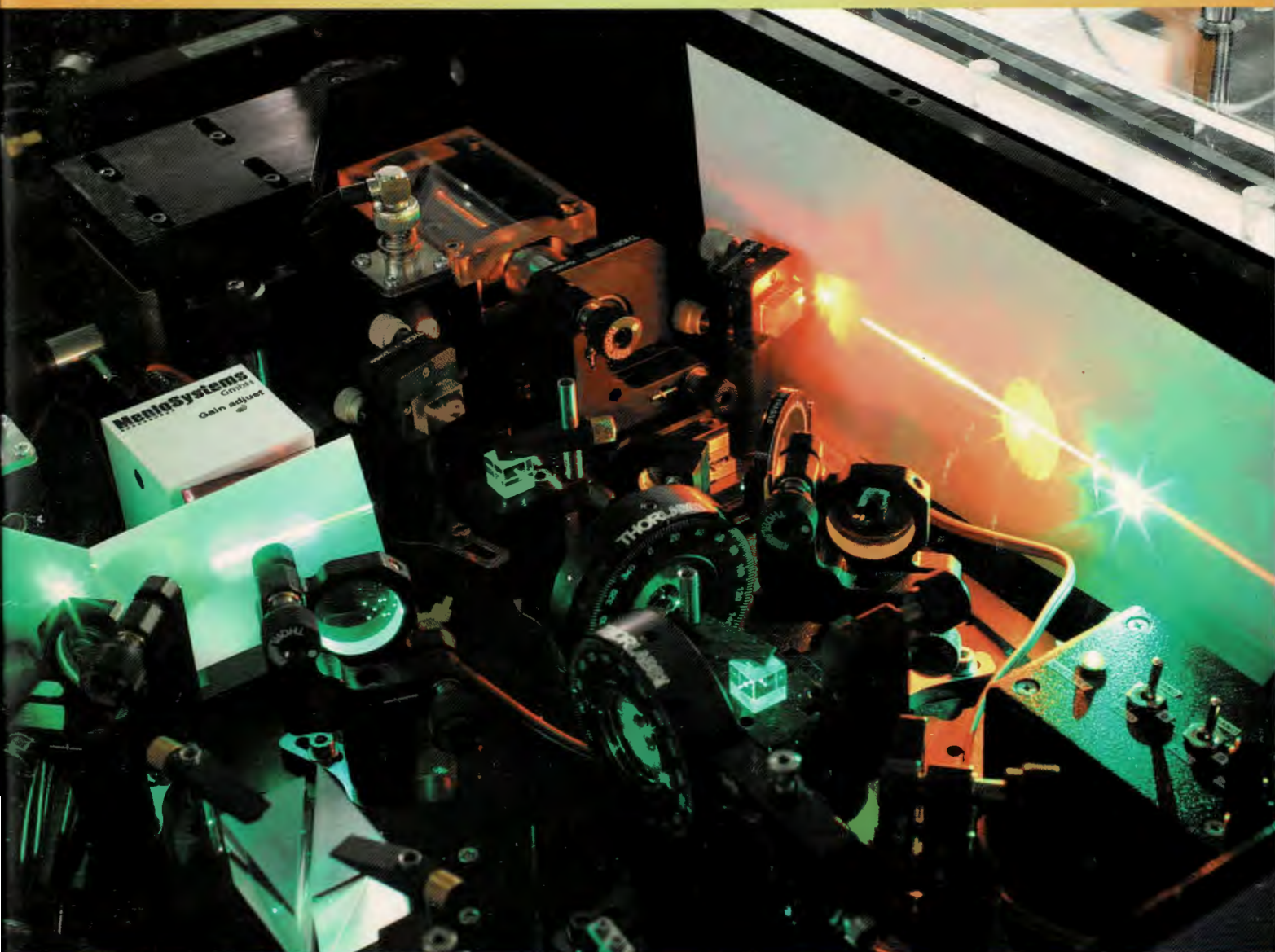


# POSTĘPY FIZYKI

Dwumiesięcznik Polskiego Towarzystwa Fizycznego



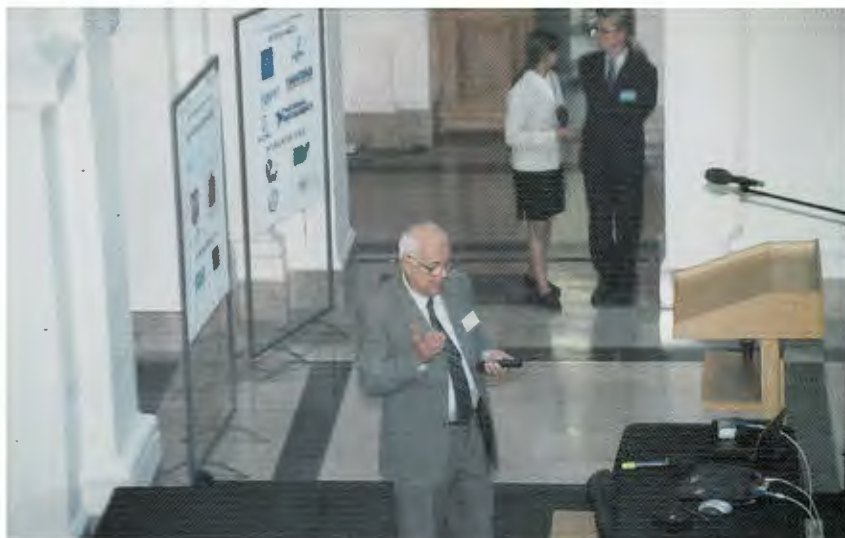
Jądro w silnym polu magnetycznym

Kwantowe przejścia fazowe

Antyprotonowy hel



## XXXVIII ZJAZD FIZYKÓW POLSKICH W OBIEKTYWIE



Jan Żylicz, laureat Medalu Smoluchowskiego 2005, podczas wykładu



Józef Spałek podczas wykładu w sesji plenarnej (fot. Maciej Kolwas)



Przewodniczący Komitetu Organizacyjnego Jerzy Garbarczyk zamyka Zjazd

RADA REDAKCYJNA

Andrzej Kajetan Wróblewski (przewodniczący), Mieczysław Budzyński, Andrzej Dobek, Witold Dobrowolski, Zofia Gołąb-Meyer, Adam Kiejna, Józef Szudy

REDAKTOR HONOROWY

Adam Sobiczewski

KOMITET REDAKCYJNY

Jerzy Gronkowski (redaktor naczelny), Mirosław Łukaszewski, Magdalena Staszal, Marek Więckowski, Barbara Wojtowicz

Adres Redakcji:

ul. Hoża 69, 00-681 Warszawa, e-mail: postepy@fuw.edu.pl, Internet: postepy.fuw.edu.pl

KORESPONDENCI ODDZIAŁÓW PTF

Maciej Piętka (Białystok), Aleksandra Wronkowska (Bydgoszcz), Marian Głowacki (Częstochowa), Ryszard Drozdowski (Gdańsk), Roman Bukowski (Gliwice), Jerzy Warczewski (Katowice), Małgorzata Wysocka-Kunisz (Kielce), Małgorzata Nowina Konopka (Kraków), Elżbieta Jartych (Lublin), Michał Szanecki (Łódź), Ewa Pawelec (Opole), Maria Połomska (Poznań), Małgorzata Pociask (Rzeszów), Małgorzata Kuzio (Stupsk), Janusz Typek (Szczecin), Wini-cjusz Drozdowski (Toruń), Aleksandra Miłoś (Warszawa), Bernard Janczewicz (Wrocław), Joanna Borgensztajn (Zielona Góra)

POLSKIE TOWARZYSTWO FIZYCZNE

ZARZĄD GŁÓWNY

Reinhard Kulesa (prezes), Krystyna Ławniczak-Jabłońska (sekretarz generalny), Roman Puźniak (skarbnik), Jacek M. Baranowski, Przemysław Dereń, Mirosław Trociuk i Jerzy Warczewski (członkowie wykonawczy), Bolesław Augustyniak, Maria Dobkowska, Stanisław Dubiel, Henryk Figiel, Jacek Przemysław Goc, Zofia Gołąb-Meyer, Bernard Janczewicz i Ewa Kurek (członkowie)

Adres Zarządu:

ul. Hoża 69, 00-681 Warszawa, tel./fax: 022-6212668, e-mail: ptf@fuw.edu.pl, Internet: ptf.fuw.edu.pl

PRZEWODNICZĄCY ODDZIAŁÓW PTF

Eugeniusz Żukowski (Białystok), Stefan Kruszewski (Bydgoszcz), Michał Piasecki (Częstochowa), Marek Grinberg (Gdańsk), Andrzej Klimasek (Gliwice), Wiktor Zipper (Katowice), Janusz Braziewicz (Kielce), Zbigniew Majka (Kraków), Jerzy Żuk (Lublin), Bogusław Broda (Łódź), Ryszard Pietrzak (Opole), Roman Świetlik (Poznań), Małgorzata Kłisowska (Rzeszów), Grzegorz Karwasz (Stupsk), Adam Bechler (Szczecin), Ryszard S. Trawiński (Toruń), Jerzy Garbarczyk (Warszawa), Zbigniew Kletowski (Wrocław), Paweł B. Sczaniecki (Zielona Góra)

REDAKTORZY NACZELNI INNYCH CZASOPISM

WYDAWANYCH POD EGIDĄ PTF

Jerzy Prochorow – *Acta Physica Polonica A*, Andrzej Staruszkiewicz – *Acta Physica Polonica B*, Andrzej Jamiołkowski – *Reports on Mathematical Physics*, Marek Kordos – *Delta*, Zofia Gołąb-Meyer – *Foton*, Zbigniew Wiśniewski (redaktor prowadzący) – *Fizyka w Szkole*

Czasopismo ukazuje się od 1949 r.

Wydawca: Polskie Towarzystwo Fizyczne

Dofinansowanie: Ministerstwo Nauki i Szkolnictwa Wyższego

Patronat: Wydział Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego

Skład komputerowy w redakcji

Opracowanie okładki: Studio Graficzne etNova Piotr Zenda i Wspólnicy sp.j., tel.: 022-8735520, e-mail: etnova@etnova.pl

Druk i oprawa: „UNI-DRUK”, Warszawa, ul. Buńczuk 7b

ISSN 0032-5430

SPIS TREŚCI

J. Żylicz – Jądro atomu w silnym polu magnetycznym – przykład $^{229}\text{Th}^{89+}$ .....	194
PTF .....	199
J. Spałek – Kwantowe przejścia fazowe i zjawiska krytyczne: nowy typ zachowania materii .....	200
M. Żurawski, J. Kozłowski – Czy sztuczna inteligencja wesprze medycynę? .....	211
J. Eades – Antymateria i antyprotonowy atom helu ..	216
K. Fiałkowski – Ettore Majorana – zapomniany geniusz .....	222
NOWI PROFESOROWIE .....	227
RECENZJE .....	229
ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI .....	232
KRONIKA .....	237

*Drodzy Czytelnicy!*

*To już trzeci kolejny zeszyt, w którym publikujemy pokłosie zeszłorocznego XXXVIII Zjazdu Fizyków Polskich w Warszawie. Tym razem zamieszczamy dwa teksty oparte na wykładach zjazdowych: artykuł prof. Jana Żylicza o jądrze atomowym w silnym polu magnetycznym powstającym w wielokrotnie zjonizowanych atomach ciężkich pierwiastków i artykuł prof. Józefa Spałka o kwantowych przemianach fazowych w materii skondensowanej. Oba dotyczą fundamentalnych dla fizyki spraw, oba przy tym bardzo ciekawie opisują naukę in statu nascendi – relacjonują aktualny stan ambitnych projektów badawczych. To samo można też powiedzieć o specjalnie dla nas rozszerzonym przez Autora i uaktualnionym już po wakacjach przekładzie artykułu Johna Eadesa o antyprotonowym atomie helu.*

*Polecam także Państwu interesujące wspomnienia polskich pionierów badań nadprzewodnictwa wysokotemperaturowego. Konferencja, na którą zostały zebrane, odbyła się przed ponad rokiem, ale to akurat dziś przypada okrągła, 20. rocznica „wybuchu” tej tematyki. Wielu z nas, fizyków, pamięta jeszcze ówczesną atmosferę „gorączki złota”, która udzieliła się również mediom...*

*Jerzy Gronkowski*

*Na okładce:*

Część laserowego układu grzebienia częstości wykorzystywanego w eksperymentach z atomami antyprotonowego helu przez współpracę ASACUSA (do artykułu na s. 216). Jak opisano w tekście artykułu, metoda grzebieniowa daje możliwość stabilizacji częstości światła lasera z dokładnością względną do  $10^{-10}$ , co pozwala wyznaczyć stosunek masy antyprotonu do masy elektronu z dokładnością do 2,7 ppb (fot. Masaki Hori, dzięki uprzejmości Johna Eadesa).

# Jądro atomu w silnym polu magnetycznym – przykład $^{229}\text{Th}^{89+}$ \*

Jan Żylicz

*Institut Fizyki Doświadczalnej, Uniwersytet Warszawski*

---

Atomic nucleus in a strong magnetic field – example of  $^{229}\text{Th}^{89+}$

*Abstract:* Predictions of hyperfine structure in hydrogen-like  $^{229}\text{Th}^{89+}$  ions are presented for both the  $5/2^+$  ground state of the nucleus and the  $3.5\text{ eV } 3/2^+$  isomeric state. The effect of nuclear spin mixing and mixing oscillations is analyzed. Perspectives of experimental verification of these predictions are briefly discussed.

---

## 1. Wprowadzenie

Ten artykuł jest poświęcony zachowaniu się jąder atomowych w silnym polu magnetycznym. Dotyczy jonów ciężkich nuklidów, których powłoka atomowa jest zredukowana do jednego elektronu na orbicie K. Pole magnetyczne wytwarzane przez ów pojedynczy elektron w obszarze jądra sięga milionów tesli.

Warunki do wytwarzania i badania jonów ciężkich pierwiastków o bardzo dużym ładunku, w szczególności rozważanych tu jonów wodoropodobnych, powstały w dwóch laboratoriach. Pierwszym jest niemiecki ośrodek badań ciężkojonowych GSI (Gesellschaft für Schwerionenforschung) w Darmstadtzie, w którym takie jony powstają w wyniku zderzeń atomowych przy energii kilkuset MeV/nukleon i mogą być gromadzone w pierścieniu zbiorczym (akumulacyjnym) ESR (Experimentier Speicher Ring) [1]. Drugie to amerykańskie laboratorium LLNL (Lawrence Livermore National Laboratory), w którym zbudowano układ do wytwarzania jonów i ich utrzymywania w intensywnej wiązce elektronów o energii ponad 100 MeV [2]. Dzięki tym laboratoriom została otwarta droga do niestandardowych eksperymentów z pogranicza fizyki jądrowej i atomowej.

Nowe perspektywy ilustrujemy przykładem wodoropodobnego jonu  $^{229}\text{Th}^{89+}$ . Jest to podsumowanie teoretycznych prac Sławomira Wycecha i autora [3], Fiodora Karpeshina i in. [4] oraz Krzysztofa Pachuckiego i in. [5]. Przedstawione rozważania są przymiarką do zaprojektowania eksperymentu, który chcielibyśmy wykonać w Darmstadtzie. Możliwość zbadania  $^{229}\text{Th}^{89+}$  dyskutujemy z odwołaniem się do przeprowadzonego w GSI eksperymentu z wiązką jonów  $^{209}\text{Bi}^{82+}$  [6]. Zaczynamy od wyjaśnienia, dlaczego właśnie jądro  $^{229}\text{Th}$  zasługuje na wyróżnienie.

## 2. Dlaczego $^{229}\text{Th}$

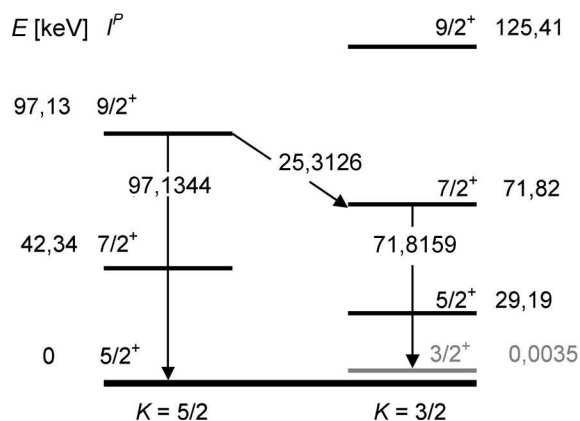
Jądro  $^{229}\text{Th}$  wzbudza zainteresowanie między innymi ze względu na kwestię jego deformacji oktopolowej [7], lecz podstawowym jego wyróżnikiem jest anomalnie mała energia pierwszego stanu wzbudzonego:  $E^* = 3,5 \pm 1,0\text{ eV}$  [8]. Jest to energia typowa dla wzbudzeń atomu. Najniższe wartości energii wzbudzenia innych dotąd zbadanych jąder są o kilka rzędów wielkości większe (wyjątek stanowi  $^{235}\text{U}$ , którego pierwszy poziom wzbudzony ma energię 76,8 eV [8]). W przypadku  $^{229}\text{Th}$  mamy więc wyjątkowe warunki do badania sprzężenia atomowych i jądrowych stopni swobody.

Wartość  $E^*$  została wyznaczona z pomiarów promieniowania  $\gamma$  po rozpadzie  $^{233}\text{U} \rightarrow ^{229}\text{Th} + \alpha$  przez Helmera i Reicha [9]. Były to pomiary o największej precyzji, jaką można osiągnąć przy zastosowaniu detektora germanowego. Część wyników przedstawiono na rys. 1. Są to najniższe poziomy jądra  $^{229}\text{Th}$  pogrupowane w dwa pasma rotacyjne o liczbach kwantowych  $K$  (rzutach momentu pędu na oś symetrii jądra zdeformowanego) wynoszących  $5/2$  oraz  $3/2$ . Pokazano również trzy z wielu obserwowanych przejść  $\gamma$ . Bilans energetyczny tych trzech przejść wskazuje na  $E^* \approx 5,9\text{ eV}$ . Wartość  $3,5 \pm 1,0\text{ eV}$  jest średnią z kilku wyników, obliczoną z uwzględnieniem niepewności energii przejść.

Ostatnio Guimarães-Filho i Helene [10] sugerowali, że energia rozważanego stanu wynosi  $5,5 \pm 1,0\text{ eV}$ . Nie przesądzając, które z oszacowań jest bliższe prawdy, w tym artykule trzymamy się wartości pierwotnej. Rozstrzygające znaczenie miałyby bezpośrednie zaobserwowanie rozważanego przejścia w zakresie nadfioletu. Kilka zespołów podjęło już odpowiednie poszukiwania. Interpretacja pierwszych optymistycznych doniesień [11] została jednak podważona [12,13] i problem jest wciąż otwarty.

---

\*Na podstawie wykładu wygłoszonego z okazji wręczenia Medalu Smoluchowskiego podczas XXXVIII Zjazdu Fizyków Polskich w Warszawie (wrzesień 2005) w sesji plenarnej.

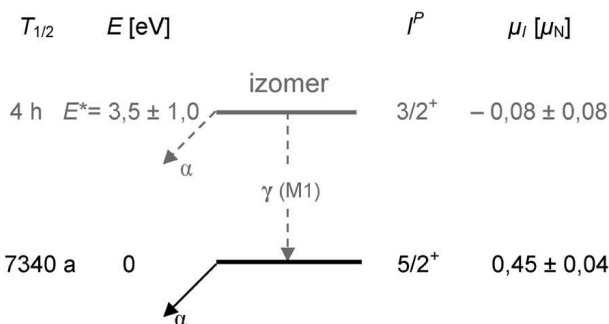


Rys. 1. Wartości energii, spinów/parzystości i liczb kwantowych  $K$  poziomów jądra  $^{229}\text{Th}$  oraz trzy z obserwowanych przejść  $\gamma$  [8,9]. Energia przejścia 25,3126 keV jest średnią z dwóch wartości podanych w pracy [9]. Poziom  $3/2^+$  jest pokazany bez zachowania proporcji. Przejście  $\gamma$  typu M1 o energii ok. 3,5 eV nie było dotąd obserwowane.

Zestawienie danych, które przyjmujemy do dalszych rozważań (bez uwzględnienia niepewności), przynosi rys. 2. Okres połowicznego zaniku, spin i moment magnetyczny (w magnetonach jądrowych  $\mu_N = e\hbar/2m_p c$ ) stanu podstawowego znane są z doświadczenia. Spin stanu wzbudzonego i jego moment magnetyczny wynikają z analizy danych o wyższych poziomach pasma rotacyjnego  $K = 3/2$  (rys. 1), wspartej oszacowaniami opartymi na uogólnionym modelu jądra [14]. Model ten wskazuje na dodatnią parzystość obu stanów. Oczekuje się, że rozważane poziomy łączy magnetyczne przejście dipolowe  $\gamma$ , a odpowiadający mu średni czas życia – w godzinach – jest dany wzorem

$$\tau = 15,8\mu_N^2/E_\gamma^3 B(M1), \quad (1)$$

w którym energia jest wyrażona w elektronowoltach [7]. Oszacowanie zredukowanego prawdopodobieństwa tego przejścia daje  $B(M1) = (0,069 \pm 0,013)\mu_N^2$  [3,4]. Wartości tej odpowiada  $\tau \approx 5$  h i okres połowicznego zaniku  $T_{1/2} \approx 4$  h. Stan  $3/2^+$  jest izomerem; oznaczamy go symbolem  $^{229m}\text{Th}$ .

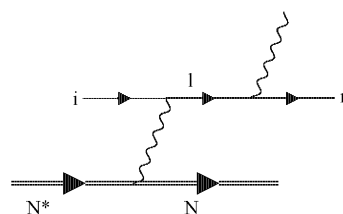


Rys. 2. Dane o stanie podstawowym i pierwszym stanie wzbudzonego jądra  $^{229}\text{Th}$ . Wartość  $T_{1/2} \approx 4$  h została oszacowana bez uwzględnienia „mostu elektronowego”.

Podjęmowane były próby pomiaru okresu połowicznego zaniku  $^{229m}\text{Th}$  przez obserwację rozpadu  $\alpha$  jako procesu w niewielkim stopniu konkurującego z przejściem  $\gamma$ . W pracy [15] cząstek  $\alpha$  nie zaobserwowano i stwierdzono, że albo  $T_{1/2} < 6$  h, albo  $T_{1/2} > 20$  dni. Natomiast praca [16] sugeruje  $T_{1/2} = 13,9 \pm 3,0$  h. Wyniki te są oczywiście wzajemnie sprzeczne. Planuje się dalsze pomiary.

U podstaw naszego zainteresowania  $^{229}\text{Th}$  leżało przekonanie o potrzebie bezpośredniej obserwacji niskoenergetycznego przejścia  $\gamma$  oraz znacznie dokładniejszego wyznaczenia jego energii. Znajomość dokładnej wartości  $E^*$  jest jednym z warunków koniecznych do ilościowej analizy sprzężenia jądrowych i atomowych stopni swobody.

Przykładem takiego sprzężenia, zależnego od  $E^*$ , może być efekt tzw. mostu elektronowego. Oczekujemy go w przypadku izomeru  $^{229m}\text{Th}$  z kompletem elektronów [17–19]. Jak pokazano na rys. 3, jest to przeniesienie elektronu ze stanu podstawowego (i) do wyższego stanu kwantowego l wskutek elektromagnetycznego oddziaływania jądro–elektron. Proces ten ma charakter rezonansowy. Jego prawdopodobieństwo jest tym większe, im wartość  $E^*$  jest bliższa energii wzbudzenia atomu  $E_l - E_i$ . Deekscytacja stanu l wiąże się z przejściem do niższego stanu n. Istnienie tego dodatkowego kanału rozpadu, konkurującego z emisją kwantu  $\gamma$ , oznacza skrócenie czasu życia izomeru. Przejście izomeryczne może być przyspieszone nawet o kilka rzędów wielkości [19]. Inne przykłady możliwych sprzężeń jądro–atom w przypadku  $^{229}\text{Th}$  można znaleźć m.in. w pracach [20,21].



Rys. 3. Przejście ze stanu izomerycznego ( $N^*$ ) do podstawowego ( $N$ ) jądra  $^{229}\text{Th}$  na drodze mostu elektronowego (najważniejszy z diagramów Feynmana [19])

### 3. Jon $^{229}\text{Th}^{89+}$ – przewidywana struktura nadsubtelna

W jonie wodoropodobnym, dla punktowego jądra i elektronu K w przybliżeniu nierelatywistycznym, indukcja efektywnego pola magnetycznego w obszarze jądra dana jest wyrażeniem

$$B_{el} = (8/3)\mu_s(Z/a_0)^3, \quad (2)$$

w którym symbole oznaczają:  $\mu_s$  – spinowy moment magnetyczny elektronu,  $a_0$  – promień pierwszej orbity Bohra,  $Z$  – liczbę atomową (kierunek pola jest nieokreślony) [22]. Dla jonu  $^{229}\text{Th}^{89+}$ , podstawiając  $Z = 90$ , znajdujemy  $B_{el} = 12,2$  MT. W ujęciu relatywistycznym – przy uwzględnieniu rozkładu ładunku i namagnesowania w jądrze [3,23] –

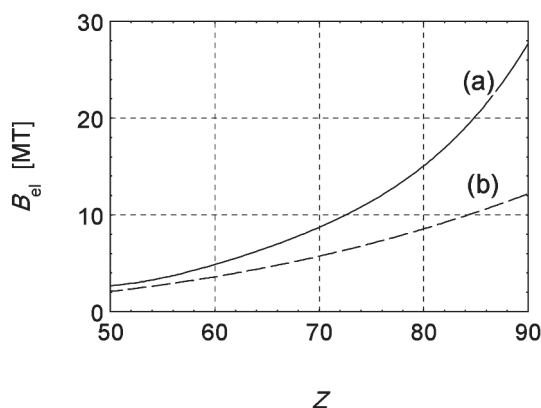
obliczone pole wzrasta do wartości 27,7 MT, którą wykorzystujemy w dalszych oszacowaniach. Dane dla szerszego zakresu  $Z$  pokazano na rys. 4.

Jeżeli hamiltonian układu jądro plus elektron K, przy „wyłączeniu” pola magnetycznego, oznaczymy przez  $H_0$ , to po uwzględnieniu pola będziemy mieli

$$H = H_0 + H_m, \quad (3)$$

$$H_m = -\mu_I \cdot \sigma_e B_{el}, \quad (4)$$

gdzie  $\mu_I$  oraz  $\sigma_e$  oznacza operatory odpowiednio momentu magnetycznego jądra i spinu elektronu.



Rys. 4. Przewidywane wartości indukcji magnetycznej wytwarzanej w obszarze jądra jonów wodoropodobnych przez: a) elektron relatywistyczny (z uwzględnieniem rozmiarów jądra), b) elektron w przybliżeniu nierelatywistycznym (jądro punktowe) [3,22,23]

Stan o spinie jądra  $I$  rozszczepia się na dwa stany o całkowitym momencie pędu  $F = I + 1/2$  lub  $F = I - 1/2$ . Energię każdego z nich określają zależności

$$E_F = E_0 + W_{hfs}, \quad (5)$$

$$W_{hfs} = AC/2,$$

$$A = 2\mu_I B_{el}/I, \quad C = F(F + 1) - I(I + 1) - 3/4. \quad (6)$$

Rozszczepienie dwu stanów na cztery poziomy struktury nadsubtelnej, z uwzględnieniem wpływu mieszania się stanów  $F = 2$ , pokazano na rys. 5. Zamiast jednego jądrowego przejścia M1, omawianego w p. 2, mamy tu pięć przejść M1, które – jak dyskutujemy niżej – mają charakter przejść elektronowych.

#### 4. Zmieszanie stanów $F = 2$ i przyspieszenie przejść M1

W przypadku  $^{229}\text{Th}^{89+}$  za mieszanie się stanów o tej samej parzystości, przy spinie jądra różniącym się o 1, ale jednakowym całkowitym momencie pędu  $F = 2$ , odpowiedzialny jest niediagonalny element macierzowy [3]

$$\langle 3/2, F = 2 | H_m | 5/2, F = 2 \rangle = \sqrt{(32\pi/15) B(M1) B_{el}}. \quad (7)$$

Jak widać, element ten jest określony przez zredukowane prawdopodobieństwo jądrowego przejścia M1 i efektywne

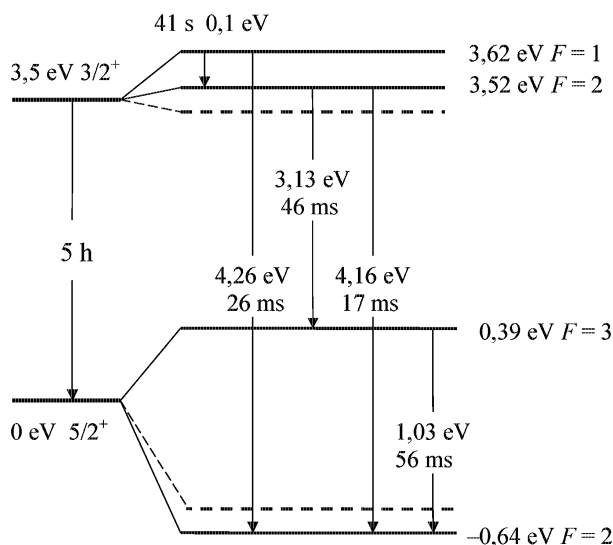
pole magnetyczne. Struktura zmieszanych stanów  $F = 2$ , górnego i dolnego, wyraża się w standardowy sposób przez stany niezaburzone:

$$|G\rangle = -\sin \theta |5/2, F = 2\rangle + \cos \theta |3/2, F = 2\rangle, \quad (8)$$

$$|D\rangle = \cos \theta |5/2, F = 2\rangle + \sin \theta |3/2, F = 2\rangle. \quad (9)$$

Wartości  $E^* = 3,5$  eV odpowiada  $\sin^2 \theta = 0,02$  tj. stopień zmieszania wynoszący 2%.

