium odbyło się w ub. r., również w siedzibie UNESCO w Paryżu; temat obrad brzmiał: Europejska przestrzeń kulturowa i naukowa oraz dialog między krajami Północy i krajami Południa. Najbliższe kolokwium odbędzie się pod koniec br. w Rzymie pod protektorem Accademia Nazionale dei Lincei, na temat przenikania nauki do kultury.

Ponadto członkowie Akademii uczestniczą, we współpracy z różnymi organizacjami międzynarodowymi, w przygotowaniu dokumentów dotyczących nauki i sztuki.

Józef Hurwic

Nadprzewodnictwo powyżej 77 K

W końcu lutego br. obiegła świat wiadomość o wykryciu materiału, który przechodzi w stan o zerowej oporności w temperaturze 80 K. Odkrycia dokonał zespół fizyków z uniwersytetów w Huntsville (Alabama) i Houston (Texas), kierowany przez Paula C. W. Chu. Badanym materiałem był spiek związku $(Y_{0.6}Ba_{0.4})_2CuO_4$. Prace grupy Chu były inspirowane wcześniejszym odkryciem Bednorza i Müllera z laboratoriów IBM w Zurychu, że związki typu La-Ba-Cu-O przechodzą do fazy nadprzewodzącej w temperaturach ok. 30 K, tj. znacząco wyższych niż znane dotychczas nadprzewodniki (rekord, ustanowiony w 1973 r., wynosił 23 K dla stopu Nb_3Ge).

W nurt powyższych badań, prowadzonych obecnie w co najmniej kilkudziesięciu laboratoriach na świecie, włączyli się bardzo szybko P. Przysławski, J. Igalson, J. Rauluszkiewicz i T. Skośkiewicz z Instytutu Fizyki PAN w Warszawie. Pomiar przewodnictwa elektrycznego oraz podatności magnetycznej otrzymanych materiałów potwierdzają, że związek La-Sr-Cu-O staje się nadprzewodnikiem w 35 K. W związku Y-Ba-Cu-O zaobserwo-

wano początek przejścia do fazy nadprzewodzącej w 96 K, przy czym stan o zerowej oporności pojawia się w 90 K

Dochodzą obecnie (marzec 1987) wiadomości o rozpoczęciu badań doświadczalnych i teoretycznych wysokotemperaturowych nadprzewodników w Krakowie, Lublinie, Poznaniu i Wrocławiu.

Czy będziemy świadkami nowego przełomu technologicznego?

T. D.

Czy nukleosynteza we Wszechświecie jeszcze trwa?

Doniosłym osiągnięciem w dziedzinie astronomii gamma było odkrycie, za pomocą satelity amerykańskiego, obecności ^{26}Al w kosmosie. Izotop ^{26}Al powstaje w reakcji $^{25}\text{Mg}(p, \gamma)^{26}\text{Al}$, a następnie rozpada się z czasem połowicznego zaniku 716 000 lat w 82% przez przemianę β^+ i w 18% przez wychwytywanie elektronu. Wynikiem tego rozpadu jest wzbudzone jądro ^{26}Mg , które przechodzi do stanu podstawowego z emisją kwantów γ o energii 1.809 MeV. Te właśnie kwanty zaobserwowano za pomocą satelity. Udało się więc stwierdzić, że również w obecnej(?) epoce stale są wytwarzane nowe pierwiastki.

Ogólnie przypuszcza się, że procesy syntezy jądrowej zachodzą w określonych obiektach, takich jak supernowe, nowe i gwiazdy o wielkich masach. Z miejsc, gdzie powstaje, izotop ^{26}Al dyfunduje do ośrodka międzygwiazdowego i tam może być obserwowany w ciągu czasu rzędu miliona lat. Spektrometr γ umieszczony na satelicie odbierał sygnały z bardzo szerokiego kąta bryłowego i dlatego nie można było zlokalizować źródła. Obecnie trwają pomiary, mające na celu uzyskanie danych dotyczących kierunków, z których przychodzi promieniowanie γ o energii 1.809 MeV.

Phys. Bl. 43, No 2 (1987)

B. W.

Ku realizacji SSC

Amerykańskie plany budowy wielkiego akceleratora SSC (Superconducting Super Collider), o których pisaliśmy już kilkakrotnie (ostatnio w Kronice 1/85), stają się coraz bardziej realne. Ostatnio Prezydent USA zatwierdził projekt podjęcia tego przedsięwzięcia. Budowa SSC miałaby

się zacząć w roku budżetowym 1988, a zakończyć w 1996. Termin wykonania prac zależy będzie zarówno od tego, kiedy Kongres USA zaakceptuje decyzję prezydencką, jak i od wysokości przyznanych na budowę kwot. Po uzyskaniu akceptacji Kongresu, specjalna komisja ma się zająć wyborem najlepszego miejsca dla SSC.

