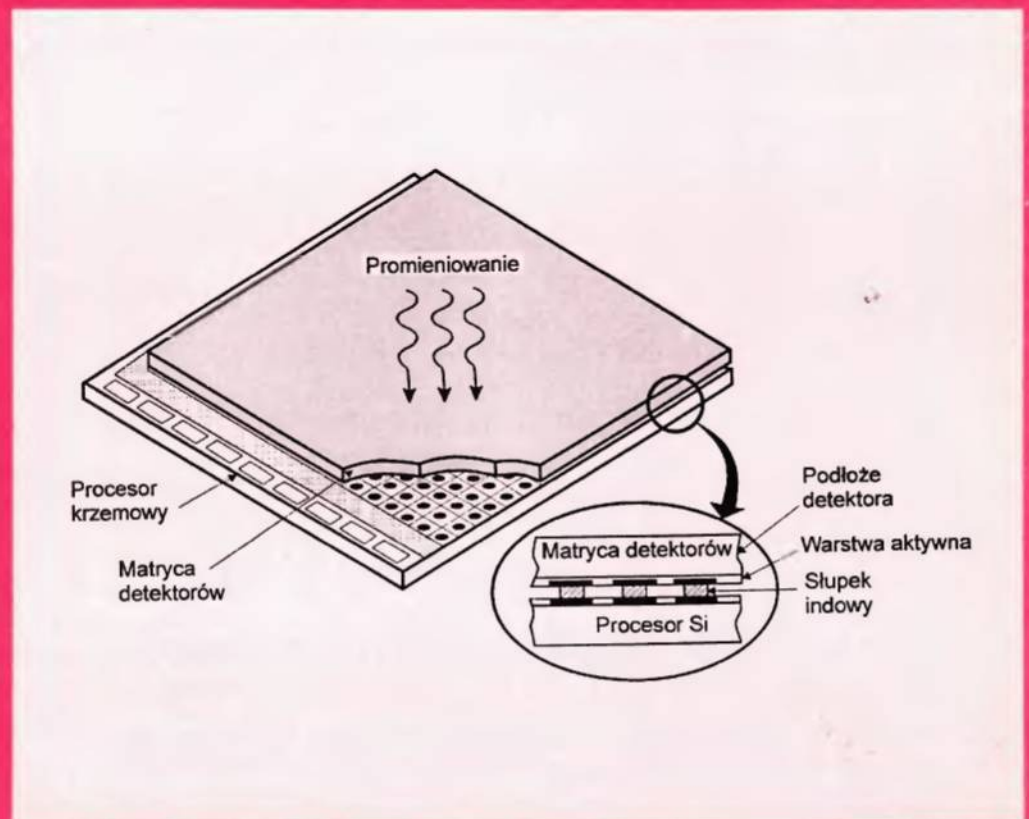


POSTĘPY FIZYKI

TOM **51** ZESZYT **2** ROK **2000**



DWUMIESIĘCZNIK
POLSKIEGO TOWARZYSTWA FIZYCZNEGO



DETEKTORY PROMIENIOWANIA

*UŁAMKOWE KWANTOWANIE
REWOLUCJA W NAUCZANIU FIZYKI?
NORMY OCENY NIEPEWNOŚCI POMIARÓW*

POLSKIE TOWARZYSTWO FIZYCZNE

ZARZĄD GŁÓWNY

Prezes: Prof. Ireneusz Strzałkowski
Wiceprezysi: Prof. Krzysztof Ernst
Prof. Karol I. Wysokiński
Sekretarz Generalny: Prof. Maciej Kolwas
Skarbnik: Dr hab. Witold D. Dobrowolski
Członkowie ZG: Prof. Katarzyna Chałasińska-Macukow
Prof. Bogdan Cichocki
Prof. Wojciech Gawlik
Prof. Jerzy Nowak
Prof. Jerzy Warczewski
Mgr Urszula Woźnikowska-Bezak

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)
Prof. Kazimierz Dziliński (Częstochowa)
Prof. Eugeniusz Czuchaj (Gdańsk)
Dr Andrzej Klimasek (Gliwice)
Dr hab. Andrzej Burian (Katowice)
Prof. Zbigniew Włodarczyk (Kielce)
Prof. Andrzej Zięba (Kraków)
Prof. Stanisław Hałas (Lublin)
Prof. Leszek Wojtczak (Łódź)
Dr Stanisław Chabik (Opole)
Prof. Jerzy Dembczyński (Poznań)
Prof. Marian Kuźma (Rzeszów)
Prof. Henryk Wrembel (Słupsk)
Prof. Adam Bechler (Szczecin)
Prof. Andrzej Bielski (Toruń)
Prof. Jacek Baranowski (Warszawa)
Prof. Witold Ryba-Romanowski (Wrocław)

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

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

Mgr Maciej Piętka (Białystok)
Prof. Jerzy J. Wysocki (Częstochowa)
Dr Stanisław Zachara (Gdańsk)
Dr Roman Bukowski (Gliwice)
Prof. Wiktor Zipper (Katowice)
Dr Małgorzata Suchańska (Kielce)
Dr Jacek Bieroń (Kraków)
Dr Tomasz Durakiewicz (Lublin)
Dr Urszula Garuska (Łódź)
Dr Ryszard Czajka (Poznań)
Dr Małgorzata Klisowska (Rzeszów)
Mgr Małgorzata Kuzio (Słupsk)
Dr Janusz Typek (Szczecin)
Dr Józefina Turło (Toruń)
Dr Ewa Jędryka (Warszawa)
Prof. Bernard Jancewicz (Wrocław)

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

Nowe tendencje w rozwoju detektorów promieniowania elektromagnetycznego*

Antoni Rogalski**

Instytut Fizyki Technicznej, Wojskowa Akademia Techniczna, Warszawa

New trends in development of electromagnetic radiation detectors

Abstract: New trends in development of technology and design of X-ray, gamma-ray, ultraviolet and infrared detectors are discussed. The most important achievements concerning CdZnTe radiation detectors, ultraviolet AlGaAs detectors, double layer heterojunction HgCdTe photodiodes, AlGaAs/GaAs quantum well infrared photodetectors, and micromachined uncooled silicon bolometers are presented.

1. Wstęp

Sukcesy w wojskowym zastosowaniu detektorów promieniowania elektromagnetycznego (w szczególności promieniowania podczerwonego) w czasie II wojny światowej zapoczątkowały intensywne badania, a następnie spowodowały gwałtowny rozwój detektorów przez ponad pięć powojennych dekad. Rozwój techniki podczerwieni, powstanie nowych dziedzin, takich jak termowizja, technika laserowa, światłowodowa czy też ogólniej optoelektronika, niezwykle zróżnicowały zastosowania detektorów, które obecnie spotyka się zarówno w prostych urządzeniach powszechnego użytku ostrzegających przed pożarem bądź włamaniem, jak i w zaawansowanych systemach sterowania i kontroli urządzeń przemysłowych. Ważną dziedziną zastosowań, będącą główną siłą napędową postępu technologicznego, są zastosowania wojskowe, w tym adaptacja techniki do stosowania w przestrzeni kosmicznej. Cią-

gła obserwacja z kosmosu umożliwia wykrycie wystrzelenia każdej większej rakiety, a także rozlokowania rakiet balistycznych wyposażonych w głowice jądrowe. Na satelitach Ziemi instalowane są urządzenia termowizyjne, umożliwiające całościowe spojrzenie na Ziemię, jej zasoby mineralne, zasiewy i zbiory, geografę, topografię, procesy demograficzne, i jest to spojrzenie daleko bardziej wnikliwe niż to jest możliwe z powierzchni Ziemi.

Najwyższe wymagania przed detektorami promieniowania elektromagnetycznego stawia termowizja, gdzie do osiągnięcia wysokiej rozdzielczości obrazów konieczne jest stosowanie detektorów wieloelementowych – dużych mozaik liniowych i matryc dwuwymiarowych. Otrzymane dzięki tym urządzeniom precyzyjne obrazy rozkładu temperatury w obserwowanych obiektach są potężnym narzędziem zdobywania informacji i wiedzy o nich. Dlatego metody te stosowane są w niemal wszystkich dziedzinach przemysłu, badań i ogólnie ludzkiej działalności: od wymienio-

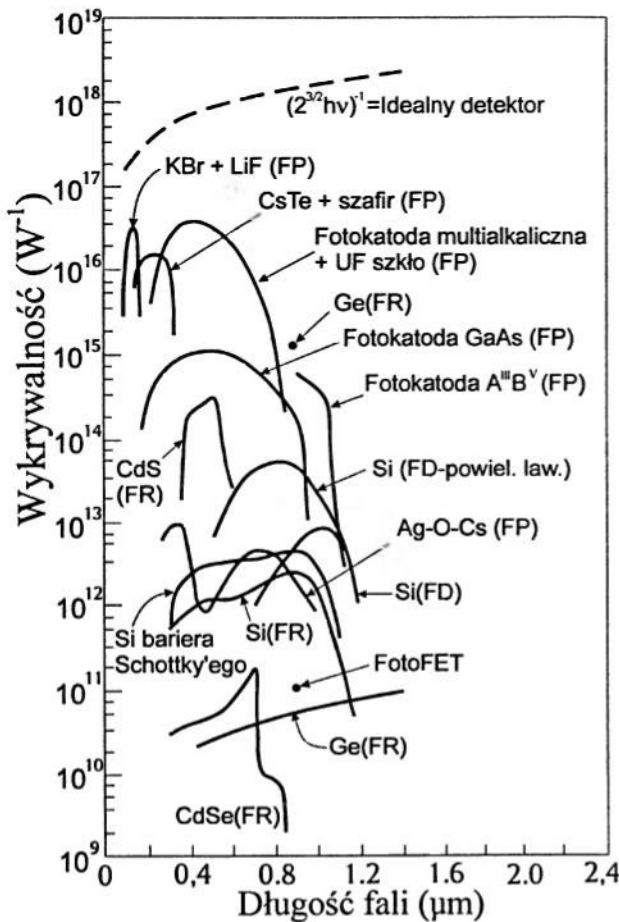
*Rozszerzona wersja referatu wygłoszonego podczas XXXV Zjazdu Fizyków Polskich w Białymstoku we wrześniu 1999 r.

**Prof. Antoni Rogalski jest laureatem Nagrody Fundacji na Rzecz Nauki Polskiej (1997 r.) w dziedzinie nauk technicznych „za prace nad detektorami promieniowania podczerwonego z wykorzystaniem potrójnych związków półprzewodnikowych” (por. *Postępy Fizyki* 49, 52 (1998) – przyp. Red.).

nej poprzednio techniki wojskowej i kosmicznej do medycyny, budownictwa, ciepłownictwa, energetyki, elektroniki i wielu innych.

2. Klasyfikacja detektorów

Detektory promieniowania elektromagnetycznego można podzielić na dwie podstawowe grupy: detektory fotonowe i detektory termiczne (rys. 1 i 2) [1–4]. W detektorach termicznych padające



Rys. 1. Wykrywalność podczerwieni dla fotodetektorów zakresu 0,1–1,2 μm. FR oznacza fotorezystor, FP – fotopowielacz, a FD – fotodiode [1].

promieniowanie jest absorbowane w materiale, co powoduje wzrost temperatury elementu fotoczułego. Sygnał wyjściowy detektora powstaje wskutek zmiany pewnej właściwości materiału, zależnej od temperatury. W przypadku detektorów piroelektrycznych jest to zmiana wewnętrznej polaryzacji elektrycznej, w bolometrach zaś – zmiana rezystancji. Na ogół czułość widmowa detektorów termicznych jest niezależna od długości fali i w większości przypadków detektory te dzia-

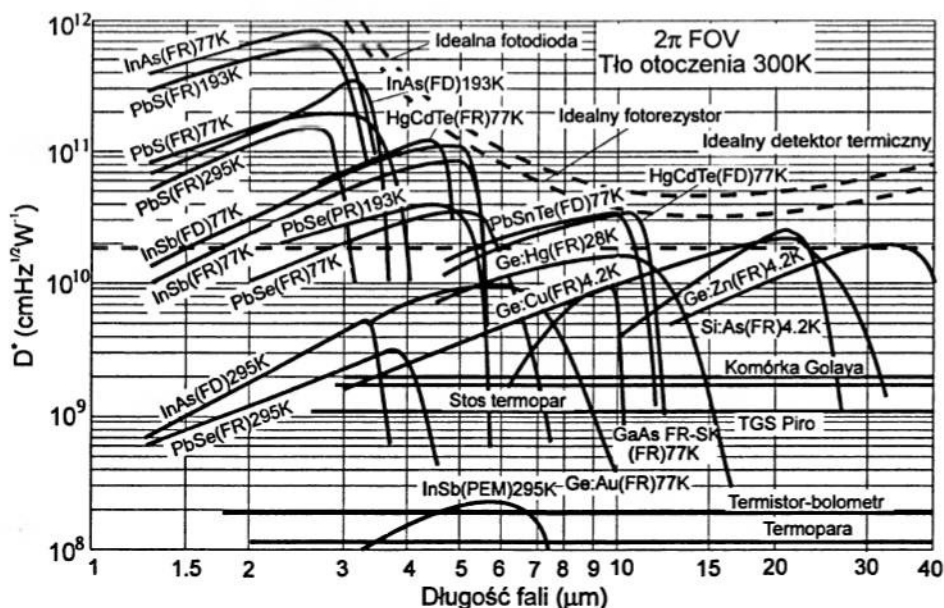
łają w temperaturze pokojowej. Szybkość odpowiedzi detektorów termicznych jest mała i wynosi 10⁻³–10⁻¹ s. Do lat 90. detektory termiczne badano znacznie mniej intensywnie niż detektory fotonowe. Główną przyczyną były ich gorsze parametry – wyraźnie mniejsza szybkość odpowiedzi i gorsza czułość. W ostatnich kilku latach wykazano jednak, że bardzo dobrą jakość obrazu można osiągnąć, stosując duże matryce detektorów termicznych, a ich szybkość jest wystarczająca już przy skanowaniu elektronicznym z szybkością ramki TV. Fakt ten spowodował rewolucję w rozwoju tańszych kamer termowizyjnych o parametrach zbliżonych do kamer z matrycami detektorów fotonowych chłodzonych kriogenicznie (zwykle do temperatury 77 K).

W detektorach fotonowych padające promieniowanie jest absorbowane na skutek oddziaływania fotonów z elektronami. Sygnał detektora powstaje dzięki zmianie rozkładu energii elektronów. Detektory fotonowe wykazują selektywną zależność czułości od długości fali padającego promieniowania i w porównaniu z detektorami termicznymi charakteryzują się lepszą wykrywalnością i większą szybkością odpowiedzi. Detektory o długofalowej granicy czułości powyżej 3 μm są zwykle chłodzone do temperatury poniżej 300 K w celu zmniejszenia szybkości termicznych procesów wzbudzenia nośników.

3. Nowe tendencje

Analizując rozwój detektorów promieniowania elektromagnetycznego przez ostatnie pół wieku można zauważyć, że do lat 80. postęp w rozwoju technologii detektorów był niezależny od postępu w innych dziedzinach, szczególnie elektroniki krzemowej. W latach 80. zapoczątkowano przenoszenie osiągnięć technologicznych z tych dziedzin do technologii detektorów. W tym kontekście za szczególnie istotne należy uznać:

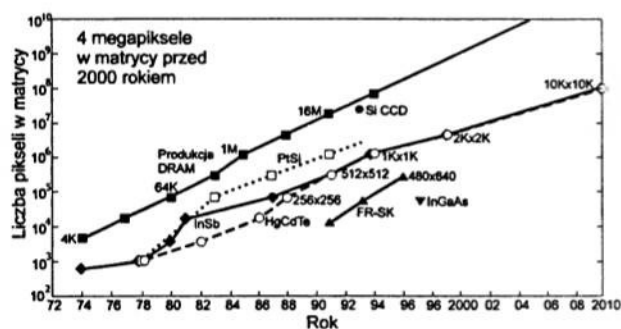
— rozwój nowoczesnych technologii epitaksjalnych: osadzania chemicznego z par związków metaloorganicznych (MOCVD) i epitaksji z wiązek molekularnych (MBE), pozwalających na konstrukcję nowej generacji przyrządów optoelektronicznych (głównie laserów i detektorów) o bardziej zbliżonych do optymalnych parametrach użytkowych, w których konstrukcji wykorzystuje się możliwości tzw. inżynierii przerwy energetycznej



Rys. 2. Porównanie wykrywalności dla różnych typów detektorów podczerwieni produkowanych przemysłowo. Charakterystyki mierzone przy częstotliwości modulacji promieniowania 1000 Hz z wyjątkiem termopar (10 Hz), bolometru (10 Hz), komórki Golaya (10 Hz) i detektora piroelektrycznego (10 Hz). Kąt obserwacji każdego detektora wynosi 2π sr przy temperaturze tła 300 K. Krzywe teoretyczne wykrywalności ograniczonej promieniowaniem tła dla idealnego fotorezystora (FR), idealnej fotodiody (FD) i idealnego detektora termicznego (TR) są zaznaczone liniami przerywanymi [2,3].

i w których podstawową rolę odgrywają kwantowe efekty rozmiarowe;

— rozwój elektroniki krzemowej, a zwłaszcza obwodów scalonych wielkiej skali integracji, co pozwoliło na opracowanie zaawansowanych procesorów krzemowych i pamięci półprzewodnikowych RAM (rys. 3);



Rys. 3. Wzrost formatu matryc detektorów podczerwieni w ostatnich 25 latach i dalszy planowany wzrost w najbliższej dekadzie. Rozwój matryc z PtSi, InSb i HgCdTe postępuje za rozwojem DRAM z opóźnieniem około 10-letnim. Detektory ze studniami kwantowymi osiągnęły format 480×640 pikseli [4].

— rozwój technologii mikromechaniki krzemowej, pozwalającej precyzyjnie wykonywać

przyrządy o złożonych strukturach przestrzennych (w szczególności różnego rodzaju czujniki).

Podczas gdy na początku lat 90. opracowano technologię małych matryc detektorów podczerwieni o rozmiarach 64×64, to obecnie kilku producentów prowadzi zaawansowane programy wdrożeniowe monolitycznych matryc o rozmiarach 1040×1040 pikseli, zgodnych z formatem TV. Przedstawiciele firmy amerykańskiej Boeing zapowiedzieli, że jeszcze w tym roku zostanie opracowana matryca detektorów z HgCdTe o formacie 2048×2048, działająca w zakresie widmowym bliskiej podczerwieni.

Rozwój nowych technologii epitaksjalnych pozwala kontrolować wzrost warstw półprzewodnikowych na poziomie pojedynczej warstwy atomowej, a poprzez to wykonywać optymalnie zaprojektowane struktury przyrządów optoelektronicznych. Z tego też powodu w ostatnich dziesięciu latach okazał się możliwy:

— ogromny postęp w technologii roztworów stałych azotków pierwiastków grupy IIIA, takich jak AlGaIn i InGaIn (uzyskanie przewodnictwa typu p, obniżenie koncentracji domieszek do poziomu około 10^{15} cm^{-3} , poprawa jakości strukturalnej warstw – zmniejszenie gęstości dysloka-

cji dzięki „wzrostowi warstwy na boki”, ang. lateral overgrowth) i przyrządów konstruowanych na ich bazie (diod świecących i laserów półprzewodnikowych niebieskiego zakresu widma, detektorów promieniowania ultrafioletowego (UV) i „wysokotemperaturowej” elektroniki, działającej w ekstremalnych warunkach);

— postęp w heterozłączowych detektorach fotowoltaicznych podczerwieni; wykorzystaniu możliwości „inżynierii przerwy energetycznej” zawdzięczamy opanowanie technologii matryc detektorów działających jednocześnie w dwu zakresach widmowych (tzw. detektorów dwubarwnych), np. w oknach atmosferycznych 3–5 μm i 8–14 μm ;

— wykorzystanie kwantowych efektów rozmiarowych, dzięki którym można konstruować detektory promieniowania podczerwonego z półprzewodników o szerokich przerwach energetycznych, np. AlGaAs i GaAs; silne wiązania chemiczne w tych związkach sprawiają, że detektory z nich wykonywane są bardziej stabilne i niezawodne w porównaniu z detektorami z HgCdTe.

Rozwój technologii mikromechaniki w połączeniu z rozwojem procesorów krzemowych pozwolił na opanowanie technologii wysokiej jakości krzemowych monolitycznych matryc bolometrycznych i hybrydowych matryc piroelektrycznych. Obydwa typy matryc działają w długofalowym zakresie widma promieniowania podczerwonego (8–14 μm).

Odmienne wymagania stawiane są materiałom stosowanym do detekcji promieniowania X oraz γ . Powinny one charakteryzować się szczególnie kombinacją takich parametrów, jak: duża liczba atomowa (warunkująca wysoką wydajność kwantową), duża przerwa energetyczna (warunkująca małe natężenie prądu ciemnego), duży iloczyn $\mu\tau$ (ułatwiający przenoszenie swobodnych nośników ładunku; μ oznacza ruchliwość, a τ czas życia nośników); ponadto detektory z nich wykonane powinny działać w temperaturze pokojowej. Powyższe wymagania najlepiej spełnia CdZnTe.

Poniżej w sposób skrótowy przedstawimy najważniejsze osiągnięcia w zakresie technologii i parametrów użytkowych poszczególnych typów detektorów promieniowania elektromagnetycznego: detektorów promieniowania X oraz γ z CdZnTe, detektorów UV z AlGaAs, hetero-

złączowych detektorów podczerwieni z HgCdTe, detektorów podczerwieni ze studni kwantowych AlGaAs/GaAs i bolometrów krzemowych.

4. Detektory promieniowania X i promieniowania γ

Detektory promieniowania X oraz γ są szeroko stosowane w medycynie, przemyśle wytwórczym, astronomii, technice jądrowej i badaniach naukowych. Jako przykłady zastosowań przemysłowych można wymienić: pomiar poziomu cieczy na liniach rozlewczych, pomiar grubości lakieru samochodowego czy też nieinwazyjną identyfikację defektów struktury materiałów. Wśród zastosowań medycznych można wyróżnić powszechnie stosowane prześwietlenia rentgenowskie, tomografię serca czy też dozymetryczne pomiary aktywności promieniotwórczej kości.

W medycynie nuklearnej powszechnie stosowanymi kamerami promieniowania γ są kamery Angera, skonstruowane w 1952 r. i stosowane w ulepszonych wersjach do chwili obecnej. W kamerach tych detektorami są scyntylatory NaI(Tl) sprzężone z fotopowielaczami. Błyski pojawiające się w scyntylatorach (na skutek oddziaływania promieniowania γ) są rejestrowane przez fotopowielacze, a obraz jest formowany przez kolimator zbudowany z ołowianej płytki, zawierającej cienkie, równoległe kanaliki. Podstawową wadą kamer Angera jest ich słaba rozdzielczość przestrzenna (ok. 0,4 cm) i mała wydajność zliczania kwantów γ (ok. 10^{-4}).

Już na początku lat 70. jako rozwiązanie alternatywne zaproponowano zastosowanie matryc detektorów półprzewodnikowych [5]. Detektory półprzewodnikowe odznaczają się wysoką wydajnością kwantową i dobrą rozdzielczością energetyczną, co jest bardzo istotne w zmniejszaniu wpływu rozpraszania promieniowania. Techniki fotolitograficzne umożliwiają wytwarzanie dużych matryc zawierających małe piksele, co pozwala uzyskać wysoką rozdzielczość przestrzenną. Najbardziej popularnymi detektorami półprzewodnikowymi są domieszkowane litem detektory germanowe i krzemowe oraz CdTe i HgI₂. Chociaż detektory krzemowe odznaczają się wysoką wydajnością kwantową w zakresie energii mniejszej niż 30 keV, niska wydajność w zakresie większej energii i konieczność chłodzenia kriogenicznego (aby

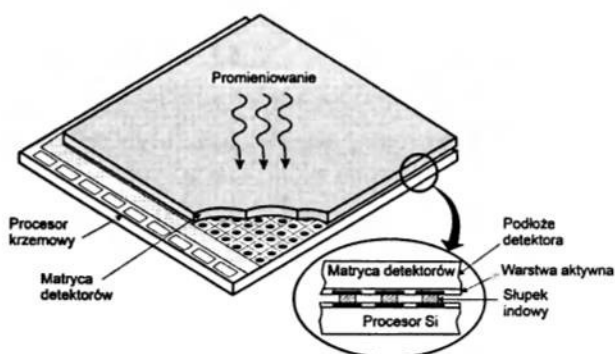
zmniejszyć natężenie prądu ciemnego) poważnie ograniczają ich zastosowanie do obrazowania za pomocą promieniowania X oraz γ [6]. Natomiast wysoka czystość germanu pozwala osiągnąć dobrą wydajność kwantową w zakresie większej energii, lecz – podobnie jak detektory krzemowe – detektory te wymagają chłodzenia. Detektory z CdTe i HgI₂ lepiej nadają się do obrazowania ze względu na duży współczynnik absorpcji promieniowania, wysokie rozdzielczości przestrzenne i energetyczne oraz brak konieczności chłodzenia.

Znaczny postęp w konstrukcji kamer zawierających matryce półprzewodnikowe nastąpił w ostatnich kilku latach [7]. Postęp ten jest głównie związany z opanowaniem technologii wzrostu wysokiej jakości dużych monokryształów CdZnTe. Zastosowanie wysokociśnieniowej metody Bridgmana (przy ciśnieniu argonu około 100 atm) znacznie zmniejsza parowanie bardziej lotnego składnika (Cd), co powoduje spadek koncentracji luk kadmowych i uzyskanie składu związku zbliżonego do stechiometrycznego. Roztwory stałe Cd_{1-x}Zn_xTe o zawartości Zn od 4% do 20% charakteryzują się lepszymi właściwościami fizycznymi niż CdTe; na przykład, rezystywność kryształów Cd_{0,90}Zn_{0,10}Te wzrasta do 10¹¹ Ω cm. Umożliwia to uzyskanie mniejszego natężenia prądu ciemnego, co pociąga za sobą również niższy poziom szumu i pozwala na stosowanie wyższych napięć polaryzujących, polepszających efektywność zbierania ładunku nośników, generowanych przez padające promieniowanie. Znaczenie ostatniego efektu jest szczególnie istotne w przypadku stosowania detektorów o kilkumilimetrowej grubości, ponieważ czas przejścia swobodnych nośników ładunku wzrasta liniowo z grubością detektora dla równoważnego natężenia pola elektrycznego. Najlepsze parametry detektora uzyskuje się, gdy średnia droga swobodna nośników ładunku, zależna od iloczynu $\mu\tau E$, jest dużo większa niż grubość detektora. Czas życia nośników τ zależy od koncentracji aktywnych defektów zlokalizowanych w przerwie energetycznej, a więc od czystości materiału i jakości strukturalnej monokryształu. Dla wysokiej jakości monokryształów CdZnTe iloczyn $\mu\tau$ wynosi 7×10^{-3} cm²/V dla elektronów i 10^{-5} cm²/V dla dziur. Chociaż przerwa energetyczna Cd_{0,90}Zn_{0,10}Te ma szerokość 1,56 eV, to kreacja pojedynczej pary elektron-dziura wymaga energii 4,4 eV. Nadwyżka

energii jest związana z energią wiązania elektronów w paśmie walencyjnym.

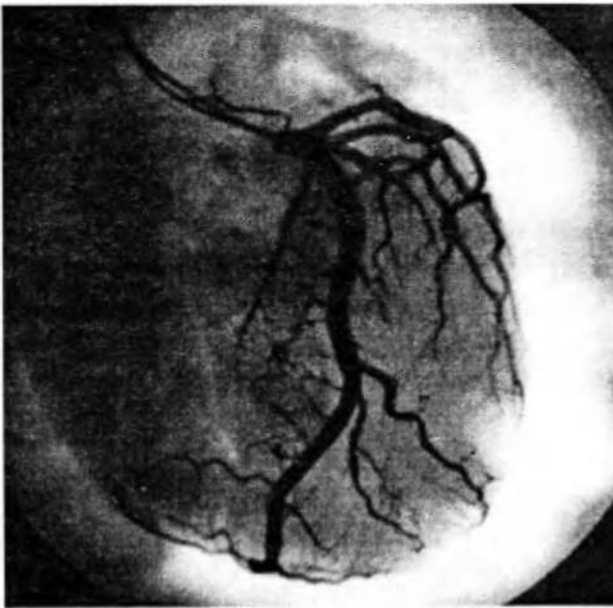
Detektory z CdZnTe wytwarzają sygnał proporcjonalny do liczby par elektron-dziura generowanych przez promieniowanie X lub promieniowanie γ . Stosunkowo duża gęstość (5,78 g/cm³) powoduje wysoką efektywność pochłaniania promieniowania. Typowe kryształy CdZnTe mają strukturę kolumnową z dużymi zbliżniakowanymi ziarnami monokrystalicznymi o rozmiarach do 12 cm, ułożonymi równoległe do osi wzrostu kryształu [8]. Te duże ziarna wycina się, poleruje, a następnie wykorzystuje do wytwarzania aktywnych struktur detekcyjnych fotorezystorów, złącz p-n, diod Schottky'ego i struktur metal-półprzewodnik-metal (M-S-M).

Detektory z CdZnTe są wykonywane w różnych konfiguracjach o rozmiarach sięgających 8×12 cm. W celu uzyskania lepszych parametrów systemów obrazowania stosowane są dwuwymiarowe matryce detektorów z obróbką sygnału w płaszczyźnie obrazowej układu optycznego (ang. Focal Plane Arrays, FPAs). Wytwarza się je w postaci matryc monolitycznych, częściej jednak jako matryce hybrydowe. Łączenie hybrydowe pozwala na niezależne, optymalne opracowanie technologii matrycy detektorów i odczytującego procesora krzemowego, które są następnie łączone za pomocą słupków indowych (rys. 4). Przy opracowywaniu matryc detektorów z CdZnTe korzysta się z bogatego dorobku naukowego i technologicznego w zakresie matryc detektorów podczerwieni. W ich rozwoju biorą udział zespoły naukowców produkujące matryce detektorów podczerwieni z HgCdTe, InSb, domieszkowanego krzemu i germanu [9].



Rys. 4. Łączenie hybrydowe dwuwymiarowej matrycy detektorów z procesorem krzemowym.

Możliwości obrazowania rentgenowskiego za pomocą detektorów z CdZnTe ilustruje rys. 5, pokazujący tomograficzny obraz serca z wyraźnie widocznymi tętnicami wieńcowymi. Układ zastosowany do uzyskania tego obrazu składał się ze skanującego źródła promieniowania X i matrycy detektorów z CdZnTe o rozmiarach 5,4×5,4 cm. Detektor zawierał 4×4 hybrydowych matryc, a każda z nich składała się z 12×12-elementowych pikseli. Ich rozmiar wynosił 1,125×1,125 mm, a więc znacznie więcej niż w matrycach detektorów podczerwieni, gdzie typowy rozmiar jest mniejszy od 50×50 μm.

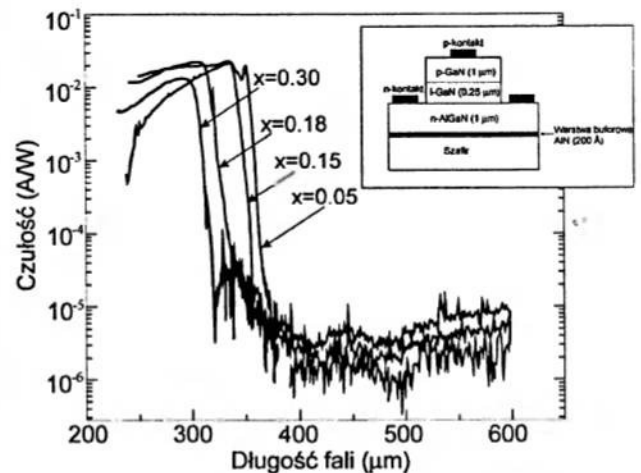


Rys. 5. Tomograficzny obraz serca, z wyraźnie widocznymi tętnicami wieńcowymi, uzyskany przy zastosowaniu skanującego źródła promieniowania X i matrycy detektorów z CdZnTe o rozmiarach 5,4×5,4 cm [8].

5. Detektory nadfioletu z AlGaN

Azotek galu i glinu oraz ich roztwory stałe $Al_xGa_{1-x}N$ mają właściwości fizyczne, które predysponują je do konstrukcji detektorów UV: prostą strukturę pasmową i stosunkowo dużą ruchliwość nośników. Zmieniając ułamek molowy AlN w roztworze stałym od 0 do 1, można poszerzać przerwę energetyczną od 3,4 eV do 6,2 eV, co odpowiada obniżeniu długofalowej granicy czułości od 365 nm do 200 nm [10]. Ten przedział widmowy obejmuje „strategiczne” okno absorpcyjne (od 230 do 280 nm) warstwy ozonowej. Położenie długofalowej granicy czułości detektora z GaN (365 nm)

w pobliżu krawędzi zakresu widzialnego widma predysponuje te detektory do wykrywania promieniowania UV na silnym tle promieniowania widzialnego i podczerwonego. Wymaga się przy tym, aby detektory te były nieczułe („ślepe”) na promieniowanie słoneczne (ang. solar blind). Dlatego w celu określenia jakości detektorów UV wprowadzono „współczynnik dyskryminacji” (ang. rejection ratio). Aby detektory z GaN konkurowały z innymi typami detektorów (fotopowielaczami z fotokatodami z SbKCs lub CsTe czy też fotodiodami krzemowymi, wyposażonymi w odpowiednie, wbudowane filtry), współczynnik ten powinien przekraczać 10^6 . Do chwili obecnej, po 5 latach intensywnych prac w najlepszych ośrodkach światowych, największe publikowane wartości tego parametru są zbliżone do 10^4 dla fotodiod (rys. 6); w przypadku detektorów z barierą Schottky’ego, a zwłaszcza detektorów fotoprzewodzących, wartości te są jeszcze mniejsze.



Rys. 6. Czułość prądowa fotodiod z AlGaN o różnym składzie obszaru $Al_xGa_{1-x}N$; wewnątrz rysunku pokazano typową strukturę fotodiody [6].

Znaczny postęp w rozwoju detektorów UV z AlGaN nastąpił w latach 90., gdy do otrzymywania wyjściowego materiału do konstrukcji detektorów zaczęto powszechnie stosować technikę MOCVD. W okresie tym opanowano technologię otrzymywania materiału typu p i znacznego zmniejszania koncentracji nośników. W temperaturze pokojowej koncentracja elektronów tła w materiale typu n wynosi ok. 10^{15} cm^{-3} , natomiast ruchliwość elektronów ok. $1000 \text{ cm}^2/\text{V s}$. Odpowiednie wartości dla dziur wynoszą: koncentracja $> 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, a ruchliwość ok. $100 \text{ cm}^2/\text{V s}$.

Najprostszym typem detektora jest detektor fotoprzewodzący. Pierwsze detektory fotowoltaiczne z GaN były wykonywane w konfiguracji detektorów z barierą Schottky'ego na materiale typu p. Detektory te były oświetlane od strony podłoża szafirowego. Ostatnio wykazano, że lepsze parametry można uzyskać, stosując przezroczyste kontakty Schottky'ego (z oświetleniem od strony kontaktów) na materiale typu n. Taka geometria zapewnia znaczny spadek rezystancji szeregowej, zmniejszając zarazem stałą RC , od której zależy szybkość odpowiedzi detektora. Czułość prądowa detektorów jest wysoka i wynosi 0,18 A/W [11]. Jednak najlepsze parametry detektorów z GaN uzyskano stosując detektory fotowoltaiczne ze złączem p-n (a ściślej ze złączem p-i-n).

Bardzo trudnym problemem jest mała szybkość odpowiedzi detektorów z AlGaIn (sięgająca milisekund), spowodowana dużą gęstością centrów rekombinacyjnych w przerwie energetycznej i wielką gęstością dyslokacji, rzędu 10^{10} cm^{-2} .

6. Heterozłączone detektory podczerwieni z HgCdTe

Współczesną technologię półprzewodnikowych detektorów podczerwieni zdominowały fotodiody. Ich zastosowanie pozwala zmniejszyć wydzielaną moc (fotodiody nie wymagają polaryzacji) i lepiej dopasować rezystancję detektorów do wejściowych stopni procesorów krzemowych.

Stosunkowo proste rozważania teoretyczne pozwalają wykazać, że wykrywalność detektora, określoną jako stosunek sygnału do szumu detektora, unormowaną do jednostkowej powierzchni detektora i jednostkowego pasma szumowego, można wyznaczyć ze wzoru [12]:

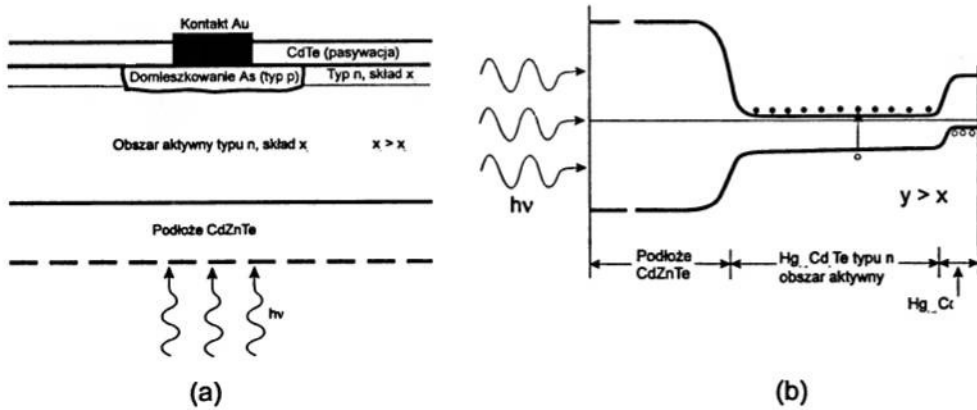
$$D^* = 0,31 \frac{\lambda}{hc} \left(\frac{\alpha}{G} \right)^{1/2}, \quad (1)$$

gdzie λ jest długością fali, h stałą Plancka, c prędkością światła, α współczynnikiem absorpcji, a G szybkością generacji nośników. Okazuje się, że spośród wszystkich półprzewodników stosowanych do konstrukcji detektorów podczerwieni, roztwór stały HgCdTe charakteryzuje się najlepszymi właściwościami fizycznymi: dużym współczynnikiem pochłaniania i najmniejszą szybkością generacji termicznej nośników. Ponadto niezależność stałej sieciowej Hg_{1-x}Cd_xTe od składu x

stanowi poważną zaletę tego roztworu stałego w technologii struktur heterozłączowych o lepszych możliwościach detekcyjnych. Różnica stałych sieciowych pomiędzy CdTe ($E_g = 1,5 \text{ eV}$) i Hg_{0,8}Cd_{0,2}Te ($E_g = 0,1 \text{ eV}$) wynosi zaledwie ok. 0,2%. Podstawiając atomy Cd atomami Zn w związku CdZnTe (ok. 4%), można całkowicie skompensować resztkowe niedopasowanie sieciowe.