Jak pokazuje rys. 5, efekt zmieszania stanów  $F = 2$  przejawia się dwojako: 1) przez rozsuniecie („odpychanie”) tych poziomów, które prowadzi do pewnej modyfikacji energii przejść M1, 2) przez znaczne przyspieszenie tych przejść w porównaniu z jądrowym przejściem M1.



Rys. 5. Jon  $^{229}\text{Th}^{89+}$ : obliczone wartości energii stanów i przejść elektromagnetycznych oraz średnie czasy życia odpowiadające przejściom przy pominięciu pola magnetycznego (z lewej) i przy założeniu  $B_{el} = 27,7$  MT [4]. Linie przerywane odpowiadają poziomom  $F = 2$  bez uwzględnienia ich zmieszania.

Mechanizm przyspieszenia przejść M1 zilustrujemy, rozważając przejście o energii 4,26 eV:

$$|3/2, F = 1\rangle \xrightarrow{\tau=26 \text{ ms}} (\sin \theta |3/2, F = 2\rangle + \cos \theta |5/2, F = 2\rangle). \quad (10)$$

Ograniczymy się do prostego obrazu jednocząstkowego. Ze względu na dwie składowe stanu końcowego mamy dwa przyczynki do prawdopodobieństwa przejścia. Pierwszy – elektronowy – pochodzi od zmiany orientacji spinu elektronu bez zmiany stanu spinowego neutronu. Drugi – neutronowy – związany jest ze zmianą orientacji spinu neutronu bez zmiany stanu spinowego elektronu. Pierwszy przyczynek jest proporcjonalny do  $\sin^2 \theta = 0,02$ , drugi – do  $\cos^2 \theta = 0,98$ . Wydawałoby się zatem, że przejście neutronowe jest uprzywilejowane. Prawdopodobieństwo przejścia jest jednak odwrotnie proporcjonalne do kwadratu masy cząstki, której spin ulega reorientacji, i dominujący wpływ na średni czas życia ma przejście elektronowe.

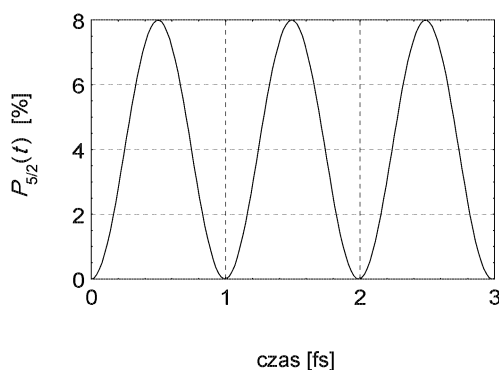
## 5. Oscylacje spinowe i ewolucja jonu

Mając na uwadze możliwości ośrodka GSI, odwołałyśmy się do doświadczenia myślowego, które w pierwszym etapie sprowadzi się do wytworzenia helopodobnych jonów  $^{229}\text{Th}^{88+}$  i ich kumulacji w pierścieniu ESR. Przewidujemy, że w chwili  $t = 0$  od każdego z tych jonów oderwany zostanie jeden elektron K i powstanie w ten sposób wiązka jonów wodoropodobnych  $^{229}\text{Th}^{89+}$ ; indukcja magnetyczna w obszarze jądra wynosi odłąd 27,7 MT.

Zaczynamy od założenia, że w chwili  $t = 0$  wszystkie jądra  $^{229}\text{Th}$  znajdują się w stanie izomerycznym o spinie  $I = 3/2$ . Początkowo zakładamy również, że czas obserwacji jonów  $^{229}\text{Th}^{89+}$  jest znacznie krótszy od średnich czasów życia odpowiadających przejściom M1 (rys. 5). Rozpad można pominąć. Przy zastosowaniu takiego formalizmu jak dla oscylacji zapachu neutrin [24] stwierdzamy, że wkład domieszki składowej  $I = 5/2$  do górnego stanu  $F = 2$  oscyluje w funkcji czasu zgodnie ze wzorem

$$P_{5/2}(t) = \sin^2(2\theta) \sin^2\left(\frac{\Delta E}{2\hbar}t\right), \quad (11)$$

w którym  $\Delta E = E_G - E_D = 4,16$  eV jest różnicą energii stanów  $F = 2$ . Wkład domieszki zmienia się od 0 do 8% (rys. 6). Wartość średnia wynosi 4%, jest zatem dwukrotnie większa niż uzyskana dla warunków stacjonarnych (p. 4). Częstość oscylacji wynosi ok.  $10^{15} \text{ s}^{-1}$ .



Rys. 6. Oscylacje domieszki stanu o spinie  $I = 5/2$  w wyższym z dwóch stanów  $F = 2$  [5]

Następnie określamy, jak rozważany przez nas układ zmienia się z upływem czasu. Uwzględniamy wszystkie przejścia M1 (rys. 5). Przy zastosowaniu formalizmu macierzy gęstości znajdujemy zależność obsadzenia stanów od czasu dla różnych  $I$  oraz  $F$ . Wyniki obliczeń uśrednione po okresie oscylacji można znaleźć w pracy [5]. (W pracy tej znajdujemy również rozważania odpowiadające założeniu, że w chwili  $t = 0$  wszystkie jądra znajdują się w stanie podstawowym). Wyniki te mają przełożenie na natężenia przejść M1. Pomiar zależności tych natężeń od czasu pozwoliłby na weryfikację naszych rozważań. Zauważmy, że po upływie kilkuset milisekund wszystkie jony  $^{229}\text{Th}^{89+}$  powinny znajdować się w dolnym stanie

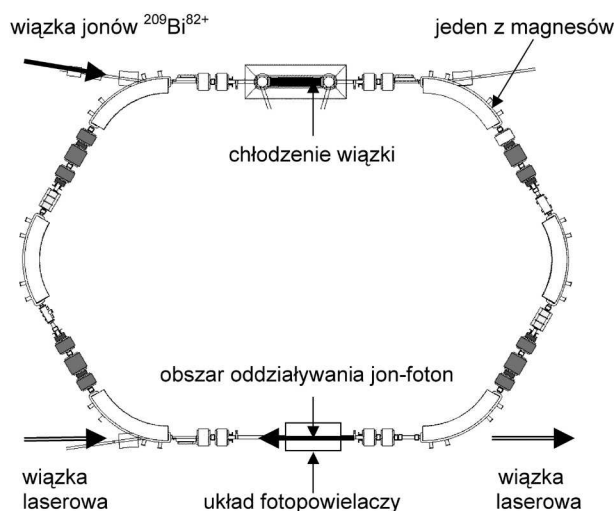
$F = 2$ . Domieszka składowej  $I = 3/2$  wynosi wtedy 2%, tak jak przewiduje nasz wynik dla rozwiązania stacjonarnego.

## 6. Wyniki eksperymentu z wiązką $^{209}\text{Bi}^{82+}$

W badaniach struktury nadsubtelnej ciężkich jonów wodoropodobnych pionierski eksperyment, dotyczący jonów  $^{209}\text{Bi}^{82+}$ , został wykonany w GSI przez Klafta i in. [6].

Stan podstawowy jądra  $^{209}\text{Bi}$  ma spin  $I = 9/2$  i moment magnetyczny  $\mu = (4,1106 \pm 0,0002)\mu_N$ . Dla jonu  $^{209}\text{Bi}^{82+}$  przewiduje się pole magnetyczne  $B_{el} = 17,85$  MT (rys. 4). Stan podstawowy układu rozszczepia się na poziomy struktury nadsubtelnej o  $F = 5$  (górny) oraz  $F = 4$ , odległe o 5,140 eV. Dla przejścia M1 między tymi stanami przewidywana jest długość fali 241,2 nm i średni czas życia ok. 0,42 ms. Dokładniejsze rozważania teoretyczne można znaleźć w pracy [25].

W eksperymencie, do którego się odwołujemy, jony  $^{209}\text{Bi}$  o stosunkowo małym ładunku były przyspieszane do energii 200 MeV/nukleon. W wyniku oddziaływania tych jonów z atomami tarczy następowało zdzieranie elektronów i powstawały jony o bardzo dużym ładunku. Jony wodoropodobne były spośród nich wydzielane i kierowane do pierścienia zbiorczego, którego schemat pokazano na rys. 7. Liczba jonów  $^{209}\text{Bi}^{82+}$  krążących w pierścieniu się-

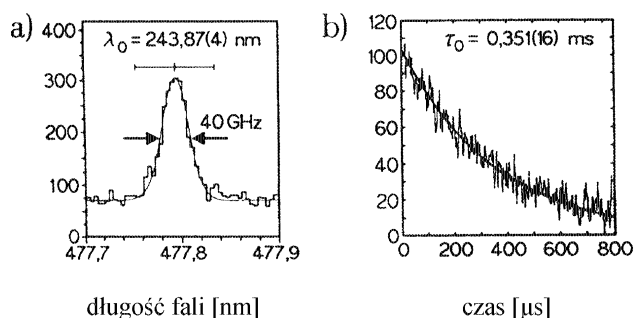


Rys. 7. Układ ESR w zastosowaniu do badania jonów  $^{209}\text{Bi}^{82+}$  [1,6]

gała  $1,8 \cdot 10^8$ . Dzięki zastosowaniu chłodzenia równoległą wiązką elektronów rozrzut prędkości jonów był znacznie zmniejszony. Ich prędkość  $\beta = v/c$  odniesiona do prędkości światła wynosiła  $0,58666 \pm 0,00011$ . Długość drogi przebytej przez jony przy jednym obiegu wynosiła 108 m. Na jednym z prostoliniowych odcinków tej drogi jony oddziaływały z przeciwnie biegnącą wiązką laserową. Przy odpowiednim doborze długości fali osiągnęto warunki rezonansowej absorpcji fotonów, przeprowadzającej jon ze stanu  $F = 4$  do stanu  $F = 5$ . Osiągnięcie rezonansu stwierdzano przez rejestrację fotonów emitowanych przy przej-

ściu w kierunku odwrotnym:  $F = 5 \rightarrow F = 4$ . Do detekcji służył układ fotopowielaczy.

Otrzymaną krzywą rezonansową pokazano na rys. 8a. Jej maksimum odpowiada długości fali  $\lambda = 477,794 \pm 0,004$  nm, a szerokość jest określona przez rozrzut prędkości jonów. Po uwzględnieniu zjawiska Dopplera uzyskuje się długość fali dla jonu w spoczynku  $\lambda_0 = 243,87 \pm 0,04$  nm, która jest bliska wartości przewidywanej. Na rysunku 8b pokazano zanik fluorescencji obserwowany przy impulsowym wzbudzeniu stanu rezonansowego. Średni czas życia tego stanu wynosi  $\tau_0 = 0,351 \pm 0,016$  ms. Jest on nieco krótszy od przewidywanego, co czeka na wyjaśnienie [6].



Rys. 8. Liczba zarejestrowanych przejść elektromagnetycznych między stanami  $F = 5$  i  $F = 4$  struktury nadsubtelnej  $^{209}\text{Bi}^{82+}$  w funkcji długości fali wiązki laserowej (a) oraz czasu (b) [6]

## 7. Perspektywy doświadczalnego zbadania $^{229}\text{Th}^{89+}$

Sukcesy eksperymentu z jonami  $^{209}\text{Bi}^{82+}$  [6] i późniejszego eksperymentu z jonami  $^{207}\text{Pb}^{81+}$  [26] wskazują na jedną z możliwych dróg zbadania struktury nadsubtelnej  $^{229}\text{Th}^{89+}$ . Punktem wyjścia powinno być wytworzenie wiązki jonów toru i ich zgromadzenie w pierścieniu akumulacyjnym.

Zakładamy przyspieszanie jonów  $^{238}\text{U}$  do energii bliskiej 1 GeV/nukleon i ich oddziaływanie z tarczą berylową. Wśród wielu różnorodnych produktów reakcji fragmentacji będziemy mieli jony  $^{229}\text{Th}^{89+}$  [27]. Jony te można wydzielić i wprowadzić do ESR. Po upływie kilkuset milisekund od zakończenia gromadzenia jonów  $^{229}\text{Th}^{89+}$  w ESR będą się one znajdować w dolnym stanie  $F = 2$  (rys. 5). Zakładamy oddziaływanie jonów w tym stanie z wiązką laserową. Systematyczne zmiany długości fali promieniowania lub prędkości jonów pozwalałyby na osiągnięcie absorpcji rezonansowej dla przejść do trzech wyższych stanów struktury nadsubtelnej. Z pomiaru rezonansowych długości fali można by uzyskać energię i moment magnetyczny stanu izomerycznego. Przy impulsowym wzbudzeniu jonu możliwa byłaby weryfikacja przewidywań dotyczących ewolucji układu.

Jest jednak istotna różnica między  $^{229}\text{Th}^{89+}$  oraz  $^{209}\text{Bi}^{82+}$ . Moment magnetyczny jądra  $^{209}\text{Bi}$  był znany z dużą dokładnością i rozszczepienie nadsubtelne można

było obliczyć stosunkowo dokładnie. Zakres zmian długości fali promieniowania laserowego potrzebny do osiągnięcia absorpcji rezonansowej był mały. Natomiast w przypadku  $^{229}\text{Th}^{89+}$  energia i moment magnetyczny izomeru są na razie znane tylko w grubym przybliżeniu. Postępowanie analogiczne do zastosowanego dla bizmutu wymagałoby kłopotliwie długiego czasu. Jesteśmy jednak przekonani, że po dokonaniu modernizacji ośrodka GSI, podjętej w ramach nakreślonego na wielką skalę programu FAIR (Facility for Antiproton and Ion Research) [28] (zob. też artykuł Z. Janasa, *PF* **57**, 174 (2006)), za kilka lat doświadczalna weryfikacja naszych przewidywań stanie się możliwa. Zauważmy: badania z zakresu fizyki atomowej przy zastosowaniu ciężkich jonów są istotnym elementem tego programu [29].

U podstaw artykułu leżą rozważania teoretyczne, których przeprowadzenie byłoby trudne bez udziału ekspertów – Sławomira Wycecha, Fiodora Karpeszina i Krzysztofa Pachuckiego. Zaangażowani w te rozważania eksperymetatorzy – Marek Pfützner i autor – pragną kolegom teoretykom serdecznie podziękować za współpracę.

## Literatura

- [1] B. Franzke, *Nucl. Instrum. Meth. B* **24**, 18 (1987).
- [2] J.R. Crespo López-Urrutia i in., *Phys. Rev. Lett.* **77**, 826 (1996).
- [3] S. Wycech, J. Żylicz, *Acta Phys. Pol. B* **24**, 637 (1993).
- [4] F.F. Karpeshin i in. (m.in. S. Wycech, M. Pfützner, J. Żylicz), *Phys. Rev. C* **57**, 3085 (1998).
- [5] K. Pachucki, S. Wycech, J. Żylicz, M. Pfützner, *Phys. Rev. C* **64**, 064301 (2001).
- [6] I. Klaft i in., *Phys. Rev. Lett.* **73**, 2425 (1994).
- [7] E. Ruchowska i in. (m.in. J. Żylicz, R. Kaczorowski, W. Kurcewicz, A. Syntfeld, A.A. Wasilewski), *Phys. Rev. C* **73**, 044326 (2006) i prace tam cytowane.
- [8] R.B. Firestone i in., *Table of Isotopes*, CD-ROM (Wiley-Interscience, New York 1999).
- [9] R.G. Helmer, C.W. Reich, *Phys. Rev. C* **49**, 1845 (1994).
- [10] Z.O. Guimarães-Filho, O. Helene, *Phys. Rev. C* **71**, 044303 (2005).
- [11] D.S. Richardson i in., *Phys. Rev. Lett.* **80**, 3206 (1998) i prace tam cytowane.
- [12] S.B. Utter i in., *Phys. Rev. Lett.* **82**, 505 (1999).
- [13] R.W. Shaw i in., *Phys. Rev. Lett.* **82**, 1109 (1999).
- [14] A. Bohr, B.R. Mottelson, *Struktura jądra atomowego*, t. 2 (PWN, Warszawa 1984).
- [15] E. Browne i in., *Phys. Rev. C* **64**, 014311 (2001).
- [16] T. Mitsugashira i in., *J. Radioanal. Nucl. Ch.* **255**, 63 (2003).
- [17] V.F. Strizhov, E.V. Tkalya, *Pisma w Ż. Eksp. T teor. Fiz.* **99**, 697 (1991).
- [18] P. Kálmán, T. Bükki, *Phys. Rev. C* **63**, 027601 (2001).
- [19] F.F. Karpeshin, M.B. Trzhaskovskaya, *Hyperfine Interact.* **162**, 125 (2005).
- [20] F.F. Karpeshin, I.M. Band, M.B. Trzhaskovskaya, *Nucl. Phys. A* **654**, 579 (1999).
- [21] E.V. Tkalya, A.N. Zherikhin, *Phys. Rev. C* **61**, 064308 (2000).
- [22] G.K. Woodgate, *Struktura atomu* (PWN, Warszawa 1974).



- [23] V.M. Shabaev, *J. Phys. B* **27**, 5825 (1994).  
 [24] J.-L. Basdevant, J. Dalibard, *The Quantum Mechanics Solver* (Springer, Berlin 2000).  
 [25] M. Finkbeiner i in., *Phys. Lett.* **A176**, 113 (1993).  
 [26] P. Seelig i in., *Phys. Rev. Lett.* **81**, 4824 (1998).  
 [27] M. Pfützner i in., *Phys. Lett.* **B444**, 32 (1998).  
 [28] K. Gross, J. Eschke, *Nucl. Phys. News* **16**, 5 (2006).  
 [29] F.J. Currell, E. Widmann, *Nucl. Phys. News* **16**, 24 (2006).

JAN ŻYLICZ (ur. 1932) jest emerytowanym profesorem fizyki jądrowej. Studiował na Uniwersytecie Warszawskim (1950–55). Był zatrudniony w Instytucie Fizyki PAN (1953–54), Katedrze Fizyki Doświadczalnej UW (1954–55), Instytucie Badań Jądrowych (1955–72) i Instytucie Fizyki Doświadczalnej UW (od 1972). W latach 1994–2002 był dyrektorem IFD. Kilkakrotnie przez dłuższy czas pracował w ośrodkach zagranicznych, m.in. w Instytucie Nielsa Bohra w Kopenhadze. Jego zainteresowania koncentrowały się m.in. na zagadnieniach z pogranicza fizyki jądrowej i atomowej. Za swoje główne osiągnięcie uważa stworzenie warunków dla rozwoju naukowego młodszych kolegów, z których kilku należy obecnie do grona znanych w świecie specjalistów spektroskopii jądrowej.

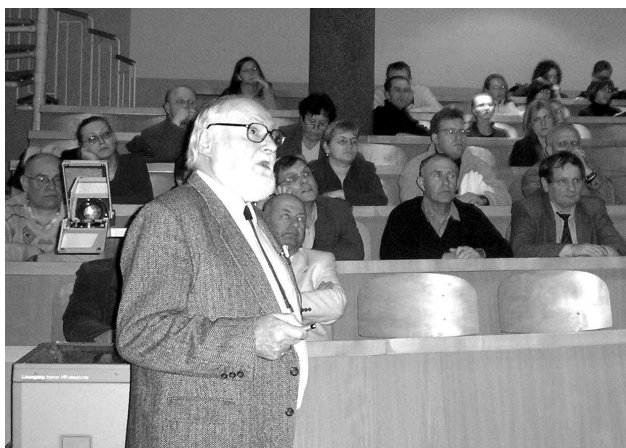


## PTF



### Oddział Częstochowski

W nawiązaniu do notatki (*PF* **57**, 78 (2006)) o Seminarium Wydziału Matematyczno-Przyrodniczego Akademii im. Jana Długosza, będącym rozszerzoną kontynuacją seminariów Częstochowskiego Oddziału PTF, podajemy informację o dwóch spośród seminariów, które odbyły się w semestrze letnim r. akad. 2005/06.



Profesor Lachowicz w trakcie wykładu

31 marca 2006 r. prof. Henryk Lachowicz (prof. Lachowicz zmarł niestety w lipcu 2006 r. – red.) z Instytutu Fizyki Polskiej Akademii Nauk (Warszawa) wygłosił wykład „Zwykły, nadzwyczajny, gigantyczny, kolosalny i co dalej – monstrialny? Rzecz o zjawiskach magnetooporowych”, w którym mówił o dużych zmianach oporu elektrycznego niektórych ciał stałych pod wpływem pola magnetycznego oraz możliwości ich wykorzystania. Po dłuższej przerwie na Seminarium przyszła grupa pracowników i doktorantów z Instytutu Fizyki Politechniki Częstochowskiej, nie zabrakło też uczniów Liceum im. J. Słowackiego.

24 maja 2006 r. prof. Ludwik Dobrzyński z Instytutu Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu w Białymstoku i Instytutu Problemów Jądrowych w Świerku/Otwocku wygłosił wykład „20 lat po Czarnobylu, a lekcja wciąż nieodrobiona”, w którym po omówieniu konstrukcji reaktora jądrowego RBMK podał mało znane fakty o przyczynach, przebiegu i skutkach słynnej awarii. Wykładowca podkreślił też szkodliwość zaniechania rozwijania energetyki jądrowej w Polsce. Słuchaczami byli: pracownicy AJD, studenci fizyki i ochrony środowiska oraz bardzo duża grupa licealistów ze „Słowackiego” pod opieką mgr Katarzyny Tazbir i jej koleżanki. Prowadzący obrady autor tej notatki musiał po raz drugi w historii Seminarium przerwać dyskusję po przekroczeniu dwugodzinnego limitu czasu.

Wojciech Gruhn

# Kwantowe przejścia fazowe i zjawiska krytyczne: nowy typ zachowania materii\*

Józef Spałek

*Institut Fizyki im. Mariana Smoluchowskiego, Uniwersytet Jagielloński*

---

Quantum phase transitions and critical phenomena:  
a new type of behaviour of matter

*Abstract:* We review briefly the main issues and pose elementary questions concerning quantum critical phenomena. A difference with respect to the classical critical behaviour is stressed. The theoretical concepts and issues are illustrated using examples ranging from superconductor–normal metal to metal–insulator transitions.

---

## 1. Zamiast wstępu

Przejścia fazowe i towarzyszące im zjawiska krytyczne oraz spontaniczna zmiana symetrii układu stanowią jedno z najbardziej uniwersalnych zjawisk w przyrodzie. W artykule charakteryzuję krótko kwantowe przejścia fazowe jako takie, w których występują osobliwości wielkości fizycznych (zjawiska krytyczne) przy temperaturze  $T \rightarrow 0$ . W takim przypadku zjawiska krytyczne wynikają z konkurencji dwóch rodzajów energii, z których każda preferuje inny typ makroskopowego stanu kwantowego. W temperaturze  $T > 0$  dodatkowo należy uwzględnić fluktuacje termiczne (termodynamiczne), które wraz ze wzrostem temperatury stopniowo uzyskują dominujący wpływ na zachowanie układu. Rozważam także przypadek przejścia do stanu nadprzewodzącego i dwa przykłady takich przejść zachodzących na progu lokalizacji w układach oddziałujących fermionów, a mianowicie przejście metal–izolator typu Motta oraz przejście izolatora Kondo w ciecz Fermiego nowego typu (nielandauowską, ang. non-Fermi liquid). Aby umiejscowić tę tematykę w szerszym kontekście fizycznym, w pierwszej części podsumowałem główne cechy klasycznych przejść fazowych, np. ich uniwersalność.

## 2. Wprowadzenie: co to jest faza?

Przejście fazowe (przemiana fazowa) należy do fundamentalnych pojęć w fizyce, inżynierii materiałowej czy nawet meteorologii. W przypadku fizyki zjawisko to nie tylko obejmuje materię skondensowaną, ale także odzwierciedla jedną z najbardziej fundamentalnych koncepcji – spontanicznego naruszenia symetrii – która z kolei dotyczy prawie wszystkich układów wielu cząstek kwantowych. Zjawisko przemiany fazowej polega na

nagłej, zachodzącej w stanie równowagi układu zmianie stanu całego układu (utworzeniu nowej fazy), tak by charakteryzował się nową symetrią i miał inne własności fizyczne, w tym nowy typ uporządkowania. Jeśli w układzie zachodzi przejście fazowe, to mówimy też o *emergencji*, tj. o spontanicznym pojawieniu się po przemianie nowych cech układu, których nie można wyjaśnić własnościami stanu układu przed przemianą. Można powiedzieć, iż własności stanu skondensowanego układów wielu cząstek (lub atomów) nie potrafimy opisać w sposób pełny, odwołując się jedynie do własności pojedynczych cząstek, mimo że pojedyncze cząstki w nowej fazie podlegają takim samym prawom kwantowym jak w fazie, z której powstał nowy stan. Pojęcie przemiany fazowej oraz spontanicznego naruszenia symetrii jest cechą układów wielu cząstek równie fundamentalną jak relatywistyczna niezmienniczość czy zasada nieoznaczoności. Jest także fundamentalną zasadą w teoriach pól kwantowych i cząstek elementarnych rozumianych jako teorie o nieskończonej liczbie stopni swobody.

Bardzo ważne w opisie przejść fazowych są pojęcia fazy w sensie termodynamicznym i kwantowym. Zazwyczaj jako fazę definiujemy stan makroukładu charakteryzujący się jednorodnością własności i opisywany przez *równanie stanu*, które dla najprostszych układów jest związkiem ciśnienia  $p$ , temperatury  $T$  oraz objętości  $V$  układu, tzn. jest dane przez równanie  $f(p, T, V) \equiv 0$ , przy czym  $f$  jest funkcją zależną od rodzaju układu. Taka definicja fazy, odzwierciedlająca nasze doświadczenie empiryczne ukształtowane historycznie w badaniach nad wazemną równowagą np. wody, pary i lodu, okazuje się jednak niedostateczna, gdy mamy do czynienia np. w metalu z układem elektronów, które w określonych warunkach „zamarzają” (lokalizują się) na atomach. Czy stany elek-

---

\*Na podstawie wykładu wygłoszonego podczas XXXVIII Zjazdu Fizyków Polskich w Warszawie (wrzesień 2005) w sesji plenarnej.

tronów tworzących gaz i ich odpowiednik w postaci stanu zlokalizowanych cząstek to dwie odrębne fazy? Tego typu pytania, leżące u podstaw kwantowych przejść fazowych, zmusiły autora do zrewidowania pojęcia makroskopowego stanu układu wielu cząstek jako określonej fazy. Ponadto postać przemiany fazowej może przybrać także przejście do stanu spójnego w nieoddziałujących układach kwantowych wielu cząstek, jak przy kondensacji Bosego–Einsteina.

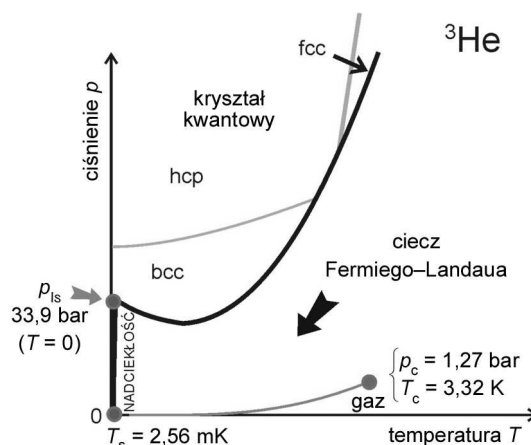
W ogólności w sensie termodynamicznym określamy fazy przez linie lub powierzchnie graniczne między nimi. Na liniach (granicach) faz, i tylko tam, wybrane własności fizyczne są jednak albo osobliwe, albo nieciągłe, a wewnątrz obszarów, czyli w określonej fazie, własności te są ciągłe. Co więcej, osobliwości na obszarach granicznych są istotne (nie są np. biegunami), tak że nie można własności termodynamicznych ekstrapolować z jednej fazy do drugiej. Bardziej górnolotnie można powiedzieć, iż każda faza to osobny „wszechświat” o określonych własnościach fizycznych. Przy takiej definicji nie jest ważne, czy układ jest klasyczny, biologiczny czy kwantowy; ważne tylko, żebyśmy mogli go scharakteryzować pod względem fizycznym, tzn. opisać ilościowo.