Przypomnijmy, że tunel SSC ma mieć obwód 84 km i średnicę przekroju 3 m. Wiązki zderzających się protonów będą przyspieszane do energii 20 TeV każda. Koszt budowy ocenia się na 3.2 mld dol. (wg wartości dolara przewidzianej na r. 1988), natomiast detektory, komputery i inna aparatura pomocnicza ma kosztować 1.2 mld dol.

Wśród fizyków panuje przekonanie, że to wielkie urządzenie umożliwi rozstrzygnięcie niektórych problemów stojących przed fizyką cząstek elementarnych.

CERN Courier 27, No 2 (1987)

B. W.

Fizycy w RFN

W zeszycie 1/87 *Physikalische Blätter* I. Peschel przeprowadza analizę danych zebranych przez Niemieckie Towarzystwo Fizyczne, a dotyczących liczby studiujących fizykę i rodzaju zatrudnienia fizyków w RFN. W 1974 r. NTF opracowało prognozę dziesięcioletnią co do liczby zapisów na I rok studiów fizyki. Oto jak wypada jej porównanie z rzeczywistą liczbą studentów I roku: 1975 r. — 3820 studentów (prognoza 3050), 1980 r. — 3930 stud. (progn. 3560), 1985 r. — 6030 stud. (progn. 4760).

Dyplom fizyka (odpowiednik naszego magisterium z fizyki) uzyskało w 1980 r. — 1040 studentów, w 1982 r. — 1290, w 1984 r. — 1480.

W 1985 r. w RFN rozkład zatrudnienia fizyków przedstawiał się następująco: gospodarka — 15 tys. osób, oświata — 15 tys. uczelnie — 5 tys., instytuty badawcze — 5 tys. inne miejsca pracy — 5000.

Phys. Bl. 43, No 1 (1987)

Henryk Wrembel

Dyrektor Generalny CERN-u o „Wielkiej Fizyce”

W listopadzie 1986 odbyło się w Bad Honnef zebranie dyskusyjne Niemieckiego Towarzystwa Fizycznego na temat stanu obecnego i przyszłości

badań wymagających wielkich nakładów. Jednym z głównych referentów był Herwig Schopper, dyrektor generalny CERN-u.

Dotychczas jednym z głównych zadań fizyki było poszukiwanie niepodzielnych cząstek elementarnych, które miałyby być składnikami cząstek bardziej złożonych. Kolejno były to atomy, jądra atomowe i elektrony, nukleony i wreszcie kwarki i leptony. Schopper zwraca uwagę, że w miarę posuwania się po tej drodze stwierdzano, że energia wiązania stanowi coraz większą część energii odpowiadającej masie spoczynkowej cząstki. Dla cząsteczki chemicznej stosunek energii wiązania do całkowitej masy spoczynkowej jest rzędu 10^{-10} , dla jądra złożonego z nukleonów stosunek ten jest rzędu 10^{-3} , a np. dla hadronów złożonych z kwarków jest większy od 10^{-2} . Przyjmując, że tendencja ta utrzymałaby się w dalszym ciągu drogi ku jakimś subkwarkom, należałoby zapytać czy w końcu można jeszcze mówić o izolowanych cząstkach. Siły stają się tak duże, że cząstki „rozpływają się”, tracąc swoją indywidualność. Jest więc zrozumiałe, że przedmiotem zainteresowania stają się nie tyle cząstki elementarne, co podstawowe siły działające w przyrodzie. Obecnie odróżniamy cztery oddziaływania: silne elektromagnetyczne, słabe i grawitacyjne, aczkolwiek nie jest wykluczone, że odkryjemy jeszcze inne. Pojawia się kwestia, czy te cztery oddziaływania uda się zjednoczyć i pokazać, że są przejawami jakiejś jednej siły uniwersalnej. W ub. stuleciu połączenie oddziaływań elektrycznych i magnetycznych było jednym z wielkich osiągnięć fizyki. W ostatnich latach udało się zjednoczyć oddziaływania elektromagnetyczne i słabe.