Obecnie najlepsze parametry detekcyjne mają struktury heterozłączowe typu P⁺-n („P” oznacza materiał typu p o większej przerwie energetycznej, a „+” materiał silnie domieszkowany) otrzymywane metodami epitaksjalnymi MBE i MOCVD. W fotodiodach tych aktywny obszar detektora (Hg_{1-x}Cd_xTe typu n), pochłaniający promieniowanie, znajduje się pomiędzy materiałami o większej przerwie energetycznej: podłożem CdZnTe i roztworem stałym Hg_{1-y}Cd_yTe ($y \approx x + 0,04$). Schemat budowy i strukturę pasmową takiej fotodiody pokazano na rys. 7. Detektor oświetlany jest od strony podłoża CdZnTe. Wewnętrzne pole elektryczne złącza blokuje nośniki mniejszościowe. Grubość obszaru aktywnego dobiera się tak, aby uzyskać możliwie najmniejsze natężenie prądu ciemnego detektora i wysoką wydajność kwantową, zbliżoną do 100%. Można to osiągnąć, gdy grubość obszaru aktywnego typu n jest nieznacznie większa od odwrotności współczynnika pochłaniania $t = 1/\alpha \approx 10 \mu\text{m}$. Zwyczajnie warstwa aktywna typu n jest domieszkowana indem, aby uzyskać koncentracje elektronów ok. $(1-3) \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$. Złącze P-n formuje się poprzez dyfuzję arsenu; koncentracja dziur w obszarze typu P⁺ wynosi ok. 10^{18} cm^{-3} . Bardzo istotne jest to, aby złącze zlokalizowane było w pobliżu granicy heterozłączowej, ale w obszarze o mniejszej przerwie energetycznej, aby uniknąć negatywnego wpływu lokalizacji złącza na wydajność kwantową i natężenie prądu ciemnego fotodiody. Tak otrzymane fotodiody są pasywowane cienkimi warstwami CdTe lub CdZnTe, osadzonymi metodami MBE lub MOCVD.

Niezawodność pracy układów „widzenia termicznego” ulega wyraźnej poprawie, jeżeli dysponujemy detektorami o czułości w kilku zakresach widmowych. Znacznej poprawie ulega prawdopodobieństwo wykrycia, rozróżnienia i identyfikacji obiektu. Pierwsze, niewielkie matryce detektorów „dwubarwnych” budowano przez składanie „ka-



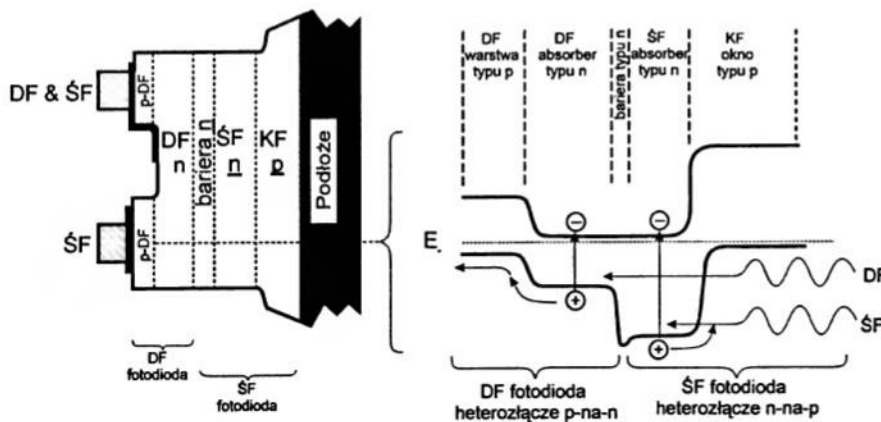
Rys. 7. Schemat fotodiody planarnej P⁺-n z HgCdTe (a) i jej struktura pasmowa (b).

napkowe” detektorów z różnych zakresów widmowych. W miarę rozwoju metod MBE i MOCVD zaczęto wytwarzać matryce, w których piksele zbudowane były z przeciwobnie ustawionych fotodiod, czułych w różnych zakresach widmowych. Tak uformowane piksele otrzymywano przez sukcesywny wzrost epitaksjalny struktur n-P-N [13]. Każdą z fotodiod aktywowano przez zmianę kierunku napięcia polaryzującego pary przeciwobnie połączonych fotodiod. Konstrukcja taka miała jednak poważne wady: nie pozwalała na niezależny wybór optymalnej polaryzacji dla każdej fotodiody, a pomiędzy diodami zdarzały się „przesłuchy” (ang. crosstalk).

Problemy powyższe zostały usunięte w konstrukcjach zaproponowanych w ostatnich dwóch latach [14]. Rysunek 8 przedstawia przekrój piksela „dwubarwnej”, niezależnie sterowanej matrycy. Długofalową (DF) fotodiodej stanowi heterostruktura P-na-n bezpośrednio naniesiona na średniofalową (ŚF) heterostrukturę n-na-P. Po-

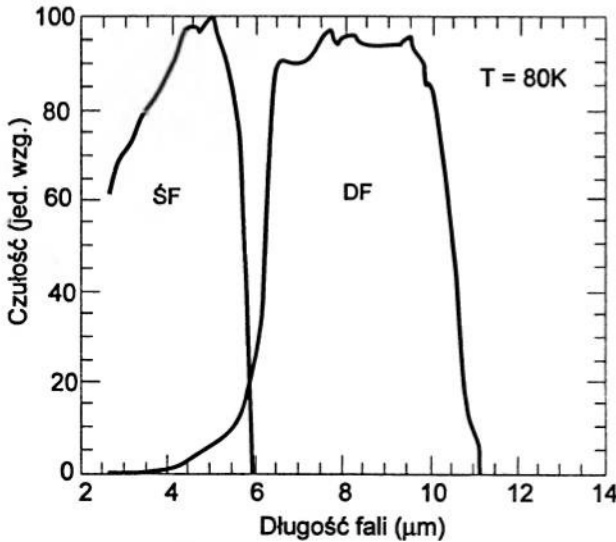
między warstwami pochłaniającymi długo- i średniofalowe promieniowanie podczerwone osadzono cienką warstwę typu n, tworzącą izotypową barierę n-N, która zapobiega dyfuzji nośników generowanych przez promieniowanie ŚF do obszaru absorbenta DF, i odwrotnie – zapobiega również dyfuzji nośników generowanych przez promieniowanie DF do obszaru absorbenta ŚF.

Tak skonstruowane piksele z dwoma słupkami indowymi, zapewniającymi połączenia elektryczne i mechaniczne, tworzą „dwubarwną” matrycę hybrydową. Jeden słupek indowy stanowi kontakt tylko do obszaru aktywnego DF typu p, natomiast drugi – do obszaru DF typu n, jak również do obszaru ŚF. W ten sposób kontakty fotodiody DF zapewnione są przez dwa słupki indowe, podczas gdy dla fotodiody ŚF jeden kontakt wykonany jest do obszaru typu n, a drugi stanowi uziemienie matrycy. Największe dotychczas wyprodukowane rozmiary matryc „dwubarwnych” wynoszą 128×128, a rozmiary pikseli 75×75 μm.



Rys. 8. Przekrój poprzeczny i profil struktury pasmowej detektora „dwubarwnego” z HgCdTe [14].

Rysunek 9 przedstawia charakterystykę widmową „dwubarwnej” matrycy, działającej w zakresach widmowych 3–5 μm i 6–11 μm .



Rys. 9. Zależność widmowa czułości „dwubarwnego” detektora z HgCdTe [13].

7. Detektory ze studni kwantowych AlGaAs/GaAs

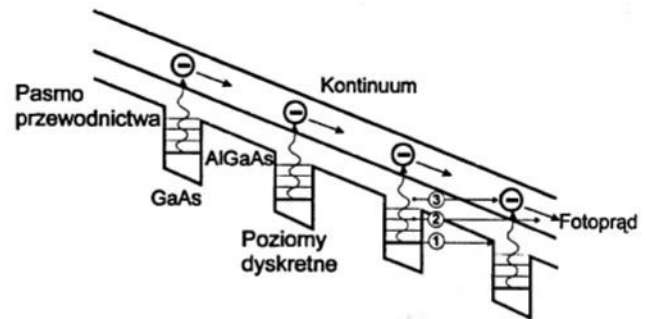
Zainteresowanie supersieciami półprzewodnikowymi systematycznie wzrasta od 1970 r., gdy Esaki i Tsu zaproponowali ideę supersieci, którą następnie praktycznie wytworzono metodą MBE. W ten sposób pojawiła się nowa klasa materiałów i heterostruktur o dotychczas niespotykanych właściwościach elektrycznych i optycznych.

W tym punkcie w sposób skrótowy przedstawimy nowy typ detektora podczerwieni, w którym wzbudzenia optyczne nośników zachodzą w studniach kwantowych. W literaturze angielskiej ten detektor przyjęto w skrócie nazywać QWIP (akronim od Quantum Well Infrared Photodetector, fotodetektor podczerwieni ze studni kwantowych). Cechą szczególną jest to, że detektory te wykonywane są z półprzewodników o szerokich przerwach energetycznych i stabilnych właściwościach chemicznych. Aktywne przejścia optyczne nośników zachodzą tu pomiędzy dyskretnymi poziomami energetycznymi w podpasmach przewodnictwa lub walencyjnych.

Ideę działania detektora (fotorezystora) z aktywnymi przejściami w podpasmach pasma przewodnictwa (ang. intersubband transitions) supersieci AlGaAs/GaAs przedstawiono na rys. 10 [15].

Struktura składa się z periodycznie ułożonych domieszkowanych studni kwantowych z GaAs o grubości L_w , oddzielonych niedomieszkowanymi barierami z $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ o grubości L_b . Dla detektora o czułości w zakresie widmowym 8–11 μm typowe wartości parametrów supersieci są następujące: $L_w = 4 \text{ nm}$, $L_b = 50 \text{ nm}$, $x = 0,25\text{--}0,30$ z 50 okresami periodyczności. Rysunek 10 przedstawia również trzy podstawowe mechanizmy transportu nośników w takiej supersieci. Okazuje się, że lokalizacja pierwszego wzbudzonego poziomu w pobliżu krawędzi studni potencjału wpływa na poprawę parametrów detektora, przede wszystkim dzięki zmniejszeniu natężenia prądu ciemnego fotorezystora.

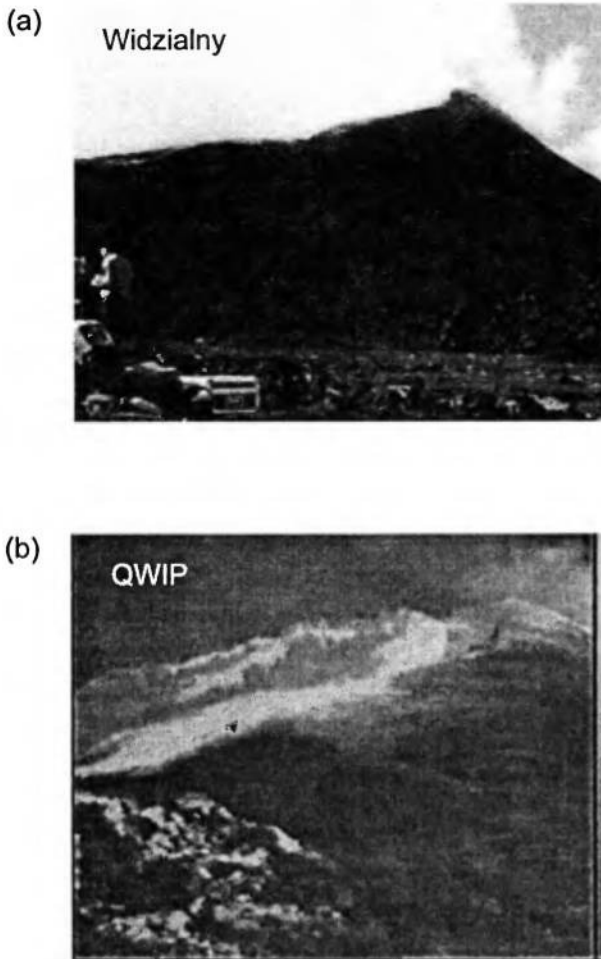
Kwantowe reguły wyboru wykluczają absorpcję promieniowania podczerwonego padającego prostopadle do powierzchni supersieci. Z tego powodu początkowo stosowano odpowiednio uformowane pryzmaty wymuszające padanie promieniowania na supersieć pod kątem 45° . W ostatnich kilku latach opracowano kilka sposobów zwiększania sprzężenia optycznego padającego strumienia fotonów z aktywnym obszarem detektora.



Rys. 10. Profil struktury pasmowej fotorezystora ze studni kwantowych układu AlGaAs/GaAs. Zaznaczono również trzy mechanizmy źródeł prądu ciemnego: tunelowanie sekwencyjne (1), tunelowanie z termoaktywacją (2) i termoemisję (3).

Postęp w technologii matryc fotorezystorów z supersieci AlGaAs/GaAs jest tak ogromny, że w ciągu dziesięciu lat (od 1987 r., gdy w Bell Laboratories skonstruowano pierwszy detektor) parametry tych matryc stały się porównywalne z parametrami matryc z HgCdTe. Matryca hybrydowa fotorezystorów z supersieci AlGaAs/GaAs o rozmiarach 256×256 montowana na chłodziarce Sterlinga o mocy 450 mW i działająca w temperaturze 70 K wykrywa różnicę temperatury 40 mK.

O możliwościach obrazowania w podczerwieni tej matrycy możemy się przekonać, porównując obrazy w zakresie widzialnym i w podczerwieni otrzymane w nocy bezpośrednio po wybuchu wulkanu Mount Kilauea na Hawajach (rys. 11). Szeroki dynamiczny zakres czułości kamery pozwala uzyskać obraz o dużo lepszej rozdzielczości niż obraz uzyskany w widzialnym zakresie widma. Kamera zawierająca detektory kwantowe „widzi” gorącą lawę, niewidoczną gołym okiem.



Rys. 11. Porównanie obrazów wulkanu Mount Kilauea na Hawajach uzyskanych: a) w zakresie widzialnym, b) w podczerwieni za pomocą kamery z detektorami kwantowymi (QWIP). Szeroki dynamiczny zakres pracy kamery zakresu podczerwonego pozwala uzyskać obraz o dużo lepszej rozdzielczości niż obraz uzyskany w widzialnym zakresie widma. Kamera zawierająca detektory kwantowe „widzi” gorącą lawę, niewidoczną gołym okiem [16].

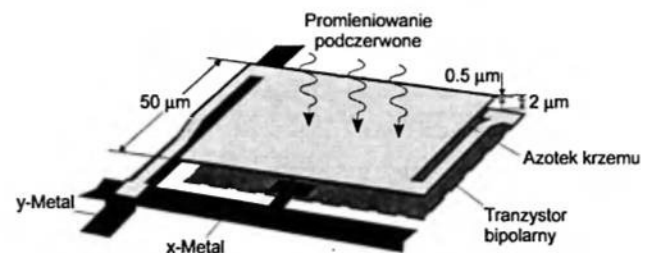
8. Bolometry krzemowe

Idea konstrukcji detektora termicznego jest prosta; element czuły detektora, pochłaniający

padające promieniowanie i wywołujący sygnał elektryczny, powinien być jak najlepiej izolowany od otoczenia. Poważną przeszkodą w osiągnięciu tego stanu jest radiacyjna wymiana ciepła pomiędzy elementem aktywnym detektora a otoczeniem. Podstawową zaletą detektorów termicznych jest to, że nie wymagają chłodzenia kriogenicznego – działają w temperaturze zbliżonej do temperatury pokojowej.

W 1979 r. naukowcy z firmy Honeywell w Minneapolis zapoczątkowali intensywne prace w celu rozwinięcia technologii mikromechaniki (ang. micromachining technique) krzemowej do konstrukcji bolometrów [17,18]. Technologia ta pozwala wykonywać małe, trwałe struktury z precyzją submikronową poprzez stosowanie kombinacji fotolitografii i selektywnego trawienia. Można ją stosować do wielu materiałów, jednak krzem jest wyraźnie uprzywilejowany ze względu na fakt, że wiele procesów mikromechanicznych przypomina technologie stosowane w konstrukcji procesorów krzemowych. Stosowanie krzemu pozwala również na monolityczne połączenie procesorów z wykonanymi mikrostrukturami. Stosując mikromechanikę można ponadto uzyskać niezwykle wysoką rezystancję termiczną w strukturach. Pozwala to na miniaturyzację bolometrów – mikrobolometrów – i ich wykonanie z uzyskaniem termicznej izolacji zbliżonej do granicy fizycznej wynoszącej ok. 10^8 K/W dla kwadratowego detektora o powierzchni $50 \times 50 \mu\text{m}^2$. Zademonstrowano, że mikrobolometr charakteryzujący się izolacją termiczną o rząd niższą (10^7 K/W) wykrywa sygnał o mocy 10 nW, a wówczas sygnalizowana zmiana temperatury bolometru wynosi 0,1 K.

Typową konstrukcję mikrobolometru krzemowego pokazano na rys. 12. Widać, że podstawowym elementem bolometru jest płytka o grubości $0,5 \mu\text{m}$ podtrzymywana na dwóch „nogach”, zapewniających odpowiednią izolację termiczną po-



Rys. 12. Struktura mostkowa mikrobolometru produkowanego przez firmę Honeywell.

między płytką i otoczeniem. Aktywnym materiałem detektora jest tlenek wanadu naparowany na płytce. Zmiany temperatury płytki są sygnalizowane przez monolitycznie scalone obwody elektryczne położone poniżej mostka i połączone elektrycznie cienkimi warstwami metalicznymi osadzonymi na „nogach”.

Obecnie kilka firm w USA i Japonii produkuje kamery termowizyjne zawierające matryce bolometrów krzemowych o standardowym formacie 240×320 . Rozdzielczość temperaturowa kamery bolometrycznej, ok. 0,05 K, jest porównywalna z wartościami uzyskanymi dla znacznie droższych matryc HgCdTe chłodzonych kriogenicznie. Fakt, że bolometry nie wymagają chłodzenia kriogenicznego powoduje, że kamery są wygodne w użyciu, koszt ich eksploatacji jest niski (pobierają znaczne mniej mocy elektrycznej w porównaniu z kamerami wymagającymi chłodzenia kriogenicznego), a ich ciężar jest niewielki (rys. 13). Oczekuje się, że w najbliższym dziesięcioleciu kamery bolometryczne znajdą szerokie zastosowanie wojskowe, będą również produkowane w celach komercyjnych, takich jak: wspomaganie widzenia kierowcy i pilota w trudnych warunkach atmosferycznych (już obecnie w luksusowych samochodach osobowych takie kamery są instalowane), w przemysłowych systemach monitoringu, w systemach kontroli środowiska itd.



Rys. 13. Kamera bolometryczna (za zgodą Nippon Avionics Corporation).

Należy również zaznaczyć, że matryce detektorów piroelektrycznych są także z powodzeniem stosowane do konstrukcji kamer termowizyjnych, działających w długofalowej podczerwieni. W przeciwieństwie jednak do monolitycznych matryc bolometrycznych są to matryce hybrydowe, wymagające opanowania bardziej złożonej i zapewne kosztowniejszej technologii [19].

9. Podsumowanie

W artykule opisano najważniejsze nowe tendencje rozwoju detektorów promieniowania elektromagnetycznego w szerokim zakresie widmowym, od promieniowania γ do dalekiej podczerwieni, które pojawiły się w ostatniej dekadzie XX w. Rozwój tych detektorów następuje w miarę postępu w ogólnym rozwoju technologii półprzewodnikowej wielkiej skali integracji i w związku z rozwojem technologii epitaksjalnych MOCVD i MBE pozwalających na konstrukcję nowej generacji przyrządów optoelektronicznych. Najbardziej spektakularne sukcesy osiągnięto w rozwoju detektorów promieniowania X i promieniowania γ z CdZnTe, detektorów nadfioletu z AlGaIn, heterozłączowych detektorów podczerwieni z HgCdTe, a zwłaszcza detektorów „dwubarwnych”, detektorów podczerwieni ze studni kwantowych układu AlGaAs/GaAs i bolometrów krzemowych. Wyżej wymienione detektory promieniowania osiągnęły już wysoki stan zaawansowania technologicznego, umożliwiając ich praktyczne zastosowanie w wielu dziedzinach ludzkiej działalności.

Powstanie tej pracy było częściowo finansowane przez Komitet Badań Naukowych w ramach grantu zamawianego PBZ 28.11/P6.

Literatura

- [1] D.H. Seib, L.W. Aukerman, „Photodetectors for the 0.1 to 1.0 μm spectral region”, w: *Advances in Electronics and Electron Physics*, t. 34, red. L. Morton (Academic Press, New York 1973), s. 95.
- [2] *Infrared Photon Detectors*, red. A. Rogalski (SPIE Optical Engineering Press, Bellingham 1995).
- [3] A. Rogalski, *Infrared Detectors* (Gordon and Breach, Amsterdam 2000).
- [4] P.R. Norton, *Proc. SPIE* **3379**, 102 (1998).
- [5] I. Kauffman, D.C. Price, *Semiconductor Detectors in Medicine* (US Atomic Energy Commission, CONF-730321, Washington D.C.: NTIS U.S. Dept. Commerce, 1973).
- [6] G.A. Johansen, E. Abro, *Sensors and Actuators A* **54**, 493 (1996).
- [7] H.B. Barber, *J. Electronic Materials* **25**, 1232 (1996).
- [8] T. Whitaker, *Compound Semicond.* **5**, 39 (1999).
- [9] H.B. Barber i in., *J. Electronic Mater.* **26**, 765 (1997).
- [10] M. Razeghi, A. Rogalski, *J. Appl. Phys.* **79**, 7433 (1996).
- [11] D. Walker, M. Razeghi, *Optoelectronics Rev.* **8**, 25 (2000).

- [12] J. Piotrowski, W. Gawron, *Infrared Phys. Technol.* **38**, 63 (1997).
- [13] R.D. Rajavel i in., *J. Crystal Growth* **175/176**, 653 (1997).
- [14] M.B. Reine i in., *Proc. SPIE* **3379**, 200 (1998).
- [15] S. Gunapala, M. Sundaram, S. Bandara, *Laser Focus World*, June 1996, s. 233.
- [16] S. Gunapala, S. Bandara, J. Liu, M. Sundaram, *Optoelectronics Rev.* **7**, 271 (1999).
- [17] R.A. Wood, *Proc. SPIE* **2020**, 322 (1993).
- [18] R.A. Wood, „Monolithic silicon microbolometer arrays”, w: *Semiconductors and Semimetals*, t. 47, red. P.W. Kruse, D.D. Skatrud (Academic Press, San Diego 1997), s. 45.
- [19] C.M. Hanson, „Hybrid pyroelectric-ferroelectric bolometer arrays”, w: *Semiconductors and Semimetals*, t. 47, red. P.W. Kruse, D.D. Skatrud (Academic Press, San Diego 1997), s. 123.

Ułamkowe kwantowanie*

Robert B. Laughlin

Department of Physics, Stanford University, Stanford, California, USA

Fractional quantization

Nobel Lecture, 8 December 1998, Stockholm

1. Wstęp

Jednym z moich ulubionych okresów roku akademickiego jest wczesna wiosna, gdy zadaję moim bardzo bystrym doktorantom, którzy opamiętali już mechanikę kwantową, ale poza tym są ufnymi i niewinnymi, zadanie domowe polegające na wydedukowaniu z pierwszych zasad właściwości nadciekłości. Zadanie jest niewykonalne, więc za ten podły chwyt mam niewątpliwie zapewnione poczesne miejsce w piekle. Nadciekłość, podobnie jak ułamkowy kwantowy efekt Halla, jest zjawiskiem emergentnym¹: jest to niskoenergetyczne

zjawisko kolektywne w układzie wielu cząstek; nie można go wydedukować w sposób ścisły z mikroskopowych równań ruchu, a znika zupełnie, gdy układ ulega podziałowi (rozseparowaniu jego części składowych) [1]. Oczywiście, istnieją pewne pierwowzory nadciekłości, i studenci, którzy uczą się ich, czynią pierwszy krok na długiej drodze do zrozumienia zjawiska. Są one wszystkie jednak bardzo przybliżone i w gruncie rzeczy wcale nie wydedukowane, lecz dopasowane do doświadczenia. Studenci czują się oszukani i zranieni przez moje zadanie, ponieważ uczono ich myśleć kategoriami redukcjonistycznymi, a zatem sądzą, że

*Wykład noblowski, wygłoszony 8 grudnia 1998 r. w Sztokholmie, został przetłumaczony za zgodą Autora i Fundacji Nobla [Translated with permission. Copyright ©1999 by the Nobel Foundation] (przyp. Red.).

¹ Emergentyzm lub emergencja – doktryna opracowana na początku XX w. przez biologów i filozofów angielskich, głosząca, że świat podlega nieustannemu rozwojowi, podczas którego powstają skokami – nieoczekiwanie i w sposób irracjonalny – nowe jakości, tworzące hierarchiczny szereg; każdy człon w tym szeregu jest wyższy od poprzedniego i tworzy nową, swoistą jakość; por. np. *Słownik wyrazów obcych*, PWN, Warszawa 1971 (przyp. Red.).

wszystko, czego nie można sprowadzić do takiego myślenia, jest bez znaczenia. Ale przyroda jest o wiele bardziej nieczuła niż ja, i ci studenci, którzy zajmują się fizyką wystarczająco długo, aby zetknąć się z poważnymi wynikami doświadczalnymi rozumieją, że metoda redukcjonistyczna zawodzi w bardzo wielu przypadkach, a być może zawsze. Powszechną reakcją na wczesnych latach studiów jest stwierdzenie, że nadprzewodnictwo i kwantowy efekt Halla nie są fundamentalne, a więc niegodne poważnego traktowania. Jeśli tak się zdarza, to po prostu otwieram *Poradnik AIP* i pokazuję niedowiarkom, że przyjęte wartości e oraz h są zdefiniowane poprzez te zjawiska, i to kończy dyskusję. Świat jest pełen rzeczy i zjawisk, których możliwość zrozumienia, a więc także zdolność przewidywania, co zdarzy się w doświadczeniu, zmniejsza się po podziale układu na mniejsze części; dotyczy to, co najzabawniejsze, samego Modelu Standardowego. Osobiście podejrzewam, że wszystkie nie rozwiązane ważne problemy fizyki, z grawitacją kwantową włącznie, są w gruncie rzeczy emergentne.

Zjawisko emergentne może kreować nowe cząstki. Tak się dzieje, gdy kondensuje duża liczba atomów i powstaje kryształ; wtedy fonon, czyli kwant dźwięku, staje się cząstką dobrze określoną w skali niskoenergetycznej. Rozprzestrzenia się swobodnie, nie rozpada się, przenosi pęd i energię o wartościach zależnych od długości fali. Oddziałuje według prostych reguł, podlegających doświadczalnej weryfikacji, pośredniczy w pojawieniu się przyciągającego oddziaływania, odpowiedzialnego za klasyczne nadprzewodnictwo, itd. Żadna z tych cech nie zależy szczegółowo od odpowiednich równań ruchu; są one ogólną właściwością stanu krystalicznego. Natomiast fonon traci sens, gdy kryształ zostanie podzielony na podstawowe składniki, gdyż dźwięk nie istnieje w pojedynczym atomie. Trochę bardziej ezoterycznym, choć trafniejszym przykładem jest pojęcie kwazicząstki Landaua w metalu [2]. Jest to wzbudzony stan kwantowy, który zachowuje się jak elektron dodany do chłodnego morza Fermiego innych elektronów, a który właściwie jest złożonym ruchem wszystkich elektronów w metalu. Nie jest możliwe wydedukowanie z pierwszych za-

sad istnienia kwazicząstek. Istnieją one jako cechy charakterystyczne dla stanu metalicznego i przestają istnieć, gdy stan ten zanika. Rozważany problem nie ogranicza się do ciał stałych. Nawet zwykły elektron, najbardziej elementarna cząstka, podczas ruchu unosi ze sobą polaryzację morza Diraca, jest zatem złożonym ruchem wszystkich elektronów w tym morzu. W fizyce kwantowej nie ma logicznego sposobu odróżniania rzeczywistej cząstki od stanu wzbudzonego tak samo zachowującego się układu. Dlatego używamy tego samego słowa na oznaczenie obu obiektów.

Ileć się spotykamy z nieprzewidywalnymi zjawiskami emergentnymi, powstaje konieczność wyraźnego zdefiniowania pojęcia identyczności dwóch stanów materii. Taką definicją, preferowaną przez większość z nas, jest istnienie odwzajemnego odwzorowania adiabaticznego. Wyobraźmy sobie powolną zmianę równań ruchu, przy czym na każdym etapie zmian upewniamy się, że stan podstawowy i niskoenergetyczne wzbudzenia elementarne ewoluują w sposób wzajemnie jednoznaczny. Właściwie nie ma konieczności takiego sprawdzania, jeśli układ zawiera tylko niewielką liczbę cząstek, gdyż wówczas odwzorowanie jest wzajemnie jednoznaczne na mocy adiabaticzności procesu. Lecz jeśli układ termodynamiczny zawiera dużą liczbę cząstek, to może się zdarzyć, że niewielka zmiana równań ruchu przejawia się w nagłej zmianie stanu podstawowego i wzbudzeń niskoenergetycznych oraz załamaniu się wzajemnej jednoznaczności odwzorowania. Mówimy wtedy o kwantowym przejściu fazowym. Dwa stany materii należą do tej samej fazy, jeśli jeden stan może być powoli przetransformowany w drugi bez kwantowej przemiany fazowej, a do różnych faz, jeśli taka transformacja jest niemożliwa. Według tej definicji metale, izolatory i nadprzewodniki są różnymi fazami materii, ale dwa metale o nieznacznie różniącym się kulombowskim oddziaływaniu elektron-elektron należą do tej samej fazy². Powyższa definicja identyczności jest jedną z ważniejszych idei w fizyce, gdyż uwalnia nas od konieczności obliczania z pierwszych zasad właściwości złożonych układów, których zachowanie chcemy zrozumieć. Zamiast tego wystarczy znaleźć łatwy do rozwiązania przypa-

² Jest to niezupełnie ściśle stwierdzenie, jako że oddziaływanie kulombowskie może w pewnych warunkach prowadzić do kwantowego przejścia fazowego metal-izolator, zwanego przejściem Motta-Hubbarda. W pobliżu wartości krytycznej oddziaływania rozważane układy mogą już być w różnych fazach (przyp. tłum.).

dek prototypowy, a uzyskany wynik przetransformować adiabaticznie wstecz.

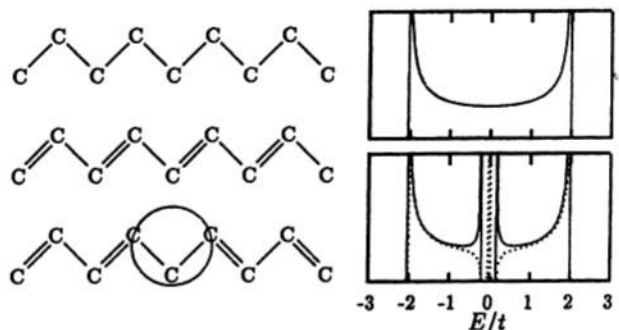
2. Solitony

Idea, że cząstki niosące ułamek liczby kwantowej mogą występować jako zjawisko emergentne, nie jest nowa. Już w końcu lat siedemdziesiątych XX w. istniały poważne publikacje teoretyczne na ten temat, zapoczątkowane kluczową pracą Jackiwa i Rebbiego [3]. Było to wynikiem gwałtownego rozwoju teorii pola w związku z poszukiwaniem rozwiązania problemu silnych oddziaływań.

Soliton topologiczny lub cząstka fałda³ Jackiwa i Rebbiego jest pojęciowo podobna do monopola t'Hoofta–Polyakova [4,5] i skyrmionu [6], które zaproponowano jako uproszczone modele rzeczywistych cząstek elementarnych. Fizycy ciała stałego dowiedzieli się o tych pomysłach dzięki pracy Su, Schrieffera i Heegera [7], w której wysunięto ideę, że solitony mogą być nośnikami ładunku w przewodzącym poliacetylenie. Ja dowiedziałem się o tym dzięki mojemu koledze Gene'owi Mele'emu, który w tym czasie pracował nad teorią poliacetyleny wspólnie z Michaelem Ricem w ośrodku badawczym Xerox Webster [8]. Gene miał obsesję na punkcie solitonów i tak dalece posunął się w tworzeniu ich realistycznych modeli, że mógł przekonać każdą rozsądną osobę o ich istnieniu, i szybko przekonał także mnie. Jest to oczywiście stwierdzenie teoretyka. Ludzie nie będący specjalistami w mechanice kwantowej uważali ten pomysł za szokujący, szczególnie z tego powodu, że doświadczalne argumenty za istnieniem solitonów zawsze były tylko pośrednie. I tak doszło do tego, że entuzjazm dla idei solitonów w kręgach decydujących o finansowaniu badań naukowych zmniejszył się. Teoretycy od cząstek elementarnych skierowali całą energię na struny, a o solitonach właściwie zapomniano. Teraz trudno jest znaleźć kogoś młodszego ode mnie, kto wiedziałby coś o nich. Historia solitonów zawsze wydawała mi się cierpkim komentarzem na temat wpływu mody na myśl naukową, jako że wśród dobrze poinformowanych fizyków nie było wątpliwości, że

idea była poprawna i miała potencjalnie duże znaczenie.

Podstawowe wyobrażenie solitonu przedstawiono na rys. 1. Poliacetylen jest płaskim, zygzakowatym łańcuchem złożonym z grup CH, w którym co drugie wiązanie jest trochę skrócone. Pomiedzy obszarami o dwóch równoważnych, lecz różniących się sposobach skracania wiązań mogą pojawiać się ścianki domenowe. Są to właśnie solitony. Realistyczne modelowanie pokazuje, że ścianki domenowe powinny być bardzo ruchliwe, z masą bezwładną rzędu 10 mas elektronu, że powinny przenosić albo wypadkowy ładunek e i zerowy spin, albo spin $1/2$ i zerowy ładunek. To rozdzielenie spinowych i ładunkowych liczb kwantowych elektronu jest ważnym nowym efektem, gdyż wzbudzenia unoszące ładunek bez spinu lub na odwrót z zasady nie mogą być adiabaticznie przekształcone w swobodny elektron. Natomiast wzbudzenia typowego izolatora⁴ mogą rzecz jasna ulegać transformacji do swobodnego elektronu i dlatego zawsze mają ładunek e oraz spin $1/2$. Wspomniane właściwości solitonów były więc bezprecedensowe i niezwykle.



Rys. 1. Fizyka poliacetyleny. Symetryczna konfiguracja atomów pokazana po lewej stronie u góry jest całkowicie nietrwiała ze względu na dystorsję skracającą co drugie wiązanie. Sprawia to, że w jednoelektronowej gęstości stanów pokazanej po prawej stronie pojawia się przerwa energetyczna. Ścianka domenowa powoduje powstanie stanu w środku przerwy (krzywa kropkowana po prawej stronie) i ładunku elektrycznego $+e$, jeśli stan ten jest pusty.

Złamana dyskretna symetria jest tą cechą poliacetyleny, która powoduje pojawienie się solitonów. Jeśli zwiniemy w pierścień cząsteczkę o pa-

³ W oryginale „kink particle”. Dziękuję pp. Prof. K. Zalewskiemu, R. Sosnowskiemu i B. Jancewiczowi za dyskusję i uwagi na temat przetłumaczenia tego terminu (przyp. tłum.).

⁴ Mowa o izolatorze pasmowym, w którym struktura pasmowa związana jest z okresowością sieci, pasmo walencyjne jest całkowicie wypełnione, pasmo przewodnictwa zaś puste (przyp. tłum.).

rzystej liczbie segmentów, to odkrywamy, że ma ona dwa równoważne kwantowe stany podstawowe i że transformują się one wzajemnie w siebie przy obrocie o jeden segment. Jest to symetria odpowiednich równań ruchu. Zwykły izolator miałby tylko jeden stan podstawowy i przy takiej operacji przekształcałby się w siebie. Oba stany stają się klasycznie dobrze określone w granicy termodynamicznej. Jeśli pierścień jest mały, to lokalne zaburzenia, takie jak siła działająca tylko na jeden atom, mogą w dowolny sposób mieszać oba stany podstawowe. W szczególności układ może tunelować ze stanu parzystego do nieparzystego. Efekt tunelowania maleje wykładniczo ze wzrostem rozmiarów pierścienia, aż w końcu staje się nieistotny. Klasyczna określoność i dwukrotna degeneracja sprawiają, że stan ze złamaną symetrią jest zasadniczo różny od stanu zwykłego izolatora. Nie można jednego z nich przekształcić w drugi w granicy termodynamicznej, nie napotkawszy po drodze kwantowego przejścia fazowego.