Jest rzeczą zadziwiającą, że przy przemianach fazowych mamy do czynienia z wysokiego stopnia uniwersalnością. Okazuje się, że rodzaj przejścia jest określony np. tylko przez pewne cechy oddziaływania między cząstkami (długozasięgowe czy nie), albo tylko przez to, czy są to określonego rodzaju obiekty kwantowe, czy nie. Ważnym czynnikiem jest też wymiarowość układu: układy dwu- i jednowymiarowe fermionów tworzą nowe klasy uniwersalności, które nie są jeszcze do końca poznane. W efekcie wszystkie przemiany fazowe podzielić można na ciągłe i nieciągłe, jeśli zapomnimy o przejściach w układach niejednorodnych („z nieporządkiem”), tj. takich, jak układy szkliste czy koloidalne. Przemiany nieciągłe to przejścia, dla których dwie fazy współlistnieją wzdłuż granicy faz, a pierwsze pochodne funkcji stanu (np. energii wewnętrznej lub swobodnej) są nieciągłe przy przekraczaniu tej granicy. W takim przypadku linie przy przejściach często kończą się punktami krytycznymi, w których zamiast prostych nieciągłości występują osobliwości drugich pochodnych funkcji stanu (np. ciepła właściwego, podatności magnetycznej czy ściśliwości). Te właśnie punkty krytyczne są najciekawszym celem badań przemian fazowych i zjawisk krytycznych.

Na rysunku 1 podany jest przykład diagramu fazowego dla skondensowanego  $^3\text{He}$ . Zauważmy, że powyżej punktu krytycznego ciecz–gaz można przejść w sposób ciągły od gazu do cieczy. Zatem nasza definicja fazy jest cokolwiek zawężona, gdy linie międzyfazowe kończą się w punktach krytycznych płaszczyzny, na której przedstawiamy diagram fazowy. Przyjmijmy, że dwa stany uważamy za odrębne fazy, jeśli choćby w części diagramu fazowego są one oddzielone liniami nieciągłości/osobliwości.

Zasadnicze pytanie fizyczne brzmi: jak wytłumaczyć pojawienie się osobliwości w układzie wielu cząstek

z określonym jednym oddziaływaniem pomiędzy nimi? Dlaczego układ oddziałujących cząstek zmienia nagle stan skupienia w stanie równowagi? Dlaczego przy oziębianiu układu atomy nie zamarzają stopniowo? Czy takie osobliwości mogą się pojawić w skończonym układzie cząstek (atomów)? Wiele z tych pytań zostało po raz pierwszy rozważonych przez Larsa Onsagera, który w sposób ścisły rozwiązał [1] dwuwymiarowy model Isinga wykazujący ciągłe przejście fazowe porządek–nieporządek typu magnetycznego. W tym artykule skupimy się najpierw na zdefiniowaniu różnicy między przejściem klasycznym a kwantowym, a następnie omówimy dwa konkretne przykłady dla przypadku oddziałujących elektronów.



Rys. 1. Diagram fazowy dla skondensowanego układu atomów  $^3\text{He}$ . Klasycznym punktem krytycznym jest punkt końcowy rozdzielający ciecz kwantową (ciecz Fermiego–Landaua) od fazy gazowej. Mnogość faz krystalicznych – fazy regularne bcc i fcc oraz faza heksagonalna hcp – wynika z kwantowego charakteru cząstek, tj. względnie dużej amplitudy drgań zerowych atomów  $^3\text{He}$ . Z tego samego powodu układ ten pozostaje cieczą (nadciężką poniżej  $T_s \approx 2,56$  mK) aż do najniższych temperatur.

### 3. Klasyczne przemiany fazowe

#### 3.1. Klasyczny punkt krytyczny

Jak już powiedzieliśmy, przemiany fazowe są zdefiniowane przez linie czy powierzchnie osobliwości ograniczające poszczególne fazy. Natomiast punkt krytyczny jest scharakteryzowany przede wszystkim przez wartość temperatury krytycznej  $T_c$  lub innego parametru, jak ciśnienie  $p_c$ . Wielkość taka w połączeniu z wykładnikami krytycznymi określa uniwersalne zachowanie w pobliżu punktu krytycznego, dla klasycznego przejścia fazowego w następujący sposób:

- ▶ ciepło właściwe przy stałym ciśnieniu

$$C_p(T) \propto \left| \frac{T - T_c}{T_c} \right|^{-\alpha} \quad \text{lub} \quad C_p(T) \propto \ln |T - T_c|, \quad (1)$$

- ▶ podatność magnetyczna (lub ściśliwość)

$$\chi(T) \propto \left| \frac{T - T_c}{T_c} \right|^{-\gamma}, \quad (2)$$

► parametr porządku (omówiony poniżej)

$$\eta(T) \propto \left( \frac{T_c - T}{T_c} \right)^\beta. \quad (3)$$

Na przykład dla przejścia fazowego izotropowy ferromagnetyk-paramagnetyk  $\alpha \leq 0,1$ ,  $\beta \approx 1/3$ ,  $\gamma \approx 4/3$ . Należy zauważyć, że wykładniki krytyczne  $\alpha, \beta, \gamma, \dots$  są dodatnimi liczbami rzeczywistymi, więc osobliwości związanych z nimi wielkości fizycznych są osobliwościami istotnymi. Współczynniki proporcjonalności, które trzeba wprowadzić, żeby proporcjonalności zamienić w równości, zależą już od wyboru układu, czyli nie są parametrami uniwersalnymi. Ważne jest również, że powyższe relacje obowiązują tylko w obszarze krytycznym  $|T - T_c|/T_c \ll 1$ , a wykładniki krytyczne mogą być różne w zależności od tego, czy zmierzamy do punktu krytycznego od strony wyższej, czy niższej temperatury (np. definiujemy  $\alpha = \alpha_\pm$  w zależności od tego, czy  $T > T_c$ , czy  $T < T_c$ ). Dokładny wybór punktu krytycznego  $T = T_c$  (i obszaru krytycznego) może więc być sprawą dość subtelną, a niesymetryczne zachowanie się układu ( $\alpha_+ \neq \alpha_-$ ) wynika stąd, że po obu stronach punktu krytycznego mamy do czynienia z różnymi fizycznie stanami.

### 3.2. Podejście Landaua do ciągłych przejść fazowych

Na temat ciągłych klasycznych przejść fazowych (z osobliwościami w punkcie krytycznym) napisano wiele bardzo dobrych monografi [2–7]. Niewątpliwie była to jedna z najważniejszych tematów drugiej połowy XX w. W zdecydowanej większości analiza tych przejść była oparta na podejściu zaproponowanym przez Lwa Landaua i jego uczniów [3], a w przypadku przejścia fazowego do stanu nadprzewodzącego – przez Witalija Ginzburga i Landaua [8]. Można z pewnością stwierdzić, że podejście Ginzburga–Landaua stało się podstawą współczesnej nieliniowej teorii pola. Opiera się ono na koncepcji parametru porządku  $\eta(\mathbf{r})$  lub też, w przypadku nadprzewodnictwa, nadciekłości czy kondensacji Bosego–Einsteina, na koncepcji makroskopowej funkcji falowej  $\Psi(\mathbf{r})$ . Parametr porządku definiuje się zawsze względem fazy bardziej symetrycznej, nieuporządkowanej (dla której  $\eta(\mathbf{r}) \equiv 0$ ), tej, którą uważamy za normalną (tworzącą się w wyższej temperaturze); wyraża on stopień uporządkowania w fazie o niższej symetrii (uporządkowanej). W kanonicznym przypadku przejścia od fazy para- do ferromagnetycznej parametrem porządku jest pojawiający się spontanicznie poniżej punktu krytycznego  $T_c$  dipolowy moment magnetyczny (magnetyzacja).

Ażebym zrozumieć istotę i nietrywialność podejścia Landaua, rozważmy pokrótce główne postulaty tej teorii fenomenologicznej i wnioski płynące z niej dla przypadku przejścia do fazy ferromagnetycznej. Po pierwsze, parametrem porządku jest magnetyzacja  $\mathbf{M}(\mathbf{r})$ , czyli gęstość momentu magnetycznego. Jej pojawienie się to naruszenie symetrii względem obrotów w przestrzeni spinowej. Jeśli na ten moment składają się cząstki (pojedyncze elektrony lub nawet całe powłoki atomowe), to naruszona jest symetria  $SU(N)$ , gdzie  $N = 2S + 1$ , a  $S$  jest spinem cząstki

lub całej powłoki niesparowanych elektronów. Dla spinu  $S = 1/2$  można powiedzieć, że naruszona jest symetria względem obrotów w przestrzeni nawet w sytuacji, gdy w układzie nie ma anizotropii krystalicznej czy magnetycznej. Po drugie, magnetyzacja określona jest na podstawie dodatkowego wkładu, jaki to uporządkowanie wnosi do energii swobodnej lub funkcji Gibbsa:

$$F[\mathbf{M}(\mathbf{r})] = F_0 + \int d^3\mathbf{r} \left\{ \frac{a(T)}{2} [\mathbf{M}(\mathbf{r})]^2 + \frac{B}{4} [\mathbf{M}(\mathbf{r})]^4 + \frac{C}{2} [\nabla \mathbf{M}(\mathbf{r})]^2 - \mathbf{M}(\mathbf{r}) \cdot \mathbf{H}_a \right\}, \quad (4)$$

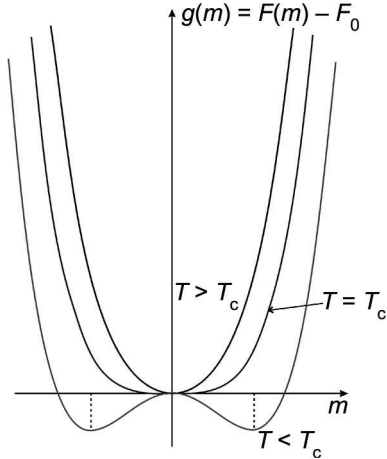
gdzie  $F[\mathbf{M}(\mathbf{r})]$  oznacza tzw. funkcjonal energii swobodnej,  $F_0$  – energię w stanie normalnym (paramagnetycznym),  $\mathbf{H}_a$  – natężenie zewnętrznego pola magnetycznego,  $[\nabla \mathbf{M}(\mathbf{r})]^2$  należy rozumieć jako sumę  $\sum_{i=1}^d [\partial_i \mathbf{M}_i(\mathbf{r})]^2$ ,  $a$ ,  $B$  oraz  $C$  są zaś parametrami fenomenologicznymi. Zauważmy, że z punktu widzenia termodynamiki  $F$  zawiera jednocześnie dwie kanonicznie sprzężone zmienne:  $\mathbf{M}(\mathbf{r})$  oraz  $\mathbf{H}_a$ . Ażebym zatem zdefiniować  $F = F(T, H_a)$  jako poprawną energię swobodną (zakładamy, że objętość układu się nie zmienia!), profil  $\mathbf{M}(\mathbf{r})$  określamy z minimalizacji  $F[\mathbf{M}(\mathbf{r})]$  względem  $\mathbf{M}(\mathbf{r})$ , czyli z równań Eulera dla tego funkcjonału. Innymi słowy,  $F[\mathbf{M}(\mathbf{r})]$  jest uogólnioną funkcją stanu, która po minimalizacji względem  $\mathbf{M}(\mathbf{r})$  i wstawieniu kształtu  $\mathbf{M}(\mathbf{r})$  otrzymanego z równań Eulera do (4) przyjmuje charakter funkcji stanu. Na tym właśnie polega uogólnienie zwykłej termodynamiki przez Landaua. Ostatnim postulatem Landaua jest założenie, że  $a(T) = A(T - T_c)$ , natomiast  $A$ ,  $B$  oraz  $C$  są stałymi dodatnimi. Taki wybór powoduje, że rozwiązanie z  $|\mathbf{M}(\mathbf{r})| \neq 0$  pojawia się tylko dla  $T < T_c$ . Ponadto w ramach tej teorii w stanie o naruszonej symetrii rozbijamy  $\mathbf{M}(\mathbf{r})$  na dwie części:  $\mathbf{M}(\mathbf{r}) = m\mathbf{e}_z + \boldsymbol{\eta}(\mathbf{r})$ , czyli na część  $m$  przestrzennie jednorodną, zorientowaną wzdłuż pewnego zadanego kierunku  $\mathbf{e}_z$ , którą znajdujemy z minimalizacji  $F[m]$ , i część fluktuacyjną  $\boldsymbol{\eta}(\mathbf{r})$ , odzwierciedlającą fluktuacje termodynamiczne (w stanie równowagi) parametru porządku  $m\mathbf{e}_z$ , które uwzględniamy przez scałkowanie (4) lub innymi metodami, np. za pomocą podejścia poprzez grupę renormalizacji [9]. W efekcie dla  $H_a = 0$  otrzymujemy

$$m = m(T) = \begin{cases} \pm [a(T)/b]^{1/2} & \text{dla } T \leq T_c, \\ 0 & \text{dla } T \geq T_c, \end{cases} \quad (5)$$

$$F(T) = F_0 + \frac{a(T)}{2b} \begin{cases} < F_0 & \text{dla } T < T_c, \\ = F_0 & \text{dla } T \geq T_c. \end{cases} \quad (6)$$

Widzimy więc, że wykładnik krytyczny  $\beta$  dla  $m = m(T)$  przy tak dobranym  $a(T)$  wynosi  $1/2$ , gdyż pominięliśmy dla tego przestrzennie jednorodnego stanu wpływ fluktuacji termodynamicznych. W takim przypadku mówimy o przybliżeniu średniego pola – nazwa ta ma swoje źródło historyczne w przybliżeniu pola molekularnego Weissa dla układów magnetycznych. Można też łatwo wykazać dla  $T > T_c$ , że  $\chi(T) = \lim_{H_a \rightarrow 0} M/H_a = C/(T - T_c)$ , a więc  $\gamma = 1$ . Na rysunku 2 przedstawiono schematycznie wykres funkcji  $F(m)$  zadanej wzorem (4) dla przypadku przestrzennie jednorodnego, tzn. dla  $\mathbf{M}(\mathbf{r}) = m\mathbf{e}_z$ . Widzimy,

że dla  $T < T_c$  pojawiają się dwa minima położone symetrycznie względem punktu  $m = 0$ . Odpowiadają one wartościom (5) dla  $m$  i określają jeden z dwóch równowagowych stanów uporządkowanych.



Rys. 2. Zależność uogólnionej energii swobodnej od wartości parametru porządku dla przestrzennie jednorodnego stanu układu. Widać, że tylko dla  $T < T_c$  pojawia się minimum dla  $m \neq 0$ , które wyznacza stopień uporządkowania  $m = \pm m_0$  układu. Oba minima są równoważne fizycznie, ale wybieramy jedno z nich w zależności od tego, jak przygotowujemy układ podczas np. obniżania temperatury (wybór kierunku pola orientującego  $H_a \rightarrow 0$ ). Obecność dwóch minimów wynika z symetrii  $F(m) = F(-m)$ .

Dwie uwagi są tutaj na miejscu. Po pierwsze, podejście Landaua jest podejściem bez hamiltonianu układu (jakkolwiek model mikroskopowy pozwala na wyznaczenie wartości stałych  $A$ ,  $B$  oraz  $C$  [8]). Należy jednak zauważyć, że wybór postaci funkcjonu (4) zależy od symetrii układu i od typu spontanicznej zmiany (naruszenia) symetrii w punkcie krytycznym. Charakter zmiany symetrii określa typ parametru porządku układu. Ta podstawa teorii realizująca się poprzez punkt startowy (4) stanowi o genialności podejścia Landaua [3]. Po drugie, ponieważ (4) jest rozwinięciem w szereg potęgowy względem  $\mathbf{M}(\mathbf{r})$ , podejście to jest słuszne tylko w okolicy  $T = T_c$ , ale wystarcza do opisu osobliwości w punkcie krytycznym  $T = T_c$ , jeśli uwzględni się poprawnie fluktuacje  $\boldsymbol{\eta}(\mathbf{r})$ . Oczywiście, przy opisie dla  $T > T_c$  kładziemy  $m(T) \equiv 0$ .

Podejście to można zinterpretować także w kategoriach ogólnych. Jeśli mianowicie zapiszemy energię swobodną jako  $F(T) = U(T) - TS(T)$ , to  $U$  wyraża energię wewnętrzną zawierającą energię oddziaływania cząstek, a  $S$  oznacza entropię układu. W najprostszym przypadku oddziaływanie między spinami  $\{S_i\}$  w układzie można wyrazić jako oddziaływanie wymienne  $(-J) \sum_{\langle ij \rangle} S_i \cdot S_j$  między najbliższymi sąsiadami  $\langle ij \rangle$  w układzie. W efekcie dla  $T = 0$

$$U(0) = -|J| \sum_{\langle ij \rangle} \langle S_i \cdot S_j \rangle = -|J|zNS^2, \quad (7)$$

gdzie  $N$  oznacza liczbę spinów, a  $z$  – liczbę najbliższych

sąsiadów wybranego spinu  $S_i$ . Natomiast dla  $T \geq T_c$  spiny są nieuporządkowane i wtedy  $U(T) \approx 0$ , a

$$S(T) = k_B \ln(2S + 1)^N = k_B N \ln(2S + 1). \quad (8)$$

Mamy zatem rywalizację dwóch efektów: przy  $T \rightarrow 0$  wygrywa czynnik mechaniczny (minimum energii), przy wysokich temperaturach – nieporządek (maksimum entropii, której wkład do  $F$  jest ujemny). Przejście fazowe następuje, gdy te dwa konkurujące wkłady do  $F$  są porównywalne, czyli gdy

$$T = T_c \approx \frac{JzS^2}{\ln(2S + 1)}. \quad (9)$$

To, co jest w tym przypadku zadziwiające, to nie stopniowa wzajemna kompensacja tych dwóch wkładów do  $F(T)$ , lecz nieograniczone fluktuacje termodynamiczne  $\boldsymbol{\eta}(\mathbf{r})$  przy  $T \rightarrow T_c$  i związane z nimi osobliwości. Fluktuacje te mają rozkład prawdopodobieństwa ważony zgodnie z rozkładem statystycznym

$$P[\boldsymbol{\eta}(\mathbf{r})] = A \exp \left\{ -\frac{F[\boldsymbol{\eta}(\mathbf{r})] - F_0}{k_B T} \right\}. \quad (10)$$

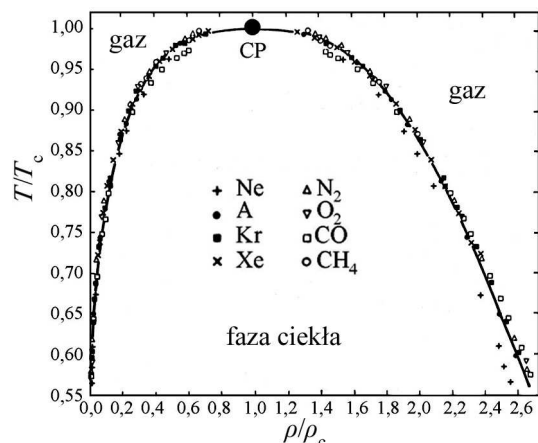
Widać stąd, że w takim ujęciu  $F[\boldsymbol{\eta}(\mathbf{r})] - F_0$  odgrywa rolę energii układu określonej przez zmienną dynamiczną  $\boldsymbol{\eta}(\mathbf{r})$ , a fizyczna energia swobodna układu z uwzględnieniem fluktuacji termodynamicznych parametru porządku jest określona jako

$$F = -k_B T \ln A = -k_B T \ln \int D\boldsymbol{\eta}(\mathbf{r}) P[\boldsymbol{\eta}(\mathbf{r})], \quad (11)$$

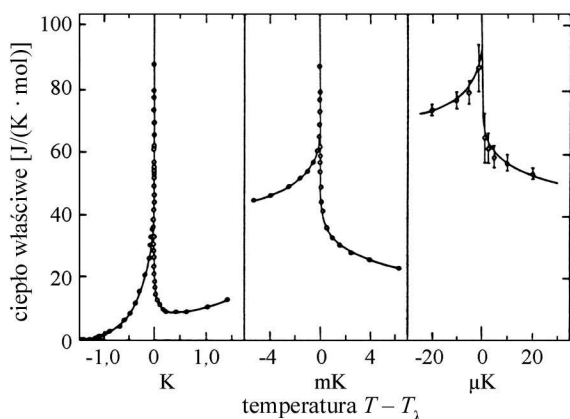
gdzie całkowanie przebiega po wszystkich możliwych profilach przestrzennych  $\{\boldsymbol{\eta}(\mathbf{r})\}$ . Operacja ta nie jest procedurą łatwą i nosi nazwę całkowania funkcjonalnego; stanowi ono sedno różnych podejść do teorii przejść fazowych [4–6].

Ażeby zilustrować Czytelnikowi uniwersalność z jednej strony koncepcji parametru porządku, a z drugiej krytycznych fluktuacji termodynamicznych w pobliżu  $T = T_c$ , na wykresie temperatura–gęstość (rys. 3) przedstawiono zebrane dane (tzw. krzywa Guggenheima [10]) dla różnych cieczy złożonych z atomów i molekuł. Dane te wykazują zachowanie uniwersalne; zaznaczono także punkt krytyczny (CP) ciecz–gaz. Stosunek gęstości  $\rho/\rho_c$ , przy odpowiednio wybranej gęstości w punkcie krytycznym  $\rho_c$ , można zatem uważać za makroskopowy parametr uporządkowania. Na rysunku 4 podano wykres temperaturowej zależności ciepła właściwego dla  ${}^4\text{He}$  w pobliżu temperatury przejścia  $T_\lambda = 2,17$  K do stanu nadciekłego, na trzech skalach  $T - T_\lambda$ : kelwinowej, mili- i mikrokelwinowej. W każdej z tych skal (obejmujących łącznie 6 rzędów wielkości) osobliwość ma ten sam charakter:  $C_p \propto \ln|T - T_\lambda|$ . Czyż można podać bardziej przekonujący dowód na uniwersalny charakter osobliwości w pobliżu punktu krytycznego?

Powyższy schemat jest oparty na koncepcji klasycznego parametru porządku  $m(T)$ . Czy ma on zastosowanie, gdy parametrem porządku jest makroskopowa funkcja falowa? Okazuje się, że tak, i takie podejście stosuje się



Rys. 3. Wykres zależności gęstości od temperatury dla wybranych przykładów cieczy klasycznych w pobliżu punktu krytycznego CP. Linia (poza punktem CP) stanowi granicę fazową przejścia nieciągłego.



Rys. 4. Zależność molowego ciepła właściwego  $^4\text{He}$  od temperatury przy ciśnieniu normalnym, w pobliżu punktu przejścia do stanu nadciekłego ( $T_\lambda = 2,17$  K). Kolejne rysunki pokazują pomiary w skali kelwinów, milikelwinów oraz mikrokelwinów. Charakter osobliwości  $C_p(T)$  zachowuje się przez 6 rzędów zmian temperatury od punktu krytycznego, co wskazuje na wysoką uniwersalność charakteru ciągłego przejścia fazowego ciec–nadciecz.

w teorii nadciekłości i nadprzewodnictwa [3,9]. Oznacza to, że nawet gdy mówimy o przejściu fazowym w takich makroskopowych układach kwantowych, jak nadprzewodniki, układy nadciekłe czy kondensaty w pułapkach atomowych, aspekt klasyczny (konkurencja między energią mechaniczną a entropią konfiguracyjną) dominuje dla  $T > 0$ . Przejdziemy teraz do odpowiedzi na pytanie, czym zatem jest czysto kwantowe przejście fazowe (dla  $T = 0$ ) oraz scharakteryzujemy je na przykładach. W tym przypadku pojawi się też w sposób naturalny kwestia opisu tych przejść w temperaturze  $T > 0$ . Dociekliwy Czytelnik może jednak zapytać w tym momencie, dlaczego przy opisie ciągłego przejścia fazowego sztucznie rozdzielamy  $M(\mathbf{r})$  na część jednorodną  $m\mathbf{e}_z = g\mu_B\langle S_i \rangle$  naruszającą sy-

metrię rotacyjną oddziaływania wymiennego, proporcjonalną do  $\langle S_i \rangle$ , oraz część  $\eta(\mathbf{r})$  odpowiedzialną za fluktuacje. Takie rozbieżności  $M(\mathbf{r})$  wynika częściowo z historycznie najpierw ukształtowanego porządku średniego, do którego następnie wbudowano jego fluktuacje termodynamiczne. Ma ono także uzasadnienie w analizie danych doświadczalnych, np. w przyłożonym polu zewnętrznym, ale nie będziemy tego tu szerzej omawiać.

## 4. Od przemiany klasycznej do kwantowej

### 4.1. Podstawowe pytania

Za kwantowe przejścia fazowe uważamy przemiany z osobliwościami wielkości fizycznych przy  $T \rightarrow 0$ . Innymi słowy, temperatura krytyczna  $T_c$  dla takiego przejścia jest równa zeru bezwzględnemu. W takiej sytuacji parametrem, który zmieniamy eksperymentalnie w obszarze przejścia, jest np. ciśnienie  $p$ , pole magnetyczne  $H_a$  lub koncentracja  $x$  jakiegoś składnika układu.

Przy takiej definicji pojawiają się od razu dwa elementarne problemy. Po pierwsze, nie można osiągnąć punktu krytycznego w temperaturze  $T = 0$  K. Tu sprawa jest prosta, bo zachowanie graniczne określamy przez zachowanie w otoczeniu punktu krytycznego, tj. gdy  $T > 0$ ,  $p \neq p_c$ ,  $H_a \neq H_c$  itd. Podobna sytuacja występuje zresztą dla  $T_c > 0$  – położenie punktu krytycznego możemy określić tylko z pewną dokładnością. Po drugie, taka zmiana faz nie może wynikać z rywalizacji energii uporządkowania z wkładem entropowym, gdyż  $T = 0$ . Zamiast tego mamy rywalizację między dwoma wkładami do całkowitej energii układu, z których każdy „preferuje” inny rodzaj uporządkowania. Na przykład, energia jednocząstkowa (pasmowa) elektronów w ciele stałym wyróżnia stany zdelokalizowane (fale Blocha), podczas gdy energia odpychania kulombowskiego wyróżnia ich lokalizację (rozpycha je jak najdalej od siebie). W wyniku takiej konkurencji przy  $T \rightarrow 0$  pojawiają się rozbieżności np. ciepła właściwego czy przewodności elektrycznej nawet dla  $T > 0$ , przy czym nie są to w tym przypadku rozbieżności wykładnicze typu opór elektryczny  $\rho \rightarrow \infty$  obserwowane dla półprzewodników, lecz zachowanie krytyczne  $\rho \sim T^{-r}$ , gdzie  $r$  jest liczbą dodatnią.

Fizyka stanów elektronowych w ciałach stałych czy cieczech kwantowych opiera się na fundamentalnym założeniu, że dla  $T = 0$  mamy stan makroskopowy złożony z kwantowych stanów mikrocząstek. W temperaturze  $T > 0$  uwzględniamy wzbudzenia termiczne między stanami kwantowymi i jeśli  $k_B T > \Delta E$ , gdzie  $\Delta E$  jest odstępem energetycznym pierwszych stanów wzbudzonych (czyli praktycznie zawsze), parametry termodynamiczne można otrzymać jako poprawki (w postaci rozwinięcia Taylora z parzystymi potęgami temperatury) do energii stanu podstawowego  $E_G = F(0)$ . Na przykład dla gazu i cieczy Fermiego  $F(T) = E_G - \gamma T^2/2$ ,  $C_V = \gamma T$ ,  $\chi = \chi(T = 0) + aT^2$ ,  $\rho(T) = \rho_0 + AT^2$  itd. Jeśli teraz mamy osobliwe wartości  $C_V$  lub  $\chi$  dla  $T = 0$ , to takie rozwinięcie niskotemperaturowe począwszy od kwantowego stanu podstawowego nie jest możliwe, bo pochodne ener-

gii swobodnej są osobliwe dla  $T = 0$ ! Czy oznacza to zatem, że np. teoria stanów elektronowych w metalach stworzona przez Sommerfelda, Bethego, Pauliego, Landaua, Fermiego i Wilsona nie stosuje się dla układów z kwantowym punktem krytycznym? Odpowiedź na to pytanie jest twierdząca i potrzebne jest nowe podejście, w którym oddziaływanie między cząstkami byłoby traktowane na równych prawach z energią jednocząstkową. Na tym właśnie polega nowa fizyka skondensowanych układów skorelowanych cząstek. W następnej części omówimy przykłady przemian kwantowych w układach skorelowanych elektronów, a także podamy zrzęby teorii tych układów. Należy jednak nadmienić raz jeszcze, że teoria kwantowych zjawisk krytycznych jest dopiero w stadium tworzenia.

#### 4.2. Klasyczne a kwantowe przejścia fazowe w układach elektronowych: nadprzewodnictwo

Jako koronny przykład makroskopowego stanu kwantowego wymienia się nadprzewodniki, a jako dowód natury kwantowej takiego układu przytacza się chociażby kwantowanie strumienia magnetycznego. Strumień magnetyczny  $\Phi$  objęty pierścieniem nadprzewodzącym przyjmuje mianowicie wartości skwantowane  $\Phi = n\Phi_0$ , gdzie  $n = 0, 1, 2, \dots$ , a  $\Phi_0 = h/2e$  oznacza kwant strumienia ( $h$  – stała Plancka,  $e$  – ładunek elementarny). Stan takiego nadprzewodnika opisujemy makroskopową funkcją falową  $\Psi(\mathbf{r})$  wyrażającą gęstość elektronów nadprzewodzących (par Coopera) przez relację  $n_s(\mathbf{r}) = |\Psi(\mathbf{r})|^2$ . Rozmiar pary Coopera  $\xi$  w typowym nadprzewodniku jest rzędu 100 nm, a taka funkcja opisuje zmiany własności układu w skali odległości  $|\mathbf{r}| \gg \xi$ , co często wystarcza dla celów praktycznych czy doświadczalnych. Gor'kow [8] wykazał, iż z mikroskopowego punktu widzenia  $\Psi(\mathbf{r})$  wiąże się prosto z energią wiązania pary  $\Delta(\mathbf{r})$ , czyli tzw. lokalną wartością przerwy nadprzewodzącej, jeśli stan nadprzewodzący jest przestrzennie niejednorodny (np. z siecią nadprzewodzących wirów Abrikosowa).

