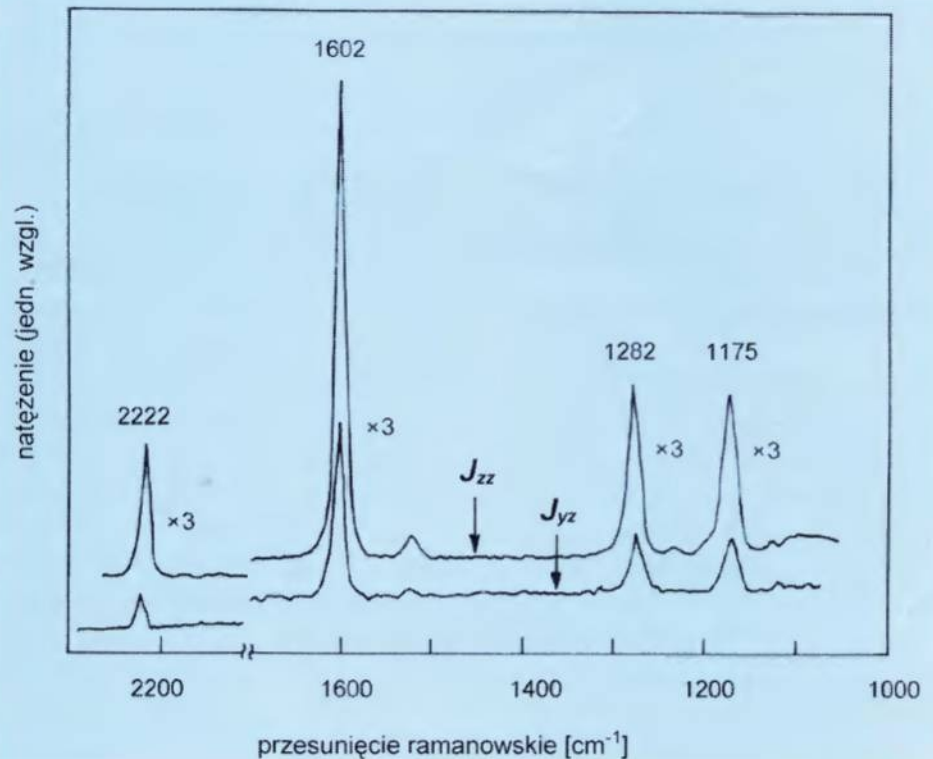


POSTĘPY FIZYKI

TOM **53** ZESZYT **4** ROK **2002**



DWUMIESIĘCZNIK
POLSKIEGO TOWARZYSTWA FIZYCZNEGO



CIEKŁE KRYSZTAŁY

PROSTA DOSTATECZNIE GRUBA
GDZIE FIZYKA MA SZUKAĆ SZANS W XXI WIEKU?
EFEKT KAPICY-DIRACA ZAOBSERWOWANY

POLSKIE TOWARZYSTWO FIZYCZNE

ZARZĄD GŁÓWNY

Prezes: Prof. Maciej Kolwas
Wiceprezysi: Prof. Katarzyna Chałasińska-Macukow
Prof. Reinhard Kulesa
Sekretarz Generalny: Prof. Aleksandra Kopystyńska
Skarbnik: Dr Marek Kowalski
Członkowie ZG: Prof. Andrzej Bielski
Prof. Stanisław Chwirot
Prof. Jan Gaj
Prof. Bernard Jancewicz
Mgr Mirosław Trociuk
Prof. Jerzy Warczewski

REDAKTORZY NACZELNI CZASOPISM PTF

Prof. Adam Sobiczewski – *Postępy Fizyki*
Prof. Jerzy Prochorow – *Acta Physica Polonica A*
Prof. Andrzej Staruszkiewicz – *Acta Physica Polonica B*
Prof. Marek Kordos – *Delta*
Prof. Andrzej Jamiołkowski
– *Reports on Mathematical Physics*
Dr Zofia Gołąb-Meyer – *Foton*

PRZEWODNICZĄCY ODDZIAŁÓW PTF

Prof. Andrzej Maziewski (Białystok)
Prof. Ryszard Siuda (Bydgoszcz)
Dr Stanisław Tkaczyk (Częstochowa)
Prof. Eugeniusz Czuchaj (Gdańsk)
Dr Andrzej Klimasek (Gliwice)
Prof. Jerzy Warczewski (Katowice)
Prof. Zbigniew Włodarczyk (Kielce)
Prof. Reinhard Kulesa (Kraków)
Prof. Stanisław Hałas (Lublin)
Dr hab. Bogusław Broda (Łódź)
Dr hab. Ryszard Pietrzak (Opole)
Prof. Andrzej Dobek (Poznań)
Prof. Aleksander Szymański (Rzeszów)
Prof. Henryk Wrembel (Słupsk)
Prof. Adam Bechler (Szczecin)
Prof. Andrzej Bielski (Toruń)
Prof. Jacek Baranowski (Warszawa)
Prof. Jerzy Czerwonko (Wrocław)
Prof. Andrzej Więckowski (Zielona Góra)

Adres Zarządu: ul. Hoża 69, 00-681 Warszawa, tel./fax: 621 26 68, adres elektroniczny: ptf@fuw.edu.pl,
Internet: ptf.fuw.edu.pl.

POSTĘPY FIZYKI

RADA REDAKCYJNA

Andrzej K. Wróblewski (akw@fuw.edu.pl)
– przewodniczący
Jerzy Czerwonko (pelstud@netra.ac.pwr.wroc.pl)
Marek Demiański (mde@fuw.edu.pl)
Zofia Gołąb-Meyer (meyer@thp1.if.uj.edu.pl)
Stanisław K. Hoffmann (skh@ifmpan.poznan.pl)
Franciszek Kaczmarek (efka@vm.amu.edu.pl)
Józef Szudy (szudy@phys.uni.torun.pl)

KOMITET REDAKCYJNY

Adam Sobiczewski – redaktor naczelny
Tomasz Dietl
Jerzy Gronkowski
Mirosław Łukaszewski
Magdalena Staszal
Barbara Wojtowicz

KORESPONDENCI ODDZIAŁÓW PTF

Dr Maciej Piętka (Białystok)
Prof. Jerzy J. Wysłocki (Częstochowa)
Dr Stanisław Zachara (Gdańsk)
Dr Roman Bukowski (Gliwice)
Prof. Wiktor Zipper (Katowice)
Dr Małgorzata Suchańska (Kielce)
Dr Jacek Bieroń (Kraków)
Dr Elżbieta Jartych (Lublin)
Dr Urszula Garuska (Łódź)
Dr Ewa Pawelec (Opole)
Dr Ryszard Czajka (Poznań)
Dr Małgorzata Klisowska (Rzeszów)
Mgr Małgorzata Kuzio (Słupsk)
Dr Janusz Typek (Szczecin)
Dr Józefina Turło (Toruń)
Mgr Aleksandra Miłosz (Warszawa)
Prof. Bernard Jancewicz (Wrocław)
Mgr Justyna Jankiewicz (Zielona Góra)

Adres Redakcji: ul. Hoża 69, 00-681 Warszawa, adres elektroniczny: postepy@fuw.edu.pl,
Internet: www.fuw.edu.pl/~postepy.

Ukazuje się od 1949 r.; wydawca: Polskie Towarzystwo Fizyczne
Zeszyt dofinansowany przez Komitet Badań Naukowych
Wydano pod patronatem Wydziału Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego
Skład komputerowy w Redakcji, druk i oprawa: „UNI-DRUK”, Warszawa, ul. Buńczuk 7b

Wykorzystanie metod spektroskopowych do badania ciekłych kryształów

Danuta Bauman

Wydział Fizyki Technicznej, Politechnika Poznańska

Application of spectroscopic methods to studies of liquid crystals

Abstract: The following spectroscopic methods used to study liquid crystals are discussed: infrared, visible and ultraviolet absorption spectroscopy, fluorescence depolarization, Raman scattering, nuclear magnetic resonance and electron paramagnetic resonance. It is shown that using these methods the long-range orientational order in uniaxial liquid crystalline phases as well as some direction-dependent spectroscopic molecular properties of the investigated compounds can be determined.

1. Wprowadzenie

W ostatnich 30 latach ciekłe kryształy znalazły ogromne zastosowanie, przede wszystkim w wyświetlaczach informacji, stosowanych początkowo w zegarkach i kalkulatorach, później w aparaturze i przyrządach kontrolno-pomiarowych, tablicach informacyjnych na dworcach czy lotniskach, a jeszcze później jako ekrany w monitorach komputerowych i odbiornikach telewizyjnych. Drugie bardzo ważne i znane zastosowanie ciekłych kryształów to ich wykorzystanie do pomiaru temperatury, a w zasadzie jej rozkładu, czasami na bardzo dużych powierzchniach, co odgrywa istotną rolę w medycynie i zostało wykorzystane m.in. do wczesnego, nieinwazyjnego wykrywania nowotworów.

Ciekły kryształ to związek chemiczny, który wyróżnia się tym, że występuje w stanie skupienia dodatkowym w stosunku do trzech podstawowych, tj. stałego, ciekłego i gazowego. Związek w fazie ciekłokrystalicznej jest mętną, wykazującą dwójłomność optyczną cieczą, która pod wpływem ogrzewania staje się zwykłą, przezroczystą cieczą. Substancje, w których stan ciekłokrystaliczny

powstaje w wyniku zmian temperatury, nazywane są termotropowymi ciekłymi kryształami. Istnieją jednak ponadto liotropowe ciekłe kryształy, w których stan pośredni pojawia się w wyniku dodawania rozpuszczalnika lub jego odparowywania, gdy roztwór jest w fazie izotropowej. Odgrywają one istotną rolę w biologii [1].

Struktura ciekłego kryształu, zwana też strukturą mezomorficzną, wynika z anizotropowego oddziaływania międzymolekularnego, prowadzącego do powstania orientacyjnego uporządkowania dalekiego zasięgu, które jest przyczyną anizotropowych właściwości tych substancji. Wyjątkowe połączenie w substancjach mezomorficznych uporządkowania molekularnego dalekiego zasięgu z właściwościami cieczy, mogącej ulegać łatwej deformacji, spowodowało, że w ostatnich 30 latach substancje ciekłokrystaliczne znalazły zastosowanie w najbardziej nowoczesnych dziedzinach nauki i techniki. Duże zainteresowanie tymi substancjami wiąże się z rolą, jaką odgrywają one w dostarczaniu informacji dotyczących rozwoju i doskonalenia teorii faz skondensowanych. W technice elektronicznej zwrócono uwagę na ciekłe kryształy ze względu na zapotrzebowa-

nie na substancje o specyficznych właściwościach optycznych, wykorzystywanych w konstrukcji wyświetlaczy [2]. Wyświetlacze ciekłokrystaliczne są na ogół wyświetlaczami biernymi: same nie emitują światła, lecz działają w świetle przechodzącym lub odbitym. Bierność ta powoduje, że ich głównymi zaletami są: znikomy pobór mocy (ok. 1 mW na 1 cm² powierzchni czynnej), niskie napięcie zasilania, umożliwiające współpracę ze sterującymi układami scalonymi, łatwość konstrukcji i możliwość oglądania nawet w jasnym świetle, ze światłem słonecznym włącznie. Pozwala to na miniaturyzację wyświetlaczy oraz ich wykorzystanie w urządzeniach przenośnych. Natomiast największą zaletą ciekłokrystalicznych ekranów telewizyjnych czy monitorów komputerowych jest ich płaskość.

Podstawowym kryterium, które określa, czy dana substancja ma fazę ciekłokrystaliczną, jest anizotropia geometryczna tworzących ją cząsteczek. Na podstawie doświadczeń prowadzonych przez prawie 90 lat akceptowano ogólną regułę, że molekuły związków wykazujących mezomorfizm termotropowy muszą mieć kształt podłużny (podobny do pręta). Tymczasem w 1977 r. odkryto, że również związki utworzone z cząsteczek o kształcie dysku mogą tworzyć stabilną mezofazę. Nieciągłość między pręto- i dyskopodobnymi molekułami została zapełniona przez cząsteczki cegłopodobne, które mogą również tworzyć fazy ciekłokrystaliczne. Ze względu na kształt molekuł ciekłe kryształy można więc podzielić na [3]: a) kalamityczne, tworzone przez cząsteczki prętopodobne, które można uważać za klasyczne ciekłe kryształy; b) dyskotyczne, tworzone przez cząsteczki dyskopodobne, które zostały odkryte w 1977 r.; c) sanidyczne, tworzone przez cząsteczki cegłopodobne, które zostały odkryte w 1986 r.

Prętopodobne ciekłe kryształy dzielą się na dwa zasadnicze typy: nematyczne i smektyczne. Molekuły nematycznego ciekłego kryształu nie mają uporządkowania dalekiego zasięgu w znaczeniu translacyjnym, charakteryzują się natomiast dużym stopniem uporządkowania orientacyjnego, w którym długie osie cząsteczek ustawiają się równolegle do pewnego wyróżnionego kierunku, opisanego wektorem kierunkowym, nazywanym директором. Do nematycznych ciekłych kryształów zalicza się również ciekłe kryształy

zwane dawniej cholesterolowymi (obecnie: nematyki chiralne). Strukturę molekularną tej fazy można określić jako jednocześnie płaszczyznową i śrubową. Kolejne płaszczyzny są skrócone względem siebie o pewien kąt i tworzą spirale. Ciekłe kryształy smektyczne odznaczają się uporządkowaniem zarówno orientacyjnym, jak i translacyjnym, przy czym możliwe są różne sposoby upakowania molekuł w warstwach. Zgodnie z chronologią ich odkrycia, fazom smektycznym przypisuje się kolejne litery alfabetu A, B, C, ..., M [4]. W niektórych typach smektyków stwierdzono także odmiany chiralne (smektyki chiralne). Częsteczki w warstwach są wtedy nachylone i w każdej następnej warstwie skrócone o pewien niewielki kąt względem molekuł z warstwy poprzedniej. W wyniku takiego skrócenia powstaje struktura spiralna o skoku spirali równym kilku mikrometrom.

Termotropowe struktury mezomorficzne mogą być tworzone zarówno przez molekuły o małej masie cząsteczkowej (niskomolekularne ciekłe kryształy), jak i przez molekuły polimerowe (polimery ciekłokrystaliczne). Dla większości polimerów można wyodrębnić jednostki strukturalne odpowiedzialne za tworzenie mezofazy, zwane grupami mezogennymi. Ze względu na umiejscowienie grup mezogennych wyróżnia się trzy rodzaje polimerów: polimery z grupami mezogennymi w łańcuchu głównym, polimery z bocznymi grupami mezogennymi (grzebieniopodobne) i polimery o budowie mieszanej. Grupy mezogenne mogą mieć kształt prętów, dysków lub cegieł. Polimery ciekłokrystaliczne z grupami bocznymi znajdują bardzo szerokie zastosowanie w optycznych elementach pamięciowych oraz optyce nieliniowej [5].

Pomiędzy fazą stałą a fazą izotropową może występować jedna faza ciekłokrystaliczna (monomorfizm), dwie fazy (dimorfizm) i więcej (polimorfizm). Do chwili obecnej wykryto związki, które mają sześć różnych faz ciekłokrystalicznych (heksamorfizm). W miarę wzrostu temperatury pojawiają się one w ściśle określonej sekwencji, związanej ze spadkiem uporządkowania w kolejnych strukturach. Zgodnie z tą regułą, fazy smektyczne na ogół są fazami niskotemperaturowymi w stosunku do faz nematycznych.

Jeśli przejście do stanu ciekłokrystalicznego zachodzi zarówno przy podgrzewaniu, jak i ochład-

dzaniu substancji, mówimy o ciekłych kryształach enancjotropowych. Natomiast ciekłe kryształy, które przechodzą do mezofazy tylko podczas chłodzenia, nazywamy monotropowymi.

Klasyczne metody spektroskopii molekularnej, np. spektroskopia optyczna wykorzystująca światło spolaryzowane oraz metody rezonansów magnetycznych, są szeroko stosowane do badania układów anizotropowych, m.in. termotropowych i liotropowych ciekłych kryształów [6–13]. Ponieważ podstawową cechą ciekłych kryształów jest występowanie w nich dalekozasięgowego porządku orientacyjnego lub pozycyjnego, pośredniego między całkowicie uporządkowanym kryształem i całkowicie nieuporządkowaną cieczą, dla spektroskopowych badań ciekłych kryształów stan stały i izotropowy są stanami odniesienia, względem których porównuje się liczby falowe czy długości fali, natężenie i kształt linii widmowych lub pasm [8]. Takie porównanie przyczynia się do lepszego poznania dynamiki ruchów molekularnych w fazie ciekłokrystalicznej. Z badań spektroskopowych można również otrzymać informacje o dalekozasięgowym porządku orientacyjnym, gdyż porządek ten prowadzi do anizotropii właściwości fizycznych, które mogą być rejestrowane metodami spektroskopowymi. Znajomość porządku, przede wszystkim orientacyjnego, jest niezwykle ważna we wszystkich zastosowaniach praktycznych, gdyż od niego zależą niektóre parametry wyświetlaczy ciekłokrystalicznych, np. kontrast, napięcie progowe czy napięcie pracy. Związki ciekłokrystaliczne, które odznaczają się słabym uporządkowaniem, choć czasem ciekawe z poznawczego punktu widzenia, nie znajdują zastosowania w praktyce, przy czym dotyczy to nie tylko optoelektroniki. Ciekłe kryształy wykorzystuje się bowiem w badaniach spektroskopowych jako doskonale orientujące ośrodki, które pozwalają określić właściwości cząsteczek w nich rozpuszczonych i zorientowanych, zależne od kierunku padania światła czy przyłożonego pola magnetycznego.

W niniejszym artykule przedstawiono sześć metod spektroskopowych, które są stosowane do badania ciekłych kryształów: spektroskopię w podczerwieni, spektroskopię w nadfiolecie i zakresie widzialnym, depolaryzację fluorescencji, rozpraszanie ramanowskie, magnetyczny rezonans jądrowy i elektronowy rezonans paramagnetyczny. Metody te są stosowane zarówno do badania sa-

mych ciekłych kryształów, jak też ciekłych kryształów z rozpuszczonymi w nich molekułami związków niemezomorficznych, które ogólnie można nazwać gośćmi; najczęściej są to barwniki. Badania układów gość–gospodarz są szczególnie ważne, gdyż mogą być wykorzystywane podwójnie: z jednej strony – do określenia właściwości spektroskopowych rozpuszczonych molekuł gości, np. polaryzacji elektronowych pasm absorpcji czy emisji, przejść oscylacyjnych w podczerwieni i rozpraszaniu ramanowskim, wielkości wewnątrz-molekularnych oddziaływań dipol–dipol [12,13], z drugiej zaś – do zbadania struktury jednoosiowych faz ciekłokrystalicznych [14]. W drugim przypadku molekuly gościa są wykorzystywane jako sondy, które odzwierciedlają właściwości orientacyjne i dynamikę ciekłokrystalicznego gospodarza. Pamiętać należy jednak o tym, że informacje o parametrach molekularnych można otrzymać tylko wtedy, gdy uporządkowanie orientacyjne jest znane i gdy można założyć, że ruchy molekularne są albo zahamowane, albo nie wpływają na rejestrowany proces. Z drugiej strony, znajomość właściwości cząsteczki–gościa jest konieczna przy badaniu zachowania ośrodka.

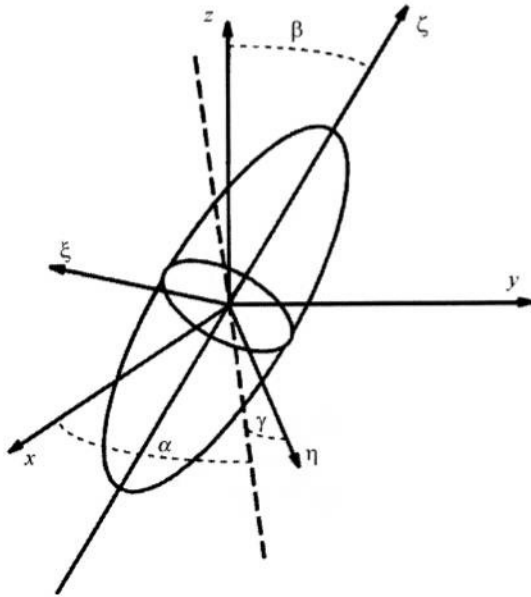
2. Porządek związany z orientacją cząsteczek w fazach jednoosiowych

Rysunek 1 pokazuje cząsteczkę ciekłego kryształu, przedstawioną jako elipsoidę, w laboratoryjnym układzie współrzędnych (x, y, z) oraz układzie molekularnym (ξ, η, ζ) . Jeśli założyć, że cząsteczka jest bryłą sztywną, to jej orientację można określić za pomocą trzech kątów Eulera α, β, γ . Natomiast orientacja zbioru cząsteczek w przestrzeni może być określona za pomocą funkcji rozkładu $f(\alpha, \beta, \gamma)$. Jeżeli mezofaza jest jednoosiowa, a tak jest w przypadku nematyków i niektórych smektyków, to obrót o kąt α nie zmienia żadnych mierzonych wielkości, co oznacza, że funkcja rozkładu zależy tylko od kątów β i γ . Funkcję tę, podobnie jak każdą inną funkcję zależną od kątów Eulera β i γ , można rozwinąć w szereg uogólnionych funkcji kulistych [10]:

$$f(\beta, \gamma) = \frac{1}{4\pi} \sum_{L=0}^{\infty} \sum_{n=-L}^L (2L+1) \langle D_{0n}^{L*} \rangle D_{0n}^L(\beta, \gamma), \quad (1)$$

gdzie D_{0n}^L są macierzami orientacji Wignera; ich

wartości średnie $\langle D_{0n}^L \rangle$ są nazywane parametrami uporządkowania.



Rys. 1. Cząsteczka ciekłego kryształu w układach laboratoryjnym (x, y, z) i molekularnym (ξ, η, ζ) . Przerywaną kreską zaznaczono tzw. linię węzłów, czyli linię przecięcia płaszczyzny utworzonej przez osie ξ i η z płaszczyzną xy .

Alternatywnym, ale równoważnym sposobem zdefiniowania orientacji w przypadku faz jednoosiowych jest przedstawienie parametrów uporządkowania w postaci tensorowej, co jest wygodniejsze w odniesieniu do właściwości fizycznych, które również można opisać tensorem drugiego rzędu. Tensor parametru porządku ma postać [15]

$$\hat{S} = \begin{pmatrix} S_{xx} & S_{xy} & S_{xz} \\ S_{yx} & S_{yy} & S_{yz} \\ S_{zx} & S_{zy} & S_{zz} \end{pmatrix}; \quad (2)$$

zapisany w takiej postaci nazywa się macierzą orientacji Saupego.

W przypadku cząsteczek dwuosiowych osie główne macierzy orientacji są określone przez symetrię i tensor (2) przyjmuje postać diagonalną. Można wtedy zdefiniować dwa parametry uporządkowania:

$$\langle D_{00}^2 \rangle = S_{zz}, \quad (3a)$$

$$\text{Re} \langle D_{02}^2 \rangle = \frac{1}{\sqrt{6}} (S_{xx} - S_{yy}). \quad (3b)$$

W literaturze spotyka się zwykle dwa parametry uporządkowania oznaczone S oraz D , gdzie:

$$S = S_{zz} = \frac{1}{2} \langle 3 \cos^2 \beta - 1 \rangle, \quad (4a)$$

$$D = \frac{\sqrt{3}}{3} (S_{xx} - S_{yy}) = \frac{\sqrt{3}}{2} \langle \sin^2 \beta \cos 2\gamma \rangle. \quad (4b)$$

Parametr S opisuje orientację osi molekularnych w stosunku do direktora, a D jest miarą odchylenia od rotacyjnie symetrycznego rozkładu cząsteczek i jest często nazywany parametrem dwuosowości. Wartość parametru D różna od zera oznacza lokalne dwuosowe uporządkowanie osi molekularnych.

Większość molekuł ciekłych kryształów ma jednakże symetrię jednoosiową. Prawdopodobieństwo znalezienia cząsteczki o określonej orientacji nie zależy wtedy od kąta γ , a funkcję rozkładu można przedstawić jako szereg wielomianów Legendre'a P_L :

$$f(\beta) = \sum_{L=0}^{\infty} \frac{2L+1}{2} \langle P_L(\cos \beta) \rangle P_L(\cos \beta). \quad (5)$$

Ze względu na symetrię w rozwinięciu uwzględnia się tylko człony parzyste. Jawna postać trzech pierwszych wielomianów Legendre'a i ich związek z macierzami Wignera są następujące:

$$P_0(\cos \beta) = D_{00}^0(\beta, \gamma) = 1, \quad (6a)$$

$$P_2(\cos \beta) = D_{00}^2(\beta, \gamma) = \frac{1}{2} (3 \cos^2 \beta - 1), \quad (6b)$$

$$P_4(\cos \beta) = D_{00}^4(\beta, \gamma) = \frac{1}{8} (35 \cos^4 \beta - 30 \cos^2 \beta + 5). \quad (6c)$$

Oznacza to, że średnie wartości wielomianów Legendre'a są też parametrami porządku.

Znajomość nieskończonej liczby wartości średnich wielomianów Legendre'a pozwoliłaby na kompletny opis statystycznego rozkładu molekuł w badanej próbce. Niestety, z pomiarów spektroskopowych można otrzymać jednocześnie tylko parametry $\langle P_2 \rangle$ oraz $\langle P_4 \rangle$, dlatego oblicza się tylko uproszczoną postać funkcji rozkładu:

$$f_4(\beta) = \frac{1}{2} + \frac{5}{2} \langle P_2 \rangle P_2(\cos \beta) + \frac{9}{2} \langle P_4 \rangle P_4(\cos \beta). \quad (7)$$

W celu wykorzystania metod spektroskopowych do badania uporządkowania orientacyjnego w ciekłych kryształach trzeba otrzymać najpierw próbki uporządkowane makroskopowo. Do pomiarów w podczerwieni wykorzystuje się płytki wykonane z KBr, NaCl lub BaF₂, do pomiarów pozo-

stałymi metodami wykorzystującymi światło spolaryzowane stosuje się płytki z kwarcu lub szkła. W celu otrzymania jednorodnego uporządkowania przed złożeniem płytek pociera się je w jednym kierunku lub pokrywa związkami powierzchniowo czynnymi. Dwie płytki składa się, rozdzielając je odpowiednimi przekładkami o grubości 10–50 μm . Uzyskaną w ten sposób komórkę pomiarową napełnia się badaną substancją przy wykorzystaniu ciśnienia osmotycznego. W metodach rezonansu magnetycznego do uporządkowania próbek korzysta się z orientującego działania pola magnetycznego [13].

3. Spektroskopia w podczerwieni

Widma w podczerwieni dużych cząsteczek, np. molekuł ciekłego kryształu, są najczęściej bardzo skomplikowane z powodu znacznego nakładania się pasm pochodzących od różnych drgań. Spektroskopia w podczerwieni nie jest zatem zbyt dogodną metodą badania właściwości molekuł gości w ciekłym kryształach. Jednakże przy ostrożnej selekcji możliwe jest wyznaczenie polaryzacji drgań grup $\text{C}\equiv\text{N}$, $\text{C}=\text{O}$ czy $\text{C}=\text{C}$ [8].

Na podstawie widm absorpcji spolaryzowanego promieniowania podczerwonego możliwe jest wyznaczenie parametru uporządkowania S molekuł ciekłego kryształu lub rozpuszczonego w nim gościa. W tym celu trzeba wybrać odpowiednie pasmo absorpcji. Pasma te powinny mieć dostateczne natężenie i nie powinny na siebie zachodzić pasma sąsiednie. Ponadto powinny należeć do drgania niezdegenerowanego, dla którego znany jest kierunek oscylacyjnego momentu przejścia w stosunku do długiej osi molekuly. Parametr S określa się wtedy przez stopień anizotropii R , zdefiniowany wzorem

$$R = \frac{\varepsilon_{\parallel} - \varepsilon_{\perp}}{3\varepsilon}, \quad (8)$$

gdzie ε_{\parallel} i ε_{\perp} są molowymi współczynnikami absorpcji dla światła spolaryzowanego odpowiednio równoległe i prostopadle do osi optycznej ciekłego kryształu (zgodnej z kierunkiem direktora), a ε definiuje się jako

$$\varepsilon = \frac{1}{3}(\varepsilon_{\parallel} + 2\varepsilon_{\perp}). \quad (9)$$

Parametr ε odpowiada izotropowemu molowemu współczynnikowi absorpcji dla tej samej temperatury, w której rejestruje się ε_{\parallel} i ε_{\perp} . Natomiast

związek parametru uporządkowania S ze stopniem anizotropii R jest następujący [8,13]:

$$S = \frac{2R}{3\cos^2\theta - 1}, \quad (10)$$

gdzie θ jest kątem między kierunkiem oscylacyjnego momentu przejścia a długą osią molekuly.

Stosując tę metodę, wyznaczono charakterystyki temperaturowe dla kilku ciekłych kryształów [16,17] oraz kilku molekuł gości zorientowanych w matrycy ciekłokrystalicznej [13]. Z drugiej strony, wraz z parametrem uporządkowania zmierzonym w innym eksperymencie, wartość stopnia anizotropii danego pasma absorpcji umożliwia wyznaczenie kąta θ , czyli polaryzacji odpowiedniego przejścia oscylacyjnego.

4. Spektroskopia w nadfiolecie i zakresie widzialnym

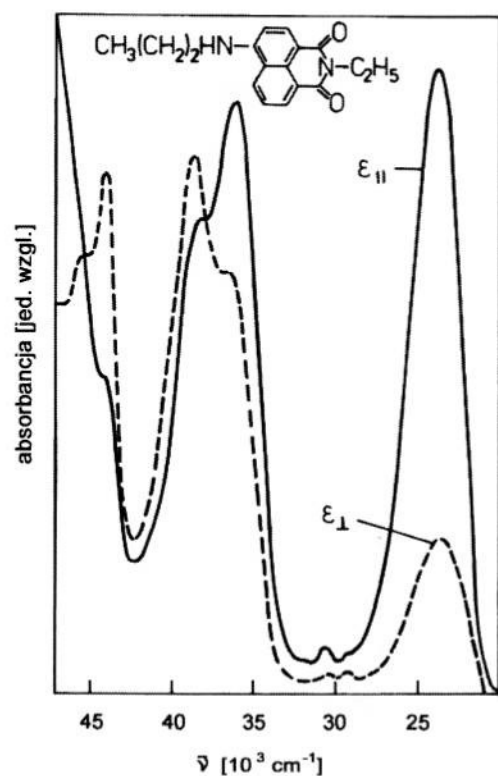
Większość ciekłych kryształów stosowanych w badaniach optycznych ma bardzo duży współczynnik absorpcji w zakresie nadfioletowym (UV), a niektóre, np. azoksybenzeny lub zasady Schiffa, pochłaniają promieniowanie także w części zakresu widzialnego (VIS, dla $\lambda \leq 420$ nm) [12], co wynika z silnego sprzężenia układu elektronów π w ich molekułach. Istnieją jedynie nieliczne ciekłe kryształy przezroczyste dla promieniowania o długości fali sięgającej aż do 200 nm. Z tego powodu spektroskopia UV-VIS jest rzadko wykorzystywana do badania czystych ciekłych kryształów, natomiast bardzo często do badania właściwości molekuł gości rozpuszczonych w ciekłych kryształach. Bada się zwłaszcza ciekłe kryształy domieszkowane różnymi barwnikami o właściwościach dichroicznych, gdyż takie mieszaniny mogą znaleźć zastosowanie w wyświetlaczach ciekłokrystalicznych wykorzystujących tzw. efekt gościa-gospodarza [18–20]. Jeśli wybierze się odpowiedni ciekły kryształ jako rozpuszczalnik, to z widm absorpcji promieniowania spolaryzowanego w zakresie UV-VIS można wyznaczyć nie tylko parametr uporządkowania S , ale i parametr dwuosowości D (wzory (4a) i (4b)), a ponadto polaryzację elektronowych pasm absorpcji molekuł barwnika [21–26].

Rysunek 2 pokazuje widma spolaryzowanych składowych absorpcji barwnika, jednej z naftalenowych pochodnych kwasu dwukarboksylowego

(wzór strukturalny barwnika pokazany jest na rysunku), w mieszaninie ciekłokrystalicznej ZLI 1695 zsyntetyzowanej w firmie Merck i przezroczystej od ok. 210 nm [23]. Z takich widm wyznacza się stopień anizotropii R w taki sam sposób jak w przypadku widm w podczerwieni. Parametry S i D są związane z R następującą zależnością:

$$R = S \left(1 - \frac{3}{2} \sin^2 \theta \right) + \frac{\sqrt{3}}{2} D \sin^2 \theta \cos 2\varphi, \quad (11)$$

gdzie kąty θ i φ są kątowymi współrzędnymi wektora momentu przejścia absorpcji w układzie molekularnym.



Rys. 2. Spolaryzowane składowe absorpcji barwnika dichroicznego w mieszaninie ciekłokrystalicznej ZLI 1695 ($T = 300$ K) [23].

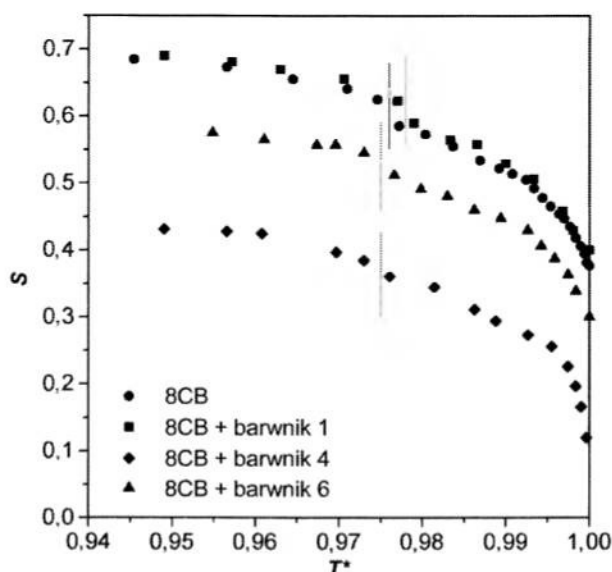
Parametry S i D można wyznaczyć jednocześnie w zasadzie tylko wtedy, gdy uda się zmierzyć stopień anizotropii dla dwóch pasm spolaryzowanych w różnych, lecz znanych kierunkach. Jeśli w widmie absorpcji można wyodrębnić dwa pasma całkowicie spolaryzowane w kierunkach wzajemnie prostopadłych przy liczbach falowych $\bar{\nu}_1$ i $\bar{\nu}_2$, to

$$S = R(\bar{\nu}_1), \quad (12a)$$

$$D = \frac{1}{\sqrt{3}} [2R(\bar{\nu}_2) + R(\bar{\nu}_1)]. \quad (12b)$$

Najczęściej mamy jednak do czynienia z pasmami o mieszanej polaryzacji lub nakładającymi się. Trzeba wtedy stosować bardziej skomplikowane sposoby, np. metody zaproponowane przez Kubbala i in. [21–26].