Charakterystyczne liczby kwantowe solitonu pojawiają się w wyniku powstania w widmie elektronów stanu w środku przerwy energetycznej. Modelowy hamiltonian N elektronów [7]

$$\mathcal{H} = \sum_j^N \left\{ t \left(1 - \frac{x_{j+1} - x_j}{\ell} \right) \times \sum_{\sigma} (c_{j,\sigma}^{\dagger} c_{j+1,\sigma} + c_{j+1,\sigma}^{\dagger} c_{j,\sigma}) + - \frac{\hbar^2}{2M} \frac{\partial^2}{\partial x_j^2} + \frac{1}{2} k (x_{j+1} - x_j)^2 \right\} \quad (1)$$

rozwiązujemy w granicy dużych M , ustalając wychylenia $x_{j+1} - x_j = \pm \delta \ell$, a potem minimalizując wartość oczekiwanej energii przypadającej na jeden węzeł:

$$\frac{\langle \mathcal{H} \rangle}{N} = \frac{1}{2} k (\ell \delta)^2 + - \frac{t}{2\pi} \int_0^{2\pi} x \sqrt{(1 + \delta^2) + (1 - \delta^2) \cos \theta} d\theta. \quad (2)$$

Niezerową wartość δ otrzymujemy dla dowolnej wartości k , jako że łańcuch jest całkowicie nieodporny na złamanie symetrii z powodu efektu Peierlsa. Przy $\delta = 0,1$ uzyskuje się widmo z przerwą energetyczną. Odpowiednia gęstość stanów pokazana jest na rys. 1 linią ciągłą. Rozwiązując ponownie równanie dla układu z solitonem, znajdujemy dodatkowy stan w środku przerwy. Soliton

ma ładunek $+e$, gdy stan ten nie jest obsadzony. Pozostałe stany ładunkowo-spinowe odzwierciedlają różne sposoby obsadzenia elektronami poziomu w przerwie.

Fakt, że nieobsadzony soliton ma ładunek $+e$ został najpierw odkryty numerycznie [9], a dopiero później wyjaśniony przez Schrieffera za pomocą słynnej już argumentacji z adiabaticzną zmianą fazy [10]. Ta idea ma podstawowe znaczenie dla teorii ułamkowego kwantowego efektu Halla i dlatego ją tu pokrótce omówię. Wyobraźmy sobie dodanie do hamiltonianu takiego członu zaburzeniowego, który wymusza zmianę fazy ϕ parametru porządku z dala od początku układu odniesienia. Niech faza ta ma ustaloną wartość zerową na lewym końcu cząsteczki, a jej wartość zmieniamy adiabaticznie od 0 do π na końcu prawym. Stan podstawowy na prawym końcu powoli przesuwa się w prawo, pompując przy tym ładunek elektryczny do nieskończoności. Ładunek przepompowany w ten sposób przy zmianie fazy o π musi być równy ładunkowi elektronu, czyli połowie ładunku w komórce elementarnej, gdyż zmiana fazy o wartość dwukrotnie większą po prostu przesuwa układ o jedną komórkę elementarną w prawo. Nie ma jednakże przy tym przenoszenia spinu – w każdym kroku tej operacji system jest układem singletowym z przerwą energetyczną. Ponieważ taka procedura także tworzy soliton, wnioskujemy, że może on mieć spin zero i ładunek $+e$. Niesłychanie ważne jest to, że powyższa argumentacja nie zależy od modelu, a opiera się jedynie na złamanej symetrii dyskretnej w objętości próbki i możliwości zdeformowania hamiltonianu na brzegach bez zniszczenia przerwy energetycznej.

Odkrycie ułamkowego kwantowego efektu Halla poprzedzała pewna istotna modyfikacja oryginalnego pomysłu z solitonami. Jeśli mianowicie wyobrazić sobie silnie domieszkowany poliacetylen typu p, tak że liczba elektronów w pasmie π wynosi $2N/3$ zamiast N [10], to niestabilność polega na skróceniu co trzeciego wiązania. Pojawiają się wtedy dwa rodzaje solitonów – jeden przy zmianie fazy do przodu o $2\pi/3$, a drugi przy takiej samej zmianie wstecz – z ładunkami odpowiednio $+2e/3$ i $4e/3$, gdy wszystkie stany w przerwie są puste. Tak więc separacja spinowych i ładunkowych stopni swobody elektronu w typowym poliacetylenie jest szczególnym przypadkiem ogół-

niejszej sytuacji z ułamkowymi liczbami kwantowymi ładunku. Tendencja niestabilności Peierlsa do współmierności jest tak silna, że oczekiwane jest pojawienie się ułamkowych ładunków także przy innych wymiernych wartościach obsadzenia, na przykład $3N/4$ czy $3N/5$. Jedyńm powodem, dla którego tak się nie dzieje dla wszystkich wymiernych obsadzeń jest to, że przerwa energetyczna dla większości tych stanów jest mała i podatna na pokonanie przez drgania jonów (które pominęliśmy), efekt termiczny lub zanieczyszczenia. Wszystkie te efekty faworyzują ułamki o małych mianownikach.

Fakt, że tak celne i piękne pomysły Schriefera i Su nigdy nie zostały szeroko zaakceptowane można wyjaśnić jedną podstawową trudnością: nigdy nie znaleziono w poliacetylenie długozasięgowego uporządkowania, polegającego na skróceniu wiązań. Do pojawienia się solitonów zupełnie wystarcza, gdy złamanie dyskretnej symetrii nie jest globalne – gdy jest ona na przykład od czasu do czasu zaburzana przez różne niedoskonałości materiałowe. Mając to na uwadze, większość doświadczeń wykonywano na silnie zdefektowanym i nieuporządkowanym poliacetylenie. Lecz istnienie solitonów jest nieuniknione jedynie wtedy, gdy próbka się porządkuje. Jest to piękny przykład szczególnej roli, jaką w fizyce ciała stałego odgrywają zjawiska porządkowania, ponieważ są one często wystarczające – choć nie zawsze konieczne – do udowodnienia prawdziwości rzeczy. W tym kontekście kłopot z polimerami polega na tym, że zawdzięczają one większość swoich niezwykłych własności temu, że nie są krystaliczne. Specjalnie projektuje się je tak, aby się płatały i były nieuporządkowane, a żadna z tych własności nie ułatwia stwierdzenia istnienia solitonów. W tym sensie nadzieja na znalezienie ułamkowego kwantowania w zwykłym poliacetylenie była od początku niewielka.

3. Lokalizacja

Dwuwymiarowy gaz elektronów w krzemowym tranzystorze polowym lub heterostrukturze GaAs, w którym występuje całkowity i ułamkowy kwantowy efekt Halla, jest z natury bardzo niedoskonały. Jest to istotne, ponieważ na-

tychmiast wyklucza możliwość, że za wspaniały efekt Klausa von Klitzinga⁵, polegający na bardzo precyzyjnym kwantowaniu przewodnictwa Halla w całkowitych wielokrotnościach e^2/h [11], są odpowiedzialne mikroskopowe szczegóły. Tranzystor polowy wytwarza się np. przez utlenienie powierzchni krzemu. Proces ten jest zawsze związany z naprężeniami i nieporządkiem w wiązańach na powierzchni, gdyż stałe sieci krzemu i SiO₂ nie są identyczne. Problem jest tak kłopotliwy, że zwykle utlenianie prowadzi się przy niewielkim ciśnieniu cząstkowym wody, tak że obecny w niej wodór wysyca wiązania krzemowe. Heterostruktury GaAs są pod tym względem lepsze, gdyż powierzchnia pomiędzy GaAs i Al_xGa_{1-x}As jest nominalnie gładka i tylko atomy Al przypadkowo rozmieszczone w sieci GaAs stanowią centra rozpraszające. W każdym z układów problem stanowią jony domieszek, które zawsze są silnymi kulombowskimi centrami rozpraszania, gdyż są odarte z nośników. Metoda domieszkowania modulacyjnego, wynaleziona przez Horsta Störmera, współlaureata Nagrody Nobla, znacznie osłabia ten efekt, ale go nie eliminuje. Przy międzypowierzchni zbierają się także chemiczne domieszki w nieznanych ilościach. Jest prawdą, że nowoczesne heterostruktury charakteryzują się ogromnymi ruchliwościami nośników, o jakich nie marzono wcześniej, ale wciąż nie są one doskonałe.

Jak się zresztą okazuje, nikt nie chce, aby były doskonałe, bowiem niedoskonałości są warunkiem pojawienia się kwantowego efektu Halla w typowej konfiguracji doświadczalnej. Rozważmy niezmienniczy układ w postaci wstęgi o gęstości ładunku ρ w prostopadłym polu magnetycznym B (rys. 2). Ze względu na translacyjną niezmienniczość przepływ prądu wzdłuż wstęgi jest równoważny działaniu na cząstkę poruszającą się z prędkością v w polu elektrycznym $E = vB/c$ siły Lorentza, prowadzącej do pojawienia się prądu $j = v\rho$ i przewodności Halla

$$\sigma_{xy} = \frac{j}{E} = \frac{\rho c}{B}. \quad (3)$$

W rzeczywistych tranzystorach polowych lub heterostrukturach wartość ρ jest ustalona przez domieszkowanie i napięcie bramki, a więc nie

⁵ Zainteresowanego Czytelnika odsyłamy do noblowskiego wykładu K. von Klitzinga, *Postępy Fizyki* **37**, 527 (1986), oraz przeglądowego artykułu: K.I. Wysokiński, T. Dietl, *Postępy Fizyki* **35**, 515 (1985) (przyp. tłum.).

jest odpowiednio skwantowana. Często jest nawet zmienną, względem której jest wykreślana przewodność hallowska. Wynik ten nie jest więc zgodny z pomiarami kwantowego efektu Halla. Niedoskonałości próbki wymienia się w kontekście występowania zakresów plateau, ponieważ jest to obok krawędzi próbki jedyny czynnik zdolny zniszczyć translacyjną niezmienniczość układu.



Rys. 2. Jeśli idealny dwuwymiarowy gaz elektronów umieścimy w prostopadłym polu magnetycznym, to siła Lorentza wytworzy poprzeczne pole elektryczne. Poraz natężenia prądu i pola prowadzi do równania (3), które jest sprzeczne z wynikami pomiarów kwantowego efektu Halla. Stąd wniosek, że dla formowania się zakresów plateau istotny jest nieporządek.

Andersonowska lokalizacja nośników jest najbardziej oczywistym przejawem nieporządku [12]. Powoduje ona utworzenie stanu izolatorowego, który pojawia się, gdy wyidealizowany, nie oddziałujący gaz elektronowy jest poddany działaniu dostatecznie silnego, przypadkowego potencjału. Oznacza to, że wszystkie stany jednoelektronowego hamiltonianu poniżej pewnej energii posiadają niewielką rozciągłość przestrzenną, tak że nawet obsadzone elektronami nie dają wkładu do stałoprądowego przewodnictwa. W rzeczywistych metalach, w których elektrony oddziałują, występuje podobne przejście metal-izolator i sądzi się, że oba rozważane tu stany materii mogą przekształcać się adiabaticznie w swe nieoddziałujące odpowiedniki, choć same przejścia są prawdopodobnie różne. Gdy nastąpiło odkrycie kwantowego efektu Halla, istniała już obszerna literatura na temat lokalizacji w dwuwymiarowych metalach, przede wszystkim występujących w układach półprzewodnikowych. Wiadomo było, że efekty lokalizacyjne w nieobecności pola magnetycznego były tak silne, że w zerowej temperaturze mógł istnieć tylko stan izolatora [13–16]. Tak więc było wiele powodów, aby przypuszczać, że kwantowy efekt Halla, będący zjawiskiem emergentnym, podobnie jak izolator Andersona można byłoby objaśnić w ramach jednoelektronowej mechaniki kwantowej i lokalizacji.

Dla rozwinięcia tego pomysłu szczególnie ważne były dwa ścisłe wyniki. Pierwszym jest roz-

wiązanie trywialnego modelu

$$\mathcal{H} = \sum_j^N \left\{ \frac{1}{2m_e} \left[\frac{\hbar}{i} \nabla_j - \frac{e}{c} \mathbf{A}(\mathbf{r}_j) \right]^2 + E e y_j \right\}, \quad (4)$$

gdzie

$$\mathbf{A}(\mathbf{r}) = B y \hat{x}. \quad (5)$$

Wybierając za jednostkę długości

$$\ell = \sqrt{\frac{\hbar}{m\omega_c}} = \sqrt{\frac{\hbar c}{eB}} \quad \left(\omega_c = \frac{eB}{mc} \right), \quad (6)$$

stwierdzamy, że rozwiązaniem jest wyznacznik Slatera zbudowany z orbitali

$$\psi_{k,n}(x, y) = \frac{1}{\sqrt{2^n n!} \sqrt{\pi} L_x} e^{ikx} e^{(y+y_0-k)^2/2} \times \left(\frac{\partial}{\partial y} \right)^n e^{-(y+y_0-k)^2}, \quad (7)$$

gdzie $y_0 = eE\ell/\hbar\omega_c$, a odpowiadające mu wartości energii są dane wyrażeniem

$$E_{k,n} = (n + 1/2) \hbar\omega_c + \hbar ck \left(\frac{E}{B} \right) + \frac{mc^2}{2} \left(\frac{E}{B} \right)^2. \quad (8)$$

Jeśli pole elektryczne E jest słabe, tak że występuje duża przerwa energetyczna pomiędzy poziomami Landaua n i $n + 1$, a potencjał chemiczny wypada w przerwie, to liczba elektronów w próbce $N = nL_x L_y / 2\pi\ell^2$, gęstość ładunku $\rho = ne/2\pi\ell^2$, a równanie (3) przybiera postać $\sigma_{xy} = \rho c/B = ne^2/h$. Jako weryfikację tego wyniku zauważmy, że

$$\frac{1}{m} \int \int \psi_{k,n}^*(x, y) \left(\frac{\hbar}{i} \frac{\partial}{\partial x} - \frac{e}{c} A_x \right) \times \psi_{k,n}(x, y) dx dy = c \frac{E}{B}. \quad (9)$$

Tak więc prąd unoszony przez każdy z orbitali jest równy iloczynowi e i klasycznej prędkości dryfu cE/B . Dodając wszystkie wkłady i dzieląc przez powierzchnię próbki znajdujemy, że

$$J = \frac{ne^2}{h} E. \quad (10)$$

Drugim ważnym wynikiem jest ścisłe rozwiązanie problemu własnego hamiltonianu

$$\mathcal{H}' = \mathcal{H} - V_0 \ell^2 \sum_j^N \delta^2(\mathbf{r}_j) \quad (11)$$

najpierw znalezione przez R.E. Prange’a [17]. Potencjał typu funkcji δ wiąże pojedynczy stan z każdego poziomu Landaua, który będąc stanem zlokalizowanym, zgodnie z intuicją, nie przewodzi prądu elektrycznego. Jednakże każdy z pozostałych stanów rozciągniętych przewodzi trochę więcej prądu, tak że wszystkie zsumowane naddatki dokładnie kompensują brak stanu! Tak więc obecność domieszki nie ma wpływu na przewodność hallowską⁶. Zawsze uważałem ten wynik za zadziwiający, gdyż oznacza on, że pozostałe stany rozciągnięte są jakby świadome, że jeden z nich został zlikwidowany, i nadrabiają związane z tym straty.

Wyposażeni w tę wiedzę możemy łatwo dowiedzieć, że efekt Prange’a występuje dla szerokiej gamy potencjałów. Do tego wystarczy przywołać ogólniejsze argumenty, gdyż nie jest rzeczą praktyczną diagonalizować wszystkie możliwe hamiltoniany domieszki i obliczać po kolei prądy przenoszone przez każdy z olbrzymiej liczby orbitali. Zauważmy raczej, że operator prądu jest formalnie pochodną hamiltonianu względem potencjału wektorowego [18]. Oznacza to, że jeśli dokonamy podstawienia

$$\mathbf{A} \rightarrow \mathbf{A} + A_0 \hat{x}, \quad (12)$$

gdzie A_0 jest stałą, to

$$\frac{e}{m_e} \sum_j \left[\frac{\hbar}{i} \frac{\partial}{\partial x} - \frac{e}{c} A_x(\mathbf{r}_j) \right] = -c \frac{\partial \mathcal{H}}{\partial A_0}. \quad (13)$$

Wzór ten jest słuszny także wtedy, gdy cząstki oddziałują. Później skorzystamy z tego faktu. Zwykle relacja ta jest mało pomocna, bo dodanie stałego potencjału wektorowego jest po prostu transformacją cechowania bez fizycznych konsekwencji. Lecz jeśli próbka jest zwinięta w pierścień, jak pokazano na rys. 3, to A_0 uzyskuje znaczenie strumienia magnetycznego $\phi = A_0 L_x$ przez cylinder. Wyobraźmy sobie, że wybieramy szereg wartości strumienia i rozwiązujemy zagadnienie

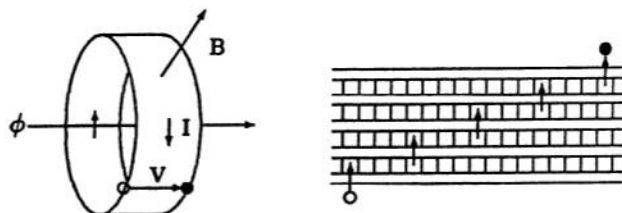
$$\mathcal{H}_\phi |\Psi_\phi\rangle = E_\phi |\Psi_\phi\rangle \quad (14)$$

dla każdej z nich. Wielociałowy stan podstawowy $|\Psi_\phi\rangle$ i odpowiadające mu energie własne E_ϕ są więc stabelaryzowanymi funkcjami ϕ . Twierdzenie

Hellmana–Feynmana pozwala zapisać równanie

$$\langle \Psi_\phi | \frac{\partial \mathcal{H}_\phi}{\partial \phi} | \Psi_\phi \rangle = \frac{\partial}{\partial \phi} \langle \Psi_\phi | \mathcal{H}_\phi | \Psi_\phi \rangle = \frac{\partial E_\phi}{\partial \phi}. \quad (15)$$

Oznacza to, że całkowity prąd przy dowolnym ϕ jest pochodną (adiabatyczną) całkowitej energii względem ϕ . W zasadzie nie ma w tym nic dziwnego, jako że powolna zmiana ϕ wytwarza w pierścieniu siłę elektromotoryczną wykonującą pracę nad układem, gdy płynie w nim prąd. Jeśli nie występuje dysypacja energii, to muszą odpowiednio wzrosnąć jej wartości własne. Efekt wynika



Rys. 3. Ilustracja doświadczenia myślowego utożsamiającego kwant przewodności Halla z ładunkiem elektronu. Gdy strumień magnetyczny przez pętlę zwiększamy adiabatycznie o $\Delta\phi = hc/e$, pojedynczy elektron z każdego poziomu Landaua jest przemieszczany od jednej krawędzi próbki do drugiej. Pod nieobecność nieporządku przemieszczanie zachodzi przez „mechaniczne” przesunięcie jednocząstkowych funkcji falowych, które zamienia każdą funkcję falową w sąsiednią. W obecności niewielkiego nieporządku liczba przeniesionych elektronów musi być dokładnie taka sama, choć mechanizm jest inny, gdyż ze względu na degenerację poziomów Landaua funkcje falowe są silnie zniekształcane nawet przez najslabsze zaburzenia.

więc w istocie z prawa indukcji Faradaya. Jeśli pierścień jest dostatecznie duży i oscylacje Aharonova–Bohma są stłumione, a prąd niewiele zmienia się podczas zwiększania strumienia, to pochodną adiabatyczną można zamienić na iloraz różnicowy

$$I = c \frac{\Delta E}{\Delta \phi}, \quad (16)$$

którego mianownik jest kwantem strumienia hc/e . Zaletą tej zamiany jest fakt, że wówczas $\mathcal{H}_{\Delta\phi}$ jest z dokładnością do transformacji cechowania równe \mathcal{H}_0 . Oznacza to, że energia może być zwiększona jedynie poprzez zmianę obsadzeń wyjściowych stanów. Jak do tego dochodzi w transla-

⁶ Eleganckie uogólnienie tego wyniku Prange’a na dowolne potencjały zostało dokonane przez Wilhelma Breniga (Z. Phys. B 50, 305 (1983)), który w dowodzie skorzystał z ważnego twierdzenia Levinsona z teorii rozproszeń, wiążącego zmianę własności stanów rozproszonych z liczbą stanów zlokalizowanych (przyp. tłum.).

cyjnie niezmienniczym przypadku, pokazano na rys. 3. Orbitale w obecności niezerowego strumienia ϕ określa wzór

$$\psi_{k,n}(x, y) = \frac{1}{\sqrt{2^n n! \sqrt{\pi} L_x}} e^{ikx} e^{(y+y_0-k-\alpha)^2/2} \times \left(\frac{\partial}{\partial y}\right)^n e^{-(y+y_0-k-\alpha)^2}, \quad (17)$$

gdzie $\alpha = e\ell\phi_0/\hbar c L_x$. Gdy ϕ wzrasta od 0 do $\Delta\phi$, ślizgają się one tak jak rejestrator przesuwany, a końcowym rezultatem jest przesunięcie jednego stanu z każdego poziomu Landaua z lewej na prawą stronę próbki⁷. Następuje więc przesunięcie jednego elektronu w poprzek próbki z każdego obsadzonego poziomu Landaua. Jeśli różnica potencjałów pomiędzy brzegami próbki wynosi V , to uzyskujemy

$$I = c \frac{neV}{\Delta\phi} = n \frac{e^2}{h} V. \quad (18)$$

Możemy teraz wyobrazić sobie włączenie niewielkiego potencjału domieszki w głębi pierścienia. Jeśli jest on dostatecznie słaby, to przerwy pomiędzy poziomami Landaua pozostają wyraźne i powtórzenie powyższego doświadczenia myślowego daje ten sam rezultat, gdyż adiabatyczna zmiana ϕ wtlacza dokładnie jeden stan z każdego poziomu Landaua do obszaru nieuporządkowanego z lewej strony i wyciąga dokładnie jeden z prawej. Zasada zachowania liczby stanów wymaga, aby jakoś przeniknęły one przez ten obszar. Argumentacja taka stosuje się zarówno do losowych, jak i nielosowych potencjałów, w tym funkcji δ użytej przez Prange'a. Zatem wykazaliśmy, że dowolny hamiltonian jednoelektronowy, który może być adiabatycznie przekształcony w idealny układ z poziomami Landaua, bez stanów na poziomie Fermiego, ma dokładnie skwantowaną przewodność Halla.

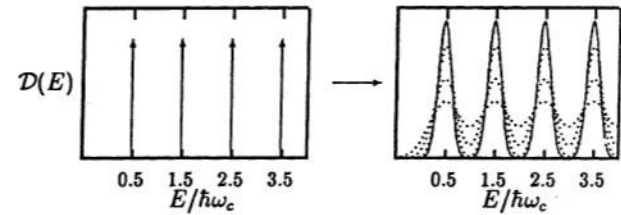
Poprzednią argumentację można wyraźnie wzmocnić, gdy potencjały są przypadkowe. Na rysunku 4 pokazano jednoelektronową gęstość stanów hamiltonianu

$$\mathcal{H} = \sum_j^N \left\{ \frac{1}{2m} \left[\frac{\hbar}{i} \nabla_j - \frac{e}{c} \mathbf{A}(\mathbf{r}_j) \right]^2 + V_p(\mathbf{r}_j) \right\} \quad (19)$$

⁷ Stan (17) centrowany w punkcie $y = y_0 + k = y_0 + (2\pi/L_x)n$ dla $\phi = 0$ przechodzi dla $\phi = hc/e$ w stan sąsiedni, centrowany w punkcie $y = y_0 + k + \alpha = y_0 + (2\pi/L_x)(n + 1)$ (przyp. tłum.).

⁸ Dla zrozumienia analogii należy uświadomić sobie, że stany (kwantowe) dla każdego poziomu wody istnieją jedynie wzdłuż granicy ląd-woda i zanikają szybko zarówno gdy oddalamy się w głąb lądu, jak i wody (przyp. tłum.).

dla różnych wartości potencjału przypadkowego V_p . Dokładny kształt gęstości stanów zależy od modelu, lecz podstawowe cechy są niezależne. Jeśli potencjał V_p jest niewielki, to najpierw zmienia on degenerację poziomu Landaua i stany w ogonach powstałego rozkładu stają się zlokalizowane. Najłatwiej to stwierdzić w granicy, gdy V_p jest powoli zmieniającą się i gładką funkcją, gdyż wtedy stany rozciągają się wzdłuż linii ekwipotencjalnych. W tej sytuacji trafne jest i często dokonywane porównanie z górzystym krajobrazem wypełnionym wodą⁸ do pewnego poziomu [19].



Rys. 4. Wpływ nieporządku na jednocząstkową gęstość stanów. Silnie zdegenerowane poziomy Landaua $(n + 1/2)\hbar\omega_c$ najpierw ulegają niewielkiemu poszerzeniu bez zamykania przerwy. Reguła sum jest spełniona bez uciekania się do lokalizacji stanów. Stany w „ogonach” są wszakże zlokalizowane i poziom Fermiego może się w nich umiejscawiać bez żadnych negatywnych skutków dla zjawiska. Dodatkowy nieporządek dalej poszerza widmo, aż „ogony” widma przekrywają się. Kwantowanie jest wciąż ścisłe, gdyż wszystkie stany na poziomie Fermiego są zlokalizowane. Umożliwia to występowanie kwantowego efektu Halla nawet wtedy, gdy nie ma prawdziwych przerw w widmie.

Gdy poziom wody jest niski, otrzymujemy małe, izolowane jeziora, które są coraz bardziej izolowane gdy obniżamy poziom wody, ponieważ najgłębsze doliny występują coraz rzadziej. Gdy poziom jest wysoki, otrzymujemy małe, izolowane wyspy, które stają się coraz bardziej izolowane, gdy poziom wody podnosi się, jako że najwyższe góry też zdarzają się rzadko. Gdzieś pośrodku jest punkt przeciekania, w dużych skalach długości zdominowany przez rozległą, wyszczerbioną linię brzegową, która nie odróżnia jezior od wysp. Znaczenie lokalizacji w ogonach gęstości stanów polega na tym, że stany zlokalizowane są pozornie „nieobecne” w doświadczeniu myślowym ze zmianą strumienia, w tym sensie, że stan uwię-

ziony z jednej strony pierścienia nie może „wiedzieć”, że adiabaticznie włączony potencjał wektorowy jest związany ze strumieniem ϕ przez pierścieniem. „Sądzi”, że dokonujemy transformacji cechowania, więc po prostu zmienia fazę. Nie przesuwają się w odpowiedzi na dodanie ϕ , a jego energia się nie zmienia. Oznacza to, że nie daje wkładu do reguły sum i nie jest ważne w doświadczeniu myślowym, czy jest obsadzony, czy pusty. Zatem twierdzenie o dokładnym kwantowaniu jest prawdziwe nie tylko wtedy, gdy brak jest stanów na poziomie Fermiego, ale także wtedy, gdy wszystkie stany na poziomie Fermiego są zlokalizowane.

Możliwość rozszerzenia twierdzenia o dokładnym kwantowaniu na przypadki, gdy gęstość stanów nie wykazuje prawdziwej przerwy energetycznej ma podstawowe znaczenie dla opisu rzeczywistych doświadczeń z kwantowym efektem Halla. Transzystor polowy jest w zasadzie kondensatorem. Zgodnie ze wzorem $Q = CV_g$, gdzie pojemność C jest określona przez grubość tlenku, powierzchnię próbki i inne mniej istotne czynniki, po przyłożeniu napięcia V_g gromadzi on ładunek Q . W związku z tym zmiana napięcia bramki w gruncie rzeczy oznacza zmianę ładunku, a nie potencjału chemicznego. W rzeczywistych doświadczeniach potencjał chemiczny przyjmuje taką wartość, by zgromadzony ładunek był równy Q . Gdyby więc nie było stanów zlokalizowanych, potencjał chemiczny zawsze pokrywałby się z poziomem Landaua, który byłby tylko częściowo obsadzony, a zatem nie byłyby spełnione warunki występowania kwantowego efektu Halla. Jeśli zaś poziom Fermiego położony jest w obszarze stanów zlokalizowanych, to potencjał chemiczny może się tam przemieszczać bez wpływu na przewodność hallowską. Brak oporu podłużnego jest innym aspektem doświadczeń, elegancko wyjaśnianym za pomocą teorii lokalizacji. Gdy elektrony nie oddziałują, przewodność podłużna σ_{xx} jest związana z dipolowymi przejściami elektrycznymi ze stanów tuż poniżej poziomu Fermiego do stanów tuż powyżej. Jeśli rozważane stany są zlokalizowane, to przewodność σ_{xx} musi zniknąć. Lokalizacja jest przyczyną właściwości izolujących. Jednakże tensory oporu i przewodności są wzajemnie odwrotnościami i jeśli $\sigma_{xx} = 0$ oraz $\sigma_{xy} = ne^2/h$, to

$$\begin{pmatrix} \rho_{xx} & \rho_{xy} \\ \rho_{yx} & \rho_{yy} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \sigma_{xx} & \sigma_{xy} \\ \sigma_{yx} & \sigma_{yy} \end{pmatrix}^{-1} = \frac{h}{ne^2} \begin{pmatrix} 0 & -1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}. \quad (20)$$

Zauważmy, że układy doświadczalne, w których dostraja się natężenie pola magnetycznego zamiast napięcia V_g , nie różnią się w istotny sposób, gdyż zmieniają tylko skalę długości, względem której mierzymy gęstość ładunku. Także wówczas potencjał chemiczny musi przyjąć taką wartość, by ładunek Q pozostał stały.

Doświadczenia ze strumieniem przenikającym pierścien pokazują, że niewielki nieporządek nie może zlokalizować wszystkich stanów na poziomie Landaua. Muszą tam istnieć stany rozciągnięte, gdyż w przeciwnym razie poziom Landaua byłby „nie tutaj” i nie byłby zdolny do przewodzenia prądu. Jest to niezwykle głęboki wniosek, gdyż istnieją mocne argumenty za tym, że wszystkie stany układu dwuwymiarowego w nieobecności pola magnetycznego powinny być zlokalizowane⁹. Gdzie dokładnie znajdują się stany rozciągnięte w granicy słabego nieporządku, jest wciąż tematem dyskusji. Większość doświadczeń przynosi wyniki zgodne z sugestią Levine’a, Libby’ego i Pruiskena [20], że istnieje teoria skalowania odpowiednia dla problemu lokalizacji, różna jednakże od teorii słusznej dla zerowego pola, i że stany rozciągnięte występują dla tylko jednej wartości energii, gdzieś w pobliżu środka poszerzonego poziomu Landaua. Granica bardzo silnego nieporządku nie budzi kontrowersji, gdyż wtedy oczekujemy pełnej lokalizacji stanów. Zatem z doświadczeń tych wynika również, że pasmo stanów rozciągniętych nie może po prostu zniknąć, lecz musi „wypłynąć” ponad poziom Fermiego, gdy wzrasta nieporządek, jako że argumentacja zawodzi tylko wówczas, gdy stany rozciągnięte pojawiają się na poziomie Fermiego. Efekt wypływania stanów, przewidziany jednocześnie przez Davida Khmelnickiego i przeze mnie [21,22] został już zaobserwowany doświadczalnie [23].

Głębszą ideą leżącą u podstaw powyższych argumentacji jest stwierdzenie, że kwantowy efekt Halla jest zjawiskiem emergentnym, scharakteryzowanym przez zdolność rozważanych układów do

⁹ Tak jest dla układu nieoddziałującego. Wyniki najnowszych doświadczeń sugerują możliwość istnienia przejścia metal-izolator w dwuwymiarowym, nieuporządkowanym gazie elektronów (por. S.V. Kravchenko i in., *Phys. Rev. B* 50, 8039 (1994)) (przyp. tłum.).

przepompowywania całkowitej liczby elektronów przez próbkę w doświadczeniach ze strumieniem. Nieoddziałujące modele, o których była mowa, są jedynie prototypami – gdy już je dobrze zrozumieliśmy, to rzeczywiste doświadczenia jawią się jako ich adiabatyczne przedłużenie. Nie jest to bardzo radykalny pomysł, gdyż z wyjątkiem obecności pola magnetycznego idealny poziom Landaua niezbyt się różni od poziomu izolatora pasmowego, który – jak wiadomo – jest stanem materii, przechodzącym w granicy do swojego nieoddziałującego prototypu, albo – bardziej precyzyjnie – który jest zdefiniowany poprzez tę własność. W obu przypadkach niskie wzbudzenia nie zmieniają się dzięki istnieniu przerwy, zapewniającej brak innych stanów, do których mogłyby się rozpaść. Nie dowodzi to na szczęście, że nie są możliwe inne stany, w których istnieje ułamkowy kwantowy efekt Halla, lecz wskazuje na sensowność argumentów. W fizyce ciała stałego jest wiele doświadczalnych okoliczności, w których występuje możliwość adiabatycznego przejścia od układu oddziałującego do nieoddziałującego. Jeśli rozważany stan można zrzutować na nieoddziałujący stan prototypowy, to w doświadczeniach ze strumieniem albo występuje dysypacja energii, albo pompowanie całkowitej liczby elektronów w poprzek próbki. Jeśli występuje druga możliwość, to przewodność hallowska jest ściśle skwantowana. Powodem jest to, że mierzy ona ładunek przepompowanej cząstki – w tym przypadku ładunek elektronu.

4. Stany w warunkach ułamkowego kwantowego efektu Halla

Stan ułamkowego kwantowego efektu Halla nie może przejść adiabatycznie do żadnego stanu elektronów nieoddziałujących. Zawsze mnie zadziwia, jak powszechny opór budzi to stwierdzenie; przecież w świetle definicji stanu materii i pełnego zrozumienia całkowitego kwantowego efektu Halla nie ma innej możliwej konkluzji. Przewodność hallowska z konieczności jest skwantowana w liczbach całkowitych, ponieważ jest zachowana dzięki adiabatyczności odwzorowania, a jest całkowitą wielokrotnością kwantu w układzie nieoddziałującym ze względu na niezmienniczość cechowania i dyskretny charakter ładunku elektronu. Zatem stan ułamkowego kwantowania Halla jest

czymś bezprecedensowym – nowym stanem materii.

Fenomenologia tego stanu jest wszakże taka sama jak stanu całkowitego kwantowego efektu Halla, prawie we wszystkich szczegółach [24]. Istnieją zakresy plateau. Przewodność hallowska w takim zakresie jest równa iloczynowi pewnej liczby i e^2/h . Podłużna przewodność i opór są zerowe w zakresach plateau. Odstępstwa od ścisłych wartości kwantowych w niskich temperaturach bądź mają charakter aktywacyjny, bądź podlegają prawu Motta dla przeskoków zmienności, zależnie od temperatury. Jedyłą jakością różnicę pomiędzy dwoma zjawiskami stanowi wielkość kwantu przewodności hallowskiej.

Biorąc te fakty pod rozwagę widać, że najprostszym, najbardziej oczywistym, a nawet jedynym możliwym do pomyślenia objaśnieniem jest przyjęcie, że nowy stan może przechodzić adiabatycznie do stanu fizycznie podobnego do zapełnionego poziomu Landaua, ale ze wzbudzeniami elementarnymi o ładunku ułamkowym. Adiabatyczna zmiana strumienia o kwantową jednostkę, która dokładnie prowadzi do wyjściowego hamiltonianu, musi przenieść całkowitą liczbę takich obiektów przez próbkę. Lokalizacja obiektów musi objaśniać istnienie zakresu plateau. Wszystkie argumenty o przejściu adiabatycznym i dokładności kwantowania muszą się stosować w dalszym ciągu. Jak to zwykle bywa z nowymi zjawiskami emergentnymi, o słuszności rozumowania przekonuje doświadczenie, a nie teoria. Teorie pozwalają lepiej zrozumieć doświadczenia, w szczególności poprzez dostarczenie prototypowej faktycznej próżni, ale najgłębszym powodem akceptacji tych wniosków jest fakt, że doświadczenie nie pozostawia nam wyboru.

Moim prototypowym stanem podstawowym dla zjawiska kwantowania z ułamkiem $1/3$ odkrytego przez Tsui, Störmera i Gossarda [25] jest stan

$$\Psi_m(z_1, \dots, z_N) = \prod_{j < k}^N (z_j - z_k)^m \times \exp \left[-\frac{1}{4\ell^2} \sum_j^N |z_j|^2 \right], \quad (21)$$

gdzie m jest liczbą nieparzystą, w tym przypadku równą 3, a $z_j = x_j + iy_j$ jest położeniem j -tej cząstki zapisanym w postaci liczby zespolonej. Horst [Störmer] lubi żartować, że całe jego zjawisko mieści się w tym niewielkim równaniu, co za

każdym razem mi schlebia – zwłaszcza gdy robi to publicznie. Prawda jest taka, że równanie jest proste jedynie dlatego, że on i Dan [Tsui] szczęśliwie najpierw odkryli stan $1/3$. Większość z ok. 30 innych stanów próżni ułamkowego efektu Halla, które zostały odkryte, nie ma aż tak prostych prototypów, a ja zaniedbałbym swoje obowiązki nie wskazując, że obecnie istnieją rozsądne stany alternatywne [26]. Wszystkie te stany podstawowe przechodzą adiabaticznie wzajemnie w siebie i w tym sensie są identyczne. Moja funkcja falowa miała opisywać wariacyjny stan podstawowy modelowego hamiltonianu

$$\mathcal{H} = \sum_j^N \left\{ \frac{1}{2m_e} \left[\frac{\hbar}{i} \nabla_j - \frac{e}{c} \mathbf{A}(\mathbf{r}_j) \right]^2 + V_{\text{jon}}(\mathbf{r}_j) \right\} + \sum_{j < k}^N v(\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_k), \quad (22)$$

w którym

$$\mathbf{A}(\mathbf{r}) = \frac{B}{2} (x\hat{y} - y\hat{x}), \quad (23)$$

$$V_{\text{jon}}(\mathbf{r}) = -\rho \int_{\text{próbkka}} v(\mathbf{r} - \mathbf{r}') d\mathbf{r}'.$$

Potencjał jonowy wprowadzamy tylko dlatego, że jedno z oddziaływań elektron-elektron, jakie chcemy rozważyć, jest zadane potencjałem kulombowskim $v(r) = e^2/r$ i musi zostać zneutralizowane przez ładunek tła o gęstości ρ tak dobranej, aby układ jako całość był stabilny. Duncan Haldane wykazał potem, że powyższa funkcja falowa jest ścisłym stanem podstawowym pewnej klasy hamiltonianów z potencjałami nielokalnymi [27].