Zadziwiające jest, iż aby opisać przejście ciągłe nadprzewodnik–normalny metal, wystarczy posłużyć się podejściem Landaua z funkcją  $\Psi(\mathbf{r})$  odgrywającą rolę parametru porządku. Dokładniej, konstruujemy w tym przypadku funkcjonał (4) energii swobodnej  $F[\Psi(\mathbf{r})]$  w następujący sposób. Ponieważ  $\Psi(\mathbf{r})$  jest funkcją falową, należy uwzględnić zarówno energię kinetyczną par Coopera (cząstek o masie  $2m_e$ ) oraz zmianę pędu pod wpływem pola magnetycznego dla tych ładunków, jak i część entropową. W efekcie zamiast (4) otrzymujemy następujący funkcjonał:

$$F[\Psi(\mathbf{r})] = F_0 + \int \left\{ \frac{\hbar^2}{4m_e} \left| \left( \frac{\hbar}{i} \nabla - \frac{2e}{c} \mathbf{A} \right) \Psi(\mathbf{r}) \right|^2 + \frac{A(T)}{2} |\Psi(\mathbf{r})|^2 + \frac{B}{4} |\Psi(\mathbf{r})|^4 + \frac{[\nabla \times \mathbf{A}(\mathbf{r})]^2}{8\pi} \right\} d^3r, \quad (12)$$

gdzie  $\mathbf{A}(\mathbf{r})$  jest potencjałem wektorowym, a ostatni wyraz wyraża gęstość energii pola magnetycznego. Istotne jest, że w nadprzewodniku stan fizyczny w równowadze termodynamicznej określany jest przez minimalizację tego funk-

cjonału względem zarówno  $\Psi(\mathbf{r})$ , jak i  $\mathbf{A}(\mathbf{r})$ . Innymi słowy, elektrodynamika nadprzewodnika jest sprzężona z termodynamiką układu i na odwrót. Jest tak, gdyż elektrodynamika nadprzewodnika jest różna od elektrodynamiki tego samego materiału w fazie normalnej, co poniżej wykażemy. Nawiasem mówiąc, podejście Ginzburga–Landaua zawarte w punkcie startowym (12) jako efektywny lagranżjan układu stanowi punkt źródłowy nieliniowych teorii pola z cechowaniem, w tym przypadku  $U(1)$ , ale ten aspekt nie będzie tutaj omawiany.

Minimalizacja (w sensie wariacyjnym) wyrażenia (12) względem  $\Psi(\mathbf{r})$  prowadzi do równania

$$\frac{1}{4m_e} \left( -i\hbar \nabla - \frac{2e}{c} \mathbf{A} \right)^2 \Psi(\mathbf{r}) + A\Psi(\mathbf{r}) + B|\Psi(\mathbf{r})|^2 \Psi(\mathbf{r}) = 0, \quad (13)$$

natomiast minimalizacja względem  $\mathbf{A}(\mathbf{r})$  – do równania, które zapiszemy w postaci jednego z równań Maxwella:

$$\nabla \times \mathbf{H} = \frac{4\pi}{c} \mathbf{j}(\mathbf{r}), \quad (14)$$

gdzie gęstość prądu wyraża się wzorem

$$\mathbf{j} = -\frac{ie\hbar}{4m_e} (\Psi^* \nabla \Psi - \Psi \nabla \Psi^*) - \frac{4e^2}{m_e c} |\Psi(\mathbf{r})|^2 \mathbf{A}. \quad (15)$$

Widzimy zatem, że gęstość prądu zawiera gęstość prądu prawdopodobieństwa (pierwszy wyraz) i wyraz proporcjonalny do koncentracji  $n_s = |\Psi|^2$  par Coopera. W stanie stacjonarnym mamy zatem wyrażenie na gęstość prądu nadprzewodzącego

$$\mathbf{j} = \frac{4e^2}{m_e c} n_s \mathbf{A}. \quad (16)$$

Wynik ten ma fundamentalne implikacje, odróżniające stan nadprzewodzący od stanu normalnego (powyżej  $T_c$ ), i to z dwóch powodów. Po pierwsze, prąd  $\mathbf{j}$  jest wielkością mierzalną, zatem w takim przypadku potencjał  $\mathbf{A}$  jest określony. Wobec tego symetria względem cechowania ( $\mathbf{A} \rightarrow \mathbf{A} + \nabla\chi$ ) jest w sposób oczywisty naruszona dla stanu nadprzewodzącego, bo pole magnetyczne wyznacza natura tego stanu! Po drugie, obliczając rotację obu stron równania (16), otrzymamy równanie Londonów na głębokość wnikania  $\lambda_L$  pola magnetycznego

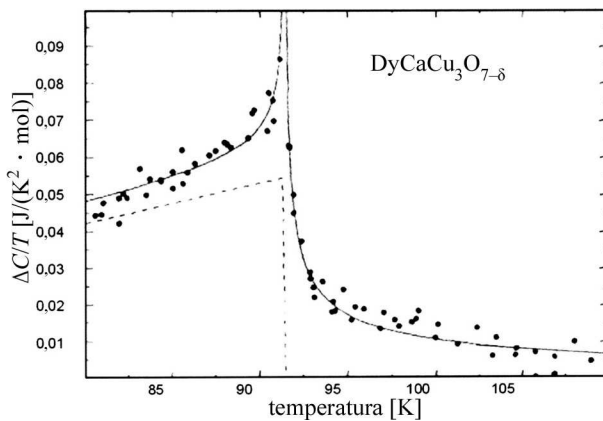
$$\nabla^2 \mathbf{H}(\mathbf{r}) = \frac{1}{\lambda_L^2} \mathbf{H}(\mathbf{r}), \quad (17)$$

gdzie  $\lambda_L^2 = m_e c^2 / 8\pi n_s$ . Rozważenie przypadku jednorodnego bez pola dla równania (13) prowadzi do takiej samej zależności parametru porządku  $\Psi$  jak powyżej, a mianowicie

$$|\Psi| = \sqrt{-\frac{A(T)}{B}} \propto \sqrt{T_c - T} \quad \text{dla } T < T_c. \quad (18)$$

Funkcja falowa kondensatu par Coopera znika zatem w punkcie  $T = T_c$ . Termodynamika przejścia jest więc termodynamiką klasycznego ciągłego przejścia fazowego w przybliżeniu Landaua (średniego pola). Teoria ta potwierdza się znakomicie dla takich nadprzewodników, jak Pb, Sn i Hg. Mimo iż w tradycyjnych nadprzewodnikach

mamy do czynienia z makroskopową fazą kwantową, natura przejścia jest klasyczna, tj. wynika z rozrywania par Coopera wskutek ruchu termicznego zwiększającego entropię układu. Na rysunku 5 przedstawiono zależność ciepła właściwego (dokładniej  $\Delta C/T$  po odjęciu wkładu od sieci krystalicznej [11]) od temperatury dla nadprzewodnika wysokotemperaturowego  $\text{DyCaCu}_3\text{O}_{7-\delta}$ , dla którego zaobserwowano przejście typu „lambda”. Linia przerywana zaznaczono zależność otrzymaną w teorii Landaua. Tak więc, o ile wpływ fluktuacji termicznych jest istotny w tym ostatnim przypadku, o tyle charakter przemiany pozostaje klasyczny.

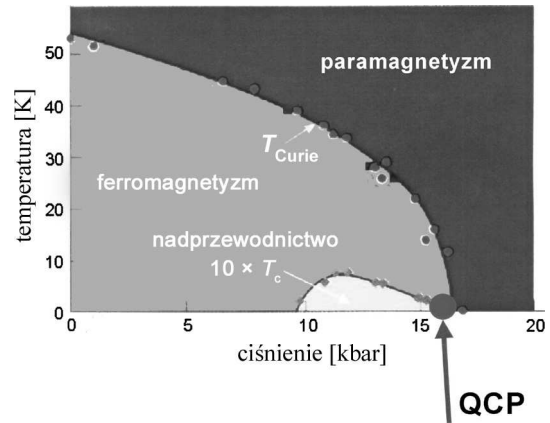


Rys. 5. Ciepło właściwe  $\Delta C$  (po odjęciu wkładu sieciowego) w funkcji temperatury w pobliżu punktu przejścia fazowego  $T_c \approx 91$  K dla nadprzewodnika wysokotemperaturowego  $\text{DyCaCu}_3\text{O}_{7-\delta}$ . Przejście to ma charakter analogiczny jak przejście nadciekłe (jest typu „lambda”), co świadczy o ważności wkładu pochodzącego od fluktuacji termodynamicznych parametru porządku. Linia przerywaną zaznaczono wartości otrzymane z teorii Landaua (takie same otrzymuje się z teorii BCS) [11].

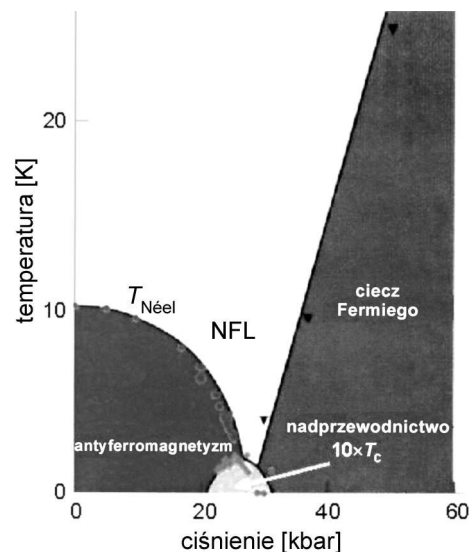
Nowy typ zachowania obserwuje się dla nowej klasy nadprzewodników utworzonych z materiałów z silnie skorelowanymi elektronami  $f$ , a więc materiałów typu  $\text{UGe}_2$ ,  $\text{URhGe}$  czy  $\text{CeCoIn}_5$ . Na rysunku 6 przedstawiono diagram fazowy  $\text{UGe}_2$  [12]. Widzimy że, pod wpływem wzrostu przyłożonego ciśnienia zanika ferromagnetyzm, a pojawia się i znika stan nadprzewodzący. Punkt zaniku tych faz to przykład kwantowego punktu krytycznego. Ciekawą okolicznością jest pojawienie się nadprzewodnictwa wewnątrz fazy ferromagnetycznej. Oszacowania wielkości pola molekularnego dla tego przypadku [13] prowadzą do wniosku, iż ten stan nadprzewodzący to kondensat par z równoległymi spinami (w stanie trypletowym). Widzimy też, iż przez zmianę parametru sterującego (w tym przypadku ciśnienia) możemy dokonać przejścia  $T_c \rightarrow 0$ , czyli przejść od klasycznej do kwantowej przemiany fazowej.

Inny, bardzo ciekawy przypadek diagramu fazowego przedstawiono na rys. 7, gdzie w obszarze między stanem antyferromagnetycznym metalu a stanem metalu normalnego (cieczy Fermiego) pojawia się faza ciepla niebędąca

cieczą Fermiego (ang. non-Fermi liquid, NFL), której własności są różne od pozostałych faz. Właśnie ta faza NFL jest przykładem, iż bliskość kwantowego punktu krytycznego, w okolicy którego pojawiło się dodatkowo nadprzewodnictwo, prowadzi do nowych własności, o których będzie mowa w następnej części artykułu.



Rys. 6. Diagram fazowy  $\text{UGe}_2$  obejmujący ferromagnetyzm i nadprzewodnictwo, które znikają w kwantowym punkcie krytycznym QCP, co świadczy o wpływie kwantowych fluktuacji spinowych na tworzenie się par elektronów i powstawanie kondensatu par Coopera z równoległymi spinami



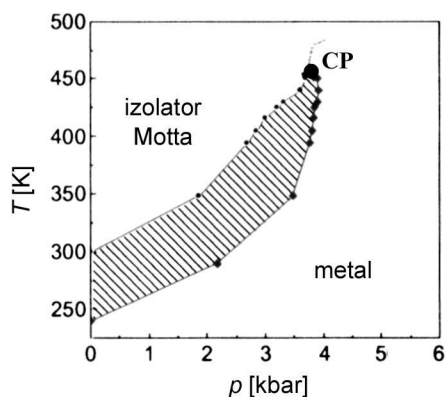
Rys. 7. Typowy diagram fazowy dla układów z ciężkimi elektronami („ciężkie fermiony”). Pomiedzy fazą antyferromagnetycznego metalu i cieczy Fermiego ciężkich kwazicząstek pojawia się faza nadprzewodząca o nietypowych własnościach, która przekształca się w fazę NFL reprezentującą stan normalny. Jest niejasne, czy faza nadprzewodząca „ukrywa” kwantowy punkt krytyczny, który winien wystąpić na granicy fazy antyferromagnetycznej.

#### 4.3. Lokalizacja elektronów jako przejście fazowe

Przejście izolator–metal czy też przejście do izolatora (półprzewodnika) Kondo stanowią przykłady wzajem-

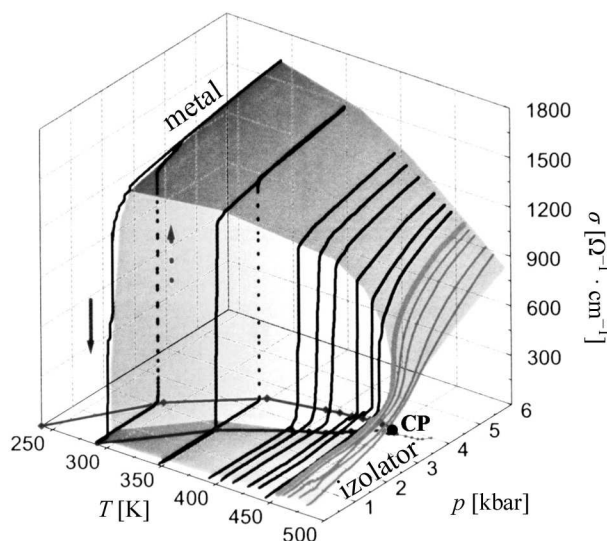


nego uzupełniania się klasycznych i kwantowych aspektów przejść fazowych. Weźmy najpierw przykład związku  $V_2O_3$  domieszkowanego Cr, dla którego ze wzrostem temperatury występuje szereg spektakularnych przejść fazowych izolator–metal–izolator, co opisaliśmy szczegółowo w innym miejscu [14]. Dotyczą one tzw. skorelowanych elektronów z wąskiego pasma utworzonego ze stanów 3d wanadu. Rozważmy dla tego związku przejście w obszarze paramagnetycznym przedstawionym na rys. 8 w funkcji ciśnienia hydrostatycznego. Występująca w tym przypadku

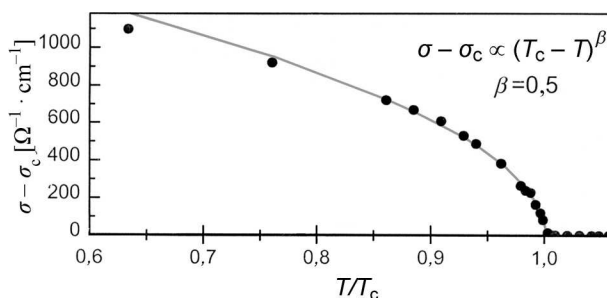


Rys. 8. Przejście: silnie skorelowany metal–izolator paramagnetyczny Motta dla  $(V_{1-x}Cr_x)_2O_3$  w funkcji ciśnienia. Obszar zakresowany to obszar tzw. histeretycznego przejścia (wyższa temperatura przejścia przy ogrzewaniu próbki, niższa przy chłodzeniu), która jest związana z nieciągłym charakterem przejścia. Obszar ten zwęża się do punktu krytycznego CP [15].

histereta świadczy o nieciągłym charakterze przejścia do punktu końcowego (górnego), gdy przejście to już jest ciągłe, a więc zakończone punktem krytycznym. Wykres zależności przewodności elektrycznej  $\sigma(T)$  od temperatury i ciśnienia przedstawiono dokładniej na rys. 9, gdzie w punkcie przejścia narysowano linię przerywaną [15]. Zauważmy, że punkt krytyczny ma współrzędne  $p_c = 3,738$  kbar,  $T_c = 457,5$  K. Ażeby unaocznić krytyczne zachowanie przewodności elektrycznej względem wartości w punkcie krytycznym ( $\sigma_c = 449,5 \Omega^{-1} \cdot \text{cm}^{-1}$ ), na rys. 10 przedstawiono zależność  $\sigma(T) - \sigma_c$  od temperatury; linia ciągła oznacza zachowanie (według teorii średniego pola) parametru  $\sigma - \sigma_c \propto (T_c - T)^{1/2}$ , przyjętego tutaj za parametr porządku. Przeprowadzając dokładniejszą analizę innych wielkości fizycznych, można wykazać, że układ elektronów 3d w związku  $(V_{1-x}Cr_x)_2O_3$  zachowuje się jak klasyczna ciecz van der Waalsa w pobliżu przejścia ciecz–gaz (faza gazowa odpowiada tutaj stanowi izolatora lub, dokładniej mówiąc, półprzewodnika). Podkreślamy także, iż powodem przyjęcia takiej wielkości, jak statyczna przewodność elektryczna, za parametr porządku jest okoliczność, że jest ona proporcjonalna do koncentracji nośników prądu. Sytuacja jest zatem analogiczna do omawianego wcześniej diagramu ciecz–gaz (rys. 3), gdzie parametrem porządku jest stosunek gęstości  $\rho/\rho_c$ . Dokładniej mówiąc,



Rys. 9. Charakter przejścia metal–izolator dla  $(V_{1-x}Cr_x)_2O_3$  w funkcji ciśnienia i temperatury. Mierzoną wielkością jest przewodność elektryczna (występuje zjawisko histerety, kierunek zmian temperatury zaznaczone strzałkami) [15].

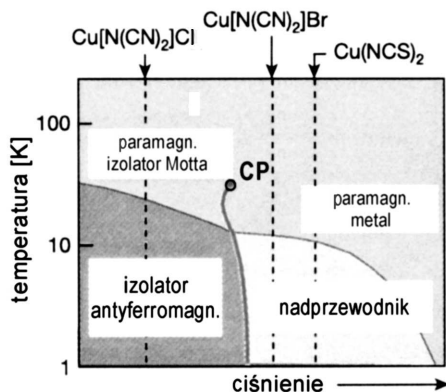


Rys. 10. Zależność przewodności elektrycznej  $(V_{1-x}Cr_x)_2O_3$  od temperatury przy ciśnieniu krytycznym  $p_c$

sytuacja w przypadku przejścia metal–izolator nie jest tak prosta, gdyż przy tym przejściu masa nośników (kwazicząstek) osiąga wartość nieskończoną i w związku z tym przewodność elektryczna jest tylko wielkością pośrednią naśladującą zachowanie krytyczne masy efektywnej czy koncentracji nośników. Tak zresztą musi być, gdyż przewodność jest mierzona jako reakcja układu na zaburzenie wewnętrzne – pole elektryczne wytworzone przez przyłożone do próbki napięcie. Jest ona scharakteryzowana przez charakterystyki równowagowe: koncentrację nośników i ich masę efektywną w tym układzie skorelowanym.

Zupełnie nowy typ zachowania przy przejściu metal–izolator zaobserwowano niedawno [16] w kwazidwuwymiarowym układzie organicznym oznaczanym w skrócie wzorem  $(\kappa\text{-BEDT-TTF})_2X$ . Diagram fazowy tego układu podano na rys. 11, gdzie wymieniono także poszczególne grupy X w tych układach charakteryzujące się własnościami zaznaczonymi przez odpowiednie linie pionowe (obrazujące własności w funkcji temperatury). Interesujące jest to, iż te układy kwazidwuwymiarowe w po-

blizu punktu krytycznego (zaznaczonego kropką) mają własności, które różnią się w zasadniczy sposób od własności omówionego wyżej układu trójwymiarowego  $(V_{1-x}Cr_x)_2O_3$ . Punkt krytyczny w tym przypadku ma dla związku z  $X = Cu[N(CN)_2]Cl$  następujące współrzędne: przewodność  $G_c = 0,77 \Omega^{-1}$ ,  $p_c = 248$  bar, a temperatura krytyczna  $T_c = 39,7$  K. Istotne jest to, że wartości wykładników krytycznych  $\beta, \gamma$  oraz  $\delta$  są różne od dotąd obserwowanych w wielu układach fizycznych. Przypomnijmy, że  $\beta$  to wykładnik krytyczny dla przewodności,  $G - G_c \approx (T - T_c)^\beta$ ,  $\gamma$  to wykładnik pochodnej  $dG/dp \approx (p - p_c)^{-\gamma}$ , natomiast wykładnik  $\delta$  jest związany z zależnością  $G - G_c \approx (p - p_c)^{1/\delta}$ . Zależności przewodności od ciśnienia w układach z przejściem metal–izolator są takie same jak dla odpowiadającej im magnetyzacji i jej pochodnej przy przejściu ferromagnetyk–paramagnetyk w funkcji pola zewnętrznego  $H_a$  (analogia  $p \leftrightarrow H_a$ ).

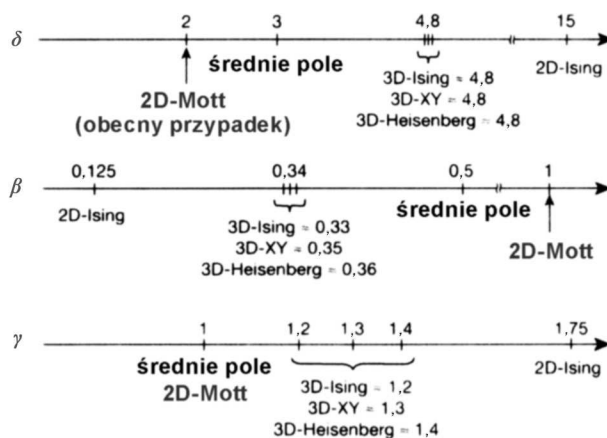


Rys. 11. Diagram fazowy  $pT$  dla serii kwazidwuwymiarowych układów  $(\kappa\text{-BEDT-TTF})_2X$  z grupą  $X$  podaną u góry o określonych własnościach w funkcji temperatury [16]

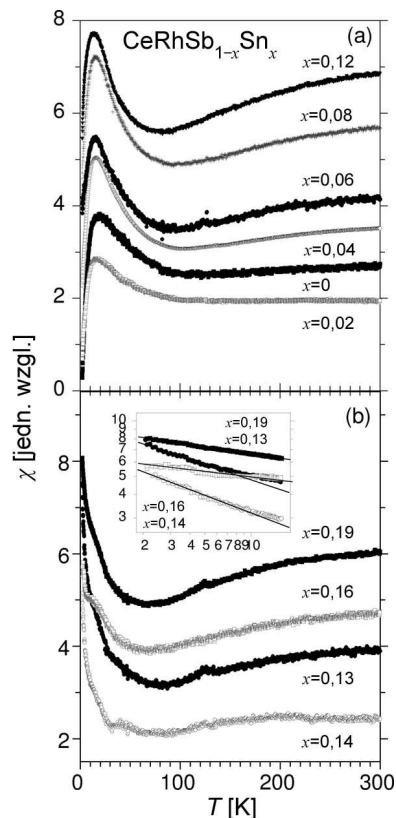
Na rysunku 12 zestawiono wartości wykładników krytycznych dla różnych układów. Jak widać, dwuwymiarowość połączona z faktem, że mamy do czynienia z cząstkami kwantowymi w niskich temperaturach, powoduje, że wartości w tym układzie nie przystają do żadnego znanego dotąd przypadku. I to jest jedno z zadań przyszłej teorii kwantowych zjawisk krytycznych. Zauważmy, że w obu przedstawionych przypadkach mamy do czynienia z punktem krytycznym dla  $T > 0$ . Przedstawimy teraz przypadek, w którym przejście fazowe ma punkt krytyczny w  $T = 0$ . Jest to przypadek przejścia od izolatora (półprzewodnika) Kondo do cieczy nielandauowskiej fermionów (NFL).

#### 4.4. Od półprzewodnika Kondo do nielandauowskiej cieczy Fermiego

Przedyskutujmy teraz pokrótce przykład niedawno odkrytego kwantowego przejścia fazowego [17]. Na rysunku 13 przedstawiono temperaturową zależność podatności magnetycznej  $CeRhSb_{1-x}Sn_x$ . Górna część rysunku przedstawia  $\chi(T)$  dla  $x \leq 0,12$ , tj. w obszarze, gdy  $\chi \rightarrow 0$  przy  $T \rightarrow 0$  (mały diamagnetyczny wkład orbitalny jest

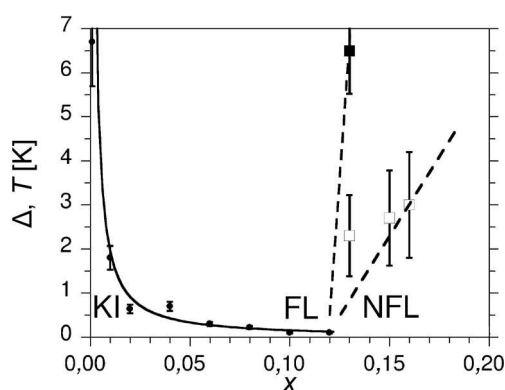


Rys. 12. Porównanie wartości wykładników krytycznych ( $\delta, \beta, \gamma$ ) dla przypadku układu dwuwymiarowego z przejściem izolator–metal typu Hubbarda [16] ze znanymi klasami uniwersalności (średnie pole, modele Isinga, XY, Heisenberga). Zauważmy, że ten niskowymiarowy układ tworzy zupełnie nową klasę uniwersalności ( $nD$  oznacza przypadek przestrzennej  $n$ -wymiarowy).



Rys. 13. Temperaturowa zależność podatności magnetycznej  $CeRhSb_{1-x}Sn_x$  dla różnych wartości  $x$ . Górna część (a) wskazuje na to, że  $\chi \rightarrow 0$  dla  $T \rightarrow 0$  ( $x \leq 0,12$ ), podczas gdy dla wykresu (b)  $\chi \rightarrow \infty$  przy  $T \rightarrow 0$  i  $x \geq 0,13$ . Mamy tu ewidentny przykład przejścia fazowego dla  $x \approx 0,13$ , gdyż podatność wykazuje charakter rozbieżny  $\chi(T) \sim T^{-r}$ , gdzie  $r \approx 0,2$ .

tutaj pomijany ze względu na stosunkowo dużą masę efektywną elektronów 4f ceru). Znikająca podatność magnetyczna świadczy o niemagnetycznym stanie podstawowym w zakresie koncentracji, w którym układ jest izolatorem Kondo. Radykalny charakter zmiany  $\chi(T \rightarrow 0) \propto T^{-r}$ , ( $r \approx 0,2$ ) obserwujemy dla  $x \geq 0,13$ . Rozbieżny charakter podatności świadczy o magnetycznym charakterze przejścia fazowego przy  $T \rightarrow 0$ . Wysuwamy stąd hipotezę [17], iż możemy tu mieć do czynienia z kwantowym punktem krytycznym, który pojawia się przy wzrastającym  $x$  (zmniejszeniu koncentracji elektronów walencyjnych kompensujących momenty elektronów 4f). Taka hipoteza prowadzi do diagramu fazowego przedstawionego na rys. 14.

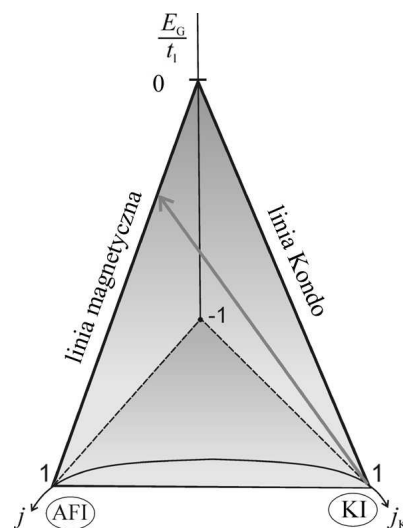


Rys. 14. Schematyczny diagram fazowy  $\text{CeRhSb}_{1-x}\text{Sn}_x$  dla  $0 \leq x \leq 0,20$ . KI oznacza stan izolatora Kondo z zaznaczoną szerokością przerwy  $\Delta$  w zależności oporu właściwego  $\rho(T)$ ; FL oznacza, że własności fizyczne ze wzrostem temperatury pomiaru przechodzą stopniowo we własności cieczy Fermiego.

Zauważmy, że w obszarze między izolatorem (półprzewodnikiem) Kondo a metalem niestandardowym (NFL) pojawia się w wyższych temperaturach stan metaliczny typu cieczy Fermiego. Stan tego osobliwego stanu metalicznego wyłania się zatem ze stanu Fermiego przy obniżaniu temperatury. Oznacza to więc, że za te osobliwości (także w innych zależnościach temperaturowych) odpowiedzialne są specyficzne fluktuacje o naturze kwantowej, które psują dobrze określony stan kwazicząstkowy cieczy Fermiego.