Większość barwników dichroicznych stosowanych w wyświetlaczach ciekłokrystalicznych ma symetrię jednoosiową i tylko jedno pasmo absorpcji w zakresie widzialnym. Pasma to jest związane z momentem przejścia, którego kierunek na ogół pokrywa się z długą osią molekularną [27,28]. Wtedy zachodzą związki $S = R$ oraz $D = 0$. Rysunek 3 pokazuje S jako funkcję temperatury zredukowanej $T^* = T/T_{NI}$ (T_{NI} jest temperaturą przejścia z fazy nematycznej do izotropowej) dla trzech różnych barwników w ciekłym kryształ 8CB (4-n-oktylo-4'-cyjanobifenyl) w fazie nematycznej i smektycznej A [29]. Dla po-



Rys. 3. Zależność parametru uporządkowania S od temperatury zredukowanej T^* dla czystego ciekłego kryształu 8CB i barwników dichroicznych rozpuszczonych w 8CB. Pionowe kreski wskazują temperaturę przejścia z fazy smektycznej do nematycznej [29].

równania pokazano też wyniki dla czystego ciekłego kryształu, otrzymane na podstawie pomiarów dwójłomności optycznej. Widać, że parametr uporządkowania molekuł gościa może być większy lub mniejszy niż parametr uporządkowania ciekłokrystalicznego gospodarza. Jeśli jednak dobierze się odpowiedni barwnik do danego ciekłego kryształu, to występuje dobra korelacja uporządkowania między molekułami gościa i gospodarza (np.

dla barwnika 1 na rys. 3). W takim przypadku na podstawie pomiarów absorpcji gościa dla różnych kierunków polaryzacji światła można w bardzo prosty sposób uzyskać informacje o uporządkowaniu orientacyjnym molekuł w jednoosiowych fazach ciekłokrystalicznych.

5. Depolaryzacja fluorescencji

Widma spolaryzowanych składowych fluorescencji molekuł barwnika mogą być rejestrowane w ciekłych kryształach w podobny sposób jak widma absorpcji. Różne natężenia fluorescencji, mierzone dla światła spolaryzowanego równoległe i prostopadle do osi optycznej ciekłego kryształu, mogą być wykorzystane do wyznaczenia polaryzacji pasm emisji molekuł dichroicznego gościa [30]. Ponadto depolaryzacja fluorescencji jest jedną z niewielu metod umożliwiających jednocześnie wyznaczenie parametrów $\langle P_2 \rangle$ i $\langle P_4 \rangle$. Badany ciekły kryształ trzeba domieszkować barwnikiem, który powinien odznaczać się dużą kwantową wydajnością fluorescencji. Jeśli ponadto dobierze się taki barwnik, aby wymiary i kształt jego molekuł były porównywalne z wymiarami i kształtem molekuł ciekłokrystalicznego gospodarza, to można uważać, że domieszka gościa nie zaburza uporządkowania gospodarza, a wręcz przeciwnie – że uporządkowanie gościa adekwatnie odzwierciedla uporządkowanie gospodarza. Pomiaru fluorescencji wykonuje się w czterech różnych geometriach [31], co pozwala otrzymać cztery składowe fluorescencji, z których można wyznaczyć dwa współczynniki anizotropii emisji:

$$R_1 = \frac{J_{zz} - J_{zy}}{J_{zz} + 2J_{zy}}, \quad R_2 = \frac{J_{yz} - J_{yy}}{J_{yz} + 2J_{yy}}. \quad (13)$$

Pierwszy indeks przy J oznacza kierunek polaryzacji światła padającego, drugi – kierunek polaryzacji światła emitowanego w laboratoryjnym układzie współrzędnych x, y, z (rys. 1). Wartości J_{ij} powinny już uwzględniać wszelkie poprawki związane z aparaturą, geometrią i stężeniem barwnika.

Emisja fluorescencji jest procesem modulowanym ruchami molekularnymi i występuje w czasie ok. 10^{-9} – 10^{-7} s po procesie absorpcji. Molekuła przebywająca w stanie wzbudzonym może więc ulec reorientacji. Jeśli wobec tego chcemy powiązać wartości R_1 i R_2 z parametrami uporządkowa-

nia $\langle P_2 \rangle$ i $\langle P_4 \rangle$, to musimy w ogólności uwzględnić w obliczeniach stosunek czasu życia fluorescencji τ_F do czasu życia relaksacji rotacyjnej molekuł τ_R . Teorię zależnej od czasu depolaryzacji fluorescencji w ciekłych kryształach i jej zastosowanie do określenia uporządkowania orientacyjnego pierwszy zaproponował Zannoni [32]. Była ona słuszna jedynie dla takich molekuł barwnika, które miały moment przejścia absorpcji równoległy do długiej osi molekularnej. W rzeczywistości ów moment na ogół tworzy z tą osią pewien kąt. Na podstawie teorii Zannoniego Wolarz [31] zaproponował metodę obliczania ze spolaryzowanych składowych fluorescencji parametrów uporządkowania $\langle P_2 \rangle$ i $\langle P_4 \rangle$ również w przypadku, gdy $\theta \neq 0^\circ$. Dla uproszczenia przyjął on następujące założenia: 1) momenty przejścia absorpcji i emisji leżą w jednej płaszczyźnie z osią cylindra opisanego na molekułce barwnika, 2) czas relaksacji rotacyjnej jest znacznie dłuższy niż czas życia fluorescencji, tak że między wzbudzeniem a emisją molekuła nie zmienia swojej orientacji. Oczywiście, w zwykłych izotropowych rozpuszczalnikach o małej lepkości czas zaniku fluorescencji jest znacznie dłuższy niż czas relaksacji rotacyjnej. Jednakże w lepkich nematykach, a zwłaszcza smektykach czy polimerach ciekłokrystalicznych, ruchy molekuł matrycy, a zatem i barwnika, są znacznie spowolnione. W związku z tym można z dobrym przybliżeniem przyjąć, że przynajmniej w dolnym zakresie temperatury występowania mezofazy dla niskomolekularnych ciekłych kryształów spełniony jest warunek $\tau_F \ll \tau_R$. Dla polimerów założenie to jest w zasadzie słuszne w całym zakresie mezofazy.

Dokonując transformacji składowych absorpcyjnego i emisyjnego momentu przejścia z układu molekularnego do układu laboratoryjnego, otrzymuje się następujące zależności:

$$R_1 = \frac{\frac{1}{3}\langle P_2 \rangle P_2 [\cos(\delta - \theta)] + A + B\langle P_2 \rangle + 6C\langle P_4 \rangle}{\frac{1}{3} + \frac{2}{3}\langle P_2 \rangle P_2 (\cos \delta)}, \quad (14a)$$

$$R_2 = \frac{\frac{1}{3}\langle P_2 \rangle P_2 [\cos(\delta - \theta)] - \frac{1}{2}(2A + 7C\langle P_4 \rangle)}{\frac{1}{3}\langle P_2 \rangle P_2 (\cos \theta) + A - B\langle P_2 \rangle + C\langle P_4 \rangle}, \quad (14b)$$

gdzie δ jest wewnątrz-molekularnym kątem między oscylatorami absorpcji i emisji, a A, B i C są pewnymi funkcjami zależnymi tylko od ką-

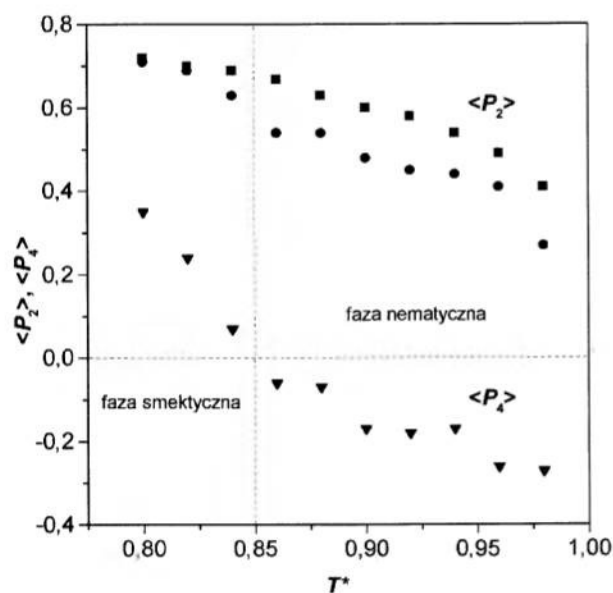
tów θ i δ [31]. Równania (14) zawierają cztery niewiadome: $\langle P_2 \rangle$, $\langle P_4 \rangle$ i owe dwa kąty. Wartość δ można łatwo otrzymać z innych eksperymentów, np. z pomiaru fluorescencji barwnika umieszczonego w rozpuszczalniku izotropowym w stanie stałym [31]. Jeśli znamy δ , to trzy pozostałe niewiadome można wyznaczyć, wykorzystując dodatkowo pomiary widm spolaryzowanych składowych absorpcji i rozwiązując równania (14a), (14b) i (10) ($S = \langle P_2 \rangle$).

Problem znacznie się upraszcza, jeśli wybierze się barwnik, dla którego $\theta = 0^\circ$. Wtedy wzory (14) upraszczają się do postaci:

$$R_1 = \frac{\frac{2}{5} + \frac{11}{7}\langle P_2 \rangle + \frac{36}{35}\langle P_4 \rangle P_2(\cos \delta)}{1 + 2\langle P_2 \rangle}, \quad (15a)$$

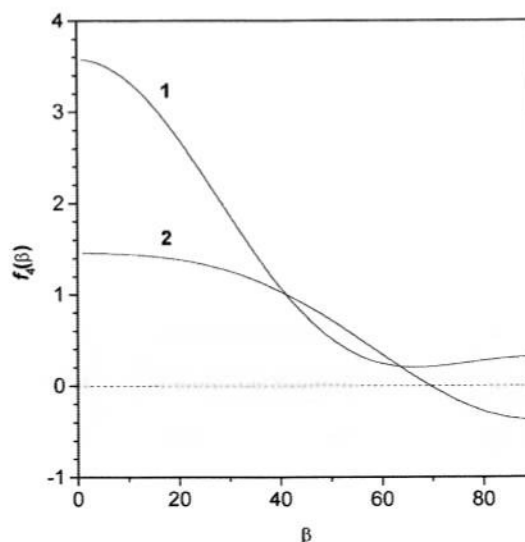
$$R_2 = \frac{(\langle P_2 \rangle - \frac{2}{5} - \frac{11}{35}\langle P_4 \rangle)P_2(\cos \delta)}{1 - \frac{1}{3}\langle P_2 \rangle + 2(\frac{1}{5} - \frac{2}{7}\langle P_2 \rangle + \frac{3}{35}\langle P_4 \rangle)P_2(\cos \delta)}. \quad (15b)$$

Rysunek 4 pokazuje zależność $\langle P_2 \rangle$ i $\langle P_4 \rangle$ od temperatury zredukowanej T^* dla dwumetyloamino-nitrostilbenu (DANS) w polimerze ciekłokrystalicznym [33]. Kąt θ dla molekuly DANS wynosi 0° , natomiast kąt $\delta = (13 \pm 4)^\circ$. Dla porównania na rys. 4 pokazano też wyniki $\langle P_2 \rangle$ otrzy-



Rys. 4. Parametry porządku $\langle P_2 \rangle$ i $\langle P_4 \rangle$ w funkcji temperatury zredukowanej dla polimeru ciekłokrystalicznego domieszkowanego barwnikiem DANS: $\langle P_2 \rangle$ wyznaczony z widm absorpcji (kwadraty) i emisji (kółka), $\langle P_4 \rangle$ – z widm emisji (trójkąty) [33].

mane z absorpcji. Ujemna wartość $\langle P_4 \rangle$ w fazie nematicznej wpływa istotnie na kształt funkcji rozkładu $f(\beta)$, co jest pokazane na rysunku 5. Obserwowany efekt wskazuje na zaburzenie orientacji grup mezogenych w fazie nematicznej, spowodowane prawdopodobnie obecnością łańcucha polimerowego.



Rys. 5. Funkcja rozkładu molekularnego $f_4(\beta)$ dla polimeru ciekłokrystalicznego domieszkowanego barwnikiem DANS w fazach smektycznej (1) i nematicznej (2) [33].

6. Ramanowskie rozpraszanie światła

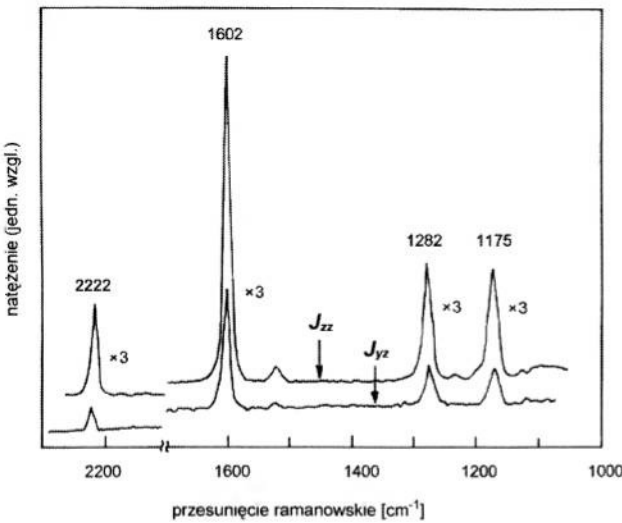
Rozpraszanie ramanowskie, podobnie jak fluorescencja, jest procesem dwustopniowym, lecz występuje różnica w skali czasu. Podczas gdy czas życia molekuly w stanie wzbudzonym jest rzędu 10^{-9} – 10^{-7} s, proces rozpraszania ramanowskiego zachodzi natychmiast (w czasie ok. 10^{-12} s) po absorpcji światła. Spektroskopia ramanowska ma więc tę zaletę, że przy jej wykorzystywaniu do określenia uporządkowania molekularnego nie trzeba uwzględniać czasu relaksacji rotacyjnej. Jednocześnie metoda, która pozwala wyznaczyć $\langle P_2 \rangle$ i $\langle P_4 \rangle$, jest bardzo podobna do metody wykorzystującej depolaryzację fluorescencji.

Rysunek 6 pokazuje składowe widm rozpraszania ramanowskiego ($\lambda_{wzb} = 488$ nm) dla ciekłego kryształu 5CB (4-pentyl-4'-cyjanobifenyl) [34]. Pasma przy 1602 cm^{-1} ma największe natężenie i jest przypisywane drganiu rozciągającemu C–C w pierścieniu benzenowym. W widmie występują ponadto inne pasma, przy czym

szczególność należy zwrócić na pasmo przy 2222 cm^{-1} , związane z drganiem grupy cyjanowej. Składowa J_{zz} jest dla wszystkich pasm znacznie większa niż składowa J_{zy} , co wskazuje, że natężenia pasm ramanowskich zmieniają się z orientacją molekularną i mogą odzwierciedlać uporządkowanie w cienkiej warstwie zorientowanej. Podobnie jak w przypadku fluorescencji, mierzy się cztery składowe rozpraszania w różnych geometriach i określa trzy stosunki depolaryzacji r_1 , r_2 i r_3 , zdefiniowane wzorami

$$r_1 = \frac{J_{zy}}{J_{zz}}, \quad r_2 = \frac{J_{yz}}{J_{yy}}, \quad r_3 = \frac{J_{xy}}{J_{xx}}. \quad (16)$$

Podobnie jak w przypadku fluorescencji, wartości J_{ij} muszą uwzględniać poprawki na anizotropię współczynnika załamania oraz polaryzację aparaturową.



Rys. 6. Spolaryzowane składowe widma ramanowskiego rozpraszania światła (J_{zz} , J_{zy}) dla ciekłego kryształu 5CB w temperaturze $T = 300\text{ K}$ [34].

W widmie ramanowskim ciekłego kryształu szuka się następnie takiego drgania w cząsteczce, dla którego tensor polaryzowalności ma postać diagonalną w układzie molekularnym:

$$\hat{\alpha} = \begin{pmatrix} a & 0 & 0 \\ 0 & b & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}. \quad (17)$$

Dla molekuł ciekłego kryształu mających symetrię jednoosiową można założyć, że $a = b$. Tę wartość wyznacza się, mierząc stopień depolaryzacji w fazie izotropowej [35]. Jeśli $a = b = 0$,

to parametry $\langle P_2 \rangle$ i $\langle P_4 \rangle$ są związane z R_1 i R_2 następującymi zależnościami:

$$\langle P_2 \rangle = \frac{3r_1r_2 - 4r_1 + 3r_2}{12r_1r_2 + 8r_1 + 3r_2}, \quad (18a)$$

$$\langle P_4 \rangle = \frac{3(r_1 + r_2 - 6r_1r_2)}{12r_1r_2 + 8r_1 + 3r_2}. \quad (18b)$$

Wzory (18) są słuszne, jeśli drganie odbywa się wzdłuż długiej osi molekularnej. W innych przypadkach, jeśli $a \neq b$ i $a \neq 0$, $b \neq 0$, potrzebne są bardziej skomplikowane obliczenia [35]. Warto jeszcze zauważyć, że wzory (18) są identyczne ze wzorami (15) przy założeniu, że $\delta = 0^\circ$.

7. Magnetyczny rezonans jądrowy

Do badania orientacji molekularnej ciekłych kryształów wykorzystuje się najczęściej rezonans magnetyczny protonów lub deuteronów. W przypadku rezonansu protonów korzysta się z tego, że w przeciwieństwie do układów izotropowych w układach anizotropowych występuje bezpośrednie sprzężenie między protonami, prowadzące do rozszczępienia linii rezonansowych. W molekułach ciekłych kryształów liczba protonów jest jednak duża i rozdzielenie poszczególnych linii rezonansowych jest trudne. Dlatego rezonans protonów rzadko wykorzystuje się do badania uporządkowania molekuł gości rozpuszczonych w ciekłym kryształach [13]. Jądra deuterowane odznaczają się asymetrycznym rozkładem ładunku, co prowadzi do powstania jądrowego momentu kwadrupolowego. Oddziałuje on z gradientem pola elektrycznego, który wytwarza się w związku z asymetrycznym rozkładem ładunku powłoki elektronowej. Dla jąder o spinie $I > 1/2$ dominujące są właśnie oddziaływania między momentem kwadrupolowym a gradientem pola, podczas gdy inne oddziaływania, np. dipolowe i pośrednie lub bezpośrednie oddziaływania spin-spin, można pominąć. W widmie rezonansowym deuteronów dla każdego jądra ze spinem $I = 1$ pojawiają się dwie linie rezonansowe, dobrze rozdzielone dzięki rozszczępieniu kwadrupolowemu $\Delta\nu$, które odzwierciedla wpływ uśrednienia różnych kierunków wiązania węgiel-deuteron w stosunku do osi optycznej ciekłego kryształu.

Parametry uporządkowania S i D wiązania węgiel-deuteron są związane z rozszczępieniem

kwadrupolowym następującą zależnością [36]:

$$\Delta\nu = -\frac{3}{2}\xi \left(S + \frac{\eta}{\sqrt{3}}D \right), \quad (19)$$

gdzie ξ jest stałą rozszczepienia kwadrupolowego dla deuteronu, a η – parametrem asymetrii. Jeśli ξ jest znane (jego wartość można otrzymać z pomiarów rezonansu magnetycznego w stanie stałym) i jeśli założyć, że $\eta \approx 0$, to ze wzoru (19) bardzo łatwo można obliczyć parametr uporządkowania S .

Rezonans deuteronowy można wykorzystać do badania uporządkowania orientacyjnego zarówno ciekłych kryształów, jak i rozpuszczonych w nich molekuł gości. Jeśli rozpuszczone cząsteczki są dwuosiove, to zachodzi następująca zależność między $\Delta\nu$ a parametrami S i D :

$$\begin{aligned} \Delta\nu = & \\ = -\frac{3}{2}\xi \left[S \left(1 - \frac{3}{2}\sin^2\nu \right) + \frac{\sqrt{3}}{2}D \sin^2\nu \cos 2\phi \right]. & \quad (20) \end{aligned}$$

Równanie (20) jest równoważne wzorowi na stopień uporządkowania otrzymany z pomiarów absorpcji i wzoru (11), a kąty ν i ϕ są odpowiednimi kątami Eulera kierunku wiązania C–²H w układzie molekularnym.

W spektroskopii rezonansu magnetycznego deuteronów pomija się zwykle efekt izotopowy, tzn. zakłada się, że wartości wielkości fizycznych otrzymane dla próbki deuterowanej są takie same jak dla próbki niedeuterowanej. Niedawno okazało się jednak [37], że orientacja selektywnie deuterowanego ciekłego kryształu może znacznie się różnić od orientacji związku niedeuterowanego. Poza tym różnice zależą od miejsca deuteracji. Wobec tego wyniki rezonansu deuteronów ze związku deuterowanego nie zawsze odzwierciedlają właściwości orientacyjne ciekłego kryształu. Na szczęście coraz częściej można wykorzystywać rezonans innych jąder, które występują w molekule ciekłego kryształu mniej licznie niż atomy wodoru. Może to być np. magnetyczny rezonans węgla ¹³C [38,39].

8. Elektronowy rezonans paramagnetyczny

Elektronowy rezonans paramagnetyczny nie może być bezpośrednio wykorzystywany do badania ciekłych kryształów, które są na ogół diama-

gnetykami. Zastosowanie tej metody staje się jednak możliwe, jeśli do ciekłego kryształu wprowadzić niewielką domieszkę gościa paramagnetycznego, który nazywa się znacznikiem spinowym. Dla wydłużonych molekuł ciekłego kryształu do tego celu nadają się najbardziej znaczniki, których molekuly też mają kształt wydłużony i które zawierają grupę NO [8,40]. Znaczniki takie zawierają jeden niesparowany elektron oddziałujący z jądrem ¹⁴N o spinie $I = 1$. Obie cząstki – elektron i jądro – mają momenty magnetyczne, które mogą wzajemnie oddziaływać. To oddziaływanie nadsubtelne przejawia się rozszczepieniem pojedynczej linii na $2I + 1 = 3$ równoodległe składowe. Odległość między nimi zmienia się przy przejściu z fazy izotropowej do fazy ciekłokrystalicznej, co pozwala na obliczenie zależności parametru porządku od temperatury.

W mezofazie oś optyczna ciekłego kryształu ustawia się równoległe do kierunku pola magnetycznego, z rozszczepienia linii można więc wyznaczyć składową rozszczepienia nadsubtelnego A_{\parallel} . Składowej A_{\perp} nie da się zmierzyć bezpośrednio, można ją natomiast obliczyć z widma zarejestrowanego w fazie izotropowej A_{izo} i z następującej zależności [6,36]:

$$A_{\perp} = \frac{3}{2}A_{izo} - \frac{1}{2}A_{\parallel}. \quad (21)$$

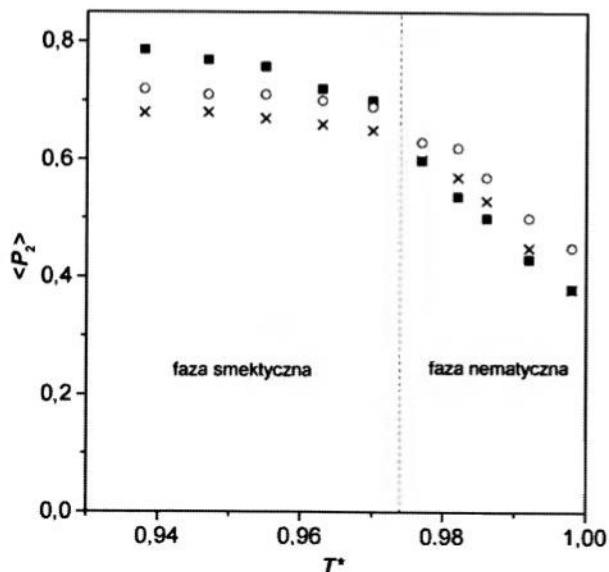
Parametr uporządkowania oblicza się wtedy ze wzoru

$$S = \frac{A_{\perp} - A_{\parallel}}{A_{z'z'} - A_{x'x'}} \left[\frac{1}{2} (3 \cos^2 \psi - 1) \right]^{-1}, \quad (22)$$

gdzie $A_{z'z'}$ i $A_{x'x'}$ = $A_{y'y'}$ wyznacza się z widma elektronowego rezonansu paramagnetycznego związku w fazie stałej, a kąt ψ jest kątem, który tworzy orbital $2p\pi$ (skierowany wzdłuż osi lokalnej z') z długą osią molekularną. Wzór (22) został wyprowadzony przy założeniu, że molekula znacznika spinowego ma symetrię jednoosiową, co jest słuszne dla większości związków z grupą NO [9]. Jeśli molekula znacznika jest dwuosiowa, to z rejestrowanego widma trzeba wyznaczyć nie tylko składowe tensora rozszczepienia nadsubtelnego, ale także składowe tensora rozszczepienia spektroskopowego g . Można wówczas obliczyć zarówno S , jak i D [4].

Rysunek 7 pokazuje zależność parametru uporządkowania S od temperatury zredukowa-

nej dla znacznika spinowego w ciekłym kryształ 8CB [40]. Dla porównania pokazano też wartości S wyznaczone na podstawie pomiarów dwójłomności optycznej [29] oraz pomiarów spolaryzowanych składowych widm absorpcji jednego z barwników dichroicznych rozpuszczonych w 8CB [41].



Rys. 7. Zależność parametru porządku S dla 8CB od temperatury zredukowanej T^* , otrzymana z widma elektronowego rezonansu paramagnetycznego znacznika spinowego (kwadraty) [40], dwójłomności optycznej (krzyżki) [29] i widm absorpcji światła spolaryzowanego dla barwnika dichroicznego (kółka) [41].

Z rysunku widać, że wartości S otrzymane różnymi metodami nieco się różnią. Przyczyn takich różnic może być wiele. Jedną z nich wynika z pewnością z różnych uproszczeń i założeń, które stosujemy, aby otrzymać możliwie proste wzory na S i D lub $\langle P_2 \rangle$ i $\langle P_4 \rangle$, a także z różnych sposobów orientacji (pole elektryczne, magnetyczne, oddziaływania powierzchniowe). Każda z przedstawionych metod spektroskopowych pozwala jednak wyznaczyć i porównać między sobą zdolności orientacyjne różnych ciekłych kryształów, co jest bardzo ważną informacją z technologicznego punktu widzenia, szczególnie dla nowo syntetyzowanych substancji.

Literatura

- [1] G.H. Brown, J.J. Wolken, *Liquid Crystals and Biological Structure* (Academic Press, New York 1979).
- [2] J. Żmija, J. Zieliński, J. Parka, E. Nowinowski-Kruszelnicki, *Displeje ciekłokrystaliczne. Fizyka, technologia, zastosowanie* (PWN, Warszawa 1993).
- [3] D. Demus, w: *Liquid Crystals*, red. H. Stegemeyer (Steinkopff, Darmstadt, Springer, New York 1994), s. 1.
- [4] J.W. Goodby, G.W. Gray, w: *Physical Properties of Liquid Crystals*, red. D. Demus, J. Goodby, G.W. Gray, H.-W. Spiess, V. Vill (Wiley-VCH, Weinheim 1999), s. 17.
- [5] *Side-Chain Liquid Crystal Polymers*, red. C.B. McArdle (Blackie, Glasgow 1989).
- [6] G.R. Luckhurst, w: *Liquid Crystals and Plastic Crystals*, red. G.W. Gray, P.A. Windsor, t. 2 (Ellis Horwood Ltd., Chichester 1974), s. 144.
- [7] A. Johansson, B. Lindman, tamże, s. 192.
- [8] V.D. Neff, tamże, s. 231.
- [9] J. Seelig, w: *Spin Labelling. Theory and Applications*, red. L.J. Berliner (Academic Press, New York 1976), s. 373.
- [10] J. Charvolin, B. Deloche, w: *The Molecular Physics of Liquid Crystals*, red. G.R. Luckhurst, G.W. Gray (Academic Press, London 1979), s. 343.
- [11] P.S. Pershan, tamże, s. 385.
- [12] J. Michl, E.W. Thulstrup, *Spectroscopy with Polarized Light* (VCH Publishers, Inc., New York 1976).
- [13] L. Pohl, w: *Liquid Crystals*, red. H. Stegemeyer (Steinkopff, Darmstadt, Springer, New York 1994), s. 173.
- [14] C. Zannoni, w: *Polarized Spectroscopy of Oriented Systems*, red. B. Samori, E.W. Thulstrup (Kluwer Academic Publishers, Dordrecht 1988), s. 57.
- [15] A. Saupe, *Z. Naturforsch.* **19a**, 171 (1964).
- [16] W. Maier, G. Englert, *Z. Elektrochem.* **64**, 689 (1960).
- [17] T.S. Hanson, *Z. Naturforsch.* **24a**, 866 (1969).
- [18] G.H. Heilmeyer, L.A. Zanoni, *Appl. Phys. Lett.* **13**, 91 (1968).
- [19] E. Wolarz, H. Moryson, D. Bauman, *Displays* **13**, 171 (1992).
- [20] W.E. Haas, *Mol. Cryst. Liq. Cryst.* **94**, 1 (1983).
- [21] H.-G. Kuball, R. Memmer, A. Strauss, M. Junge, G. Scherowsky, A. Schoenhofer, *Liq. Cryst.* **5**, 969 (1989).
- [22] H.-G. Kuball, M. Junge, B. Schultheis, A. Schoenhofer, *Ber. Bunsenges. Phys. Chem.* **95**, 1215 (1991).
- [23] D. Bauman, H.-G. Kuball, *Chem. Phys.* **176**, 221 (1993).
- [24] D. Bauman, C. Killet, S.E. Boiadjev, D.A. Lightner, A. Schoenhofer, H.-G. Kuball, *J. Phys. Chem.* **100**, 11546 (1996).
- [25] E. Mykowska, K. Fiksiński, D. Bauman, w: *Liquid Crystals: Chemistry, Physics and Applications*, red. S.J. Klosowicz, J. Rutkowska, J. Zieliński, J. Żmija (Proceedings of SPIE, t. 4147 (2000)), s. 316.
- [26] D. Bauman, H. Schulze, H.-G. Kuball, *Liq. Cryst.* **27**, 1357 (2000).
- [27] A.V. Ivashchenko, V.G. Rumiantsev, *Mol. Cryst. Liq. Cryst.* **150**, 1 (1987).
- [28] D. Bauman, *Mol. Cryst. Liq. Cryst.* **159**, 197 (1988).

- [29] D. Bauman, H. Moryson, *J. Mol. Structure* **404**, 113 (1997).
- [30] E. Sackman, D. Rehm, *Chem. Phys. Lett.* **4**, 537 (1970).
- [31] E. Wolarz, *Z. Naturforsch.* **47a**, 807 (1992).
- [32] C. Zannoni, *Mol. Phys.* **38**, 1813 (1979).
- [33] E. Wolarz, D. Bauman, *Liq. Cryst.* **19**, 221 (1995).
- [34] M. Kozielski, D. Bauman, M. Drozdowski, Z. Salamon, *Mol. Cryst. Liq. Cryst.* **142**, 1 (1987).
- [35] S. Jen, N.A. Clark, P.S. Pershan, E.B. Priestley, *J. Chem. Phys.* **66**, 4635 (1977).
- [36] C.A. Veracini, G.N. Shilstone, w: *The Molecular Dynamics of Liquid Crystals*, red. G.R. Luckhurst, C.A. Veracini (Kluwer Academic Publishers, 1994), s. 257.
- [37] K. Tabayashi, K. Akasaka, *Liq. Cryst.* **26**, 127 (1999).
- [38] C.D. Poon, C. Wooldridge, B.M. Fung, *Mol. Cryst. Liq. Cryst.* **157**, 303 (1988).
- [39] A. Hagemeyer, R. Tarroni, C. Zannoni, *J. Chem. Soc. Faraday Trans.* **90**, 3433 (1994).
- [40] H. Moryson, D. Bauman, W. Hilczner, S. Hoffmann, *Z. Naturforsch.* **54a**, 299 (1999).
- [41] D. Bauman, H. Moryson, E. Wolarz, *Acta Phys. Polon. A* **81**, 559 (1992).

Prosta dostatecznie gruba

Marek W. Gutowski

Instytut Fizyki PAN, Warszawa

Fat enough straight line

Abstract: Introduction of interval calculus and methods to everyday laboratory practice is encouraged. After a short presentation of basic facts from interval analysis, an algorithm is presented, which finds the straight line describing the experimental data. The results are compared with those obtainable by least squares method. Not only this method handles easily the linear cases with uncertainties in either one or two variables, but it also has other important and rather unexpected uses. There is no particular confidence level, the results are simply guaranteed.

1. Wprowadzenie

Nie ma chyba fizyka, który w swoich czasach studenckich nie został pouczony przez starszych, bardziej doświadczonych kolegów, że „przez dowolne trzy punkty da się przeprowadzić prostą, byle dostatecznie grubą”. Chodziło, oczywiście, o opracowanie wyników doświadczalnych, które – przedstawione w odpowiednim układzie współrzędnych na płaszczyźnie – powinny układać się na linii prostej, a ze względu na nieuniknione niepewności pomiarowe nie bardzo miały na to ochotę, stając się tym samym powodem konfuzji i frustracji beana. Z czasem, po cierpliwych wyjaśnieniach asystentów prowadzących zajęcia laboratoryjne, gdzie opisane zdarzenia miały zazwyczaj miejsce, student zaczynał pojmować głębszy sens tego powiedzonka, co w najmniejszym stopniu nie przeszkadzało mu w jego rozpowszechnianiu rok później.

Do źródeł inspiracji tego artykułu trzeba także dołączyć kilka zdań z wykładu inauguracyjnego z fizyki doświadczalnej, wypowiedzianych przez prof. Andrzeja Kajetana Wróblewskiego w pamiętnym roku 1968 (otwarcie samodzielnego Wydziału Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego). Profesor nie tylko kazał nam czym prędzej za-

pomnieć wszystko, czego dotychczas nauczyliśmy się w szkole średniej pod hasłem „fizyka”, obiecując w zamian nauczyć nas jej całkowicie od nowa. Rzucił także uwagę, która brzmiała mniej więcej tak: „Prawdziwy fizyk musi zwątpić we wszystko przynajmniej raz”.

Tyle tytułem wyjaśnienia, jakie są korzenie dalszego ciągu narracji. Celem tego artykułu jest pokazanie, do czego może być przydatna fizykom mało znana a dynamicznie rozwijająca się gałąź matematyki, którą nazywa się rachunkiem interwałowym (przedziałowym), będąca w gruncie rzeczy fragmentem o wiele większej mozaiki matematycznej, znanej jako analiza globalna. Autor jest przekonany, że zastosowanie metod interwałowych w fizyce i pokrewnych naukach doświadczalnych jest w najbliższym czasie nieuchronne. Konieczne przy tym będzie ponowne przeanalizowanie sposobu patrzenia na dane doświadczalne oraz reinterpretacja pewnych głęboko zakorzenionych pojęć. Zmiany te z pewnością będą dotyczyć nie tylko eksperymentatorów.