Najważniejszą cechą tej funkcji falowej jest to, że ustala gęstość elektronów w granicy termodynamicznie dużego N dokładnie równą $1/2\pi m\ell^2$. O prawdziwości tego przekonuje fakt, że kwadrat funkcji falowej jest równoważny funkcji rozkładu prawdopodobieństwa jednoskładnikowej plazmy klasycznej. Obliczając

$$|\Psi(z_1, \dots, z_N)|^2 = e^{-\beta\Phi(z_1, \dots, z_N)}, \quad (24)$$

i podstawiając $\beta = 1/m$, aby analogia była bardziej widoczna, znajdujemy:

$$\Phi(z_1, \dots, z_N) = -2m^2 \sum_{j < k}^N \ln |z_j - z_k| + \frac{m}{2\ell^2} \sum_j^N |z_j|^2. \quad (25)$$

Wzór (25) opisuje energię potencjalną cząstek o „ładunku” m odpychających się wzajemnie potencjałem logarytmicznym (jest to naturalny potencjał kulombowski w dwu wymiarach) i przyciąganych do początku układu odniesienia przez jednorodny „ładunek” o gęstości $1/2\pi\ell^2$. Aby zachować lokalną obojętność elektryczną, konieczną w plazmie, cząstki muszą mieć gęstość $\rho = 1/2\pi m\ell^2$.

Jest też bardzo ważne, że dla małego m stan ten nie jest stanem kryształu. Fakt ten jest oczywisty dla $m = 1$, gdyż wtedy funkcja falowa opisuje wypełniony poziom Landaua, ale dla innych wartości m musimy odnieść się do bogatej literatury na temat plazmy jednoskładnikowej [28]. Obliczenia numeryczne wykazały, że stan kryształiczny, lub ściślej, potęgowe korelacje – gdyż w niezerowej temperaturze prawdziwy stan kryształiczny nie może istnieć w dwu wymiarach – występują wówczas, gdy termiczna stała sprzężenia $\Gamma = 2m$ wynosi ok. 140. Zatem przy $m = 3$, a ogólniej, gdy m jest niewielką liczbą nieparzystą, jesteśmy głęboko w stanie ciekłym. Częściowo na tej podstawie przewidziałem istnienie stanu ułamkowego $1/5$, który później znaleziono doświadczalnie [29].

Inną istotną własnością tego stanu jest przerwa w widmie wzbudzeń przy wyróżnionej gęstości. Wskazują na to doświadczenia, ale także funkcyjna postać Ψ_m , która daje tylko gęstości $1/2\pi m\ell^2$. Własność tę wykazują obliczenia numeryczne Haldane’a i Rezayi [30], którzy diagonalizowali równanie (22) na małej sferze. Dokładnie tę samą wartość przerwy, około $0,08 e^2/\ell$ dla potencjału kulombowskiego przy $m = 3$, otrzymali metodami hydrodynamiki Girvin, MacDonald i Platzman [30]. Jest to ważne, gdyż identyfikuje wzbudzenia o najniższych energiach jako kwanty fal sprężystych. W większości cieczy kwantowych operator gęstości ρ_q , odpowiednio rzutowany, ma wystarczającą amplitudę, aby kreować fonony. Jeśli założyć, że jest to jedyna istotna amplituda, to można skorzystać z reguły sum, aby wyrazić energię wzbudzeń E_q jedynie poprzez własności stanu podstawowego [32]. Zatem kładąc

$$\hat{\rho}_q = P \left[\sum_j^N e^{i\mathbf{q}\cdot\mathbf{r}_j} \right] P, \quad (26)$$

gdzie P oznacza rzutowanie na najniższy poziom

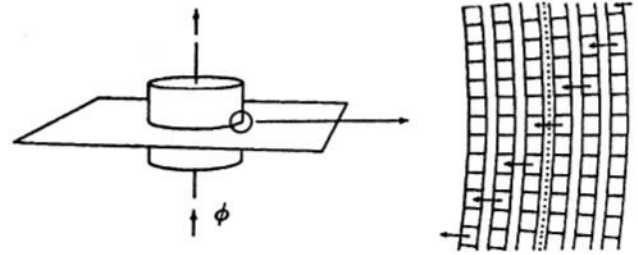
Landaua, i oznaczając dowolny stan wzbudzony hamiltonianu o energii E_x symbolem $|x\rangle$ otrzymujemy wzór

$$E_q = \frac{\sum_x E_x |\langle x|\hat{\rho}_q|\Psi_m\rangle|^2}{\sum_x |\langle x|\hat{\rho}_q|\Psi_m\rangle|^2} = \frac{1}{2} \frac{\langle \Psi_m | [\hat{\rho}_{-q}, [\mathcal{H}, \hat{\rho}_q]] | \Psi_m \rangle}{\langle \Psi_m | \hat{\rho}_{-q} \hat{\rho}_q | \Psi_m \rangle}. \quad (27)$$

Sztywność klasycznej plazmy zawarta w funkcji falowej Ψ_m sprawia, że mianownik tego wyrażenia znika niezwykle szybko, gdy $q \rightarrow 0$, w wyniku czego E_q jest stałą o wartości skończonej. Związek dyspersyjny przy $m = 3$ ma płytkie minimum dla $q = 1,4/\ell$. Jest to wartość bliska wektorowi uporządkowania $q = 1,56/\ell$ odpowiedniego stanu kryształu Wignera. To minimum jest w dużej mierze analogiczne do rotonu w ciekłym ^4He . Wzór opisujący E_q jest podobny do związku dyspersyjnego zwykłego ekscytonu w zapełnionym pasmie Landaua [33].

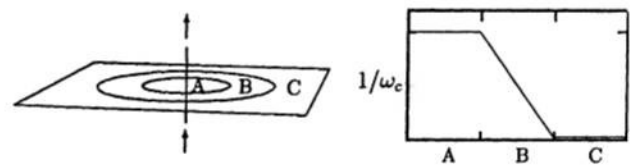
Aby dowieść, że stan opisuje wzbudzenia elementarne o ładunku ułamkowym wystarczy założyć istnienie przerwy energetycznej. Wyobraźmy sobie eksperyment myślowy zilustrowany na rys. 5. Próbkę przebijamy cienkim solenoidem, służącym do adiabatycznego włączenia strumienia magnetycznego ϕ . To, co się dzieje wokół solenoidu jest dość skomplikowane i zależy od konkretnego modelu, ale z dala od niego wszystkie orbity Landaua przy wzroście fazy przesuwają się do środka, dokładnie tak jak w warunkach całkowitego kwantowego efektu Halla. Ponieważ zmiana strumienia ϕ od zera do $\Delta\phi = hc/e$ nie zmienia hamiltonianu (z dokładnością do nieistotnej transformacji cechowania), jedynym efektem jest przesunięcie dokładnie jednego stanu na każdy poziom Landaua poza pomocniczą powierzchnię występującą w prawie Gaussa, która obejmuje cały solenoid. Ładunek równy średniemu ładunkowi stanu w nieskończoności e/m zostaje przemieszczony gdzieś w pobliże solenoidu. Następnie można solenoid usunąć, pozostawiając stan wzbudzony hamiltonianu, niosący ładunek e/m .

Niewielka modyfikacja powyższego rozumowania pokazuje, że ułamkowe kwantowanie ładunku jest ściśle. Wyobraźmy sobie sytuację



Rys. 5. Schemat doświadczenia myślowego, demonstrującego istnienie wzbudzeń o ładunku ułamkowym. Stan podstawowy ułamkowego kwantowego efektu Halla jest „przebit” przez nieskończenie cienki solenoid magnetyczny, przez który wprowadzamy adiabatycznie strumień magnetyczny ϕ . Z dala od solenoidu powoduje to ruch stanów w jego kierunku. Zwiększenie fazy aż do wartości $\Delta\phi = hc/e$ powoduje powrót hamiltonianu do stanu wyjściowego z dokładnością do nieistotnej transformacji cechowania. Zgodnie z prawem Gaussa oznacza to, że dokładnie jeden stan musi być przetransformowany przez dużą powierzchnię cylindryczną, otaczającą symetrycznie solenoid. Na koniec solenoid można usunąć nie powodując efektów ubocznych. Ostatecznym wynikiem jest kreacja stanu własnego hamiltonianu wyjściowego. Ładunek tego stanu jest równy e/m , czyli średniej wartości ładunku przypadającej na stan w nieskończoności.

przedstawioną na rys. 6, gdy masa elektronu zmienia się powoli w poprzek próbki od rzeczywistej wartości w obszarze A do tak małej wartości w obszarze C, że równanie (21) staje się dokładne¹⁰. Przez cały czas jednak istnieje przerwa w widmie. Następnie wykonujemy doświadczenie ze zmianą strumienia, ale tym razem pomocniczą powierzchnię gaussowską wybieramy tak dużą, aby przeci-



Rys. 6. Ilustracja doświadczenia myślowego pokazującego, że wartość ładunku jest ułamkiem o dokładnej wartości. Wyobraźmy sobie, że pewien parametr hamiltonianu, np. „goła” masa elektronu, zmienia się powoli w przestrzeni tak, aby w ciągły sposób zmienić testowy układ A w układ C idealny w nieskończoności. Eksperyment ze zmianą strumienia wykonany w A powoduje przepływ ładunku e/m przez gaussowską powierzchnię przecinającą obszar C, niezależnie od szczegółów, a ładunek ten musi zbierać się w otoczeniu solenoidu. W ten sposób dzięki ciągłości przerwy w obszarze B, obszar A uzyskuje cechy obszaru C.

¹⁰ W tych warunkach dominuje człon kinetyczny hamiltonianu (22). Energię oddziaływania elektronów ze sobą i z dodatnim ładunkiem tła można więc pominąć, a funkcja falowa (21) staje się ścisłym rozwiązaniem problemu (przyp. tłum.).

nała obszar C. To, co się wydarzy w obszarze A jest skomplikowane i niemożliwe do dokładnego przewidzenia z pierwszych zasad, ale wiemy z poprzedniej dyskusji, że w obszarze C ładunek dokładnie równy e/m musi być przesunięty z nieskończoności do wnętrza powierzchni. Jeśli obszar A jest dostatecznie duży, to jedynym miejscem, gdzie może się znaleźć ładunek jest sąsiedztwo solenoidu. Zatem przeprowadzona operacja musiała – niezależnie od szczegółów – doprowadzić do pojawienia się w obszarze A wzbudzenia o ładunku dokładnie równym e/m . W gruncie rzeczy przy okazji udowodniliśmy silniejsze twierdzenie, ponieważ umieszczenie drugiej powierzchni Gaussa w obszarze A pokazuje, że ten sam ładunek musi być w fundamentalny sposób związany z gęstością ładunku w obszarze A. Oznacza to, że gęstość ładunku jest skwantowana do idealnej wartości, nawet jeśli równanie (21) nie jest ściśle w tym obszarze. Argumenty powyższe są zupełnie ogólne i równie dobrze jak do „gołej” masy stosują się do innych parametrów hamiltonianu, które ewentualnie zechcemy zmienić. Ładunek jest zachowany podczas dowolnych adiabaticznych zmian hamiltonianu, które pozostawiają przerwę w widmie, i dlatego jest cechą całej rozważanej fazy materii, a nie tylko danego prototypu.

Funkcje falowe opisujące wzbudzenia elementarne o ładunkach ułamkowych, które nazwałem „kwazicząstkami”, mają postać

$$\Psi_{z_0}^+(z_1, \dots, z_N) = \exp\left[-\frac{1}{4\ell^2} \sum_j^N |z_j|^2\right] \times \prod_j^N (z_j - z_0) \prod_{j < k}^N (z_j - z_k)^m \quad (28)$$

dla dodatnich wzbudzeń w punkcie z_0 oraz

$$\Psi_{z_0}^-(z_1, \dots, z_N) = \exp\left[-\frac{1}{4\ell^2} \sum_j^N |z_j|^2\right] \times \prod_j^N \left(2\ell^2 \frac{\partial}{\partial z_j} - z_0^*\right) \prod_{j < k}^N (z_j - z_k)^m \quad (29)$$

dla wzbudzeń ujemnych. Energię tych wzbudzeń dla oddziaływań kulombowskich i $m = 3$ oszacowałem na $0,022 e^2/\ell$ oraz $0,025 e^2/\ell$ [25]. Późniejsze obliczenia numeryczne Haldane’a i Rezayi [30] oraz Morfa i Halperina [34] dały lepsze wartości $0,026 e^2/\ell$ i $0,073 e^2/\ell$. Suma tych poprawionych wartości niewiele przekracza szerokość przerwy rotonowej, której oczekujemy traktując

mod kolektywny jako ekscyton, czyli stan związany kwazicząstki i kwazidziury. Przerwy energetyczne o zbliżonej wartości znaleziono doświadczalnie w pomiarach przewodności [35]. Są one jednak dwa razy mniejsze od przewidywań teoretycznych, uwzględniających poprawki związane ze skończoną grubością warstwy dwuwymiarowego gazu. Pozostająca rozbieżność nie jest zbyt ważna, gdyż nieporządek w układzie zmniejsza wartość przerwy doświadczalnej. Łatwo sprawdzić, że kwazidziurowa funkcja falowa opisuje wzbudzenie o ładunku $1/3$. Powtarzając procedurę prowadzącą do równania (24), uzyskujemy wzór

$$\Phi(z_1, \dots, z_N) = -2 \sum_j^N \ln |z_j - z_0| + -2m^2 \sum_{j < k}^N \ln |z_j - z_k| + \frac{m}{2\ell^2} \sum_j^N |z_j|^2. \quad (30)$$

Cząstki plazmy widzą teraz w położeniu z_0 „fantom” o „ładunku” 1 i odpowiednio się przemieszczają, tak by w pobliżu z_0 zebrał się średni „ładunek” o takiej samej wartości, lecz przeciwnym znaku. Trochę trudniej jest pokazać, że funkcja kwazielektronowa też opisuje wzbudzenia o ładunku $1/3$, ale rozumowanie jest podobne [36].

Znanych jest obecnie wiele doświadczeń, w których dokonano bezpośredniej obserwacji kwazicząstek o ładunku $e/3$. Najnowsze i najszerzej cytowane są pomiary szumu śrutowego Saminadayara i in. [37] oraz de-Picciotta i in. [38], które wykrywają „ładunek” dzięki fluktuacjom natężenia prądu przenikającego przez zwężenie w próbce hallowskiej. Te imponujące doświadczenia są subtelniejsze niż się wydaje na pierwszy rzut oka, gdyż tunelowanie nośników następuje pomiędzy brzegami próbki, a widmo wzbudzeń na brzegach, w przeciwieństwie do wnętrza próbki, nie ma przerwy energetycznej. Jest to widmo chiralnej cieczy Luttingera bez przerwy energetycznej [39]. Nośniki tego dziwnego, jednowymiarowego metalu mają ładunek $e/3$ przeniesiony z całej objętości próbki, lecz fizycznie różnią się nieco od kwazicząstek w głębi próbki, a nawet mogą być interpretowane jako inne zjawisko. Szum śrutowy oczekiwany w wyniku tunelowania tych wzbudzeń ma postać klasyczną, ale dla ładunku zmniejszonego do $e/3$ [40]. Nieco bardziej kontrowersyjne, choć w moim mniemaniu wiarygodne są wyniki doświadczeń Goldmana i Su [41], będących w isto-

cie ulepszoną wersją starszych doświadczeń Simonsa i in. [42]. Są one też związane z pomiarem przewodności przez przewężenie w próbce hallowskiej, ale pomiar dotyczy zależności przewodności stałoprądowej od gęstości nośników i pola magnetycznego, a nie zależnych od czasu fluktuacji natężenia prądu [43]. Warto też wspomnieć o sławnych doświadczeniach Clarka [44], w których obserwowano ułamkowy ładunek, badając wysokotemperaturową aktywowaną przewodność podłużną w zakresie kwantowania przewodności Halla. Ich wyniki były zaskakujące, lecz kontrowersyjne, gdyż nie udało się znaleźć ich prostego objaśnienia teoretycznego. Mój osobisty pogląd był zawsze taki, że najlepszą spektroskopią (ułamkowego) ładunku jest pomiar samej skwantowanej przewodności hallowskiej, zwłaszcza gdy próbka jest tak nieuporządkowana, że przestają mieć sens argumenty opierające się na idei doskonałych brzegów, gdyż reguła sum występująca w doświadczeniach ze zmianą strumienia określa wartość ładunku obiektów przenoszonych w poprzek próbki niezależnie od szczegółów.

5. Ułamkowa statystyka

Kwazicząstki o ładunku ułamkowym działają na siebie długozasięgowymi, zależnymi od prędkości siłami. Są to siły cechowania, wyjątkowe w fizyce, gdyż ani nie wywodzą się z równań ruchu, ani też nie są związane ze złamaniem ciągłej symetrii. Oddziaływanie to, zwane ułamkową statystyką [45], pojawia się spontanicznie wraz z ułamkowym ładunkiem i jest istotną częścią zjawiska, gdyż zapewnia poprawne zliczanie kwazicząstek. Ma ono mierzalne konsekwencje, a mianowicie wartości dodatkowych ułamków 2/5 oraz 2/7 wraz z ich „córkami” w hierarchii ułamkowego kwantowego efektu Halla.

Izolowana kwazicząstka zachowuje się podobnie do zwykłego elektronu lub dziury w paśmie Landaua, z tym że odpowiednia długość magnetyczna jest równa $\sqrt{m}\ell$. Wynika to z degeneracji stanu w punkcie z_0 , postaci funkcyjnej całki przekrycia

$$\frac{\langle \Psi_{z_0}^+ | \Psi_{z'_0}^+ \rangle}{\sqrt{\langle \Psi_{z_0}^+ | \Psi_{z_0}^+ \rangle \langle \Psi_{z'_0}^+ | \Psi_{z'_0}^+ \rangle}} = \exp \left[-\frac{1}{4m\ell^2} (|z_0|^2 - 2z_0^* z'_0 + |z'_0|^2) \right] \quad (31)$$

i równoważności funkcji falowej dla $m = 1$ z orbitalem Landaua zawierającym dziurę

$$\phi_{z_0}(z) = \exp \left[-\frac{1}{4\ell^2} (|z|^2 + |z_0|^2 + 2z_0^* z) \right]. \quad (32)$$

Odwzorowanie to jest fizycznie trafne, a zarazem wzajemnie jednoznaczne.

Natomiast dwie kwazicząstki zachowują się podobnie jak dwa elektrony lub dwie dziury na poziomie Landaua, unoszące solenoid zawierający ułamek kwantu strumienia [46]. Dwukwazicząstkowa funkcja falowa

$$\Psi_{z_A z_B}^{++}(z_1, \dots, z_N) = \exp \left[-\frac{1}{4\ell^2} \sum_j^N |z_j|^2 \right] \times \prod_j^N (z_j - z_A)(z_j - z_B) \prod_{j < k}^N (z_j - z_k)^m \quad (33)$$

jest równoważna przy $m = 1$ pojedynczej parze dziur w zapełnionym paśmie Landaua. Jest ona oczywiście symetryczna ze względu na zamianę liczb kwantowych z_A i z_B i dlatego można byłoby ją uważać za funkcję falową pary bozonów. Tak jednak nie jest, gdyż tylko w dwu wymiarach fermiony mają bozonową reprezentację i na odwrót. Aby więc określić, czy cząstki są bozonami, czy fermionami, musimy uciec się do bardziej wyrafinowanego pojęcia fazy Berry'ego. Zmodyfikujmy nieznacznie hamiltonian, aby ustabilizować parę kwazicząstek w położeniach z_A i z_B . Można tego dokonać, dodając w tych położeniach płytkie studnie potencjału. Jeśli teraz parametr z_A hamiltonianu będziemy adiabaticznie zmieniać wzdłuż zamkniętej pętli P , to funkcja falowa odtworzy się z dokładnością do fazy

$$\phi = \oint_P \mathbf{A} \cdot d\mathbf{s}, \quad (34)$$

$$\mathbf{A}(z_A) = \lim_{z'_A \rightarrow z_A} \nabla_A \langle \Psi^{++}_{z'_A z_B} | \Psi^{++}_{z_A z_B} \rangle.$$

Stąd znajdujemy

$$\mathbf{A}(\mathbf{r}) = \frac{1}{2m} (\mathbf{r} \times \hat{z}) - \frac{1}{m} \frac{(\mathbf{r} - \mathbf{r}_B) \times \hat{z}}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_B|^2} \quad (35)$$

dla \mathbf{r} dalekich od \mathbf{r}_B . Rotacja tego potencjału wektorowego jest dokładnie równa lokalnej gęstości ładunku pomnożonej przez 2π , tak więc

dodatkowy składnik wprowadzony przez solenoid po prostu odzwierciedla brakujący ładunek związany z obecnością kwazidziury w punkcie z_B . Dla $m = 1$ dodatkowa faza Berry’ego pojawiająca się przy przemieszczeniu A wokół B jest dokładnie równa 2π . Oznacza to, że zmiana fazy po przejściu połowy drogi, wskutek czego cząstki zamieniają się miejscami, jest równa π . Cząstki są więc fermionami. Gdybyśmy do powyższych obliczeń wybrali reprezentację fermionową, np. mnożąc funkcję falową przez $(z_A - z_B)$, to dodatkowa faza byłaby równa zeru, a wynik końcowy byłby taki sam – funkcja falowa zmieniałaby znak po zamianie cząstek miejscami. Jeśli $m \neq 1$, to w każdym ze stanów – czy to fermionowym, czy bozonowym – pojawia się dodatkowy (solenoidowy) składnik fazy. Nie jest to więc artefakt reprezentacji, ale rzeczywista siła zależna od prędkości.

Ważną doświadczalną konsekwencją ułamkowej statystyki jest zmiana sposobu, w jaki kwazicząstki są rozmieszczane. Gdyby kwazidziury były fermionami, w pełnej analogii do poziomu Landaua, to obsadzenie wszystkich dozwolonych stanów dawałoby średnią gęstość ładunku równą $e/2\pi m^2 \ell^2$. Wynik ten jest poprawny dla $m = 1$, ale nie dla innych wartości, gdyż funkcja falowa

$$\Psi(z_1, \dots, z_N) = \exp\left[-\frac{1}{4\ell^2} \sum_j |z_j|^2\right] \times \prod_j z_j^M \prod_{j < k} (z_j - z_k)^m, \quad (36)$$

opisująca M kwazidziur tak ciasno upakowanych w otoczeniu początku układu, jak to jest możliwe, po prostu wypycha ładunek z obszaru w kształcie dysku o polu powierzchni $2\pi M \ell^2$, tworząc płyn o gęstości ładunku równej $e/2\pi m \ell^2$. Gęstość upakowania bozonów może być oczywiście dowolna, tak więc rzeczywista gęstość ładunku kwazicząstek leży między tymi dwiema wartościami. Na podstawie podobnych obserwacji Halperin [47] jako pierwszy doszedł do wniosku, że ten sposób upakowania objaśnia dodatkowe obserwowane ułamki $2/5$ oraz $2/7$, gdyby istniejące kwazicząstki kondensowały w stanie analogicznym do stanu $1/m$. Funkcja falowa w reprezentacji bozonowej opisująca kondensację kwazicząstek do stanu o ułamkowej statystyce analogicznego do stanu $1/3$ jest dana wzorem

$$\Psi_{\pm}(\eta_1, \dots, \eta_N) = \prod_{j < k}^N (\eta_j - \eta_k)^2 |\eta_j - \eta_k|^{\pm 1/3} \times \exp\left[-\frac{1}{4\ell^2} \sum_j |z_j|^2\right]. \quad (37)$$

Odpowiednie gęstości ładunku opisuje wzór

$$\rho = \frac{e}{2\pi \ell^2} \left[\frac{1}{3} \mp \frac{1}{9(2 \pm 1/3)} \right] = \frac{1}{2\pi \ell^2} \left[\frac{2/7}{2/5} \text{ (kwazidziury)} \right]. \quad (38)$$

Powtarzając ten argument, Halperin potrafił przewidzieć sekwencję stanów, które zgadzały się z doświadczeniem, a także z wyprowadzeniami algebraicznymi Haldane’a [27]. Później Jain [26] odkrył, że sekwencje stanów podstawowych kwantowego ułamkowego efektu Halla można tworzyć za pomocą metody w ogóle nie wykorzystującej pojęcia kwazicząstek. Podważyło to chwilowo – choć nie powinno – oczywisty wniosek, że występowanie tych ułamków dowodzi istnienia ułamkowej statystyki. Nie powinno, gdyż kwazicząstki są dość odległe od siebie – o około 3ℓ , w stanach $2/5$ i $2/7$. Bariera przeszkadzająca w ich tworzeniu jest duża, więc nie ma sensu założenie, że znikają, gdy tworzy się kondensat. Gdyby kwazicząstki były fermionami, to ich gęstości byłyby równe $10/27 \approx 0,370$ zamiast $2/5 = 0,40$ oraz $8/27 \approx 0,296$ zamiast $2/7 \approx 0,286$. Wpływ ułamkowej statystyki jest więc mały, ale mierzalny, i wynosi ok. 5% obserwowanego ułamka kondensatu.

6. Uwagi końcowe

Ułamkowy kwantowy efekt Halla jest zjawiskiem fascynującym z bardzo wielu powodów, ale w mojej opinii jest ważny tylko z jednego powodu – ustala on doświadczalnie, że zarówno cząstki unoszące ułamek ładunku elektronu e , jak i potężne siły cechowania pomiędzy nimi – a są to dwa podstawowe postulaty Modelu Standardowego – mogą pojawiać się spontanicznie jako zjawiska emergentne. Inne ważne aspekty Modelu Standardowego, jak: swobodne fermiony, względność, renormalizowalność, spontaniczne łamanie symetrii i mechanizm Higgsa, już posiadają trafne analogony w fizyce ciała stałego, a czasami były nawet postulowane na ich wzór [48]. Natomiast zawsze sądzono, że ułamkowe liczby kwantowe i pola ce-

chowania są fundamentalne, to znaczy takie, które muszą być postulowane. W oczywisty sposób nie jest to prawda. Nie wiem, czy własności znanego nam Wszechświata są fundamentalne, czy emergentne, ale wiem, że ta druga ewentualność byłaby bardzo złą wiadomością dla wyznawców „Teorii Wszystkiego”, gdyż oznaczałaby, że więcej niż jeden układ mikroskopowych równań jest zgodny z doświadczeniem i że nie istnieje obecnie metoda wyboru jednego z nich, przynajmniej do czasu zaprojektowania lepszych doświadczeń. Oznaczałoby to także, że prawdziwa natura tych równań jest nieistotna dla naszego świata. Tak więc wyzwanie, jakie stawiają te odkrycia naszej „małej nauki” przed konwencjonalnym myśleniem są i kłopotliwe, i bardzo głębokie.

Kwazicząstki w ułamkowym kwantowym efekcie Halla są wzbudzeniami elementarnymi odmiennego stanu materii, którego nie można przeprowadzić do stanu nieoddziałujących elektronów bez przejścia przez granicę faz. Oznacza to, że różnią się one od elektronów w ów jedyny sensowny sposób, w jaki możemy zdefiniować różnicę. W szczególności nie są takim adiabatycznym odzwierciedleniem elektronów, jakim są kwazicząstkowe wzbudzenia w metalach i izolatorach pasmowych. Niektórzy entuzjaści złożonych fermionów uważają inaczej. Sądzą, że kwazicząstki są jedynie ekranowanymi elektronami [26], ale to nie jest poprawne podejście. Domniemane procesy ekranowania zawsze mają kłopoty z granicami faz, prowadząc do dużych zmian stanu podstawowego i niskich wzbudzeń. Podkreślam te aspekty, gdyż w fizyce ciała stałego występuje niedobra tendencja, aby zrozumienie przyrody utożsamiać ze zdolnością jej modelowania. Jest to podejście, które często prowadzi do niezauważania lub błędnej interpretacji wyższych zasad porządkujących, które są w rzeczywistości odpowiedzialne za występowanie zjawisk fizycznych. W przypadku całkowitego i ułamkowego kwantowego efektu Halla precyzja kwantowania jest bardzo ważnym elementem, o którym należy pamiętać. Żadne modelowanie na istniejącym lub pomyślanym komputerze nigdy nie wyjaśni takiej dokładności. Może tego dokonać jedynie metoda termodynamiczna. Pomyśl, że kwazicząstka jest jedynie ekranowanym elektronem, jest niestety niezgodny z kluczową zasadą działającą w tych doświadczeniach. Jego dokładna analiza prowadzi do błędnej konkluzji, że

przewodność hallowska jest skwantowana w liczbach całkowitych.

Badania, za które we trójkę zostaliśmy uhonorowani Nagrodą Nobla, są wspólnym wysiłkiem wielu ludzi doskonałych w sensie najbardziej poważanych tradycji naukowych. Przyłączam się do moich kolegów, wyrażając żal, że Art Gossard nie mógł dzielić z nami Nagrody Nobla, bowiem wszyscy uprawiający fizykę ciała stałego wiedzą, że materiały są „duszą” tej dziedziny i że bez nich nie jest możliwy istotny postęp. Z wdzięcznością wspominam numeryczną pracę Duncana Haldane’a i Eda Rezayi [30], która odegrała istotną rolę w stwierdzeniu istnienia przerwy energetycznej i określeniu energii tworzenia kwazicząstek. Podobne uznanie należy się wielu wybitnym pracom Berta Halperina, w tym jego odkryciu, że kwazicząstki podlegają statystyce ułamkowej [47]. Lista fundamentalnie ważnych wkładów innych kolegów do tego zagadnienia jest tak długa, że nie sposób byłoby ją w pełni przedstawić. Szereg prac, w tym uzyskane z Philem Platzmanem pierwsze poprawne oszacowanie szerokości przerwy energetycznej [30], zostało napisanych przez Steve’a Girvina i Alana MacDonalda. Są prace Ada Pruiskena na temat lokalizacji w polu magnetycznym i pierwsza propozycja właściwie uogólnionej teorii skalowania [20]. Jest praca Xiao-Gang Wena na temat chiralnych wzbudzeń brzegowych [39] i następna praca Charlesa Kane’a i Matthew Fishera, opisująca tunelowanie przez mezoskopowe przewężenia [40]. Steve Kivelson, Dung-Hali Lee i Shoucheng Zhang [49] zaproponowali wspaniałe globalny diagram fazowy ułamkowego kwantowego efektu Halla. Jest także odkrycie dziwnej powierzchni Fermiego dla półzapełnionego poziomu Landaua i jej objaśnienie przez Berta Halperina, Patricka Lee i Nicka Reeda [50] za pomocą złożonych fermionów. Praca ta określa intelektualną granicę w tej dziedzinie. Mam nadzieję, że wszyscy wymienieni i nie wymienieni koledzy, którzy przez lata byli zaangażowani w tę tematykę, przyjmą moje wyrazy wdzięczności i uznania za wszystko, co zrobili, i moje pokorne stwierdzenie, że teoria ułamkowego kwantowego efektu Halla, podobnie jak wszelka dobra nauka, jest wynikiem pracy wielu rąk.

Tłumaczył Karol Izidor Wysokiński
Instytut Fizyki UMCS
Lublin

Literatura

- [1] P.W. Anderson, *Science* **177**, 393 (1972).
- [2] D. Pines, P. Nozières, *The Theory of Fermi Liquids* (Benjamin, New York 1966).
- [3] R. Jackiw, C. Rebbi, *Phys. Rev. D* **13**, 3398 (1976).
- [4] G. t'Hooft, *Nucl. Phys. B* **79**, 276 (1974).
- [5] A.M. Polyakov, *Pis'ma Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **20**, 430 (1974).
- [6] T.H.R. Skyrme, *Proc. Roy. Soc. A* **262**, 233 (1961).
- [7] W.P. Su, J.R. Schrieffer, A.J. Heeger, *Phys. Rev. Lett.* **42**, 1698 (1979).
- [8] M.J. Rice, A.R. Bishop, J.A. Krumhansl, S.E. Trullinger, *Phys. Rev. Lett.* **36**, 432 (1976).
- [9] J.A. Pople, J.H. Walmsley, *Mol. Phys.* **5**, 15 (1962).
- [10] W.P. Su, J.R. Schrieffer, *Phys. Rev. Lett.* **46**, 738 (1981).
- [11] K. von Klitzing, G. Dorda, M. Pepper, *Phys. Rev. Lett.* **45**, 494 (1980).
- [12] P.W. Anderson, *Phys. Rev.* **112**, 1900 (1958).
- [13] E. Abrahams, P.W. Anderson, D.C. Licciardello, T.V. Ramakrishnan, *Phys. Rev. Lett.* **42**, 673 (1979).
- [14] G.J. Dolan, D.D. Osheroff, *Phys. Rev. Lett.* **43**, 721 (1979).
- [15] D.J. Bishop, D.C. Tsui, R.C. Dynes, *Phys. Rev. Lett.* **44**, 1153 (1980).
- [16] G. Bergman, *Phys. Rev. Lett.* **48**, 1046 (1982).
- [17] R.E. Prange, *Phys. Rev. B* **23**, 4802 (1981).
- [18] R.B. Laughlin, *Phys. Rev. B* **23**, 5632 (1981).
- [19] S.A. Trugman, *Phys. Rev. B* **27**, 7539 (1983).
- [20] H. Levine, S.B. Libby, A.M.M. Pruisken, *Phys. Rev. Lett.* **51**, 1915 (1983).
- [21] D.E. Khmel'nitzkii, *Phys. Lett.* **106A**, 182 (1984).
- [22] R.B. Laughlin, *Phys. Rev. Lett.* **52**, 2034 (1984).
- [23] I. Glotzman i in., *Phys. Rev. Lett.* **74**, 594 (1995).
- [24] D.C. Tsui, H.L. Störmer, A.C. Gossard, *Phys. Rev. Lett.* **48**, 1559 (1982).
- [25] R.B. Laughlin, *Phys. Rev. Lett.* **50**, 1395 (1983).
- [26] J.K. Jain, *Phys. Rev. Lett.* **63**, 199 (1989).
- [27] F.D.M. Haldane, *Phys. Rev. Lett.* **51**, 605 (1983).
- [28] J.M. Caillol, D. Levesque, J.J. Weis, J.P. Hansen, *J. Stat. Phys.* **28**, 325 (1982).
- [29] A.M. Chang i in., *Phys. Rev. Lett.* **53**, 997 (1984).
- [30] F.D.M. Haldane, E.H. Rezayi, *Phys. Rev. Lett.* **54**, 237 (1985).
- [31] S.M. Girvin, A.H. MacDonald, P.M. Platzman, *Phys. Rev. Lett.* **54**, 581 (1985).
- [32] R.P. Feynman, *Statistical Mechanics* (Benjamin, Reading, Massachusetts 1972).
- [33] C. Kallin, B.I. Halperin, *Phys. Rev. B* **30**, 5655 (1984).
- [34] R. Morf, B.I. Halperin, *Phys. Rev. B* **33**, 1133 (1986).
- [35] G.S. Boebinger i in., *Phys. Rev. Lett.* **55**, 1606 (1985).
- [36] R.B. Laughlin, w: *The Quantum Hall Effect*, red. R.E. Prange, S.M. Girvin (Springer, Heidelberg 1987), s. 233.
- [37] L. Saminadayar i in., *Phys. Rev. Lett.* **79**, 2526 (1997).
- [38] R. de-Picciotto i in., *Nature* **389**, 162 (1997).
- [39] X.-G. Wen, *Phys. Rev. Lett.* **64**, 2206 (1990).
- [40] C.L. Kane, M.P.A. Fisher, *Phys. Rev. Lett.* **72**, 724 (1994).
- [41] V.J. Goldman, B. Su, *Science* **267**, 1010 (1995); V.J. Goldman, *Surf. Sci.* **361**, 1 (1996).
- [42] J.A. Simmons i in., *Phys. Rev. Lett.* **63**, 1731 (1989).
- [43] J.K. Jain, S.A. Kivelson, D.J. Thouless, *Phys. Rev. Lett.* **71**, 3003 (1993).
- [44] R.G. Clark i in., *Phys. Rev. Lett.* **60**, 1747 (1988).
- [45] J.M. Leinaas, J. Myrheim, *Nuovo Cimento* **37 B**, 1 (1977); F. Wilczek, *Phys. Rev. Lett.* **48**, 957 (1982).
- [46] D. Arovas, F. Wilczek, J.R. Schrieffer, *Phys. Rev. Lett.* **53**, 722 (1984).
- [47] B.I. Halperin, *Phys. Rev. Lett.* **52**, 1583 (1984).
- [48] M.E. Peskin, D.V. Schroeder, *Introduction to Quantum Field Theory* (Addison-Wesley, Reading, Mass. 1995).
- [49] S. Kivelson, D.-H. Lee, S. Zhang, *Phys. Rev. B* **46**, 2223 (1992).
- [50] B.I. Halperin, P.A. Lee, N. Read, *Phys. Rev. B* **47**, 7312 (1993).

Czy grozi nam rewolucja w nauczaniu fizyki?*

Zofia Gołąb-Meyer

Instytut Fizyki, Uniwersytet Jagielloński, Kraków

Do we face a revolution in physics education?

Abstract: The past and present states of physics education all over the world are compared. An explanation of its presently observed failure is proposed.

1. Jak było dawniej, a jak jest dzisiaj

W roku 1896 Einstein zdawał maturę w kantonalnej szkole techniczno-handlowej, wyposażonej w bardzo nowoczesne uczniowskie laboratorium fizyczne [1]. W czteroletniej szkole średniej, która prowadziła oddziały klasyczne (56 uczniów), uczęszczało do klas technicznych i handlowych 96 uczniów. W jednej klasie było nie więcej niż 20 uczniów. Do matury przystąpiło 9 uczniów. Tematem wypracowania pisemnego z fizyki była budowa, działanie oraz zastosowanie busoli stycznych i galwanometru. Zdana matura uprawniała do wstępu na Politechnikę w Zurychu.