Z eksperymentalnego punktu widzenia szczególnie interesujące są zderzenia cząstek z odpowiednimi antycząstkami (np. protonów z antyprotonami) w pierścieniach akumulacyjnych. Przy zderzeniu, cząstki ulegają anihilacji i na bardzo krótki czas powstaje *fireball* czystej energii, z której kondensują się nowe cząstki. Widzimy tu ścisły związek fizyki cząstek elementarnych z astrofizyką — w pewnym sensie powtarzamy w skali laboratoryjnej najwcześniejsze stadia powstawania Wszechświata.

Pragniemy dysponować coraz wyższymi energiami. W miejsce akceleratorów z tarczą spoczywającą coraz większą rolę zaczynają odgrywać zderzacze. Równoległe do postępu w dziedzinie akceleratorów biegnie rozwój urządzeń detekcyjnych i służących do opracowania danych. Po okresie konkurencji między laboratoriami amerykańskimi i europejskimi przechodzimy stopniowo do okresu ogólno-

światowej koordynacji, w którym powtarzanie wysiłków zastępuje się ich komplementarnością.

Jakie jest uzasadnienie poważnych nakładów finansowych na fizykę wielkich energii? Według Schoppera chodzi przede wszystkim o zaspokojenie odwiecznej ciekawości ludzkiej wobec zjawisk otaczającego nas świata. Może jeszcze ważniejsze jest, że poznając przyrodę musimy zmieniać nasz sposób myślenia. Najlepszymi przykładami są: teoria względności i mechanika kwantowa. Schopper sądzi, że obecnie stoimy przed nowym przełomem. Nasze poglądy na to, jakie są pierwsze zasady rozumienia przyrody, mogą ulec zasadniczym zmianom. Drugim istotnym czynnikiem jest sprawa współpracy międzynarodowej, która jest szczególnie ścisła w fizyce wielkich energii i która musi przyczynić się do wzrostu wzajemnego zaufania między krajami różnych kręgów kulturalnych, ustrojów społecznych itp.

Do CERN-u należy 14 państw, i 190 instytucji z tych państw współpracuje ściśle z CERN-em. Z państw nie należących do CERN-u współpracuje 110 instytucji (m. in. 52 z USA, 9 z Kanady, po 8 z ZSRR i Japonii, 6 z Polski, 4 z Indii).

Prace badawcze w dziedzinie fizyki wielkich energii wprawdzie nie prowadzą wprost do zastosowań praktycznych, ale stanowią potężny bodziec rozwoju wielu gałęzi techniki (pisaliśmy już o tym w Kronice 4/85). Trudne zadania, jakie wielkie laboratoria stawiają producentom aparatury, zmuszają ich do doskonalenia dotychczasowych i szukania nowych rozwiązań technologicznych.

Phys. Bl. 43, No 3 (1987)

B. W.

Wielka Gra o fizykę cząstek

Telewizja szwedzka w serii gier typu „20 pytań” urządziła grę zawierającą pytania z dziedziny fizyki cząstek elementarnych, od dotyczących problemów stosunkowo dobrze znanych aż do pytań o cząstki *W* i *Z* i oddziaływania słabe, tj. zagadnień nie przedstawianych jeszcze w podręcznikach szkolnych. Zwycięzcą został osiemnastoletni Janne Wallenius, wygrywając przy tym 48 000 koron (ok. 8000 dol.) oraz zaproszenie do zwiedzenia CERN-u i paru innych laboratoriów fizyki cząstek.

Inicjatywa telewizji szwedzkiej warta jest chyba uwagi i naśladowania.

CERN Courier 27, No 2 (1987)

B. W.

Historia CERN-u

W końcu 1982 grupa historyków kierowana przez Armina Hermanna, znanego historyka nauk ścisłych, profesora Uniwersytetu w Stuttgarcie, rozpoczęła opracowywanie historii CERN-u. Niedawno opublikowano I tom (liczący 550 s.), tego studium — *Launching the European Organization for Nuclear Research*, North—Holland 1987.

Przedstawione tam są dążenia do utworzenia wspólnego europejskiego ośrodka badań jądrowych, trudności, jakie przy tym powstawały, stanowiska fizyków i polityków, wybór miejsca na ten ośrodek, decyzja budowy największego wówczas na świecie akceleratora protonów.

Tom drugi, obejmujący lata konstrukcji i uruchomienia synchrotronu protonowego oraz prac nad projektem pierścieni akumulacyjnych (ISR), jest w przygotowaniu i ukaże się prawdopodobnie w przyszłym roku.