Układ artykułu jest następujący: po krótkim wprowadzeniu w zasady i metody matematyki interwałowej prezentujemy z kilku stron tytułową dostatecznie grubą prostą. Niejako przy okazji

opisany jest algorytm pozwalający na jej znalezienie. Wywody te są podsumowane wynikami konkretnych obliczeń, skonfrontowanych z wynikami, jakie w omawianym przypadku otrzymuje się używając metody najmniejszych kwadratów. „Idąc za ciosem”, wskazujemy na dwa inne pokrewne zastosowania, z których przynajmniej jedno powinno zainteresować także inżynierów i zapewne specjalistów teorii sterowania, automatyki lub robotyki, nie wyłączając ekonomistów czy ekonometrów. Kończymy, jak to jest w zwyczaju, podziękowaniami.

2. Krótka historia

Interwały (odcinki, przedziały) mają w fizyce stosunkowo niedługą historię, choć związane są nierozzerwalnie z pomiarami, które z kolei są esencją tej gałęzi nauki. Żartobliwie można by stwierdzić, że jednym z pionierów rachunków interwałowych był Archimedes z Syrakuz (287–212 p.n.e.), który – oprócz znanego ze szkoły prawa Archimedes – podał następujące oszacowanie liczby π :

$$3 + \frac{10}{71} \leq \pi \leq 3 + \frac{1}{7} \quad (1)$$

wraz z przepisem umożliwiającym stopniowe polepszanie tego oszacowania.

Pierwsze idee rachunków interwałowych trzeba przypisać amerykańskiemu matematykowi Norbertowi Wienerowi, który w 1914 r. w pracy „A contribution to the theory of relative position” [1] użył interwałów do opisu pomiarów położenia, oraz nieco później w pracy „A new theory of measurements: a study in the logic of mathematics” [2] – do opisu pomiaru czasu.

Nie sposób nie wspomnieć o pięknym, choć nieoczekiwanym wyniku uzyskanym przez Aleksandra Daniłowicza Aleksandrowa, geometrę i członka Akademii Nauk ZSRR. Dowiódł on w latach pięćdziesiątych XX w., że interwałowy charakter struktury czasoprzestrzeni jest równoznaczny z następującymi faktami: 1) jedno-jednoznaczne odwzorowania czasoprzestrzeni w siebie są przekształceniami liniowymi; 2) przekształcenia te są złożeniami tylko kilku elementarnych operacji: trójwymiarowych (przestrzennych) obrotów i przesunięć, jednowymiarowych przesunięć w czasie oraz transformacji Lorentza [3].

Przez interwałowy charakter rozumiemy tu przede wszystkim brak relacji dobrego

porządku w przestrzeni czterowymiarowej; nie o każdej parze punktów można jednoznacznie orzec, który ze składników pary jest wcześniejszy, a który późniejszy.

Temat interwałów pojawił się na serio w literaturze wkrótce po okresie pierwszej fascynacji możliwościami, zwłaszcza obliczeniowymi, „mózgów elektronowych”, zwanych dziś komputerami. Okazało się, że komputery wprawdzie liczą bardzo szybko, jednakże czasami produkują wyniki wyraźnie błędne. Tak zwane, głównie przez dziennikarzy, pomyłki komputerów stanowiły przyczynę zdarzeń już to zabawnych, jak np. naliczenie kary za niezapłacenie w terminie rachunku za energię elektryczną w wysokości 0 marek 0 fenigów, już to bardzo kosztownych (4 czerwca 1996 r. rakieta Ariane 5, własność Europejskiej Agencji Kosmicznej, warta wraz z wyposażeniem ok. 500 milionów dolarów, samounicestwiła się po ok. 30 s lotu, na pułapie 3700 m; rakieta i jej zawartość były owocem 10-letniej pracy, której koszty wyniosły 7 mld dolarów), już to tragicznych (28 żołnierzy amerykańskich zginęło 25 lutego 1991 r. w Dharan (Arabia Saudyjska), podczas wojny w Zatoce Perskiej, kiedy sterowana komputerowo rakieta Patriot nie zdołała przechwycić nadlatującego pocisku Scud). Bliższe szczegóły tych i innych wydarzeń można znaleźć w Internecie [4].

Prasa przypisała obydwu te wydarzenia „pomyłce komputera” i tak zostało to utrwalone w świadomości czytelników. Tymczasem komputery pokładowe obu rakiet były całkowicie sprawne, a błędy tkwiły w oprogramowaniu, a ściślej biorąc, ich źródłem były niedostatki arytmetyki zmiennopozycyjnej (dawniej: zmiennoprzecinkowej), powszechnie używanej w maszynach cyfrowych do obliczeń na liczbach rzeczywistych.

Nic więc dziwnego, że pierwsze prace z matematyki interwałowej poświęcone były przede wszystkim arytmetyce – czyli zwykłym rachunkom. Przez ok. 30 lat metody interwałowe rozwijały się zupełnie bez rozgłosu, jako nieco egzotyczna część metod numerycznych. Pierwsze całościowe ujęcie tej problematyki przedstawione zostało przez Ramona E. Moore’a w jego rozprawie doktorskiej obronionej w 1962 r. na Uniwersytecie Stanforda. Moore rozpoczął badania w tej dziedzinie kilka lat wcześniej, publikując w 1959 r. co najmniej dwa wewnętrzne raporty techniczne w firmie Lockheed Missiles and Space Co. Pierwszą

szeroko dostępną monografią z tej dziedziny jest jego książka [5], lecz Moore zajmuje się wciąż tą problematyką. Niezależnie podwaliny arytmetyki interwałowej badał polski matematyk Mieczysław Warmus [6], jednakże brak wyraźnych odniesień do problemów obliczeń komputerowych był zapewne przyczyną, że prace te nie zostały zauważone.

W ostatnich latach sytuacja zaczęła się zmieniać, kiedy okazało się, że szereg zagadnień o wielkim znaczeniu praktycznym, nie posiadających ogólnych rozwiązań analitycznych, daje się skutecznie atakować właśnie metodami interwałowymi. Trzeba tu wymienić problemy optymalizacji globalnej oraz rozwiązywanie układów równań nieliniowych. Co więcej, rozwiązania uzyskiwane tymi metodami mogą mieć moc ścisłego dowodu, że w danym obszarze poszukiwań znalezione rozwiązanie albo jest jedyne, albo nie istnieje.

Obecnie metody interwałowe wkroczyły do wielu innych działów matematyki, jak statystyka, logika (w tym logika rozmyta), systemy wnioskujące (automatyczne dowodzenie twierdzeń), sieci neuronowe, algorytmy genetyczne, teoria obsługi masowej, teoria sterowania optymalnego, równania różniczkowe i wiele innych. Metody interwałowe stały się więc *de facto* częścią „zwykłej” matematyki. Inne dziedziny nauk ścisłych, jak fizyka czy chemia kwantowa, zaczynają dopiero korzystać z podstawowych osiągnięć tych metod. Wszędzie tam, gdzie w grę wchodzi przedsięwzięcia o wielkich kosztach lub bezpieczeństwo ludzi, np. ekspedycje kosmiczne, konieczne jest dysponowanie gwarantowanymi wynikami obliczeń. Gwarancje takie dają jedynie obliczenia interwałowe.

Jako zachętę do zastosowań w fizyce przyjmijmy wypowiedź Williama Walstera, jednego z tych ludzi, którzy twórczo przetwarzają najnowsze osiągnięcia z tej dziedziny w nowe konstrukcje procesorów i kompilatorów języków programowania [7]: „Interwały pozwalają fizykom formułować problemy w postaci uwikłanych równań, które problem definiują, zamiast spędzać mnóstwo czasu i wysiłku nad rozwijaniem liniowych przybliżeń o wątpliwej dokładności”.

3. Podstawy rachunku interwałowego

W skrócie można powiedzieć, że metody interwałowe to zespół środków w postaci twierdzeń

matematycznych oraz algorytmów postępowania, gwarantujących otrzymywanie wiarygodnych wyników liczbowych w sytuacjach, w których dane wejściowe nie są znane dokładnie. Oczywiście wynikiem takiego rachunku nie może być jedna liczba, lecz przedział dopuszczalnych (możliwych) wartości.

Interwały (przedziały) będziemy dalej oznaczać tłustym drukiem, pojedynczym znakiem, albo ujawniając szczegóły jego budowy. Tak więc

$$\mathbf{x} = [\underline{x}, \bar{x}] := \{x \in \mathbb{R}: \underline{x} \leq x \leq \bar{x}\} \quad (2)$$

jest dobrze określonym podzbiorem zbioru liczb rzeczywistych, ograniczonym liczbami \underline{x} oraz \bar{x} . Zbiór wszystkich interwałów oznaczamy jako \mathbb{IR} . Zwykle liczby rzeczywiste możemy utożsamiać z interwałami typu $[a, a]$, zwanymi cienkimi. Liczbę $w(\mathbf{x}) = \bar{x} - \underline{x}$ nazywa się szerokością albo średnicą interwału, natomiast połowę tej wartości $r(\mathbf{x}) = \frac{1}{2}w(\mathbf{x})$ – promieniem interwału. Z kolei $m(\mathbf{x}) = \frac{1}{2}(\underline{x} + \bar{x})$ to środek (centrum) interwału. Używając właśnie wprowadzonych pojęć, możemy zapisywać konkretne interwały także w postaci (proszę zwrócić uwagę na odmienne nawiasy)

$$\mathbf{x} = \langle m(\mathbf{x}), r(\mathbf{x}) \rangle, \quad (3)$$

która powinna być szczególnie miła fizykom, gdyż przypomina tradycyjny zapis wyniku pomiaru, zwykle także podawany jako para liczb: wynik \pm niepewność.

Cztery podstawowe działania arytmetyczne na interwałach definiuje się tak, aby ich wynik był interwałem zawierającym wszystkie możliwe wyniki odpowiednich operacji na liczbach rzeczywistych, z których pierwsza pochodzi z pierwszego interwału, a druga z drugiego, i – podkreślmy – tylko te wyniki, co nie zawsze jest ogólną regułą. Konkretnie przepisy wyglądają następująco:

$$\text{dodawanie: } \mathbf{z} = \mathbf{x} + \mathbf{y} = [\underline{x} + \underline{y}, \bar{x} + \bar{y}],$$

$$\text{odejmowanie: } \mathbf{z} = \mathbf{x} - \mathbf{y} = [\underline{x} - \bar{y}, \bar{x} - \underline{y}],$$

$$\text{mnożenie: } \mathbf{z} = \mathbf{x} \cdot \mathbf{y} = [\min(\underline{x}\underline{y}, \underline{x}\bar{y}, \bar{x}\underline{y}, \bar{x}\bar{y}), \max(\underline{x}\underline{y}, \underline{x}\bar{y}, \bar{x}\underline{y}, \bar{x}\bar{y})].$$

Przepis na dzielenie wygląda identycznie jak na mnożenie, tylko z zamianą znaku mnożenia na dzielenie i z zastrzeżeniem, że dzielnik nie może zawierać zera.

W ten sposób wyposażyliśmy zbiór \mathbb{IR} w pewną strukturę algebraiczną. Mimo tego zabiegu zbiór \mathbb{IR} nie stał się ani grupą, ani ciałem. A to dlatego, że dla żadnego z jego elementów nie istnieje element odwrotny (przeciwny). Interwały stały się więc obiektami algebraicznymi, ale nie przestały być zbiorami, co oznacza, że mogą być one używane w operacjach znanych z teorii mnogości. Poprawne są więc wyrażenia: $\mathbf{x} = \emptyset$ – zbiór pusty, $\mathbf{z} = \mathbf{x} \cap \mathbf{y}$ – część wspólna. Z sumą teorii mnogościową (unią) jest pewien kłopot – niekoniecznie jest ona interwałem. Zamiast niej używa się często powłoki interwałowej, tj. najmniejszego podzbioru \mathbb{R} , który zawiera obydwie składniki unii i jednocześnie także jest interwałem. Mamy więc:

$$\mathbf{z} = \mathbf{x} \cup \mathbf{y} = [\min(\underline{x}, \underline{y}), \max(\bar{x}, \bar{y})] \quad (4)$$

i oczywiście

$$\mathbf{x} \cup \mathbf{y} \subseteq \mathbf{x} \cup \mathbf{y}. \quad (5)$$

Pora na niespodziankę. Okazuje się, że generalnie prawdziwa jest relacja

$$\mathbf{x}(\mathbf{y} + \mathbf{z}) \subseteq \mathbf{xy} + \mathbf{xz}. \quad (6)$$

Ale przecież to oznacza, że wartości równoważnych wyrażeń, obliczone różnymi sposobami, mogą być różne! Rzeczywiście tak jest, ale jedno jest gwarantowane: interwał wynikowy zawsze zawiera w sobie prawdziwy wynik. Z drugiej strony mamy wyraźne wskazanie, że mechaniczna przeróbka starego, dobrze działającego programu komputerowego na wersję interwałową może prowadzić do opłakanych wyników. Szczególnie przykre może okazać się stwierdzenie, że nawet tak proste wyrażenie jak $\mathbf{x} - \mathbf{x}$ przeważnie nie jest równe zeru.

Dla wielu osób niespodzianką może być też fakt, że interwałów nie można traktować w rachunkach dokładnie tak samo jak dwuwymiarowych wektorów albo liczb zespolonych, choć wszystkie te obiekty wyglądają bardzo podobnie. Wystarczy popatrzeć na regułę odejmowania, nie zaszkodzi też wypróbować samodzielnie przemnożyć kilka interwałów przez ujemne liczby rzeczywiste, aby przekonać się, na czym polega różnica.

W pełnej analogii do tradycyjnych obiektów algebry liniowej definiuje się ponadto wektory oraz macierze interwałowe; k -wymiarowe wektory

interwałowe, będące elementami zbioru \mathbb{IR}^k , nazywa się też k -wymiarowymi kostkami lub pudełkami (ang. box).

Do zaspokojenia podstawowych potrzeb obliczeniowych brakuje nam jeszcze funkcji o wartościach interwałowych, których argumentami są także interwały. Przez ścisły interwałowy odpowiednik funkcji liczbowo-liczbowej f rozumie się

$$\tilde{f}(\mathbf{x}) = \left[\inf_{x \in \mathbf{x}} f(x), \sup_{x \in \mathbf{x}} f(x) \right], \quad (7)$$

czyli po prostu zakres wartości przyjmowanych przez f w przedziale \mathbf{x} . Niestety, poza prostymi przypadkami, podanie ścisłego wzoru na funkcję interwałową bywa kłopotliwe. Posługujemy się wówczas innymi, łatwiejszymi do znalezienia funkcjami, które można by nazwać obwolucjami interwałowymi (ang. interval enclosure) swoich pierwowzorów. Nie narzuca się przy tym żadnych wymagań co do tego, „jak ciasno” obwoluta F ma obejmować oryginalną funkcję f , poza tym jednym, aby dla dowolnych argumentów prawdziwa była implikacja

$$(x \in \mathbf{x}) \Rightarrow (f(x) \in F(\mathbf{x})), \quad (8)$$

którą często zapisuje się w postaci

$$F(\mathbf{x}) \supseteq \tilde{f}(\mathbf{x}). \quad (9)$$

Można powiedzieć, że obwoluta interwałowa danej funkcji oszacowuje tę funkcję z obu stron, tj. jednocześnie od dołu i od góry. Obwoluty nazywamy też funkcjami inkluzywnymi albo obejmującymi w stosunku do oryginału. Szczególnie przydatne są funkcje monotonicznie inkluzywne, tj. mające własność

$$\lim_{w(\mathbf{x}) \rightarrow 0} F(\mathbf{x}) = f(x). \quad (10)$$

(Jeśli argument zmierza do interwału cienkiego, to także wartość funkcji staje się „punktowa” i równa wartości funkcji oryginalnej). Warunku tego nie da się spełnić, jeśli f jest nieciągła, tak jak np. funkcja signum. Można dowieść, że mechaniczne zastąpienie w wyrażeniu algebraicznym wszystkich zmiennych przez zawierające je interwały daje w wyniku poprawną funkcję inkluzywną, choć niekoniecznie będzie to ścisły odpowiednik interwałowy oryginału. Konstrukcje takie nazywamy naturalnymi albo naiwnymi. Przykład: niech $f(x) = x^2$; obliczmy $f([-1, 2])$;

otóż $[-1, 2] \cdot [-1, 2] = [-2, 4]$, podczas gdy ścisłym wynikiem jest oczywiście przedział $[0, 4] \subset [-2, 4]$.

Na zakończenie tego z konieczności bardzo skrótowego, choć przydługiego wstępu konieczne jest zwrócenie uwagi Czytelnika na znaczenie zaokrągleń w rachunkach interwałowych. Absolutną koniecznością jest wykonywanie tej czynności w każdym kroku obliczeniowym. Co więcej, stosujemy tzw. zaokrąglanie na zewnątrz (ang. outward rounding), co oznacza, że w każdym pośrednim wyniku dolny koniec przedziału zaokrągliła się w dół, a górny – w górę. Jedynie takie postępowanie daje gwarancję, że otrzymany rezultat z całą pewnością zawiera prawdziwy wynik. Szczęśliwie dla programistów nie jest to żadne dodatkowe obciążenie ani utrudnienie, gdyż procedury biblioteczne zajmują się tym automatycznie. Najnowsze konstrukcje procesorów pozwalają na zaokrąglanie w opisany sposób już na poziomie sprzętu, zupełnie zwalniając programistę z tego obowiązku. Jeśli nie dysponujemy komputerem wyposażonym w taki właśnie procesor, to radzimy sobie, symulując poprawne zaokrąglanie przez pomnożenie końców pośrednich wyników przez $1 \pm \varepsilon$, gdzie $\varepsilon > 0$ jest niewielką liczbą, rzędu kilku do kilkunastu dokładności maszynowych.

Esencję rachunków interwałowych stanowią dwie rzeczy: 1) podawanie gwarantowanych granic, w których mieści się prawdziwy wynik; 2) dłożenie wszelkich starań, aby te granice były wyznaczone możliwie najlepiej, tj. były możliwie wąskie.

4. Znane zastosowania w fizyce

W sierpniu 1998 r. Tom Hales ogłosił dowód słynnej hipotezy Keplera, będącej na chyba jeszcze słynniejszej liście problemów matematycznych przedstawionej przez Davida Hilberta w 1900 r. Treścią hipotezy było przypuszczenie, że żaden układ identycznych kul nie może przewyższać gęstością struktury powierzchniowo centrowanej, fcc. Wszyscy to wiedzieliśmy z kursu fizyki ciała stałego, jednakże ścisły dowód stał się możliwy dopiero dzięki metodom interwałowym.

Trzeba jednak przyznać, że przytłaczająca większość dotychczasowych zastosowań opisywanych metod ogranicza się do aspektów czysto rachunkowych, i to w zakresie czterech działań arytmetycznych. Przykładem niech będą najnow-

sze pomiary (maj 2000 r.) stałej grawitacji G . Dzięki nim wiemy, że nasza planeta ma masę $(5,972\,23 \pm 0,000\,08) \cdot 10^{24}$ kg, a $G = 6,673\,90 \cdot 10^{-11} \text{ m}^3 \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{s}^{-2}$ z niepewnością 0,0014%. Do tej samej kategorii można zaliczyć pracę Diane Doser, która przedstawiła w czasopiśmie *Reliable Computing* (dawniej: *Interval Computations*) opis niepewności pomiarów geofizycznych w języku analizy interwałowej.

5. Sformułowanie problemu

W wielu gałęziach nauk doświadczalnych często spotykamy się z problemem dopasowania danych. Nazwa dopasowanie (lub okropna żargonowa nazwa „fitowanie”) jest używana wtedy, gdy chodzi o pewien rodzaj przybliżenia, często zwany także regresją. Do naszych celów sformułujemy problem tak: mając zestaw danych, zwanych dalej pomiarami, tzn. zbiór par liczb $\{(x_j, y_j)\}_{j=1}^n$, oraz pewien model, należy znaleźć odpowiednie wartości parametrów tego modelu, tak aby poprawnie opisywał on zebrane dane.

W dalszym ciągu założymy ponadto, że: 1) wartości obu składników każdej pary (współrzędnych) mogą być niepewne, tzn. dla każdego x_j (odpowiednio y_j) znamy przedział $[\underline{x}_j, \bar{x}_j] = \mathbf{x}_j$ (odp. $[\underline{y}_j, \bar{y}_j] = \mathbf{y}_j$), zawierający x_j (odp. y_j) i dający gwarancję, że prawdziwa, choć nieznaną wartość mierzona (y) względnie będącej pod kontrolą (x) wielkości fizycznej mieści się w nim; 2) szukamy parametrów modelu liniowego, opisującego zależność y od x : $y = ax + b$.

Podane dalej rozważania stosują się bezpośrednio do wielu innych modeli z dwoma parametrami. Rozszerzenie na modele o większym stopniu komplikacji jest także niemal natychmiastowe. Wybraliśmy model liniowy dlatego, że jest on bardzo ważny, szeroko stosowany, a jednocześnie prawdopodobnie najprostszy.

Krótko mówiąc, naszym celem będzie znalezienie ograniczeń na dwa parametry, nazywane odtąd a i b , które możliwie najlepiej opisują dane doświadczalne. Znanych jest wiele sposobów rozwiązania tego problemu. Wszystkie one zależą od określenia, czym jest najlepsze dopasowanie. Wśród nich należy wymienić metodę najmniejszych kwadratów (LSQ) oraz metodę najmniejszych odchyłeń bezwzględnych (LAD), które są najbardziej znane i najszerszej stosowane. Jed-

nakże nawet interwałowe odpowiedniki tych metod nie dostarczają wyników oczekiwanych przez eksperymentatorów. Często tzw. problem skupisk (ang. clustering problem) [8,9] uniemożliwia precyzyjne zlokalizowanie poszukiwanego minimum. Zjawisko to polega na tym, że w okolicach poszukiwanego minimum znajdujemy ogromne skupiska niewielkich kostek i nie potrafimy rozstrzygnąć, która z nich zawiera owo minimum, a która nie. W rezultacie otrzymujemy oszacowania interwałowe, które są z reguły bardzo pesymistyczne – tak szerokie, że praktycznie bezwartościowe.

Po cóż więc w ogóle zajmować się jeszcze jedną metodą interwałową?

6. Niedostatki obecnych metod

Najbardziej popularne obecnie metody dopasowań są oparte na podstawach probabilistycznych. Dzieje się tak dlatego, że wyniki pomiarów są traktowane jak wartości zmiennych losowych. Nie ma nic złego w takim podejściu, aczkolwiek dalsze przetwarzanie danych doświadczalnych odbywa się przy – rzadko kiedy podawanych w jawnej formie – silnych założeniach dodatkowych, które dotyczą rozkładów prawdopodobieństwa mierzonych wartości. Najczęściej zakłada się, i praktycznie nigdy nie sprawdza, że badane zmienne mają rozkład normalny (gaussowski). Niestety, wbrew obiegowej opinii, zwykle wcale tak nie jest. Dziś znakomita większość pomiarów odbywa się przy użyciu cyfrowych instrumentów pomiarowych, tak że nawet jeśli badane zjawisko podlega rozkładowi normalnemu, to już zbiór jego pomiarów, złożony przecież wyłącznie z dyskretnych wartości, nie może mieć rozkładu normalnego.

Jest także druga hipoteza – że niepewności pomiarowe, dawniej zwane błędami pomiarów, są małe. Tego to już zupełnie nie da się sprawdzić, tym bardziej, że rzetelny eksperymentator nie ma najmniejszego wpływu na wielkość niepewności tych pomiarów, które już wykonał. Tymczasem wszelkie „prawa przenoszenia się błędów” mają sens i rację bytu jedynie jeśli owe „błędy” rzeczywiście są małe.

Na koniec, wszystkie te metody, jawnie lub w sposób ukryty, czynią użytek z centralnego twierdzenia granicznego, bez przejmowania się takim drobiazgiem, że wszelkie wnioski z niego pły-

nące mają zastosowanie jedynie w granicznym przypadku, gdy liczba pomiarów staje się nieskończenie wielka.

Oceny interesujących parametrów, otrzymane metodami probabilistycznymi, są podawane w postaci dwóch liczb, które oznaczają wartość średnią (lub najbardziej prawdopodobną) oraz dyspersję (znowu przy milczącym założeniu normalności rozkładu!) albo – znacznie rzadziej – granice przedziału ufności. Wybór tak zwanego poziomu ufności, który jest wówczas trzecią podawaną liczbą, pozostaje w zasadzie dowolny. Dodajmy, że poziom ufności jest tylko luźno, jeśli w ogóle, powiązany z wykonanymi pomiarami.

7. Podejście interwałowe

Naszym celem jest podanie ciasnych i jednocześnie gwarantowanych ograniczeń dla obu parametrów a i b . Zgodnie z tym zamierzeniem, będziemy szukać interwałów $\mathbf{a} = [a, \bar{a}]$ i $\mathbf{b} = [b, \bar{b}]$, zawierających z całą pewnością prawdziwe wartości a i b . Zadanie to jest równoważne znalezieniu rozwiązań następującego układu równań:

$$\begin{cases} \mathbf{ax}_1 + \mathbf{b} & = & \mathbf{y}_1 \\ \vdots & \vdots & \vdots \\ \mathbf{ax}_n + \mathbf{b} & = & \mathbf{y}_n \end{cases} \quad (11)$$

Jest to układ $n > 2$ równań liniowych z tylko dwiema niewiadomymi. Ponieważ liczba danych przekracza liczbę niewiadomych, to układ (11) jest nadokreślony i z tego powodu na ogół nie ma rozwiązań w zwykłym sensie. Mimo to znajdziemy takie interwały \mathbf{a} i \mathbf{b} , że równania (11) oraz dane pomiarowe będą w jakimś sensie zgodne.

Najpierw jednak powinniśmy się zastanowić, co właściwie oznacza wypisany układ równań, jak te równania rozumieć i czego możemy wymagać od przyszłych rozwiązań. Zgodnie z klasyfikacją rozwiązań układów interwałowych równań liniowych, podaną przez Shary'ego [10], jest wiele sposobów określenia typu pożądanego rozwiązania. Bliższa analiza wykazuje, że w naszym przypadku sens mają dokładnie 4 typy rozwiązań. Nie będziemy, z braku miejsca, dyskutować tutaj ich wszystkich. Zainteresowanego Czytelnika wypada odesłać do pracy [11]. Skupimy się na rozwiązaniach zwanych zjednoczonymi (ang. united). Jest to najbardziej oczywisty rodzaj rozwiązań i dla-

tego mówi się o nich po prostu „rozwiązania”, bez dodatkowych określeń.

Rozwiązania zjednoczone definiuje się w następujący sposób: para liczb (a, b) należy do zbioru rozwiązań zjednoczonych układu równań (11), jeśli dla niektórych liczb $x_1 \in \mathbf{x}_1, y_1 \in \mathbf{y}_1, \dots, x_n \in \mathbf{x}_n, y_n \in \mathbf{y}_n$ zachodzi jednocześnie n równości: $ax_k + b = y_k$ dla $k = 1, \dots, n$. Para liczb (a, b) reprezentuje na płaszczyźnie xy pewną linię prostą. Przytoczona definicja ma więc prostą, przemawiającą do wyobraźni interpretację geometryczną. Ewentualnymi rozwiązaniami (zjednoczonymi) układu (11) są linie proste o tej właściwości, że każda z nich przechodzi przez wszystkie „prostokąty niepewności” $\mathbf{x}_k \times \mathbf{y}_k$. Ilustrujemy to na rys. 1. W sposób ścisły zapisujemy definicję zbioru rozwiązań zjednoczonych jako:

$$\{(a, b): \forall_{k=1, \dots, n} \exists_{x \in \mathbf{x}_k} \exists_{y \in \mathbf{y}_k} ax + b = y\}. \quad (12)$$

Zamiast zbioru rozwiązań będziemy w dalszym ciągu rozważać jego powłokę interwałową, tzn. najmniejszą dwuwymiarową kostkę (wektor) (\mathbf{a}, \mathbf{b}) zawierającą wszystkie poszukiwane pary liczbowe (a, b) . Pamiętając, że interwały są jednocześnie najzwyczajniejszymi zbiorami, możemy zapisać warunek, jaki musi spełniać powłoka interwałowa (\mathbf{a}, \mathbf{b}) zbioru rozwiązań:

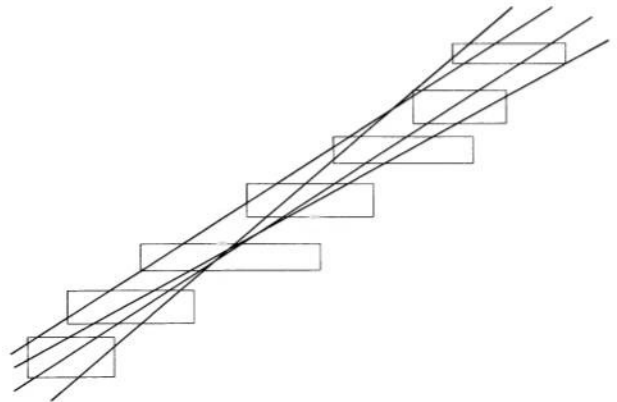
$$\forall_{k=1, \dots, n} (\mathbf{a}\mathbf{x}_k + \mathbf{b}) \cap \mathbf{y}_k \neq \emptyset. \quad (13)$$

Oczywiście, nie każda para liczbowa $(a, b) \in (\mathbf{a}, \mathbf{b})$ jest elementem zbioru rozwiązań, jednakże sama kostka (\mathbf{a}, \mathbf{b}) zawiera z całą pewnością wszystkie rozwiązania.

Eksperymentatorzy z pewnością będą zainteresowani jeszcze innym typem „rozwiązań”, spoza klasyfikacji Shary’ego, które wypadaloby nazwać zgrubnymi. Chodzi o „rozwiązania” określone prawie tak samo jak zjednoczone, jednakże z osłabionym wymaganiem (13). Wystarczy, aby warunki (13) były spełnione dla większości pomiarów, niekoniecznie dla wszystkich. Oczywiście, rozwiązania zjednoczone stanowiłyby wówczas podzbiór rozwiązań zgrubnych. Ten typ „rozwiązań” może być bardzo przydatny przy analizie danych zawierających tzw. błędy grube (ang. outliers). Odkładamy ich dyskusję do dalszych części artykułu, tutaj jedynie sygnalizując tę interesującą możliwość.

A co z dostatecznie grubą prostą? Początkujący student zapewne wyobrażał ją sobie jako

figurę geometryczną nakrywającą w całości wszystkie „prostokąty niepewności”. Okazuje się, że zbiór określony w taki sposób jest tak źle zdefiniowany, że trudno w ogóle mówić o jego istnieniu. Próby znalezienia rozwiązań o takiej właściwości kończą się wynikami przypadkowymi, żeby nie powiedzieć nonsensownymi. Zdarza się nawet, że znaleziona „prosta” przebiega w kierunku prostopadłym do oczekiwanego!



Rys. 1. Interpretacja geometryczna kilku rozwiązań zjednoczonych układu równań (11). Narysowanie wszystkich rozwiązań zaciemniłoby niepotrzebnie rysunek, jest jednak wyraźnie widoczne, jaką figurę geometryczną tworzy zbiór wszystkich rozwiązań: jest to właśnie tytułowa „gruba prosta”. Widać także, że niektóre „prostokąty niepewności” zostaną nakryte ową figurą w całości, inne – tylko w części, jednakże żaden z nich nie będzie rozłączny z „grubą prostą”.

8. Interpretacja fizyczna

Czytelnik zapewne zauważył, że przystępujemy do poszukiwań nieznanymi parametrów w sposób zupełnie odmienny od ogólnie przyjętego. Korzystając z metod interwałowych, wcale nie zamierzamy szukać ekstremum żadnego funkcjonału. Mamy świadomość, że w literaturze istnieje wiele interwałowych odpowiedników klasycznych metod optymalizacyjnych. Nie chcemy ich używać, m.in. dlatego, że nie dają one oszacowań niepewności poszukiwanych parametrów, a przynajmniej nie pojawiają się one jako bezpośredni i wiarygodny rezultat obliczeń. Zamiast tego rozważymy jedynie, w jakich granicach muszą znajdować się poszukiwane parametry, aby dobrze opisać dane doświadczalne. Podejście to ma podstawowe zalety. Po pierwsze, jest zgodne z powszechnym rozumieniem postępu w badaniach jako powiększaniem zasobów wiedzy. Przyrost wiedzy

jest równoważny zmniejszaniu ignorancji, co się daje przetłumaczyć jako zmniejszanie niepewności, czyli – w języku tego artykułu – szerokości interwałów zawierających wartości liczbowe badanych wielkości fizycznych. Każdy nowy pomiar to potencjalnie nowe ograniczenia na możliwe wartości poszukiwanych parametrów. Pomiaru niezbyt staranne, czyli niezbyt dokładne, nie wnoszą do istniejącej wiedzy niczego nowego, bo ograniczenia z nich wynikające i tak są mniej rygorystyczne od już znanych. I nie ma najmniejszej potrzeby dyskryminowania tych „gorszych” pomiarów przez nadawanie im jakichkolwiek arbitralnych wag. Te liczby (wagi) nie są przecież żadnym obiektywnym atrybutem zebranego materiału doświadczalnego – po cóż więc mnożyć byty ponad rzeczywistą potrzebę? Po drugie, rozwiązania otrzymywane na drodze analizy ograniczeń w naturalny sposób mają wyznaczone, wiarygodne niepewności, które wynikają ściśle z niepewności przeprowadzonych pomiarów. Zbędne jest posługiwanie się jakimikolwiek „prawami przenoszenia się błędów”, których zakres stosowalności jest właściwie poza wszelką realną kontrolą.

Podejście interwałowe pozwala na wyciągnięcie jeszcze innych, niezwykle interesujących, wniosków i to jeszcze zanim przedstawimy konkretną metodę otrzymywania rozwiązań. Przypuśćmy, patrząc na rys. 1, że do istniejącego już zestawu danych przybywa po pewnym czasie nowy pomiar. Po pierwsze, jeśli nasze pomiary są rzetelne, to nie może on się pojawić gdziekolwiek, a jedynie w takim miejscu, aby mieć przynajmniej jeden punkt wspólny ze znalezionym wcześniej zbiorem rozwiązań – oszacowań liczb a i b . Jest jasne, że ponowne oszacowanie a i b może co najwyżej zawęzić dotychczasowe ograniczenia tych parametrów. W szczególności, pomiar wykonany znacznie mniej dokładnym przyrządem (byle rzetelny!) nie może zmienić dotychczasowych oszacowań. Bez angażowania jakiegokolwiek aparatu matematycznego widzimy, że istotny postęp w znajomości wartości parametrów a i b da się osiągnąć na dwa sposoby: 1) przez wykonanie nowych pomiarów, o jakości (w sensie dokładności czy niepewności) porównywalnej z dotychczasową, ale wykonanych poza przebadanym dotychczas zakresem będącej pod kontrolą zmiennej x ; 2) przez wyraźne polepszenie dokładności nowych pomiarów mieszczących się we wstępnie przebadanym obszarze.