Pozostaje zapytać, co jest czynnikiem decydującym o pojawianiu się tych osobliwych fluktuacji kwantowych, których siła rośnie ze spadkiem temperatury. Jakościowo można powiedzieć, iż mamy tutaj do czynienia z dwoma konkurującymi procesami: oddziaływaniem typu Kondo między elektronami 4f i pozostałymi elektronami walencyjnymi z jednej strony, a z drugiej z oddziaływaniami magnetycznymi między elektronami f. Sytuacja komplikuje się dodatkowo przez to, że energia kinetyczna silnie skorelowanych (prawie zlokalizowanych) elektronów 4f jest porównywalna z tymi dwoma oddziaływaniami „magnetycznymi”. Wraz z niestabilnością magnetyczną pojawia się zatem kwestia lokalizacji elektronów 4f. Sytuacja jest dość skomplikowana i trudna do analizy ilościowej [17]. Na ry-

sunku 15 przedstawiono schematyczny diagram przejścia od stanu Kondo do stanu magnetycznego w zależności od względnej wielkości oddziaływania typu Kondo względem oddziaływań wymiany. Takie przedstawienie możliwego kwantowego przejścia fazowego jest ogólniejsze od uwypuklenia jedynie wzajemnej konkurencji oddziaływania typu Kondo i oddziaływania RKKY (prowadzącej do tzw. diagramu Doniacha).



Rys. 15. Schemat przejścia fazowego od izolatora Kondo do cieczy nielandauowskiej; linia Kondo oznacza fazę ze zlokalizowanymi elektronami 4f ceru i całkowicie skompensowanym momentem magnetycznym układu w  $T = 0$ , natomiast linia magnetyczna – delokalizację elektronów 4f (przejście do stanu metalicznego z jednoczesnym słabym magnetyzmem tych elektronów)

## 5. Dlaczego przejścia w układach skorelowanych są kwantowe?

Zastanówmy się na koniec dlaczego kwantowe przejścia fazowe są zasadniczo różne od klasycznych. Przyczyna tego stanu rzeczy jest w gruncie rzeczy dość prosta. Ponieważ mamy do czynienia ze spontaniczną zmianą w określonych warunkach (np.  $p = p_c$ ) stanu całego układu, oddziaływanie między cząstkami musi odgrywać bardzo istotną rolę, zwłaszcza w układach fermionów. Innymi słowy, poza przypadkiem niestabilności w układach niskowymiarowych, dla których przejście fazowe (np. niestabilność normalnego stanu metalicznego) zachodzi nawet w przypadku bardzo słabego oddziaływania, zdecydowana większość kwantowych punktów krytycznych pojawia się dla dostatecznie silnego oddziaływania pomiędzy cząstkami. „Dostatecznie silne oddziaływanie” oznacza przy tym sytuację, w której nie można traktować go perturbacyjnie, czyli jako zaburzenia stanów jednocząstkowych (kwazicząstkowych) układu. Tak jest np., gdy osiągamy punkt krytyczny Stonera przejścia do ferromagnetycznego metalu lub stan nadprzewodzący bądź magnetyczny w układach ciężkich fermionów z osobliwym za-

chowaniem wielkości fizycznych w pobliżu tych przejść. Innymi słowy, mamy wtedy do czynienia z układami skorelowanych elektronów. Teoria tych przejść, jak pokazaliśmy na przykładach, jest tak skomplikowana, iż nie będziemy jej tutaj przedstawiać (dobre wprowadzenie w tematykę przejść fazowych w układach kwantowych stanowi monografia [18]). Niewykluczone jednak, że będziemy mogli to już niedługo uczynić.

Autor wyraża podziękowanie prof. Andrzejowi Ślebarskiemu za wiele dyskusji na tematy poruszone w artykule oraz dr. Robertowi Podsiadłemu za pomoc techniczną; dziękuje także Fundacji na Rzecz Nauki Polskiej za wsparcie niezależnych badań w latach 2003–07 oraz Ministerstwu Nauki i Szkolnictwa Wyższego za grant badawczy w tej tematyce.

## Literatura

- [1] L. Onsager, *Phys. Rev.* **65**, 117 (1994).
- [2] C. Domb, *The Critical Point* (Taylor & Francis, London 1996).
- [3] L.D. Landau, E.M. Lifshitz, *Statistical Physics*, 3rd ed., p. I (Pergamon Press, Oxford 1980), ch. XIV; *Fizyka statystyczna* (PWN, Warszawa 1959).
- [4] J.J. Binney i in., *Zjawiska krytyczne* (PWN, Warszawa 1998).
- [5] L.P. Kadanoff, *Statistical Physics – Statics, Dynamics, and Renormalization* (World Scientific, Singapore 2000).
- [6] J. Klamut, K. Durczewski, J. Sznajd, *Wstęp do fizyki przejść fazowych* (Ossolineum, Wrocław 1979).
- [7] K. Huang, *Podstawy fizyki statystycznej* (PWN, Warszawa 2006), rozdz. 15–16.
- [8] W.Ł. Ginzburg, L.D. Landau, *Ż. Eksp. Teor. Fiz.* **20**, 1064 (1950); A.A. Abrikosov, *Ż. Eksp. Teor. Fiz.* **36**, 1918 (1957); L.P. Gor'kov, *Ż. Eksp. Teor. Fiz.* **36**, 1918 (1959).
- [9] L.P. Pitaevskii, w: *The Physics of Superconductors*, red. K.H. Bennemann, J.B. Ketterson, t. I (Springer Verlag, Berlin 2003), s. 23.
- [10] E.A. Guggenheim, *J. Chem. Phys.* **13**, 253 (1945).
- [11] A. Kozłowski i in., *Physica C* **184**, 113 (1991).
- [12] S.S. Saxena i in., *Nature* **604**, 587 (2000).
- [13] J. Spałek, P. Wróbel, W. Wójcik, *Physica C* **387**, 1 (2003).
- [14] J. Spałek, *Postępy Fizyki* **51**, 1 (2000); w: *Encyclopedia of Condensed Matter Physics*, t. 3 (Elsevier, Amsterdam 2005), s. 126.
- [15] P. Limelette i in., *Science* **302**, 89 (2003).
- [16] F. Kagawa, K. Miyagawa, K. Kanoda, *Nature* **436**, 534 (2005).
- [17] A. Ślebarski, J. Spałek, *Phys. Rev. Lett.* **95**, 046402 (2005); J. Spałek i in., *Phys. Rev. B* **72**, 155112 (2005).
- [18] M. Continentino, *Quantum Scaling in Many-Body Systems* (World Scientific, Singapore 2001).



Prof. JÓZEF SPAŁEK zajmuje się fizyką skorelowanych układów elektronowych, takich jak nadprzewodniki wysokotemperaturowe, układy ciężkich fermionów oraz układy z przejściem metal–izolator. Ostatnio bada skorelowane układy nanoskopowe i kwantowe zjawiska krytyczne w układach silnie skorelowanych fermionów. Jest stypendystą Fundacji na Rzecz Nauki Polskiej, członkiem Rady Nauki przy Ministerstwie Nauki i Szkolnictwa Wyższego, a także kierownikiem Zakładu Teorii Materii Skondensowanej w Instytucie Fizyki UJ.

# Czy sztuczna inteligencja wesprze medycynę?

## Sztuczne sieci neuronowe w kardiologii

Michał Żurawski\*, Janusz Kozłowski

*Instytut Fizyki, Uniwersytet Szczeciński*

---

Will artificial intelligence support medicine?

Artificial neuron networks in cardiology

*Abstract:* The paper presents selected applications of artificial neural networks in cardiology for supporting the physician's diagnosis. The use of artificial intelligence to diagnose such cardiac disorders as arrhythmia, myocardial ischemia, myocardial infarction, and coronary heart disease is described.

---

### 1. Wprowadzenie

Sztuczne sieci neuronowe (SSN) to w ostatnich latach jedno z najbardziej rozwijanych narzędzi modelowania, sterowania, przewidywania i uogólniania zachowań obiektów nieliniowych. Ich wszechstronne zastosowania wynikają z możliwości, jakie w nich tkwią, z wielości różnego rodzaju struktur i sieci do tej pory poznanych. Ze względu na swój nieliniowy charakter SSN bardzo dobrze sprawdzają się wszędzie tam, gdzie zaczynają zawodzić znane metody, a matematyczny opis za pomocą równań jest bardzo trudny lub niemożliwy. Jedną z dziedzin, w których bardzo często natrafiamy na problemy z ustaleniem charakteru zjawiska, jest medycyna. Tu ciągle jeszcze jesteśmy w fazie poszukiwania modeli i nie znamy w pełni mechanizmów, którym podlega nasz organizm. Przykładem takiego mechanizmu jest praca serca i zaburzenia, które niejednokrotnie jej towarzyszą. Celem artykułu jest pokazanie dzisiejszego stanu wiedzy o zastosowaniu SSN do wspierania lekarza w diagnostyce chorób serca.

### 2. Sztuczne sieci neuronowe

Początki sztucznych sieci neuronowych to lata czterdzieste XX w. – wprowadzenie modelu McCullocha–Pittsa w 1943 r. [1]. Od tamtej pory aż do lat sześćdziesiątych SSN przeżywały gwałtowny rozwój, potem nastąpiła pewna stagnacja, a zainteresowanie nimi powróciło w połowie lat 80. Zasada działania SSN jest wzorowana na ludzkim mózgu. Elementem podstawowym sztucznej sieci jest neuron – przybliżony opis matematyczny biologicznej komórki neuronowej – który w połączeniu z innymi neuronami tworzy sieć. Z uwagi na cele stawiane przed

takimi strukturami ich budowa i zasada działania, a także metody ich uczenia, są zróżnicowane. Wyróżnia się kilka podstawowych rodzajów sieci neuronowych: jednokierunkowe wielowarstwowe, rekurencyjne (Hopfielda, Elmana), o radialnych funkcjach bazowych, samoorganizujące się, działające na podstawie reguły Heba oraz przez współzawodnictwo, a ponadto wiele innych, bardziej skomplikowanych. Każda z nich charakteryzuje się inną budową, innymi właściwościami, parametrami i przeznaczeniem. Do tego jeszcze należy dodać mnogość algorytmów, przy użyciu których można przeprowadzać proces uczenia sieci, a ze względu na różnorodność budowy otrzymujemy niemal nieskończony zbiór możliwych kombinacji. Na przykład, w przypadku jednej z najprostszych i najszerzej stosowanych – sieci jednokierunkowej wielowarstwowej – najczęściej wykorzystywany jest algorytm wstecznej propagacji błędów (WPB), którego działanie opiera się na szukaniu odpowiednich wartości parametrów ustalonej funkcji przez iteracyjne ustalanie zmiennych [2].

Sieci neuronowe wykorzystywane są w określonym celu, a ich zadaniem jest ustalenie pewnych parametrów wyjściowych na podstawie danych wejściowych, toteż każda SSN składa się z kilku podstawowych warstw odpowiadających za poszczególne etapy prac nad postawionym przed nią zadaniem. Pierwsza jest warstwa wejściowa, składająca się z jednego lub więcej (do kilkudziesięciu) neuronów. Służą one do wprowadzenia danych do układu i ich przekazania drugiej w kolejności warstwie ukrytej. Nazywa się ją „ukrytą” ze względu na brak jej bezpośredniego kontaktu ze światem zewnętrznym. Może ona składać się z kilku warstw, zróżnicowanych między sobą zarówno pod względem struktury jak i rodzajów użytych

---

\*Obecnie: Instytut Oceanologii PAN, Sopot.

w nich neuronów. Mówiąc o rodzaju neuronu, mamy na myśli sposób działania i funkcję, zgodnie z którą dany neuron przetwarza informację. Ostatnia w kolejności jest warstwa wyjściowa, której zadaniem jest przedstawienie oczekiwanej wartości na wyjściu sieci w postaci przystępnej i zrozumiałej dla użytkownika. Z reguły ogranicza się liczbę neuronów warstwy wyjściowej do jednego, co zwiększa przejrzystość i prostotę interpretacji otrzymanego wyniku.

### 3. Sztuczne sieci neuronowe w diagnostyce chorób serca

Zastosowanie SSN we wspomaganiu diagnozowania i leczenia chorób serca to jeden z pierwszych pomysłów, jakie narodziły się wraz ze zwróceniem uwagi na możliwość użycia do zastosowań medycznych narzędzi wykorzystujących dynamikę nieliniową. Jedną z pierwszych udanych prób było wykorzystanie metody wielomianowej opartej na strategii bayesowskiej, która stała się później podstawą działania wielu sieci neuronowych, do wykrywania chorób serca za pomocą wektorkardiografii (EKG o zwiększonej rozdzielczości; metoda ta poprzez śledzenie mechanizmów rozprzestrzeniania się zjawisk elektrycznych w sercu pozwala diagnozować stan mięśnia sercowego pod kątem wydolności i dotlenienia) [3]. Autor pracy przetestował swą metodę na 369 zebranych zapisach EKG (niestety, nie podano długości zapisu szeregu czasowego) w reprezentatywnej grupie pacjentów w wieku 21–50 lat. Dla porównania przeprowadzono również testy przy użyciu metod klasycznych. Postać wielomianowa nadawała się do rozwiązania problemu równie dobrze jak stosowana przedtem funkcja wykładnicza. Porównując wyniki z diagnozami lekarskimi potrójnie zweryfikowanymi na podstawie zarejestrowanych przebiegów, uzyskano dla dwóch grup stopień poprawności odpowiedzi równy 85–95%. Zbiór 312 zapisów podzielono na dwa podzbiory: uczący i testowy, w stosunku 249 do 63, a następnie dokonano analizy. W porównaniu z wynikami klinicznymi największy postęp nastąpił przy rozpoznawaniu zapisów patologicznych, gdzie w porównaniu ze skutecznością lekarza, wynoszącą ok. 80%, narzędzie osiągnęło poziom 90%. Niestety, nie podano, o jakie konkretnie choroby chodziło. Warto przy tym zauważyć, że był to rok 1966. Uwzględniając postęp w dziedzinie możliwości obliczeniowych obecnych komputerów oraz rozwoju metod badawczych, można uznać, że nawet dziś jest to bardzo dobry wynik.

W połowie lat dziewięćdziesiątych zaczęło się ukazywać coraz więcej prac poświęconych zagadnieniu wykorzystania sztucznej inteligencji w kardiologii. Obecnie konstruowane są narzędzia przeznaczone do rozpoznawania przypadków przedzawałowych, z arytmia akcji serca, niedokrwieniem, a także kompleksowe systemy dokładnej analizy zachowań serca i wykrywania wszystkich wyżej wymienionych schorzeń.

Do oceny sprawności sieci bierze się pod uwagę w takiej sytuacji dwa dodatkowe, ważne parametry – specyficzność i czułość. Pierwszy z nich mówi o procentowym stopniu poprawnego rozpoznania pacjentów zdrowych, drugi –

chorych. Ponadto stosowane jest jeszcze pojęcie poprawności lub precyzji odpowiedzi, oznaczające stosunek ogólnej liczby poprawnych odpowiedzi do całkowitej liczby pacjentów, lecz jest ona już coraz rzadziej spotykana z uwagi na niewystarczającą dla środowisk medycznych zawartość istotnych informacji. Wysokiej klasy specjalista uzyskuje wyniki na poziomie specyficzności 65–75% oraz czułości 75–85%.

#### 3.1. Rozpoznawanie choroby wieńcowej

Przykładem sieci neuronowych wykorzystywanych do wykrywania nieprawidłowości pracy serca jest narzędzie do rozpoznawania i analizy obrazów perfuzji (ilości krwi przepływającej w jednostce czasu przez określoną ilość tkanki; perfuzja serca w spoczynku wynosi 80–100 ml/min/100 g tkanki, a w przypadku zaburzeń krążenia – zwężeń anatomicznych, np. miażdżycowych, światła naczyń – perfuzja spada, co powoduje niedobór tlenu w tkankach) [4]. SSN zbudowana przy wykorzystaniu klasyfikacji bayesowskiej, składająca się z 11–41 neuronów warstwy wejściowej (w zależności od ilości danych), 20 neuronów ukrytych oraz jednego w warstwie wyjściowej, jest zdolna do wykrywania przypadków niedokrwienia serca oraz choroby wieńcowej ze skutecznością przekraczającą w przypadku niedokrwienia 88%, a choroby wieńcowej – 78%. Autorzy badań podjęli próby usprawnienia swojego narzędzia, uwzględniając na wejściu również dane pochodzące z zapisów EKG oraz historię choroby pacjenta. W tym jednak przypadku dodatkowe dane wejściowe zamazały obraz schorzenia, co doprowadziło do spadku skuteczności narzędzia.

Innym przykładem jest praca austriackich naukowców [5], którzy postawili sobie za zadanie skonstruowanie narzędzia zdolnego do rozpoznawania pacjentów z chorobą wieńcową. W tym celu wykorzystano zapisy testów wysiłkowych 350 osób. Na tej podstawie nauczono 3 rodzaje sieci (2 rekurencyjne oraz 1 jednokierunkową sieć wielowarstwową) rozpoznawania pacjentów obciążonych chorobą. W przypadku sieci rekurencyjnych stosunek liczby neuronów wejściowych do wyjściowych wynosił 19:8, a w przypadku drugim 20:3. Natomiast sieć jednokierunkowa, mimo takiej samej liczby neuronów, miała podwójną warstwę ukrytą, z rozdzieloną po połowie liczbą komórek neuronowych. Wyniki nie odbiegały od wartości specyficzności i czułości uzyskiwanych przez specjalistów, pozostając na poziomie odpowiednio 79% i 76–80% w zależności od rodzaju sieci. Wydaje się więc, że powyższa sieć może z powodzeniem być stosowana jako narzędzie doradcze w przypadku podejmowania decyzji o interwencji chirurgicznej.

#### 3.2. Rozpoznawanie zawału serca

Przykładem szeroko zakrojonych badań nad wykorzystaniem modeli neuronowych do diagnozowania na podstawie analizy sygnałów EKG pacjentów z objawami zawału serca są prace prowadzone przez grupę z uniwersytetu w Lund oraz Północnej Karoliny [6]. Na podstawie zebranych 1313 zapisów EKG uzyskanych z trzech szpitali

oraz 351 zapisów wykonanych wśród grupy wolontariuszy stworzono SSN o topologii jednokierunkowej sieci wielowarstwowej, a następnie, wykorzystując algorytm WPB, nauczono tę sieć rozpoznawania przedstawianych przypadków i ich klasyfikowania do jednej z pięciu grup. Dokonano następującego podziału: pacjenci, u których wyklucza się przejście zawału mięśnia sercowego; pacjenci z dużym prawdopodobieństwem wykluczenia przejścia zawału; pacjenci z możliwym przebyciem zawałem, a tym samym o niezerowym stopniu ryzyka; pacjenci z dużym prawdopodobieństwem przebytego zawału mięśnia sercowego (o znacznym stopniu ryzyka); pacjenci po zawale mięśnia sercowego (o dużym stopniu ryzyka). Sieć zbudowana złożona została z trzech warstw: wejściowej, zawierającej 24 neurony, ukrytej, w której skład wchodziło 6 neuronów, oraz jednoneuronowej warstwy wyjściowej. Warto przy tym zauważyć, że pomimo skorzystania z algorytmu WPB sygnał wyjściowy był podawany jako prawdopodobieństwo wystąpienia danego przypadku, przedstawiane w modelu binarnym, będącym podstawą funkcjonowania strategii bayesowskiej. Zaskakująco wysokie były wyniki, jakie udało się autorom osiągnąć – specyficzność sięgająca 94,8% oraz czułość na poziomie 81,4%. Oparto się przy tym na analizie wycinka zapisu EKG, odwzorowującego załamania sygnału na tzw. odcinku QRS oraz ST-T, co jest typowe w analizie zapisów pod kątem chorób wieńcowych. W pracy prócz rozważań nad przyczynami błędnej klasyfikacji przedstawiono również możliwości praktycznego wykorzystania modelu w zastosowaniach ambulatoryjnych i klinicznych.

Szwedzka część współpracującego zespołu poszła jeszcze o krok dalej i zajęła się kwestią, które z wycinków EKG najlepiej analizować tą metodą w przypadku osób podejrzanych o zawał serca [7]. W tym celu opracowano osobną procedurę uczenia sztucznych sieci neuronowych za pomocą siedmiu wyselekcjonowanych przez siebie zbiorów danych wejściowych dla modelu. Wykorzystano przy tym jednokierunkową wielowarstwową sieć składającą się z 16–22 neuronów wejściowych (w zależności od liczby zmiennych), pojedynczej warstwy ukrytej (10 neuronów) i jednego neuronu wyjściowego. Proces uczenia przeprowadzono na 20 różnych SSN, a populacja liczyła 4724 pacjentów. Otrzymane rezultaty przedstawiono jako obszary zawarte wewnątrz operacyjno-odbiorniczej krzywej charakterystycznej, co przekłada się na specyficzność układu. Osiągnięto bardzo dobre wyniki – 0,84 i 0,85 pokrycia obszaru pod krzywą odpowiednio dla jedno- bądź dwukrotnego zapisu sygnału dla jednego pacjenta, przy czym 1 oznacza pełną i prawidłową odpowiedź na zadane pytanie.

Ten sam zespół w nieco zmienionym składzie opublikował kolejną pracę [8]. Od lipca 1990 r. do czerwca 1995 r. zebrano z uniwersyteckiego szpitala w Lund dane o łącznej liczbie 1120 zapisów EKG pacjentów w średnim wieku  $70,9 \pm 12,4$  lat z ostrym zawałem serca: 699 mężczyzn oraz 421 kobiet. Grupa kontrolna, zebrana w czasie ciągłej obserwacji w latach 1992–93, obejmowała łącznie 10452 zapisy ST-T z 12-elektrodowego EKG dla pacjen-

tów w średnim wieku  $64,0 \pm 18,5$  lat, z czego 5275 to mężczyźni, a 5177 – kobiety. SNN, składająca się z 72 neuronów wejściowych, po jednym dla każdej zmiennej (6 pomiarów ST-T dla każdej z 12 elektrod), 15 neuronów ukrytych i neuronu wyjściowego klasyfikującego zapis jako ostry zawał serca lub nie, była trenowana algorytmem WPB z rozszerzeniem Langevina. Dane zostały wymieszane i podzielone na 3 grupy; jedna została użyta jako grupa testująca, a dwie pozostałe jako uczące. W sumie w celu określenia maksimum wydajności stworzono 8 różnych sieci. Dane wejściowe pacjentów chorych były oceniane w różnej kolejności przez niezależne grono kardiologów i klasyfikowane przez nich jako: pacjent zdecydowanie zaliczony do grupy chorych, prawdopodobnie chory, prawdopodobnie zdrowy i zdecydowanie zdrowy. Otrzymano wyniki na poziomie: czułość 95%, specyficzność 95,2–95,4%.

Z kolei w pracy [9] chodziło o analizę zapisów trudnych do jednoznacznej oceny. Została w tym celu wykorzystana jednokierunkowa sieć wielowarstwowa. Analizie poddano grupę 1249 pacjentów, z czego 835 było grupą kontrolną, a 414 to pacjenci po przebyciu zawału serca. Skonstruowano sieć o strukturze neuronów 24-5-1 i opierając się na kryteriach Królewskiego Szpitala w Glasgow, przeprowadzono proces nauczania. Dokonano podziału pacjentów na 4 kategorie: zawałowi, oraz o prawdopodobieństwie zawału wysokim, niskim i bliskim zeru. Wyniki, które otrzymano, były bardzo obiecujące. Ogólna skuteczność sieci osiągnęła 83,7%, natomiast specyficzność wyniosła 88,7%. Warto zauważyć, że w pracach wykorzystano 24-, a nie jak zazwyczaj 12-kanalowy zapis EKG.

Kolejna praca z zakresu prognozowania zawałów serca opisywała próbę diagnostyki pacjentów o dużym ryzyku zawału mięśnia sercowego poprzez analizę zarówno informacji zawartych w odcinkach ST-T, jak i za pomocą rozkładu na funkcje bazowe Hermite'a fragmentów QRS i ST-T [10]. Autorzy przeprowadzili analizę zarówno 12-jak i 8-kanalowego zapisu EKG oraz dokonali porównania otrzymanych wyników na podstawie danych z 2238 zapisów z wykorzystaniem wstępnej analizy danych dokonywanej przez samą sieć, w celu uniknięcia błędnych informacji na wejściu. Uzyskane wyniki jednoznacznie przemawiają za użyciem 12-kanalowego zapisu, który pozwala na uzyskanie większej czułości – średnio o 0,7–1,9 punktów procentowych. W ogólności dla analizy hermitowskiej uzyskano średnią czułość równą 83,4%, a dla zapisów ST-T 84,3%. Wynika stąd, że dodatkowa obróbka danych w postaci przetworzenia zapisu na wartości wielomianu Hermite'a nie poprawia skuteczności modeli lub wręcz ją nieznacznie obniża.

Warto także wspomnieć o pracy Kennedy'ego i współpracowników [11], którzy do wczesnego wykrywania ostrego zawału serca (AMI) zaproponowali kombinację dwóch parametrów. Jeden z nich to wzrost poziomu mioglobiny, który jest tzw. markerem wystąpienia AMI, a drugim jest sieć ze wsteczną propagacją błędów. Sieć szkolona na 200 przypadkach wykazała czułość 91,2% i specyficzność 90,2%. Bardzo ważnym wnioskiem z tej pracy jest

konkluzja, że sieć daje sygnał o 3 godziny wcześniej, nim stanie się istotny sygnał z markera biochemicznego.

W pracy jednego z autorów niniejszego artykułu [12] do klasyfikacji pacjentów po przebytych zawałach serca pod kątem określenia ryzyka powtórnego zawału zastosowano dwa rodzaje sieci wykorzystujące radialne funkcje bazowe. Zbiór danych stanowiły histogramy odstępów RR z 24-godzinnej zapisu, przetworzone do postaci symbolicznej. Niestety, z powodu zbyt małej liczby danych (tylko 98 pacjentów) uzyskano specyficzność równą zaledwie ok. 70%.

### 3.3. Rozpoznawanie niedokrwienia serca

Często zdarza się, że autorzy artykułów nie precyzują dokładnie choroby, nad której rozpoznaniem pracują, lecz ogólnie przedstawiają swoje narzędzie jako zdolne do analizy przypadków z niedokrwieniem mięśnia sercowego. Przykładem są prace greckich naukowców z Uniwersytetu w Ioanninie [13]. W swoich badaniach wykorzystali oni segmenty ST-T z długotrwałych zapisów EKG, uzyskane z Europejskiego Towarzystwa Kardiologicznego. Posługując się środowiskiem narzędziowym MATLAB, zaprogramowano jednokierunkową wielowarstwową SSN z sigmoidalną funkcją aktywacji; liczba neuronów w poszczególnych warstwach sieci wynosiła odpowiednio 4, 10 oraz 1. Otrzymano 90-procentowe wartości czułości oraz specyficzności.

Przy zwiększeniu liczby neuronów warstwy ukrytej do 25 czułość wzrosła do 91%, ale dalsze dodawanie neuronów nie dało już poprawy parametrów sieci. Podobne prace nad wykorzystaniem logiki rozmytej do rozpoznawania niedokrwienia serca podjął Kukar ze współpracownikami [14]. Oprócz sieci neuronowych wykorzystano dodatkowe narzędzia wspomagające podejmowanie decyzji na podstawie populacji 327 pacjentów wyselekcjonowanych z ok. 4 tys. Wykorzystując algorytm wstecznej propagacji błędów, nauczono jednokierunkową SSN, wzbogaconą o system wspomaganie decyzji, rozpoznawania przypadków zaburzenia akcji serca. Na podstawie zapisów EKG oraz scyntygrafii uzyskano wyniki na poziomie 89,7% dla ogólnej zdolności przewidywania, 93,7% dla czułości i 79,5% dla specyficzności. Dokonano również analizy wyników w zależności od ilości dostarczonych informacji, dowodząc, że użycie jedynie EKG, mimo niewielkich różnic w czułości, znacząco wpływa na obniżenie specyficzności, co nie zachodzi przy wyborze jedynie odczytów ze scyntygrafu.

### 3.4. Rozpoznawanie arytmii

Jedną z wielu chorób serca jest arytmia. O stworzenie narzędzia rozpoznawania i klasyfikowania arytmii do jednej z kategorii pokusili się badacze z Indian Institute of Technology Guwahati [15]. Opracowali oni system ekspercki do automatycznej detekcji i klasyfikacji arytmii przy wykorzystaniu kombinacji SNN i analizy falkowej. Dane pacjentów zostały pobrane z bazy zapisów MIT-BIH (Massachusetts Institute of Technology – Beth Israel Hospital Arrhythmia Laboratory). Wykorzystano 7 różnego

rodzaju systemów eksperckich, których skuteczność wynosiła 89,4–98,02%, rozpoznających w zależności od systemu 3–13 rodzajów arytmii. Średnia skuteczność wyniosła 96,79%. Wynik uzyskano, korzystając z bazy danych zawierającej 106 423 zapisów.

Jedna z prac [16] opierająca się także na analizie danych z bazy MIT-BIH przedstawia wyniki na poziomie 99,7% dla prawidłowych zespołów QRS i 98,5% dla prawidłowo rozpoznanych zespołów przedwczesnego skurczu mięśnia sercowego. Al-Nashash [17] do tej samej bazy danych zastosował sieć wykorzystującą analizę składników głównych (ang. principal component analysis) i sklasyfikował 5 typów arytmii. Średnia czułość wyniosła 98,1%.