W chwili obecnej w liceum, w którym uczę fizyki, do matury przystępują uczniowie z 8 klas, liczących ponad 30 uczniów każda. Na maturze nikt nie zdaje fizyki, choć dzisiaj także można ułożyć ciekawe tematy. A oto treść zadania z fizyki dla absolwenta szkoły średniej (kandydata na studia), które zaproponował prof. Ł.A. Turski: „Po brukowanej ulicy biega pies, któremu łobuzy przywiązały do ogona puszkę po piwie bezalkoholowym. Jak szybko ma biegać pies, aby nie słyszeć łaskotu?”

Powyższy wywód ilustruje następujące fakty: 1) Sto lat temu nauczano porządnie fizyki. Porządnie, tzn. z uwzględnieniem faktu, iż fizyka jest nauką doświadczalną. Nauczali fachowcy po wyższych studiach, często z tytułami naukowymi. Szkoły posiadały laboratoria ze specjalnym wyposażeniem dydaktycznym. 2) Szkoły były elitarne. Do gimnazjów uczęszczał nieliczni, a jeszcze mniej uczniów zdawało maturę. W gimnazjum fizyka była przedmiotem obowiązkowym.

A dzisiaj: mamy niezliczone rzesze absolwentów szkół średnich, z ich niechęcią do fizyki. Poziom wiedzy kandydatów na studia spada. Na dobrym poziomie utrzymuje się jedynie bardzo wąska warstwa olimpijczyków.

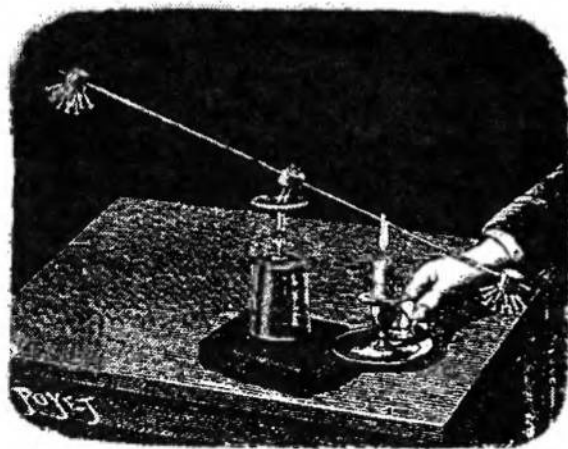
Wydany na początku XX w. w Lipsku spis fizyków, matematyków i astronomów z całego świata zajmuje 150 stron formatu A4 [2]. Spis ten obejmuje również nauczycieli gimnazjalnych. Wydany w Warszawie podręcznik *Krótki wykład fizyki w zastosowaniu do potrzeb rzemieślników...* [3] autorstwa M. Heilperna to nieduża, 200-stronicowa książka. Ten podręcznik należy zestawić z obecnie wydawanymi parusetstronicowymi „cegłami” (patrz opracowanie współczesnych szkolnych podręczników amerykańskich [4]).

*Rozszerzona wersja referatu wygłoszonego na XXXV Zjeździe Fizyków Polskich w Białymstoku we wrześniu 1999 r.

W nauczanie angażowały się największe autorytety fizyczne Europy. Na Zjeździe Przyrodników i Nauczycieli w Meranie w 1905 r. sformułowano zasady nowoczesnego nauczania fizyki. Antycypowano prawidłowo późniejsze odkrycia psychologii, dotyczące mechanizmów uczenia się przez dzieci i młodzież. W Polsce Marian Smoluchowski napisał słynny *Poradnik dla samouków*, opublikowany w 1917 r. [5]. W całej Europie od Kazania i Odessy po Lizbonę ustalony został pewien kanon nauczania: podręczniki, wyposażenie pracowni fizycznych, zestawy pokazów. Nie stroniono od zastosowań fizyki. Dbano, by fizyka była bliska życiu codziennemu. Przykładem jest ilustracja z polecanej przez M. Smoluchowskiego książeczki Stanisława Kramsztyka *Doświadczenia fizyczne bez przyrządów* (rys. 1).

Fizyka i technika rozkwitały. Pisano książki dla laików. Rozczytywano się np. w *Dziejach świecy* Faradaya [6]. Pełno było spektakularnych osiągnięć teoretycznych i praktycznych. Bycie fizykiem, naukowcem oznaczało szacunek społeczny. Fizycy byli sławni. Fizyka jako nauka miała nieodparty urok, przyciągający zdolne i poszukujące jednostki. Sielanka trwała. Coraz więcej młodzieży uczęszczało do szkół średnich, w których fizyka miała należne jej miejsce.

Opracowywano zgodnie z wymaganiami psychologii nowe podręczniki, budowano nowe uczniowskie laboratoria. I właśnie wtedy zaczęły się pojawiać oznaki kryzysu i niezadowolenia uczniów oraz rodziców. Zlekceważono jego wczesne objawy, a na jego rozpowszechnianie się zareagowano niewłaściwie.



Rys. 1.

Postaramy się odpowiedzieć na pytanie: kiedy uczniowie (i ich rodzice) są niezadowoleni z nauczania? Wydaje się, że wtedy: a) gdy nauczanie nie przynosi konkretnych, wymiernych korzyści; b) gdy jest trudne, bolesne i nieprzyjemne.

Uczniowie stracili motywację, bez której nie chcą się uczyć. Przy czym niekoniecznie musi to być motywacja ekonomiczna, może nią być np. moda.

Fizyka stała się coraz gorzej nauczany przedmiotem, coraz bardziej nie lubianym przez uczniów. Te dane są dobrze udokumentowane (por. ostatnie wyniki Błasiaka [7]) i dotyczą wielu krajów.

2. Skąd się wzięły rysy, a potem degrengolada nauczania

Niestety, tylko niektórzy uczniowie mają szczęście spotkać nie tylko fachowych, ale i entuzjastycznych nauczycieli fizyki, którzy na przekór wszelkim trudnościom i uczą świetnie, i wpajają zainteresowanie fizyką. Choć wiadomo, jak uczyć dobrze, powszechne stało się złe nauczanie. Okazało się, że w praktyce nie stworzono fizyce warunków do dobrego nauczania. Zapanował werbalizm.

Jakie czynniki wywołują taki stan rzeczy? Wydaje się, że są to:

1) Zadławienie ilością materiału. Aby się o tym przekonać, wystarczy porównać objętość starych podręczników, pełnych zastosowań praktycznych, takich z zasięgu ręki i oka, z nowymi „cegłami” (np. *Active Physics*, 6 dość grubych tomów [8]). W tych nowych, obszernych podręcznikach i programach już i tak pewne zagadnienia są „wyczyszczone” ze starych zastosowań, inne zagadnienia są pominięte, a jeszcze inne bardzo zredukowane i skrócone. Ten proces wyrzucania starych przykładów stale postępuje.

2) Błędne wykorzystanie osiągnięć psychologii. Wyniki wielkiego psychologa Piageta, badającego spontaniczny rozwój intelektualny formalnego myślenia dziecka, spowodowały rozkwit tzw. metod aktywnych (por. tytuł podręcznika amerykańskiego). Obecnie modne jest tzw. nauczanie konstruktywistyczne [9]. Metody te są bardzo cenne i słuszne, ale pod pewnymi warunkami (kompetencje nauczyciela, wydłużony czas na naukę). Zlikwidowano pracownie szkolne (opis takiej pracowni w Wilnie można znaleźć w *Postęпах Fizyki* [10]), w których uczniowie pracowali „rów-

nym frontem” (określenie niemieckie), tzn. wszyscy wykonywali to samo pod dyktando nauczyciela, a najlepsi uczniowie mieli też możliwość samodzielnego eksperymentowania.

3) Powszechność szkoły. Naukę fizyki zaczęła pobierać praktycznie cała populacja uczniów (Europa, Stany Zjednoczone). Duża część tej populacji, powiedzmy to bez obłudy, jest niezdolna do przyswojenia sobie w ograniczonym czasie wiedzy o dużym stopniu abstrakcji.

4) Niedostatki merytoryczne i dydaktyczne nauczycieli. Zawód przestał być elitarny. Niskie gáže spowodowały negatywną selekcję do zawodu. Jak nauczyciel, który sam czegoś nie rozumie, ma nauczyć tego swych uczniów? W szkołach zaczęła się szerzyć werbalizm, a dla olbrzymiej części uczniów fizyka była i jest niezrozumiała. Koło napędowe kryzysu ruszyło.

3. Społeczna niechęć do fizyki

Równocześnie z podziwem dla naukowców zaczęła narastać niechęć do nich. Jej detonatorem był wybuch bomby jądrowej. To naukowców coraz częściej zaczęto obarczać winą np. za rozmaite nieszczęścia ekologiczne. Grupy niedokształconych „zielonych” zaczęły oddziaływać na emocje społeczne. Mieszanina respektu i powodowanej zazdrości niechęci nie jest konstruktywnym uczuciem. Nauka przestała być pieszczochem społeczeństwa. Odczuły to od razu szkoły.

Pierwszą reakcją na kryzys było zmniejszenie czasu nauczania tego nie lubianego przedmiotu, co oczywiście dalej napędzało koło zamachowe kryzysu. Mniej czasu na naukę to gorsze i pospieszniejsze nauczanie. Reforma nauczania rozpoczęła się od złego końca. Równocześnie zaczęła rosnąć niechęć do naukowców. Oto przykładowe tytuły artykułów w czasopiśmie *Chain Reaction* 68 (1997): „Oślepienie nauką”, „Arogancja uczonych”. A oto cytaty z niezłej skądinąd książki Amerykanina Restona o Galileuszu [11]: „Współcześni uczeni, odziani w renesansowe szaty wykrzywiali się do telewizyjnych kamer, wykorzystując sławne doświadczenie Galileusza do reklamowania własnego zamysłu, by zbadać, czy ta sama »zasada równoważności« obowiązuje w przestrzeni kosmicznej”.

W pojawiających się i chętnie czytanych biografiami uczonych popularyzacja ich osiągnięć na-

ukowych niestety nie idzie w parze z opisem rozmaitych skandali i pikantnych szczegółów z życia prywatnego (por. kolejne biografie Einsteina, Skłodowskiej-Curie, Schrödingera).

Świat autorytetów naukowych ochoczo przyłączył się do wytykania nauce słabości, np. N. Chomsky pisze: „W wieku XIX każda dobrze wykształcona osoba mogła zrozumieć fizykę, lecz w XX w. staliście się rodzajem potworów”; filozof P. Feyerabend porównuje naukę do zorganizowanej przestępczości w *Consolation for a specialist*. Paradoksalnie, niechęć do nauki jest powszechna w środowiskach inteligentnych. Prości ludzie stale żywią nabożny szacunek do nauki, co z kolei jest bez umiaru wykorzystywane przez demagogów i reklamę. Przymiotnik „naukowy” ma podnosić rangę dosłownie wszystkiego i prowadzi do deprecjacji znaczenia tego słowa.

4. Reakcje fizyków i dydaktyków na kryzys

Sto lat temu wybitni fizycy byli aktywnie zaangażowani w szerzenie oświaty fizycznej. Późniejsze lata prosperity i ciągły napływ utalentowanych ludzi do fizyki spowodowały obojętność środowisk uniwersyteckich na sprawy powszechnej edukacji. W bliższych nam czasach nawet sami fizycy, „chlapiąc” różne rzeczy pod publiczność, przyczyniają się do obniżania autorytetu fizyki; np. Dyson gdzieś stwierdził: „Im bardziej Wszechświat wydaje się zrozumiały, tym bardziej wydaje się pozbawiony celu”. Cytuje to i rozpowszechnia Steven Weinberg. Takie cytaty są chętnie podchwytywane przez dziennikarzy, którzy kształtują *image* nauki. Nieczęsto posiadają oni rzetelną wiedzę, za to są świadomi swojej potęgi. John Horgan, długoletni współpracownik *Scientific American*, w książce *Koniec nauki* [12] pisze np.: „to dziennikarze pomogli rozpropagować poglądy R. Penrose’a [...] na znacznie większą skalę niż zasługują”. Słusznie też pisze, iż dziennikarze będą zaspokajać raczej oczekiwania społeczne, niż je kształtować.

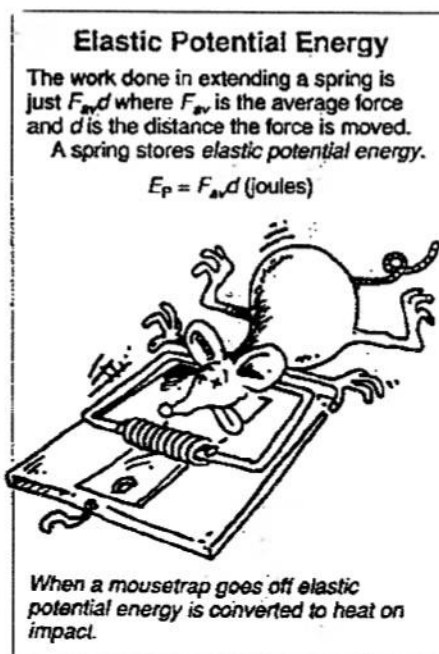
Dydaktycy fizyki w latach powojennych wypracowywali coraz to lepsze metody nauczania korzystając obficie z osiągnięć psychologii. Organizacja GIREP (Groupe International de Recherche sur l'Enseignement de la Physique) poświęcała czas na propagację tych metod. Współpra-

cowano z najwybitniejszymi fizykami. Nieodparcie jednak nasuwa się porównanie światłych zaleceń konferencji GIREP-u z Konstytucją 3 Maja – za późno, bez szans na realizację. Zalecenia konferencji GIREP-u słabo przekładały się na praktykę, do szkół, gdzie niechęć do fizyki wzrastała. Cóż z tego, że jasno i dobitnie zwrócono uwagę nauczycielom na konieczność wsłuchiwania się w uczniów, na respektowanie ich niedojrzałego sposobu myślenia, skoro nauczyciele nie mają na to czasu. W miejsce tego następuje dostosowywanie się do zachcianek uczniów, ich preferencji.

Rozpoczęto próby rozpaczliwego ratowania miejsca fizyki w szkole, przyciągnięcia uczniów za wszelką cenę. Na jednej z konferencji GIREP-u czołowa postać dydaktyki fizyki z Anglii, J. Lewis, mówił o języku gestów. Echo tego faktu: w programie bardzo okrojonego kursu przyrody w Polsce znajdujemy aż 10 jednostek poświęconych tego typu zagadnieniom (IV klasa) [13].

Ostatnia konferencja GIREP-u była poświęcona zabawkom w nauczaniu fizyki. I wszystko byłoby dobrze, gdyby analizowano rolę zabawek w rozumieniu fizyki. Reakcję dydaktyków nazwałabym ucieczką w rejony ludyczne, okołoszkolne. Odbija to schyłkową tendencję naszego wieku do bałwochwalczego skłonu przed młodością, do pajdokracji. Zarówno rozsądne, jak i rozpaczliwe próby przypodobania się uczniom odzwierciedlają się w stylu podręczników szkolnych, przykładach w nich zamieszczonych, szacie graficznej. Precyzyjny (oczywiście w miarę możliwości) język nauki jest zastępowany przez wyrażenia potoczne i slang. Oto przykłady z niemieckiego podręcznika [14]: „Wärme kann man mischen” (ciepła można mieszać); „siły występują parami”. Inny przykład, ilustrujący energię potencjalną, z podręcznika napisanego przez skądinąd doskonałego nauczyciela fizyki pokazany jest na rys. 2 [15].

Ucieczkę od konkretnej dydaktyki ilustrują tytuły artykułów w renomowanym czasopiśmie *Science and Education*: „Czy naukę religii można pogodzić z nauką przyrody” [16], „Model pełnomocnictwa wielokulturowego a nauczanie generatywne przedmiotów ścisłych” [17], „Ekofeminizm a lekcje przedmiotów ścisłych” [18]. Pierwszy numer specjalnego dodatku do *American Journal of Physics*, a mianowicie „Physics Education Research” zawiera artykuł „Reakcja kobiet na program nauczania wstępnego fizyki, oparty na wła-



Rys. 2.

snej aktywności” [19]. Zajmowanie się sprawami tego typu to w istocie rzeczy przyznanie się do porażki: ponieważ wiemy, że nie możemy z różnych powodów dobrze uczyć, zastosujemy zabiegi, które to złagodzą i nie odstraszą od fizyki zbyt wielu dziewcząt.

5. Stan obecny, tendencje, pozytywne

W Azji, w której króluje model starego europejskiego nauczania, z fizyką zajmującą obszerne miejsce, też zaczynają się pojawiać te same objawy kryzysu, które wcześniej były widoczne w Europie i w Stanach Zjednoczonych. Wydaje się, że obecnie w krajach azjatyckich (Japonia, Chiny, Tajlandia) występują tendencje, by nie burząc starego modelu wprowadzić wszystkie możliwe zdobycze dydaktyki i nowe metody. Wygląda to obiecująco.

W Europie nauczanie fizyki, pod naciskiem społecznym, ewoluuje w kierunku nauczania koncepcyjnego (ludzie nie chcą wzorów, zamiast długich tekstów wolą krótkie slogany). Nawet studenci fizyki niższych lat, wypowiadający się o studiach, formułują opinie: „podałaby mi się ta fizyka, gdyby było mniej matematyki”. Redakcje *Świata Nauki* oraz *Wiedzy i Życia* jak ognia unikają w artykułach wzorów. Co gorsza, autorzy podręczników podkreślają to jako zaletę.

Tymczasem nauczanie koncepcyjne jest bardzo trudne i jeszcze łatwiej może ulec werbalizacji oraz degeneracji niż nauczanie tradycyjne, umownie zwane „akademickim”, ponieważ formalizm matematyczny (w szkole – wzór) ratuje często niezbyt precyzyjne wywody. Paniczny strach przed matematyką i powszechna niechęć do niej jest faktem, który trudno ignorować. Nie ma też co liczyć na pomoc matematyków; oni zachęcają do matematyki, ale rzadko do takiej, która jest potrzebna do zrozumienia elementarnej fizyki. Trudność leży w tym, że trzeba opanować pewne minimum matematycznego rzemiosła, a ludzie na to nie mają ochoty.

Wszeghogarniająca niechęć do matematyki w fizyce przenosi się na studia, i to nawet fizyki. Jest zapotrzebowanie na podręczniki bez matematyki. Do czego to jednak prowadzi, niech zilustruje recenzja książki oraz odpowiedź autora podręcznika *Energia jądrowa i promieniotwórczość* [20].

Pojawia się nowe niebezpieczeństwo: arogancja laików. Fizyka w zreformowanej wersji opowiadanej może utracić autorytet i szacunek. Już w opinii publicznej nabiera cech pseudonauk i dziedzin ezoterycznych.

W nowym nauczaniu nie ma jeszcze modelowych, sprawdzonych podręczników. Nie ma jeszcze tradycji, nie utarły się kanony. Nadzieje pokładane w nauczaniu koncepcyjnym oparte są na wierze w twórczą działalność nauczycieli, w ich wiedzę. Na ogół jest to iluzja, ponieważ nauczyciele są coraz gorzej przygotowani merytorycznie (przynajmniej u nas).

Szkolna fizyka jest w coraz mniejszym stopniu „przedmiotem ścisłym”. Jej precyzyjny język zastępuje się sloganami, językiem potocznym. Fizyka zamienia się w informacje o fizyce. Jest to wynik dyktatu społecznego. Bywa, że ulegając nowej modzie autorzy podręczników bardziej dbają o polityczną poprawność niż merytoryczną. W wyniku niezadowolenia z obecnego stanu rzeczy zaczyna się kopiować model amerykański.

Dosyć trudno jest scharakteryzować krótko nauczanie fizyki w szkołach w Stanach Zjednoczonych. Nauczanie jest zdecentralizowane i bardzo różnorodne. Wiele też opinii, zupełnie ze sobą sprzecznych, można by poprzeć konkretnymi przykładami (patrz np. artykuły w *Fotonie* [21]). Z problemem niechęci do przedmiotów ścisłych,

do fizyki, i brakiem kompetentnych nauczycieli radzi sobie ten kraj dzięki istnieniu elitarnych szkół i napływowi coraz to nowych fal inteligencji z całego świata. Dzieci nowych imigrantów widzą szansę w uprawianiu nauki.

David Goodstein, tegoroczny laureat medalu Oersteda przyznawanego przez Amerykańskie Stowarzyszenie Nauczycieli Fizyki stwierdza, że nauczanie fizyki w USA w chwili obecnej spełnia dwie funkcje: kształci przyszłych fizyków i działa jako sito selekcyjne do zawodów lekarza i inżyniera [22]. Według Goodsteina 90% społeczeństwa amerykańskiego pozostaje w stanie analfabetyzmu naukowego. Goodstein ubolewa nad brakiem merytorycznych kwalifikacji amerykańskich nauczycieli fizyki przy równoczesnej nadwyżce ludzi z doktoratami z fizyki.

Jednak to niewątpliwie Stany Zjednoczone stały się kolebką tendencji nauczania, w których ucznia trzeba zainteresować, zabawiać i nie stresować. To w Stanach stwarza się zdolnym i motywowanym uczniom szansę dogłębszej nauki, nie krępowanej niskim poziomem przeciętnej klasy. To w Stanach Frank Oppenheimer założył „Exploratorium”, czyli muzeum *hands-on*. To w Stanach element ludyczny jest wprowadzany na zawody i turnieje z fizyki. Ale też dzisiaj w Stanach zaczyna się poważnie dostrzegać potrzebę ustalenia jakichś centralnych standardów. Dostrzega się teraz straconą szansę w kształceniu młodzieży szkolnej (obecnie akcent przesunięty jest na późniejszą intensywną naukę w kolegiach). To w Stanach znajdują się pieniądze na opracowania nowych podręczników.

W Polsce zarówno nauczyciele, jak i uczniowie poprzez Internet mają dostęp do doskonałych materiałów edukacyjnych, uprzednio bardzo trudno dostępnych. Trzeba jedynie chcieć i umieć z tego korzystać. Prawdą jest też, że nauczyciele i uczniowie mają teraz coraz lepsze możliwości eksperymentowania. Nowe technologie dostarczają takich materiałów, że materiałami „z kieszeni”, z kuchni, można ilustrować wiele działów fizyki. W Internecie można znaleźć piękne wzorce i przykłady.

6. O nauczaniu zintegrowanym i blokowym

Osiągnięcia psychologii i powszechna niechęć do fizyki spowodowały, że do układających pro-

gramy i piszących podręczniki dotarł wreszcie fakt, że młodociany uczeń nie tyle wie mniej niż dorosły, ile rozumuje inaczej. Program nauczania i podręcznik nie może być dla ucznia zubożałą kalką kursu akademickiego. Już od dawna są znane i wprowadzane z powodzeniem w życie aktywne metody wprowadzania małych dzieci i początkujących uczniów w naukę przyrody. Trudności zaczynają się wówczas, gdy przychodzi moment rozpoczęcia nauczania podstaw fizyki. Skrócenie czasu nauczania np. poprzez eliminację parokrotnego omawiania tego samego zjawiska na lekcjach geografii, biologii i fizyki przemawia na rzecz nauczania zintegrowanego. Łączenie tematyczne zagadnień (np. woda, transport) jest na pewno prawidłowe z punktu widzenia psychologii dziecka. Trzeba jednak mieć bardzo jasną świadomość tego, że jest to często podejście nienaukowe, które może być dobre na bardzo wstępnym etapie nauczania lub jako podsumowanie. Nie ułatwi zrozumienia zjawisk optycznych omawianie ich w rozbiciu, np. kiedy indziej o oku, a kiedy indziej o aparacie fotograficznym.

7. Nauczanie pozaszkolne

W związku z ogólną niechęcią młodzieży do szkoły i do obowiązkowego nauczania, jakby dla przeciwwagi zaczyna być doceniane i lubiane pozaszkolne zdobywanie wiedzy. W wielu krajach muzea, w których forma wystawiennicza jest typu *hands-on*, dopuszczająca zwiedzających do czynnego udziału, cieszą się ogromną popularnością. Nowoczesne muzea tego typu nie tylko wzbudzają zainteresowanie, informują, lecz również mogą wypełniać pewne braki szkoły. Mogą też stwarzać szansę tej młodzieży, której szkoła niewiele oferuje.

Niebywała popularność wszelkiego rodzaju festiwali nauki czy naukowych parków rozrywki wskazuje, że społeczeństwo jest zainteresowane nauką i jej osiągnięciami, i że pomimo szkolnej wrogości do nauki, chce być „poinformowane”.

Typowym reprezentantem tego społeczeństwa może być młody technik fizykoterapii, który przeprowadzał ze mną zabiegi rehabilitacyjne po przebytej chorobie. Na wstępie stwierdził, iż w szkole nie lubił fizyki i zupełnie jej nie umie, ale w czasie zabiegów domagał się zagadek z fizyki i prosił o tłumaczenie rozmaitych zjawisk. Tacy

ludzie stanowią wdzięczną widownię wykładów z pokazami dla szerokiej publiczności, oni żeglują po Internecie w poszukiwaniu czegoś ciekawego, oni też kupują książki popularnonaukowe. Tacy ludzie wyrażają żal za straconą szkolną szansą lepszego poznania fizyki.

Wydawcy i księgarze zacieraają z zadowolenia ręce z powodu wzrostu popytu na wszelakie encyklopedie i kompendia.

Młodzież wybitnie uzdolniona ma szansę wykazywać się nie tylko w olimpiadzie fizycznej, lecz w rozmaitych zawodach i turniejach drużynowych, międzynarodowych. I chociaż poziom merytoryczny tych zawodów wzrasta, to jednak nie sposób nie zauważyć, że powszechność dostępu do tego typu współzawodnictwa jest iluzoryczna. Przede wszystkim szansę mają ci, którzy mają szczęście mieć odpowiednich nauczycieli-przewodników. Satysfakcja i zyski uzyskane w wyniku ciężkiej pracy i ostrego współzawodnictwa są jednak zbyt małe, by zachęcić do zawodów większe rzesze uczniów. Wydaje się, że jest to pole, na którym można stosunkowo najłatwiej wprowadzić zmiany (włączyć media, fundować cenne nagrody).

8. Zakończenie

Czynione są starania, mniej lub bardziej udane, by uratować powszechne nauczanie fizyki w szkołach. Tendencją jest wprowadzenie nauczania koncepcyjnego i integrującego wszystkie przedmioty przyrodnicze, a nawet społeczne. W takim ujęciu nauczanie fizyki pozostaje na etapie bardzo wstępnym i jest zastępowane nauczaniem o fizyce. Czynione są wysiłki, by przedmiot był interesujący i dostępny dla bardzo szerokiej rzeszy uczniów.

Odbywa się to oczywiście kosztem nauczania fizyki jako takiej, co może mieć (ale nie musi, może być wyrównywane gdzie indziej) wpływ na kształcenie inżynierów, lekarzy, naukowców.

Zważywszy na to, że dzisiejsze nauczanie przynosi fatalne efekty, obecne tendencje mają racjonalne uzasadnienie. Należy jednak być świadomym, że zmiany niosą też niebezpieczeństwa. Nauczanie koncepcyjne w złym wykonaniu może nie będzie utrwalac niechęci do fizyki w szkole, ale może nadal utrwalac werbalizm, arogancję naukową i przekonanie o równoprawności tzw. wiedzy ezoterycznej z prawdziwą nauką.

Bardzo korzystną tendencją jest finansowanie fizyki poza szkołą: w mediach, w muzeach. Korzystne jest docenianie sztuki popularyzacji nauki.

W czasach demokracji kondycja i jakość nauczania zależą w dużej mierze od woli politycznej, a ta od życzeń wyborców. Jeżeli więc społeczeństwo wypowie zdecydowaną wojnę (u nas chyba już ją wypowiedziało) fizyce w szkole, to tej fizyki nie będzie. Rzecz w tym, że ludzie mają często życzenia schizofreniczne, bądź nie są świadomi konsekwencji pewnych decyzji. Zubożałe społeczeństwo chce mieć rezultaty natychmiast i niechętnie podejmuje kroki o opóźnionym działaniu. Na pewno ogniwem, które należy przerwać w łańcuchu ciągnącym w przepaść nauczanie fizyki, jest jakość nauczycieli i podręczniki. Jest to ogniwo, na które istotny wpływ, wręcz nie do zastąpienia, ma środowisko naukowe fizyków [23].

Środowisko naukowe powinno też mieć wpływ na komisje egzaminacyjne. Czy propozycja zadania prof. Turskiego zachęci kandydatów do wyboru tego przedmiotu? Czy też może przestraszy nauczycieli?

Dobre podręczniki i programy nie powstają w trzy miesiące, jak to sobie wyobraża minister oświaty [24]. Ich przygotowanie jest sprawą kosztowną i czasochłonną.

Należy mieć świadomość, że dobry nauczyciel fizyki narodzi się tylko z odpowiedniego kandydata w wyniku solidnych studiów. Dobry kandydat też musi mieć motywację. I tu wkraczamy na pole polityki finansowej państwa.

Możliwe, że w dzisiejszych czasach należałoby profesjonalnie, wydzielając z budżetu na naukę jakiś procent (tak, jak to robią Francuzi [25]), rozpocząć promocję fizyki w mediach. Nadzieja tkwi także w tym, że zarówno niedemokratyczne kraje azjatyckie, jak i bogatsze europejskie, korzystając z dobrodziejstw nowych czasów, utrzymają standard nauczania fizyki, do którego będziemy zmuszeni równać.

W artykule wykorzystano materiały uzyskane w ramach grantu KBN nr 2P03 09115.

Literatura

- [1] Z. Gołąb-Meyer, „Matura Alberta Einsteina”, *Foton*, nr 63 (1999), s. 45; *The collected papers of Albert Einstein*, t. 1, red J. Stachel (Princeton University Press).
- [2] *Adreßbuch der lebenden Physiker, Mathematiker und Astronomen des In- und Auslandes und der technischen Hilfskräfte* (Verlag von Johann Ambrosius Barth, Leipzig 1909).
- [3] M. Heilpern, *Krótki wykład fizyki w zastosowaniu do potrzeb rzemieślników, monterów, maszynistów, piwowarów, gorzelanych, uczniów niższych szkół rolniczych, rzemieślniczych i przemysłowych, słuchaczy początkowych kursów technicznych itp.*, z polecenia Komitetu Muzeum Przemysłu i Rolnictwa w Warszawie (Gebethner i Wolff, Warszawa 1909).
- [4] Book Raport, *The Physics Teacher*, May 1999, s. 283.
- [5] M. Smoluchowski, *Poradnik dla samouków* (A. Heflich i St. Michalski, Warszawa 1917).
- [6] M. Faraday, *Dzieje świecy* (I wyd. polskie Kasa Mianowskiego, Warszawa 1914; wyd. VI Prószyński i S-ka, Warszawa 1997).
- [7] W. Błasiak, informacja na Zjeździe PTF w Katowicach, 1997, także materiały WOM Kraków.
- [8] A. Eisenkraft, *Active Physics* (Armouk, NY 1998).
- [9] Z. Gołąb-Meyer, *Foton*, nr 29 (1994), s. 2.
- [10] J.E. Dmochowski, *Postępy Fizyki* 48, 57 (1997).
- [11] J. Reston Jr., *Galileusz* (Prószyński i S-ka, 1998).
- [12] J. Horgan, *Koniec nauki* (Prószyński i S-ka, 1998).
- [13] *Książka dla nauczyciela, 4 Przyroda* (WSiP, 1999).
- [14] Duenbostl, Mathelisch, Oudin, *Physik erleben* (Verlag Holder-Pichler-Tempsky, 1999).
- [15] I. Jacobs, *The Physical World* (New House, New Zealand 1996).
- [16] M. Martin, „Is Religious Education Compatible with Science Education”, *Science and Education* 6, 239 (1997).
- [17] K.C. Loving, „Multicultural Empowerment Model and Generative Teaching and Learning in Science”, *Science and Education* 6, 533 (1998).
- [18] S.K. Zeel, „Ecofeminism and Science Classroom”, *Science and Education* 7, 143 (1998).
- [19] P.W. Laws, P.J. Rosbrough, F.J. Poodry, „Women’s response to activity-based introductory physics program”, *Am. J. Phys.* 67, nr 7 (1999): supplement 1 „Physics Education Research”.
- [20] Polemika autora podręcznika *Energia jądrowa i promieniotwórczość* A. Czerwińskiego z autorem recenzji M. Budzyńskim, *Postępy Fizyki* 50, 3 (1999).
- [21] T. Haff, *Foton*, nr 5 (1992), s. 3; *Foton*, nr 7 (1992), s. 7; *Foton*, nr 38 (1995), s. 26; A. Figiel, *Foton*, nr 53 (1997), s. 27.
- [22] D. Goodstein, *Am. J. Phys.* 67, 182 (1999).
- [23] J. Mostowski, *Postępy Fizyki* 50, 81 (1999).
- [24] Wywiad w *Znaku*, nr 526 (marzec 1999), s. 12, rozmawia Witold Bobiński.
- [25] „Francuska strategia kształcenia w naukach ścisłych”, *Postępy Fizyki* (Kronika) 49, 349 (1998).

Międzynarodowe normy oceny niepewności pomiarów

Henryk Szydłowski

Wydział Fizyki, Uniwersytet im. Adama Mickiewicza, Poznań

International rules for evaluating of uncertainty in measurements

Abstract: The general rules for evaluating and expressing uncertainty in measurements, established in 1995 by ISO, and their consequences for education of physics and technology in laboratories are presented.

1. Wprowadzenie

W roku 1995, po wielu latach pracy, uzgodniono międzynarodowe normy dotyczące niepewności w pomiarach. Międzynarodowa Organizacja Normalizacyjna (ISO) opublikowała odpowiedni „Przewodnik” [1]. Uzgodnień dokonało 7 międzynarodowych organizacji: Międzynarodowe Biuro Miar (BIPM – Bureau international des poids et mesures), Międzynarodowa Komisja Elektrotechniczna (IEC – International Electrotechnical Commission), Międzynarodowa Federacja Chemii Klinicznej (IFCC – International Federation of Clinical Chemistry), Międzynarodowa Organizacja Normalizacyjna (ISO – International Organization for Standardization), Międzynarodowa Unia Chemii Czystej i Stosowanej (IUPAC – International Union of Pure and Applied Chemistry), Międzynarodowa Unia Fizyki Czystej i Stosowanej (IUPAP – International Union of Pure and Applied Physics) oraz Międzynarodowa Organizacja Metrologii Prawnej (OMIL – International Organization of Legal Metrology).

Po dokonaniu przekładu na język polski i przyjęciu odpowiedniej ustawy, do podjęcia której zobowiązują Polskę umowy międzynarodowe, stosowanie norm ISO w zakresie obliczania i poda-

wania w publikacjach niepewności pomiarów stanie się obowiązkiem podobnym do obowiązku stosowania układu SI. Przypomnijmy, że już obecnie, poza normami dotyczącymi jednostek, stosowanie jednoznacznych terminów obowiązuje w metrologii [2].

Nowości dotyczą przede wszystkim odróżnienia niepewności pomiarów od błędów w potocznym tego słowa znaczeniu, przyjęcia uzgodnionej terminologii i powszechnie akceptowanej miary niepewności w pomiarach, szerszego korzystania z metod statystycznych oraz sposobów oceny i obliczania niepewności.

Wprowadzenie nowych norm pociągnie za sobą konieczność dostosowania podręczników. Szczególnie dotyczy to podręczników akademickich do laboratoriów (fizycznych, chemicznych i technicznych), metrologii, teorii pomiarów oraz różnego rodzaju tablic fizycznych. W znacznie mniejszym stopniu dotyczyć to będzie podręczników szkolnych z uwagi na rzadkie występowanie w nich oceny niepewności. W niniejszym artykule przedstawiono zasadniczą treść „Przewodnika” [1] oraz zastosowano terminologię zgodną z dokumentem [3]. W nawiasach podano odpowiednie terminy angielskie.

2. Pomiar, wynik pomiaru oraz jego błędy i niepewności

Pierwszą rzeczą podlegającą unormowaniu jest terminologia. Oczywiście obowiązuje nadal w pełni terminologia metrologiczna ustalona wcześniejszymi normami [2]. Najważniejszym na nowo określonym terminem jest niepewność (uncertainty). W języku potocznym słowo to oznacza „wątpliwość” lub „powątpiewanie”. Podobnie „niepewność pomiaru” (uncertainty in measurement) oznacza wątpliwości dotyczące wartości wyniku pomiaru. Słowo „niepewność” bez dodatkowych określeń ma podwójne znaczenie: zarówno pojęcia ogólnego, jak i miary ilościowej. W przypadku stosowania terminu w znaczeniu ilościowym dodaje się odpowiedni przymiotnik. Formalnie niepewność pomiaru definiujemy jako parametr charakteryzujący rozrzut wartości wyników, które można w uzasadniony sposób przypisać wielkości mierzonej. Przykładowym parametrem określającym niepewność pomiaru może być odchylenie standardowe obliczone dla serii pomiarów, lecz na pełną niepewność powinny składać się wszystkie przyczynki, pochodzące od rozrzutu wyników, rozkładu prawdopodobieństwa przyjętego na podstawie wiedzy o mierzonej wielkości, o jej pomiarach lub wynikające z doświadczenia życiowego. Pełny wynik pomiaru składa się z wartości przypisanej wielkości mierzonej na podstawie pomiaru oraz z wartości przypisanej niepewności pomiaru.