Przedyskutujmy teraz kwestię istnienia lub nieistnienia rozwiązań.

Jeśli rozwiązania zjednoczone istnieją, to zebrane dane są zgodne z używanym modelem; innymi słowy, nie ma sprzeczności między teorią a wynikami doświadczalnymi. Mówienie, że dane są w „przyzwoitej”, „dobrej” lub wręcz „znakomitej” zgodności z teorią jest raczej kwestią gustu niż czegośkolwiek innego. Używanie tych określeń może być usprawiedliwione jedynie porównaniem z podobnymi wynikami, zwłaszcza pod względem szerokości interwałów a i b , otrzymanymi przez innych autorów lub innymi metodami.

Jeśli rozwiązania zjednoczone nie istnieją, to musiało zajść jedno z następujących zdarzeń:

— co najmniej jeden z pomiarów jest niewiarygodny, tzn. związane z nim niepewności zostały błędnie oszacowane, a konkretnie zaniżone; być może dotyczy to nawet wszystkich pomiarów;

— jeden lub większa liczba pomiarów są obciążone grubym błędem. Może to być wynikiem awarii lub niewłaściwej kalibracji aparatury pomiarowej, przekłamaniem w transmisji danych albo zwykłą pomyłką osoby wykonującej pomiary w czasie ręcznej rejestracji uzyskanych wyników lub podczas wprowadzania ich do pamięci komputera.

Możliwa jest także trzecia przyczyna: używany model (w naszym przypadku liniowy) nie opisuje dobrze badanego zjawiska. Ta ostatnia możliwość może się przytrafić całkiem łatwo w naukach fizycznych, w których przybliżone, liniowe lub zlinearyzowane modele są często wykorzystywane. Są one użyteczne tylko tak długo, aż pojawią się nowe, dokładniejsze wyniki pomiarów. Może się wówczas okazać, że nadeszła pora krytycznego przeglądu dotychczasowej teorii, jej korekty, a może nawet odrzucenia.

Możemy też popatrzeć na zbiór rozwiązań zjednoczonych z innej perspektywy: jeśli jest on pusty, to mamy dowód, że nasz model jest niezgodny z posiadanymi danymi, nie opisuje ich adekwatnie. Nieprzydatność modelu może być przykrą wiadomością, lecz z drugiej strony ścisły dowód tego faktu wart jest niepomiernie więcej niż wynik jakiegokolwiek testu statystycznego. Jednakże, aby taki wynik uznać za pewny, musimy mieć gwarancję, że niepewności pomiarowe

wszystkich danych zostały oszacowane poprawnie – co oznacza, że wzięto pod uwagę wszelkie źródła niepewności [12] i że w żadnym wypadku nie zostały one zaniżone.

Wnioski powyższe są logiczną konsekwencją przyjętych na początku założeń oraz trzech „aksjomatów” teorii błędów pomiarowych, przypisywanych Rabinovichowi (1993)¹: 1) prawdziwa wartość mierzona istnieje; 2) mierzona wartość pozostaje stała w trakcie pomiaru; 3) wynik pomiaru daje tylko oszacowanie mierzonej wartości, ona sama pozostaje nieznana. Aksjomaty te, choć dalekie od matematycznej ścisłości, w oczywisty sposób nawiązują do ducha analizy interwałowej.

Szczupłość miejsca jest powodem, że szczegółowy („techniczny”) opis algorytmu można znaleźć tylko w pełnej internetowej wersji tego artykułu pod adresem www.fuw.edu.pl/~postepy/dodatki. Dyskutujemy tam także jego złożoność obliczeniową.

9. Przykład rachunkowy

Program w języku FORTRAN, opisany w pracy [13], zastosowano do 10 sztucznych punktów pomiarowych, z niepewnościami w obu zmiennych. Jako niepewności dla każdego pomiaru, σ_x i σ_y , przyjęto trzecią część promieni odpowiednich interwałów, czyli szóstą część ich szerokości. Tak spreparowane dane przedstawione są w tab. 1, a wyniki obliczeń w tab. 2.

Tabela 1. Dane użyte w przykładowych obliczeniach. σ_x i σ_y zostały wzięte jako zaokrąglone trzecie części promieni odpowiadających im interwałów.

$m(\mathbf{x})$	$r(\mathbf{x})$	σ_x	$m(\mathbf{y})$	$r(\mathbf{y})$	σ_y
0,9	0,1	0,333	3,65	0,45	0,150
1,9	0,1	0,333	4,60	0,40	0,133
2,9	0,1	0,333	5,65	0,22	0,073
3,9	0,1	0,333	6,60	0,40	0,133
5,4	0,1	0,333	8,00	0,50	0,167
5,9	0,1	0,333	9,05	0,50	0,167
6,9	0,1	0,333	9,60	0,50	0,167
8,7	0,1	0,333	11,30	0,50	0,167
9,1	0,1	0,333	12,75	0,55	0,183
10,1	0,1	0,333	13,70	0,30	0,100

¹ Sformułowania te padły podczas kularowych dyskusji na jednej z konferencji i nie zostały nigdzie opublikowane.

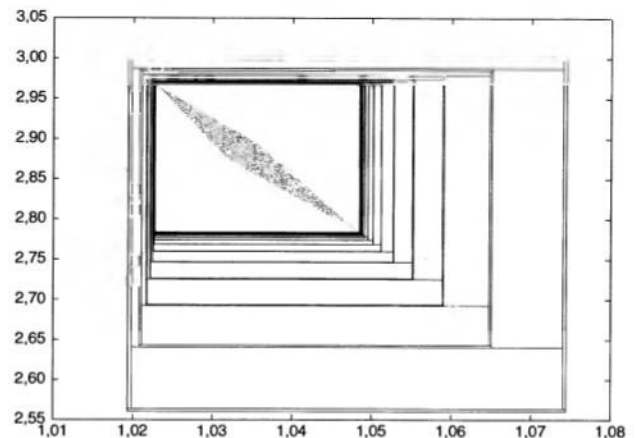
Tabela 2. Wyniki otrzymane z programu [13], przepisane z ekranu komputera, bez żadnych zaokrągleń.

parametr	wartość	parametr	wartość
a_{LSQ}	1,086 633 92	σ_a	0,013 649 0939
b_{LSQ}	2,491 811 99	σ_b	0,082 284 525

Znaleziono także powłokę interwałową poszukiwanych parametrów jako rozwiązań zjednoczonych odpowiedniego układu liniowych równań przedziałowych. Oczywiście, tym razem uwzględniono pełne niepewności pomiarowe. Wyniki, zaokrąglone do pięciu cyfr po przecinku, są następujące:

$$(a, b) = ([1,02271, 1,04840], [2,78378, 2,96827]).$$

Przebieg obliczeń oraz wyniki – zarys zbioru rozwiązań i jego powłokę interwałową – przedstawia rys. 2.



Rys. 2. Końcowe iteracje wykonane przez algorytm przetwarzający przykładowe dane, przedstawione na płaszczyźnie ab (a – na osi poziomej). Ciemny kształt w najmniejszej kostce utworzony jest przez 15 000 par (a, b) należących do zbioru rozwiązań zjednoczonych. Początkowa kostka to: $a \in [-2,375, 12,5]$, $b \in [-32,45, 34,3]$. Wynik końcowy wymagał wykonania 50 cykli.

Uzyskane wyniki liczbowe posłużyły do sporządzenia tab. 3. „Korytarz błędów” (w tab. 3 wielkości $y_{LSQ} - 3\sigma$ oraz $y_{LSQ} + 3\sigma$) dla wyników z metody najmniejszych kwadratów obliczono dla każdego pomiaru oddzielnie, stosując znany wzór

$$\sigma = \sqrt{\left| \frac{\partial y}{\partial a} \sigma_a \right|^2 + \left| \frac{\partial y}{\partial b} \sigma_b \right|^2} = \sqrt{|x\sigma_a|^2 + |\sigma_b|^2}. \tag{14}$$

Tabela 3. Wyniki przykładowych obliczeń. Końce wypisanych interwałów zostały zaokrąglone „na zewnątrz” do dwóch cyfr po przecinku, podczas gdy liczby opisane jako $y_{LSQ} \pm 3\sigma$, wynik obliczeń punktowych, zaokrąglono konwencjonalnie.

x	y	\bar{y}	y_{fit}	\bar{y}_{fit}	y_{LSQ} -3σ	y_{LSQ} $+3\sigma$
0,8	3,20		3,65	3,81	3,112	3,610
1,0		4,10	3,80	4,02	3,328	3,828
1,8	4,20		4,62	4,86	4,190	4,705
2,0		5,00	4,82	5,07	4,405	4,925
2,8	5,43		5,64	5,91	5,262	5,807
3,0		5,87	5,84	6,12	5,476	6,027
3,8	6,20		6,67	6,96	6,329	6,913
4,0		7,00	6,87	7,17	6,542	7,135
5,3	8,55		8,20	8,53	7,922	8,580
5,5		9,55	8,40	8,74	8,134	8,802
5,8	8,20		8,71	9,05	8,452	9,137
6,0		8,90	8,92	9,26	8,663	9,360
6,8	9,10		9,73	10,10	9,509	10,253
7,0		10,10	9,94	10,31	9,720	10,477
8,6	10,80		11,57	11,99	11,407	12,267
8,8		11,80	11,78	12,20	11,617	12,491
9,0	12,20		11,98	12,41	11,828	12,715
9,2		13,30	12,19	12,62	12,038	12,939
10,0	13,40		13,01	13,46	12,880	13,836
10,2		14,00	13,21	13,67	13,090	14,061

Jak widać z tab. 3, w zakresie zmiennej x , w którym wykonano pomiary, wyniki obu metod są porównywalne. Obydwa zestawy parametrów opisują pomiary mniej więcej jednakowo dobrze. Rachunki interwałowe dały wyraźnie mniejszą szerokość „korytarza błędów”, lecz jest to kwestia przypadku; zwykle będzie odwrotnie. Szokujące natomiast jest to, że $a_{LSQ} \notin \mathbf{a}$ oraz $b_{LSQ} \notin \mathbf{b}$! Nie, to nie jest pomyłka. To tylko przykład wskazujący, jak bardzo zwodnicza i odległa od rzeczywistości może okazać się „wartość najbardziej prawdopodobna”, do której jesteśmy tak przywiązani. Przygadki takie w praktyce nie powinny się zdarzać –

obie metody powinny dawać zbliżone wyniki. Jeśli tak nie jest, to zapewne niepewności pomiarowe zostały oszacowane zbyt optymistycznie albo nastąpiła jakaś pomyłka podczas zbierania danych.

Warto odnotować, że problem interpolacji danych doświadczalnych o wartościach interwałowych był badany już wcześniej, np. w [14] (wielomian interpolacyjny Lagrange’a) oraz w [15] (przez rozkład na funkcje bazy: uogólnione wielomiany). W obu przypadkach niepewności występowały tylko w jednej (zależnej) zmiennej. Nie dyskutowano ani sensu fizycznego, ani wartości uzyskanych parametrów.

10. Inne zastosowania

10.1. Automatyczne wykrywanie błędów grubych

Przypuśćmy, że próbujemy znaleźć powłokę interwałową rozwiązań zjednoczonych pewnego problemu liniowego i zbiór ten okazuje się pusty. Oznacza to, że jeden lub większa liczba pomiarów jest obciążona błędami grubymi. Istnieje kilka metod, zarówno czysto heurystycznych, jak i opartych na rachunku prawdopodobieństwa, które umożliwiają identyfikację takich odstających pomiarów. Zauważmy przy okazji, że w przeciwieństwie do metod interwałowych, metoda najmniejszych kwadratów *zawsze* dostarcza oszacowań poszukiwanych parametrów, niezależnie od tego, czy zestaw danych zawiera pomiary odstające, czy nie. Takie wyniki pomiarów najłatwiej zauważyć po ich umieszczeniu, wraz z najlepiej dopasowaną linią prostą, na wspólnym wykresie. Jest to raczej wyczerpujące zajęcie, w którym w dodatku bardzo łatwo o kolejne pomyłki, jeśli praca jest wykonywana ręcznie. W takich zastosowaniach, jak kontrola procesów produkcyjnych czy technologicznych, wszystko jedno, czy w hali produkcyjnej, czy w laboratorium naukowym, kiedy otoczenie jest pełne zakłóceń elektromagnetycznych, niepoprawne odczyty urządzeń pomiarowych czy przekłamania podczas transmisji danych mogą zdarzać się całkiem często i uchodzić uwadze operatora czy laboranta. Może to być przyczyną znacznego obniżenia jakości i niezawodności procedur kontrolnych, a czasami prowadzić nawet do katastrofalnych skutków.

Przewaga metod interwałowych nad tradycyjną metodą najmniejszych kwadratów jest tedy

oczywista: żaden pomiar odstający nie może pozostać niezauważony. Jediną kwestią jest tylko, jak go wykryć, o czym za chwilę. Powinniśmy tu wspomnieć, że inne znane metody zazwyczaj zawodzą, gdy natrafią na więcej niż jeden odstający pomiar albo gdy są tylko dwa „złe” pomiary, ale występujące kolejno.

Do stwierdzenia obecności oraz wykrywania pomiarów odstających możemy zastosować następującą procedurę: powtarzamy poszukiwania zbioru rozwiązań zjednoczonych dla danego zestawu pomiarów, używając osłabionego warunku (13), tzn. godząc się z tym, że ów warunek może nie być spełniony przez niektóre pomiary. Innymi słowy, poszukujemy zgrubnych rozwiązań, wspomnianych wcześniej. W tym celu odrzucimy w trakcie obliczeń kostki (\mathbf{a}, \mathbf{b}) , w których warunek (13) nie jest spełniony przez co najmniej k pomiarów i gdzie indeks k , początkowo równy zeru, numeruje kolejne podejścia. Wartość k , przy której po raz pierwszy osiągniemy sukces (tzn. znajdziemy niepusty zbiór rozwiązań zgrubnych) powie nam, czy stwierdzono obecność pomiarów odstających w zestawie danych doświadczalnych (gdy $k \neq 0$), a jeżeli tak, to ile ich jest (k). Ich identyfikacja jest natychmiastowa: żaden z nich nie spełnia warunku (13), w którym zamiast interwałów \mathbf{a} i \mathbf{b} użyto ostatnio uzyskanych wartości. Zauważmy przy okazji, że nie potrzeba żadnej wcześniejszej wiedzy o tym, które pomiary są podejrzanego jakości (w innych metodach wiedza taka bywa wymagana).

Metoda opisana wyżej powinna być bardzo skuteczna – powinna umożliwić wykrycie całkiem sporej liczby pomiarów odstających, nawet gdyby stanowiły one prawie 50% wszystkich danych. Autor przeprowadził dość ograniczone badania w tym kierunku, zawsze z tylko jednym lub dwoma odstającymi pomiarami. Testy wykazały, że metoda działa zgodnie z oczekiwaniami. Jest oczywiste, że ten algorytm zawsze się zatrzyma, najpóźniej wtedy, gdy pozostaną tylko dwa pomiary.

10.2. Znajdowanie asymptot i stycznych

Czasem zachodzi potrzeba znalezienia na podstawie niedoskonałych przecież pomiarów równania linii prostej, która jest asymptotą albo jest styczna do badanej krzywej. Metody interwałowe, opisywane w tym artykule, mogą być

w tym pomocne, gdyż eliminują wszelkie przejawy subiektywnego oglądu osoby opracowującej dane tego typu. Co ciekawe, nigdzie w literaturze nie udało się znaleźć recepty postępowania w takich okolicznościach. Tymczasem problem jest ważny i wobec tego jest istotne, aby parametry określane na tej drodze były wiarygodne, tzn. miały rzetelnie określone niepewności.

Jako przykład omawianej sytuacji rozpatrzmy proces, którego ewolucję opisuje wzór

$$y(t) = A_0 + \sum_{j=1}^k A_j \exp\left(-\frac{t}{\tau_j}\right), \quad (15)$$

gdzie liczba różnych podprocesów, k , nie musi być nawet dokładnie znana z góry, ale o których można założyć, że charakteryzujące je (nieznane) czasy relaksacji τ_j są dobrze rozdzielone (wyraźnie się różnią) oraz są uporządkowane w kolejności rosnącej. Rejestrując przebieg takiego procesu, zwłaszcza w okolicy $t = 0$, otrzymujemy

$$y(t) \approx y(0) - \frac{A_1}{\tau_1} t, \quad (16)$$

tj. równanie linii prostej, o ile przebieg procesu jest początkowo zdominowany przez podproces o najkrótszym czasie relaksacji. Równanie to jest często używane przy badaniu kinetyki reakcji fotochemicznych, rozpadu promieniotwórczego, relaksacji w układach wielopoziomowych i innych zjawisk. Wyrażenia o podobnym „asymptotycznym” charakterze otrzymuje się m.in. dla początkowej przenikalności materiałów ferromagnetycznych albo podatności paramagnetyków. We wszystkich takich przypadkach interesujące parametry fizyczne są ukryte w równaniu linii prostej stycznej do krzywej doświadczalnej. Jednym z nich jest temperatura Curie–Weissa, niosąca informacje o rodzaju oddziaływań magnetycznych. Jak możemy otrzymać rzetelną ocenę parametrów tej prostej?

Przypuśćmy, że udało nam się znaleźć powłokę interwałową rozwiązań zjednoczonych dobrze opisujących n pierwszych punktów pomiarowych: $(\mathbf{a}_n, \mathbf{b}_n)$. Zastanówmy się, co się stanie, kiedy wzbogacimy zestaw danych doświadczalnych o kolejny punkt pomiarowy i spróbujemy rozwiązać problem ponownie. Jest oczywiste, że jeśli tylko $n+1$ poprawnych pomiarów leży na linii prostej, to otrzymamy $(\mathbf{a}_{n+1}, \mathbf{b}_{n+1}) \subseteq (\mathbf{a}_n, \mathbf{b}_n)$.

Ta nieskomplikowana obserwacja jest jednocześnie podstawą proponowanego sposobu postępowania: poczynając od dwóch pierwszych pomiarów (w tym przypadku rozwiązania zjednoczone zawsze istnieją), znajdujemy kolejne zbiory rozwiązań, za każdą próbą wzbogacając zestaw danych o wynik kolejnego pomiaru. Zakończmy, kiedy $(\mathbf{a}_{n+1}, \mathbf{b}_{n+1}) = \emptyset$. Rozwiązaniem jest wówczas $(\mathbf{a}_n, \mathbf{b}_n)$. Oczywiście, dane powinny być odpowiednio uporządkowane: albo w kolejności wzrastających, albo malejących wartości x – stosownie do sytuacji.

Nakreślony sposób postępowania to w tej chwili jedynie szkic, który wymaga jeszcze starannego dopracowania.

11. Podsumowanie

Na prostym przykładzie pokazano, w jaki sposób analiza interwałowa może być użyteczna w obiektywnym, wiarygodnym i rzetelnym przetwarzaniu danych doświadczalnych. Przedstawiona metoda radzi sobie z jednakową łatwością z klasycznym przypadkiem, kiedy niepewności pomiarowe dotyczą tylko jednej ze zmiennych, jak i wtedy, kiedy obie zmienne obciążone są niepewnością. Nie ma żadnej potrzeby ustalania wag dla poszczególnych pomiarów, zawsze mniej lub bardziej arbitralnego. Przedziały, w których mieszczą się wyniki są gwarantowane, tj. charakteryzują się poziomem ufności równym dokładnie 100%.

Prezentowane podejście zostało w znacznym stopniu zainspirowane pracami polskiego matematyka pracującego od lat w Holandii, Krzysztofa R. Apta, w szczególności pracą [16]. Po przeczytaniu cytowanego artykułu autor zdał sobie sprawę, że częściowy porządek istniejący w zbiorze \mathbb{IR} , który generowany jest przez relację inkluzji, jest jego fundamentalną właściwością. Metody interwałowe powinny w jak największym stopniu wykorzystywać tę cechę, tak jak to jest w przypadku najbardziej znanego osiągnięcia analizy przedziałowej – interwałowej wersji me-

tody Newtona. Część interwałowa przedstawionych wyników numerycznych została otrzymana przy użyciu INTLIB [17] – wolnodostępnej biblioteki napisanej w FORTRAN-ie 77. Praca jest częścią działalności statutowej autora w Instytucie Fizyki PAN.

Literatura

- [1] N. Wiener, *Proc. Cambridge Philos. Soc.* **17**, 441 (1914).
- [2] N. Wiener, *Proc. London Math. Soc.* **19**, 181 (1921).
- [3] A.D. Aleksandrow, *Usp. Mat. Nauk* **5**, 187 (1950) – wyniki wstępne, A.D. Aleksandrow, W.W. Owczinnikowa, *Leningrad Uniw. Wiestnik* **11**, 94 (1953) – pełny dowód; obydwie prace w języku rosyjskim.
- [4] <http://www.math.psu.edu/dna/disasters/>.
- [5] R.E. Moore, *Interval Analysis* (Prentice Hall, Englewood Cliffs, NJ 1966).
- [6] M. Warmus, *Bull. Acad. Polon. Sci., Cl. III* **4**, 253 (1956); M. Warmus, *Bull. Acad. Polon. Sci., Ser. math., astr. et phys.* **9**, 241 (1961).
- [7] W. Walster, korespondencja prywatna, za zgodą autora, sierpień 2001.
- [8] B. Kearfott, K. Du, *Computing* **9** (Suppl.), 117 (1992).
- [9] K. Du, R.B. Kearfott, *Journal of Global Optimization* **5**, 253 (1994).
- [10] S.P. Shary, *Extended Abstracts APIC '95* (International Workshop on Applications of Interval Computations, El Paso, 23–25 lutego 1995), *Reliable Computing* (Suppl.), s. 181.
- [11] M.W. Gutowski, *Reliable Computing*, wysłane do druku; tekst można znaleźć pod adresem internetowym: arXiv.org/abs/math/0108163.
- [12] G.W. Walster, w: *Reliability in Computing*, red. R.E. Moore (Academic Press Inc., San Diego, CA 1988), s. 309.
- [13] P.L. Jolivet, *Computers in Physics* **7**, 208 (1993).
- [14] Ch. Hu, A. Cardenas, S. Hoogendoorn, P. Sepulveda, Jr., *Reliable Computing* **4**, 27 (1998).
- [15] S. Markov, Y. Akyildiz, *Journal of Universal Computer Science* **2**, 59 (1996).
- [16] K.R. Apt, *Theoretical Computer Science* **221**, 179 (1999).
- [17] R.B. Kearfott, M. Dawande, K. Du, Ch. Hu, *ACM Trans. Math. Software* **20**, 447 (1994).

Gdzie fizyka ma szukać szans w XXI wieku?

Jan Klamut

*Instytut Niskich Temperatur i Badań Strukturalnych PAN, Wrocław
oraz Międzynarodowe Laboratorium Silnych Pól Magnetycznych i Niskich Temperatur, Wrocław*

Where should physics seek chances in 21st century?

Abstract: The paper is devoted to a search for an answer to the question: which problems in the current knowledge of physics contain a possibility of finding a new paradigm of physics that is necessary to understand quantum mechanics? The thesis that solid state physics may be the most interesting field in this respect is shaped.

1. Wstęp

Impulsem do napisania tego artykułu był artykuł prof. J. Spalka, który ukazał się w *Postęпах Fizyki* pod tytułem „Czy fizyka ma szansę w XXI wieku?” [1]. Jest to swoisty przypadek łańcucha. Profesor Spalek pisze, że to, co opublikowałem [2] w chemicznym czasopiśmie *Wiadomości Chemiczne* zainspirowało go do napisania artykułu; ja stwierdzam, że to, co on napisał, było także inspiracją dla mnie. Z wieloma uwagami prof. Spalka się zgadzam, niektóre mi nie odpowiadają, a niektóre można – jak sądzę – rozwinąć. W artykule widać duszę Autora. Napisał go pełen emocji, wiary w to, co robi, i w szlachetnej pasji zaatakowania granicy zrozumienia, o jakąk rozбивa się obecna fizyka.

Zacznijmy od cytatu. Prof. Spalek pisze: „Jesteśmy w sytuacji malarza, powiedzmy kubisty, który maluje otaczający świat, ale nie wie, dlaczego takim go widzi”. Jestem głęboko przekonany, że sytuacja nasza jest o wiele gorsza. Sięgnijmy do źródeł: opinii Alberta Gleizesa i Jeana Metzingera, wystawiających w 1911 r. w Salonie Niezależnych w znamienitej sali 41, w której ku-

biści demonstrowali swoją wizję malarstwa. Pisali oni w książce *O kubizmie* wydanej w 1912 r.: „Obraz (...) ma rację bytu sam w sobie”, „Niech obraz niczego nie naśladowuje i niech ukazuje bez obsłonek swoją rację bytu!”, „Gdybyśmy chcieli przestrzeń malarską powiązać z jakimiś prawami geometrii, należałoby się odnieść do uczonych nieeuklideskich, zastanowić się dłużej nad pewnymi teoriami Riemanna”. W książce *Les peintres cubistes – méditations esthétiques* (1913) wielki Guillaume Apollinaire pisał: „Taki Picasso bada przedmioty niczym chirurg robiący sekcję zwłok”, a w artykule opublikowanym w tym samym roku w *Der Sturm* stwierdził: „Kubizm, mówiąc ściśle, polega na poszukiwaniu nowych zasad komponowania dzieła sztuki z elementów formalnych, zaczerpniętych nie z rzeczywistości wizji, ale z rzeczywistości koncepcji” i „Malarstwo nie jest już sztuką odtwórczą, ale twórczą” [3].

A więc artysta miał stawać się demiurgiem nowej rzeczywistości. I nie malować świata, jaki widzi czy odczuwa, lecz wyzwolić się od tego świata. A jeśli nawet nawiązywać do niego, to go badać i wydobywać z niego istotne elementy, formy. Przy czym nie chodzi tu już o euklidesową

przestrzeń, w której dwie proste mogą się przeciąć raz i tylko raz, a suma kątów w trójkącie równa się 180° . Te dwa ostatnie zdania są sformułowanymi na początku wieku zaleceniami również dla fizyka, ale między artystą i fizykiem pozostaje jedna podstawowa różnica. O ile łatwiej jest tworzyć bez skrępowania niż opisać rzeczywistość. Można latać wyobraźnią wysoko, ale jak latać, będąc skrępowanym i obciążonym ciężarami fizycznej rzeczywistości? Artysta swoje przemyślenia oblekał w indywidualną interpretację w swojej indywidualnej sztuce, a fizyk musiał je ubrać w pęta matematycznego, nie tylko przez niego rozumianego opisu. Powiedzmy przy okazji, że te uwagi „matematyczne” wśród artystów Paryża spowodowane były sensacją, jaką wzbudziła książka Poincarégo *La science et l'hypothèse*, wydana w 1902 r. [4], dyskutowana w paryskich knajpkach i malarskich pracowniach. Jest to jeden z nielicznych przykładów w historii, gdy prace matematyka, fizyka i filozofa miały jednocześnie wpływ na naukę i sztukę.

W fizyce doprowadziło to do zmiany paradygmatu wywodzącego się od Arystotelesa i częściowo podtrzymanego przez Newtona. Przede wszystkim dotyczy to konsekwencji porzucenia obrazu świata, w którym istniał absolutny, jedyny czas. Czas, który pięknie wywodził Arystoteles i św. Augustyn z uwagi o upływie przeszłości i istnienia przyszłości. Ten paradygmat został zachowany przez Newtona i obalony ostatecznie przez Einsteina. Gdy fizyk, doktor Harvardu, Thomas Kuhn pisał swoją *Strukturę rewolucji naukowych* [5], nie przypuszczał, używając po raz pierwszy w innym sensie niż robiono to dotychczas, terminu „paradygmat”, jak różnie będą go rozumieć następcy. Wyliczono przy tym, że terminu tego sam Kuhn w swojej książce użył w 21 różnych znaczeniach [6]. Termin ten stał się przy tym uniwersalny i często zaczął być używany jako demonstracja intelektualizowania lub jako nośnik reklamowy bądź marketingowy. Doszło do tego, że urzędnicy prezydenta Busha seniora ogłaszając plan gospodarczy nazwali go „Nowym Paradygmatem”.

2. Paradygmaty w fizyce

Zostawmy te anegdoty, a wróćmy do fizyki. Kuhn stwierdził na przykładzie fizyki, że roz-

wój nauki w okresie panowania jakiegoś paradygmatu polega na „rozwiązywaniu łamigłówek” lub „oczyszczaniu”. Jest to okres „normalny”. Lecz w tym samym czasie pojawiają się wyniki eksperymentów lub nawet ujawniają się sprzeczności w teoriach. Ten proces może być narastający i doprowadzić do rewolucyjnej zmiany paradygmatu. Gdy stara powłoka (paradygmat) pęka – przestaje chronić, lecz nowy twór nie może się z niej początkowo wydobyć. W końcu powłoka się rozpada i wynurza się z niej nowy, przeczuwany lub poprzednio niewyobrażalny twór. Tak rozumiany rozwój dotyczy paradygmatu, który można rozumieć jako całościowy zbiór wartości, technik, modeli i przekonań podzielanych przez członków danej społeczności – w naszym przypadku mówimy o społeczności fizyków. Pamiętać przy tym należy, że paradygmat można również definiować jako ogólnie uznane osiągnięcie naukowe, które w pewnym okresie czasu dostarcza modelowych rozwiązań w danej dziedzinie nauki. Kuhn zresztą w późniejszych wydaniach *Struktury rewolucji naukowych* proponował zastąpić termin „paradygmat” przez „wzorzec”.

Idea poglądu na rozwój nauki wypracowana przez Kuhna narodziła się wtedy, gdy zrozumiał różnicę między paradygmatem mechaniki wywodzącej się od Arystotelesa a nowym, w swoim czasie obowiązującym paradygmatem mechaniki Newtona. Na początku poprzedniego wieku mieliśmy klasyczny przykład możliwości zastosowania „teorii” Kuhna. Wielu sądziło, że fizyka doszła do swego kresu. A kłopoty, drobne kłopoty? Można było przyjąć tezę dwóch wielkich, Kirchhoffa i Macha, że nauka nie powinna się zajmować szukaniem odpowiedzi na pytanie „dlaczego”, a zająć się odpowiedziami na pytania „jak”. Prowadziło to do zalecenia, że nie należy szukać przyczyn, ale opisywać zjawiska za pomocą praw. Zostawało jednak mimo wszystko wyjaśnienie, jak to pięknie powiedział w tym czasie lord Kelvin, „dwóch małych chmurek” na nieboskłonie fizyki. Te dwa małe problemy, o których myślał, to interpretacja widma ciała doskonale czarnego („katastrofa w nadfiolecie”) i negatywny wynik eksperymentu Michelsona i Morleya, niepotwierdzający istnienia „kosmicznego eteru”. I stało się, te wydawałoby się tylko „łamigłówki” doprowadziły do powstania fizyki kwantowej i teorii względności, dwóch „znaków firmowych” XX wieku.

Zapanowały nowe paradygmaty. Przy czym radosny, ale i porażający, odkrywczy wstrząs nie dotyczył tylko fizyki. Podważono zbyt wiele, jak się wydawało, podstawowych pojęć i przekonań. Dało to zresztą asumpt filozofom, podsumowującym XX wiek, do obarczenia fizyków odpowiedzialnością za wszystkie przerażające dewiacje tego wieku, wszystkie zbrodnicze „izmy” [7]. A mówiąc łagodniej – za obalenie wszelkich autorytetów i wiary w naukę oraz za pojawienie się tego ostatniego „izmu”, paskudy nad paskudami – postmodernizmu. Zwróćmy przy tym uwagę, że nowe prawdy bulwersowały nie tylko fizyków i filozofów, ale i tych, którzy posługiwali się nie tylko „szkiełkiem i okiem”, a więc twórców sztuk – artystów. Specjalnie dla pokazania tego procesu cytowałem kubistów – i poetę – którzy mówili o geometrii Riemanna i „realności koncepcji”.

Z dwóch najwybitniejszych osiągnięć XX w. jednak nie teoria względności dokonała najbardziej znaczącego przewrotu w naszym patrzeniu na świat. Teoria względności, która nie tylko zburzyła dotychczasowe pojęcie czasu, ale zakwestionowała również jako osobne zasady zachowania masy i energii oraz po raz pierwszy przeniosła nasze patrzenie na świat poza dotychczasową euklidesową przestrzeń, w której żył człowiek, dając w ten sposób asumpt do budowy naszych pojęć o świecie materialnym nie tylko w przestrzeni związanej ze ścianami domu. I nie w tej teorii – rysach na jej paradygmacie (dotyczy to oczywiście już nie tylko szczególnej, ale i ogólnej teorii względności czy kwantowej teorii pola z ich wszystkimi konsekwencjami jak np. Wielkim Wybuchem) szukałbym tych „chmurek”, które stworzą fizykę XXI wieku. Jest wiele zagadek, które z nowego paradygmatu tych teorii wynikają, ale zupełnie dobrze mieszczą się one, jak sądzę, w kuhnowskim pojęciu łamigłówek.

Oczywiście są tam pytania fascynujące i ważne; nie można koło nich przejść obojętnie. Bo pytanie o możliwość zbudowania uniwersalnej, wszechogarniającej teorii jest przecież ekscytujące. Model Standardowy czy opis materii za pomocą teorii superstrun wydawały się bliskie wyjaśnienia wszystkiego. Warto przy tym pamiętać o konstatacjach jednego z wielkich – Stevena Weinberga, który pisał: „Im bardziej Wszechświat wydaje się zrozumiały, tym bardziej także wydaje się banalny” [8] oraz: „Gdy odkrywaliśmy

coraz więcej podstawowych zasad fizycznych, wydawały się one coraz mniej wspólne z nami” [9]. Dodałbym do tego, że coraz mniej były one weryfikowalne lub możliwe do popperowskiej falsyfikacji. Stawały się coraz bliższe zmatematyzowanej logice lub filozofii, a coraz dalsze opisowi materii, i można uzasadnić pogląd, że stawały się tylko (!!)) modelem przydatnym do uproszczenia rachunków. Dla mnie stawały się coraz piękniejsze, lecz chyba tylko dlatego, że słabo rozumiem ich matematyczny formalizm. Pamiętam jednak, że wynikają one z dążenia do realizacji redukcjonistycznej filozoficznej nadziei, którą utraciłem przyglądając się bliżej fizyce i ucieczce tych wielkich teorii od fizycznej rzeczywistości. Ale „chmurki”, które mogą nieść w sobie burzę powstały, jak sądzę, z innej konsekwencji wielkich podstawowych odkryć XX wieku – w tym przede wszystkim mechaniki kwantowej. Można na przykład sądzić, że „nowe” kryje się w jej niezrozumieniu i że trzeba szukać pola, na którym ją zrozumiemy.