CERN Courier 27, No 2 (1987)

B. W.

Krystyna Trzeciak-Jabłońska (1949—1986)

W dniu 4 października 1986 r. po rocznej ciężkiej chorobie zmarła dr Krystyna Trzeciak-Jabłońska, adiunkt Zakładu Fizyki Jądrowej Niskich Energii

IF Uniwersytetu Łódzkiego. Urodziła się w 1949 r. w Łodzi. Po ukończeniu w 1972 r. studiów fizyki na Uniwersytecie Łódzkim rozpoczęła pracę zawodową w Instytucie Fizyki tegoż Uniwersytetu. W 1977 r. wyjechała do ZIBJ w Dubnej na pięcioletni staż naukowy, gdzie kontynuowała rozpoczęte w kraju badania dotyczące reakcji jądrowych wywoływanych przez neutrony, uczestnicząc w pracach eksperymentalnych, poświęconych głównie wyznaczaniu parametrów rezonansów neutronowych. W 1981 r. uzyskała w Uniwersytecie Łódzkim stopień doktora nauk fizycznych na podstawie rozprawy „Badanie całkowitych szerokości radiacyjnych Γ_γ ”. Krystyna Trzeciak-Jabłońska opublikowała, głównie w czasopismach i materiałach konferencji międzynarodowych, 24 prace naukowe. Była bardzo aktywna i zaangażowana w pracy dydaktycznej oraz w organizacyjnych przedsięwzięciach Zakładu, Instytutu i PTF, podejmując chętnie i z własnej inicjatywy różnorakie zadania. Bardzo wrażliwa, pełna entuzjazmu i radości życia, chętna do niesienia pomocy innym, zyskała sobie przyjaźń i wdzięczność nie tylko najbliższych kolegów i współpracowników.

Lech Łasoń, Marian Przytuła

KALENDARZ IMPREZ

Informację podajemy w następującej kolejności: data i miejsce imprezy, organizator, adres, pod który należy nadsyłać zgłoszenia i ewentualne streszczenia prac, Z — termin zgłoszeń, A — termin nadsyłania streszczeń, P — przewidywane wydanie materiałów, U — przewidywana liczba uczestników, język (jeżeli inny niż polski), O — wysokość opłaty konferencyjnej.

KONFERENCJE 1987

18—20 sierpnia 1987, Toruń

Colloquium No 103 on the Symbiotic Phenomenon. Międzynarodowa Unia Astronomiczna. Instytut Astronomii, Chopina 12/18, 87-100 Toruń.

7—10 września 1987, Szczecin

II Sympozjum Fizyki Laserowej. Politechnika Szczecińska, Politechnika Warszawska, Wojskowa Akademia Techniczna. Dr Jerzy Gajda i dr Alina Borkowska, Inst. Automatyki Przemysłowej PSz., gen. Sikorskiego 37, 70-313 Szczecin, tel. 34-758 i 49-48-28.

Z: 31. 1. 87, A: 30. 4. 87, P.

7—11 września 1987, Poznań

6th European Meeting on Ferroelectricity. Instytut Fizyki Molekularnej PAN. Prof. J. Stankowski, IFM PAN, Smoluchowskiego 17/19 60-179 Poznań.

P, U: 500, ang., O: 7000 zł.

8—11 września 1987, Karpacz

Open Seminar on Acoustics. Instytut Telekomunikacji i Akustyki Politechnika Wrocławska, Wybrzeże Wyspiańskiego 27, 50-370 Wrocław.

8—10 września 1987, Rzemień

Kryształy Molekularne '87. Zakład Fizyki Politechniki Rzeszowskiej, patronat PTF. Prof. A. Szymański, ZF PRz., W. Pola 2, 35-959 Rzeszów, tel. 42-400 w. 53.

15—19 sierpnia 1988, Warszawa

Fizyki PAN, Wydział Fizyki UW, Zakł. Wysokich Ciśnień „Unipress”. Dr Jacek
19 Międzynarodowa Konferencja Fizyki Półprzewodników. Patronat IUPAP. Inst.
Kossut, IF PAN, Al. Lotników 32/46, 02-668 Warszawa, tel. 43-70-01 w. 242 lub
43-56-26.

A: 15. 3. 88, P. U: 1000, ang.

SZKOŁY 1988

13—27 stycznia 1988, Karpacz

**XXIV Zimowa Szkoła Fizyki Teoretycznej: Metody stochastyczne w fizyce mate-
matycznej**. IFT UW_r., prof. W. Karwowski, IFT UW_r., Cybulskiego 36, 50-205 Wro-
cław.