Stosowane są następujące terminy o nowym znaczeniu:

— niepewność standardowa (standard uncertainty) – jest to niepewność pomiaru odpowiadająca odchyleniu standardowemu średniej;

— ocena niepewności metodą typu A (type A evaluation of uncertainty), oparta na metodzie określania niepewności pomiaru drogą analizy statystycznej serii wyników pomiarów;

— ocena niepewności metodą typu B (type B evaluation of uncertainty), oparta na metodzie określania niepewności pomiarów drogą inną niż w przypadku A, na przykład na podstawie wielkości działki elementarnej;

— złożona niepewność standardowa (combined standard uncertainty), która jest niepewnością wyników pomiarów pośrednich i jest

obliczana z prawa przenoszenia niepewności pomiaru;

— niepewność rozszerzona (expanded uncertainty), która jest miarą pewnego „przedziału ufności” otaczającego wynik pomiaru (oczekuje się, że w przedziale tym jest zawarta duża część wartości, które w rozsądny sposób można przypisać wielkości mierzonej);

— współczynnik rozszerzenia (coverage factor), który jest mnożnikiem niepewności standardowej, stosowanym w celu uzyskania niepewności rozszerzonej; jego typowe wartości mieszczą się w przedziale między 2 a 3.

Niepewność wyniku pomiaru odzwierciedla fakt braku znajomości dokładnej wartości wielkości mierzonej. Wśród wielu przyczyn niepewności w pomiarach należy wymienić następujące (nie wszystkie są niezależne): a) niepełna definicja wielkości mierzonej, b) niedokładne wykonanie tej definicji, c) niereprezentatywność próby (serii wyników pomiarów), d) niedokładna znajomość wpływu działania czynników zewnętrznych (otoczenia) lub ich niedokładny pomiar, e) błędy obserwatora przy odczytywaniu przyrządów analogowych, f) skończona zdolność rozdzielcza przyrządów, g) niedokładne wartości stosowanych wzorców i materiałów odniesienia, h) niedokładne wartości stałych lub parametrów pochodzących z innych źródeł, i) przybliżenia i założenia upraszczające w pomiarach oraz procedurze pomiarowej, j) zmiany kolejnych wyników pomiarów wielkości mierzonej w pozornie identycznych warunkach.

Rozróżnianie metod obliczeń typu A i B nie ma nic wspólnego z dotychczasowym podziałem na błędy przypadkowe i systematyczne, lecz wskazuje na dwie różne drogi oceny składników niepewności. Podział ten nie ma też na celu zróżnicowania tych typów ze względu na ich naturę. Obydwa sposoby oceny są oparte na rozkładach prawdopodobieństwa, a ilościową miarą każdego z tych składników jest odchylenie standardowe. Niepewność standardową metodą typu A oblicza się na podstawie rozkładu częstości. Niepewność standardową metodą typu B oblicza się (a raczej szacuje) na podstawie rozkładu prawdopodobieństwa przyjętego przez eksperymentatora (prawdopodobieństwa subiektywnego).

Według aktualnych zaleceń terminologicznych o błędzie pomiaru mówi się wtedy, gdy wy-

stępuje jakaś niedoskonałość w pomiarze. Tradycyjnie wyróżnia się dwa składniki błędu: przypadkowy i systematyczny. Należy zauważyć, że tradycyjne pojęcie błędu jest wyidealizowane, bowiem nie można znać jego dokładnej wartości. Błąd przypadkowy jest wynikiem nieprzewidywalnych czasowych lub przestrzennych zmian czynników przypadkowych [4] wpływających na pomiar; daje on przyczynek zwiększający rozrzut wyników, a tym samym przyczynek do odchylenia standardowego. Nie można więc go skompensować, a jego wartość oczekiwana wynosi zero.

Błąd systematyczny jest również wynikiem czasowych lub przestrzennych zmian czynników wpływających na pomiar, ale te czynniki można rozpoznać, a jeżeli ich wpływ jest znaczący, to można wprowadzić poprawkę kompensującą. Przy analizie niepewności pomiarów zakładamy, że do wyników pomiarów wprowadza się poprawki kompensujące błąd. Poprawki również są obarczone niepewnością, stąd nawet po wniesieniu poprawki wynik jest obarczony pewnym błędem. Słowo „błąd” będzie odtąd stosowane tylko w znaczeniu błędu, który tradycyjnie jest nazywany błędem systematycznym.

3. Obliczanie niepewności pomiarów bezpośrednich

Wielkość X mierzona bezpośrednio traktujemy jako zmienną losową. Wykonywanie pomiarów bezpośrednich jest odpowiednikiem losowania n -elementowej próby $\{x_1, x_2, x_3, \dots, x_n\}$ z nieskończonej licznej populacji, którą stanowią wszystkie możliwe do wykonania pomiary. Do próby stosuje się wiedzę z zakresu statystyki matematycznej. Jednak nie można konsekwentnie stosować reguł statystyki matematycznej, dotyczących oznaczania zmiennych losowych wielkimi literami, a wartości liczbowych estymatorów z próby literami małymi. Oznaczenia wielkości fizycznych trzeba stosować zgodnie z wcześniej przyjętymi normami [5] zalecanymi również przez ISO, w których używane są zarówno wielkie, jak i małe litery. Zakładamy z reguły, że populacja ma rozkład normalny $N(\mu, \sigma)$, gdzie μ oznacza wartość oczekiwaną, a σ odchylenie standardowe. Za wynik pomiaru przyjmuje się wartość liczbową (estymatę) estymatora $E(X)$ wartości oczekiwanej, czyli w praktyce średnią arytmetyczną wy-

ników:

$$\bar{x} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n x_i. \quad (1)$$

Odchylenie standardowe wyników pomiaru jest dodatnią wartością pierwiastka kwadratowego z wartości liczbowej estymatora wariancji $V(x)$ oznaczonej symbolem s_x^2 lub $s^2(x)$, którą oblicza się ze wzoru

$$s_x^2 = \frac{1}{n-1} \sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})^2. \quad (2)$$

Niepewnością standardową wyniku \bar{x} pomiaru wielkości X nazywa się odchylenie standardowe średniej wyników pomiaru: $s_{\bar{x}}^2 = s_x^2/n$, które obliczamy z wzoru

$$u(x) = s_{\bar{x}}^2 = \frac{1}{n(n-1)} \sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})^2. \quad (3)$$

Niepewność obliczana w ten sposób jest niepewnością standardową obliczoną metodą typu A.

Niepewność standardową szacuje się metodą typu B w przypadku, gdy dostępny jest tylko jeden wynik pomiaru (lub tylko po jednym wyniku pomiaru każdej wielkości), albo gdy wyniki nie wykazują rozrzutu. Wówczas niepewność standardową ocenia się na podstawie wiedzy o danej wielkości lub o przedziale, w którym wartość rzeczywista powinna się mieścić. W nowszych tablicach fizycznych jest podawana miara niepewności. Zazwyczaj jest to niepewność rozszerzona, której współczynnik rozszerzenia $k = 3$, co odpowiada trzykrotnemu odchyleniu standardowemu średniej. Oczywiście wtedy niepewność standardowa jest równa 1/3 podanej wartości.

W przypadku wyników nie wykazujących rozrzutu należy wykorzystać informację o wartości działki elementarnej stosowanego miernika, która jest równa niepewności wzorcowania Δx . Przyjmuje się, że wartość Δx jest równa połowie szerokości rozkładu jednostajnego z odchyleniem standardowym

$$u(x) = \Delta x / \sqrt{3}. \quad (4)$$

Jeżeli na podstawie ogólnej wiedzy można przyjmując symetryczny rozkład trójkątny, to odchylenie standardowe wyraża się wzorem

$$u(x) = \Delta x / \sqrt{6}. \quad (5)$$

Można również stosować inne rozkłady.

Jeśli obydwa typy niepewności występują równocześnie, to należy posłużyć się prawem sumowania wariancji, które prowadzi do następującego wzoru na niepewność standardową (całkowitą):

$$u(x) = \sqrt{s_x^2 + (\Delta x)^2/3}. \quad (6)$$

4. Obliczanie złożonych niepewności standardowych

Najczęściej wykonuje się pomiary pośrednie i oblicza wielkość mierzoną y , korzystając ze związku funkcyjnego

$$y = f(x_1, x_2, x_3, \dots, x_k, \dots, x_K), \quad (7)$$

gdzie symbole $x_1, x_2, x_3, \dots, x_k, \dots, x_K$ oznaczają K wielkości mierzonych bezpośrednio. Zakłada się, że znane są wyniki pomiarów $\bar{x}_1, \bar{x}_2, \bar{x}_3, \dots, \bar{x}_k, \dots, \bar{x}_K$ tych wielkości oraz ich niepewności standardowe $u(x_1), u(x_2), u(x_3), \dots, u(x_k), \dots, u(x_K)$. Wynik (końcowy) pomiaru oblicza się ze wzoru

$$\bar{y} = f(\bar{x}_1, \bar{x}_2, \bar{x}_3, \dots, \bar{x}_k, \dots, \bar{x}_K). \quad (8)$$

Przy obliczaniu niepewności standardowej pomiaru pośredniego należy rozróżnić nieskorelowane i skorelowane pomiary wielkości mierzonych bezpośrednio.

W pomiarach nieskorelowanych każdą wielkość mierzy się w innym, niezależnym doświadczeniu. Przykładem może być wyznaczenie prędkości $v = l/t$ sprintera na dystansie 100 m, w którym najpierw dokładnie wyznacza się długość l trasy (bieżni), a dopiero po jej wyznaczeniu z niepewnością $u(l)$ mierzy czas t z niepewnością $u(t)$.

Złożoną niepewność standardową pośrednich pomiarów nieskorelowanych oblicza się ze wzoru przybliżonego¹

$$u_c^2(y) = \sum_{k=1}^K \left(\frac{\partial f}{\partial x_k} \right)^2 u^2(x_k). \quad (10)$$

Pomiary należy uznać za skorelowane zawsze wtedy, gdy dane wielkości są mierzone bezpośrednio za pomocą jednego zestawu doświadczalnego

w jednym doświadczeniu. W praktyce oznacza to, że wszystkie pomiary elektryczne wykonywane w laboratoriach studenckich są pomiarami skorelowanymi.

W „Przewodniku” jako przykład pomiaru skorelowanego podano wyznaczanie składowych R, X oporu zespolonego Z ($Z^2 = X^2 + R^2$) przez równoczesny pomiar przyłożonego napięcia zmiennego u , natężenia prądu i oraz przesunięcia fazowego ϕ . Wielkości wyznaczone są związane z wielkościami bezpośrednio mierzonymi wzorami

$$R = \frac{u}{i} \cos \phi, \quad X = \frac{u}{i} \sin \phi, \quad Z = \frac{u}{i}. \quad (11)$$

Nie chodzi tu o korelację między wynikami pomiarów $\bar{X}, \bar{Y}, \bar{Z}$, lecz o korelację między wielkościami mierzonymi, której miarą są współczynniki korelacji $r(\bar{u}, \bar{i}), r(\bar{u}, \bar{\phi}), r(\bar{i}, \bar{\phi})$.

W przypadku pomiarów skorelowanych trzeba uwzględnić korelacje zachodzące pomiędzy poszczególnymi wielkościami mierzonymi bezpośrednio. Złożona niepewność standardowa wielkości wyznaczonej (mierzonej pośrednio) wyraża się wzorem

$$\begin{aligned} u_c^2(y) &= \sum_{i=1}^K \sum_{j=1}^K \frac{\partial f}{\partial x_i} \frac{\partial f}{\partial x_j} u(x_i, x_j) = \\ &= \sum_{i=1}^K \left(\frac{\partial f}{\partial x_i} \right)^2 u^2(x_i) + \\ &+ 2 \sum_{i=1}^K \sum_{j \neq i}^K \frac{\partial f}{\partial x_i} \frac{\partial f}{\partial x_j} u(x_i, x_j), \quad (12) \end{aligned}$$

gdzie $u(x_i, x_j)$ oznacza kowariancję wielkości x_i, x_j . Wzór (12) można przekształcić, wprowadzając współczynniki korelacji zdefiniowane wzorem

$$r(x_i, x_j) = \frac{u(x_i, x_j)}{u(x_i) u(x_j)}. \quad (13)$$

Wówczas równanie (12) przyjmuje postać

$$\begin{aligned} u_c^2(y) &= \sum_{i=1}^K \left(\frac{\partial f}{\partial x_i} \right)^2 u^2(x_i) + \\ &+ 2 \sum_{i=1}^K \sum_{i=2}^K \frac{\partial f}{\partial x_i} \frac{\partial f}{\partial x_j} u(x_i) u(x_j) r(x_i, x_j). \quad (14) \end{aligned}$$

¹ Przy jego wyprowadzaniu w rozwinięciu w szereg Taylora uwzględnia się tylko wyrazy pierwszego rzędu. W „Przewodniku” zaznaczono, że gdy funkcja (7) jest nieliniowa w znaczący sposób, to trzeba uwzględnić w rozwinięciu w szereg Taylora wyrazy wyższego rzędu. Przybliżenie to może również okazać się niewystarczające, jeżeli rozkłady prawdopodobieństw dla wielkości wejściowych są niesymetryczne.

W „Przewodniku” zwrócono uwagę na fakt, że równanie (14) można napisać w postaci

$$u_c^2(y) = \sum_{i=1}^K c_i^2 u^2(x_i) + 2 \sum_{i=1}^K \sum_{j=2}^K c_i c_j u(x_i) u(x_j) r(x_i, x_j), \quad (15)$$

która ma istotne znaczenie przy planowaniu pomiarów.

„Przewodnik” zawiera również zalecenie dotyczące obliczania efektywnej liczby stopni swobody ν_{eff} (effective degrees of freedom) wyników pomiarów pośrednich nieskorelowanych. Jest to nowy element w analizie niepewności pomiarów, rzadko wspominany w podręcznikach statystyki. Efektywną liczbę stopni swobody należy obliczyć ze wzoru Welch–Satterthwaite’a [7–9]

$$\frac{u_c^4(y)}{\nu_{\text{eff}}} = \sum_{i=1}^K \frac{c_i^4 u^4(x_i)}{\nu_i}, \quad (16)$$

gdzie ν_i oznacza liczbę stopni swobody wielkości x_i mierzonej bezpośrednio, a $c_i u(x_i)$ oznacza składniki z równania (15).

Z uwagi na bardzo skomplikowane obliczenie złożonej niepewności standardowej wielkości mierzonej pośrednio o skorelowanych wielkościach wejściowych (mierzonych bezpośrednio), w pracowniach studenckich wygodniej postępować następująco. Wyniki y_i oblicza się ze wzoru (7) korzystając z kompletu wyników pomiarów bezpośrednich $x_{k,i}$ uzyskanych w i -tym pomiarze. Seria wyników y_i uzyskanych w n pomiarach stanowi próbę podobnie jak w pomiarach bezpośrednich, z której oblicza się średnią (1) oraz odchylenie standardowe s_y^2 (3). Przyjmuje się, że złożona niepewność standardowa wynosi $u(y) = s_y$.

5. Niepewność rozszerzona i zapisywanie wyników

W przypadku spełnienia założeń statystycznych niepewność standardową można interpretować jako odchylenie standardowe. Niepewność standardowa jednoznacznie określa wartość wyniku, lecz dla celów komercyjnych, przemysłowych, zdrowia i bezpieczeństwa zachodzi konieczność podania miary niepewności, która określa

przedział otaczający wynik pomiaru i zawierający dużą, z góry określoną część wyników, jakie można przypisać wielkości mierzonej. Niepewność spełniająca powyższy warunek nazywa się niepewnością rozszerzoną i oznacza symbolem $U(y)$ lub U . Definiuje się ją wzorem

$$U(y) = k u_c(y), \quad (17)$$

gdzie k nazywa się współczynnikiem rozszerzenia.

Wynik pomiaru zapisuje się zgodnie z regułami przyjętymi w statystyce matematycznej w postaci

$$Y = \bar{y} \pm U(y), \quad (18)$$

co oznacza, że najlepszą estymatą wartości oczekiwanej wielkości Y jest \bar{y} i można oczekiwać, że przedział $\bar{y} - U(y) \leq Y \leq \bar{y} + U(y)$ zawiera dużą część rozkładu wartości, które można by przypisać zmiennej losowej Y . Przedział ten można nazywać przedziałem ufności tylko w przypadku, gdy wszystkie składniki niepewności standardowej są typu A.

W analizie niepewności pomiarowych normalnie stosuje się termin „przedział ufności”, a zamiast terminu „poziom ufności” stosuje się określenie „prawdopodobieństwo pokrycia” i „współczynnik rozszerzenia”.

Przy podawaniu wyników zaleca się: a) opisać jednoznacznie metodę obliczeń wyniku i niepewności, b) podać składniki niepewności i sposób ich obliczania, c) przedstawić wyniki w taki sposób, by ich użytkownik miał możliwość powtórzenia obliczeń, a nawet pomiarów, d) podać wszystkie wniesione poprawki i stałe oraz źródła, z których je zaczerpnięto.

W raportach należy podawać: a) pełną definicję wielkości mierzonej, b) wynik końcowy i złożoną niepewność standardową wraz z jednostkami, c) niepewność rozszerzoną, d) poziom ufności związany z przedziałem, e) względną niepewność standardową $u_c(y)/|y|$, f) wszystkie poprawki oraz ich źródła, g) efektywną liczbę stopni swobody oraz typ niepewności (A lub B).

Wynik należy zaokrąglić według reguł dotychczas stosowanych [6] i zapisać w jeden z następujących sposobów:

$$\begin{aligned} m_s &= 100,021\,47\text{ g}, & u_c(m_s) &= 0,35\text{ mg}, \\ m_s &= 100,021\,47(35)\text{ g}, \\ m_s &= 100,021\,47(0,000\,35)\text{ g}, \\ m_s &= (100,021\,47 \pm 0,000\,35)\text{ g}. \end{aligned}$$

6. Uwagi końcowe

Zgodnie z obowiązującym ustawodawstwem zasady zawarte w „Przewodniku” muszą zostać wdrożone do praktyki i nauczania w taki sam sposób, jak Międzynarodowy Układ Jednostek Miar SI. Trzeba będzie zatem dostosować podręczniki do laboratoriów akademickich, metrologii itp. Powinny również zakończyć się nieustanne protesty matematyków, którzy uważają za niedopuszczalne przybliżenia, uproszczenia, a nawet odstępstwa od oznaczeń stosowanych w podręcznikach statystyki matematycznej. Przykładem przedmiotu protestów jest przyjęcie rozkładu jednostajnego i odchylenia standardowego $\Delta_d x / \sqrt{3}$ jako niepewności wzorcowania przyrządów pomiarowych. Odpowiadające prawdopodobieństwo w rozkładzie jednostajnym wynosi 58%, a nie 68%, jak w rozkładzie normalnym. Gdy stosuje się niepewność standardową rozszerzoną, prawdopodobieństwo to dla współczynnika rozszerzenia $k = 2$ w rozkładzie jednostajnym przekracza 100%, a w rozkładzie normalnym wynosi zaledwie około 95% [1]. Dodajmy, że samo „odchylenie standardowe względne odchylenia standardowego” jest zdefiniowane stosunkiem

$$\frac{\sigma^2[s(x)]}{\sigma^2(x)} \approx \frac{s^2(x)/2\nu}{s^2(x)} = \frac{1}{2(n-1)},$$

skąd

$$\sqrt{\frac{\sigma^2[s(x)]}{\sigma^2(x)}} \approx \frac{1}{\sqrt{2(n-1)}}.$$

Stosunek ten ma znaczenie niepewności oszacowania odchylenia standardowego i wynosi: dla $n = 2$ ok. 76%, dla $n = 5$ ok. 36%, a dla $n = 50$ jeszcze ok. 10%, czyli nawet dla 50 pomiarów jest tego samego rzędu, co błąd wynikający z zaokrąglenia odchylenia standardowego. A przecież „obliczanie” niepewności standardowej jest tylko rodzajem zgrubnego szacowania.

Literatura

- [1] *Guide to Expression of Uncertainty in Measurement*, ISO 1995, Switzerland.
- [2] *Międzynarodowy słownik podstawowych i ogólnych terminów metrologii* (w oparciu o dokument ISO z roku 1993, Główny Urząd Miar, Warszawa 1996).
- [3] *Wyrażanie niepewności pomiaru: Przewodnik* (Główny Urząd Miar, Warszawa 1999).
- [4] *Teoria pomiarów*, red. H. Szydłowski (PWN, Warszawa 1984).
- [5] *Symbols, units, nomenclature and fundamental constants in physics*, Document of the International Union of Pure and Applied Physics, nr 25 (1987).
- [6] H. Szydłowski, *Pracownia fizyczna* (PWN, Warszawa 1999).
- [7] B.L. Welch, *J. R. Stat. Soc. Suppl.* **3**, 29 (1938); *Biometrika* **29**, 350 (1947).
- [8] H. Fairfield-Smith, *J. Counc. Sci. Indust. Res. (Australia)* **9**, 211 (1936).
- [9] F.E. Satterthwaite, *Psychometrika* **6**, 309 (1946); *Biometrics Bull.* **2**, 110 (1941).

Statistical Physics Applied to Practical Problems

W dniach 19–22 maja 1999 r. na Politechnice w Budapeszcie odbyło się pod auspicjami Sekcji ds. Nauki NATO Naukowe Spotkanie Robocze (Advanced Research Workshop) poświęcone zastosowaniu metod i aparatu teoretycznego fizyki statystycznej do rozwiązywania praktycznych problemów w intensywnie rozwijających się w końcu XX w. dyscyplinach, jak np.: biologia i medycyna, ekologia, geologia, informatyka, technologia chemiczna i elektronowa, jak również w bardziej „egzotycznych” w pojęciu zastosowań fizyki działach, jak ekonomia, finanse czy też nauki społeczno-polityczne.

Inicjatorem Spotkania był Marcel Ausloos (Instytut Fizyki, Uniwersytet w Liège), zaś jego realizacji podjęli się: H. Eugene Stanley (Center for Polymer Studies, Uniwersytet w Bostonie) – dyrektor, Adam Gadomski (Instytut Matematyki i Fizyki, Akademia Techniczno-Rolnicza, Bydgoszcz), Janos Kertész (Instytut Fizyki, Politechnika, Budapeszt) oraz Nicolas Vandewalle (Instytut Fizyki, Uniwersytet w Liège) – członkowie Komitetu Organizacyjnego.

W celu usprawnienia działań Komitet Organizacyjny podzielił między siebie zakres obowiązków w sposób następujący: H.E. Stanley – kontakty oficjalne z Sekcją ds. Nauki NATO w Brukseli oraz z wykładowcami Spotkania; J. Kertész – organizacja imprezy (zakwaterowanie, wyżywienie, sprawy socjalne), realizacja programu oraz kontakty z wykładowcami; N. Vandewalle – kontakty z Sekcją ds. Nauki NATO w Brukseli (sprawy finansowe i administracyjne) oraz wykonanie strony internetowej Spotkania (www.supras.phys.ulg.ac.be/statphys/arw.html); A. Gadomski – rekrutacja uczestników imprezy nie będących wykładowcami, współorganizacja (z J. Kerteszem) sesji plakatowej, kontakty z uczestnikami imprezy pochodzącymi z krajów nowo przyjętych do Paktu Północnoatlantyckiego oraz będących partnerami krajów Paktu.

W imprezie wzięło udział 57 naukowców, w tym 29 wykładowców, których udział był w większości całkowicie sponsorowany przez NATO, 24 uczestników, których udział był częściowo sponsorowany przez NATO oraz 4 wyżej wymienieni organizatorzy spotkania. Uczestnicy reprezentowali 20 różnych krajów, w tym nowo przyjęte do Paktu: Czechy (4), Polskę (10) i Węgry (11). Kraje NATO były reprezentowane przez uczestników z: Belgii (2), Danii (1), Francji (3), Niemiec (1), Włoch (4), Norwegii (1), Portugalii (2), Turcji (1), Wielkiej Brytanii (3) oraz USA (5). Pozostałe kraje, których przedstawiciele uczestniczyli w Spotkaniu, to: Brazylia (1), Finlandia (1), Japonia (3), Izrael (1) oraz Bułgaria (1), Rosja (1) i Rumunia (1).

W okresie 4 dni trwania imprezy poruszono różnorodne zagadnienia związane z zastosowaniem fizyki statystycznej. Powitania uczestników spotkania dokonał jego gospodarz prof. Janos Kertész. Zajęcia rozpoczęły się wykładem prof. Pierre'a-Gilles'a de Gennes'a, laureata Nagrody Nobla z fizyki (1991 r.). Dotyczył on fundamentalnego zagadnienia biofizyki, mianowicie procesu wnikania łańcuchów DNA do komórki, i wykorzystywał znaną w fizyce statystycznej metodę skalowania, którą autor wystąpienia twórczo stosował w wielu zagadnieniach fizyki magnetyków, ciekłych kryształów i polimerów. Zakończył je zaś wykład sir Samuela F. Edwardsa o tym, co można zrobić z przeszkiem. W wykładzie tym autor – jeden z twórców znanego w fizyce statystycznej równania opisującego ewolucję powierzchni materiału osadzanego na podłożu (równanie Edwardsa–Wilkinsona, zob. np. A. Gadomski i in., *Acta Phys. Pol. B* **29**, 1647 (1998)) – zaproponował kompleksowe, wykorzystujące teorię procesów stochastycznych podejście do wielu zagadnień pojawiających się podczas prób opisu analitycznego dynamiki granulatu, jak np. osadzanie, aglomeracja, rozlewanie, mieszanie czy też ściskanie.

W trakcie spotkania odbył się także wykład prof. Michaela E. Fishera (prawo skalowania Fishera) dotyczący innego ważnego zagadnienia z dziedziny biofizyki, mianowicie motorów molekularnych (np. niektóre typy biopolimerów i układów biopolimerowych), wraz z analizą rodzajów pól sił wywieranych przez nie na otoczenie (swego rodzaju głos w dyskusji na ten temat stanowił wykład polskiego uczestnika Warsztatu prof. Jerzego Łuczki o transporcie indukowanym szumem, wraz z analizą przydatności koncepcji tzw. zapadki Feynmana w tego typu zagadnieniach; zob. J. Kula i in., *Chem. Phys.* **235**, 27 (1998)).

Ponieważ tematy przedstawione przez wykładowców podczas Spotkania nie były ściśle pogrupowane w bloki tematyczne, a raczej dość „luźno skorelowane”, poniżej podaję je w kolejności alfabetycznej nazwisk ich autorów. Wspólny dla większości z nich tytuł brzmiał „Fizyka statystyczna zastosowana w problemie ...”: niestabilności naczyń krwionośnych (P. Alstrom, Dania); ekonomiczno-finansowej samoorganizacji rynku (M. Ausloos, Belgia); zachowania się kompleksów typu DNA-substancja powierzchniowo czynna (M. Barbosa, Brazylia); zwilżania tzw. cieczy złożonych (polimerów) (F. Brochard-Wyart, Francja); subkontynuualnej dynamiki płynów (przepływ Knudsen) (M. Cieplak, Polska); pasywnego wnikania łańcuchów DNA do komórki (pęcherzyka) (P.-G. de Gennes, Francja); osadzania materiałów granularnych (S.F. Edwards, Wielka Brytania); sił wywieranych przez motory molekularne na otoczenie (M.E. Fisher, USA); z dziedziny nauk społecznych – problem głosowań na ugrupowania społeczne i polityczne

TEMPMEKO '99

(S. Galam, Francja); diagnostyki akcji serca (Sh. Havlin, Izrael); wydobywania ropy naftowej (P.R. King, Wielka Brytania); finansowym (giełda) (I. Kondor, Węgry); dynamiki ruchów nie-brownowskich (R. Kutner, Polska); transportu stochastycznego indukowanego szumem nietermicznym (J. Łuczka, Polska); finansowym (R. Mantegna, Włochy); formowania się kolonii bakteryjnych (M. Matsushita, Japonia); lokalizacji oraz dynamiki populacji biologicznych (D.R. Nelson, USA); dynamiki fal chemicznych w membranach (S. Noszticziusz, Węgry); dynamiki populacji (A. Pękalski, Polska); formowania się figur Liesegang (Z. Racz, Węgry); dynamiki układów cząstek obdarzonych momentem magnetycznym (A. Skjeltorp, Norwegia); mechaniki granulatów (H.L. Swinney, USA); kondensacji Bosego-Einsteina gazów w pułapkach (P. Szeffalussy, Węgry – nie odbył się, choć została udostępniona jego forma pisana); pęknięcia materiału (H. Takayasu, Japonia); przekazu informacji w Internecie (M. Takayasu, Japonia); fraktalności i chaosu w przepływach otwartych (T. Tel, Węgry); opisu fraktalnego naturalnych form geologicznych i górotworów (D.L. Turcotte, USA); ruchu z zaburzeniem losowym w układach biologicznych typu kolonie ptaków (T. Vicsek, Węgry); wzrostu powierzchni materiału (D.E. Wolf, Niemcy); z dziedziny liczb pierwszych, z możliwością wykorzystania w kryptografii, kodowaniu informacji itp. (M. Wolf, Polska).

Słowo kończące, w tym podsumowanie oraz uwagi nt. perspektyw Naukowych Spotkań Roboczych NATO, przypadły w udziale prof. H. Eugene'owi Stanleyowi, wielokrotnemu organizatorowi tego typu imprez (zob. np. *On Growth and Form*, red. H.E. Stanley, N. Ostrowski (Martinus Nijhof, Dordrecht 1985)). Zauważył on, iż uczestnicy spotkania zaprezentowali również kilkanaście plakatów oraz manuskrypty, preprinty i reprinty swoich najnowszych prac. Jak można się było spodziewać, zakres tematyczny był bardzo szeroki: od teorii przemian fazowych i modeli fizyki ciała stałego (Isinga, Potts) poczynsz, a na zagadnieniach meteorologicznych, epidemiologicznych czy też ekonomiczno-finansowych skończywszy. Ponadto każdy z uczestników nie będący wykładowcą otrzymał, wskutek nieobecności prof. Szeffalussy, dodatkową możliwość krótkiego przedstawienia aktualnego zakresu swoich zainteresowań naukowych, ze szczególnym uwzględnieniem tego, co przygotował pod kątem dyskusji naukowej.

Czterej wyżej wymienieni współorganizatorzy imprezy współredagowali specjalne wydanie czasopisma *Physica A* (zaplanowane na grudzień 1999 r. jako tom 274, z. 1–2) pt. „Applications of Statistical Physics”, red. A. Gadomski, J. Kertész, H.E. Stanley oraz N. Vandewalle, dostępne również w postaci książki pod tym samym tytułem, wydanej przez North-Holland, Amsterdam, 2000 (styczeń).

Adam Gadomski

Instytut Matematyki i Fizyki ATR
Bydgoszcz

Po raz siódmy w dniach od 1 do 3 czerwca 1999 r. odbyło się Międzynarodowe Sympozjum „Pomiary Temperatury i Ciepła w Przemśle i Nauce” – TEMPMEKO '99. Organizatorem Sympozjum był holenderski instytut metrologii w Delft – Nederlands Meetinstituut Van Swinden Laboratorium (NMI-VSL). Sympozjum jak zwykle odbywało się pod auspicjami 12 Komitetu Technicznego Międzynarodowej Konfederacji Pomiarów IMEKO, a sponsorowane było przez NMI, FOM (Fundamenteel Onderzoek der Materie) Foundation i Physica Foundation. Organizowane co trzy lata spotkania poświęcone są aktualnym zagadnieniom związanym z pomiarami ciepła, temperatury i wilgotności. Główne bloki tematyczne tegorocznego Sympozjum to: 1) podstawowe zagadnienia i standardy, 2) wilgotność, 3) spójność pomiarowa, 4) zastosowania, 5) metody i czujniki, 6) pomiary ciepła, 7) termometria radiacyjna.

W Sympozjum uczestniczyło ok. 200 osób z 40 krajów świata. Wygłoszono 74 20-minutowe komunikaty w trzech równoległych odbywających się sekcjach i przedstawiono ok. 90 plakatów. Sesja plakatowa rozpoczęła się ok. południa pierwszego dnia i do końca Sympozjum wszystkie prace pozostały dostępne dla zainteresowanych. Wygłoszono 5 referatów plenarnych; Sympozjum otworzył Marten Durieux z Laboratorium Kamerlingha-Onnesa referatem na temat rozszerzenia Międzynarodowej Skali Temperatury z 1990 r. w zakresie najniższych temperatur aż do 1 mK opierając się na temperaturowej zależności ciśnienia topnienia zestalonego ^3He . Następnym wystąpieniem Roda White'a z Laboratorium Pomiaru Standardów w Nowej Zelandii poświęcone było rzadko poruszonym zagadnieniom niepewności w Międzynarodowej Skali Temperatury z 1990 r. Bruce E. Adams z Applied Materials (USA) omówił problemy związane z pomiarami temperatury w przemyśle półprzewodnikowym. Joachim Fisher z Physikalisches-Technische Bundesanstalt w Berlinie przedstawił kierunki rozwoju termometrii radiacyjnej; zagadnieniom termometrii radiacyjnej poświęcona była znaczna część wystąpień na Sympozjum. Stephanie Bell z National Physical Laboratory w Teddington wygłosiła bardzo ciekawy referat na temat pomiarów wilgotności. Sympozjum zakończyło wystąpienie sekretarza Międzynarodowego Biura Miar i Wąg (BIPM) Terry'ego Quinna poświęcone roli i zadaniom metrologii w XXI w.

Zarówno prace referowane, jak i przedstawiane w formie plakatów dotyczyły bardzo szerokiego widma zagadnień związanych z pomiarami temperatury, poczynając od prac fundamentalnych nad realizacją Międzynarodowej Skali Temperatury z 1990 r. (MST-90), do praktycznych metod pomiaru temperatury stosowanych w przemyśle. Bardzo dużą grupę tematyczną stanowiły wystąpienia dotyczące termometrii radiacyjnej. Stosunkowo dużo prac poświęcono metodom określania dokładności pomiarów i obliczania błędów. Więcej niż w czasie poprzednich konferencji przedstawiono komunikatów na temat pomiarów wilgotności, natomiast jak zwykle niewiele było prac

dotyczących pomiarów własności termofizycznych. Dlatego też na pewno na podkreślenie zasługują interesujące prace z Wojskowej Akademii Technicznej w Warszawie nad określeniem temperaturowej zależności przewodnictwa cieplnego i objętościowej pojemności cieplnej dla wybranych tworzyw sztucznych J. Zmywaczka i P. Koniorczyka oraz A. Panasa i J. Terpiłowskiego nad rozwojem termometrii stosowanej w badaniach własności termofizycznych o dużej rozdzielczości.

Polska termometria reprezentowana była przez 8 osób – z Głównego Urzędu Miar, Politechniki Łódzkiej, Politechniki Częstochowskiej, Instytutu Niskich Temperatur i Badań Strukturalnych PAN we Wrocławiu oraz ze wspomnianego już WAT-u. Przedstawiono 2 komunikaty i 5 plakatów.

Organizatorzy umożliwili uczestnikom zwiedzenie Instytutu Metrologii w Delft oraz Laboratorium Kamerlingha-Onnesa w Lejdzie. Samo Sympozjum zorganizowane

było profesjonalnie. Obrady odbywały się w specjalnie zaprojektowanym gmachu konferencyjnym, znajdującym się naprzeciw wielkiej nowoczesnej biblioteki, z której można było swobodnie korzystać. Mankamentem były wysokie ceny oferowanych usług, w tym koszty wpisowego w wysokości ok. 1000 DM. Jednak po zapłaceniu tego wpisowego cieszyć się można było nie tylko udziałem w spotkaniu naukowym na najwyższym poziomie, ale także wspaniałą atmosferą i krajobrazem małego uniwersyteckiego miasteczka holenderskiego, w którym znajdują się groby królów holenderskich i działa organizacja „Scena Polska”, popularyzująca kulturę polską.

Anna Szmyrka-Grzebyk

Instytut Niskich Temperatur
i Badań Strukturalnych PAN
Wrocław

RECENZJE

Twórca pierwszej bomby atomowej

Klaus Hoffmann: *J. Robert Oppenheimer, twórca pierwszej bomby atomowej*, z jęz. niemieckiego przełożył Tomasz Zak, Wydawnictwa Naukowo-Techniczne, Warszawa 1999, s. 322.

W dwa lata po ukazaniu się polskiego tłumaczenia książki Klause Hoffmanna o niemieckim radiochemiku Ottonie Hahnie (patrz recenzja, *PF* 51, 45 (2000)) otrzymujemy kolejną pracę tego autora – obszerną biografię amerykańskiego fizyka Roberta Oppenheimera (1904–67).

Książka o Oppenheimerze przybliży nam sylwetkę młodego człowieka wychowanego w warunkach bogatego domu nowojorskiego. Młodzieńca wykazującego oszałamiająco wszechstronne talenty i zainteresowania, który ostatecznie wybiera studia fizyki na Uniwersytecie Harvarda. Potem odbywa staże naukowe w Europie. U Maksa Borna w Getyndze podejmuje badania z zakresu mechaniki kwantowej. Pracę doktorską pisze w trzy tygodnie!

Po powrocie do USA jest bodaj najwybitniejszym fizykiem teoretykiem swego kraju. Tworzy szkołę naukową. Prowadzi pionierskie badania, m.in. przewiduje istnienie gwiazd neutronowych. Jednocześnie zaczyna się otwierać na otaczający go świat i... zbliża się do komunistów. W czasie wojny kieruje Laboratorium w Los Alamos. Wspólnie z wybitnymi naukowcami, wśród których jest wielu emigrantów z Europy, doprowadza do skonstruowania bomby atomowej. W jakiś czas po wojnie zostaje dyrektorem Instytutu Studiów Zaawansowanych w Princeton. Ale angażuje się głównie w sprawy amerykańskiego

programu atomowego. Występuje przeciw podjęciu prac nad bombą wodorową. Naraża się kręgom wojskowym i prawicy. Jest poddany niezwykle przykrej weryfikacji i odsunięty od tajemnic państwowych. Pozostaje dyrektorem Instytutu w Princeton, ale do prawdziwie twórczej pracy naukowej nie wraca. Często podróżuje, uczestniczy w międzynarodowych kongresach, wygłasza referaty, rozpowszechnia swoje poglądy na problemy ery atomowej, otrzymuje wyróżnienia.