3. Fizyka kwantowa a filozofia

Fizyka kwantowa zburzyła największą liczbę przekonań i pojęć. Zaczniemy od filozofii i najprostszych zasad ontologii. Ontologiczna zasada sprzeczności mówi, że „żaden przedmiot nie może jakieś cechy zarazem posiadać i jej nie posiadać”, a ontologiczna zasada wyłączonego środka stwierdza, że „każdy przedmiot dowolną cechą posiada lub jej nie posiada” [10]. Fizyka kwantowa twierdzi tymczasem, że obiekt kwantowy – elektron, foton itp. – raz należy traktować jako falę, a raz jako cząstkę. Rozwiązanie tego dylematu może być różne, ale najprostszym wyjściem może być sformułowanie Polkinghorna, wybitnego angielskiego fizyka teoretyka, filozofa i teologa, który stwierdził: „Dualność fal i cząstek stanowi przykład komplementarnej pary pozornie sprzecznych modeli, które jednak nie popadają w sprzeczność, gdyż stosuje się je we wzajemnie wykluczających się warunkach” [11]. Proste, ale zwróćmy uwagę, że wprowadza się tu pojęcie „modelu”, a to już zupełnie komplikuje odpowiedź na takie pytanie, jak „a co to jest elektron?”. Co to oznacza, że istnieje coś, czego nie można poznać bezpośrednio zmysłami, a co jedynie pozwala nam wytłumaczyć wiele obserwowalnych faktów? Przypomina mi się w tym momencie żartobliwy wierszyk Pana

Leara, uznanego za protoplastę nonsensu:

- „Jaki taki dla niepoznaki,
Kiedy mnie grzecznie pyta ktoś, –
Takie, siakie czy owakie
• Jestem po prostu: Takie Coś!” [12].

Myślę, że warto zacytować również odpowiedź na pytanie „co to jest elektron?”, jakiej udzielił mi świeżo upieczony magister fizyki na egzaminie na Studium Doktoranckie. Po namyśle młody człowiek stwierdził: „To jest taka chmurka”. Dodałem: „prawdopodobieństwa” i uznałem tę odpowiedź za możliwą, wręcz wyśmienitą. Warto przy tym, tak jak to zrobił prof. Spalek, przypomnieć znakomity eksperyment M. Arndta i in. [13], którzy wykazali, że dualizm korpuskularno-falowy dotyczy również ogromnych cząsteczek – fulereny. Obiektem kwantowym jest więc również „coś, co ma kształt”. Jest to dlatego, jak sądzę, jedno z największych ostatnich odkryć fizycznych. Bo zastanówmy się nad tym, czy kształt ma np. elektron. Interferencja na cząsteczce fulerenowej jest więc nową zagadką. Bo przecież elektron nie ma kształtu, choć ma masę spoczynkową. A jak by ktoś się uparł, to proponuję przyjąć, że elektron to jest taki twór, który ma ogon z przodu, trąbę z tyłu i błękitne podbrzusze.

Warto przy tym odnotować jeszcze jedną konstatację Polkinghorna z cytowanej książki: „Zarówno nauka, jak i teologia mówią o bytach, których nie da się bezpośrednio obserwować. Dlatego muszą korzystać z modeli i metafor”. Żeby nie zostawiać pytań, sądzę, że odpowiedź na pokrótce zreferowany dylemat można znaleźć u innego znamienitego fizyka, Alfreda Landego, która w żartobliwym, lecz trafnym sformułowaniu brzmi: „istnieje, to znaczy może oddać kopniaka lub samo kopnąć”, lub przyjąć, do czego jestem równie przekonany, że istnieje to, co jest konieczne, aby coś zrozumieć. I jeszcze jeden cytat z 1986 r. członka Towarzystwa Królewskiego, profesora fizyki matematycznej Uniwersytetu Cambridge, wielbnego Johna Polkinghorna: „O rzeczywistości fizycznego świata świadczy nasza zdolność rozumienia go, nawet jeśli w przypadku ulotnego świata teorii kwantów jego realność niełatwo sobie wyobrazić. Dzięki temu fizyka jest w dużym stopniu podobna do teologii, gdyż ta ostatnia stara się zrozumieć Niewyobrażalne”.

Lecz to oczywiście nie koniec kłopotów z fizyka kwantową. Trzeba się przyzwyczaić do tego,

że opisuje ona obiekty kwantowe w wybranych przez nas miejscach, lecz nic nie potrafi odpowiedzieć na pytanie, któredy one przemieszczały się między tymi miejscami. O klasycznej trajektorii nic nie potrafimy powiedzieć. I jeszcze jedno – straciliśmy pewność, że to kwantowe „coś” jest w jakimś miejscu, potrafimy określić jedynie prawdopodobieństwo. Przypominają mi się w tym miejscu słynne stwierdzenia filozofów. David Hume stwierdził w XVII wieku, że „*post hoc non est propter hoc*”. Jeżeli coś występuje po czymś, to nie oznacza, że jedno z drugiego wynika. „Po tym” nie oznacza „wskutek tego”. Klasyczny determinizm jest wątpliwy. I reakcja na to stwierdzenie wielkiego Kanta: „Czy pospolity użytek rozumu (przy tak strasznym przewrocie, który jak widać zagraża głównym dziełom poznania) lepiej da sobie z tym radę, czy z tych samych zasad nie musiałby wyniknąć sceptycyzm (który oczywiście jednak dotyczyłby tylko uczonych) – niech każdy osądzi” [14].

I na koniec (choć to nie wszystkie problemy) kłopoty z relacją nieoznaczoności Heisenberga. Prof. Spalek pisze, że zasada ta „stać się musi tak powszednia, jak zasady newtonowskiej równowagi”. Nie zgadzam się z tym sformułowaniem – ona już jest powszednia dla fizyków. Obecnie, jak sądzę, każdy fizyk rozumie, że jest to podstawowe prawo przyrody – *natura lex universalis*. I nie wolno go mylić, co się jeszcze czasem zdarza, z zasadami związanymi z dokładnością pomiarów.

Nie rozumiemy fizyki kwantowej. To jest ta „chmurka”, która może jest tylko błahym niedostatkiem naszego umysłu, ale można sądzić, że to prawdopodobnie hamuje nasz rozwój. Można się z tym pogodzić jak z chorobą, zamknąć oczy i nie zwracać na to uwagi. Ale...

Piszę: „nie rozumiemy”, i aby ktoś nie sądził, że jest to przekora lub kokieteria, dokumentuję tę liczbę mnogą oświadczeniem noblisty, fizyka uznawanego za jednego z tych, którzy najsprawniej posługiwali się intuicją i rozumieniem – Richarda P. Feynmana. Feynman w jednym ze swoich wykładów, które wygłosił w połowie lat 60. na Uniwersytecie Cornella, przed opisem zachowania się obiektu kwantowego – elektronu – stwierdza: „To będzie trudne. Trudność ma jednak głównie charakter psychologiczny; przybiera ona postać cierpień, powodowanych przez powtarzane pytanie »ale jak to jest możliwe?«, będące wy-

razem niekontrolowanego, lecz całkowicie bezskutecznego pragnienia zrozumienia zjawisk kwantowych przez odwołanie się do czegoś znanego”. I zaraz potem dodaje: „mogę bezpiecznie stwierdzić, iż nikt nie rozumie mechaniki kwantowej” [15]. Po tym stwierdzeniu można przypomnieć, że Grecy odróżniali pojedynczy błąd od błędu podwójnego: pojedynczy błąd jest wtedy, gdy nie wiem, znacznie gorszy – podwójny – jest wtedy, gdy nie wiem, że nie wiem. Takiego podwójnego błędu nie popełnia Feynman.

Z tym „nie rozumiemy” pogodzili się już filozofowie, zostawiając to nam, fizykom. Dobrym przykładem jest tu uwaga filozofa Kołakowskiego, który w swoim wykładzie „Moje wróżby w sprawie przyszłości religii i filozofii” stwierdził [16]: „Filozofowie usiłowali też często rozjaśnić na swój sposób różne sprawy nauki, to zaś w odniesieniu do fizyki i kosmologii jest coraz trudniejsze, zarówno dlatego, że nie znają się na tym naprawdę, jak i dlatego, że nieuczonym fizyka i kosmologia stała się przeciwintuicyjna jak nigdy dotąd. Można powiedzieć, że cała nowoczesna fizyka i kosmologia piętrzyła coraz większe trudności przed potoczną intuicją. Odkrycie Kopernika było sprzeczne z codzienną obserwacją, ale jednak można je było objaśnić nieuczonym. Fizyka Galileusza była może nieco pod tym względem trudniejsza, ale i względność ruchu można było jakoś do umysłów prostych doprowadzić. Newton był jeszcze kłopotliwszy, jako że trudno było zwykłej intuicji przyjąć do wiadomości, że tylko przyspieszenie, nie zaś ruch po prostej, wymaga siły. Wreszcie teoria względności i mechanika kwantowa jęły tę zwykłą intuicję w desperację wpuścić: zależność równoczesności od układu odniesienia jest wybitnie przeciwintuicyjna, podobnie myśl, że prawdopodobieństwo nie jest koniecznie zależne od stopnia naszej wiedzy, lecz jest niejako wbudowane w same fundamenty świata, że rzeczywistość sama jest probabilistycznie skonstruowana. Potem jeszcze gorsze czasy przysły na nas, laików”. Ta wyśmienita diagnoza filozofa zawiera jeden błąd – te „gorsze czasy” dotyczą również fizyków.

Zacznijmy więc od określenia, co oznacza „nie rozumiem”. Jestem przekonany do stwierdzenia, że powszechnie „nie rozumiem” oznacza, że coś jest sprzeczne z moją intuicją lub z tym, co nazywa się zdrowym rozsądkiem. Lecz jest to zwod-

nicze, gdyż określona intuicja jest cechą tak samo osobniczą, jak i zdrowy rozsądek. Bo przecież trudno przyjąć, że Colas Breugnon czy dzielny wojak Szwejk, te – jak można określić za Romain Rollandem – „baranki boże między pasterczem i wilkiem”, mają taką samą intuicję jak Einstein lub Planck. Można przyjąć, że w świecie „ludzi zdemoralizowanych nauką”, jak mówił o uczonych Berkeley, zrozumienie oznacza możliwość wyprowadzenia z pierwszych zasad. Lecz nie zawsze tego typu określenie zdaje egzamin, czego przykładem może być zacytowana konstatacja Feynmana. Sądzę, że fizyk Feynman używał tego określenia w zgodzie z definicją, która rozpoczęła te rozważania, i z tym, co pisał filozof Kołakowski.

4. Jak fizycy ciała stałego wykorzystują teorię kwantową

Powtórzmy pytanie: gdzie szukać rozwiązania „dylematu nierozumienia”? Jestem przekonany, że przede wszystkim w zakresie fizyki ciała stałego. Ta część fizyki przyjęła teorię kwantową jako ratunek dla zrozumienia podstawowych zjawisk. I wprawdzie słynny dylemat „życia i nie-życia” kota Schrödingera został zbudowany właśnie przy opisie makroskopowego obiektu (kota), ale nie tam wywołał zamieszanie. Szydercze miauczenie tego najślynniejszego kota nie rozlega się przy opisie zjawisk fizycznych makroskopowych obiektów, jakimi są ciała stałe. Jesteśmy przyzwyczajeni do faktu, że gdy mamy do czynienia z makroskopowym obiektem kwantowym, jakim jest np. stan nadprzewodzący czy nadciekły, nie mamy dylematu z prawdopodobieństwem jego istnienia. Przy czym jest interesujące, że aby opisać (zrozumieć!) np. nadprzewodnictwo, trzeba było najpierw wyliczyć, że para elektronów połączona wirtualnym fononem może mieć mniejszą energię niż dwa niepołączone elektrony. Para nazwana zresztą od nazwiska tego, który odkrył, że może mieć mniejszą energię niż niezwiązane elektrony – parą Coopera. Ale sama para nie nadprzewodzi, dopiero makroskopowy obiekt kwantowy – zbiór par Coopera – wykazuje efekt nadprzewodnictwa. Zbiór! Zbiór, w którym nie można rozróżnić pojedynczych par. I wiemy również, że brak możliwości rozróżnienia obiektów fizycznych w zbiorze prowadzi do zupełnie nowych zachowań. Pod-

lega innej statystyce, a więc, można powiedzieć, innym prawom fizycznym. Gdy obiekty tracą różniczalność (powiedzmy – osobowość), zachowują się inaczej. A zresztą również z ogromnym spokojem przyjęliśmy fakt, że po odkryciu nadprzewodnictwa wysokotemperaturowego można próbować je wyjaśniać za pomocą nie zbioru związanych elektronów, ale zbioru związanych w pary dziur. A więc mówiąc ogólniej, par stworzonych przez „brak elektronu” połączony wirtualnie z drugim „brakiem elektronu”. Przy czym można to tłumaczyć i na tej zasadzie, że elektron w zależności od kształtu powierzchni Fermiego może zachowywać się jak „dziura”, tzn. tak, jakby miał dodatni ładunek.

Warto przy tym zauważyć, że ta interpretacja odbywa się już w zupełnie innej przestrzeni, jako że powierzchnia Fermiego określa zdefiniowaną wartość energii związaną z pędem ładunku. Jest więc powierzchnią w przestrzeni pędów, a nie przestrzenią, do której przywykliśmy, sadząc, że w niej żyjemy. Anegdota stało się już stwierdzenie fizyka starej daty, który w czasie seminarium, chcąc wyjaśnić studentom jakieś zjawisko, stwierdził: „Proszę państwa, dla cienkiej warstwy metalicznej łatwo to wyjaśnić, jeśli wyobrazimy sobie, jak powierzchnia Fermiego wystaje nad jej powierzchnię”.

Nie trzeba żadnych „współczesnych” zjawisk, aby konieczne było dla ich zrozumienia przeniesienie poza kartezjańską przestrzeń położeń. Aby opisać i zrozumieć zwykłe zjawisko przewodnictwa elektrycznego w metalu, musimy odwołać się do przestrzeni pędów. Gdy pod koniec poprzedniego wieku pojawiły się stany niewspółmierne, np. przy opisie ferroelektryków, przenieśliśmy się w inną przestrzeń. Chodziło tu o stany, w których uporządkowanie momentów elektrycznych nie powtarzało okresu sieci krystalicznej. Okazało się, że jest to możliwe, jeśli będziemy konstruować opis w czterowymiarowej przestrzeni (przy czym nie chodzi tu o dodanie czasu jako osi). Zachowanie nadprzewodników wysokotemperaturowych też można starać się zrozumieć, badając (opisując) je w pięciowymiarowej przestrzeni. Niech te przykłady świadczą, że „nieintuicyjność” mechaniki kwantowej w cieple stałym nie wywołuje namiętności, nie rodzi zakazywanego przez Feynmana pytania „ale jak to jest możliwe?”. Więcej, daje odpowiedź: „tylko wtedy jest to moż-

liwe”. Możemy pozostawić filozofom pytanie – na ile te nowe wielowymiarowe przestrzenie istnieją w „materialnej rzeczywistości” lub czy są jedynie modelowym tworem, pomagającym nam liczyć, a może nawet zrozumieć. Nowe przestrzenie pozwalają bowiem przez założenie w nich symetrii „wyprowadzić” zasady zachowania. „Zrozumieć” oznaczałoby w tym przypadku „wyprowadzić z pierwszych zasad”, co dla niektórych „zdeprawowanych nauk” jest wystarczające do zrozumienia. Ale fizycy nie unikną odpowiedzi na pytanie o realność wielowymiarowych przestrzeni – filozofowie nie potrafią na nie odpowiedzieć. Warto przy tym przytoczyć w tym miejscu dwa cytaty – z Kanta: „w każdym poznaniu jest tyle nauki, ile w nim jest matematyki” oraz pytanie sformułowane i pozostawione bez odpowiedzi przez Wignera: „skąd się bierze skuteczność matematyki lub jej niemoc?”. Warto również zastanowić się nad pytaniem: czy na jakiejś gwiazdzie, gdzie obowiązywałyby inne prawa fizyki, powstałaby inna matematyka?

Profesor Spałek w pewnym miejscu swego artykułu napisał: „Ale przecież ten elektron tam dalej jest, więc jaka jest jego fala materii, nawet jeśli podlega ona rozpraszaniu wywołanym wzajemnym oddziaływaniami?”. Poszukując odpowiedzi na to pytanie możemy stwierdzić, że „tam” nie ma pojedynczych elektronów, ale jest ich nieidentyfikowalny w elementach (pojedynczych elektronach) zbiór. Przecież tylko takie elementy zbioru podlegają kwantowym statystykom, tylko wtedy możemy zrozumieć zjawiska, np. przewodnictwo czy nadprzewodnictwo. Przy czym warto zwrócić uwagę, że badanym obiektem kwantowym jest całe ciało, a nie jego elementy podlegające statystyce kwantowej. Wprawdzie wraca się czasem obecnie do starej koncepcji de Broglie’a, że funkcja falowa elektronu to nic innego jak „fala materii”, ale ja bym został przy klasycznej już interpretacji, że funkcja falowa to nic innego jak „fala” opisująca prawdopodobieństwo. Warto w tym miejscu przypomnieć, że gdy książkę de Broglie sformułował hipotezę o falach materii, został zakrzyczany przez innych wielkich. Reaktywowana ona zastała w interpretacji Bohma, który w swojej książce pisał [17]: „nie zakładamy już, że funkcja falowa Schrödingera jest tylko matematycznym symbolem wygodnym do obliczenia pewnych prawdopodobieństw, lecz przedstawia obiek-

tywnie realne pole, trochę podobne do grawitacyjnego i elektromagnetycznego, lecz mające pewne cechy charakterystyczne”. Jednak „utajony parametr” z interpretacji Bohma do dzisiaj nie został zidentyfikowany. Więc ja pozostałbym blisko interpretacji kopenhaskiej (*cum grano salis*), mimo że pamiętam radosny chichot kota Schrödingera i kłopoty, do których ona prowadzi.

5. Uwagi końcowe i prognozy

Czy można więc zrozumieć mechanikę kwantową? Czy można ją uzgodnić ze swoim zdrowym rozsądkiem? Przypomina mi się w tym miejscu znana anegdota o Abu Alim al-Husajn Ibn Sinie, znanym w Europie jako Awicenna. Mędrzec ten nie mógł zrozumieć książki Arystotelesa nazwanej *Metafizyką*; czytał ją wiele razy i nic. Zrozpaczony nauczył się jej na pamięć i... zrozumiał. Uszczęśliwiony, rozdał pół swego majątku biednym. Majątek obecnych uczonych, z racji ich zasobności, nie nadaje się do rozdania biednym (szczególnie w Polsce), ale droga do zrozumienia może być interesująca. Nie namawiam do tej drogi zrozumienia, ale chcę jedynie stwierdzić, że emocje związane z filozoficznymi kłopotami ze zrozumieniem mechaniki kwantowej w jej zastosowaniu do ciała stałego nie są tak ogromne. A więc może tam należy szukać pomocy w jej zrozumieniu? Przecież umiejętności, które nam ona dała, są w tej części fizyki sprawdzalne przez eksperyment i przez jej przewidywania. Dzięki niej właśnie w tej dziedzinie powstały najbardziej spektakularne osiągnięcia tworzące cywilizację drugiej połowy XX w. i na pewno decydujące o pierwszych dziesiątkach lat wieku XXI, nie licząc nawet tak „efekciarskich”, jak wybuch bomby atomowej.

A co jeszcze dla fizyki XXI wieku będzie prawdopodobnie ważne i gdzie nasze „nierozumienie” może być pokonane? W swym artykule prof. Spalek powołuje się na wyśmienitą pracę P. Andersona „More is different”, piszącego o koncepcji zjawisk emergentnych. Warto przypomnieć, że koncepcja ta, wywodząca się z biologii, została wprowadzona do filozofii nauki w latach 1920–30 przez angielskich filozofów i biologów. Zakłada ona, że świat podlega rozwojowi na drodze nieoczekiwanego „wynurzenia się” (łac. *emerge*) nowej jakości. Pojawianie się nowych praw może być związane z komplikowaniem się układu. Laureat

Nagrody Nobla w dziedzinie medycyny i fizjologii, fizyk z wykształcenia Francis Crick, w fascynującej książce *Zdumiewająca hipoteza* napisał[18]: „Określenie »emergentny« ma dwa znaczenia, pierwsze nieco mistyczne. Jego konsekwencją jest uznanie, że zachowanie takie nie może być w żaden sposób, nawet w teorii, rozumiane jako kombinacja zachowań poszczególnych części. Trudno mi odnieść się do tego rodzaju rozumienia. Naukowe znaczenie terminu emergentny, a przynajmniej to, którego ja używam, zakłada, że chociaż całość niekoniecznie musi być prostą sumą oddzielnych części, to jej zachowanie może, przynajmniej w teorii, być rozumiane przez znajomość natury i zachowania jej części w połączeniu z wiedzą o tym, jak wszystkie części ze sobą współdziałają”. Tak samo pisze prof. Spalek i ja również podzielam tę wiarę. Można więc przyjąć (póki co – wierzyć), że „zachowanie się” nowych układów można zrozumieć na drodze badania ich niezależnie występujących części składowych oraz ich oddziaływań lub że można je wywieść z właściwości tych części i ich oddziaływań. Taki program powinien być możliwy do realizacji. Warto w tym miejscu stwierdzić, że w wielu przypadkach rozwiązania takie zaproponowali chemicy kwantowi, którzy potrafili obliczyć wybrane właściwości cząsteczek wieloskładnikowych, np. chemiczną reaktywność czy pochłanianie światła w benzenie. Wiem, że marzenia takie nie po raz pierwszy występują w nauce. Przypomnijmy sobie wysiłki pierwszych naukowców zajmujących się eksperymentalnie tym problemem – alchemików; u nich też można znaleźć podobne nadzieje.

Wiemy, sądzimy, że wiemy o wiele więcej, mamy fantastyczne możliwości – bo i mechanikę kwantową, i jakże wyśmienitą aparaturę do jej stosowania – komputery – ale czy jest to już wystarczające? Przypomnijmy przy tym, że problem przejść fazowych (krytycznych) był rozwiązywany przez fizyków przez kilkadziesiąt lat, ale został rozwiązany – co zaowocowało Nagrodą Nobla. Czeka na nas pogłębienie tego rozwiązania o przewidywanie pojawiających się własności, nowych jakości związanych z emergentnie pojawiającą się nową „fazą”. Wywiedzenie ich z procesu przemiany i z właściwości (mikroskopowych) układów, z których powstaje. To na pewno nie jest „lami-główka” Kuhna; jestem przekonany, że wymaga to zbudowania nowego paradygmatu.

Powróćmy jeszcze do tytułowego pytania artykułu prof. Spalka: „Czy fizyka ma szansę w XXI wieku?”. Tak samo jak on sądzę, że szansa taka istnieje, ale zastanówmy się, jak i kto może ją zrealizować i jaka może być w tym rola nas starych (termin ten nie dotyczy prof. Spalka, gdyż jest ode mnie o całe pokolenie młodszy). Liczne sygnały wynikające z obserwacji kłopotów fizyki polskiej i dochodzących ze świata opinii wskazują, że następuje wyraźne obniżenie dopływu młodych ludzi do pracy w fizyce. Fizyka przestała być w czołówce nauk, które zadają najbardziej fascynujące młodych pytania. Przegrywamy nie tylko z genetyką. Przegrywamy, bo nie potrafimy pokazać, jak ważne, podstawowe i intelektualnie trudne są pytania, które powstały w dziedzinie przez nas uprawianej. Nie łatwość czy proste „łamigłówki” są wyzwaniem dla młodych. Przypominam sobie, jak kilkanaście lat temu wybuchła sensacja nadprzewodników wysokotemperaturowych. Światowa sensacja! Nie rozumieliśmy (i do dzisiaj nie rozumiemy), jak stało się możliwe to, o czym sądziliśmy, że nie jest możliwe. Wierzyliśmy, że jesteśmy w przededniu rewolucji w naszej wiedzy i nowych fantastycznych zastosowań. Wielu młodych ludzi dało się uwieść i przyszło wtedy do fizyki. Oni chcieli wziąć udział w wyścigu. Sam zebrałem profity – znalazłem i przyjąłem młodych do pracy.

Fizyka ma szanse w XXI w., ale szanse te zrealizuje, gdy będzie potrafiła sformułować fascynujące pytania i gdy pojawią się nowi młodzi fascynaci. Realizacja tych szans zależy więc od nas. I niech artykuł ten będzie apelem, bo chyba wszystkim nam zależy, aby w następnych pokoleniach nasza fizyka nie zmieniła się w specjalność zajętą prostymi formułkami – przepisami na „stółkowe” jedzenie.

Jestem głęboko przekonany, że to nie nastąpi.

Literatura

- [1] J. Spalek, „Czy fizyka ma szansę w XXI wieku?”, *Postępy Fizyki* **53**, 19 (2002).
- [2] J. Klamut, „Co będzie z fizyką i chemią fazy skondensowanej w XXI wieku?”, *Wiadomości Chemiczne* **55**, 761 (2001).
- [3] Wszystkie cytaty w tym akapicie na podstawie: *Artyści o sztuce: od van Gogha do Picassa*, wybór i opracowanie E. Grabska, H. Morawska (PWN, Warszawa 1963).
- [4] H. Poincaré, *Nauka i hipoteza* (Warszawa 1908).
- [5] T. Kuhn, *Struktura rewolucji naukowych* (PWN, Warszawa 1968).
- [6] M. Masterman, „The Nature of Paradigm”, w: *Criticism and the Growth of Knowledge*, red. I. Lakatos, A. Musgrave (Cambridge University Press, Nowy Jork 1970).
- [7] Zob. np. F. Fernández-Armesto, *Historia prawdy* (Zysk i S-ka, Poznań 2001).
- [8] S. Weinberg, *Pierwsze trzy minuty* (Prószyński i S-ka, Warszawa 1998).
- [9] S. Weinberg, *Sen o teorii ostatecznej* (Alcazar, Warszawa 1994).
- [10] K. Ajdukiewicz, *Zagadnienia i kierunki filozofii* (Czytelnik, Warszawa 1949).
- [11] J. Polkinghorn, *Rozum i rzeczywistość: związek między nauką a teologią* (Znak, Kraków 1995).
- [12] *Księga nonsensu: rozsądne i nierozsądne wierszyki wymyślone po angielsku przez E. Leara, L. Carrolla, H. Grahama, J.H.P. Bellova, W. de la Mare'a i T.S. Eliota* (PWN, Warszawa 1958).
- [13] M. Arndt i in., „Wave-particle duality of C₆₀ molecules”, *Nature* **401**, 680 (1999).
- [14] I. Kant, *Krytyka praktycznego rozumu* (PWN, Warszawa 1984).
- [15] R.P. Feynman, *Charakter praw fizycznych* (Prószyński i S-ka, Warszawa 2000).
- [16] L. Kołakowski, *Mini-wykłady o maxi-sprawach: seria trzecia i ostatnia* (Znak, Kraków 2000).
- [17] D. Bohm, *Przyczynowość i przypadek w fizyce współczesnej* (Książka i Wiedza, Warszawa 1961).
- [18] F. Crick, *Zdumiewająca hipoteza* (Prószyński i S-ka, Warszawa 1997).

Otto Lummer, Fritz Reiche i Mieczysław Wolfke: szkice biograficzne*

Reimund Torge

Aalen, Niemcy

Otto Lummer, Fritz Reiche and Mieczysław Wolfke: biographical drafts

*Abstract***: The story of the edition in 1910 of a booklet on image formation in Abbe's microscope, based on his lectures, gives an opportunity to present the lives of three prominent physicists working at the Institute of Physics of the University of Breslau, Germany (now – Wrocław, Poland).

1. Wstęp

W roku 1910 w brunszwickim wydawnictwie Vieweg ukazała się niewielka książeczka *Die Lehre von der Bildentstehung im Mikroskop von Ernst Abbe* (Zasady powstawania obrazów w mikroskopie Abbego). Jej redaktorami byli: Otto Lummer (1860–1925), dyrektor Instytutu Fizyki Uniwersytetu Wrocławskiego, i jego współpracownik Fritz Reiche (1883–1969). W ramach swej wrocławskiej pracy doktorskiej pomagał im Mieczysław Wolfke (1883–1947).

Pisząc w przedmowie o historii powstania książki, Lummer wspomina, że zimą 1887 r. został „jako pracownik Państwowego Instytutu Fizyczno-Technicznego (Physikalisch-Technische Reichsanstalt, PTR) wysłany do Jeny, by wysłuchać wykładów prof. Ernsta Abbego z optyki teoretycznej i zapoznać się z metodami obliczeń w optyce praktycznej”; dalej pisze tak: „Upłynęły

już od tego czasu dziesiątki lat, przez które ciągle mieliśmy nadzieję, że będziemy mogli przeczytać tekst wykładów Abbego spisany jego ręką. (...) Czekaliśmy jednak na próżno!” I skończyłoby się zapewne na publikacji Abbego z 1873 r. [1], która wszakże nie zawierała ujęcia matematycznego, gdyby Lummer w roku 1887 nie sporządził starannych notatek z jego wykładów.

Długo nosił się z zamysłem ich opublikowania: „konieczne było zagłębienie się w notatniki i pomoc współpracownika o wykształceniu teoretycznym”. Lummer znalazł go we Fritzu Reichem, który po promocji doktorskiej w 1908 r. został zatrudniony w jego Instytucie. Szczęśliwy przypadek zrzucił także, iż w roku 1907 pojawił się we Wrocławiu polski student Mieczysław Wolfke, by przygotować doktorat. Dzięki temu publikacja Abbego mogła zostać przekazana czytelnikom w rozwiniętym przez Reichego i Wolfkego ujęciu matematycznym.

*Tłumaczenie artykułu dra Reimunda Torgego „Otto Lummer, Fritz Reiche, Mieczysław Wolfke und »Die Lehre von der Bildentstehung im Mikroskop von Ernst Abbe«: Biographische Skizzen”, opublikowanego w *Jenaer Jahrbuch zur Technik- und Industriegeschichte* 2, 24 (2000) [Translated with permission of the Author and Glaux Verlag Jena]. Tekst oryginalny powstał na podstawie wykładu Autora wygłoszonego 21 października 1999 r. na Jenaer Kolloquium zur Technikgeschichte. Niniejsza polska wersja została, za zgodą Autora, nieco zmieniona przez tłumacza, m.in. skrócona o część odsyłaczy bibliograficznych. Artykuł został dostarczony Redakcji *Postępów* przez dra Pawła Tomaszewskiego z Instytutu Niskich Temperatur i Badań Strukturalnych PAN we Wrocławiu (przyp. Red.).

**Streszczenie dodane przez Redakcję (przyp. Red.).

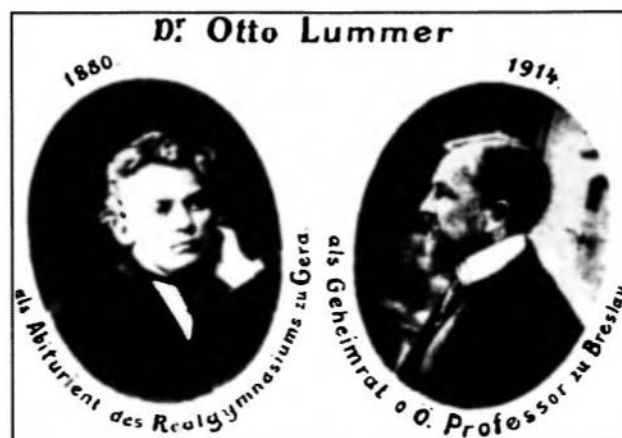
Kierowany przez Lummera Instytut Fizyki Uniwersytetu Wrocławskiego należał w owym czasie do czołowych niemieckich ośrodków optyki fizycznej. Przykładem znakomitych osiągnięć tej placówki jest nie tylko wydanie matematycznego opisu powstawania obrazu w mikroskopie na podstawie wykładów Abbego. Widać je także w poniższych szkicach biograficznych całej trójki wrocławskich optyków.

2. Droga Lummera do Wrocławia

Otto Lummer, urodzony 17 lipca 1860 r. w Gerze, obronił w roku 1884 doktorat na Uniwersytecie Berlińskim u Hermanna von Helmholtza (1821–94), a w 1887 r. przeniósł się do PTR, którego Helmholtz został pierwszym dyrektorem. Właśnie tu wspólnie z Ernstem Pringsheimem (1859–1917) stworzył podstawowe prace o promieniowaniu ciała doskonale czarnego, zaliczane do wybitnych osiągnięć fizyki początku XX w. Emil von Warburg (1846–1931), dyrektor Instytutu Fizyki Uniwersytetu Berlińskiego w latach 1895–1905, zachęca Lummera do przygotowania rozprawy habilitacyjnej. „Pańska habilitacja byłaby niewątpliwie bardzo dobrze przyjęta przez Wydział”, pisze doń w liście z 11 września 1901 r. Lummer habilituje się zatem 23 grudnia 1901 r. na podstawie rozprawy „Komplementarne zjawiska interferencyjne w świetle odbitym”. Temat jego wykładu habilitacyjnego dla studentów to „Cele i aspekty ekonomiczne techniki oświetleniowej”. Jego wykłady kursowe dla studentów bardzo chwali Max von Laue, któremu Lummer przekazał – wedle jego własnych słów – „intuicję optyczną, potem tak przydatną”.

W roku 1904 Lummer, cieszący się już krajowym i międzynarodowym uznaniem dzięki swym pracom wykonanym w PTR, zostaje powołany na profesora i dyrektora Instytutu Fizyki Uniwersytetu Wrocławskiego (rys. 1) [2]. Ledwie przybywszy do Wrocławia, dostaje – 15 kwietnia 1905 r., jeszcze przed oficjalnym podpisaniem niemiecko-amerykańskiej umowy o wymianie naukowej między Uniwersytetem Berlińskim i nowojorskim Uniwersytetem Columbii – zaproszenie od rektora tej drugiej uczelni na semestr zimowy r. akad. 1906/07, przede wszystkim w uznaniu wyników doświadczalnych jego pionierskich badań promieniowania cieplnego. W liście z 3 lipca

1905 r. dziękuje za „zaszczytne powołanie” i zobowiązuje się do wygłoszenia „cyklu 12–15 wykładów o promieniowaniu ciała doskonale czarnego”. Rektor Butler zleca organizację jego pobytu profesorowi Ernestowi F. Nicolsowi (1869–1924), z którym Lummer zaprzyjaźnił się jeszcze we wspólnych berlińskich latach. „Praktycznie cała nasza kadra dydaktyczna świetnie rozumie język niemiecki”, pisze on do Lummera 18 czerwca 1906 r., lecz ów wygłasza wykłady w Nowym Jorku angielszczyzną, która „dla [jego] ucha ma nieodparty urok”.