Z: 30. 11. 87, P, U: 100, ang.

4—13 maja 1988, Polanica-Zdrój

9 Szkoła Biofizyki Transportu przez Błony. Katedra Fizyki i Biofizyki AR Wrocław
i Inst. Biochemii i Biofizyki PAN Warszawa. Dr Halina Kleszczyńska, Kat. Fiz.
i Biofiz. AR, Norwida 25, 50-375 Wrocław, tel. 22-66-61 w. 167, telex 0715327
arw pl.

Errata

W artykule Z. Ajduka pt. „Nowy schemat nazewnictwa dla hadronów” (*Postępy Fizyki* **38**, 51 (1987)) wystąpiły następujące błędy drukarskie:

Str.	Jest	Winno być
52 ₁₅	B+S	<i>B+S</i>
54 ¹²	<i>D</i> ₅	<i>D</i> _s
55 ₁₋₂	π_0, K_0, D_0, B_0	π^0, K^0, D^0, B^0

Przepraszamy Autora i Czytelników.

INFORMACJE DLA AUTORÓW

Komitet Redakcyjny w celu skrócenia cyklu wydawniczego prosi autorów o opracowywanie materiałów przeznaczonych do druku w *Postęпах Fizyki* zgodnie z podanymi niżej wytycznymi:

1. Artykuły powinny mieć charakter przeglądu i być przystępne dla ogółu fizyków. Bardziej szczegółowe wskazówki co do ich charakteru przedstawione są w *Postęпах Fizyki* **24**, 701 (1973): **33**, 299 (1982).

2. Maszynopis pracy (**oryginał i jedną pełną — z rysunkami, tablicami itd. — kopię**) należy nadsyłać pod adresem: Redakcja Postępów Fizyki, ul. Hoża 69, 00-681 Warszawa. W liście towarzyszącym prosimy podać dokładne adresy, zarówno prywatny jak i instytucji, z zaznaczeniem, na który przysyłać korespondencję, korektę i honorarium autorskie. O przyjęciu pracy do druku decyduje Komitet Redakcyjny.

3. Maszynopis winien być napisany na arkuszach formatu **A4 jednostronnie, z podwójną interlinią** (nie więcej niż 30 wierszy na stronie) i marginesem 3,5 cm z lewej strony.

4. Pierwsza strona maszynopisu winna zawierać **imię i nazwisko autora i miejsce pracy z adresem, tytuł pracy w języku polskim i angielskim oraz streszczenie** (do 20 wierszy maszynopisu) w **języku angielskim** (angielski tytuł i streszczenie nie są potrzebne do recenzji książek, notatek do kroniki i sprawozdań ze zjazdów i konferencji).

5. Rozdziały, paragrafy, wzory, rysunki, tablice i odsyłacze do literatury (te ostatnie w nawiasach kwadratowych) należy numerować kolejno przy użyciu cyfr arabskich. Prosimy używać liter, tylko łacińskich i greckich oraz nawiasów okrągłych (a nie pochyłych kresek), kwadratowych i sześciennych i wpisywać je ręcznie przy braku odpowiednich czcionek.

6. Wzory należy wpisywać czytelnie, a w szczególności bardzo wyraźnie wpisywać wskaźnik i wykładniki potęgi. Symbole wielkości wektorowych należy podkreślić czarnym ołówkiem, gdyż będą wydrukowane tłustym drukiem (nie rysować strzałek).

7. Rysunki należy wykonać starannie na oddzielnych arkuszach w rozmiarze 2 do 4 razy większym niż mają być w druku. Napisy, ograniczone do minimum, winny być czytelne i tylko w języku polskim. Na odwrocie rysunku należy podać jego numer, nazwisko autora i pierwsze wyrazy tytułu pracy. Podpisy do rysunków, tablice (z ich tytułami) i spis literatury winny być napisane na oddzielnych stronach.

8. Wszelkie przypisy i uwagi, numerowane kolejno cyframi arabskimi u góry, winny być zamieszczone nie w spisie literatury, a u dołu strony, na której są odsyłacze.

9. Spis literatury winien być sporządzony według wzoru:

[1] A. Białas, W. Czyż, *Acta Phys. Pol.* **B5**, 523 (1974).

[2] A. Bohr, B. R. Mottelson, *Nuclear Structure*, t. I, Benjamin, New York 1969, str. 100.