Prześledzenie tej drogi życiowej może być interesujące dla szerokiego kręgu czytelników. Warstwa popularnonaukowa książki została naszkicowana lekko, nieco po dziennikarsku, bez zbędnych szczegółów (i niezbyt precyzyjnie). Nie powinna odstraszać osób dalekich od nauk przyrodniczych i techniki. A prywatne życie Oppenheimera oraz inne wątki, w tym narodziny i realizacja amerykańskiego programu atomowego Manhattan, wysiłki i sukcesy szpiegów radzieckich, czy problemy wielkiej powojennej polityki atomowej, są przedstawione żywo i ciekawie. Czytelnik jest pod wrażeniem ogromnego rozmachu, z jakim Amerykanie realizowali projekt Manhattan. Podziwia również pragmatyzm kierującego tym programem generała Grovesa, który na dyrektora Los Alamos powołał naukowca politycznie podejrzanego, ale niezwykle utalentowanego i w związku z tym – niezbędnego.

Oczywiście, o projekcie Manhattan i o Oppenheimerze pisano wiele już wcześniej. Jednak Hoffmann miał dostęp do nowych źródeł. Wśród nich są dokumenty odtajnione w Ameryce. Są również wspomnienia Sudopłatowa (1994), byłego generała NKWD. Ten wskazuje Oppenheimera jako jednego z fizyków, którzy tajemnice atomowe

przekazywali wywiadowi radzieckiemu. Powstaje pytanie, w jakim stopniu można wierzyć rewelacjom przedstawicieli służb specjalnych. To, że szpiegostwo na wielką skalę miało miejsce, nie ulega wątpliwości. Podobnie jak fakt, że były próby wciągnięcia do tej działalności samego Oppenheimera. Oskarżenia pod jego adresem mogą być jednak, zdaniem Hoffmanna, niesłuszne.

Obok powyższego pytania Czytelnik dostrzeże zapewne inne kwestie, które intrygują. Na przykład, czym można tłumaczyć fakt, że w latach trzydziestych wielu wykształconych Amerykanów zbliża się, a nawet wstępuje do ruchu komunistycznego. Czy decydujące znaczenie miała tu wrażliwość na problemy społeczne w czasach wielkiego kryzysu? Czy była to fascynacja (bez znajomości realiów) budowaniem w Rosji „nowego wspaniałego świata”? Czy też istotną rolę odgrywały obawy związane z rozwojem wydarzeń w III Rzeszy? Obawy nasiliły się po wybuchu wojny, kiedy do USA dotarły wieści o niemieckim programie nuklearnym. W przypadku skonstruowania broni atomowej hitlerowcy nie mieliby skrupułów przy jej użyciu przeciw aliantom. Zaangażowanie się naukowców w program amerykański było więc usprawiedliwione. Jednak po upadku Niemiec sytuacja uległa zmianie. Zastosowanie bomb atomowych przeciw Japonii budzi wątpliwości. Czy uczestnicząc w dyskusji nad wyborem miast do ataku atomowego i ucząc wojskowych, na jakiej wysokości powinien nastąpić wybuch, żeby zniszczenia były maksymalne, Oppenheimer nie przekroczył dopuszczalnej granicy?

Kolejne pytanie dotyczy tego, czy po wojnie można było uniknąć zawrotnego wyścigu zbrojeń. Niektórym naukowcom wydawało się, że wyścig mógł być zahamowany przez niedopuszczenie do produkcji bomby wodorowej i większą otwartość w stosunkach z ZSRR, przejawiającą się ujawnieniem sekretów broni atomowej. Należy jednak pamiętać, że dzięki szpiegom sekretów niemal nie było, a ewentualny system kontroli zbrojeń mógł nie być skuteczny w stosunku do Wschodu. Może właśnie osiągnięcie pułapu zbrojeń, który stworzył apokaliptyczne zagrożenie świata, sprawiło, że pokój w skali „makro” został utrzymany przez ponad pół wieku.

Czytelnikowi znającemu książkę Hoffmanna o Hahn nie nasuwają się liczne porównania z biografią Oppenheimera. Obie prace nawiązują do rozwoju badań atomowych końca XIX i pierwszej połowy XX w. Dotyczą naukowców, którzy wnieśli do tej dziedziny wkład bardzo istotny (przypomnijmy, że Hahn był odkrywcą rozszczepienia uranu). Skłaniają do podobnych refleksji, dotyczących m.in. odpowiedzialności uczonych za wykorzystanie wyników ich badań dla celów wojny. Można jednak dostrzec różnicę w prezentacji bohaterów. Wydaje się, że Autor nie chciał urazić rodaków podawaniem kłopotliwych informacji o Hahn z czasów nazizmu. Natomiast sylwetkę Oppenheimera przedstawił chyba bez retuszu.

Biografia Oppenheimera, podobnie do książki o Hahn, została starannie wydana. Wyraźny druk ułatwia lekturę. Atrakcję stanowią fotografie ukazujące bohatera

w różnych okresach życia oraz ludzi, z którymi się stykał, i miejsca, w których przebywał. Tłumaczenie jest dobre. Tylko nieliczne szczegóły budzą wątpliwości. Na przykład tytuł pracy „On the Quantum Theory of Vibration-Rotation Bands” tłumaczony jest (s. 35) jako „Teoria kwantowa drgających pasm rotacyjnych”, podczas gdy fizyk użyłby raczej określenia: „... pasm wibracyjno-rotacyjnych”.

Zapewne nieco więcej należy napisać nt. potknięć merytorycznych, choć i one nie są zbyt liczne i szczególnie istotne, jak to ilustrują następujące przykłady:

Na s. 21 czytamy, że „promienie beta... składają się z cząstek elementarnych pozbawionych masy”, co oczywiście nie jest ściśle. Na s. 31 znajdujemy zdanie: „cząstki alfa przemieniają atomy azotu w atomy tlenu, wybijając z nich po jednym atomie wodoru, czyli protonie”. Proton nie jest atomem, tylko jądrem wodoru. Autor pisze (s. 53), że Oppenheimer „w rozprawie z 1930 roku przewidział istnienie odpowiednika elektronu o ładunku dodatnim... Dwa lata później grupa badawcza Millikana zdołała wykryć te cząstki elementarne w promieniowaniu kosmicznym”. Hipotezę pozytonu łączy się jednak z Dirakiem, a odkrycie tej cząstki – z konkretną osobą, Andersonem. Wypadało o tym wspomnieć. Dalej czytamy: „Opierając się... na hipotezie Yukawy, który w 1935 r. postulował istnienie mezonu, kolejnej cząstki elementarnej, która miała być odkryta rok później...”. Wiemy, że cząstka odkryta wówczas to mion, a mezon Yukawy został zidentyfikowany dopiero po wojnie.

Na s. 57 Autor powtarza błąd z książki o Hahn. Pisze, że Cockcroft i Walton przeprowadzili „pierwszą przemianę jądrową za pomocą protonów przyspieszanych w cyklotronie”. Tymczasem ci fizycy stosowali akcelerator kaskadowy. Jeżeli się pisze (s. 58), że „izotopie można wyjaśnić tylko przez nadmiar lub niedobór neutronów”, to należałoby sprecyzować, w stosunku do czego ten „nadmiar” lub „niedobór” jest liczony. Wbrew temu, co Autor pisze na s. 207, w 1946 r. Gromyko nie był jeszcze ministrem spraw zagranicznych ZSRR. Podany na s. 246 symbol ^{90}S należy zastąpić przez ^{90}Sr .

Przechodząc do podsumowania można powiedzieć, że książka o Oppenheimerze jest w pewnym stopniu pracą popularyzującą zagadnienia fizyki i techniki atomowej. Ale w pierwszym rzędzie jest to interesująca biografia jednego z najwybitniejszych naukowców XX w., który budzi ogromny podziw, choć nie zawsze sympatię. Jego życie i dzieło ukazane jest na tle dramatycznych wydarzeń naukowych, wojennych i politycznych, o których pamięć jest dla nas wciąż żywa. Śledząc te wydarzenia, poznajemy bliżej inne osobistości nauki, wojska i polityki. Mamy też okazję do przemyśleń dotyczących etycznych aspektów działalności naukowej.

Jan Żylicz

Instytut Fizyki Doświadczalnej UW
Warszawa

Jaka jest pozycja w świecie polskiej fizyki wysokich energii?

Co jakiś czas dziennikarze lub naukowcy walczący o fundusze dla swojego działu nauki odnawiają dyskusję na temat miejsca Polski w świecie w różnych dziedzinach. Porównania takie są oczywiście subiektywne, jeśli nawet opierają się na obiektywnych danych. Niemniej obecna łatwość dostępu do światowych baz danych zachęca do sprawdzenia prostych wskaźników, które w pewnym stopniu odzwierciedlają względny wkład różnych krajów do rozwoju danej dziedziny. Wybrałem jako taki wskaźnik liczbę prac o dużej liczbie cytowań.

Przedstawione poniżej dane pochodzą z dnia 12 stycznia 2000 r. ze strony internetowej www-library.desy.de/spires/hep (jest to szybko dostępna kopia strony www-spires.slac.stanford.edu/find/hep).

Tabela 1. Statystyka prac z fizyki wysokich energii: afiliacja autorów prac cytowanych ponad 100 razy i ponad 50 razy.

Pozycja wg liczby prac cytowanych ponad 100 razy	Państwo	Liczba prac	
		> 100 cyt.	> 50 cyt.
1	USA	3092	7294
2	Szwajcaria	803	2041
3	Niemcy	616	1825
4	W. Brytania	554	1448
5	Francja	469	1204
6	Włochy	450	1208*
7	Rosja	435	975
8	Japonia	220	631
9	Holandia	176	430
10	Kanada	149	439*
11	Izrael	138	374
12	POLSKA	100	270
13	Szwecja	96	257
14	Hiszpania	89	316*
15	Dania	76	253
16	Belgia	71	207
17	Finlandia	69	173
18	Austria	51	174*
19	Indie	35	142
20-21	Chiny, Grecja	27	114

Komenda „find cc poland and topcite 100+” („50+”) dostarcza danych o wszystkich zarejestrowanych w bazie pracach z udziałem polskich autorów, które były cytowane ponad 100 (ponad 50) razy. Podobnie można oczywiście uzyskać dane na temat dowolnego

kraju. Gwiazdką oznaczono przypadki, gdy liczba prac cytowanych ponad 50 razy dla danego kraju jest wyższa niż dla jednego lub kilku krajów o większej liczbie prac cytowanych ponad 100 razy. Jak widać, oba wskaźniki dają bardzo podobną listę.

Oprócz 21 krajów wymienionych w tabeli sprawdzam jeszcze drugie tyle (Algieria, Argentyna, Australia, Brazylia, Bułgaria, Chorwacja, Czechy, Egipt, Irlandia, Indonezja, Jugosławia, Korea, Norwegia, Nowa Zelandia, Pakistan, Portugalia, Rumunia, Słowacja, Słowenia, Turcja, Węgry). Żaden z nich jednak nie osiągnął nawet liczby 20 (90) prac cytowanych ponad 100 (ponad 50) razy, a niektóre (jak Egipt i Indonezja) w ogóle nie pojawiły się na listach. Sądzę więc, że lista jest kompletna, a wysokie miejsce Polski jest rzeczywistym faktem.

Analizowane dane dotyczą całego okresu działalności bazy danych, która zbiera prace i cytowania od paru dziesięcioleci. Aby sprawdzić bardziej aktualną sytuację, dodałem do komendy ograniczenie „and d > 1994”, które wybiera jedynie prace opublikowane po roku 1994. Prac cytowanych ponad stokrotnie było w tych danych bardzo mało, ograniczyłem się więc do statystyki prac cytowanych ponad 50 razy.

Tabela 2. Afiliacja prac z fizyki wysokich energii opublikowanych od 1995 r. i cytowanych ponad 50 razy.

Pozycja	Kraj	Liczba prac
1	USA	886
2	Szwajcaria	234
3	Niemcy	204
4	W. Brytania	186
5	Włochy	166
6	Rosja	127
7	Francja	122
8	Japonia	84
9	Izrael	69
10	POLSKA	61
11	Hiszpania	60
12	Kanada	60
13	Holandia	54
14	Indie	52
15	Szwecja	47
16	Korea	42
17	Belgia	41
18	Czechy	24
19	Finlandia	22
20	Słowacja	20

Jak widać, pozycja Polski jest równie wysoka (formalnie licząc, nawet wyższa, ale oczywiście różnice mię-

dzy krajami z pozycji 9–14 nie są tu znaczące statystycznie). „Czołówka” obu list (pierwszych 8 miejsc) jest niemal identyczna – jedynie Francja wypada gorzej w ostatnich latach – natomiast dalej są istotne zmiany: spadła Holandia, Kanada i Szwecja, awansowały Indie, pojawiła się Korea, Czechy i Słowacja (kosztem Danii, Austrii, Grecji i Chin). Należy przypuszczać, że są to opóźnione efekty zmian z przełomu dekad 80/90.

Interpretacja danych wymaga oczywiście wielu dodatkowych informacji. Pozycja Szwajcarii wynika z afiliacji autorów wielu narodowości do ośrodka CERN w Genewie. Z pewnością uboższe kraje są dodatkowo dyskryminowane, bo np. polski autor publikujący w CERN-ie i podający informację o swojej macierzystej instytucji jedynie w formie „on leave from...” zostanie uznany za Szwajcara, a Rosjanin publikujący podczas wizyty w ośrodku NORDITA w Kopenhadze za Duńczyka.

Jeśli dane dotyczące Polski są reprezentatywne, to większość (ponad 60%) prac wysoko cytowanych dotyczy wyników doświadczalnych i ma od kilkudziesięciu do kilkuset autorów. Ta sama praca pojawia się więc często w tabeli wielokrotnie („liczy się” jako jedna praca wielu krajom). Wyrównuje to nieco szanse mniejszych krajów (bo liczba autorów nie ma tu znaczenia), ale dyskryminuje te kraje, których nie było stać na oficjalny udział w eksperymencie; autorzy z tych krajów mają z reguły afiliację jednej z grup „oficjalnych”.

Na koniec dodajmy, że określenie dziedziny jako „fizyka wysokich energii” jest oczywiście nieostre – cytowane są tu prace teoretyczne z teorii pola, grawitacji czy kosmologii oraz wyniki doświadczalne z astronomii i astrofizyki, a także prace z fizyki jądrowej niskich energii, jeśli tylko ich wyniki mają znaczenie dla fizyki cząstek. Niemniej bardzo ciekawe byłoby sprawdzenie, czy pozycja Polski w innych działach fizyki i innych naukach przyrodniczych jest równie wysoka.

Krzysztof Fiałkowski
Instytut Fizyki UJ
Kraków

Wzrost znaczenia Zjednoczonego Instytutu Badań Jądrowych dla polskiej nauki

O znaczeniu Zjednoczonego Instytutu Badań Jądrowych w Dubnej dla polskiej nauki napisaliśmy w obszernym artykule opublikowanym w *Postęпах* (A. Hryniewicz, J. Janik, R. Sosnowski, *Postępy Fizyki* 47, 355 (1996)). Od tego czasu, mimo skromnego budżetu, który nie jest w pełni realizowany ze względu na znaczne zadłużenie części krajów członkowskich, Instytut w niektórych dziedzinach utrzymał lub umocnił swoją pozycję naukową na poziomie światowym. Przykładem mogą być badania nad syntezą pierwiastków superciężkich. W 1998 r. dokonano w Dubnej syntezy czterech atomów poszukiwanego od dziesięcioleci pierwiastka o liczbie atomowej $Z = 114$.

Okazało się, że ich czasy życia są stosunkowo długie, zgodnie z teoretycznymi przewidywaniami polskich fizyków (A. Sobczewski, J. Skalski, R. Smolańczuk). Synteza pierwiastka 114 jest kontynuacją wcześniejszych osiągnięć Dubnej w tej dziedzinie. Już w 1997 r. Komisja Międzynarodowej Unii Chemii Czystej i Stosowanej (IUPAC) w uznaniu zasług Instytutu w dziedzinie syntezy superciężkich pierwiastków nadała nazwę dubnium (Db) pierwiastkowi o liczbie atomowej $Z = 105$.

W ostatnim okresie kierownictwo Instytutu podjęło skuteczne kroki w celu usprawnienia działania istniejących i budowy nowych urządzeń badawczych, stanowiących podstawowe narzędzia badań eksperymentalnych, wykorzystywanych przez fizyków ze wszystkich krajów członkowskich. Utworzone zostało stanowisko głównego inżyniera, a w budżecie Instytutu został wydzielony odrębny fundusz, obejmujący budowę, modernizację i eksploatację dużych urządzeń badawczych. Spośród zagadnień z obszaru działalności interesującego polskich fizyków na wymienienie zasługują:

— Rozbudowa i unowocześnienie oprzyrządowania wiązek ciężkich jonów z cyklotronów Laboratorium Reakcji Jądrowych. Przy cyklotronie U-400M działa separator wiązek radioaktywnych o dużej świetlności COMBAS oraz układ ACCULINA, dostarczając wiązek o dużej energetycznej zdolności rozdzielczej. Oba te urządzenia powstały pod koniec lat 90. przy dużym wkładzie finansowym Polski. Obecnie fizycy prowadzą unikalne w skali światowej prace z wykorzystaniem wiązek ${}^6\text{He}$ i ${}^8\text{He}$.

— Niezwykłe w skali światowej będzie przyspieszenie w cyklotronie U-400 jąder-produktów rozszczepienia uranu i toru. Będą to jądra silnie neutronadmiarowe o liczbach masowych w przedziale 120–170. Według ostatnich obliczeń fizyków teoretyków np. wiązka ${}^{132}\text{Sn}$ umożliwi wytworzenie jąder o liczbie atomowej $Z = 126$.

— W Laboratorium Fizyki Neutronowej – wyposażenie impulsowego reaktora IBR-2 w kriogeniczny moderator neutronów i opracowanie projektu modernizacji reaktora, którego realizacja rozpocznie się w 2003 r., a także zaawansowanie budowy nowego źródła neutronów rezonansowych IREN. Reaktor IBR-2 wraz ze współpracującymi z nim spektrometrami stał się jednym z najlepszych źródeł neutronów w Europie. Prowadzona jest przy nim polityka konkursów projektów badawczych, kontrolowana przez międzynarodowe grono ekspertów.

— Zakończenie budowy i uruchomienie w Laboratorium Wysokich Energii pierścieniowego akceleratora NUKLOTRON przyspieszającego protony i ciężkie jony do energii 6 GeV na nukleon. W grudniu 1999 r. została wyprowadzona z akceleratora wiązka protonów. Detektor wielolicznikowy FAZA, zbudowany przy istotnym udziale fizyków polskich i działający z wiązkami lekkich jonów relatywistycznych, dostarcza nowych informacji o rozpadach wysokowzbudzonej materii nukleonowej, ważnych dla badań astrofizycznych. Doprowadzenie do detektora FAZA wiązki ciężkich jonów z NUKLOTRONU, które nastąpi pod koniec 2000 r., otworzy nowe perspektywy przed tymi badaniami.

W grudniu ub.r. została ratyfikowana przez Dumę umowa między ZIBJ i rządem Federacji Rosyjskiej, zawarta w 1995 r. i regulująca problemy związane z położeniem Instytutu na terenie Rosji. Odpowiednia ustawa została podpisana 2 stycznia 2000 r. przez p.o. prezydenta Federacji Rosyjskiej W.W. Putina. Akt ratyfikacji nadaje Instytutowi charakter instytutu w pełni międzynarodowego, o co przedstawiciele Polski usilnie zabiegali od 1992 r.

Składka kraju członkowskiego ZIBJ składa się z dwóch części. Pierwszą jest określone przez kraj członkowski uposażenie jego pracowników naukowych zatrudnionych na kontraktach. Drugą częścią jest, obliczany wg skali ONZ dochodu narodowego, udział w utrzymaniu Instytutu, budowie i eksploatacji urządzeń badawczych, a także finansowaniu działalności naukowej pracowników kontraktowych i przyjeżdżających na pobyty krótkoterminowe. Kraj członkowski ma prawo pokryć do 50% należnej składki przez dostawy urządzeń, materiałów i świadczenie usług na rzecz Instytutu, natomiast 20% składki, przeznaczonej przede wszystkim na współpracę międzynarodową Instytutu, kraj członkowski jest obowiązany wpłacać w walucie wymiennej na rynkach światowych.

Składka roczna Polski wynosi ok. 1,8 mln USD. Około 15% jest przeznaczony na zarobki polskich pracowników. Na podstawie umowy między pełnomocnym przedstawicielem rządu RP a dyrekcją ZIBJ, 15% polskiej składki jest przeznaczony na granty pełnomocnego przedstawiciela w celu dofinansowania urządzeń i materiałów dla polskich pracowników w Dubnej. Dyrekcja (w uzgodnieniu ze stroną polską), przeznacza 25% składki na finansowanie wspólnych programów ZIBJ i polskich placówek naukowych, co prowadzi do tego, że kierownicy wspólnych programów w Polsce otrzymują z Dubnej ponad połowę przeznaczonych na programy kwot. Rozdział finansowania grantów i wspólnych programów przeprowadza Komisja Współpracy z ZIBJ Rady ds. Atomistyki.

Przykładem programu o dużym znaczeniu dla przyszłej współpracy z Instytutem jest program Bogolubow-Infeld, w ramach którego organizowane są wyjazdy do Dubnej studentów z polskich uczelni dla zapoznania się z Instytutem i prowadzonymi tam badaniami. W latach 1998–99 wyjechało do ZIBJ na 7-dniowe pobyty 11 grup studentów i doktorantów, liczących wraz z opiekunami 102 osoby, a także grupa dziekanów lub ich przedstawicieli z 7 polskich uczelni.

Wspomniana ratyfikacja umowy między ZIBJ i rządem Federacji Rosyjskiej, modernizacja struktury Instytutu i uruchamianie nowych urządzeń badawczych skłania nas do wyrażenia przekonania, że wyjście Polski z ZIBJ w chwili, w której budowane od wielu lat (przy udziale polskich uczonych) urządzenia rozpoczęły pracę i, jak wskazują wyniki uzyskane w 1999 r., już owocują publikacjami w najlepszych czasopismach światowych, byłoby zmarnowaniem wieloletniego wysiłku fizyków polskich, a także wkładu finansowego Polski, poniesionego na wyposażenie aparatury badawczej współpracującej z tymi urządzeniami.

Uważamy, że udział polskich uczonych w pracach Instytutu rozszerza i pogłębia kontakty z nauką w Federacji Rosyjskiej oraz w innych krajach Wspólnoty Niezależnych Państw. W stosunkach międzynarodowych współpraca między uczonymi i ich wzajemne zrozumienie, przełamujące bariery granic i umacniające więź kulturową, torują drogę do nawiązywania kontaktów politycznych i gospodarczych. Uważamy, że oprócz merytorycznych względów naukowych również ten aspekt musi być uwzględniony przy ocenie znaczenia udziału Polski w ZIBJ.

*Andrzej Budzanowski, Andrzej Hryniewicz,
Jerzy Janik*

Instytut Fizyki Jądrowej im. H. Niewodniczańskiego
Kraków

Ryszard Sosnowski

Instytut Problemów Jądrowych im. A. Sołtana
Warszawa

PTF

Oddział Częstochowski

Dnia 12 maja 1999 r. odbyło się Walne Zebranie Oddziału Częstochowskiego PTF, na którym omówiono działalność ustępującego Zarządu oraz wybrano Zarząd na nową kadencję.

Ustępujący przewodniczący, Marian Głowacki, przedstawił sprawozdanie z działalności Oddziału w okresie 1997–99. Głównym kierunkiem pracy była integracja częstochowskiego środowiska fizyków w działalności naukowej, popularyzatorskiej i dydaktycznej. W okresie sprawozdawczym odbyły się 2 otwarte posiedzenia naukowe, na których prof. J. Stankowski i doc. A. Lisicki przedstawili referaty.

Ponadto w ramach współpracy z Wojewódzkim Ośrodkiem Metodycznym w Częstochowie odbyło się 5 wykładów dla nauczycieli fizyki, które wygłosili: prof. M. Koziełski, prof. M. Głowacki, dr B. Sagnowska i dr K. Hercman.

Natomiast w ramach działalności popularyzatorskiej członkowie Oddziału (pracownicy Zakładu Dydaktyki Fizyki i Astronomii Instytutu Fizyki WSP w Częstochowie) prowadzili zajęcia dla młodzieży szkół średnich i podstawowych w formie zamawianych przez szkoły pokazów doświadczeń fizycznych. Odbyły się 94 takie pokazy. Współpracowano również z Oddziałem Częstochowskim Polskiego Towarzystwa Miłośników Astronomii, organizując wspólnie obserwacje nieba połączone z prelekcjami dla mieszkańców Częstochowy. Zorganizowano także wystawę poświęconą życiu i wynalazkom Thomasa Edisona, którą przygotowali uczniowie Publicznej Szkoły Podstawowej nr 31 w Częstochowie (nauczycielka – mgr Hanna Zachariewicz).

Kontynuowano organizację Olimpiad Fizycznych I i II stopnia dla uczniów woj. częstochowskiego, kieleckiego i opolskiego.

W czasie trwania kadencji ubyło 4 członków Oddziału (jedna osoba zmarła, jedna przeniosła się do innego Oddziału, dwie osoby zrezygnowały z członkostwa), przyjęto natomiast 2 nowych członków i Oddział liczy obecnie 62 osoby.

Po zapoznaniu się ze sprawozdaniem z działalności Oddziału oraz Komisji Rewizyjnej, a także interesującej dyskusji, zebrani jednogłośnie udzielili absolutorium ustępującemu Zarządowi. Następnie wybrano Zarząd na kadencję 1999–2001 w następującym składzie: przewodniczący – Kazimierz Dziliński, wiceprzewodniczący – Zdzisław Stępień, sekretarz – Piotr Pawlik, skarbnik – Ewa Jakubczyk, członkowie – Beata Biątek, Marian Głowacki, Wojciech Gruhn, Henryk Kołodziej, Urszula Madałkie-

wicz-Jeruszka, Bolesław Wystocki, Jerzy J. Wystocki. Korespondentem *Postępów Fizyki* został Jerzy J. Wystocki.

Wybrano również nową Komisję Rewizyjną w składzie: przewodniczący – Wojciech Lenkow, członkowie – Romualda Pfranger i Lucyna Schab.

Jerzy J. Wystocki

Nagroda im. Marii Skłodowskiej-Curie

Dnia 6 grudnia 1999 r. odbyła się uroczystość wręczenia Nagrody Naukowej im. Marii Skłodowskiej-Curie za rok 1999 profesorowi Józefowi Barnasiowi z Instytutu Fizyki UAM w Poznaniu. Nagrodę przyznano za „cykl 20 publikacji na temat magnetooporu i oddziaływań wymiennych w magnetycznych heterostrukturach, które z jednej strony wyjaśniały fundamentalne efekty obserwowane eksperymentalnie, a z drugiej stymulowały dalsze prace eksperymentalne i teoretyczne”. Tematyka ta należy obecnie do najważniejszych w fizyce materiałów magnetycznych. Józef Barnaś podał teorię gigantycznego magnetooporu w warstwach wielokrotnych ze sprzężeniem antyferromagnetycznym między warstwami ferromagnetycznymi, przedzielonymi metalicznymi warstwami niemagnetycznymi. Zaproponowany mechanizm wykorzystuje zależność od kierunku spinu różnorodnych procesów rozproszeniowych, zarówno wewnątrz warstw, jak i na ich granicach. Z problematyką tą związane jest ściśle zagadnienie międzywarstwowych sprzężeń wymiennych. Autor wykazał, że oddziaływanie to jest związane z efektami interferencyjnymi i to zarówno w układach magnetycznych, jak i niemagnetycznych. Jest to bardzo ważny wynik, wyjaśniający obserwowane doświadczalnie zależności parametrów magnetycznych warstw wielokrotnych od grubości zarówno warstw magnetycznych, jak i przekładek niemagnetycznych.

Inny wynik, o dużym znaczeniu poznawczym i praktycznym, dotyczy blokady kulombowskiej w złączach ferromagnetycznych. Istnieje obecnie przekonanie, że mikrocząsteczki wykorzystujące jednoelektronowe tunelowanie w układach ferromagnetycznych mogą okazać się konkurencyjne w stosunku do układów wykorzystujących gigantyczny efekt magnetooporowy. Wielkość tunelowego efektu magnetooporowego oraz fakt, że efekt ten obserwowany jest w słabych polach magnetycznych, przesądza jednoznacznie o technicznej atrakcyjności tej problematyki. Efekt magnetooporowy jest znany od dawna, ale dopiero od niedawna nauczyliśmy się wytwarzać powtarzalne złącza ferromagnetyczne, co umożliwiło podjęcie poważnych badań poznawczych. Barnaś zauważył istnienie analogii między złączami ferromagnetycznymi oraz niemagnetycznymi złączami półprzewodnikowymi. Wychodząc z tych analogii wykazał, że blokada kulombowska może w określonych warunkach determinować

właściwości złącz ferromagnetycznych. Istnienie tej blokady jest odpowiedzialne za nowe zjawisko, przewidziane przez prof. Barnasia, a mianowicie zjawisko oscylacji magnetooporu tunelowego w funkcji napięcia przyłożonego na elektrodach złącza. Najważniejsza w odkrytym zjawisku jest możliwość sterowania efektami blokady kulombowskiej zewnętrznym polem magnetycznym. Bez przesady można powiedzieć, że jako pierwszy sformułował on teorię ferromagnetycznego tranzystora jednoelektrowego.

Henryk Szymczak

Nominacje profesorskie

Tytuł naukowy profesora nauk fizycznych, nadany przez Prezydenta Rzeczypospolitej Polskiej, otrzymali w dniu 15 lutego 2000 r.: Stanisław Jan Mrówczyński (WSP, Kielce), Krystian Wojciech Roleder (UŚI), Marek Jan Sikora (CAMK, Warszawa).

www.prezydent.pl/nawosci

Nagroda Nobla 1999 z chemii

Królewska Szwedzka Akademia Nauk uhonorowała w 1999 r. Nagrodą Nobla w dziedzinie chemii prof. Ahmeda H. Zewaila z California Institute of Technology (Caltech) za wykazanie, iż przy użyciu szybkich technik laserowych możliwe jest śledzenie ruchów atomów w cząsteczce w trakcie reakcji chemicznej, a cytując fragment werdyktu Akademii: „za jego badania przejściowych stanów reakcji chemicznych z zastosowaniem spektroskopii femtosekundowej”.

Wysokość przyznanej Nagrody Nobla wynosi 7,9 mln koron szwedzkich.

Urodzony w 1946 r. w Egipcie, obecnie obywatel amerykański, absolwent Uniwersytetu w Aleksandrii (B.S. oraz M.S.), kontynuował studia na Uniwersytecie w Pensylwanii, zakończony doktoratem w roku 1974. Od 1976 r. zatrudniony jest w California Institute of Technology, gdzie w 1982 r. obejmuje stanowisko profesora. W 1990 r. otrzymuje honorowe stanowisko na „Linus Pauling Chair of Chemical Physics at Caltech”, od tegoż roku pełni funkcję dyrektora NSF Laboratory of Molecular Sciences.

Jego nowatorski wkład w badania naukowe był szeroko dostrzegany i doceniany, czego dowodem są przyznane mu dziesiątki nagród, odznaczeń i medali, zarówno od cieszących się wielkim autorytetem międzynarodowych organizacji naukowych i uznanych uniwersytetów, jak również od organizacji rządowych, edukacyjnych i fundacji prywatnych.

Już 19 lat temu, w specjalnym wydaniu *Physics Today* (listopad 1980) poświęconym chemii laserowej, wielokrotnie podkreślano wagę zagadnienia skali czasu w przebiegu reakcji chemicznych, wskazywano również na możliwość spójnego indukowania tych reakcji za pomocą ultrakrótkich impulsów laserowych.

Osiem lat później, w *Nature* (grudzień 1988) w artykule „Laser Femtochemistry”, tegoroczny laureat Ah-

med H. Zewail pisze: „Wygląda na to, że przyszłość będzie ekscytująca, jako że już obecnie możliwe jest śledzenie fundamentalnych procesów zrywania lub powstawania wiązań chemicznych oraz obserwacja, z subangstremową dokładnością, dynamiki ulotnych stanów przejściowych. Próbkowanie ultraszybkich procesów w obrębie cząsteczki, będące owocem związku ultraszybkich technik laserowych i chemii, stało się przewodnim motywem femtochemii w czasie rzeczywistym”. Mijają dwa lata i ponownie w specjalnym wydaniu *Physics Today*, „Dynamics of Molecular Systems” (maj 1990) M. Gruebelle oraz A.H. Zewail w przeglądowym artykule „Ultrafast Reaction Dynamics” przedstawiają rzeczywiście ekscytujące wyniki badań opublikowanych w latach 1989–90, a przeprowadzonych w kierowanym przez Zewaila laboratorium. Zdaniem autorów, pełne zrozumienie reakcji chemicznej wymaga znajomości, z dobrą przestrzenną i czasową rozdzielczością, ruchów jąder pierwiastków uczestniczących w reakcji, a ponadto znajomości rozkładu energetycznego i przestrzennego produktów, również na długo po reakcji. Wymagana dla prześledzenia aktu reakcji rozdzielczość czasowa sięga 10^{-14} sekundy i dopóki nie skonstruowano laserów wytwarzających impulsy femtosekundowe, była nieosiągalna. Tak jak dla przeciętnego posiadacza akcji notującego i analizującego podane w gazecie informacje giełdowe „sprzed sesji” oraz „po sesji” przeniesienie go do budynku Giełdy z jej szybką i chaotyczną dynamiką może być fascynującym doświadczeniem, tak badaczowi dysponującemu znaczną wiedzą na temat stanu „przed” oraz stanu „po” reakcji chemicznej możliwość obserwacji niezwykle krótkiego dramatu zwanego Stanem Przejściowym, dramatu, którego pierwsze rozdziały zwane Teorią Stanu Przejściowego napisano w latach 1927–35 (Heitler–London, London, Wigner, Eyring, Polanyi, Evans), oferuje klucz do odpowiedzi na pytania JAK? i DLACZEGO? Przede wszystkim JAK? – jak dane reagenty przygotowane w określonych warunkach początkowych przemieszczają się względem siebie w przestrzeni, jaka jest w czasie reakcji i po jej zajściu redystrybucja ich energii, czy istnieje prowadząca do znanego od dawna końca (tj. do produktów reakcji) jakaś sekwencja stanów kwazistacjonarnych w postaci krótko żyjących kompleksów?

Zasadniczym elementem przygotowania stanu początkowego jest oddziaływanie układu molekularnego z impulsem promieniowania laserowego. Niezwykle krótki czas trwania silnego impulsu zwanego pompującym (10–100 fs) pozwala na utworzenie w pewnym zbiorze cząsteczek, w ich wzbudzonym stanie elektronowym, paczki falowej będącej superpozycją stanów wibracyjnych. Położenie paczki oscylującej wewnątrz studni potencjału próbkowane jest kolejnymi impulsami laserowymi, wysyłanymi ze znanym opóźnieniem. Dla dwuatomowej cząsteczki typu I_2 poziom absorpcji impulsów próbkujących jest funkcją odległości jąder jodu, jeżeli natomiast końcowym stadium reakcji jest fragmentacja cząsteczki (np. w wyniku fotodysocjacji $NaI \rightarrow Na^* + I$), to w miarę oddalania się fragmentów absorpcja właściwa dla

Odkrycie podwójnie magicznego izotopu ^{48}Ni

stanu związanego zanika, a pojawia się absorpcja charakterystyczna dla produktów reakcji. W innym schemacie obserwacji szybkiej dynamiki molekularnej zastosowanie spolaryzowanego, silnego impulsu pompującego prowadzi do synchronizacji ruchów rotacyjnych lub spójnej orientacji cząsteczek, w materii skondensowanej zaś – do ich orientacji i zewnętrznych oscylacji. Dla detekcji stopnia uporządkowania rotacji czy też oscylacji wykorzystuje się wymuszoną impulsem pompującym anizotropię optyczną układu cząsteczek, która zmienia stan polaryzacji impulsów próbkujących, a zmiana ta zanika z upływem czasu. W fazie gazowej zbiór początkowych wartości momentu pędu powoduje zanik wymuszonego synchronizmu, który powraca po czasie ściśle określonym przez podstawową częstotliwość rotacji. W materii skondensowanej główną przyczyną nieodwracalnego rozpadu stanu koherentnego są oddziaływania międzymolekularne.

Wydaje się, że nie sposób przecenić wartości naukowej podstawowych informacji pochodzących z obserwacji femtosekundowej dynamiki molekularnej. To tak, jak gdyby móc śledzić w czasie rzeczywistym zderzenie dwóch relatywistycznych protonów; wymagałoby to utopijnej wprost rozdzielczości czasowej rzędu 10^{-24} s.

Zacytujmy tu wypowiedź prof. Bengta Nordena, członka Komitetu Noblowskiego w dziedzinie chemii: „Femtochemia w zasadniczy sposób zmieniła nasz sposób widzenia reakcji chemicznych. W miejsce opisu zdarzeń za pomocą niejasnych, metaforycznych pojęć, jak »aktywacja« czy »stan przejściowy«, możemy obecnie zobaczyć ruch poszczególnych atomów i cząsteczek, tak jak to sobie wyobrażaliśmy, nie jest więc zaskoczeniem zainicjowana przez Laureata eksplozja badań femtochemicznych. Gdy dysponuje się najszybszą na świecie kamerą, to ograniczeniem w wytyczaniu nowych kierunków badań może być jedynie nasza wyobraźnia”.

Wojciech Gadomski

Medal Maksa Borna

Medal Maksa Borna, nagrodę przyznaną w latach parzystych fizykowi niemieckiemu przez brytyjski Instytut Fizyki, a w latach nieparzystych fizykowi brytyjskiemu przez Niemieckie Towarzystwo Fizyczne, otrzymał Rolf Felst (Uniwersytet w Hamburgu i laboratorium DESY) za „wybitny wkład do fizyki cząstek elementarnych”.