Rys. 1. Otto Lummer jako maturzysta w Gerze (1880) i jako profesor (tajny radca) Uniwersytetu Wrocławskiego (1914) (ze spuścizny prof. Hedwig Kohn, własność dra Wilhelma Tappego, za uprzejmym pośrednictwem dr Brendy Winnewisser).

Prace Lummera były dobrze znane również Szwedzkiej Królewskiej Akademii Nauk. Dziś mamy już dostęp do archiwów jej Centrum Historii Nauki [3]. W roku 1908 Komitet Noblowski pod przewodnictwem Knuta Angströma (1857–1910) zaproponował Nagrodę w dziedzinie fizyki Planckowi, który długo się wahał, czy ją przyjąć: „Nie jest bynajmniej tak, że prace teoretyczne wskazywały drogę badaniom doświadczalnym; słuszniej jest powiedzieć, że było wręcz odwrotnie”. Według niego Nagrodę należało zatem podzielić między „czołowego teoretyka i czołowego eksperymentatora, w tym wypadku chyba Lummera”. Nie było to jednak możliwe, bo Lummer nie miał nominacji. Zgłosił ją dopiero w latach 1910–11 Emil Warburg wspólnie z Planckiem i Wilhelmem Wienem (1864–1928) „ze względu na osiągnięcia w teoretycznych i doświadczalnych badaniach praw promieniowania”.

Później Wien otrzymał Nagrodę Nobla za rok 1911, a Plancka zgłaszano kilkakrotnie, aż został laureatem w 1918 r. Jednym z wnioskodawców był Lummer, którego w 1912 r., podobnie jak Pringsheima, włączono do kręgu wybrańców spoza Komitetu uprawnionych do nominowania kandydatów. Pringsheim proponował Einsteina, a Lummer – Plancka. W świetle późniejszych sporów wokół kandydatury Einsteina jest rzeczą ciekawą, że Lummer w swoim wniosku wyraził uznanie także i dla niego: „Gdyby trzeba było nagrodzić najnowsze osiągnięcia, to zasłużył na nią Einstein, odkrywca zasady względności i twórca teorii ciepła właściwego. Po słusznym przyznaniu Nagrody Wienowi, w 1912 r. należy się ona jednak raczej Planckowi”. Sam Lummer po roku 1911 nie uzyskał już nigdy nominacji, nie mógł więc wziąć udziału w konkursie o najwyższe wyróżnienie w dziedzinie fizyki.

3. Droga Reichego do Wrocławia

Fritz Reiche urodził się 4 lipca 1883 r. w Berlinie. W roku 1907 obronił na Uniwersytecie Berlińskim doktorat na podstawie przygotowanej pod kierunkiem Plancka rozprawy „Szczególny problem teorii promieniowania i jego związku z drugą zasadą termodynamiki”. Planck napisał w recenzji: „Praca jest napisana starannie [i wyjaśnia] (...) pewną dotąd niejasną kwestię”.

Na Uniwersytecie Berlińskim pracował podówczas na stanowisku prywatnego docenta fizyk Eugen Goldstein (1850–1930), odkrywca promieni kanalikowych i – podobnie jak Lummer – uczeń Helmholtza. Reiche wspominał później, że po jego obronie Planck i Goldstein zdecydowali wspólnie, iż musi zacząć pracować doświadczalnie, najlepiej u Lummera we Wrocławiu, „bo inaczej stanie się zaprzysięgłym teoretykiem”. Ich opinię podzielał Erwin Schrödinger, twórca mechaniki falowej i późniejszy laureat Nagrody Nobla (1933), który na semestr letni 1921 r. objął katedrę fizyki teoretycznej we Wrocławiu, a przedtem u Karla Wilhelma Kohlrauscha (1884–1953) w Wiedniu brał udział w pracach doświadczalnych nad „badaniem promieniotwórczości”, spełniając życzenie Lummera. Pewnie dlatego napisał: „Należę więc do tych teoretyków, którzy wiedzą z pierwszej ręki, co oznaczają pomiary. Sądzę, że byłoby lepiej, gdyby było nas więcej”.

Na podstawie listów można łatwo prześledzić drogę Reichego do Wrocławia. Nie zwrócił się bezpośrednio do Lummera, lecz najpierw poprosił Goldsteina o poradę. Ten napisał 16 stycznia 1908 r. do Lummera i polecił mu Reichego, potwierdzając jego „prawdziwie naukowe cele przy dużej skromności osobistej” i dodając, że jego „dotychczasowe studia były (...) głównie nastawione na teorię”, zatem teraz pragnie „przez pewien czas (...) poświęcić się pracom doświadczalnemu, by osiągnąć pożądaną równowagę”. Goldstein pisał dalej: „[Interesuje go] optyka, zwłaszcza elektronowa”, i konkludował, że „[nie może] polecić lepszego nauczyciela” niż Otto Lummer. 18 stycznia 1908 r. Reiche napisał list do Lummera: „Poza ukończeniem pod kierunkiem profesorów Warburga i Blasiusa dwusemestralnego kursu dla początkujących, zapoznającego tylko z najważniejszymi pomiarami, nie zajmowałem się dotąd eksperymentem, lecz samą teorią. Teraz chciałbym nadrobić te braki gruntowną pracą doświadczalną, zachęcał mnie zresztą do tego stanowczo prof. Planck, a prof. Goldstein (...) poradził mi zwrócić się do Pana. Pozwalam sobie wobec tego zapytać, czy byłaby możliwość uzyskania u Pana zatrudnienia w następnym (letnim) semestrze”.

Lummer poprosił o opinię Plancka, który w odpowiedzi opisał Reichego jako „spokojnego, odpowiedzialnego, sumiennie pracującego młodego człowieka”. W liście z 3 lutego 1908 r. wyraził więc zgodę na jego zatrudnienie i w marcu tegoż roku Reiche rozpoczął bardzo owocną działalność oraz przyjacielską współpracę ze swoim nowym szefem. Pierwsza praca naukowa Reichego we Wrocławiu dotyczyła rozprzestrzeniania się światła w pobliżu ogniska jego wiązki, lecz Lummer starał się wprowadzić go także w tajniki pomiarów bolometrycznych. Po wielu latach Reiche wciąż jeszcze pamiętał szczegóły tych prób: „Dotknąłem bolometru palcami, a ten oczywiście w tej samej chwili eksplodował”; wspominał: „[Wywoływałem] wielkie powodzie, tak że wszystkie zeszyty pływały po całym laboratorium”; podsumowywał: „Wciąż czegoś brakowało i miałem wyjątkowy talent do tłuczenia wszystkiego i powodowania wybuchów”; wreszcie wyciągał ogólne wnioski: „Nauczyłem się więc, jak trudno jest przeprowadzić dobry eksperyment”. Clemens Schaefer (1878–1968), ówczesny asystent

Lummera, też był tego zdania i z okazji 75. urodzin Reichego napisał, że „nikt tak dobrze nie rozumiał problemów doświadczalników jak Reiche, [który] w instytucie Lummera nabral wielkiego wyczucia w sprawach eksperymentu”. Fritz Reiche był zatem świetnie przygotowany do kontynuacji pracy Abbego nad powstawaniem obrazów.

4. Otto Lummer i firma Carla Zeissa

Gdy w 1905 r. Lummer przyjechał do Wrocławia, znał już osobiście wszystkich czołowych naukowców firmy Carla Zeissa, ponieważ wykładów Abbego z „optyki teoretycznej” w zimie 1887 r. słuchał razem z prof. Winkelmannem, drem Czapskim, drem Rudolphem i doktorantem Straubelem, późniejszym następcą Abbego. Dobre stosunki Lummera z firmą, nawiązane prawdopodobnie przy tej sposobności, zaowocowały potem w początkach tworzenia wrocławskiego Instytutu w postaci wsparcia dostawami instrumentów i elementów optycznych.

Abbe już wcześniej zwrócił uwagę na Lummera dzięki jego berlińskiej rozprawie doktorkiej, która ukazała się w 1884 r. i była poświęcona sprawdzaniu szklanych płytek płaskorównoległych za pomocą układu prążków, nazwanych później pierścieniami Lummera-Haidingera. Według tej idei Abbe skonstruował przyrząd do pomiaru grubości optycznej płytek, który w wersji rozwiniętej przez Carla Pulfricha (1858–1927) znalazł zastosowanie w interferometrze Lummera-Gehrckego do bardzo dokładnego testowania równoległości powierzchni płytek. Carl Zeiss wprowadził takie płytki na rynek dopiero w 1922 r., a spektrografy interferencyjne z regulowanymi płytkami – w 1924 r. Lummer otrzymał płytki jednak już w 1906 r., a w tym samym roku Hans Hauswaldt (1851–1909) wypożyczył spektroskop interferencyjny profesorowi Woldemarowi Voigtowi (1850–1919) z Getyngi. Lummerowskie płytki od Zeissa nie były tanie. W roku 1904 Lummer miał wykład we Wrocławiu o „Rozdzieleniu najsubtelniejszych linii widmowych”, którego dokonał za pomocą zeissowskiej płytki o cenie 1000 marek, a w roku 1929 płytka będąca obecnie własnością Muzeum Uniwersyteckiego w Utrechcie kosztowała „ogromną sumę 2900 guldenów”.

5. Wydanie książki

Na wiosnę 1909 r. przygotowania zostały zakończone: notatki z wykładu były opracowane, wdowa po Abbem zgodziła się na wydanie materiału, a Reiche i Wolfke byli gotowi do pracy. Przedsięwzięcie miało się zakończyć czymś więcej niż tylko wydaniem opracowanego skryptu. Jak piszą w przedmowie Lummer i Reiche: „Przy wyprowadzaniu ogólnego wyrażenia na wzbudzenie światła w obrazie wtórnym wykroczyliśmy poza ujęcie Abbego, kierując się chęcią zbadania, do jakiego stopnia jest ono uzasadnione przez zasadę Kirchhoffa i teorię Maxwella”. Owe trudne wywody matematyczne były głównie dziełem Reichego. Z okazji 60. urodzin Lummera (rys. 2) napisał on, że stanowiły one punkt kulminacyjny wrocławskich lat, dodając: „Mistrz Abbe zniewolił wówczas naszego ducha i nieraz podsuwał nam twarde orzechy do zgryzienia. (...) Jakże często wspominam tamte czasy, (...) nasze przesiadywanie – niekiedy nocą – nad całkami dyfrakcyjnymi”. Również doświadczalne prace Reichego nie poszły na marne – ich wyniki zostały uwzględnione przy stosowaniu prawa Lamberta.



Rys. 2. Otto Lummer w wielkiej auli Instytutu Fizyki Uniwersytetu Wrocławskiego podczas obchodów swych 60. urodzin (17 lipca 1920 r.) (ze spuścizny prof. Hedwig Kohn, własność dra Wilhelma Tappego, za uprzejmym pośrednictwem dr Brendy Winnewisser).

W roku 1907 doktorantem Lummera w jego instytucie we Wrocławiu został Mieczysław Wolfke. Aby sprawdzić, „z jaką dokładnością teoria Abbego odpowiada doświadczeniu”, Lummer i Reiche powierzyli mu zadanie obliczenia

„mikroskopowego obrazu siatki przy sztucznym przesłonięciu jej pierwotnego obrazu dyfrakcyjnego”. Prawdopodobnie właśnie w trakcie tej pracy Wolfke otrzymał wyniki, które Lummerowi wydały się dziwne. Wysłał więc Reichego – zanim pozwolił mu pojechać na południe na urlop – do Jeny do prof. Straubela, aby wyjaśnić sprawę, co też się powiodło: „Jako »stary praktyk« wykonał Pan kawał dobrej roboty – czytamy w liście Lummera do Reichego z 18 kwietnia 1910 r. – raz jeszcze sprawdził się nasz instynkt fizyczny”. Wolfke poprawił błąd i – ponaglany już przez wydawnictwo Vieweg – skończył swoją część manuskryptu.

Lummer szczycił się swą książką już podczas jej powstawania. „Wkrótce ujrzy światło dzienne nasze nowe dziecię: *Zasady powstawania obrazów w mikroskopie Abbego*” – pisał do Gehrckego, swego współpracownika z berlińskich czasów, dodając: „Będzie bardzo piękne!”. Książka wyszła na przełomie maja i czerwca 1910 r. Obaj autorzy dedykowali z datą 31 lipca 1910 r. egzemplarz okazowy „Małżonce nieśmiertelnego Mistrza z wyrazami szacunku i wdzięczności” (rys. 3), a tegoż dnia inne egzemplarze podarowali Rudolfowi Straubelowi „Na wdzięczną pamiątkę starych jennajskich czasów” (Lummer) i „Z wyrazami szacunku” (Reiche) oraz Planckowi „Z serdecznymi pozdrowieniami” (Lummer) i „Z wyrazami szacunku i wdzięczności” (Reiche).



Rys. 3. Dedykacja Lummera i Reichego dla wdowy po Ernście Abbem (Carl Zeiss Jena – Archiwum).

6. Droga Wolfkego do habilitacji

Mieczysław Władysław Wolfke urodził się 29 maja 1883 r. w Łasku k. Zduńskiej Woli (wówczas pod zaborem rosyjskim) jako syn inżyniera

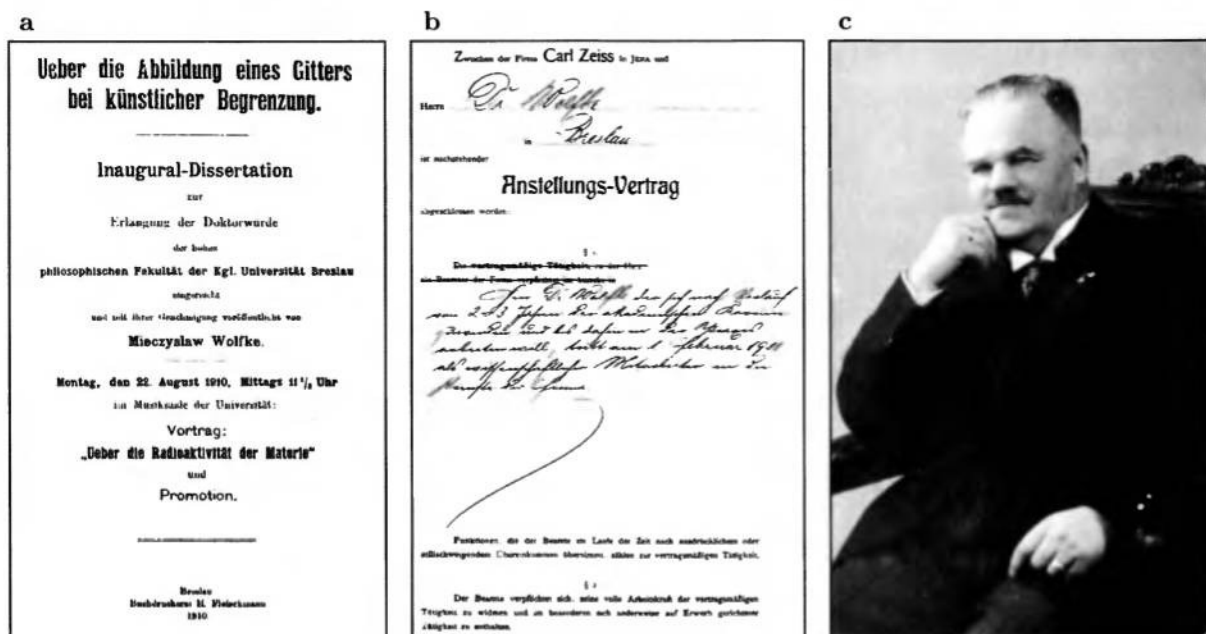
Karola Wolfkego i jego żony Lucyny z domu Kościńskiej [4–6]. Po nauce w gimnazjum w Częstochowie, a później w Sosnowcu, Wolfke podjął studia fizyki i matematyki na Uniwersytecie w Liège u profesora Pierre'a de Heena (1851–1915), które następnie kontynuował w Paryżu (1904–07). Powstała tam jego pierwsza praca teoretyczna o elektronie. Przedtem, jeszcze jako 16-letni gimnazjalista, opatentował elektryczne urządzenie do bezprzewodowej transmisji obrazów.

22 sierpnia 1910 r. Wolfke uzyskał stopień doktorski (Dr. phil., rys. 4a). Podczas obrony wygłosił wykład „Ueber die Radioaktivität der Materie” (O radioaktywności materii). Dzięki swej rozprawie „Ueber die Abbildung eines Gitters bei künstlicher Begrenzung” (O odwzorowaniu w siatce ze sztuczną przesłoną) uczynił pierwszy krok ku przedłużeniu prawa wykładania (*venia legendi*) na Politechnice Związkowej (ETH) w Zurychu i habilitacji na tamtejszym Uniwersytecie. Droga ku niej wiodła jednak najpierw do firmy Carla Zeissa w Jenie, a potem na Politechnikę w Karlsruhe. „Złożyłem podanie o przyjęcie do pracy w Zakładach Optycznych Carla Zeissa w Jenie” – zapisał w swym dzienniku z roku 1910, a w jego umowie o pracę z 8 stycznia 1911 r. (rys. 4b) czytamy: „Pan dr Wolfke, który po upływie 2–3 lat pragnie się poświęcić karierze akademickiej, a do tego czasu zajmować się optyką praktyczną, zostaje z dniem 1 lutego 1911 r. pracownikiem naukowym Firmy”. Lummer prawdopodobnie nie chciał go wypuścić od razu: „Chciałbym jednakże Państwa prosić o zgodę na odroczenie mojego kontraktu do 1 marca br., ponieważ pragnę jeszcze dokończyć pewną niewielką pracę u p. profesora Lummera” – pisał Wolfke 12 stycznia 1911 r. do dyrekcji firmy Carla Zeissa. W Jenie miał się zajmować dwoma tematami: lampami z parami metali, emitującymi białe światło, i powstawaniem obrazu w mikroskopie. Konstruowaniem gazowych lamp wyładowczych zainteresował się już podczas pracy nad doktoratem: „Rozpocząłem z kolegą Karlem Ritzmannem [przyszłym szwagrem] budowę lampy kadmowo-rtęciowej” – pisał w 1909 r., a w rok później: „Kontynuowałem pracę nad lampą Cd–Hg i szukałem sposobu finansowania projektu”. Działalność ta powiodła się, bo już na samym początku swej działalności w Jenie Wolfke może scedować na firmę Carla Zeissa prawo własności patentu „Metoda wytwa-

rzania światła elektrycznego z metalicznej lampy gazowej”. Patent ten został udzielony Wolfkemu i Ritzmannowi jeszcze w czasach, gdy obaj robili doktorat. W celu wykorzystania swych idei nawiązuje później kontakty także z kolejnymi zainteresowanymi. Prezentacja 28 września 1911 r. w firmie produkującej kwarcówki w Hanau nie jest jednak sukcesem: „przedstawiona nam lampa na obecnym etapie rozwoju niedostatecznie nadaje się do produkcji na skalę przemysłową”. Powodzenia nie przynoszą także rozmowy z grupą finansową z Berlina i Frankfurtu. Nie udaje się również nawiązać współpracy z firmą Westinghouse Cooper Hewitt w Paryżu. Rozczarowanie przy-

niosły też późniejsze konflikty z katowickim inżynierem Franzem Lissym, którego Wolfke z Ritzmannem chcieli zaangażować do promocji swych konstrukcji.

W Karlsruhe Wolfke zajął się bez reszty zadaniem „habilitacja”, więc ujął swe prace nad lampami w jedną publikację i 29 maja 1912 r. napisał do firmy Carla Zeissa: „Moja obecna działalność na stanowisku asystenta i przygotowania do habilitacji nie pozwalają mi na prowadzenie dalszych badań doświadczalnych nad lampą”. Zeiss zresztą także przestał się nią interesować i 12 października 1912 r. przekazał Wolfkemu główne prawa patentowe.



Rys. 4. a) Okładka rozprawy doktorskiej Mieczysława Wolfkego (1910) (Uniwersytet Wrocławski – Archiwum). b) Umowa o pracę z firmą Carl Zeiss w Jenie (1910) (Carl Zeiss Jena – Archiwum). c) Profesor Mieczysław Wolfke (ze zbiorów prywatnych prof. Karola Wolfkego, Wrocław).

Znacznie więcej powodzenia przyniosła Wolfkemu praca w Jenie nad drugim tematem – obrazami w mikroskopie. Po obronie pracy doktorskiej niektóre kwestie pozostały otwarte. Wolfke rozwiązał je, również z inspiracji Lummera, w serii prac, a ich wzajemny związek wyjaśnił później (w 1916 r.) w wykładzie dla Towarzystwa Fizycznego w Zurychu:

„Wszelkie próby podjęte przeze mnie we Wrocławiu w celu wyjaśnienia tych przypadków pozostały bezskuteczne. Dopiero gdy podczas działalności w firmie Carl Zeiss miałem sposobność zbadania bardzo wielu siatek dyfrakcyjnych, mogłem

ustalić, że silnie posrebrzone siatki dawały zgodne z teorią, symetryczne obrazy, a asymetrię wykazywały tylko obrazy siatek słabo posrebrzonych, w których paski między szczelinami przepuszczały sporo światła. Potem zająłem się teorią takich siatek i udowodniłem, że asymetria obrazu jest z nią w pełnej zgodności”.

W ten sposób w listopadzie 1911 r. przygotowana została praca pt. „O odwzorowaniu w siatkach z asymetryczną przesłoną” [7]. August Köhler (1866–1948), kierownik działu mikroskopii u Zeissa, bardzo ją wspierał i udostępnił „obfity materiał doświadczalny”. We Wrocławiu, dokąd

Wolfke udał się ponownie na jesieni 1911 r., powstały kolejne dwa artykuły o obrazach w pół-przepuszczalnych siatkach dyfrakcyjnych [8,9].

W semestrze letnim 1912 r. (od 1 kwietnia do 1 sierpnia) Wolfke pracował w Instytucie Fizyki Politechniki w Karlsruhe jako drugi asystent Ottona Lehmana (1855–1922). Publikacją „Ogólna teoria obrazów przedmiotów świecących i nieświecących” [10], która także powstała przy wsparciu firmy Carla Zeissa, zakończył przygotowania do habilitacji. Przebywając od sierpnia 1912 r. z powrotem we Wrocławiu, badał na zlecenie Lummera pewną szczegółową kwestię dotyczącą odwzorowania w siatce dyfrakcyjnej. Listem z 8 maja 1913 r. skierowanym do Szwajcarskiej Rady Edukacji wystąpił o „dopuszczenie do habilitacji z dziedziny optyki na ETH”. Ponieważ „Panowie Profesorowie Einstein i Weiss [wypowiedzieli się] jednakowo przychylnie o dorobku naukowym kandydata, jego doświadczeniu i zaletach osobistych”, komisja VIII Wydziału Rady przyznała mu *veniam legendi*, zezwalając, by „Pan Doktor Mieczysław Wolfke jako prywatny docent prowadził na XI Wydziale ETH wykłady z dziedziny optyki”.

7. Wolfke w Zurychu

W roku 1914 Wolfke habilitował się – również na Uniwersytecie w Zurychu – na podstawie pracy napisanej w Karlsruhe. Max von Laue, który był wykładowcą na tej uczelni w latach 1912–14, bardzo pozytywnie ocenił tę pracę, w której „Pan Wolfke rozwinął idee Abbego w stopniu nieosiągniętym przedtem przez nikogo”.

Główną tematyką działalności dydaktycznej i naukowej Wolfkego w Zurychu była w dalszym ciągu optyka i teoria promieniowania, lecz jego lampa wciąż nie dawała mu spokoju. Współpracę z firmą Carla Zeissa w zakresie lamp zakończył ostatecznie listem z 10 października 1913 r. Karl Ritzmann, który „miał lepszy zmysł do interesów” niż Wolfke, przejął jego zobowiązania wobec Zeissa i Lissy’ego. Jednakże w 1915 r. Wolfke nawiązał znów kontakt z firmą Carla Zeissa w sprawie „tymczasowego zatrudnienia jako pracownika naukowego”, ponieważ dowiedział się, że „[w firmie] są wolne etaty”. Firma odrzuciła ofertę: „Chociaż niektórzy z naszych naukowców zostali teraz powołani do wojska, to jednak

w obecnych okolicznościach nie powstała dotąd potrzeba dodatkowego naboru pracowników” – odpowiedziała 18 września 1915 r. Nie udostępniła też żadnego spektrometru siatkowego Abbego, za pomocą którego Wolfke chciał doświadczalnie sprawdzić swoje idee konstrukcji „siatki dyfrakcyjnej, której stała [wbrew swej nazwie] byłaby zmienna, [co powodowałoby] skupianie dużej części energii światła w jednym widmie określonego rzędu”.

Równie wielkie co spóźnione uznanie przyniosła jednakże Wolfkemu praca „O możliwości optycznego odwzorowywania sieci molekularnych” [11]. Na podstawie teorii Abbego powstawania obrazów w mikroskopie zaproponował w niej rekonstrukcję rentgenowskich obrazów dyfrakcyjnych za pomocą światła widzialnego [12], stając się tym samym prekursorem metody holograficznej Dennisa Gabora (1900–79). Ów oddał dobitny hołd Wolfkemu w swym wykładzie noblowskim z roku 1971 [13]: „Dokonując tego, stałem na ramionach dwóch wielkich fizyków – Williama L. Bragga i Fritsa Zernikego. (...) Nie wiedziałem wówczas – podobnie jak Bragg – że Mieczysław Wolfke zaproponował tę metodę w 1920 r., nie podejmując jednakże próby jej doświadczalnej realizacji”.

8. Wolfke w Warszawie

W roku 1920 Wolfke otrzymał propozycję objęcia katedry fizyki teoretycznej na Uniwersytecie Warszawskim. „Niniejszym pozwalam sobie zawiadomić Państwa, że zostałem mianowany profesorem zwyczajnym fizyki teoretycznej na Uniwersytecie Warszawskim” – napisał 29 kwietnia 1920 r. do Szwajcarskiej Rady Edukacji. Przyjął jednakże nie tę propozycję, lecz wysuniętą w 1922 r. ofertę objęcia katedry fizyki na Politechnice Warszawskiej; dostał tam nominację na dyrektora Instytutu Fizyki. W Warszawie zajął się zupełnie dla siebie nową dziedziną badań – fizyką niskich temperatur – nawiązując w ten sposób do wielkich polskich tradycji. Opracował metodę zestalania ciekłego helu pod wysokim ciśnieniem, za pomocą której Willem Hendrik Keesom (1876–1956) z Uniwersytetu w Lejdzie przeprowadził hel w stan stały; obaj uczeni wspólnie odkryli, że istnieją dwie różne fazy ciekłego helu oraz że ciekły tlen wykazuje magnetostrykcję [14].

1 września 1939 r. rozpoczęła się II wojna światowa. Wskutek działań wojennych Instytut Wolfkego uległ poważnym, lecz tylko częściowym zniszczeniom. 4 listopada 1939 r. wywieziono zeń na zlecenie niemieckich władz wojskowych tę aparaturę, która nie była zamontowana na stałe.

Wkrótce potem, 11 listopada 1939 r., Mieczysław Wolfke został uwięziony wraz ze swym synem Karolem w ramach prześladowań warszawskiej inteligencji. Po zwolnieniu udało mu się uratować resztki Instytutu, w latach 1940–41 utworzyć laboratoria fizyczno-techniczne, a od 1942 r. wykładać fizykę na utworzonej przez okupanta Państwowej Wyższej Szkole Technicznej (Uniwersytet i Politechnika pozostawały zamknięte); prowadził też konspiracyjne nauczanie w ramach podziemnego uniwersytetu.

Po zakończeniu II wojny światowej Wolfke uzyskał możliwość zapoznania się z najnowszymi osiągnięciami fizyki i wykładania na ETH, uczelni, na której działał już wcześniej. Nie było mu dane korzystać z tej możliwości zbyt długo. Mieczysław Wolfke zmarł 4 maja 1947 r. w Zurychu.

9. Droga Reichego do habilitacji

Także Fritz Reiche zaczynał swój życiorys naukowy we Wrocławiu. Spotkał tu dwóch młodych fizyków: Rudolfa Ladenburga (1882–1952) i Stanisława Loria (1883–1958). Ladenburg doktoryzował się w Monachium u Wilhelma Conrada Roentgena i przyjechał do Wrocławia na Wielkanoc 1907 r. Loria [15] – przygotował rozprawę doktorską u Władysława Natansona (1864–1937) na szacownym Uniwersytecie Jagiellońskim w Krakowie – pojechał w 1907 r. na staż naukowy do Wrocławia i tam poznał jesienią tegoż roku Maksa Bornę; wkrótce też przystąpił do kręgu jego przyjaciół. Born, Ladenburg, Loria i Reiche zaczęli niebawem wspólnie pracować w dziedzinie optyki i fizyki atomowej. Ladenburg i Loria prowadzili prace doświadczalne nad dyspersją gazów [16]. Nad tym wówczas bardzo aktualnym tematem pracowali już wcześniej w Berlinie Lummer i Pringsheim, zainspirowani problemami fizyki Słońca [17]. Loria został prawdopodobnie do tej pracy przygotowany już przez Natansona, który w Krakowie zajmował się teorią dyspersji i ekstynkcji [18]. Reiche przed przyjaz-

dem do Wrocławia chciał uprawiać optykę elektronów. Nad teoretycznym ujęciem tego tematu mógł pracować tylko w odpowiednio inspirującym otoczeniu. Pierwsze wyniki przedstawił Planckowi, który w odpowiedzi na jego list z 29 listopada 1911 r. odpisał: „Na Pańskie pytanie, czy w sytuacji przepełnienia miejscowego uniwersytetu prywatnymi docentami w ogóle są tu dla Pana jakiegokolwiek perspektywy, mogę odpowiedzieć twierdząco”, a załączoną pracę skomentował tak: „Razdziłbym Panu jednak nie odkładać jej na później, lecz rozwijać ją w kierunku fizyki, bowiem poprawne obliczenia są wprawdzie warunkiem koniecznym, ale nie najważniejszym w dziedzinie, której podstawy fizyczne są dotychczas tak słabo zbadane”.

29 lipca 1913 r. Reiche habilitował się na podstawie rozprawy „O emisji, absorpcji i natężeniu linii widmowych” [19]. Oparł się w niej m.in. na wrocławskich pracach doświadczalnych, a także na przygotowanym wykładzie „Analogie siatki dyfrakcyjnej w różnych dziedzinach” [20]. Po wymuszonej przez wojnę pracy u Fritza Habera (1868–1934) w Instytucie Chemii Fizycznej im. Cesarza Wilhelma w Berlinie został w semestrze letnim 1916 r. asystentem Plancka i był nim do 1918 r. Począwszy od 1 czerwca 1920 r. został zatrudniony jako teoretyk u Habera.

10. Powrót Reichego do Wrocławia i emigracja

W semestrze zimowym 1921 r. Reiche objął stanowisko profesora zwyczajnego w katedrze fizyki teoretycznej na Uniwersytecie Wrocławskim (rys. 5), wakujące po wyjeździe Schrödingera do Zurychu. 22 września 1933 r. został zwolniony na mocy nazistowskiej ustawy o urzędnikach państwowych i po krótkim pobycie w Pradze zamieszkał – odseparowany od świata – w Berlinie.

Po „nocy kryształowej” z 9 na 10 listopada 1938 r. jego sytuacja stała się groźna. „Wielu przyjaciół Fritza (...) aresztowanych (...), gdyby aresztowali Fritza, to Max [von Laue] wspomni w telegramie o „teorii kwantów (...)” wtedy prośba o szybką pomoc (...)” – telegrafowali 14 listopada Otto Hahn (1879–1968) i Lise Meitner (1878–1968) z Kopenhagi do Rudolfa Ladenburga, który od r. akad. 1932/33 działał w Princeton. Właśnie on przejął czołową rolę w staraniach

o pomoc dla Reichego. We wszystko wtajemniczono także Plancka, który 11 stycznia 1939 r. wysłał mu „kilka linijek wskazówek i zaleceń w związku z [jego] planami podróży”. Plany te nie były też skrywane przed von Lauem. 24 kwietnia 1939 r. napisał on do Lise Meitner: „Spośród Pani towarzyszy niedoli widziałem się niedawno z Fritzem Reichem, który zachowywał się tak, jakby wkrótce miał podjąć decyzję”, a dwa dni później przygotował dla niego list polecający. Ladenburg prawdopodobnie poprosił o listowne wstawiennictwo także Maksa Borna, który wyemigrował już w 1933 r. Ów w liście z 25 kwietnia 1939 r. nie tylko podkreślił naukowe i dydaktyczne dokonania Reichego, lecz także malowniczo opisał sytuację w Berlinie, która zmuszała Reichego „do życia w bardzo przygnębiających warunkach, jako wyrzutek pozbawiony wszelkich kontaktów z byłymi kolegami i wygnany ze wszystkich laboratoriów oraz bibliotek”.



Rys. 5. Fritz Reiche w gronie kolegów i przyjaciół (St. Moritz, 1925 r.). Stoją od lewej: Rudolf Ladenburg, pani Pohl, W. Robert Pohl, Fritz Reiche, pani Hahn, Max Born, Otto Hahn. Siedzą od lewej panie: Pummerer, Reiche, Born, Ladenburg (ze spuścizny prof. Hedwig Kohn, własność dra Wilhelma Tappego, za uprzejmym pośrednictwem dr Brendy Winnewisser).

Ladenburg zwrócił uwagę na trudne położenie Reichego Hansowi A. Rademacherowi (1892–1969), który do 1934 r. był profesorem matematyki na Uniwersytecie Wrocławskim, a potem wyemigrował do Stanów Zjednoczonych, oraz Jamesowi Franckowi (1882–1964), mieszkającemu tam już od 1933 r. Obaj zwrócili się listem z 10 maja 1939 r. do Emergency Committee w Nowym Jorku o zaproszenie dla Reichego i poprosili o wsparcie dla niego. Również z inicjatywy La-

denburga na początku 1940 r. Fritz Reiche otrzymał zaproszenie od New School for Social Research (NSSR) w Nowym Jorku. Wyjazd się jednak opóźniał, bo konsul amerykański w Berlinie nie udzielił mu wizy, tak że zorganizowana już podróż przez ZSRR i Japonię musiała zostać odwołana.

Na początku 1941 r. Max von Laue mógł wreszcie napisać do Lise Meitner, że Fritz Reiche z żoną i córką „chcą w pierwszych dniach marca wyjechać z Berlina i dotrzeć [do USA] przez Portugalię”. 14 listopada 1942 r. Reiche zameldował się listownie Bornowi: „Przyjechaliśmy do tego kraju w kwietniu 1941 r. – moja żona i córka oraz ja. Mój syn (...) przebywa teraz w Kanadzie”. Opowiedział też o uzyskaniu posady w NSSR „dzięki wielkiej pomocy Rudiego [Ladenburga], który umożliwił mi imigrację poza limitem wizowym”.