Ciekawym przykładem zastosowania sieci neuronowej do rozpoznawania fibrylacji przedsionka jest praca, w której system z WPB traktował EKG jako szereg czasowy zawierający tylko interwały RR. Baza składała się z 42 970 przypadków fibrylacji przedsionkowej. Algorytm wykazał czułość 82,4% i specyficzność 96,6%.

Istnieją także implementacje SSN w mikroprocesorach. Jedno z takich rozwiązań [19] jest oparte na procesorze VLSI zbudowanym ze struktury neuronowej 10-6-4, na którym działa system MATIC, będący hybrydą sieci neuronowej oraz drzewa decyzji. Algorytm MATIC przeznaczony jest do rozpoznawania przypadków arytmii. Na podstawie wycinków QRS z sygnału EKG system jest w stanie zdiagnozować arytmie na poziomie 98,4%. Pobór mocy w urządzeniu wynosi zaledwie 25 nW, zatem ma ono szansę stać się idealnym „rozwiązaniem przenośnym”.

Tabela 1. Porównanie wartości parametrów (w procentach) uzyskanych w cytowanych pracach

Zespół	Precyzja	Specyficzność	Czułość
Specht [3]	90	—	—
choroba wieńcowa			
lekarz specjalista	—	65–75	75–85
Hedén [4]	78	—	—
Dorffner [5]	—	79	76–80
zawał			
Hedén [6]	—	94,8	81,4
Ohlsson [7]	—	84–85	—
Hedén [8]	—	95,2	95,2–95,4
Holst [9]	83,7	88,7	—
Haraldsson [10]	—	—	83,4–84,3
Kennedy [11]	—	90,2	91,2
Kozłowski [12]	63	70	51
niedokrwienie			
Papaloukasa [13]	—	90	90–91
Hedén [4]	88	—	—
Kukar [14]	89,7	79,5	93,7
arytmia			
Krishna Prasad [15]	89,5–98,02	—	—
Christov [16]	98,5	—	—
Al-Nashash [17]	—	—	98,1
Cubański [18]	—	96,6	82,4
Leong [19]	98,4	—	—



#### 4. Podsumowanie

Celem niniejszego opracowania było pokazanie możliwości wykorzystania sztucznych sieci neuronowych w kardiologii. W artykule przytoczono po kilka przykładów dla różnych przypadków kardiologicznych, jak arytmia serca, zawał, niedokrwienie mięśnia sercowego i choroba wieńcowa. Przedstawione wyniki prac, zestawione w tabeli, odpowiadają twierdząco na pytanie postawione w tytule: sztuczne sieci neuronowe mogą wspierać lekarzy i znaleźć zastosowanie przy klasyfikacji schorzeń u pacjentów.

#### Literatura

- [1] W.S. McCulloch, W.H. Pitts, „A logical calculus of the ideas immanent in nervous activity”, *Bull. Math. Biophys.* **5**, 115 (1943).
- [2] S. Ossowski, *Sieci neuronowe w ujęciu algorytmicznym* (WNT, Warszawa 1996).
- [3] D.F. Specht, „Vectorcardiographic diagnosis using the polynomial discriminant method of pattern recognition”, *IEEE Tr. Bio-Med. Eng.* **BME-14**, 90 (1967).
- [4] B. Hedén, M. Ohlsson, L. Edenbrandt, „Value of Exercise Data for the Interpretation of Myocardial Perfusion”, *J. Nucl. Cardiol.* **9**, 169 (2002).
- [5] G. Dorffner, E. Leitgeb, H. Koller, „Toward Improving Exercise ECG for Detecting Ischemic Heart Disease with Recurrent and Feedforward Neural Nets”, w: *Proc. IEEE Workshop on Neural Networks for Signal Processing, Ermioni, Greece*, red. J. Vlontzos i in. (IEEE, New York 1994), s. 499.
- [6] B. Hedén i in., „Agreement between Artificial Neural Networks and Human Expert for the Electrocardiographic Diagnosis of Healed Myocardial Infarction”, *J. Am. Col. Cardiol.* **28**, 1012 (1996).
- [7] M. Ohlsson, H. Holst, L. Edenbrandt, „Acute Myocardial Infarction: Analysis of the ECG Using Artificial Neural Networks”, w: *Proc. Artificial Neural Networks in Medicine and Biology (ANNIMAB-1) Conference*, Goeteborg, Sweden, May 2000.
- [8] B. Hedén i in., „Acute Myocardial Infarction Detected in 12-Lead ECG by Artificial Neural Networks”, *Circulation* **96**, 1798 (1997).
- [9] H. Holst i in., „A confident decision support system for interpreting electrocardiograms”, *Clin. Physiol.* **19**, 410 (1999).
- [10] H. Haraldsson, L. Edenbrandt, M. Ohlsson, „Detecting acute myocardial infarction in the 12-lead ECG using Hermite expansions and neural networks”, *Artif. Intell. Med.* **32**, 127 (2004).
- [11] R.L. Kennedy i in., „An artificial neural network system for diagnosis of acute myocardial infarction (AMI) in the accident and emergency department: evaluation and comparison with serum myoglobin measurements”, *Comput. Meth. Prog. Biomed.* **52**, 93 (1997).
- [12] J. Kozłowski i in., „Classification of low and high risk for sudden cardiac death using neural network”, w: *Simplicity behind Complexity*, Proc. 3rd Interdisciplinary School on Nonlinear Dynamics for System and Signal Analysis EUROATTRACTOR 2002, Warsaw 2002, red. W. Klonowski (Pabst Science Publishers, Lengerich, Berlin 2004), s. 400.
- [13] C. Papaloukasa i in., „An ischemia detection method based on artificial neural networks”, *Artif. Intell. Med.* **24**, 167 (2002).
- [14] M. Kukar i in., „An application of machine learning in the diagnosis of ischaemic heart disease”, w: *Proc. 10th IEEE Symposium on Computer-based Medical Systems*, Maribor, Slovenia, 1997, s. 70.
- [15] G. Krishna Prasad, J.S. Sahambi, „Classification of ECG Arrhythmias using Multi-Resolution Analysis and Neural Networks”, *Proc. IEEE Tencon*, Bangalore, India 2003.
- [16] I. Christov, G. Bortolan, „Ranking of pattern recognition parameters for premature ventricular contractions classification by neural networks”, *Physiol. Meas.* **25**, 1281 (2004).
- [17] H. Al-Nashash, „Cardiac arrhythmia classification using neural networks”, *Technol. Health Care* **8**, 363 (2000).
- [18] D. Cubański i in., „A neural network system for detection of atrial fibrillation in ambulatory electrocardiograms”, *J. Cardiovasc. Electrophysiol.* **5**, 602 (1994).
- [19] P.H.W. Leong, M.A. Jabri, „A Low Power VLSI Arrhythmia Classifier”, *IEEE Tr. Neural Networks* **6**, 1435 (1995).



MICHAŁ ŻURAWSKI (z lewej) jest doktorantem w Instytucie Oceanologii PAN w Sopocie. W roku 2005 ukończył fizykę na Uniwersytecie Szczecińskim. W toku studiów, w ramach programu Erasmus, spędził semestr na Uniwersytecie w Rostocku. Jego zainteresowania fizyczne ewaluowały od zagadnień teorii chaosu i fizyki medycznej do fizyki morza.



Dr JANUSZ KOZŁOWSKI (z prawej) jest fizykiem zatrudnionym w Instytucie Fizyki Uniwersytetu Szczecińskiego. Odbывał staże w Niemczech (Technische Universität Darmstadt, Max-Planck-Gesellschaft für Kolloid- und Grenzflächenforschung, Arbeitsgruppe Nichtlineare Dynamik w Poczdamie) i Stanach Zjednoczonych (Beckman Institute at University of Illinois at Urbana-Champaign). Jego aktualny obszar zainteresowań to zastosowanie metod dynamiki nieliniowej do analizy danych medycznych.

# Antymateria i antyprotonowy atom helu\*

John Eades

Department of Physics, University of Tokyo

---

## Antimatter and the antiprotonic helium atom

*Abstract:* An exotic atom in which an electron and an antiproton orbit a helium nucleus could reveal if there are any differences between matter and antimatter. This unusual mirror on the antiworld is described.

---

### Wstęp

Koncepcja antymaterii korzeniami swymi sięga końca lat dwudziestych i początku lat trzydziestych ubiegłego wieku, gdy Dirac podjął zakończoną sukcesem próbę stworzenia kwantowej teorii atomów i ich składników, odpowiadającej wymaganiom szczególnej teorii względności (por. ramka). Chociaż pomysły jego oparte były na czysto teoretycznych rozważaniach, to już niebawem odkryto pierwszą antycząstkę – pozyton, będący odpowiednikiem elektronu w świecie antymaterii. Upłynęły jednak aż 23 lata, zanim w roku 1955 w kalifornijskim Berkeley uzyskano jednoznaczny dowód na istnienie antyprotonu. Wkrótce potem, również w Berkeley, odkryto antyneutron, ale na pojawienie się antydeuteronów – jąder ciężkiego antywodoru – trzeba było czekać następnych 10 lat, by zaobserwować je w CERN-ie w Genewie oraz w Brookhaven National Laboratory na Long Island, niedaleko Nowego Jorku. Znalezione również kilka jąder antytrytu, a w ostatnich latach udało się połączyć antyprotony z pozytonami w atomy antywodoru. Wydaje się zatem, że każda cząstka ma swoją antycząstkę, chociaż czasem, jak w przypadku fotonu – cząstki światła – są one identyczne. Nie widać więc żadnego oczywistego powodu, aby jakieś części Wszechświata nie miały być zbudowane w całości z antymaterii, jak sugerował Dirac.

### Antymateria i zwierciadła

Od doświadczalnego odkrycia antyprotonu 50 lat temu *raison d'être* badań nad antymaterią uległa głębokim zmianom. Dirac początkowo przypuszczał, że jakiś rodzaj fikcyjnego „zwierciadła” C zmieniającego ładunek cząstek na przeciwny, takiego, że „odbite” w nim cząstki stają się antycząstkami, mógłby ukazać świat, w którym wszystko przebiega identycznie jak w naszym. Gdybyśmy zatem utworzyli dokładne „odbicie” jednego ze światów w zwierciadle C, to wszystkie późniejsze jego stany byłyby identyczne z odbiciami stanów oryginału na skutek

działania tych samych praw przyrody. Jest to przykład tego, co w fizyce nazywa się symetrią dynamiczną – symetrią rozwoju, a nie łatwiejszą do intuicyjnego zrozumienia statyczną symetrią wyglądu. Jednak już wkrótce po odkryciu w 1956 r., że nawet obraz widziany w zwykłym lustrze, odpowiadający zwierciadłu parzystości P, nie zawsze przedstawia prawidłowo działający świat, wykazano, że zwierciadła C mają ten sam „defekt”: oddziaływania słabe w promieniotwórczych rozpadach  $\beta$  nie wykazują symetrii ani względem zwierciadeł C, ani P. Światy utworzone z odbić w każdym z tych zwierciadeł nie mogą więc „działać” jednakowo, ponieważ nie mogą w pełni stosować się do tych samych praw natury.

Przez prawie dziesięć lat po roku 1955 uważano, że połączone zwierciadło CP dałoby bezbłędny (tzn. zachowujący się prawidłowo) obraz naszego świata. Na przykład, cząstki lewoskrętne (tzn. takie, których kierunek ruchu jest przeciwny do kierunku wkręcania się prawoskrętnej śruby obracającej się w tę samą stronę, co cząstka) – neutrino, elektrony i protony – zmieniałyby się po odbiciu w prawoskrętne antycząstki. W roku 1964 wykazano jednak, że przyroda czasem łamie nawet tę symetrię. Obecnie uważa się, że dołączenie trzeciego zwierciadła T (odwrócenia czasu, choć powinno być ono raczej zwane zwierciadłem odwrócenia ruchu M, ponieważ sprawia, że wszystko porusza się do tyłu) przywróci utraconą symetrię. Można rzeczywiście udowodnić, że jeżeli pola opisujące oddziaływania i materię w teorii kwantowej mają rozsądne własności matematyczne, to obraz całego Wszechświata widziany w zwierciadle CPT nie wykaże zachowania sprzecznego z prawami przyrody.

### Klocki LEGO przyrody

Wszystkie zjawiska zachodzące na poziomie mikroskopowym w świecie cząstek spełniają, jak się wydaje, symetrię CPT z zadziwiającą dokładnością. Każdy proces, w którym uczestniczą cząstki elementarne, zachodzi tak samo, jak jego „odbicie” w zwierciadle CPT. W skali

---

\*Rozszerzona przez Autora wersja artykułu „Antiprotonic helium”, który ukazał się w *Physics World* **18**, nr 10 (2005). [Translated with permission]

Wszechświata zwierciadło to ukazuje jednak obraz całkowicie nierealny: obserwacje astrofizyczne nie wykazują oczekiwanych przez Diraca równych ilości materii i antymaterii (ramka). Przeciwnie, wydaje się, że antymaterii nie ma nigdzie – ani na Ziemi, ani w jej pobliżu, ani w Układzie Słonecznym, ani w naszej Galaktyce czy w jej sąsiadkach, ani nawet jeszcze dalej. Wydaje się, że w momencie Wielkiego Wybuchu przyroda zaopatrzyła

się w dwa zestawy klocków LEGO: w jednym z nich były cząstki, a w drugim – antycząstki. Instrukcje składania większych obiektów z klocków – prawa przyrody – były identyczne w obu zestawach, lecz z jakiegoś powodu klocki antymaterii pozostały w pudełku. Mamy wiele sposobów, aby poradzić sobie z tą trudnością, lecz one też nie są wolne od problemów. To właśnie możliwość, że zwierciadło CPT ma niewielką skazę – że gdzieś na poziomie

### Krótką historią antyprotonu

W listopadzie 1955 roku Owen Chamberlain, Emilio Segrè, Clyde Wiegand oraz Thomas Ypsilantis donieśli w *Physical Review*, że zarejestrowali w swym doświadczeniu 60 antyprotonów wśród trzech milionów cząstek opuszczających tarczę. Pomiar przeprowadzone zostały w Berkeley w Kalifornii przy użyciu niedawno zbudowanego akceleratora Bevatron, który mógł przyspieszać zwykłe protony do niewyobrażalnie wielkiej, jak na owe czasy, energii kinetycznej 6,2 miliarda elektronowoltów.

Na długo przed tym wydarzeniem ideę pewnego rodzaju ujemnej materii rozważali bezskutecznie m.in. Lorentz i Becquerel. Jednak dopiero P.A.M. Dirac we wczesnych latach trzydziestych wykazał, że jej istnienie jest nie tylko możliwe, ale i konieczne do pogodzenia mechaniki kwantowej, zajmującej się własnościami atomów i tworzących je elektronów oraz nukleonów, ze szczególną teorią względności. Uwzględnienia wymaga tej ostatniej nie możemy uniknąć, gdy zajmujemy się obiektami poruszającymi się z prędkościami, które nie są małe w porównaniu z prędkością światła  $c$ , jak to często bywa w świecie cząstek subatomowych. Szczególna teoria względności głosi, że najmniejsza energia  $E$ , którą może dysponować obiekt o masie  $m$ , wynosi  $mc^2$ , a energia ciała poruszającego się jest zawsze od tej wartości większa. Teoria ta pozwala również, aby  $E$  była mniejsza lub równa  $-mc^2$ , ale cząstki klasyczne nie mogą dokonać nieciągłego przejścia od  $mc^2$  do  $-mc^2$ , więc jeśli ograniczymy się do rozważania układów klasycznych, to możemy spokojnie pominąć ujemne wartości energii. Nie można tak jednak postąpić przy rozważaniu układów kwantowych, gdzie takie przeskoki są chlebem powszednim. Dirac po stworzeniu swojej teorii dla elektronów próbował najpierw skojarzyć elektrony o ujemnych energiach z protonami, lecz niebawem i on sam, i niezależnie również Oppenheimer wykazali, że przeskoki takie zachodziłyby tak szybko, że cały Wszechświat uległby anihilacji na promieniowanie elektromagnetyczne w przeciągu kilku nanosekund. Musiał zatem założyć, że ujemne wartości  $E$  odpowiadają „nowemu rodzajowi cząstek, nieznanym fizyce doświadczalnej, mających taką samą masę jak elektron, lecz przeciwny ładunek”, przy tym jednak o dodatniej energii. – Możemy nazwać takie cząstki antyelektronami – powiedział i dodał: – Nie powinniśmy oczekiwać, że znajdziemy je w przyrodzie.

Zaraz potem antyelektron (pozyton) został jednak znaleziony w przyrodzie, gdy Carl Anderson zaobserwował pary elektronowo-pozytonowe wytworzone przez wysokoenergetyczne promienie kosmiczne uderzające w tarczę ołowianą w komorze mgłowej. W tym czasie jedynymi znanymi cząstkami atomowymi były elektron i proton. Jeżeli istnieją dwie odmiany elektronu, to dlaczego nie miałyby istnieć dwie odmiany protonu? Anderson postawił taką hipotezę w doniesieniu o wykryciu pozytonu, a Dirac zauważył w swoim wykładzie noblowskim w roku 1933: „Chciałoby się mieć równie zadowalającą teorię dla protonu (...).

Wymagałoby to możliwości istnienia ujemnie naładowanych protonów, będących zwierciadlanym odbiciem zwykłych protonów o ładunku dodatnim (...). To, że Ziemia (a zapewne i cały Układ Słoneczny) składa się w większości z ujemnych elektronów oraz dodatnich protonów, musimy uważać za przypadek. Jest bardzo możliwe, że dla niektórych gwiazd sytuacja jest odwrotna (...). Nie da się ich odróżnić za pomocą obecnych astronomicznych metod pomiarowych”.

Stan rzeczy nie ulegał zmianie aż do roku 1955. W promieniach kosmicznych znajdowano wprawdzie co pewien czas rzekome ślady antyprotonów, ale takie interpretacje prędko okazywały się błędne. Przy tym bynajmniej nie wszyscy byli przekonani, że antyprotony istnieją, nie było nawet zgody co do tego, że równanie Diraca opisuje protony. Zarówno elektrony jak i protony mają wewnętrzny moment pędu, a obracające się ładunki wytwarzają magnetyczny moment dipolowy. Moment ten, obliczony na podstawie teorii Diraca, był bardzo bliski wartości mierzonej dla elektronów i pozytonów, lecz różnił się o kilkaset procent w przypadku protonów. Wyniki te sugerowały, że protony mogą nie być cząstkami Diraca, a zatem mogą nie mieć swych odpowiedników w świecie antymaterii.

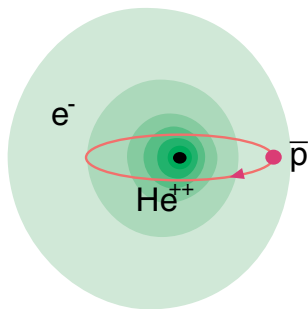
Wartość energii kinetycznej protonów przyspieszanych w Bevatronie wynoszącą 6,2 GeV wybrano na podstawie (trafnego) przypuszczenia, że – tak samo jak w przypadku par pozytonowo-elektronowych Andersona – każdy antyproton wyprodukowany w zderzeniu z metalową tarczą ustawioną na ich drodze musi powstać w towarzystwie dodatkowego protonu. Wątpliwości przetrwały jednak do końca – Maurice Goldhaber postawił aż 500 dolarów przeciwko istnieniu antyprotonu, choć Segrè w charakterystyczny dla siebie sposób zaryzykował tylko 25 centów. Aby rozwiązać wątpliwości, na wiązce uruchomiono dwa eksperymenty: w jednym z nich poszukiwano śladów anihilacji antyprotonów w zderzeniach z jądrami emulsji fotograficznej, podczas gdy w drugim mierzono na odcinku 12 m czas przelotu cząstek będących produktami oddziaływań oraz wyznaczano ich pędy na podstawie zakrzywienia torów w polu magnetycznym. Chociaż to ta druga metoda dała publikację w *Physical Review*, to jednak uczeni śledzący tory cząstek w emulsji też doczekali się pocieszenia, gdy znaleziono przypadek anihilacji antyprotonu, ostatecznie przypieczętujący jego istnienie. Zdjęcie tego przypadku zamieszczone w tygodniku *Time* 13 lutego 1956 r. pokazywało, co się dzieje, gdy „jedna z obcych cząstek (...) łączy się z jądrem pechowego atomu”.

Po około 50 latach fizycy w CERN-ie w jednej sekundzie rutynowo wytwarzają ponad  $10^7$  antyprotonów, chociaż ciągle poszukujemy gwiazd, w których, by użyć słów Diraca, „sytuacja jest odwrotna”. To, że do tej pory ich nie znaleziono, jest siłą napędową wielu prac badawczych poświęconych antymaterii.

cząstek odbicie nie jest całkowite takie samo jak oryginał – powoduje, że obecnie prowadzi się tyle badań własności antymaterii i antycząstek. Jednym z ważnych kierunków jest badanie własności hybrydowego atomu zbudowanego z cząstek materii i antymaterii – antyprotonowego atomu helu.

## Wytwarzanie atomów antyprotonowych

Skoro natura zadbała o to, aby w naszym otoczeniu nie było żadnych antyprotonów, to musimy je wytworzyć z energii, zwykle w zderzeniach bardzo szybkich protonów z atomami stacjonarnej tarczy. Powstałe antyprotony unoszą ze sobą część energii kinetycznej cząstek padających, więc gdy pojawiają się w naszym świecie, także poruszają się z bardzo wielkimi prędkościami. Wprowadzone do bloku materii, wnikają do zagradzających im drogę atomów, wybijając z nich elektrony do czasu, gdy mają już zbyt mało energii, aby się z atomu wydostać. Po ostatnim zderzeniu pozostają więc związane siłami kulombowskimi z jądrem ostatniego atomu, z którego wybiły elektrony. Poruszają się wtedy wokół tego jądra po dobrze określonych, kołowych lub nieco eliptycznych orbitach, tworząc obojętne atomy antyprotonowe. Antyprotonowy wodór, czyli protonium ( $p\bar{p}$ ), będący szczególnie prostym przypadkiem, jest zatem dwuciałowym atomem bez żadnego elektronu, ponieważ atom wodoru przed zderzeniem miał tylko jeden elektron. Antyprotonowy hel (rys. 1) jest atomem trójciałowym ( $\alpha p\bar{e}^-$ ) z jednym elektronem towarzyszącym antyprotonowi, gdyż atom helu miał początkowo dwa elektrony.



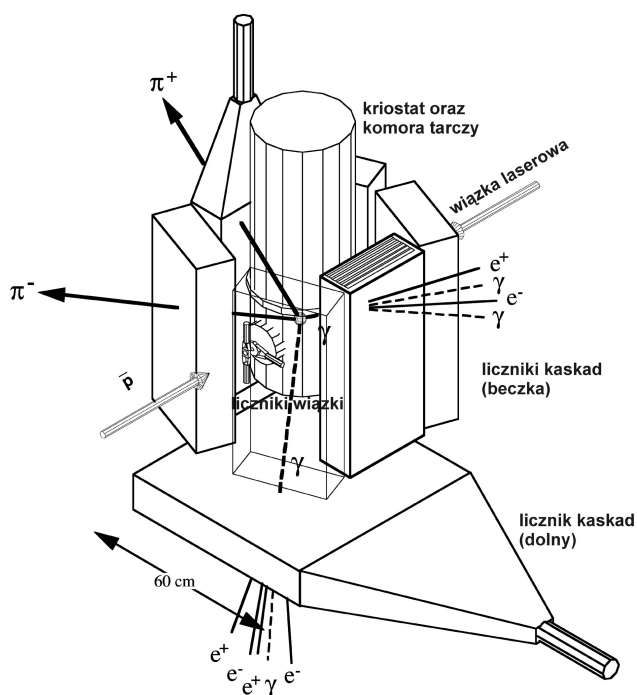
Rys. 1. W atomie antyprotonowego helu zbudowanym z trzech cząstek –  $\bar{p}$ ,  $\alpha$ ,  $e^-$  – dwie cząstki o ujemnym ładunku, elektron  $e^-$  i antyproton  $\bar{p}$ , okrążają jądro helu, czyli cząstkę  $\alpha$ , często oznaczane symbolem  $He^{++}$ . Cząstka  $e^-$ , obiekt całkowicie kwantowy, będący „rozmazań” chmurą ładunku, przedstawiona jest odcieniem ciemniejszym tam, gdzie gęstość chmury jest większa. Antyproton  $\bar{p}$ , zachowujący się bardziej podobnie do cząstki klasycznej, porusza się po dobrze określonych, eliptycznych orbitach. W atomach długo żyjących promienie orbit antyprotonowych są tego samego rzędu wielkości (0,1 nm) co promień chmury odpowiadającej elektronowi. Por. też rys. 4.

## Niech nam długo żyje antyprotonowy hel!

Aż do roku 1991 oczekiwano, że czas życia wszystkich atomów antyprotonowych, od wodoru aż do najcięż-

szych pierwiastków, nie będzie dłuższy niż czas kilkuset orbitalnych obiegów antyprotonu. Żaden atom nie może uniknąć zderzeń z sąsiadami, twierdzono więc, że wystarczy kilka takich zderzeń atomu antyprotonowego, aby nastąpił spadek antyprotonu do jądra, gdzie ulegnie on natychmiastowej anihilacji. Iwasaki wraz ze współpracownikami [1] wykazali jednak w 1991 r. w eksperymencie przeprowadzonym w laboratorium KEK w Japonii, że w przypadku helu (i tylko helu) tak nie jest: hel antyprotonowy jest metatrwały, czyli długo żyjący, i może przetrwać wśród zwykłych atomów helu przez kilka mikrosekund, co odpowiada setkom milionów obiegów orbity.

Na rysunku 2 pokazana jest typowa aparatura używana przez japońsko-europejską współpracę ASACUSA do badania zjawiska takiej długowieczności. Pomiary prze-



Rys. 2. Aparatura do spektroskopowych badań długo żyjących antyprotonowych atomów helu. Antyprotony zatrzymują się w tarczy z zimnego, gęstego gazowego lub ciekłego helu, umieszczonej w środku kriostatu. Detektory cząstek (oznaczone jako liczniki wiązek i liczniki kaskad) dostarczają informacji o tym, kiedy antyproton wchodzi do tarczy i kiedy anihiluje w helu. Wiązki światła laserowego i promieniowania mikrofalowego mogą w tym czasie oświetlać długo żyjące atomy.

prowadzane są obecnie na CERN-owskim spowalniaczu („deceleratorze”) antyprotonowym (AD), a uprzednio wykonywane były na nieistniejącym już urządzeniu LEAR (Low Energy Antiproton Ring, niskoenergetyczny pierścień antyprotonowy). Antyproton ( $\bar{p}$ , u dołu po lewej stronie), wchodząc do tarczy wielkości kieliszka do jajek i zawierającej ochłodzony gęsty hel, zatrzymuje się w nim i tworzy antyprotonowy atom helu w sposób opisany powyżej. Przed wejściem do tarczy przechodzi jeszcze przez

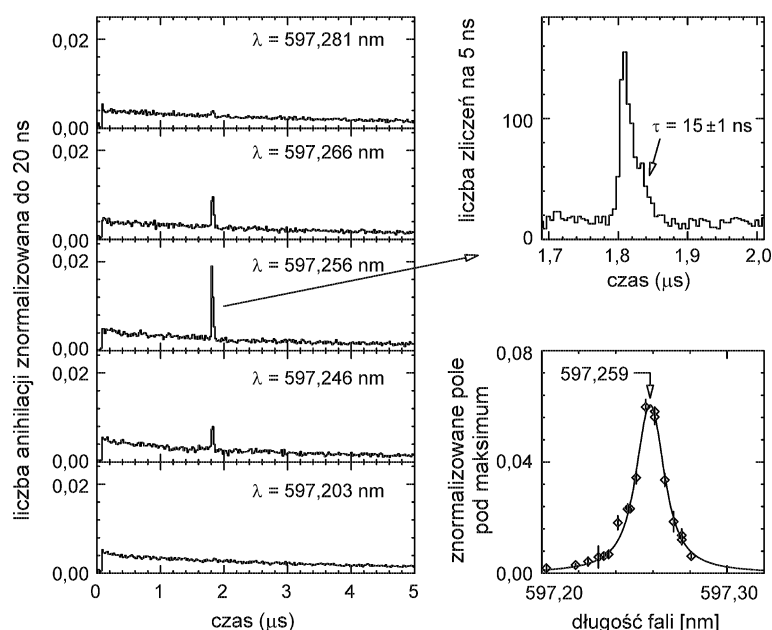
licznik scyntylacyjny, w którym wywołuje błysk światła, uruchamiający zegar. Gdy później anihiluje, produkty reakcji: mezony  $\pi$  ( $\pi$ ), promieniowanie  $\gamma$ , elektrony ( $e^-$ ) oraz pozytony ( $e^+$ ) przechodzą przez dodatkowe detektory otaczające tarczę, a powstające przy tym błyski światła zatrzymują zegar. W dolnym lewym rogu na rys. 3 pokazano rozkład czasów upływających od przejścia antyprotonów przez licznik do ich anihilacji. Duża liczba antyprotonów z wiązki obsadza w atomach antyprotonowych wiele poziomów energetycznych, każdy opisany parą całkowitych liczb kwantowych  $n$  oraz  $l$  (rys. 4). Jest kilka złożonych przyczyn długiego życia takich atomów, a jedną z najważniejszych jest obecność elektronu. Zakaz Pauliego zabrania atomowi zbyt zbliżania się do elektronów w otaczających go atomach zwykłego helu. Chmura elektronowa przedstawiona na rys. 1 po prostu odpycha atom, nie czyniąc mu nic złego.