[3] N. N. Bogolyubov, D. V. Shirkov, *Vvedenie v teoryu kwantovannykh polei*, Nauka, Moskva 1973, str. 20.

Skróty nazw czasopism i transliteracja z alfabetów nielacińskich, według *Physics Abstracts*. Odsyłacze do literatury w tekście pracy powinny być w nawiasach kwadratowych.

10. Autora obowiązuje wykonanie korekty autorskiej, którą należy zwrócić w ciągu 3 dni pod adresem: Państwowe Wydawnictwo Naukowe, Dział Czasopism, ul. Sławkowska 14, 31-014 Kraków. Przetrzymanie korekty może spowodować przesunięcie artykułu do następnego zeszytu.

11. Autor otrzymuje bezpłatnie 25 egz. odbitek pracy. Dodatkowe odbitki można zamówić odpłatnie przy przesyłaniu korekty autorskiej. Cena za 1 egz. odbitki o objętości 1—16 s. wynosi zł 50.—

12. Maszynopisów prac nie zamówionych i nie zakwalifikowanych do druku Redakcja nie zwraca.

POSTĘPY FIZYKI

(dwumiesięcznik)

Warunki prenumeraty czasopisma na rok 1988:

Cena prenumeraty: półrocznie zł 450.—
rocznie zł 900.—

Prenumeratę krajową i za granicą przyjmuje się:

do dnia 10 listopada na I półrocze roku następnego i cały rok następny.

do dnia 1 czerwca na II półrocze roku bieżącego.

Prenumeratę krajową przyjmują i informacji o cenach udzielają urzędy pocztowe i doręczyciele na wsiach oraz Oddziały RSW „Prasa—Książka—Ruch” w miastach.

Prenumeratę ze zleceniem wysyłki za granicę (która jest o 50% droższa od prenumeraty krajowej dla zlecciodawców indywidualnych i o 100% dla instytucji i zakładów pracy) pocztą zwykłą przyjmuje RSW „Prasa—Książka—Ruch”, Centrala Kolportażu Prasy i Wydawnictw, ul. Towa-
rowa 28, 00-958 Warszawa, konto NBP XV OM Warszawa, nr 1153-201045-139-11.

Bieżące numery można nabywać lub zamówić we Wzorcowni Ośrodka Rozpowszechniania Wydawnictw Naukowych PAN, Pałac Kultury i Nauki (wysoki parter), 00-901 Warszawa.

PRENUMERATA DLA CZŁONKÓW PTF

Członkowie PTF, którzy opłacają prenumeratę w Oddziałach PTF do 15 października każdego roku na cały rok następny, otrzymują 25% zniżki.

Information for subscribers

A subscription order can be sent through the local press distributors or directly to the Foreign Trade Enterprise ARS Polona-Ruch, 00-068 Warszawa, Krakowskie Przedmieście 7, Poland. Our banker: Bank Handlowy S. A., Warszawa, Poland.

Tylko prenumerata zapewnia regularne otrzymywanie czasopisma.

SPIS TREŚCI

L. Dobrzyński — Neutronowe badania ferromagnetyków metalicznych	279
P. Monceau, M. Renard — Ślizgająca się fala gęstości ładunku indukuje transport elektronowy (tłum. W. Suski)	299
RÓŻNE	
A. Śliwiński — Nowa wartość standardowej prędkości dźwięku w powietrzu	311
WSPOMNIENIA-ROZCHODY	
A. Wróblewski — Trzysta lat „Zasad” Newtona	315
NOWE URZĄDZENIA I TECHNIKI EKSPERYMENTALNE	
A. Budziak — Lokalizacja śladów cząstek naładowanych w komorach strimerowych za pomocą metod optycznych	345
ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI	
RECENZJE	373
KRONIKA	375

CONTENTS

L. Dobrzyński — Neutron Diffraction Studies of Metallic Ferromagnets	279
P. Monceau, M. Renard — Sliding Charge Density Wave Induces Electron Transport	299
MISCELLANEA	
A. Śliwiński — New Value of the Standard Sound Speed in Air	311
RECOLLECTIONS-ANNIVERSARIES	
A. Wróblewski — Three hundred years of Newton's <i>Principia</i>	315
NEW DEVICES AND EXPERIMENTAL TECHNIQUES	
A. Budziak — The Localization of the Charged Particle Traces in the Streamer Chambers by the Optical Methods	345
MEETINGS AND CONFERENCES	
REVIEWS	373
CHRONICLE	375