Ladenburg i jego przyjaciele wspierali Reichego także materialnie, finansując jego etat w NSSR, a przedtem przekazując mu pieniądze na opłacenie podróży. Jak się jednak wydaje, podejmowane przez Ladenburga i Johnsona, dyrektora NSSR, próby uzyskania wsparcia ze strony Fundacji Rockefellera spęły na niczym. O posady dla fizyków było trudno. Albert Einstein dawał otuchy Reichemu i starał się wyperswadować mu plany znalezienia sobie innego zajęcia. W roku 1946 Reiche otrzymał wreszcie profesurę na Uniwersytecie Nowojorskim. Mógł tam wznowić pełną sukcesów działalność dydaktyczną i naukową w dziedzinie fizyki przepływów i spektroskopii; zakończył je dopiero w 1958 r., po kilkukrotnych przedłużeniach zatrudnienia. Zmarł 14 stycznia 1969 r. w Nowym Jorku w wieku 85 lat.

Dziękuję panom profesorom Norbertowi Conradowi i Arminowi Hermannowi z Uniwersytetu Sztutgarckiego za wiele inspirujących dyskusji.

Niniejsza praca nie powstałaby bez energicznego wsparcia koleżanek i kolegów z wielu archiwów i bibliotek. Dziękuję za nie bardzo serdecznie. Szczególne podziękowania należą się panu prof. Karolowi Wolfkemu z Wrocławia za liczne opowieści o życiu i działalności jego ojca, a także udostępnienie jego zdjęcia. Wreszcie serdecznie dziękuję pani dr Brendzie P. Winnewisser z Uniwersytetu stanu Ohio za zdjęcia Lummera i Reichego ze spuścizny po pani prof. Hedwig Kohn oraz panom profesorom Krzysztofowi Abramskiemu i Henrykowi Kasprzakowi, a także drowi Pawłowi Tomaszewskiemu (wszystkim z Wrocławia) za wiele zachęty, wskazówek i wsparcia.

W *Jenaer Jahrbuch zur Technik- und Industriegeschichte*, Jena 2001, s. 80–100 ukazał się artykuł prof. Lutza Wenkego „Die Abbesche Bildentstehungstheorie beim Mikroskop als Ausgangspunkt für Fourieroptik und Holographie”, w którym przedstawiono stronę naukową książki Lummera i Reichego. Artykuł ten opisuje również prace Wolfkego z tego okresu (uwaga dodana przez Autora przy korekcie).

Tłumaczył z języka niemieckiego
Jerzy Gronkowski

Instytut Fizyki Doświadczalnej UW
Warszawa

Literatura

- [1] E. Abbe, „Beiträge zur Theorie des Mikroskops und der mikroskopischen Wahrnehmung”, *Archiv für mikroskopische Anatomie* **9**, 413 (1873).
- [2] R. Torge, „Der Bau des physikalischen Institutes der Universität Breslau und seine Entwicklung unter Otto Lummer”, *N.T.M.* **6**, 104 (1998) (polski przekład M. Wołczyra, H. Mädgego i J. Krawczyk: „Budowa i rozwój Instytutu Fizyki Uniwersytetu Wrocławskiego za czasów Ottona Lummera”, *Postępy Fizyki* **51**, 31 (2000)).
- [3] E. Crawford, J.L. Heilbron, R. Ullrich, *The Nobel Population 1901–1937* (Uppsala 1987).
- [4] M. Suffczyński, „Mieczysław Wolfke (w 25 rocznicę śmierci)”, *Postępy Fizyki* **23**, 599 (1972).
- [5] K. Wolfke, „Wspomnienia o Ojcu, Mieczysławie Wolfke”, *Postępy Fizyki* **31**, 551 (1980).
- [6] M. Suffczyński, „Stulecie urodzin Mieczysława Wolfkego”, *Postępy Fizyki* **34**, 333 (1983).
- [7] M. Wolfke, „Über die Abbildung eines Gitters bei asymmetrischer Ablendung”, *Ann. Phys.* **37**, 96 (1912).
- [8] M. Wolfke, „Über die Abbildung eines durchlässigen Gitters”, *Ann. Phys.* **37**, 797 (1912).
- [9] M. Wolfke, „Zur Abbildung eines durchlässigen Gitters”, *Ann. Phys.* **38**, 385 (1912).
- [10] M. Wolfke, „Allgemeine Abbildungstheorie selbstleuchtender und nicht selbstleuchtender Objekte”, *Ann. Phys.* **39**, 569 (1912).
- [11] M. Wolfke, „Über die Möglichkeit der optischen Abbildung von Molekulargittern”, *Phys. Zeitschr.* **21**, 495 (1920).
- [12] S.F. Szuszurin, *Usp. Fiz. Nauk* **105**, 145 (1971) (polski przekład M. Suffczyńskiego: „Przyczynek do historii holografii”, *Postępy Fizyki* **23**, 229 (1972)).
- [13] D. Gabor, w: *Nobel Lectures, Physics 1971–1980*, red. S. Lundqvist (World Scientific, Singapore 1992), s. 11; przekład polski: *Postępy Fizyki* **23**, 599 (1972).
- [14] M. Wolfke, *Acta Phys. Polon.* **1**, 1 (1932); *C.R.* **185**, 1465 (1927); *Helv. Phys. Acta* **10**, 506 (1937).
- [15] L. Infeld, „Stanisław Loria”, *Acta Phys. Polon.* **18**, 1 (1959).
- [16] R. Ladenburg, S. Loria, „Dispersion des leuchtenden Wasserstoffs”, *Phys. Zeitschr.* **9**, 875 (1908).
- [17] O. Lummer, E. Pringsheim, „Zur anomalen Dispersion von Gasen”, *Phys. Zeitschr.* **4**, 430 (1903).
- [18] W. Natanson, „On the electromagnetic theory of dispersion and extinction in gaseous bodies”, *Bull. Int. Acad. Sci. Cracovie, Cl. Sci. Math. Nat.*, 316 (1907).
- [19] F. Reiche, „Über die Emission, Absorption und Intensitätsverteilung von Spektrallinien”, *Verh. dtsh. phys. Ges.* **15**, 3 (1913).
- [20] F. Reiche, „Gittererscheinungen auf verschiedenen Gebieten”, *Naturwissenschaften* **1**, 1193 (1913).

Efekt Kapicy–Diraca zaobserwowany

Jan Mostowski

Instytut Fizyki PAN, Warszawa
oraz *Uniwersytet Kardynała Stefana Wyszyńskiego, Warszawa*

The Kapitza–Dirac effect observed

Abstract: Recent experiment demonstrating for the first time the diffraction of electrons by a standing light wave, predicted long time ago by Kapitza and Dirac, is briefly described.

Elektrony zachowują się jak fale. Jest to fakt, o którym uczymy w szkołach. Jako podstawę doświadczalną tego faktu podajemy często dyfrakcję elektronów na kryształach. Okresowa struktura sieci krystalicznej powoduje, że zjawisko dyfrakcji ma zbliżony charakter do dyfrakcji światła na siatce dyfrakcyjnej. Efekt Kapicy–Diraca to dyfrakcja elektronów na innej strukturze okresowej, jaką jest stojąca fala elektromagnetyczna. Idea doświadczenia umożliwiającego jego obserwację jest zatem następująca: wiązka światła tworzy falę stojącą, prostopadle do niej rozchodzi się wiązka elektronów i w wyniku wzajemnego oddziaływania wiązka elektronów ulega dyfrakcji. A więc mamy do czynienia z odwróceniem ról: to nie światło ulega dyfrakcji na okresowej strukturze materii w kryształach, ale elektrony ulegają dyfrakcji, oddziałując z okresową strukturą fali świetlnej.

Łatwo to przewidzieć, jeśli zna się inne przykłady falowej natury elektronów. Zrobili to już w 1933 r. Kapica i Dirac [1]. Natomiast doświadczalna weryfikacja tego efektu czekała aż do ostatnich lat. Było po temu kilka powodów. Przede wszystkim, w latach trzydziestych XX w. nie było możliwości wytworzenia stojącej fali świetlnej o dużym natężeniu – do tego konieczne są lasery, wytwarzające światło dostatecznie spójne.

Pierwsze doświadczenia dotyczące efektu Kapicy–Diraca wykonane zostały już w drugiej po-

łowie lat sześćdziesiątych, w kilka lat po zbudowaniu pierwszych laserów. Te pionierskie eksperymenty nie dały jednak jednoznacznego wyniku. Trzeba było czekać jeszcze kilkadziesiąt lat, by efekt został ostatecznie zaobserwowany. Pełna wersja tego pięknego doświadczenia, które wykonali Daniel L. Freimund, Kayvan Aflatooni i Herman Batelaan z Uniwersytetu stanu Nebraska w Lincoln (USA), została opublikowana w *Nature* w 2001 r. [2].

Doświadczenie to w gruncie rzeczy realizuje oryginalną, prostą myśl Kapicy i Diraca. Stojąca fala elektromagnetyczna została wytworzona przez laser neodymowy (Nd:YAG). Impulsy tego lasera trwały 10 ns, miały energię 0,2 J, a średnica wiązki w ognisku wynosiła 125 μm . Długość spójności światła wynosiła ok. 5 mm, trzeba było więc zadbać o to, by każda z przeciwnych fal tworzących falę stojącą przebyła tę samą drogę z dokładnością do ok. 1 mm. Na otrzymanej w ten sposób fali stojącej Autorzy rozpraszali wiązkę elektronów o energii 380 eV. Układ szczelin zmniejszał jej rozmiary poprzeczne do poprzecznych rozmiarów wiązki światła. Rozproszone elektrony musiały przejść przez szczelinę o szerokości 10 μm , aby trafić do detektora. Standardowe urządzenia elektroniczne służyły do wyzwiania detektora w momencie pojawienia się impulsu laserowego i zakończenia pomiaru w chwili zarejestrowania elektronów.

Na rysunku 1 przedstawiony jest schemat ideowy układu doświadczalnego, a na rys. 2 – wynik doświadczenia. Wyraźnie widoczne są prążki dyfrakcyjne. Interpretacja ich położenia, natężeń i szerokości nie jest jednak całkiem banalna. Nie mamy tu bowiem do czynienia z oddziaływaniem płaskiej fali elektronowej z płaską falą elektromagnetyczną. Przeciwnie, wiązka laserowa ma swój kształt przestrzenny i czasowy. Jeśli jednak weźmie się te czynniki pod uwagę, to uzyskuje się dobrą zgodność wyników doświadczalnych (punkty) i teoretycznych (linia ciągła).

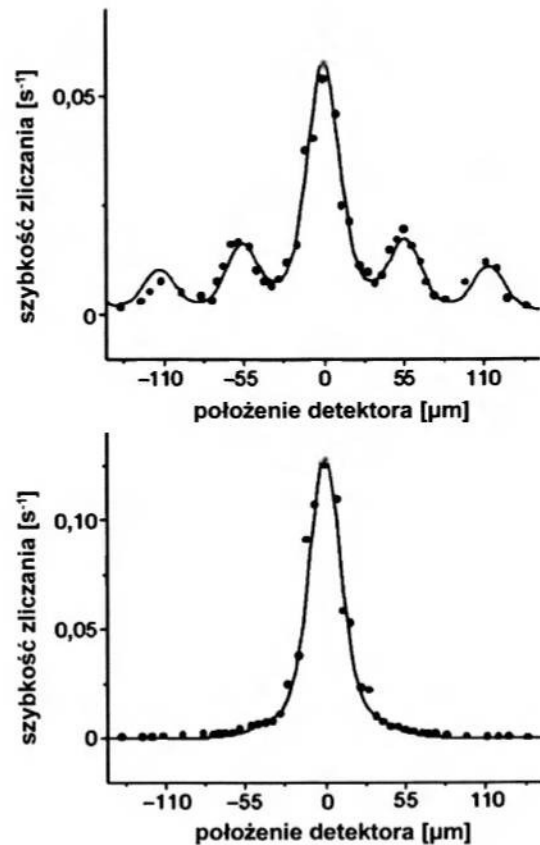


Rys. 1. Schemat ideowy układu doświadczalnego.

Nie jest to pierwsza demonstracja oddziaływania swobodnych elektronów z falą elektromagnetyczną. Jest to jednak pierwsza obserwacja spójnego rozpraszania elektronów na fali świetlnej. Doświadczenie to otwiera drogę do realizacji innych eksperymentów, np. wykorzystujących wiązkę światła laserowego jako element optyki elektronowej, odpowiadający płytce światłodzielącej i zachowujący spójność obu wiązek.

W latach trzydziestych ubiegłego wieku, gdy Dirac i Kapica zastanawiali się nad oddziaływaniem elektronów i światła, modne było pojęcie „doświadczenia myślowego”. Ze względu na to, że różnych eksperymentów nie można było wykonać, fizycy odwoływali się do eksperymentów myślowych. Wspomagali nimi doświadczenia realne, które z natury rzeczy były – jak na dzisiejsze standardy – mało precyzyjne. Efekt Kapicy–Diraca też był jednym z takich doświadczeń myślowych,

niemożliwych do realizacji. Trudno było sobie wówczas wyobrazić np. spójne wiązki światła, konieczne do zaobserwowania efektu. W obecnych czasach wraca się do klasycznych doświadczeń myślowych i realizuje je, korzystając ze zdobytych współczesnej techniki. Obserwacja efektu Kapicy–Diraca to kolejny przykład powrotu do lat trzydziestych i realizacji doświadczenia podówczas jedynie myślowego.



Rys. 2. Wynik doświadczenia. U góry: dyfrakcja elektronów na stojącej fali elektromagnetycznej. U dołu: przejście elektronów przez układ bez fali świetlnej.

Literatura

- [1] P.L. Kapitza, P.A.M. Dirac, „The reflection of electrons from standing waves”, *Proc. Camb. Phil. Soc.* **29**, 297 (1933).
- [2] D.L. Freimund, K. Aflatooni, H. Batelaan, *Nature* **413**, 142 (2001).

ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI

Półgrupy Dynamiczne: Dyssypacja, Chaos, Kwanty

W dniach 6–15 lutego 2002 r. w Łądku Zdroju odbyła się 38. Zimowa Szkoła Fizyki Teoretycznej „Półgrupy dynamiczne: dyssypacja, chaos, kwanty”. Pomimo coraz częstszej nietradycyjnej lokalizacji Szkoła mieściła się w tradycji i opatrzona była numerem seryjnym Szkół Fizyki Teoretycznej w Karpaczu.

Organizatorami były: Instytut Fizyki Teoretycznej Uniwersytetu Wrocławskiego reprezentowany przez dr. hab. Roberta Olkiewicza i Instytut Fizyki Uniwersytetu Zielonogórskiego reprezentowany przez prof. Piotra Garbaczewskiego. Udział wzięło 76 uczestników z 12 krajów (41 obcokrajowców), w tym spora liczba (33) młodych słuchaczy. Nie tylko z tego powodu Szkoła miała charakter „dydaktyczny”. Celem organizatorów było stworzenie warunków do skonfrontowania metodologii i pobudzenia wymiany poglądów między dwiema grupami badaczy w zakresie nierównowagowej fizyki statystycznej układów otwartych, analizującymi na ogół odrębnie układy klasyczne i kwantowe. Przy tym, w nawiązaniu do 31. Szkoły Zimowej (luty 1995 r., o tytule „Chaos: wzajemne oddziaływanie między zachowaniem stochastycznym a deterministycznym”), inspiracją dla wielu wykładów miały być badania układów chaotycznych, a także ściśle matematyczne podstawy formalizmu.

Przewodnie tematy Szkoły, które w zamierzeniu organizatorów miały stanowić ramy tematyczne wykładów, to: 1) dynamika dyssypatywna, mieszanie, zachowanie chaotyczne, modele sprzężeń między układem fizycznym i jego otoczeniem (termostat, zbiornik cieplny, inny układ fizyczny); 2) nierównowagowa mechanika statystyczna, zjawiska w warunkach odległych od równowagi termodynamicznej, modele termostatów; 3) kwantowe i klasyczne zastosowania półgrup Markowa jako matematyczna metodologia analizy układów otwartych; 4) kwantowe układy otwarte, dekoherencja, związki z chaosem kwantowym.

Cel udało się osiągnąć (wielu uczestników uznało Szkołę za duży sukces poznawczy) dzięki tematycznie uporządkowanemu cyklowi wykładów trwających 2–5 godzin. Łącznie 23 wykładowców miało 60 godzin na przedstawienie wyników.

Klasyczną problematykę nierównowagowego transportu reprezentowali E.G.D. Cohen, H. van Beijeren, J.R. Dorfman, S. Fishman, P. Gaspard, C. Jarzynski,

L. Rondoni. Matematyczne aspekty formalizmu omówili R. Rudnicki i Z. Suchanecki. Kwantowe układy otwarte analizowano na różnych poziomach ścisłości, m.in. odwołując się do algebr C^* (J. Bellissard, S. Tasaki), wyprowadzenia równania Boltzmanna z mechaniki kwantowej układów N ciał (L. Erdős), teorii kwantowych półgrup dynamicznych (R. Alicki, W.A. Majewski), analizy modeli kwantowych układów otwartych (D. Cohen, M. Fannes) czy zróżnicowanych aspektów dekoherencji (F. Haake, W. Strunz).

Wsparcie fenomenologiczne (w tym numeryczne) pochodziło od J. Zakrzewskiego, S. Bosego i A. Buchleitnera. Przemysłany dobór wykładowców (część zasług przechodzi tu na członków Komitetu Naukowego Szkoły) i problematyki skupionej wokół kluczowego pojęcia dyssypacji analizowanego z odmiennych punktów widzenia umożliwił niewycinkowy (w pewnym sensie panoramiczny, a przede wszystkim interdyscyplinarny) wgląd w istotę zagadnienia. Ważnym punktem programu Szkoły była dyskusja panelowa „Chaos a termodynamika nieodwracalna: czy istnieje między nimi związek?” pozwalająca na wyrobienie sobie poglądu na rolę tzw. mieszania w nierównowagowej fizyce statystycznej i znaczenia hipotezy chaosu deterministycznego jako możliwego mikroskopowego scenariusza nieodwracalności.

W tematycznym profilowaniu Szkoły organizatorów wspomagał Komitet Naukowy w składzie: R. Alicki, Ph. Blanchard, J.R. Dorfman, G. Gallavotti, P. Gaspard, I. Guarnieri, F. Haake, M. Kuś, A. Lasota, B. Zegarliński, K. Życzkowski. Komitet organizacyjny tworzyli: Piotr Garbaczewski, Robert Olkiewicz, Wojciech Cegła i Piotr Ługiewicz. Pomocą w skomplikowanych operacjach transportowych służyło wielu naszych kolegów z IFT UWr oraz IF UZ. Szczególne podziękowania za pomoc redaktorsko-informatyczną jesteśmy winni pani Annie Jadczyk z IFT UWr.

Materiały Szkoły („tutorial at a research level”) mają się ukazać jako tom serii *Lecture Notes in Physics* wydawnictwa Springer.

Piotr Garbaczewski

Instytut Fizyki UZ
Zielona Góra

Robert Olkiewicz

Instytut Fizyki Teoretycznej UWr
Wrocław

Teoria kwantów

Iwo Białynicki-Birula, Marek Cieplak, Jerzy Kamiński: *Teoria kwantów. Mechanika falowa*, Wydawnictwo Naukowe PWN, Warszawa 2001, s. 500.

Drugie wydanie podręcznika Białynickiego-Biruli, Cieplaka i Kamińskiego *Teoria kwantów. Mechanika falowa* (PWN, 2001) jest w swojej istocie przedrukiem pierwszego wydania książki z 1991 r. Modyfikacje to: dodanie pewnej liczby (ok. 30) zadań, skorygowanie w kilku miejscach znaków (np. na s. 58 i 366), uaktualnienie wartości stałej struktury subtelnej α oraz momentów magnetycznych elektronu, neutronu i protonu według danych z 2000 r. i wreszcie, co najważniejsze, wprowadzenie dodatku zawierającego omówienie abstrakcyjnego sformułowania teorii kwantowej.

Logika zmian jest, jak się wydaje, podyktowana... wygodą Wydawnictwa. Nowe zadania umieszczano wszędzie tam, gdzie w poprzednim wydaniu podręcznika pozostało pod koniec rozdziału nieco wolnego miejsca. W ten sposób można było skorzystać z ogromnej większości matryc użytych do druku pierwszego wydania książki.

Całkowicie nowa część podręcznika to 16-stronicowy dodatek, w którym została podana w formie siedmiu postulatów propozycja aksjomatyzacji teorii kwantów. Poziom matematycznej ścisłości jest tu znacznie większy niż w pozostałej części podręcznika. Po omówieniu kanonicznego kwantowania Autorzy przedstawiają mechanikę falową oraz elektrodynamikę kwantową jako dwie realizacje ogólnej teorii kwantów.

Większa przebudowa omawianego podręcznika wydaje się zadaniem niełatwym. Jest to bowiem książka oryginalna, napisana bardzo „przyjaźnie” dla czytelnika i, w przekonaniu recenzenta, wyróżniająca się zdecydowanie *in plus* na tle jakże licznej konkurencji. Oryginalność wyraża się m.in. we włączeniu do kursu takich zagadnień,

jak hydrodynamiczne sformułowanie mechaniki falowej, w tym opisu spinu.

Piszącemu te słowa, wychowanemu na bardziej formalnym, matematycznym podejściu do mechaniki kwantowej, przedstawionym np. w podręczniku Jana Rzewuskiego *Introduction to Quantum Theory* (Wrocław 1992), szczególną przyjemność sprawia korzystanie z pełnych fizycznej intuicji wywodów w recenzowanej książce. Na przykład, rozdziały poświęcone teorii rozpraszania zawierają serie znakomitych rysunków. Inna sprawa, że piękno teorii kwantowej jest w jakiejś mierze również pięknem struktur matematycznych. Dlatego warto może było wprowadzić, choćby do uzupełnień matematycznych, standardową abstrakcyjną dyskusję reprezentacji momentu pędu.

Mechanika kwantowa nie jest zamkniętą historią. Mógłby ktoś zatem odczuwać pewien niedosyt, że korzystając ze wznowienia podręcznika jego Autorzy nie podjęli próby włączenia doń takich zagadnień jak: argument EPR, nierówności Bella, doświadczenia Aspecta, dekoherencja, kwantowa informacja. Ale nie wolno być malkontentem – takie uzupełnienia z pewnością „rozsadziłyby” i tak już dość obszerną (500 stron) książkę. Nie wiem zresztą, czy w ogóle jest możliwe połączenie systematycznego wykładu mechaniki kwantowej z prezentacją nowości w stylu np. znakomitej książki G. Greensteina i A.G. Zajaca *Quantum Challenge. Modern Research on the Foundations of Quantum Mechanics* (Jones and Bartlett Publishers, 1997). A i tak przecież dla wykładających mechanikę kwantową na uniwersytetach główną troską jest to, jak dostosować realizowane zagadnienia do obniżającego się poziomu studentów.

Jan Sobczyk

Instytut Fizyki Teoretycznej UW
Wrocław

KRONIKA

PTF

Poprawiamy statut

Na stronie internetowej PTF (ptf.fuw.edu.pl) znajduje się projekt nowego statutu PTF. Jest to już IV wersja, uwzględniająca dyskusję Nadzwyczajnej Komisji Zebrania Delegatów ds. Nowego Statutu (Kraków, 16 marca 2002 r.) oraz wnioski otrzymane od członków PTF do 20 kwietnia 2002 r. Dla ułatwienia porównania starego Statutu z nowym na stronie neuron.umcs.lublin.pl/ptf/index.html umieszczono wypunktowane różnice w zasadniczych paragrafach.

Zarząd Główny PTF apeluje do Zarządów Oddziałów i członków aby zapoznali się z tym projektem, wzięli udział w dyskusji i jeśli mają jeszcze jakieś uwagi i wnioski, jak najszybciej je przekazali prof. Wiesławowi Kamińskiemu pocztą elektroniczną: kaminski@neuron.umcs.lublin.pl.

Zarząd Główny PTF

Oddział Gdański

W dniu 23 marca 2002 r. odbyło się walne zebranie sprawozdawczo-wyborcze Oddziału Gdańskiego. Jak wynika ze sprawozdania przewodniczącego ustępującego Zarządu, Eugeniusza Czuchaja, Oddział liczy 115 członków. W okresie sprawozdawczym kontynuowano wykłady skierowane głównie do uczniów szkół ponadpodstawowych i nauczycieli. Wykłady te były prowadzone zarówno na Politechnice Gdańskiej (13 wykładów) jak i na Uniwersytecie Gdańskim (12 wykładów). O zainteresowaniu tematyką świadczy duża frekwencja, wynosząca średnio 120 osób. Wygłoszono również 3 wykłady naukowe. W Oddziale sprawnie działa Komitet Okręgowy Olimpiady Fizycznej, który przeprowadził zawody drugiego stopnia w latach 2000 i 2001. Ustępującemu Zarządowi udzielono jednogłośnie absolutorium.

Wybrano nowy Zarząd w składzie: przewodniczący – Eugeniusz Czuchaj, wiceprzewodniczący – Jarosław Rybicki, sekretarz – Stanisław Zachara, skarbnik – Jacek Pączkowski, członkowie – Bogusława Strzelecka, Janusz Sułocki i Józef Terlecki. W skład nowo wybranej Komisji Rewizyjnej weszli: Andrzej Bujko, Andrzej Kuczowski, Bogumił Linde i Radosław Szmytkowski.

Dyskusja nt. strategii działalności Zarządu w rozpoczynającej się kadencji dotyczyła głównie spraw organizacyjnych XXXVII Zjazdu Fizyków Polskich, który ma się odbyć w Gdańsku w dniach 14–18 września 2003 r.

Stanisław Zachara

Wybory w PAN

Zgromadzenie Ogólne Polskiej Akademii Nauk dokonało 23 maja 2002 r. wyboru członków rzeczywistych i nowych członków korespondentów. Na członków rzeczywistych spośród fizyków zostali wybrani Lech Woronowicz (Wydział III) i Jerzy Dera (Wydział VII), na członków korespondentów w Wydziale III wybrano fizyka Jana Kwiecińskiego i chemikofizyka Bogumiła Jeziorskiego.

Jerzy Dera (ur. 1933 r.) studiował fizykę na Uniwersytecie im. Adama Mickiewicza w Poznaniu, jest dyrektorem Instytutu Oceanologii PAN w Sopocie, przedstawicielem Polski w Radzie Morskiej Europejskiej Fundacji Nauki, członkiem korespondentem PAN był od 1991 r. Jest wybitnym specjalistą w dziedzinie fizyki morza, oceanografii fizycznej, w szczególności w zakresie morskich procesów hydrooptycznych i biooptyki. Stworzył szkołę naukową optyki morza.

Stanisław Lech Woronowicz (ur. 1941 r.) ukończył Wydział Matematyki i Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego, jest profesorem tego Uniwersytetu. Członkiem korespondentem PAN został w 1991 r. Jest wybitnym specjalistą w dziedzinie fizyki matematycznej. Jedno z jego najistotniejszych osiągnięć naukowych to współudział w odkryciu tzw. grup kwantowych (w dziedzinie tej utrwaliły się nazwy „Woronowicz algebra” i „Woronowicz approach”). Odkrył nieprzemienny rachunek różniczkowy na grupach kwantowych i podał ich ogólną teorię. Jest często zapraszany do wygłaszania wykładów na konferencjach międzynarodowych. Jest laureatem m.in. Nagrody im. Alfreda Jurzykowskiego (1988) i Nagrody Fundacji na rzecz Nauki Polskiej (1993).

Jan Kwieciński (ur. 1938 r.) studia fizyki ukończył na Uniwersytecie Jagiellońskim. Tytuł profesora uzyskał w 1988 r. Jest kierownikiem Zakładu Fizyki Teoretycznej w Instytucie Fizyki Jądrowej im. H. Niewodniczańskiego w Krakowie. Jego specjalnością są oddziaływania cząstek skrajnie wysokich energii i badania struktury nukleonu. Uzyskał bardzo istotne wyniki w badaniach nad oddziaływaniem wirtualnych fotonów z nukleonami przy najwyższych energiach. Bierze udział w planowaniu i analizie wyników doświadczeń przeprowadzanych w laboratorium DESY w Hamburgu. Współpracuje z Uniwersytetem w Durham. W 1993 r. został wyróżniony Nagrodą Marii Skłodowskiej-Curie. Jest członkiem honorowym Grey College Uniwersytetu w Durham.

Bogumił Jeziorski (ur. 1947 r.) studiował na Wydziale Chemii Uniwersytetu Warszawskiego. Tytuł profesora uzyskał w 1991 r. Do jego najistotniejszych osiągnięć należy m.in. opracowanie teorii oddziaływań wymiennych i dyspersyjnych w kompleksach van der Waalsa, wprowadzenie nowych metod obliczeniowych do teorii korelacji

elektronowej, zbadanie wpływu sił jądrowych i efektów nieadiabaticznych na szybkość procesu katalizy mionowej. Jest laureatem m.in. Nagrody Marii Skłodowskiej-Curie (1992), Nagrody Fundacji na rzecz Nauki Polskiej (2000), Medalu Międzynarodowej Akademii Nauk Kwantowych.

B. W.

Kolejny doktorat honoris causa Andrzeja Hryniewiczza

W dniu 29 stycznia 2002 r. Senat Uniwersytetu Mikołaja Kopernika w Toruniu podjął uchwałę o nadaniu Andrzejowi Hryniewiczowi, profesorowi Uniwersytetu Jagiellońskiego i Instytutu Fizyki Jądrowej, tytułu doktora honoris causa. Uroczystość nadania tej najwyższej godności akademickiej odbyła się w dniu 19 lutego br.

Laudatorami byli: dziekan Wydziału Fizyki prof. Franciszek Rozpłoch oraz prof. Józef Szudy, recenzentami – prof. Aleksander Balter z UMK, prof. Mieczysław Budzyński (UMCS) oraz prof. Andrzej Oleś (AGH). Krótkie wystąpienie nowo mianowanego doktora honoris causa miało tytuł „Nauka w krzywym zwierciadle”.



Podczas uroczystości nadania doktoratu honorowego. Od lewej: JM Rektor UMK, prof. Jan Kopcewicz, laudator, prof. Józef Szudy i doktor h.c., prof. Andrzej Hryniewicz.

Andrzej Zygmunt Hryniewicz urodził się w Wilnie w 1925 r. Kiedy wybuchła II wojna światowa, był gimnazjalistą. Zdał maturę na kompletach tajnego nauczania w 1943 r., po czym rozpoczął studia na tajnym Uniwersytecie Stefana Batorego. Jako żołnierz Armii Krajowej brał udział w akcji „Ostra Brama”; aresztowany przez NKWD w 1945 r., został zesłany do pracy w kopalni węgla w Zagłębiu Donieckim. Udało mu się jednak powrócić do Wilna. Rozpoczęte studia fizyki wznowił na nowo powstałym UMK, gdzie zgromadziła się wileńska kadra profesorska.

Tuż po II wojnie światowej, w pierwszym roku istnienia UMK, Andrzej Hryniewicz był studentem fizyki i jednocześnie jednym z pierwszych asystentów Katedry Fizyki Doświadczalnej UMK. Brał udział w tworzeniu od

podstaw I Pracowni Fizycznej, a ustawione wówczas przez niego ćwiczenia laboratoryjne służyły kilku pokoleniom studentów.

W październiku 1946 r. w ślad za swoim mistrzem, Profesorem Henrykiem Niewodniczańskim, przeniósł się na UJ, gdzie kontynuował studia fizyki, zakończone pracą magisterską w 1948 r. Dalej jego kariera potoczyła się błyskawicznie: doktorat w 1950 r., w 1954 r. stanowisko docenta, w 1961 r. tytuł profesora nadzwyczajnego, a w 1969 r. – zwyczajnego. W latach 1962–76 kierował Zakładem (początkowo Katedrą) Fizyki Jądrowej IF UJ, a przez 3 lata pełnił funkcję dyrektora Instytutu Fizyki UJ. W 1980 r. utworzył specjalizację *fizyka medyczna* i został jej kierownikiem. Później specjalizacja ta została rozszerzona na ochronę środowiska.

Andrzej Hryniewicz był prawą ręką prof. Henryka Niewodniczańskiego, zwłaszcza podczas tworzenia w 1955 r. Instytutu Fizyki Jądrowej w Bronowicach. Do 1995 r. prowadził Zakład II Spektroskopii Jądrowej IFJ. W latach 1960–66 był wicedyrektorem, a po śmierci prof. Niewodniczańskiego został dyrektorem Instytutu (1969–76). W 1966 r. wybrano go na stanowisko wicedyrektora Zjednoczonego Instytutu Badań Jądrowych w Dubnej, które piastował do 1968 r.

Wiedzę i doświadczenie naukowe zdobywał w wielu najlepszych laboratoriach świata: MIT w USA, ZIBJ w Dubnej, w Centrum Badań Jądrowych CNRS w Strasbourgu, na Uniwersytecie w Nancy, Uniwersytecie w Sao Paulo i Katolickim Uniwersytecie w Louvain. Wizytował ponad 100 instytutów naukowych. „Dał się poznać jako zapaleniec i entuzjasta, który elementy nowej techniki badawczej przywoził w walizce ze stażu naukowego” – powiedział w opinii prof. Aleksander Balter.

Wachlarz zainteresowań naukowych Andrzeja Hryniewiczza jest zaskakująco szeroki, obejmujący kilka dziedzin fizyki – fizykę jądra atomowego, fizykę fazy skondensowanej i fizykę medyczną.

Hryniewicz (wraz z Jackiem Hennelem) uruchomił pierwszą w Polsce aparaturę magnetycznego rezonansu jądrowego, opracował nową metodę pomiaru momentów magnetycznych krótkożyłowych (nanosekundowych) stanów jądrowych oraz metodę zaburzonych korelacji kierunkowych promieniowania γ (TDPAC). Obie te metody wprowadził do laboratoriów IF UJ, IFJ i ZIBJ. Miał znaczący udział w budowie generatora van de Graffa o energii 800 keV oraz pierwszego w Polsce cyklotronu C-48. Przy użyciu protonów i cząstek α przyspieszonych w tym cyklotronie otrzymał pierwsze na świecie widma metodą wstecznego rozpraszania Rutherforda (RBS). Uruchomił pierwszą w Polsce aparaturę i zorganizował laboratorium do badania efektu Mössbauera. Jest autorem wielu pionierskich prac przy użyciu tej aparatury. Ma znaczne osiągnięcia w badaniu procesów kanałowania cząstek naładowanych w monokryształach i w pomiarach śladowych zawartości pierwiastków w różnych materiałach metodą PIXE.

„Wkład Profesora Andrzeja Hryniewiczza w rozwój nowoczesnej fizyki polskiej jest fascynujący. Jego mądre

działania podnoszą rangę polskiej nauki w świecie" – powiedział w laudacji prof. Rozpłoch.

Oryginalne wyniki jego prac zostały opisane w ponad 160 publikacjach, z czego 118 w czasopismach i wydawnictwach o renomie światowej. W ramach popularyzacji napisał 88 opracowań przeglądowych i popularnonaukowych, 44 artykuły prasowe oraz książkę *Energia – najważniejszy problem cywilizacji* (nowe jej wydanie przygotowuje drukarnia UJ). Jest redaktorem trzech monografii wydanych przez Wydawnictwo Naukowe PWN: *Fizyczne metody badań w biologii, medycynie i ochronie środowiska*, *Fizyczne metody diagnostyki medycznej i terapii* oraz *Człowiek i promieniowanie jonizujące*.