### Wywoływanie przejść antyprotonowych światłem laserowym

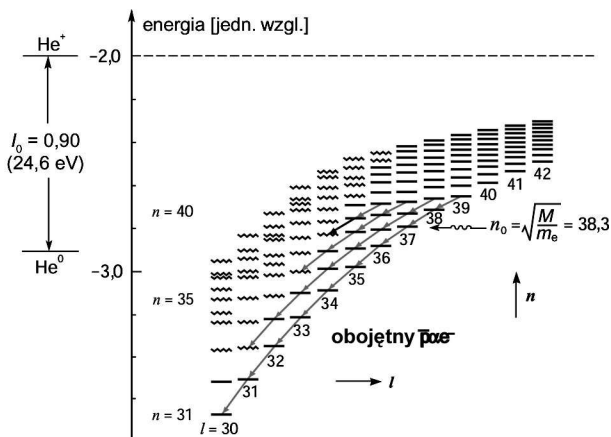
Odporność antyprotonowych atomów helu na anihilację otworzyła zupełnie nowy rozdział w historii badań antyprotonów. Ich długowieczność pozwala nam oświetlać je krótkimi, intensywnymi impulsami światła laserowego, które mogą zmusić antyproton do kwantowego przejścia z jednej orbity odpowiadającej pewnemu poziomowi energetycznemu na inną, jeśli długość fali światła lasera dostrojona jest do różnicy energii obu poziomów podzielonej przez stałą Plancka. Impuls światła wchodzi do aparatury z prawej strony u góry na rys. 2. Oczywiście musimy znaleźć jakiś sposób stwierdzenia, że „pokrętko” sterujące wiązką lasera zostało ustawione na taką częstotliwość światła, która wymusza odpowiednie przejście kwantowe. Kluczem do takiego sposobu jest fakt, że nie wszystkie poziomy energetyczne antyprotonu są metatrwałe. Jeżeli

pozostawimy atom w spokoju (czyli nie będziemy go zaburzać światłem lasera), to antyprotony z poziomów, które są metatrwałe (linie ciągłe na rysunku) po pewnym czasie spontanicznie przejdą na poziomy nietrwałe (linie faliste), jak pokazuje strzałka na rys. 4. Gdy antyproton znajduje się na którymś z tych poziomów, elektron może łatwo zostać wyrzucony, tak że obojętny atom  $\alpha p^-$  staje się naładowanym jonem  $\alpha p$ . Wówczas atom traci już własność niezniszczalności i wystarczy kilka zderzeń, aby wywołać anihilację antyprotonu z cząstką  $\alpha$ , co prowadzi do omawianego już rozkładu czasowego (lewa część rys. 3).

Ustawiając „pokrętko” lasera na częstotliwość odpowiadającą różnicy energii między poziomem oznaczonym linią ciągłą a sąsiednim (oznaczonym linią falistą), wymuszamy dodatkowe przejścia między nimi. To rezonansowe dostrojenie możemy poznać po nagłym wzroście liczby anihilacji zachodzących w chwili koincydującej z momentem nadejścia impulsu laserowego. Gdy położenie „pokrętkła” odpowiada właściwej częstotliwości, na rozkładzie czasów anihilacji pojawia się zatem ostre maksimum, które po zmianie częstotliwości znika. Przykład tego zjawiska można zobaczyć po lewej stronie rys. 3, a powiększony fragment środkowej krzywej rezonansowej pokazany jest z prawej strony u góry. Rysunki te odpowiadają przejściu ze stanu  $(n, l) = (39, 35)$  do stanu  $(38, 34)$  (ciemna krótka strzałka na rys. 4). Odstęp czasu między przejściem antyprotonu przez licznik w chwili zero a momentem wysłania impulsu światła z lasera, wynoszący  $1,8 \mu\text{s}$ , nie niesie w sobie żadnej szczególnej informacji. Krzywa w dolnym prawym rogu, pokazująca zależność pola powierzchni pod maksimum od długości fali światła laserowego (albo, równoważnie, jej częstotliwości), opisuje liczbę antyprotonów obsadzających w danej chwili wybrany poziom energetyczny. Zmieniając opóźnienie impulsu laserowego, można wyznaczyć zależność liczebności tej populacji od czasu.



Rys. 3. Spektroskopia laserowa przejścia  $(n, l) = (39, 35) \rightarrow (38, 34)$  zaznaczonego strzałką na rys. 4. Energia  $E = hc/\lambda$  tego przejścia wynosi ok.  $2,4 \text{ eV}$ ,  $\lambda = 507,259 \pm 0,002 \text{ nm}$  jest zmierzona długością fali światła laserowego, przy której zachodzi rezonans,  $c$  – prędkością światła w próżni, a  $h$  – stałą Plancka. Ponieważ  $E \propto Q^2 M$ , otrzymana wartość wraz z uprzednio znaną wartością  $Q/M$  pozwala wyznaczyć oddzielnie  $Q$  oraz  $M$ .



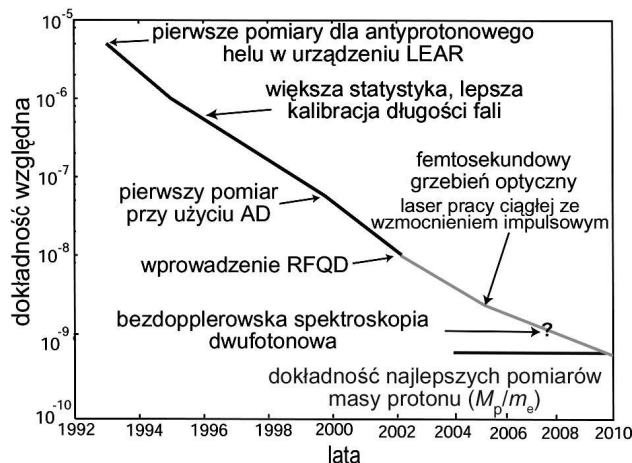
Rys. 4. Poziomy energetyczne antyprotonu ( $\bar{p}$ ) i elektronu ( $e^-$ ) opisane są dwiema całkowitymi liczbami kwantowymi  $n$  oraz  $l$ :  $n$  określa energię wiązania cząstki z jądrem helu (skala pionowa),  $l$  – jej orbitalny moment pędu w ruchu wokół jądra (w przybliżeniu proporcjonalny do promienia orbity). Dla  $e^-$  wartości  $n$  oraz  $l$  (niepokazane na rysunku) są bliskie odpowiednio 1 oraz 0. Dla długo żyjących orbit  $\bar{p}$  (linie ciągłe) energia wiązania zbliżona jest do energii wiązania elektronu, ale  $n \approx 38$ , a  $l \leq n - 1$ . W przypadku orbit, które nie są metatrwałe (linie faliste), antyproton szybko wyrzuca elektron i atom staje się dwuciałowym jonem, w którym  $\bar{p}$  natychmiast anihiluje.

### Przejścia wymuszone i twierdzenie CPT

Wartości częstości, przy których zachodzą wszystkie takie przejścia wymuszone, zależą od masy  $M$  oraz ładunku  $Q$  cząstek wchodzących w skład atomu, podczas gdy wpływ momentów magnetycznych  $\mu$  ujawnia się dopiero przy dużo dokładniejszych porównaniach wyników pomiarów z teorią. Wartości te są znane z bardzo dobrą dokładnością dla elektronów oraz cząstek  $\alpha$ , więc jedynymi niewiadomymi pozostają częstości dla antyprotonu. Antyprotonowy hel stanowi zatem laboratorium pozwalające badać własności antyprotonu, umożliwiające również sprawdzanie twierdzenia CPT mówiącego, że powinny być one takie same jak dla protonu.

Pierwszy taki test przeprowadzony w pierścieniu LEAR wykazał, że względna różnica masy bądź ładunku antyprotonu i protonu musi być mniejsza niż  $7 \cdot 10^{-6}$  (7 ppm) (rys. 5). Wynik ten jest o dwa rzędy wielkości lepszy niż uzyskany wcześniej w badaniach promieniowania rentgenowskiego wysyłanego przez ciężkie atomy antyprotonowe. Późniejsze ulepszenia metod doświadczalnych i kalibracji układu laserowego obniżyły tę granicę do 0,5 ppm. Wszystkie wyniki uzyskane w pierścieniu LEAR przed rokiem 2000 opisane są szczegółowo w artykule Yamazakiego i współpracowników [2] z roku 2002. Zastąpienie LEAR-a przez AD oraz poprawa jakości impulsów laserowych obniżyły natychmiast to ograniczenie do  $60 \cdot 10^{-9}$  (60 ppb) [3], ale dopiero wprowadzenie kwadropolowego deceleratora w cz. (RFQD) do wiązki antyprotonowej umożliwiło zejście aż do 10 ppb [4]. W urządzeniu tym antyprotony poruszają się w polu w. cz., którego faza

jest tak dobrana, że przeciwstawia się ich ruchowi. Pole to przemieszcza się wraz z antyprotonami, utrzymując z nimi stałe związki fazowe, wskutek czego antyprotony są w nim spowalniane. Pole to zapobiega również zwiększaniu się geometrycznych rozmiarów wiązki i rozrzutu pędów; zjawiska te występowały przedtem podczas spowalniania antyprotonów metodą ich przepuszczania przez folie metalowe.



Rys. 5. Kolejne zmniejszanie zmierzonych przez zespół ASACUSA górnych ograniczeń różnic między ładunkiem i masą antyprotonu oraz protonu z uwzględnieniem wyników otrzymanych przez zespół ATRAP (od Antihydrogen TRAP)

W ostatnich latach powstała metoda femtosekundowego grzebienia częstości, za której opracowanie Theodor Hänsch z Max-Planck-Institut für Quantenoptik w Monachium oraz John Hall z amerykańskiego National Institute of Standards and Technology w Boulder w stanie Colorado otrzymali w 2005 r. Nagrodę Nobla (patrz *PF 57*, II (2006) – red.). Metoda ta umożliwiła stabilizację częstości światła laserowego z dokładnością względną lepszą niż  $10^{-10}$ , co pozwoliło nam w czerwcu 2006 r. wyznaczyć wartość stosunku masy antyprotonu do masy elektronu z dokładnością 2,7 ppb [5]. W połączeniu z wcześniejszym pomiarem Gabrielsego [6] wartości  $Q/M$  dla antyprotonu z dokładnością do kilku części na  $10^{11}$  wynik ten ogranicza możliwą różnicę względną między masą lub ładunkiem antyprotonu i protonu do 2 ppb. W innych doświadczeniach wysyłano jednocześnie światło dwóch laserów oraz wiązkę mikrofal do wnęki mikrofalowej zawierającej antyprotonowy hel w celu zmierzenia różnic własności magnetycznych antyprotonu i protonu, ale ze względu na brak miejsca nie możemy tu o tym pisać.

### Przyszłość

Zespół ASACUSA wprowadza obecnie nowe metody laserowe (patrz okładka), które powinny jeszcze bardziej zmniejszyć niepewności pomiarów częstości i pozwolić osiągnąć coraz dokładniejsze ograniczenia na różnicę mas i ładunków protonów i antyprotonów (patrz ekstrapolacja

na rys. 5). Dzięki tym ulepszeniom stosunek mas antyprotonu i elektronu może niebawem zostać wyznaczony z lepszą dokładnością niż dla protonu, tak że w pewnym sensie będziemy wtedy antyproton „znali” lepiej od protonu. Ta paradoksalna sytuacja wynika stąd, że nie dysponujemy protonowymi atomami antyhelu, na których można byłoby przeprowadzić te laserowe pomiary o wysokiej dokładności, a wartości dla protonów otrzymywane są z doświadczeń z pułapkami Penninga, z natury mniej dokładnych.

Antyprotonowy hel jest atomem trójciałowym, a własności żadnego dynamicznego układu zawierającego więcej niż dwa ciała nie można obliczyć w sposób ścisły. Choć potężne komputery pozwalają z bardzo dobrą dokładnością obliczyć oczekiwane częstości przejść (z którymi musimy porównywać wartości zmierzone), to jednak obecnie zbliżamy się do teoretycznej granicy tych metod rachunkowych. Niedawno zespołowi ASACUSA udało się wytworzyć jony antyprotonowego helu ( $\alpha\bar{p}$ ) o czasie życia wynoszącym 100 ns [7]. Powinno to wystarczyć do przeprowadzenia na tym układzie dwuciałowym pomiarów spektroskopii laserowej. (Protonium dałoby oczywiście podobne możliwości, a przy tym łatwiej je wytworzyć, ale nie jest ono – niestety – metatrwałe w zderzeniach z otaczającymi je atomami wodoru).

Jeżeli uda się zrealizować wszystkie te plany, to doświadczenia z antyprotonowym helem zostaną doprowadzone do granic swych możliwości. Dlatego współpraca ASACUSA jako następny test niezmienności CPT planuje obecnie pomiar nadsubtelnego rozszczepienia stanu podstawowego antywodoru. Wartość ta, wyznaczona w pomiarach z maserem wodorowym, wynosi dla wodoru 1,420 457 517 68(1) GHz z niepewnością ostatniej cyfry znaczącej. Powtórzenie podobnych pomiarów z antywodorem byłoby trudne (lub wręcz niemożliwe), ale w nadchodzących latach powinno nam się udać przynajmniej prze-

prowadzić znaczące testy niezmienności CPT. W fazie wstępnej udało się już schwytać w specjalnej konfiguracji pola (butelce magnetycznej) kilka milionów antyprotonów spowolnionych uprzednio w urządzeniu RFQD [8].

Można zapytać, po co prowadzić porównania własności protonów i antyprotonów z ciągle rosnącą dokładnością, skoro nie stwierdzono dotychczas żadnych różnic. Odpowiedź brzmi: małe efekty niekoniecznie są nieważne. Omówione naruszenie parzystości zachodzi tylko w oddziaływaniach słabych. Są one rzeczywiście niesłyszalnie słabe – wiele milionów razy słabsze niż oddziaływania silne utrzymujące razem neutrony i protony wewnątrz jąder atomowych – lecz odgrywają istotną rolę w zachowaniu się otaczającego nas świata. Efekty związane z naruszeniem symetrii CP są słabsze o kilka rzędów wielkości, ale zajmują ważne miejsce w kształtowaniu świata. Jakiegokolwiek łamanie symetrii CPT, jeżeli zostanie kiedyś odkryte, będzie z pewnością efektem bardzo małym, lecz w świecie tak wielkim jak nasz, istniejącym od tak dawna, na pewno znajdzie się wystarczająco dużo czasu i miejsca, aby odegrało ono ważną, może nawet decydującą rolę.

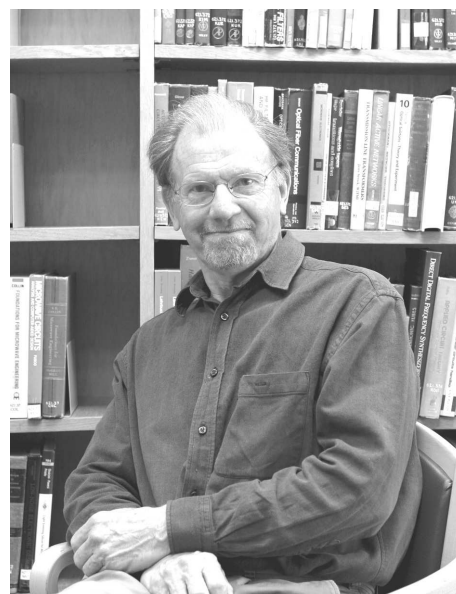
Tłumaczył Maciej Górski

Instytut Problemów Jądrowych  
im. Andrzeja Sołtana  
Warszawa

## Literatura

- [1] M. Iwasaki i in., *Phys. Rev. Lett.* **67**, 1246 (1991).
- [2] T. Yamazaki i in., *Phys. Rep.* **336**, 183 (2002).
- [3] M. Hori i in., *Phys. Rev. Lett.* **87**, 093401 (2001).
- [4] M. Hori i in., *Phys. Rev. Lett.* **91**, 123401 (2003).
- [5] M. Hori i in., *Phys. Rev. Lett.* **96**, 243401 (2006).
- [6] G. Gabrielse i in., *Phys. Rev. Lett.* **82**, 3198 (1999).
- [7] M. Hori i in., *Phys. Rev. Lett.* **94**, 063401 (2005).
- [8] N. Kuroda i in., *Phys. Rev. Lett.* **94**, 023401 (2005).

Dr JOHN EADES odbył studia i doktoryzował się na Uniwersytecie w Liverpoolu. Jego pierwszymi badaniami były pomiary korelacji spinowych w rozpraszaniu p-p, przeprowadzone przy użyciu cyklotronu o energii 400 MeV. W ramach pierwszego stażu podoktorskiego podjął w zespole Leona Ledermana poszukiwania antydeuteronu, zakończone sukcesem tuż po prowadzonych równolegle podobnych badaniach w CERN-ie. Następnie pracował przez kilka lat w Instytucie Nielsa Bohra w Kopenhadze, wykorzystując cernowską 2-metrową komorę pęcherzykową do badania rozlicznych aspektów oddziaływania p-p przy energii 24 GeV. Wreszcie przeniósł się do samego CERN-u, gdzie różnymi metodami, m.in. przy użyciu pierścieni czerenkowskich do identyfikacji cząstek, prowadził eksperymenty z rezonansami mezonowymi. Większość ostatnich 15 lat spędził w CERN-ie, mierząc ładunek, masę i moment magnetyczny antyprotonu we współpracy z grupą z Uniwersytetu Tokijskiego, początkowo kierowaną przez prof. Toshimitsu Yamazakiego, a obecnie przez prof. Ryugo Hayano. Współpraca ta, której wyniki są opisane w zamieszczonym artykule, obejmuje także grupy z Wiednia, Budapesztu, Aarhus i in., z ważnym udziałem teoretyków z Dubnej i Sofii. Jego zainteresowania pozanaukowe to gra na fortepianie i kontrabasie, historia najnowsza oraz krytyczna analiza licznych twierdzeń pseudonaukowych, niestrudzenie lansowanych w mediach.



# Ettore Majorana – zapomniany geniusz

Krzysztof Fiałkowski

*Instytut Fizyki im. Mariana Smoluchowskiego, Uniwersytet Jagielloński*

---

## Ettore Majorana – a forgotten genius

*Abstract:* On the occasion of Ettore Majorana's hundredth birth anniversary his life and scientific work is briefly recalled. Due to the scarcity of informative texts published in Polish, Majorana is known in Poland mainly as the author of two scientific concepts: Majorana forces and Majorana neutrino. This note presents Majorana's scientific brilliance and the strange ways of his life.

---

### Wstęp

5 sierpnia 2006 roku przypada setna rocznica urodzin Ettore Majorany (fot.). Najprawdopodobniej poza jego ojczyzną, Włochami, przejdzie ona bez większego echa. Zapewne nawet wielu fizykom mało mówi nazwisko człowieka, któremu po śmierci (lub zaginięciu?) jeden z największych fizyków XX w., laureat Nagrody Nobla z 1938 r. Enrico Fermi poświęcił następujące słowa zapisane przez jego rozmówcę, fizyka Giuseppe Cocconiego (w liście do Edoarda Amaldiego z 18 lipca 1965 r., cytowanym w książce Recamiego [1]): „Na świecie są różne kategorie uczonych; ludzie drugiej i trzeciej kategorii, którzy robią, co mogą, ale nie osiągają zbyt wiele. Są także ludzie pierwszej kategorii, którzy dokonują odkryć o wielkim znaczeniu, fundamentalnym dla rozwoju nauki. A oprócz tego są geniusze jak Galileusz i Newton. Otóż Ettore Majorana był jednym z nich”.

Zauważmy, że Fermi nie wymienił w kategorii „geniuszy” ani siebie, ani też Einsteina, co można przypisać niechęci do wymieniania kogokolwiek żyjącego. Nie ulega jednak wątpliwości, że opinia Fermiego o dawnym studencie (Majorana pisał pod jego kierunkiem pracę dyplomową) była niezwykle wysoka. Kto miał rację: Fermi czy polscy autorzy haseł *Encyklopedii fizyki współczesnej* (PWN, 1983), którzy nie umieścili nazwiska Majorany w skorowidzu i nie wspomnieli ani słowem o jego wkładzie do fizyki?

Dziś jest już nieco lepiej. W *Nowej encyklopedii powszechnej* PWN nazwisko to znajdziemy, choć dopiero w *Suplemencie* z 1999 r., a podane informacje są dość rzetelne, choć bardzo zwięzłe: „MAJORANA Ettore (1906–38), fizyk włoski; profesor uniwersytetu w Neapolu; prace z fizyki atomowej i jądrowej; 1933 opracował teorię sił wymiennych i 1937 – teorię neutrin identycznych ze swoimi antycząstkami”.

W wydaniu z 2004 r. nazwisko Majorany znajdziemy już w regularnym tomie pod „M”, a notatka została rozszerzona, choć dodane informacje zawierają błędy: fałszywie podano datę objęcia katedry w Neapolu i dzień

śmierci, a teorię sił wymiennych związano z opisem budowy atomu, a nie jądra.



Ettore Majorana

Jeszcze gorzej wypadło np. amerykańskie wydawnictwo Lexicon Publications, umieszczając w *Webster's Encyclopedic Dictionary* z 1991 r. naprawdę kuriozalną notatkę, która w tłumaczeniu na polski brzmi: „Cząstka majorana lub neutrino majorana [sic! – K.F.] – elementarna cząstka równoważna antyneutrinu, w której podwójny rozpad  $\beta$  przebiega przez emisję i absorpcję neutrina o zerowej masie, zgodnie z równaniem Diraca”.

Łagodnie mówiąc, jest to bełkot: w rzeczywistości neutrino Majorany to (zgodnie z notką w polskiej encyklopedii) cząstka identyczna ze swoją antycząstką, a jeśli istotnie fizyczne neutrino ma taki charakter, to podwójny rozpad  $\beta$  może zachodzić bez emisji neutrin. Na dodatek, jak dziś wiemy, neutrino ma niezerową masę, a równanie Diraca opisuje cząstkę różną od swojej antycząstki (a więc nie neutrino Majorany!). Jeszcze bardziej bulwersujący jest fakt, że nazwisko stało się tu najwyraźniej zwykłą nazwą, niezasługującą na pisanie wielką literą.



A przecież życie Majorany, choć krótkie, obfitowało w tyle sensacyjnych momentów, że poświęcono mu wiele książek. Polski czytelnik mógł poznać napisany w 1975 r. esej Leonarda Sciascii *Scomparsa di Majorana* [2]. Nigdy nie pokazano nam, niestety, filmu nakręconego w RFN na jego podstawie, nie przetłumaczono też na język polski znacznie obszerniejszej książki napisanej przez fizyka Ernesto Recamię [1].

Sciascia, ziomek Majorany z Sycylii, był znakomitym pisarzem, a do swojego „śledztwa” w sprawie Majorany zebrał wiele dokumentów i wypowiedzi świadków. Książka ma jednak dwie istotne wady. Sciascia nie był fizykiem i nie w pełni rozumiał niektóre aspekty badań Majorany oraz innych fizyków, a co gorsza, pisał książkę z gotową tezą. Jego zdaniem Majorana jako pierwszy rozumiał możliwość skonstruowania broni jądrowej, a przewidywanie tragicznych skutków jej użycia skłoniło go do rezygnacji z badań, a następnie do samobójstwa lub ukrycia się w zaciszu klasztoru.

Jest to teza tyleż efektowna, co trudna do udowodnienia. Lewicowe poglądy Sciascii i jego antyamerykanizm powodują, że czyta się go dziś z lekką irytacją. Dotyczy to np. efektownych porównań zachowania fizyków konstruujących bombę dla USA i tych, którzy nie zbudowali jej dla Hitlera (przy całkowitym zignorowaniu istnienia trzeciej grupy fizyków: tych, którzy zbudowali ją dla Stalina!), albo kategorycznego potępienia decyzji użycia broni jądrowej w Hiroszynie i Nagasaki (bez uwzględnienia prawdopodobnej liczby ofiar cywilnych i wojskowych, jakie przyniosłyby następne miesiące wojny, gdyby Japonia nie skapitulowała). Jednak na ogół Sciascia rzetelnie relacjonuje zdarzenia z życia Majorany, co można sprawdzić, porównując jego tekst z artykułem Edoarda Amaldię [3], kolegi Majorany z Rzymu i autora wielu tekstów poświęconych jego pamięci, a także z książką Recamię. Przedstawmy więc krótko życie i drogę naukową Ettore Majorany.

## Młodość i studia

Urodził się w Katanii w znanej rodzinie sycylijskiej, która zgodnie z legendą rodzinną miała się wywodzić od Juliusza Waleriusza Majorianusa, ogłoszonego w roku 457 w Rawennie cesarzem rzymskim i zabitego w 461 r. z rozkazu rządzącego wówczas praktycznie Rzymem Flawiusza Rycymera, głównodowodzącego armii. Od XVII wieku wielu członków rodziny Majorany zapisało się w historii jako wybitni politycy, urzędnicy, uczeni i artyści. Jego ojciec Fabio był inżynierem, którego kariera doprowadziła do wysokiego stanowiska w ministerstwie komunikacji, a stryj Quirino profesorem fizyki na Uniwersytecie w Bolonii. Jeden z braci Majorany został doktorem praw, zajmującym się też filozofią, drugi inżynierem lotnictwa specjalizującym się w przyrządach optycznych, a najmłodsza siostra po ukończeniu studiów muzycznych była nauczycielką gry na fortepianie.

Majorana pierwotnie pobierał nauki w domu, a po przeniesieniu się rodziny do Rzymu uczęszczał do gimnazjum jezuitów, „przeskakując” jedną klasę, po czym ukoń-

czył gimnazjum klasyczne. Po zdaniu matury w 1923 roku rozpoczął studia inżynierskie w Rzymie. Studiował wspólnie z bratem Lucianem, Enrico Volterra (synem sławnego matematyka) i Emiliem Segrè. Pod koniec 1928 r. zdecydował się przejść na Wydział Fizyki w okolicznościach, które wiele mówią o jego zdolnościach i charakterze.

Kolega Majorany ze studiów, Emilio Segrè (nagrodzony później w 1959 r. Nagrodą Nobla jako współodkrywcę antyprotonu), zdecydował się już kilka miesięcy wcześniej na podobny krok i przekonywał Majoranę, że studia fizyczne są bardziej zgodne z jego dążeniami. Równocześnie wspominał Fermiemu o wyjątkowych zdolnościach Majorany. Gdy ten przyszedł w końcu do gabinetu Fermiego, rozmowa natychmiast zeszła na badania prowadzone wówczas przez Fermiego nad modelem, znanym dziś jako model Thomasa–Fermiego. Wyniki tych badań pozwalały na obliczenie parametrów tzw. uniwersalnego potencjału Fermiego. Majorana wysłuchał uważnie, zapytał o dodatkowe szczegóły, po czym wyszedł. Nazajutrz wrócił i poprosił Fermiego o tabelę z wartościami parametrów. Następnie porównał ją z wyciągniętą z kieszeni kartką, na której zapisał wartości obliczone przez siebie w ciągu kilkunastu godzin. Ponieważ wyniki były zgodne, Majorana stwierdził, że tabela Fermiego jest dobra i wyszedł, a po kilku dniach przeniósł się na fizykę i zaczął regularnie odwiedzać Instytut Fizyki. A więc to nie Fermi egzaminował Majoranę, ale Majorana sprawdził, czy jego przysły szef jest dostatecznie dobrym fizykiem!

Kolejne miesiące przyniosły Majoranie głęboki szacunek nowych kolegów, skupionych wokół Fermiego sławnych „chłopców z ulicy Panisperna”, jak Franco Rasetti, Amaldi, Giovanni Gentile jr. i Bruno Pontecorvo. Dzięki krytycznemu umysłowi i wyjątkowej dociekliwości zyskał przydomek „wielkiego inkwizytora”, bardzo właściwe, skoro Fermiego nazywano „papieżem” [4]. Podziwiano też niezwykle zdolności rachunkowe Majorany. Potrafił on wykonać w pamięci obliczenia skomplikowanych całek oznaczonych i podać wyniki szybciej niż jego koledzy używający tablic czy nawet suwaków logarytmicznych.

6 lipca 1929 r. Majorana uzyskał dyplom (razem z Gianninim i Amaldim). Jego praca, wykonana pod opieką Fermiego, dotyczyła rozpadów  $\alpha$  jąder promieniotwórczych. Uzyskał za nią najwyższą możliwą ocenę i dyplom z wyróżnieniem. Po egzaminach odwiedzał nadal regularnie Instytut Fizyki, a zwłaszcza bibliotekę, gdzie studiował prace Diraca, Heisenberga, Pauliego, Weyla i Wignera.