Felst był jednym z twórców detektora JADE, który rejestrował dane z reakcji elektron-pozyton w DESY. Doświadczenia, prowadzone pod jego kierunkiem za pomocą tego urządzenia, były pionierskimi badaniami oddziaływań silnych. Miał także duży udział w badaniach tworzenia hadronów, fragmentacji partonów i precyzyjnych sprawdzianów oddziaływania elektroslabego kwarków i leptonów.

Phys. World 13, nr 2 (2000)

B. W.

Marek Pfützner

Jądra atomowe o zamkniętej powłoce neutronowej i protonowej, czyli tzw. jądra podwójnie magiczne, cieszą się szczególnym zainteresowaniem fizyków. Ze względu na stosunkowo prostą strukturę, jądra te są doskonałymi obiektami do sprawdzania modeli jądrowych. Spośród jąder podwójnie magicznych najbardziej interesujące są te, które leżą bardzo daleko od ścieżki stabilności beta. Badanie ich pozwoli być może rozstrzygnąć problem, czy (i jak) własności jąder zmieniają się, gdy nadwyżka (lub niedobór) liczby neutronów w stosunku do liczby protonów osiąga skrajne wartości. Doniesienia o odkryciu podwójnie magicznych izotopów ^{100}Sn (PF 45, 610 (1994)) i ^{78}Ni wywołały przed kilku laty spore i zrozumiałe poruszenie wśród fizyków jądrowych.

We wrześniu 1999 r. udało się, po wielu latach prób, wyprodukować nowy podwójnie magiczny nuklid: ^{48}Ni (liczba protonów $Z = 28$, liczba neutronów $N = 20$). Wiele wskazuje, że jest to już ostatnie podwójnie magiczne jądro, które można badać doświadczalnie. Izotop ten jest niezwykle egzotyczny – ma o osiem neutronów mniej niż protonów; stanowi to największy niedobór neutronów wśród wszystkich znanych jąder (składowa izospinu $T_z = -4$). Ciekawe jest, że nikiel okazuje się jedynym pierwiastkiem, który ma aż trzy podwójnie magiczne izotopy (oprócz ^{48}Ni magiczne liczby protonów i neutronów mają ^{56}Ni i ^{78}Ni). Co więcej, ^{48}Ni jest jedynym znanym jądrem podwójnie magicznym, którego jądro zwierciadlane (tj. powstające przez zamianę wszystkich neutronów na protony, a protonów na neutrony), w tym przypadku ^{48}Ca , jest także znane i eksperymentalnie osiągalne. Wielkie zainteresowanie badaczy izotopem ^{48}Ni wiąże się także z tym, że przewidywania teoretyczne wskazują nań jako jednego z najlepszych kandydatów do obserwacji nowego rodzaju promieniotwórczości – emisji dwóch protonów ze stanu podstawowego.

Nuklid ^{48}Ni został odkryty w laboratorium GANIL (Caen, Francja) przez zespół fizyków z Bordeaux (B. Blank – przedstawiający projekt i in.), Caen (M. Lewitowicz i in.), Bukaresztu (C. Borcea) oraz Warszawy (oprócz niżej podpisanego Z. Janas i R. Grzywacz). W doświadczeniu użyto wiązki ^{58}Ni o energii 75 MeV/nukleon, o średnim natężeniu $3 \mu\text{A}$, którą bombardowano tarczą niklową o grubości $0,2 \text{ g/cm}^2$. Produkty reakcji wydzielano i identyfikowano za pomocą separatora LISE3. W czasie dziesięciodniowego pomiaru, przy całkowitej liczbie pocisków 4×10^{17} , zidentyfikowano cztery atomy ^{48}Ni , co odpowiada przekrojowi czynnemu na produkcję tego izotopu 0,05 pb. Systematyka przekrojów czynnych oraz czas przelotu przez separator pozwoliły oszacować okres połowicznego rozpadu ^{48}Ni jako dłuższy niż $0,5 \mu\text{s}$. Już ta informacja jest ważna, jako że przeczy niektórym przewidywaniom modelowym. Dokładniejsze zbadanie własności ^{48}Ni wymagać będzie znacznego zwiększenia wydajności produkcji. Nadzieje wiąże się tu z postępem techniki wiązek radioaktywnych.

25. rocznica śmierci Mieczysława Frąckowiaka

Pracownicy Wydziału Fizyki Technicznej Politechniki Poznańskiej uczcili pamięć doc. dra hab. Mieczysława Frąckowiaka, cenionego polskiego fizyka, twórcy i pierwszego dyrektora Instytutu Fizyki Politechniki Poznańskiej, organizując 9 października 1999 r., w 25. rocznicę śmierci, środowiskowe seminarium naukowe poświęcone jego działalności naukowej i dydaktycznej. Otwierając seminarium, dziekan Wydziału Fizyki Technicznej, prof. Danuta Bauman, powitała licznie zgromadzonych uczestników seminarium, wśród których obecni byli jego uczniowie, przyjaciele i koledzy.

Wspominając działalność naukową i dydaktyczną Mieczysława Frąckowiaka, głos zabrali m.in. prof. Jerzy Dembczyński (rektor Politechniki Poznańskiej), prof. Stanisław Łęgowski (IF UMK) oraz prof. Mirosław Drozdowski (Wydz. Fiz. Techn. PP).

Mieczysław Frąckowiak był zapalonym badaczem, zasłużonym organizatorem badań i niestrudzonym działaczem realizującym ideę powiązania postępu technicznego ze zdobyczami fizyki. Był człowiekiem o wybitnej i niepowtarzalnej osobowości, jednym z animatorów życia naukowego w Poznaniu.

Do Poznania, gdzie objął Katedrę Fizyki w Politechnice Poznańskiej, przeniósł się z Torunia w 1966 r. W Katedrze Fizyki PP prowadzone były w tym czasie prace z dziedziny luminescencji, inspirowane przez Katedrę Fizyki UMK w Toruniu. Do pracy w Politechnice Poznańskiej przystąpił z wielkim entuzjazmem. Dzięki jego usilnym staraniom i zabiegom, jak również dzięki bardzo dużej przychylności i pomocy władz uczelni, Katedra Fizyki, a następnie Instytut Fizyki uzyskały nowe lokale oraz nowoczesną aparaturę. Powstały nowe laboratoria naukowe oraz dydaktyczne. Unowocześniony został również proces dydaktyczny nauczania fizyki.

Potrzeby społeczne zarówno rozwijającej się dynamicznie uczelni, jak również całego regionu, wymagały od doc. Frąckowiaka przestawienia się na nową problematykę naukową, na którą wzrastało zapotrzebowanie przemysłu. Jego pasją życiową było przekazywanie zdobyczy fizyki innym dziedzinom nauki oraz technice, czemu dawał wyraz w swojej działalności naukowej. Był m.in. organizatorem pierwszej konferencji „Fizyka dla Przemysłu”, ukazującej zastosowanie w przemyśle wyników badań naukowych z dziedziny fizyki.

Mieczysław Frąckowiak, będąc eksperymentatorem, był również świetnym teoretykiem, sięgającym śmiało do współczesnych teorii. Charakteryzowała go oryginalność rozwiązań i wielka indywidualność, a jednocześnie zdolność do pracy zbiorowej, w której szanował i cenił wkład myśli i pracy innych. Działał stymulująco na swoich kolegów i współpracowników. Miał mnóstwo interesujących pomysłów w dziedzinie fizyki atomowej oraz fizyki ciała stałego, które znalazły realizację w postaci wielu publikowanych prac oraz zakończonych prac doktorskich. Był promotorem w 9 przewodach doktorskich. Spośród jego doktorantów dziś 2 osoby posiadają tytuł naukowy pro-

fesora nauk fizycznych, a 5 osób stopień naukowy dra hab. nauk fizycznych. W dorobku naukowym Frąckowiaka znajdują się prace pionierskie z zakresu luminescencji substancji nieorganicznych, elektroluminescencji, własności elektrycznych cienkich warstw półprzewodnikowych oraz spektroskopii atomowej.

Instytut Fizyki PP, który doc. Mieczysław Frąckowiak założył i w którym pracował tylko 8 lat, może poszczycić się dzisiaj wieloma ważnymi osiągnięciami dzięki jego polityce w zakresie badań naukowych i nauczania fizyki.

W czasie seminarium referaty okolicznościowe, ukazujące rozwój tematyki naukowej zapoczątkowanej przez Frąckowiaka, wygłosili jego uczniowie: prof. Bronisław Susła („Skaningowa spektroskopia tunelowa a nanotechnologie”) oraz prof. Bronisław Arcimowicz („Spektroskopia wysokiej zdolności rozdzielczej”).

Doc. Mieczysław Frąckowiak był członkiem Polskiego Towarzystwa Fizycznego, w którym przez wiele lat pełnił funkcję wiceprzewodniczącego Oddziału Poznańskiego, a od roku 1973 był członkiem Zarządu Głównego PTF. Był również członkiem Komitetu Fizyki PAN oraz wielu innych komitetów i towarzystw naukowych. Odszedł od nas nagle i niespodziewanie, w pełni sił, w rozkwicie swojej twórczości naukowej. Pozostawił jednak po sobie trwałe pomniki swojej działalności – Instytut Fizyki Politechniki Poznańskiej, który dwa lata temu przekształcił się w Wydział Fizyki Technicznej. Pozostawił po sobie kadre naukową, kontynuującą rozpoczęte przez niego dzieło.

Koledzy i uczniowie

Volta i historia elektryczności

W 1999 r. obchodzono 200. rocznicę wynalezienia baterii elektrycznej przez Alessandra Voltę. Z tej okazji komisja historii fizyki Europejskiego Towarzystwa Fizycznego, Międzynarodowa Unia Historii i Filozofii Nauk (IUPHS) wraz z włoskimi towarzystwami naukowymi, działającymi w dziedzinie historii nauki, zorganizowały we wrześniu 1999 r. międzynarodową konferencję poświęconą odkryciom Volty i rozwojowi nauki o elektryczności w XIX w.

Alessandro Volta (1745–1827), urodzony w Como, został w 1774 r. nauczycielem fizyki w gimnazjum w Como, w latach 1779–1819 pełnił funkcję profesora na Uniwersytecie w Pawii; przedtem odbył w latach 1777 i 1780–81 podróże po Szwajcarii, Francji, Niemczech, Holandii i Anglii. Spośród pierwszych jego prac i odkryć wymienimy wynalazek elektroforu (1775) i rok później kondensatora płaskiego. Wprowadził pojęcie napięcia elektrycznego V oraz pojemności C i ustalił dla kondensatora związek $Q = CV$, gdzie Q jest ładunkiem elektrycznym. W latach 1792–1809 pracował nad wyjaśnieniem odkryć Galvaniego, wykonując wiele doświadczeń. Zbudował baterię elektryczną złożoną z krążków metalowych poprzedzielanych warstwami wilgotnej tektury. Stwierdził identyczność prądów elektrycznych otrzymanych z baterii z „elektrycznością zwierzęcą” Galvaniego i ustalił jedno-

liwość znanych wówczas zjawisk elektrycznych. Odkrycie baterii elektrycznej opisał w 1800 r. w liście do Józefa Bankasa (p. np. *Dzieje rozwoju fizyki w zarysie*, Warszawa 1931, t. II, s. 59–69). Prace i odkrycia Volty przyniosły mu uznanie, szacunki i członkostwo wielu towarzystw naukowych. Na życzenie Napoleona wygłosił w 1801 r. w jego obecności w Institut National w Paryżu odczyt o wynalezionej przez siebie baterii.

Konferencja „Volta and the History of Electricity” była pierwszą z dwóch wrześniowych konferencji w Como (drugą była „Science as Culture”, 15–19 września 1999 r.). Funkcję przewodniczącego komitetów organizacyjnych obu konferencji pełnił prof. Fabio Bevilacqua z Uniwersytetu w Pawii. Wykłady były poświęcone zarówno odkryciu Volty, jak i rozwojowi nauki o elektryczności w XIX w. Epokę Volty, znaczenie jego odkryć, instrumenty, których używał i jego kontakty z ówczesnymi uczonymi omawiali F. Bevilacqua, J. Teichmann, A. Drago i inni. W kilku wykładach przedstawiono rozwój idei elektromagnetyzmu w XIX w. Omawiano też recepcję i rozwój nauki o elektryczności w różnych krajach europejskich (jeden z wykładów, autora tej notatki, był poświęcony rozwojowi nauki o elektryczności w Polsce od połowy XVIII do końca XIX w.). Wykłady dały zarówno dobry przegląd dziejów epoki odkryć Volty i jego współczesnych, jak i przedstawiały rozwój idei elektromagnetyzmu w następnych dziesięcioleciach.

Jedną z sesji konferencji odbyła się w zabytkowym lektorium Volty na Uniwersytecie w Pawii, a konferencję zakończyła uroczystość w Muzeum Volty („Tempio Voltiano”) w Como, gdzie można było oglądać instrumenty elektryczne (m.in. baterie) używane przez Voltę w jego badaniach nad elektrycznością.

Bronisław Średniawa

100 lat fizyki na PW

We wrześniu 1898 r. warszawskie czasopismo *Tygodnik Ilustrowany* podało następującą wiadomość: „Warszawie przybywa zakład naukowy wielkiego znaczenia, a mianowicie w bieżącym miesiącu otwarty będzie Instytut Politechniczny, o który od dawna kołatano”. Uczelnia ta, z językiem wykładowym rosyjskim i o oficjalnej nazwie Warszawskij Politechniczeskij Institut, powstała z funduszu (ok. miliona rubli!) zebranego przez polskie społeczeństwo, głównie zaboru rosyjskiego. Dopiero w roku 1915 uzyskała obecną nazwę Politechnika Warszawska i prawo prowadzenia wykładów po polsku. Budowę gmachu głównego rozpoczęto w 1899 r., a zakończono w 1901 r. Jak umiano wówczas docenić rolę fizyki w kształceniu inżynierów, świadczy fakt, że równocześnie z gmachem głównym powstał gmach fizyki i elektrotechniki (wg projektu architekta Stefana Szylera). Zaplanowaniem rozmieszczenia i wyposażenia pracowni zajęł się Wiktor Biernacki (1869–1918), który był profesorem fizyki na Politechnice aż do I wojny światowej. Był on współzałożycielem Towarzystwa Naukowego Warszawskiego, autorem obszernego podręcznika

Fizyka, a także popularyzatorem fizyki. Po nim katedrę objął Józef Wierusz-Kowalski (równocześnie profesor fizyki na Uniwersytecie Warszawskim). W okresie międzywojennym były na Politechnice 2 katedry fizyki z profesorami Mieczysławem Wolfkem i Stanisławem Kalinowskim.

Po II wojnie światowej przybywało katedr fizyki; w 1965 r. utworzono Międzywydziałowy Instytut Fizyki, którego dyrektorem został Szczepan Szczeniowski. Następnie powstał Wydział Fizyki Technicznej i Matematyki Stosowanej, a w grudniu 1998 r. oddzielono fizykę od matematyki i obecnie działa Wydział Fizyki Politechniki Warszawskiej.

Z okazji jubileuszu została wydana bogato ilustrowana książka *100 lat fizyki na Politechnice Warszawskiej* pod redakcją Władysława Bogusza, Stefana Ćwioka i Jerzego Jasińskiego. Zawiera m.in. obszernie przedstawione dzieje fizyki na PW, pióra Włodzimierza Zycha, uzupełnione życiorysami profesorów: Biernackiego, Wierusz-Kowalskiego, Kalinowskiego, Wolfkego, Włodzimierza Ścisłowskiego, a także przedrukowanymi z *Postępów Fizyki* wspomnieniami o profesorach Szczeniowskim i Bohdanie Karczewskim. W książce znajdziemy też przedstawienie działalności i aktualnych składów osobowych poszczególnych zakładów, wykazy absolwentów z lat 1978–98, doktorów (1968–99) i doktorów habilitowanych (1989–99).

B. W.

Na ścieżkach nauki

Ukazała się już 50. pozycja wydawanej przez firmę Prószyński i S-ka serii „Na ścieżkach nauki”, która powstała w 1995 r. Są to książki popularyzujące nauki przyrodnicze i ścisłe, bądź związane z historią tych nauk. Zyskały sobie uznanie czytelników. Jak twierdzi wydawca, średni nakład wynosi ok. 12 tysięcy, a niektóre pozycje osiągają kilkadziesiąt tysięcy. Autorami są albo „zawodowi” popularyzatorzy nauki, albo wybitni uczeni (np. James D. Watson, George Gamow, Stanisław Ulam, Leon Lederman, Roger Penrose, Michio Kaku). Wiele spośród książek tej serii związanych z fizyką recenzowano w *Postępie*. Jedne bardzo się podobały naszym Recenzentom, inne mniej. Najważniejsze, że są to książki popularnonaukowe, a nie popularyzujące pseudonaukę. I należy się cieszyć, że publiczność się nimi interesuje.

B. W.

Bogdan Całusiński (1934 – 1999)

Docent dr Bogdan Całusiński zmarł w Częstochowie 21 lipca 1999 r. Częstochowskie środowisko naukowe, a w szczególności środowisko fizyków, poniosło nieodżałowaną stratę. Docent Całusiński łączył w sobie cechy doskonałego teoretyka, zajmującego się również eksperymentem fizycznym, i wspaniałego nauczyciela akademickiego, który wysoko cenił dydaktykę.

Urodził się w Bukowinie k. Częstochowy 1 stycznia 1934 r. Studia fizyczne ukończył na Uniwersytecie Łódzkim w 1955 r. i tam podjął pracę jako asystent. Pracę

doktorską pt. „Zagadnienia emisji egzoelektronów” obronił na Uniwersytecie Wrocławskim w roku 1968 (promotor: prof. Bogdan Sujak). W latach 1956–71 pracował na Politechnice Częstochowskiej w Katedrze Fizyki, a także jako kierownik Katedry Elektroniki Przemysłowej. W 1971 r. przeszedł do tworzącej się w Częstochowie Wyższej Szkoły Nauczycielskiej (obecnie Wyższa Szkoła Pedagogiczna), stając się głównym organizatorem kierunku fizyka. Przez prawie trzydzieści lat pracy w tej uczelni pełnił szereg odpowiedzialnych funkcji. Był m.in. pierwszym dziekanem Wydziału Matematyczno-Przyrodniczego (1972–77), kierownikiem Zakładu Fizycznych Podstaw Elektroniki, a w 1981 r. został wybrany prorektorem WSP ds. nauki i pełnił tę funkcję do początku stanu wojennego.

Bogdan Całusiński był wzorowym dydaktykiem, wyróżniającym się wysoką fachowością w prowadzeniu różnorodnych zajęć ze studentami. Prowadził wykłady z podstaw fizyki, matematycznych metod fizyki, elektroniki oraz wykłady monograficzne i specjalistyczne. Był bardzo lubiany przez studentów, którym poświęcał cały swój wolny czas. W trosce o jakość kształcenia przyszłych nauczycieli był organizatorem studenckich pracowni z fizyki i elektroniki. Był autorem wielu publikacji z zakresu wykorzystania egzoemisji elektronów do badań zjawisk powierzchniowych w ciałach stałych, a także z dziedziny mikroelektroniki. Wypromował 3 doktorów, 10 magistrów inżynierów w Politechnice Częstochowskiej i 75 magistrów w WSP. Swoją wiedzą służył chętnie nauczycielom fizyki, pomagając w organizacji i sprawując naukową opiekę nad konferencjami metodyczno-przedmiotowymi, prowadzonymi przez częstochowski oddział Instytutu Kształcenia Nauczycieli. Współpracował również z fabrykami pomocy naukowych w Częstochowie i Bytomiu, biorąc udział w opracowywaniu prototypów nowych pomocy naukowo-dydaktycznych.

Docent Całusiński był współzałożycielem Częstochowskiego Oddziału PTF, a także jego pierwszym przewodniczącym (1974–78) i wieloletnim członkiem zarządu. Do końca życia był także członkiem Okręgowego Komitetu Olimpiady Fizycznej. Od początku istnienia „Solidarności” w WSP pracował z ogromnym zaangażowaniem w jej uczelnianych władzach. Za swoją pracę nauczyciela akademickiego otrzymywał wielokrotnie nagrody ministerialne i rektorskie, został także nagrodzony Medalem Edukacji Narodowej oraz Złotym i Srebrnym Krzyżem Zasługi.

Był człowiekiem o wielkich wartościach moralnych; cechowała go niezwykła bezkompromisowość i uczciwość. Trudno uwierzyć, że nie ma już wśród nas docenta Całusińskiego, że już nie zobaczymy jego charakterystycznej, lekko przygarbionej postaci w kapeluszu z dużym rondem i nieodłącznym papierosem, że już nie usłyszymy wymyślanych przez niego doskonałych anegdot. Po jego odejściu została pustka. Na zawsze pozostanie w pamięci tych wszystkich, którzy go znali i cenili.

Ewa Jakubczyk i Jerzy J. Wystocki

Tadeusz Skaliński (1910 – 1999)

W dniu 11 sierpnia 1999 r. zmarł w wieku 89 lat Tadeusz Skaliński, nestor fizyki warszawskiej, nauczyciel i wychowawca wielu roczników warszawskich optyków, w latach osiemdziesiątych prezes Polskiego Towarzystwa Fizycznego.

Studia fizyczne odbył na Uniwersytecie Warszawskim. Pracę magisterską, wykonaną pod opieką prof. Stefana Pieńkowskiego, ukończył w 1938 r. Ledwie rozpoczęła badania, mające być przedmiotem rozprawy doktorskiej, gdy wybuchła II wojna światowa. Brał udział w kampanii wrześniowej. Uniknąwszy szczęśliwie sowieckiego obozu jenieckiego, wrócił do Warszawy. Uczył na wielu tajnych kompletach w Warszawie i Mińsku Mazowieckim. Po wpadce spędził kilka miesięcy na Pawiaku, skąd trafił do Oświęcimia. W obozie był ponad rok, aż do wyzwolenia.

Po powrocie do Warszawy włączył się w odbudowę instytutu na Hożej, przede wszystkim w tworzenie warunków do podjęcia normalnej działalności dydaktycznej (jemu przypadło w udziale uruchomienie na nowo II pracowni fizycznej), a po kilku latach także i badań naukowych. Pieńkowski postanowił wówczas rozszerzyć zakres badań prowadzonych na Hożej i wysyłał swych młodych współpracowników na staże zagraniczne, by poznali najnowsze działy fizyki – zwłaszcza fizyki jądrowej i fizyki ciała stałego – a po powrocie zorganizowali nowe grupy badawcze. Skaliński natomiast stał się głównym kontynuatorem badań optycznych – podstawowej specjalności fizyki na Hożej przed wojną. Opracował i zaktualizował przedwojenne skrypty Pieńkowskiego, przede wszystkim *Optykę* (książka ta przez długie lata była bardzo użytecznym kompendium wiedzy o elementach, przyrządach i metodach optycznych), a także *Mechanikę, fizykę cząsteczkową i ciepło*.

Po zdobyciu kilku dobrych spektrografów i zakupie w Leningradzie dużej siatki dyfrakcyjnej stało się możliwe rozpoczęcie pracy naukowej. Ze względu na możliwości aparaturowe, pierwszą tematyką, podjętą przez Skalińskiego ze współpracownikami, stało się badanie oddziaływań atomowych metodami ciśnieniowego rozszerzenia linii widmowych.

Na początku 1957 r. Skaliński wyjechał jako stypendysta Polskiej Akademii Nauk do Paryża, do laboratorium Alfreda Kastlera w Ecole Normale Supérieure. Trafił tam na okres intensywnego rozwoju metod optycznych rezonansu magnetycznego i pompowania optycznego – potężnych, nowych narzędzi fizyki atomowej. Przeprowadził wnikliwe badania przejść zeemanskich i nadsubtelnych w stanie podstawowym cezu, poznał metodykę i „kuchnię doświadczalną” tej nowej dziedziny, która go zachwycała.

Po powrocie do Warszawy rozwinął na Hożej badania pompowania optycznego i rezonansu magnetycznego. W ciągu kilku lat stały się one głównym przedmiotem prac jego zespołu – badano m.in. procesy relaksacyjne w stanach podstawowych metali alkalicznych, cyrkulację

spójności atomowych w cyklu pompowania optycznego, rezonanse modulacyjne i przecinanie się poziomów atomowych. Rozwinięcie tych bardzo w owym czasie nowoczesnych badań optycznych w ośrodku warszawskim to chyba najważniejsze dokonanie naukowe Tadeusza Skalińskiego. Ukoronowaniem tego okresu była zorganizowana przez niego na Hożej w 1968 r. międzynarodowa konferencja nt. pompowania optycznego i kształtu linii widmowych. Wzięło w niej udział bardzo wielu czołowych specjalistów z tej dziedziny, mimo że rozruchy studenckie zatrzymały w Paryżu wielu zaproszonych gości. Alfred Kastler zjawiał się jednak na krótko – jako niedawny noblista (1966) był główną postacią konferencji.

Konferencja ta była ostatnim dużym spotkaniem specjalistów pompowania optycznego, które zaczynało z wolna ustępować pola nowym metodom optycznym – metodom związanym z wykorzystaniem promieniowania laserowego. Technikę laserową zaczęto rozwijać i w Polsce, w wielu ośrodkach, przy współdziałaniu fizyków i inżynierów. Skaliński patronował tym pracom w Warszawie – przygotował obszerny wykład monograficzny na temat podstaw fizycznych działania laserów, którego słuchali liczni młodzi specjaliści z różnych warszawskich placówek, planujący budowę i stosowanie laserów.

Późniejsze lata to podział wspólnych do tego czasu grup uniwersyteckich i PAN-owskich, związany m.in. z uzyskaniem przez Instytut Fizyki PAN własnej siedziby na Służewcu. Spośród tych dwóch możliwości Tadeusz Skaliński wybrał IF PAN, choć jeszcze przez wiele lat współpracował z optykami uniwersyteckimi i był animatorem czwartkowego seminarium optycznego na Hożej. Jego współpracownicy i uczniowie tworzyli własne zespoły i rozwijali nowe dziedziny badań, on zaś stawał się coraz bardziej starszym kolegą o wielkim doświadczeniu i wiedzy, zawsze gotowym dzielić się nimi z innymi. Najwięcej uwagi poświęcał młodym badaczom, nie tylko optykom; przez wiele lat kierował Komisją Rady Naukowej IF PAN ds. Rozwoju Młodej Kadry.

Był znakomitym wykładowcą. Jego wykłady z fizyki doświadczalnej prowadzone były ze swadą nieomal *showmana*, pełne efektownych, perfekcyjnie wykonanych doświadczeń i pokazów. Choć był surowym egzaminatorem, ci, którzy słuchali jego wykładów, nie żałowali, że trafili właśnie na niego. Jak sam mówił, sztuki wykładania także nauczył się od swojego mistrza, Stefana Pieńkowskiego.

Pełnił liczne funkcje w organizacjach krajowych i międzynarodowych. Uczynił wiele dla rozwoju i działalności Polskiego Towarzystwa Fizycznego. W smutnym czasie stanu wojennego, czasie ogólnej apatii i zniechęcenia, został prezesem PTF. Dzięki wrodzonemu optymiz-

zmowi i głębokiemu przekonaniu o konieczności współdziałania wszystkich fizyków, przeprowadził Towarzystwo przez ten trudny okres (był prezesem w latach 1982–87).



Tadeusz Skaliński w 1974 r. na konferencji w Hanowerze.

Był wielkim miłośnikiem sztuki, zwłaszcza muzyki. W młodości studiował w Konserwatorium Warszawskim i nawet wahał się, czy podjąć karierę muzyka (grał na skrzypcach), czy studia matematyczno-fizyczne. Wiele szczegółów z życia i kariery naukowej Profesora Skalińskiego można znaleźć w opublikowanym w *Postęпах* zapisie rozmowy przeprowadzonej z nim przez Aleksandrę Kopystyńską i Adama Kujawskiego nieco ponad dziesięć lat temu (*PF* 40, 163 (1989)).

W pamięci swoich uczniów i współpracowników, kolegów z Instytutu i kolegów z Towarzystwa, pozostał nie jako wspaniały człowiek, prawy i szlachetny, zawsze uśmiechnięty, życzliwy i pomocny, nawet w trudnych czasach pełen wiary w sens i siłę pracy naukowej. Jego zapał i entuzjizm udzielał się i bardzo pomagał nam w codziennej pracy. Będzie nam tego bardzo brak.

Miroslaw Łukaszewski

KALENDARZ IMPREZ

Informacje podajemy w następującej kolejności: data i miejsce imprezy, nazwa, instytucje organizujące, nazwisko osoby, która może udzielić bliższych informacji, Z – termin nadsyłania zgłoszeń, A – termin nadsyłania streszczeń, P – przewidziane wydanie materiałów, U – liczba uczestników, O – wysokość opłaty konferencyjnej, język (jeśli inny niż polski).

2000

2 – 9 czerwca 2000, Jaszowiec

XXIX Int. School on Physics of Semiconducting Compounds

Inst. Fizyki PAN, Wydział Fizyki UW, Centrum Badań Wysokociśnieniowych PAN; prof. J. Kossut, IF PAN, al. Lotników 32/46, 02-668 Warszawa, fax: (22) 8430926, adr.el.: jasz2000@ifpan.edu.pl.

3 – 4 czerwca 2000, Jaszowiec

Przedszkole Fizyki Półprzewodników

Fundacja Pro Physica i Inst. Fizyki PAN; dr hab. B. Kowalski, IF PAN, al. Lotników 32/46, 02-668 Warszawa, adr.el.: kowab@ifpan.edu.pl.

3 – 11 czerwca 2000, Zakopane

XL Jubileuszowa Szkoła Fizyki Teoretycznej: Quantum Phase Transitions in High Energy and Condensed Matter Physics

Inst. Fizyki UJ; Krzysztof Rościszewski, IF UJ, Reymonta 4, 30-059 Kraków, adr.el.: roscis@jetta.if.uj.edu.pl, lub Józef Spałek: ufspalek@jetta.if.uj.edu.pl, Internet: www.if.uj.edu.pl. U: 60, ang.

5 – 9 czerwca 2000, Warszawa

Int. Conf. Measurement of Light (L-metry)

Sekcja Polska SPIE i Inst. Optyki Stosowanej; mgr Mariusz Szyjer, IOS, Kamionkowska 18, 03-805 Warszawa, tel.: (22) 8132051, fax: (22) 8133265, adr.el.: iosto@atos.warman.com.pl.

A: 15.4.00, P, ang., ros., pol.

12 – 15 czerwca 2000, Kazimierz Dolny

III Int. Symposium Ion implantation and other application of ion and electrons – ION 2000

Inst. Fizyki UMCS, Pol. Lubelska, Pol. Wrocławska; dr Janusz Zinkiewicz, IF UMCS, pl. M. Curie-Skłodowskiej 1, 20-031 Lublin, tel.: (81) 5376257, (81) 5376154, fax: (81) 5376191, adr.el.: jzinkiew@tytan.umcs.lublin.pl.

A: 15.4.00, P, U: 100, O: 800 zł (220 USD), ang.

12 – 17 czerwca 2000, Jaszowiec

V Int. School and Symp. on Synchrotron Radiation in Natural Science

Inst. Fizyki Jądrowej; Wojciech Kwiatek, IFJ, Zakład Spektroskopii Jądrowej, Radzikowskiego 152, 31-342 Kraków, tel.: (12) 6370222 w. 235, fax: (12) 6371881, adr.el.: synchrotron@castor.if.uj.edu.pl.

13 – 16 czerwca 2000, Gliwice

Czujniki Optoelektroniczne i Elektroniczne (COE 2000)

Politechnika Śląska i Centrum Elektryfikacji i Automatykacji Górnictwa; dr inż. Stanisław Waluś, Inst. Automatyki PŚI, Akademicka 16, 44-100 Gliwice, fax: (32) 2372127, adr.el.: swalus@oak.polsl.gliwice.pl.

P.

26 – 28 czerwca 2000, Wrocław

XIII Konferencja „Nauczanie fizyki w wyższych szkołach technicznych”

Inst. Fizyki Pol. Wrocławskiej i Polskie Towarzystwo Fizyczne; prof. Ewa Dobierzewska-Mozrzyk, IF PWr, Wybrzeże Wyspiańskiego 27, 50-370 Wrocław, tel.: (71) 3202395, fax: (71) 3283696, adr.el.: kon2000@if.pwr.wroc.pl, Internet: www.if.pwr.wroc.pl/kon2000.

O: 350 zł.

5 – 9 września 2000, Zakopane

33rd Solid Mechanics Conference (SolMech 2000)

IPPT PAN i Komitet Mechaniki PAN; SolMech 2000, IPPT PAN, Świętokrzyska 21, 00-049 Warszawa, tel.: (22) 8268802, fax: (22) 8269815, adr.el.: solmech@ippt.gov.pl.

11 – 15 września 2000, Wrocław

Konf. Technologia Elektronowa (ELTE 2000)

Inst. Techniki Mikrosystemów PWr; dr Janusz Markowski, ITM PWr, Janiszewskiego 11/17, 50-372 Wrocław, tel.: (71) 3203259, fax: (71) 3283504, adr.el.: elte2000@wtmite.pwr.wroc.pl.

13 – 15 września 2000, Jaszowiec

5th Biennial Conference on High Resolution X-Ray Diffraction and Topography XTOP-2000

Inst. Fizyki Doświadczalnej UW i Inst. Fizyki PAN; Jerzy Gronkowski, IFD UW i Halina Granat, IF PAN, al. Lotników 32/46, 02-668 Warszawa, tel.: (22) 8437001 w. 2301, fax: (22) 8430926, adr.el.: synchro@ifpan.edu.pl, Internet: info.ifpan.edu.pl/XTOP2000.html.

A: 30.4.2000, P, U: 150, O: 350 euro, ang.

25 – 28 września 2000, Ustroń

II Int. Seminar on Semiconductor Gas Sensors – SGS 2000

Inst. Fiz. Pol. Śląskiej; prof. Jacek Szuber, IF PŚI., Krzywoustego 2, 44-100 Gliwice, tel.: (32) 2372057, fax: (32) 2372216, adr.el.: szuber@zeus.polsl.gliwice.pl.

A: 31.5.00, P, U: 80, O: 300 USD, ang.

WARUNKI PRENUMERATY

Cena prenumeraty krajowej w 2000 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. Dostawa egzemplarzy następuje w uzgodniony sposób.

2. Cena prenumeraty ze zleceniem dostawy za granicę jest o 100% wyższa od krajowej. Wpłaty przyjmuje „RUCH” S.A. Oddział Krajowej Dystrybucji Prasy na konto w PBK SA XIII O/Warszawa nr 11101053-16551-2700-1-67 lub w kasach Oddziału. Dostawa odbywa się pocztą zwykłą, z wyjątkiem zlecenia dostawy pocztą lotniczą, której koszt w pełni pokrywa zamawiający.

3. Terminy przyjmowania wpłat od osób zamieszkałych w kraju: do 5 grudnia – na I półrocze roku następnego, do 5 czerwca – na II półrocze roku bieżącego (prenumerata krajowa) oraz do 20 listopada – na I półrocze roku następnego, do 20 maja – na II półrocze roku bieżącego (prenumerata zagraniczna).

4. Zlecenia na prenumeratę dewizową, przyjmowane od osób zamieszkałych za granicą, realizowane są od dowolnego numeru w danym roku kalendarzowym.

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

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

1. Artykuły powinny mieć charakter przeglądowy i być przystępne dla ogółu fizyków. Bardziej szczegółowe wskazówki co do ich charakteru przedstawione są w *Postęпах Fizyki* **24**, 701 (1973); **33**, 299 (1982). O przyjęciu pracy do druku decyduje Komitet Redakcyjny.

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

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

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

5. Układ strony tytułowej (tytuł polski, angielski, streszczenie angielskie, ...), tekstu, odnośników literaturowych itd. powinien odpowiadać formie przyjętej w *Postęпах Fizyki* (patrz artykuły np. w tym numerze).

6. Aby skrócić cykl wydawniczy, prosimy autorów przygotowujących swe artykuły na komputerach o nadsyłanie, wraz z maszynopisami, **plików**, zawierających **teksty artykułów** oraz **rysunki**, pocztą elektroniczną (nasz adres: postepy@fuw.edu.pl) lub na dyskietkach.

7. Autora obowiązuje wykonanie korekty autorskiej.

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

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. Towarowa 28, 00-958 Warszawa, Poland.

SPIS TREŚCI

CONTENTS

A. Rogalski – Nowe tendencje w rozwoju detektorów promieniowania elektromagnetycznego	57	A. Rogalski – New trends in development of electromagnetic radiation detectors	57
R.B. Laughlin – Ułamkowe kwantowanie	68	R.B. Laughlin – Fractional quantization	68
DYDAKTYKA FIZYKI		PHYSICS TEACHING	
Z. Gołąb-Meyer – Czy grozi nam rewolucja w nauczaniu fizyki?	85	Z. Gołąb-Meyer – Do we face a revolution in physics education?	85
H. Szydłowski – Międzynarodowe normy oceny niepewności pomiarów	92	H. Szydłowski – International rules for evaluating of uncertainty in measurements	92
ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI	98	MEETINGS AND CONFERENCES	98
RECENZJE	100	REVIEWS	100
LISTY DO REDAKCJI	102	LETTERS TO THE EDITOR	102
KRONIKA	105	CHRONICLE	105

WKRÓTCE

- *Ułamkowy kwantowy efekt Halla – wykład noblowski Horsta Stormera*
- *Georg Hähner i Nicholas Spencer o pocieraniu i ścieraniu*
- *Granty KBN z fizyki: XVI i XVII konkurs*
- *Oskar Chomicki o międzynarodowych organizacjach fizyki medycznej i inżynierii biomedycznej*
- *Albert Ghiorso, Darleane C. Hoffman i Adam Sobczewski o Glennie T. Seaborgu*
- *Małgorzata Klisowska i Regina Zawisza o stosowaniu analogii w nauczaniu fizyki*
- *Władimir Arnold o nauczaniu matematyki*