Recenzent, prof. Balter, podkreślił, że prof. Hryniewicz „jest gorącym orędownikiem energetyki jądrowej i od lat nieustraszenie prezentuje w różnych gremiach i mediach swoje stanowisko w tej kwestii. Podkreśla, że oparta na spalaniu węgla energetyka konwencjonalna przynosi ogromne szkody środowisku naturalnemu i naszemu zdrowiu, natomiast lęk przed energetyką jądrową jest przede wszystkim skutkiem braku wiedzy na ten temat”.

Profesor Hryniewicz cieszy się niezwykłym uznaniem. Jest członkiem rzeczywistym PAN oraz członkiem czynnym PAU, w której przewodniczy Komisji Zagrożeń Cywilizacyjnych, członkiem tytularnym Europejskiej Akademii Nauki, Sztuki i Literatury, Amerykańskiego Towarzystwa Fizycznego oraz wielu znakomych towarzystw naukowych.

Jest członkiem Rady Naukowej IF UJ, IFJ w Krakowie, Instytutu Niskich Temperatur i Badań Strukturalnych PAN we Wrocławiu oraz ZIBJ w Dubnej. W wielu tych radach pełnił funkcję przewodniczącego. Dwukrotnie był wybierany do Komitetu Badań Naukowych, w którym pełnił funkcję zastępcy przewodniczącego Komisji Badań Podstawowych. Jest członkiem Centralnej Komisji ds. Tytułu Naukowego i Stopni Naukowych (od 1991 r.) oraz przewodniczącym Rady ds. Atomistyki. Jest pełnomocnym przedstawicielem Rządu RP do spraw dubieńskich.

Uczestniczył w pracach siedmioosobowej grupy TWG (Transfermium Working Group) powołanej przez dwie międzynarodowe unie: Fizyki Czystej i Stosowanej oraz Chemii Czystej i Stosowanej w celu rozstrzygnięcia priorytetu odkryć pierwiastków o $Z > 100$.

Jest twórcą poważnych i cenionych na świecie szkół naukowych, znakomitym organizatorem konferencji. Z jego inicjatywy od 36 lat co roku odbywają się w Zakopanem międzynarodowe konferencje naukowe, znane jako Szkoły Fizyki.

Zasługi Profesora Andrzeja Hryniewicza były niejednokrotnie zauważane przez różne władze. W 1996 r. otrzymał nagrodę Prezesa Rady Ministrów RP za całokształt działalności naukowej. Wśród licznych odznaczeń posiada Krzyż Armii Krajowej i Krzyż Komandorski z Gwiazdą Orderu Odrodzenia Polski, a także Medal im. Mariana Smoluchowskiego przyznany mu przez Polskie Towarzystwo Fizyczne.

Profesor Hryniewicz jest wykładowcą, który porywa audytoria. Jego wystąpienia cieszą się podziwem słuchaczy. Jego optymizm, pasje naukowe, a przy tym ogromne poczucie humoru i niezwykła życzliwość dla ludzi zachwycają studentów i całe rzesze studentek. Kochają się w nim nawet słuchaczki wykładów na Uniwersytecie trzeciego wieku. Uwagi krytyczne wypowiada tak delikatnie, że można je odczuwać jako wręcz pozytywne. Umie znakomicie współpracować z ludźmi, więc garną się do niego młodzi naukowcy. Profesor wypromował 46 doktorów; 17 z nich się habilitowało, a 12 uzyskało tytuł profesora. W wielu przypadkach oznaczało to wskazanie kierunków badań nawet na całe życie.

Godna podziwu jest pamięć Andrzeja Hryniewicza o jego mistrzach i nauczycielach, z których szczególnie ważny był prof. Henryk Niewodniczański. Poświęcony mu niezwykle barwnie napisany esej oraz wiele wystąpień publicznych, pełnych anegdot i mądrości, świadczą o godnym naśladowania szacunku i wdzięczności, jakie żywi prof. Hryniewicz dla swego Mistrza. Takie podtrzymywanie ciągłości pokoleń jest niewątpliwie ważną wartością, godną przekazywania młodzieży.

Związek Andrzeja Hryniewicza z UMK trwa od 1945 r., kiedy – studiując fizykę na Wydziale Matematyczno-Przyrodniczym – był współorganizatorem I Pracowni Fizycznej. „Profesor jest uosobieniem nici wiążącej fizykę toruńską z fizyką wileńską” (prof. Szudy – laudacja). „Dzięki jego poparciu w wysokich gremiach, w jakich zasiadał, decydujących o rozdziale finansów na inwestycje dla nauki, zrealizowano budowę radioteleskopu RT-3 i RT-4 na Uniwersytecie Mikołaja Kopernika. Na przełomie lat 2000/2001 poparł ulokowanie na UMK Krajowego Laboratorium FAMO” – powiedział w laudacji Dziekan Wydziału Fizyki, prof. Rozpłoch.

Profesor Andrzej Z. Hryniewicz jest już doktorem honoris causa Uniwersytetu Marii Curie-Skłodowskiej (1998 r.) w Lublinie oraz Akademii Górniczo-Hutniczej (1999 r.) w Krakowie i doktorem honorowym ZIBJ (1999 r.). W roku 2000 Uniwersytet Jagielloński po 50 latach od obrony odnowił mu doktorat.

Małgorzata Nowina Konopka

Nagrody akceleratorowe

Międzynarodowa Grupa Akceleratorowa Europejskiego Towarzystwa Fizycznego przyznała nagrody za rok 2002. Nagrodę dla osoby we wczesnym stadium kariery naukowej, która ostatnio opublikowała znaczącą pracę w dziedzinie akceleratorów, otrzymał Frank Zimmermann (CERN) za ważny wkład w fizykę akceleratorów, zwłaszcza za wyjaśnienie niestabilności chmury szybkich elektronów i jonów.

Nagrodę za wybitne osiągnięcia w dziedzinie akceleratorów otrzymał Kurt Hübner (CERN) za doskonałe kierowanie pracami w dziedzinie fizyki i techniki akceleratorowej i przyczynienie się w ten sposób do rozwoju tej wiedzy.

Europhys. News 33, nr 2 (2002)

B. W.

Medal Diraca dla Cisłowskiego

Jerzy Cisłowski (Uniwersytet Szczeciński) otrzymał Medal Diraca za rok 2002, przyznawany przez The World Association of Theoretically Oriented Chemists. Medal ten jest nadawany od 1998 r. za wybitne osiągnięcia w dziedzinie chemii obliczeniowej osobom, które nie ukończyły 40 lat.

Jerzy Cisłowski jest profesorem zwyczajnym w Zakładzie Fizyki Molekularnej Instytutu Fizyki USz, autorem 200 prac, które mają już ponad 300 cytowań.

Forum Akademickie 9, nr 3 (2002)

B. W.

Spotkanie przedstawicieli towarzystw fizycznych

Z inicjatywy i na zaproszenie Brytyjskiego Towarzystwa Fizycznego, które kryje się pod nazwą Institute of Physics (IoP), w dniach 7–11 kwietnia 2002 r. w Brighton, pięknej miejscowości położonej nad Kanałem La Manche (lub może raczej British Channel), równoległe z ogromnymi międzynarodowymi konferencjami: CMMP 2002 – Condensed Matter and Materials Physics oraz General Conference of the EPS Condensed Matter Division, odbyło się spotkanie przedstawicieli towarzystw fizycznych wielu krajów. Część zaproszonych osób z różnych powodów nie mogła przyjechać i ostatecznie były reprezentowane głównie towarzystwa ze środkowej i wschodniej Europy. Spotkaniu przewodniczył Peter Melville, dyrektor „Profession and International Affairs” w IoP, a uczestniczyli w nim przedstawiciele Belgii, Białorusi, Chin, Czech, Holandii, Japonii, Litwy, Polski, Rosji, Słowacji, Szwecji i Ukrainy. Z ramienia Europejskiego Towarzystwa Fizycznego (EPS) na spotkanie przyjechali: prezes – Martial Ducloy – i sekretarz generalny, David Lee.

Pierwszą okazją do osobistych kontaktów między organizatorami i gośćmi była uroczysta kolacja, na którą zostaliśmy zaproszeni 7 kwietnia. W jej trakcie prezes PTF, Maciej Kolwas, wręczył sir Peterowi Williamsowi, prezesowi IoP, wygrawerowane na mosiężnej blasze i umieszczone na drewnianym podkładzie logo PTF. Podobną, ale mniejszą plakietkę otrzymał Peter Melville. Okazją do wręczenia tych symbolicznych prezentów było przyjęcie naszego Towarzystwa jako pierwszego na członka stowarzyszonego IoP. Ten gest został bardzo dobrze przyjęty i przyczynił się do tego, że następnego dnia dwa inne towarzystwa fizyczne również podpisały z IoP umowę o stowarzyszeniu.

W poniedziałek 8 kwietnia, zgodnie z programem spotkania, dzieliliśmy się informacjami o tym, czy i jak w naszych krajach zachęca się młodych ludzi, a szczególnie dziewczęta, do studiowania fizyki, jaki jest udział kobiet w prowadzeniu badań naukowych w zakresie fizyki i jakie są możliwości pracy dla naszych absolwentów. Jako jedną z przyczyn zmniejszania się liczby studentów fizyki wymieniono malejącą atrakcyjność studio-

wania z racji braku środków na prowadzenie ciekawych eksperymentów w macierzystych uczelniach.

Mówiliśmy także o stałym zmniejszaniu liczby godzin nauczania fizyki w szkołach, o tym, że często się zdarza, iż w szkole fizyki uczy nauczyciel innego przedmiotu, np. biolog czy chemik, zastanawialiśmy się, jakie są tego przyczyny (np. oferty lepiej płatnej pracy w banku) i jak można temu zapobiegać. Okazało się, że omawiane zjawiska są tak powszechne, iż obserwuje się je zarówno w środkowej i wschodniej Europie, jak i w Japonii czy Chinach. Natomiast w Rosji wielu fizyków, którzy z powodu braku pieniędzy na badania naukowe zostali zwolnieni z instytutów Akademii Nauk, znajduje pracę w szkołach, mimo że nie mają odpowiedniego przygotowania dydaktycznego. Doszliśmy do wniosku, że nauczanie fizyki w szkołach jest kluczowe dla przyszłości naszej dziedziny i dlatego poprawa jego poziomu powinna być priorytetem w działalności każdego towarzystwa fizycznego.

Przy okazji tak często ostatnio poruszanego tematu udziału kobiet w studiach, a następnie w badaniach naukowych z zakresu fizyki, warto zauważyć, że obecnie na Wydziale Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego na ogólną liczbę 1043 studentów 370 osób (35,5%) to dziewczęta. Na I roku studiów jest ich tylko 27%, co oznacza, że dobrze sobie dają radę. Na studiach doktoranckich proporcje są bardzo podobne. Tu kobiet jest 37%, natomiast wśród nauczycieli akademickich na naszym Wydziale jest nas tylko 16,8%.

We wszystkich reprezentowanych na spotkaniu krajach fizycy stosunkowo łatwo znajdują zatrudnienie w bankach. Aby nie tracić z nimi kontaktu, IoP zorganizował sekcje: „Fizyka w Finansach” oraz „Fizyka i Prawo” i zachęca inne towarzystwa fizyczne do tego samego.

Kolejnym omawianym tematem był VI Program, który stwarza możliwość międzynarodowej współpracy naukowej. Towarzystwa fizyczne winny włączać się do pracy na rzecz tego programu bądź poszukując partnerów do współpracy, bądź oferując pomoc w skomplikowanej procedurze zgłaszania udziału.

Towarzystwa fizyczne powinny zacieśniać wzajemne kontakty, np. przez przyznawanie wspólnej nagrody, jak to jest w przypadku PTF i Niemieckiego Towarzystwa Fizycznego, które przyznają co roku, na przemian fizykom polskim lub niemieckim, nagrodę im. Mariana Smoluchowskiego i Emila Warburga. Od lat istnieją wspólne nagrody towarzystw niemieckiego i brytyjskiego oraz niemieckiego i francuskiego. Pomostami takiej współpracy są np. Europejskie Towarzystwo Fizyczne (EPS) czy Azjatyckie Stowarzyszenie Towarzystw Fizycznych (AAPS), które skupia towarzystwa fizyczne Chin, Japonii, Korei Płd., Indii i innych krajów Azji. W skład EPS wchodzi 38 krajowych towarzystw fizycznych; ponadto działa w nim 17 Oddziałów (Divisions) tematycznych i 6 Komitetów (Action Committees), z których ostatnio powstałym jest Komitet o nazwie „Kobiety w fizyce”. Najważniejszą ostatnio podjętą inicjatywą EPS jest zorganizowanie w 2005 r. obchodów Światowego Roku Fizyki. Se-

kretarz generalny EPS, David Lee, zaapelował o szeroki udział w przygotowaniu i obchodach Roku 2005.

Uwieńczeniem całego dnia obrad była uroczysta kolacja zorganizowana dla uczestników spotkania i współpracujących z IoP przedsiębiorców. Warto nadmienić, że kolację przygotowano w historycznym i nieco egzotycznym Pawilonie Królewskim, który swoją dzisiejszą postać uzyskał w latach 1815–23. Pawilon jest zbudowany w stylu hinduskim z wnętrzem w stylu chińskim. Został zaprojektowany przez architekta Johna Nasha na zamówienie króla Jerzego IV.

W dniach pobytu w Brighton uczestniczyliśmy także w odbywających się tam równolegle konferencjach. Między innymi w poniedziałek 8 kwietnia wystuchaliśmy plenarnego wykładu Europejskiego Komisarza ds. Nauki, Philippe'a Busquina, który przedstawił perspektywę działania VI Programu i zachęcał do korzystania z osiągnięć nauki europejskiej oraz do ich wdrażania.

Z racji reprezentowania fizyki uczestniczyliśmy we wtorek 9 kwietnia w sesji zatytułowanej „Beauty in Physics – the Life and Work of Paul Dirac”. Jednym z wykładowców był Roger Penrose.

Warto też wspomnieć, że spotkanie w Brighton miało aspekt historyczny, gdyż odbywało się podczas uroczystości pogrzebowych brytyjskiej Królowej Matki. We wtorek 9 kwietnia punktualnie o godzinie 11 wykłady zostały przerwane, podobnie jak wszystkie inne zajęcia w całej Wielkiej Brytanii, i na stojąco minutą ciszy uczczono pamięć Zmarłej.

Aleksandra Kopystyńska

Mniej studentów fizyki we Francji

We Francji obserwuje się spadek liczby osób studiujących nauki ścisłe na uniwersytetach. Liczba studentów uczęszczających na wykłady fizyki na poziomie początkowym obniżyła się o 22% w stosunku do roku 1995, a studiujących nauki przyrodnicze – o 27%.

Jest to zjawisko szczególnie groźne dla przyszłości nauki francuskiej, gdyż połowa pracowników naukowych ma w ciągu najbliższych 10 lat przejść na emeryturę. Ministerstwo oświaty próbuje zapobiec temu brakowi zainteresowania naukami ścisłymi, polecając szkołom wprowadzenie większej liczby doświadczeń wykonywanych przez uczniów oraz prosząc uniwersytety o nadzór i pomoc w nauczaniu szkolnym fizyki.

Natomiast zainteresowanie studiami na wydziałach informatycznych i technicznych stale od 1995 r. rośnie.

Nature 417, nr 6884 (2002)

B. W.

Kobiety w fizyce

W dniach 7–9 marca 2002 r. odbyła się w Paryżu pierwsza światowa konferencja Międzynarodowej Unii Fizyki Czystej i Stosowanej (IUPAP) pn. „Kobiety w fizyce”, w której udział wzięli fizycy z 67 krajów.

Stwierdzono, że procentowy udział kobiet-fizyków maleje na kolejnych etapach kariery zawodowej i że

udział kobiet w profesjonalnych ciałach decyzyjnych na całym świecie jest znikomy. Dyskutowano o przyczynach takiej sytuacji oraz o pomocy, jakiej należy udzielić kobietom-fizykom celem osiągnięcia przez nie właściwego awansu zawodowego.

Z pracami Konferencji można zapoznać się w Internecie: www.if.ufrgs.br/~barbosa/conference.html, a z materiałami do specjalnego zeszytu *Physics World* – na stronie physicsweb.org/toc/world/15/3 lub na stronie UCLA: www.physics.ucla.edu/~cwp/.

Izabela Sosnowska

Łączność w zakresie teraherców

Do przekazywania informacji wykorzystuje się obecnie bardzo szeroki zakres widma elektromagnetycznego – od ok. 10 kHz do ponad 300 THz. Układy drgające z szybkimi tranzystorami świetnie przekazują fale o małych częstotliwościach, natomiast w zakresie wielkich częstotliwości stosuje się w telekomunikacji lasery półprzewodnikowe. Nie było natomiast dotychczas urządzeń, które dobrze przekazywałyby informacje w zakresie od kilkuset GHz do dziesiątków THz. Wydaje się, że tę „dziurę” w łączności będzie można teraz załatać.

R. Köhler i współpracownicy z Wyższej Szkoły Normalnej w Pizie, Laboratorium Cavendisha w Cambridge i Politechniki w Turynie zbudowali nowy typ lasera półprzewodnikowego, który wytwarza promieniowanie o częstotliwości 4,4 THz (67 μm) przez wstrzykiwanie elektronów do powtarzających się, szeregowo połączonych struktur kwantowych, z których każda składa się z 7 studni kwantowych GaAs poprzedzielanych barierami $\text{Al}_{0,15}\text{Ga}_{0,85}\text{As}$. Oczywiście, jest jeszcze długa droga między tym osiągnięciem laboratoryjnym a produkcją przemysłową, można jednak mieć nadzieję, że jest to pierwszy krok w kierunku fotoniki terahercowej.

Nature 417, nr 6885 (2002)

B. W.

Urodziny Abela

W związku z ustanowieniem matematycznej Nagrody im. Abela (Kronika 1/2002) warto przypomnieć, że w tym roku mija dwusetna rocznica urodzin tego Norwega.

Niels Henrik Abel urodził się 5 sierpnia 1802 r. na wyspie Finnby u południowo-zachodniego wybrzeża Norwegii, 20 km na północ od Stavanger, jako drugie dziecko pastora. Ojciec, Sören Georg Abel, działał na rzecz uniezależnienia Norwegii od Królestwa Szwecji i Danii. W 1814 r. unia Danii i Norwegii została formalnie zniesiona.

W szkole wąty Niels Henrik miał trudne życie, lecz jego nadzwyczajne zdolności do matematyki zwróciły nań uwagę co inteligentniejszych nauczycieli, jak Bernd Michael Holmboe, który dawał mu do studiowania dzieła współczesnych matematyków. Na uniwersytecie w Christianii (obecnie Oslo) popierał go profesor Christian Hansteen, zasłużony badacz magnetyzmu ziemskiego. W lecie

1825 r. Abel wyjechał do Kopenhagi, następnie do Hamburga i Berlina. Tu zaprzyjaźnił się z inżynierem budowlanym Augustem Leopoldem Crellem (1780–1855), który założył czasopismo matematyczne *Journal für die reine und angewandte Mathematik*. W pierwszym tomie tego czasopisma ukazało się sześć rozpraw Abela, m.in. „Beweis der Unmöglichkeit der algebraischer Auflösbarkeit der allgemeinen Gleichungen, welche den vierten Grad übersteigen” (Dowód niemożności algebraicznego rozwiązania ogólnych równań o stopniu wyższym od czwartego) i dalsze, w tym na temat istotnego uogólnienia szeregu dwumianowego, dokładniejszego sprecyzowania kryteriów zbieżności szeregów nieskończonych, „sumowania przez części” iloczynów szeregów zbieżnych. Pracując nad zagadnieniem rozwiązalności przez pierwiastki równań algebraicznych stopni wyższych niż czwarty, napotkał Abel na pojęcie grupy przemiennej, nazywanej obecnie abelową; grupy nieprzemienne nazywa się nieabelowymi.

W lipcu 1826 r. Abel przybył do Paryża. Poznał trzutomowe dzieło Adriena Marie Legendre’a (1752–1833) o rachunku całkowym, zawierające rozdział o całkach eliptycznych. 30 października 1826 r. Abel przekazał Akademii Paryskiej swoją rozprawę na temat badania ogólnych własności szerokiej klasy funkcji przestępnych. Rozprawa zawierająca tzw. twierdzenie Abela podawała uogólniające twierdzenia o dodawaniu całek eliptycznych. Augustin Cauchy (1789–1857) był proszony o opinię o rozprawie, nie miał jednak ochoty wgłębiać się w trudny rękopis. Dopiero całe lata po śmierci Abela dzięki oficjal-

nym dyplomatycznym staraniom rządu norweskiego udało się rękopis odzyskać i doprowadzić do jego wydrukowania.

W Paryżu Abel powziął zamiar pracy nad całkami eliptycznymi na zupełnie nowej drodze. Całka eliptyczna $y = \int_0^\Phi (1 - k^2 \sin^2 \phi)^{-1/2} d\phi = \int_0^x [(1 - k^2 t^2)(1 - t^2)]^{-1/2} dt$ może być wykorzystana do określenia funkcji odwrotnej $x = \operatorname{sn}(y; k) = \sin \Phi$, zwanej „sinus amplitudinis Φ ”. Funkcja $x = \operatorname{sn}(y)$ jest dwuokresowa: z okresem $4K$ wzdłuż osi rzeczywistej i z okresem $2iK'$ wzdłuż osi urojonej; K i K' są zupełnymi całkami eliptycznymi z modułami odpowiednio k i $k' = (1 - k^2)^{1/2}$. Idea Abela funkcji odwrotnej dała początek nowego rozwoju teorii funkcji eliptycznych, prowadzonego następnie przez Carla Gustawa Jacoba Jacobiego (1804–51), Christopa Guidermanna (1798–1852) i Carla Teodora Wilhelma Weierstrassa (1815–97). Funkcje eliptyczne znajdują szerokie zastosowanie w mechanice teoretycznej, teorii wahań i bąka, hydrodynamice, mechanice statystycznej, teorii węzłów, a ostatnio w biochemii teoretycznej w opisie konfiguracji łańcuchów DNA. Sam Abel w maju 1828 r. uogólnił teorię wymiernych transformacji całek eliptycznych Jacobiego, wywołując jego podziw. Abel pozostawał na skromnym etacie docenta w szkole wojskowej. Zmarł na gruźlicę 6 kwietnia 1829 r. we Froland koło Arendaal, 60 km na północ od Kristiansand. Na cmentarzu we Froland jest jego grób. Pisma zebrane Abela zredagował B.M. Holmboe. Biografię Abela opublikował Arild Stubhaug w wydawnictwie Springera w 2000 r.

Maciej Suffczyński

NOWE KSIĄŻKI

- M. Zubek, *Experiments in physics*, Wyd. Pol. Gdańskiej, Gdańsk 2001, s. 116, cena 14 zł.
- Lucjan Jacak, *Krótki wykład z fizyki ogólnej*, Wyd. Pol. Wrocławskiej, Wrocław 2001, s. 156, cena 14 zł.
- W. Wawrzyniak, *Zarys ekologii z uwzględnieniem metod termodynamiki procesów nieodwracalnych*, Wyd. Naukowe Uniw. Szczecińskiego, Szczecin 2002, s. 135, cena 14 zł.
- Iwo Białynicki-Birula, Iwona Białynicka-Birula, *Modelowanie rzeczywistości – od gry w życie Conwaya przez żuka Mandelbrota do maszyny Turinga*, Prószyński i S-ka, Warszawa 2002, s. 136, cena 24 zł.
- Piotr Jaracz, *Promieniowanie jonizujące w środowisku człowieka. Fizyka. Skutki radiologiczne*, Wyd. Uniw. Warszawskiego, Warszawa 2002, s. 116, cena 18 zł.
- *50 lat Olimpiad Fizycznych*, red. Paweł Janiszewski i Jan Mostowski; PWN, Warszawa 2002, s. 206.
- Lee Silver, *Raj poprawiony – nowy wspaniały świat*, z jęz. angielskiego tłum. Stanisław Dubiski; Prószyński i S-ka, Warszawa 2002, s. 319, cena 45 zł.
- Martin Aigner, Günter M. Ziegler, *Dowody z Księgi*, z jęz. angielskiego tłum. Paweł Strzelecki; PWN, Warszawa 2002, s. 265.

WARUNKI PRENUMERATY

Cena prenumeraty krajowej w 2002 r. wynosi 30,00 zł za pół roku, 60,00 zł za rok. Prenumeratę można zamówić za pośrednictwem:

I. RUCH-u

1. Wpłaty na prenumeratę przyjmują jednostki kolportażowe „RUCH” S.A. właściwe dla miejsca zamieszkania lub siedziby prenumeratora.

2. Cena prenumeraty ze zleceniem dostawy za granicę: cena prenumeraty krajowej + rzeczywiste koszty wysyłki. Wpłaty przyjmuje „RUCH” S.A. Oddział Krajowej Dystrybucji Prasy na konto: PEKAO SA IV O/Warszawa nr 12401053-40060347-2700-401112-001 lub w kasie Oddziału (Warszawa, ul. Jana Kazimierza 31/33). Zlecenia na prenumeratę dewizową, przyjmowane od osób zamieszkałych za granicą, realizowane są od dowolnego numeru.

3. Terminy przyjmowania wpłat na prenumeratę krajową i zagraniczną: do 5 grudnia – na I półrocze roku następnego, do 5 czerwca – na II półrocze roku bieżącego.

II. ZARZĄDU GŁÓWNEGO PTF

Prenumeratę można także zamówić w Zarządzie Głównym PTF, drogą wpłaty na konto ZG PTF w PKO BP IX O/Warszawa nr 10201097-335245-270-1-111 lub w Biurze Zarządu Głównego PTF. Dostawa *Postępów Fizyki* następuje drogą pocztową na wskazany adres.

III. ODDZIAŁÓW PTF

Prenumeratę można zamówić również w oddziale PTF. Członkowie PTF, którzy opłacają prenumeratę w oddziałach PTF na cały rok, otrzymują 40% zniżki. Taka sama zniżka (40%) przysługuje studentom. Dostawa *Postępów Fizyki* odbywa się za pośrednictwem oddziału PTF.

INFORMACJE DLA AUTORÓW I TŁUMACZY

Komitet Redakcyjny prosi o opracowywanie materiałów przeznaczonych do druku w *Postęпах Fizyki* zgodnie z podanymi niżej zasadami:

1. Artykuły powinny mieć charakter przeglądowy i być przystępne dla ogółu fizyków.

2. Układ pracy (tytuł i autor, angielski tytuł i streszczenie, tekst, odnośniki literaturowe itd.) powinien odpowiadać formie przyjętej w *Postęпах Fizyki* (patrz artykuły np. w tym zeszycie).

3. Rysunki należy wykonać starannie na oddzielnych arkuszach. Niezbędne napisy (tylko w języku polskim, z wyjątkiem reprodukowanych ilustracji o charakterze dokumentów historycznych) powinny być czytelne i dostosowane do wielkości rysunku. Opisy osi wykresów powinny odpowiadać ogólnie przyjętym regułom, np. „temperatura” lub „ T [K]” czy „ t [°C]”, a liczby w układzie dziesięt-

nym należy podawać z przecinkiem, nie kropką. Fotografie prosimy przysyłać w postaci odbitek, a razie ich braku – plików o odpowiednio dużej zdolności rozdzielczej.

4. Prace należy nadsyłać pod adresem: Redakcja *Postępów Fizyki*, ul. Hoża 69, 00-681 Warszawa. W liście towarzyszącym prosimy podać dokładny adres (również elektroniczny) do dalszej korespondencji.

5. Prosimy autorów o nadsyłanie – wraz z wydrukami – plików komputerowych, zawierających teksty artykułów oraz rysunki, pocztą elektroniczną (nasz adres: postepy@fuw.edu.pl) lub na dyskietkach czy innych nośnikach.

6. O przyjęciu pracy do druku decyduje Komitet Redakcyjny. Maszynopisów prac niezamówionych i niezakwalifikowanych do druku Redakcja nie zwraca.

7. Autorów obowiązuje szybkie wykonanie korekty autorskiej.

POSTĘPY FIZYKI (ADVANCES IN PHYSICS), founded in 1949, is published bimonthly in Polish with abstracts in English by the Polish Physical Society with a support of the Polish State Research Committee (KBN) and the Physics Faculty of the Warsaw University.

INFORMATION FOR SUBSCRIBERS

A subscription order can be sent through the local press distributor or directly to „RUCH” S.A. Oddział Krajowej Dystrybucji Prasy, ul. Jana Kazimierza 31/33, skrytka pocztowa 12, 00-958 Warszawa, Poland.

WARUNKI PRENUMERATY

Cena prenumeraty krajowej w 2002 r. wynosi 30,00 zł za pół roku, 60,00 zł za rok. Prenumeratę można zamówić za pośrednictwem:

I. RUCH-u

1. Wpłaty na prenumeratę przyjmują jednostki kolportażowe „RUCH” S.A. właściwe dla miejsca zamieszkania lub siedziby prenumeratora.

2. Cena prenumeraty ze zleceniem dostawy za granicę: cena prenumeraty krajowej + rzeczywiste koszty wysyłki. Wpłaty przyjmuje „RUCH” S.A. Oddział Krajowej Dystrybucji Prasy na konto: PEKAO SA IV O/Warszawa nr 12401053-40060347-2700-401112-001 lub w kasie Oddziału (Warszawa, ul. Jana Kazimierza 31/33). Zlecenia na prenumeratę dewizową, przyjmowane od osób zamieszkałych za granicą, realizowane są od dowolnego numeru.

3. Terminy przyjmowania wpłat na prenumeratę krajową i zagraniczną: do 5 grudnia – na I półrocze roku następnego, do 5 czerwca – na II półrocze roku bieżącego.

II. ZARZĄDU GŁÓWNEGO PTF

Prenumeratę można także zamówić w Zarządzie Głównym PTF, drogą wpłaty na konto ZG PTF w PKO BP IX O/Warszawa nr 10201097-335245-270-1-111 lub w Biurze Zarządu Głównego PTF. Dostawa *Postępów Fizyki* następuje drogą pocztową na wskazany adres.

III. ODDZIAŁÓW PTF

Prenumeratę można zamówić również w oddziale PTF. Członkowie PTF, którzy opłacają prenumeratę w oddziałach PTF na cały rok, otrzymują 40% zniżki. Taka sama zniżka (40%) przysługuje studentom. Dostawa *Postępów Fizyki* odbywa się za pośrednictwem oddziału PTF.

INFORMACJE DLA AUTORÓW I TŁUMACZY

Komitet Redakcyjny prosi o opracowywanie materiałów przeznaczonych do druku w *Postęпах Fizyki* zgodnie z podanymi niżej zasadami:

1. Artykuły powinny mieć charakter przeglądowy i być przystępne dla ogółu fizyków.

2. Układ pracy (tytuł i autor, angielski tytuł i streszczenie, tekst, odnośniki literaturowe itd.) powinien odpowiadać formie przyjętej w *Postęпах Fizyki* (patrz artykuły np. w tym zeszycie).

3. Rysunki należy wykonać starannie na oddzielnych arkuszach. Niezbędne napisy (tylko w języku polskim, z wyjątkiem reprodukowanych ilustracji o charakterze dokumentów historycznych) powinny być czytelne i dostosowane do wielkości rysunku. Opisy osi wykresów powinny odpowiadać ogólnie przyjętym regułom, np. „temperatura” lub „ T [K]” czy „ t [°C]”, a liczby w układzie dziesięt-

nym należy podawać z przecinkiem, nie kropką. Fotografie prosimy przysyłać w postaci odbitek, a razie ich braku – plików o odpowiednio dużej zdolności rozdzielczej.

4. Prace należy nadsyłać pod adresem: Redakcja *Postępów Fizyki*, ul. Hoża 69, 00-681 Warszawa. W liście towarzyszącym prosimy podać dokładny adres (również elektroniczny) do dalszej korespondencji.

5. Prosimy autorów o nadsyłanie – wraz z wydrukami – plików komputerowych, zawierających teksty artykułów oraz rysunki, pocztą elektroniczną (nasz adres: postepy@fuw.edu.pl) lub na dyskietkach czy innych nośnikach.

6. O przyjęciu pracy do druku decyduje Komitet Redakcyjny. Maszynopisów prac niezamówionych i niezakwalifikowanych do druku Redakcja nie zwraca.

7. Autorów obowiązuje szybkie wykonanie korekty autorskiej.

POSTĘPY FIZYKI (ADVANCES IN PHYSICS), founded in 1949, is published bimonthly in Polish with abstracts in English by the Polish Physical Society with a support of the Polish State Research Committee (KBN) and the Physics Faculty of the Warsaw University.

INFORMATION FOR SUBSCRIBERS

A subscription order can be sent through the local press distributor or directly to „RUCH” S.A. Oddział Krajowej Dystrybucji Prasy, ul. Jana Kazimierza 31/33, skrytka pocztowa 12, 00-958 Warszawa, Poland.

SPIS TREŚCI

D. Bauman – Wykorzystanie metod spektroskopowych do badania ciekłych kryształów	169
RÓŻNE	
M.W. Gutowski – Prosta dostatecznie gruba ..	181
J. Klamut – Gdzie fizyka ma szukać szans w XXI wieku?	193
WSPOMNIENIA – ROCZNICE	
R. Torge – Otto Lummer, Fritz Reiche i Mieczysław Wolfke: szkice biograficzne	201
NOWOŚCI NAUKOWE	
J. Mostowski – Efekt Kapicy–Diraca zaobserwowany	211
ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI	213
RECENZJE	214
KRONIKA	215

CONTENTS

D. Bauman – Application of spectroscopic methods to studies of liquid crystals	169
MISCELLANEA	
M.W. Gutowski – Fat enough straight line	181
J. Klamut – Where should physics seek chances in 21st century?	193
RECOLLECTIONS – ANNIVERSARIES	
R. Torge – Otto Lummer, Fritz Reiche and Mieczysław Wolfke: biographical drafts	201
SCIENTIFIC NEWS	
J. Mostowski – The Kapitza–Dirac effect observed	211
MEETINGS AND CONFERENCES	213
REVIEWS	214
CHRONICLE	215

WKRÓTCE

- *Marcin M. Wójcik, Marcin Misiaszek i Grzegorz Zuzel o astronomii neutrin słonecznych*
- *Wykłady noblowskie 2001*

ZAPRASZAMY

na naszą stronę internetową – www.fuw.edu.pl/~postepy – na której dostępne są **pełne teksty wszystkich artykułów** tomu dodatkowego *Postępów Fizyki*, **53D** (2002), zawierającego materiały XXXVI Zjazdu Fizyków Polskich w Toruniu w 2001 roku.