## Po dyplomie

W kolejnych latach opublikował pięć prac z fizyki atomowej [5], rozwiązując kilka ważnych problemów dotyczących spektroskopii atomowej i kwantowego opisu cząsteczek chemicznych. Na podstawie tych prac 12 listopada 1932 r. Majorana uzyskał „prawo nauczania” fizyki teoretycznej, gdy trzyosobowa komisja pod kierunkiem Fermiego jednomyślnie uznała jego wysokie kompetencje. Od roku 1931 stał się znaną postacią w świecie fizyków i choć zapraszano go wielokrotnie do odwiedzenia innych ośrod-

ków w Rosji, USA (Yale) i Anglii (Cambridge), wszystkie zaproszenia odrzucał.

Kolejna praca Majorany [6] dotyczyła opisu spinu w zmiennym polu magnetycznym. Można ją uważać za prekursorską dla wielu przyszłych metod badawczych, np. związanych z magnetycznym rezonansem jądrowym. Następnie Majorana (podobnie jak większość współpracowników Fermiego) powrócił do fizyki jądrowej. Miało to związek z ogłoszeniem odkrycia neutronu.

Z końcem stycznia 1932 r. do biblioteki rzymskiego Instytutu Fizyki dotarł numer *Comptes Rendus* z pracą małżonków Joliot-Curie dotyczącą promieniowania wysyłanego przez jądra berylu naświetlane wiązką cząstek  $\alpha$ . Autorzy przypuszczali, że są to promienie  $\gamma$  o energii kilku megaelektronowoltów, a ich oddziaływanie z protonami określali jako „efekt Comptona na protonach”. Jak pisze Amaldi, Majorana natychmiast po przeczytaniu pracy stwierdził: „Nic nie zrozumieli, prawdopodobnie zaobserwowali protony odrzutu wyprodukowane przez ciężką cząstkę neutralną”. W kilka dni później do Rzymu dotarł numer *Nature* z artykułem Chadwicka, opisującym poprawioną wersję doświadczenia Joliot-Curie i dowodzącym, że istotnie w reakcji z berylem powstają ciężkie cząstki neutralne – neutrony. Za odkrycie to Chadwick już po trzech latach otrzymał Nagrodę Nobla.

## Teoria sił wymiennych

Po odkryciu Chadwicka wielu fizyków zrozumiało, że neutrony mogą być składnikami jądra, i zaczęło rozważać modele jąder, w których jednak z reguły miały znajdować się także cząstki  $\alpha$  i elektrony. Prawdopodobnie pierwszym, który opublikował model jądra jako układu wyłącznie protonów i neutronów, był rosyjski fizyk Dmitrij Iwanienko. Ale już przed Wielkanocą 1932 r. Majorana stworzył teorię, w której neutrony i protony tworzyły jądro, oddziałując siłami wymiany, a ich strukturę spinową wyznaczał fakt, że cząstki  $\alpha$  były układami silniej związanymi niż deuterony. W stosownych wzorach należało więc zamieniać jedynie współrzędne cząstek, ale nie ich spiny.

Fermi usiłował namówić Majoranę do opublikowania tej teorii, ale ten kategorycznie odmówił, uznając swoje wyniki za niekompletne. Fermi wyjeżdżał właśnie do Paryża na konferencję poświęconą elektryczności i zamierzał omówić tam także pewne zjawiska jądrowe, poprosił więc Majoranę o zgodę na przedstawienie jego idei sił jądrowych. Majorana zabronił jednak wymieniania swojego nazwiska i zgodził się na wzmiankę o swojej teorii tylko pod warunkiem, że Fermi przypisze ją pewnemu profesorowi elektrotechniki, który miał być obecny w Paryżu, a którego Majorana uważał za żywy przykład, jak nie należy prowadzić badań naukowych. Fermi wygłosił ostatecznie 7 lipca w Paryżu referat zatytułowany „Aktualny stan fizyki jądra atomowego”, używając pojęcia sił jądrowych, ale nie precyzując tej ich formy, którą później nazwano siłami Majorany.

19 lipca ukazał się zeszyt *Zeitschrift für Physik* z pierwszą pracą Heisenberga dotyczącą sił wymiany, zwanych potem siłami Heisenberga, w których uwzględniano

zamiętych i współrzędnych, i spinów cząstek. Praca ta wzbudziła powszechny podziw jako pierwsza próba opisu oddziaływań jądrowych, niedoskonała i niekompletna, ale stwarzająca nadzieję rozwiązania problemu uważanego dotąd za nierozwiązalny. W Rzymie publikacja pracy Heisenberga wzbudziła także uznanie, ale i żal do Majorany, który nie tylko nie opublikował swoich wcześniejszych wyników, ale i nie pozwolił Fermiemu na pełną ich prezentację oraz ujawnienie autorstwa. Nadal jednak wszelkie naciski Fermiego i innych kolegów nie skłoniły Majorany do zmiany zdania. Majorana oświadczył, że „Heisenberg napisał wszystko, co można było powiedzieć, a nawet prawdopodobnie powiedział za dużo”. Przypomnijmy, że w tym samym roku Heisenberg otrzymał Nagrodę Nobla za sformułowanie relacji nieoznaczoności!

Niechęć Majorany do upubliczniania wyników swoich badań objawiła się nie tylko przy okazji opisu sił jądrowych. Amaldi wspomina, że Majorana w rozmowie z kolegami napomknął kiedyś, że poprzedniego wieczora wykonał obliczenia dotyczące zjawiska, które kilka dni wcześniej przyciągnęło ich uwagę. Podczas dyskusji wyciągnął z kieszeni paczkę papierosów, na której maleńkimi, ale czytelnymi literami wypisał główne wzory teorii i numeryczne wyniki obliczeń. Po przepisaniu na tablicy wyników niezbędnych do wyjaśnienia problemu wypalił ostatniego papierosa z paczki, po czym zmiął ją i wyrzucił do kosza.

Ostatecznie Fermi przekonał Majoranę, aby pojechał do Heisenberga do Lipska, a potem do Kopenhagi. Fermi uzyskał na ten cel pieniądze z Narodowej Rady Badań Naukowych. Pobyt za granicą, zaplanowany na pół roku, miał rozpocząć się z końcem stycznia 1933 r.

Przed wyjazdem Majorana zaprzyjaźnił się z objeżdżającym Europę stypendystą Harvardu, Eugene'em Feenbergiem, który przygotowywał rozprawę o rozpraszaniu elektronów na atomach i prawdopodobnie jako pierwszy sformułował twierdzenie nazwane później twierdzeniem optycznym. Feenberg nie znał włoskiego, a Majorana angielskiego, niewiele też mógł im pomóc maleńki słownik, który przywiózł Feenberg. Ich dyskusje, prowadzone zwykle w bibliotece, polegały więc głównie na wypisywaniu wzorów, przerywanym lekturą kolejnych stron prac. Być może owocem tych dyskusji była ostatnia z prac opublikowanych przed wyjazdem przez Majoranę, dotycząca relatywistycznego opisu cząstek o dowolnym spinie [7]. Dopiero po ponad trzydziestu latach pracę tę przetłumaczono na język angielski i zaczęto cytować w literaturze światowej jako prekursorską.

## Pobyt w Lipsku i Kopenhadze

W Lipsku Majorana spotkał się z grupą znakomitych fizyków. Oprócz Heisenberga pracowali tam Bloch, Hund i Peierls, a z gości Feenberg, Inglis i Uhlenbeck. Feenberg opowiadał o seminarium, podczas którego Heisenberg, mówiąc o wynikach Majorany, wspomniął, że ich autor jest na sali i zaprosił go do uzupełnienia prezentacji, ale Majorana nie zgodził się wystąpić publicznie. Jak się zdaje, był on jednak tak pełen podziwu i sympatii dla

Heisenberga, że bez trudności dał się mu przekonać do opublikowania swoich wyników dotyczących oddziaływań jądrowych [8]. Praca ta (fot.) stanowiła znaczne ulepszenie teorii Heisenberga i rysowała jasne perspektywy dalszego rozwoju teorii jądra.

### Über die Kerntheorie.

Von Ettore Majorana, zur Zeit in Leipzig.

Mit 3 Abbildungen. (Eingegangen am 3. März 1933.)

Es wird eine Neubegründung der Heisenbergschen Kerntheorie diskutiert, die zu einer etwas abweichenden Hamiltonfunktion führt. Dementsprechend wird eine statistische Behandlung der Kerne entwickelt.

Die Entdeckung des Neutrons, d. h. eines schweren und ladungslosen Elementarteilchens, hat die Möglichkeit geboten, eine Kerntheorie aufzubauen, die, ohne allerdings die grundsätzlichen mit dem  $\beta$ -Zerfall verbundenen Schwierigkeiten aufzulösen, wohl aber die Begriffe der Quantenmechanik in einem Bereich zu benutzen gestattet, der geschlossen schien. Nach Heisenberg<sup>1)</sup> ist es möglich, für viele Zwecke die Kerne als aus Protonen und Neutronen bestehend, d. h. aus Teilchen mit fast der gleichen Masse, die den Drehimpuls  $\frac{1}{2} \frac{h}{2\pi}$  haben und der Fermischen Statistik gehorchen, zu betrachten. Das Studium der Kerne ist also zurückgeführt auf die Aufsuchung einer geeigneten Hamiltonfunktion, die für ein solches System materieller Punkte gültig sei, und zwar in nichtrelativistischer Näherung, da die Geschwindigkeiten der Teilchen vermutlich ziemlich klein im Vergleich zur Lichtgeschwindigkeit sind ( $v \sim \frac{c}{10}$ ). Um eine zweckmäßige Wechselwirkung zwischen den Bausteinen der Kerne aufzustellen, hat sich Heisenberg von einer offenbaren Analogie leiten lassen. Das Neutron wird als aus einem Proton und einem Elektron bestehend, also wie ein nach einem den jetzigen Theorien unzugänglichen Prozeß konzentriertes Wasserstoffatom gedacht und zwar so, daß es seine statistische Eigenschaften und seinen Drehimpuls verändere. Heisenberg nimmt nun an, daß zwischen Protonen und Neutronen Austauschkräfte wirken denjenigen ähnlich, die für die Molekularbindung von H und H<sup>+</sup> vor allem verantwortlich sind. Zu einer solchen Wechselwirkung zwischen Neutronen und Protonen, die als maßgebend für die Kernstabilität betrachtet wird, fügen sich die Coulombabstoßungskräfte zwischen Protonen, Anziehungskräfte vom van der Waals-Typus zwischen Neutronen und eine Art von „elektrostatischer“ Wechselwirkung zwischen Protonen und Neutronen<sup>2)</sup>.

<sup>1)</sup> W. Heisenberg, ZS. f. Phys. 77, 1, 1932; 78, 156, 1933.

<sup>2)</sup> W. Heisenberg, ebenda 80, 587, 1933.

Pierwsza strona pracy [8]

W Kopenhadze Majorana spotkał Nielsa Bohra, Møllera, Rosenfelda i wielu innych wybitnych fizyków, a wśród nich znanego mu wcześniej z Rzymu Czecha Geoga Placzka, z którym przebywał najchętniej. Nie opublikował jednak podczas tego pobytu żadnej pracy, a po powrocie do Rzymu coraz rzadziej pokazywał się w Instytucie. W tym okresie, jak się zdaje, zajmował się w mniejszym stopniu fizyką, a w większym filozofią, ekonomią polityczną i medycyną. Zapewne w tym czasie powstał manuskrypt rozprawy o wartości praw statystyki w fizyce i naukach społecznych, który już po zniknięciu Majorany znalazł w jego papierach brat Luciano, a kolega Majorany, Giovanni Gentile, oddał do publikacji [9].

### Ostatnia praca

W roku 1936 Majorana niemal nie wychodził już z domu. W następnym roku pojawił się jednak znów w In-

stytucie, publikując w *Nuovo Cimento* ostatnią już swoją pracę o „symetrycznej teorii elektronu i pozytonu” [10] i zgłaszając swoją kandydaturę w konkursie na trzy stanowiska profesorów. Ostatecznie ministerstwo już przed rozstrzygnięciem tego konkursu (który przyniósł katedrę w Palermo GianCarlo Wickowi, w Pizie Giuliovi Racah, a w Mediolanie Giovanniemu Gentile) przyznało Majoranie „na podstawie oczywistych zasług” stanowisko profesora na uniwersytecie w Neapolu, które miał objąć z początkiem roku 1938.

Ostatnia praca Majorany (prawdopodobnie napisana znacznie wcześniej, w 1932 lub 1933 r.) miała za punkt wyjścia obserwację, że równanie Diraca jest całkowicie symetryczne względem znaku ładunku, ale symetria ta jest naruszana przez założenie, że próżnia jest stanem fizycznym, w którym wszystkie możliwe stany elektronu o energii ujemnej są zapełnione, a wszystkie stany o energii dodatniej – puste. Wzbudzenie elektronu ze stanu o energii ujemnej do stanu o energii dodatniej zostawia „dziurę” wśród stanów o energii ujemnej. Dziurę tę można zinterpretować jako stan antycząstki elektronu – pozytonu – o energii dodatniej. Rozważanie możliwości przywrócenia symetrii doprowadziło Majoranę do stworzenia teorii cząstek neutralnych, które byłyby identyczne ze swoimi antycząstkami. Teoria ta przechodziła różne koleje losu: po serii doświadczeń lat sześćdziesiątych i siedemdziesiątych XX w. wydawała się już ostatecznie odrzucona jako możliwa teoria neutrin z powodu pozornej niezgodności z danymi doświadczalnymi, ale dziś ponownie stanowi bardzo poważną konkurencję dla stosowanego opisu neutrina jako cząstki Diraca. Nadal czekamy na doświadczenia, które powinny ostatecznie rozstrzygnąć, czy neutrina są „cząstkami Majorany”.

### Zagadkowe zniknięcie

Podczas pobytu w Neapolu Majorana zaprzyjaźnił się z dyrektorem Instytutu Fizyki, Antonio Carrellim, ale prowadził życie samotnika, mieszkając w hotelu i wychodząc z niego jedynie na starannie przygotowywane wykłady i długie, samotne spacery. 26 marca Carrelli otrzymał telegram z Palermo, w którym ze zdumieniem przeczytał polecenie Majorany, aby nie traktował poważnie listu, który wkrótce otrzyma. Jak się okazało, był to list zapowiadający samobójstwo. Podobny list do rodziny zostawił Majorana w hotelu. Jednak wbrew treści telegramu i drugiego listu wysłanego z Palermo (w tym liście Majorana pisał: „Morze odrzuciło mnie i jutro wracam do hotelu »Bologna«, być może razem z tym listem. Zamierzam jednak zrezygnować z wykładów”) Majorana nie wrócił do Instytutu w Neapolu, choć jego bilet na statek został wykorzystany – nie jest pewne, czy przez Majoranę, czy też przez kogoś innego. Mimo długich poszukiwań nigdy nie odnaleziono go ani żywego, ani martwego.

Co się stało z Majoraną? Czy rację miał Sciascia, przypisując niechęć Majorany do publikacji wyników badań, dziwne zachowanie w ostatnich latach życia i ostateczne zniknięcie obawom przed zagładą ludzkości w wojnie jądrowej? Czy były to po prostu objawy narastającej

choroby umysłowej, której przez lata próbował się opierać? Nie brakło i innych, jeszcze bardziej sensacyjnych hipotez: Majorana miał paść ofiarą porachunków mafijnych, w które zaplątani byli członkowie jego rodziny, lub też agentów obcego wywiadu, liczących na zdobycie planów broni jądrowej. Ten ostatni pomysł wydaje się niezbyt prawdopodobny: do końca 1938 r. sam Fermi nie rozumiał jeszcze, że przeprowadzone przez jego grupę w roku 1934 doświadczenia doprowadziły do rozszczepienia jąder, więc tym bardziej nie przewidywał możliwości realizacji reakcji łańcuchowej rozszczepień. Jeśli nawet Majoranie genialna intuicja ukazała taki obraz, to skąd mogli o tym wiedzieć inni, skoro od 1933 r. nie opublikował żadnej pracy z fizyki jądrowej, a w powszechnej opinii nie zajmował się w ogóle pracą naukową? Zapewne nigdy nie dowiemy się, czy oficjalna data śmierci wielkiego fizyka – 26 marca 1938 r. – jest prawdziwa i co spowodowało tę śmierć.

Nie ulega jednak wątpliwości, że poświadczane przez kolegów niezwykle zdolności Majorany, wspiana intuicja i kilka znakomitych prac, jakie po nim zostały, stawiają go w rzędzie największych fizyków XX wieku. Wciąż odczytywane i analizowane są naukowe notatki Majorany (angielski przekład tych notatek ukazał się ostatnio drukiem [11]; najnowsza analiza wybranych zagadnień omawianych w tych notatkach jest dostępna w bazie preprintów arXiv.org [12]), a także notatki przygotowane do wykładów w Neapolu, w których znajduje się zdumiewająco nowoczesne podejście do najważniejszych problemów fizyki kwantowej. Warto więc w setną rocznicę jego urodzin wspomnieć niezwykle, choć boleśnie krótką drogę życiową wielkiego uczonego.

Ten szkic nie mógłby powstać bez pomocy prof. Adama Strzałkowskiego, któremu chciałbym tu serdecznie podziękować za udostępnienie odbitek książki Recami'ego i innych materiałów dotyczących Majorany.

## Literatura

- [1] E. Recami, *Il caso Majorana* (Arnoldo Mondadori, 1987).
- [2] L. Sciascia, *Zniknięcie Majorany* (PAX, 1985).
- [3] E. Amaldi, „Ettore Majorana: una breve biografia”, *Giornale di Fisica* **9**, 300 (1968).
- [4] L. Fermi, *Atomy w naszym domu* (PWN, 1961).
- [5] E. Majorana, G. Gentile jr., „Sullo sdoppiamento dei termini Roentgen ottici a causa dell' elettrone rotante e sulla intensità delle righe del Cesio”, *Rendiconti Accademia Lincei* **8**, 229 (1928); E. Majorana, „Sulla formazione dello ione molecolare di He”, *Nuovo Cimento* **8**, 22 (1931); E. Majorana, „I presunti termini anomali dell' Elio”, tamże, s. 78; E. Majorana, „Reazione pseudopolare fra atomi di Idrogeno”, *Rendiconti Accademia Lincei* **13**, 58 (1931); E. Majorana, „Teoria dei tripletti P' incompleti”, *Nuovo Cimento* **8**, 107 (1931).
- [6] E. Majorana, „Atomi orientati in campo magnetico variabile”, *Nuovo Cimento* **9**, 43 (1932).
- [7] E. Majorana, „Teoria relativistica di particelle con momento intrinseco arbitrario”, *Nuovo Cimento* **9**, 335 (1932).
- [8] E. Majorana, „Über die Kerntheorie”, *Zeitschrift für Physik* **82**, 137 (1933).
- [9] E. Majorana, „Il valore delle leggi statistiche nella fisica e nelle scienze sociali”, *Scientia* **36**, 55 (1942).
- [10] E. Majorana, „Teoria simmetrica dell' elettrone e del positrone”, *Nuovo Cimento* **14**, 171 (1937).
- [11] *Ettore Majorana: Notes on Theoretical Physics*, red. S. Esposito, E. Majorana jr., A. Van der Merwe, E. Recami (Kluwer, 2003).
- [12] S. Esposito, „Four variations on Theoretical Physics by Ettore Majorana”, physics/0604064 v1.

O większości faktów opisanych w tym artykule można też przeczytać w tekście Andrzeja Ichy „Życie i działalność naukowa Ettore Majorany (1906–1938)”, opublikowanym w *Postęпах Fizyki* **41**, 181 (1990). Mamy nadzieję, że przypomnienie historii życia Majorany w nieco odmiennej wersji zachęci nowych czytelników do zapoznania się z jego postacią i dziełem – red.



Prof. KRZYSZTOF FIAŁKOWSKI, ur. w 1944 r. w Krakowie, absolwent Uniwersytetu Jagiellońskiego, z którym związana jest cała jego kariera naukowa. Profesor w Instytucie Fizyki im. Mariana Smoluchowskiego, autor lub współautor kilkudziesięciu prac naukowych z fizyki cząstek, prac popularyzatorskich, haseł do encyklopedii i podręczników licealnych. Pełnił funkcje wicedyrektora Instytutu, prodziekana oraz dziekana Wydziału Matematyki i Fizyki UJ.

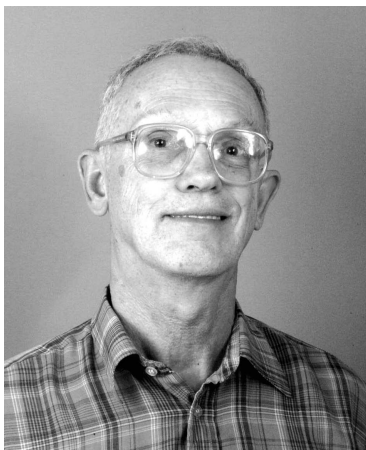
## ■ Leszek Turczynowicz-Suszycki

Urodził się w 1937 r. w Warszawie. Studia fizyki w zakresie teoretycznej fizyki jądrowej ukończył na Uniwersytecie Jagiellońskim w 1961 r., po czym podjął pracę w Akademii Górniczo-Hutniczej jako asystent w II Katedrze Fizyki kierowanej przez prof. Mariana Mięśowicza, gdzie zajmował się badaniem zderzeń cząstek w promieniowaniu kosmicznym z jądrami w atmosferze na wysokościach górskich (pomiar wykonywał w 1965 r. na górze Aragac w Armenii). Doktorat uzyskał na podstawie rozprawy „Badania współczynnika nieelastyczności w zderzeniach jądrowych cząstek wysokiej energii metodą kalorymetru jonizacyjnego” (promotor prof. Jerzy Massalski) w 1969 r.

Potem zainteresował się eksperymentami przy akceleratorach w CERN-ie. Badał oddziaływania protonów, pionów i kaonów z protonami lub jądrami. W 1985 r. przystąpił do eksperymentu ZEUS przy zderzaczu HERA w DESY. W latach 1985–91 opracował projekt, a następnie kierował wykonaniem monitora świetlności, którego modernizacją zajmował się jeszcze w latach 1995–2002. Tej tematyki dotyczyła jego rozprawa habilitacyjna „Luminosity Monitor for the ZEUS Detector – the Eye of ZEUS” z 1994 r. Był też zaangażowany w analizę oddziaływań elektron–proton i pozyton–proton ze szczególnym uwzględnieniem procesów dyfrakcyjnych.

Od roku 2002 zajmuje się pomiarem świetlności w planowanym liniowym zderzaczu elektronów ILC. Udało mu się stworzyć w Krakowie grupę, która opracowuje koncepcję monitora świetlności dla ILC w ramach projektu badawczego Unii Europejskiej o kryptonimie EUDET.

Jest profesorem nadzwyczajnym na Wydziale Fizyki i Informatyki Stosowanej AGH. Tytuł naukowy otrzymał 30 maja 2006 r.



Autor lub współautor ponad 200 publikacji, w tym kilku prac z dziedziny kosmologii.

Żonaty, 3 dzieci. Przywiązuje dużą wagę do zdrowego trybu życia – uprawia jogę i wegetarianizm (w wydaniu umiarkowanym), a także narciarstwo i piesze wędrówki. Jego ulubiony odpoczynek to zajmowanie się własnym ogrodem.

## ■ Janina Heldt

Z domu Romanowska, urodziła się w Płocicznie k. Suwałk w 1945 r. Studia odbyła na Uniwersytecie Mikołaja Kopernika, uzyskując w 1968 r. magisterium z fizyki za pracę wykonaną pod kierunkiem prof. A. Jabłońskiego. W latach 1968–70 pracowała w przemysłowych instytutach naukowo-badawczych CBKO w Gdańsku i PIE w Toruniu.

Pracę nauczyciela akademickiego podjęła w 1970 r. w WSN, a od roku 1974 pracuje w Instytucie Fizyki Uniwersytetu Gdańskiego. W 1977 r. uzyskała doktorat na UG (promotor prof. Alfons Kawski), habilitowała się w roku 1991 na UMK, a tytuł naukowy otrzymała 8 czerwca 2006 r.



Początkowo zajmowała się wyznaczaniem spektroskopowych i fotofizycznych parametrów drobin (potencjalnych scyntylatorów), ściśle współpracując z prof. Janiną Gronowską z UMK oraz prof. Horstem Diehlem z Instytutu Biofizyki w Bremie. Podczas krótkich pobytów w Brunshwiku, Kolonii i Berlinie zapoznała się z nowymi metodami badań widm fotoluminescencyjnych z rozdzielczością czasową oraz obliczeniami kwantowymi.

Decydującym w jej rozwoju naukowym był staż w Instytucie Biofizyki Molekularnej Florida State University u prof. Harolda Van Warty (1987–89). Zajmowała się tam wykorzystywaniem wyników badań luminescencyjnych w farmakologii. Poznała różne metody pomiarowe ułatwiające analizę dynamiki procesów w układach biologicznych. Obecnie prowadzi badania sond luminescencyjnych, drobin biologicznych, przekazywania energii wzbudzenia; w szczególności interesują ją efekty solwatacyjne.

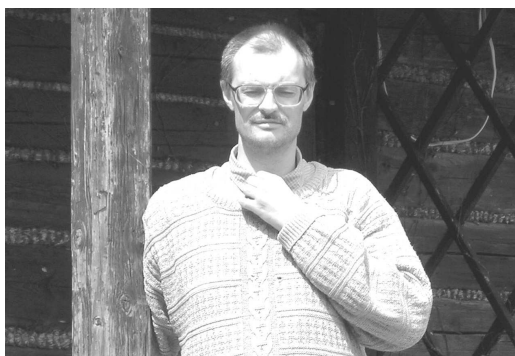
Jest autorką lub współautorką ponad 50 prac z listy filadelfijskiej, jednego patentu, wielu komunikatów i wystąpień na konferencjach. Wypromowała 3 doktorów, była opiekunem 27 prac magisterskich z fizyki.

Ma wspaniałą rodzinę, czworo dorosłych, bardzo udanych i rozmaicie utalentowanych dzieci (Wojtka, Gosię, Oleńkę i Łukasza), męża Józka (fizyk, specjalista w dziedzinie fizyki atomowej) oraz pięcioro wnucząt (Basię, Martę, Pawełka, Maćka i Antka). Lubi gości, odpoczywa gotując, pracując często słucha muzyki poważnej.

## ■ Piotr Henryk Chankowski

Urodził się w Warszawie w 1960 r. Studia fizyki ukończył na Uniwersytecie Warszawskim w roku 1984, pisząc pracę magisterską pod kierunkiem nieżyjącego już prof. Ryszarda Rączki. W 1988 r. został zatrudniony w Instytucie Fizyki Teoretycznej UW i dołączył do kierowanej przez prof. Stefana Pokorskiego grupy teoretyków zajmujących się fizyką wysokich energii. Pracuje w Zakładzie Teorii Cząstek i Oddziaływań Elementarnych IFT UW.

Doktorat uzyskał w roku 1992 na podstawie pracy „Badanie struktury próżni w minimalnym modelu supersymetrycznym i jej konsekwencji fenomenologicznych” napisanej pod kierunkiem prof. Pokorskiego. Po doktoracie spędził dwa lata na Uniwersytecie w Padwie jako stypendysta włoskiego Istituto Nazionale di Fisica Nucleare. Habilitował się w roku 1998 na podstawie pracy „Testy precyzji minimalnego supersymetrycznego rozszerzenia Modelu Standardowego”. Tytuł profesora otrzymał 5 grudnia 2005 r.



W 1994 r. odbył trzymiesięczny staż naukowy w Karlsruhe w grupie prof. Wolfganga Hollika, a od niemal dziesięciu lat regularnie prowadzi badania w CERN-ie.

Jego zainteresowania naukowe dotyczą głównie teorii oddziaływań elementarnych. Jak żartobliwie mawia, prawdziwą miłością jego życia jest kwantowa teoria pola, stanowiąca obok fizyki statystycznej jeden z dwu filarów, na których wspiera się gmach fizyki teoretycznej. Zajmuje się rozszerzeniami modelu standardowego, w szczególności takimi problemami, jak stabilność skali elektrosłabej, problem zapachu i naruszenia parzystości kombinowanej CP, oraz fizyką neutrin w takich modelach. Opublikował na te tematy ok. 60 prac. Ostatnio coraz bardziej interesuje się zagadnieniami z pogranicza teorii oddziaływań elementarnych i kosmologii.

Jest laureatem Nagrody im. Mariana Mięśowicza Polskiej Akademii Umiejętności w Krakowie.

Z pracującą jako nauczycielka żoną Anielą (wnuczką Karola Borsuka, córką Andrzeja Białynickiego-Biruli) ma czworo dzieci: Stasia (14 lat), Zosię (11), Marysię (9) i Urszulkę (6). Z domu rodzinnego wyniósł zamiłowanie do historii oraz literatury pięknej. Kocha muzykę klasyczną. Interesuje się także historią i filozofią nauki. Wypoczywa najchętniej w swoim majątku na wsi, gdzie wciąż jeszcze dostać można prawdziwe (tj. nieprzetworzone zgodnie z unijnymi normami) mleko.

## ■ Wojciech Broniowski

Urodził się w 1957 r. w Miechowie. Jego edukacja i początki kariery łączą się z Krakowem, gdzie w 1981 r. ukończył studia fizyki na Wydziale Matematyki, Fizyki i Chemii Uniwersytetu Jagiellońskiego. Pracę magisterską wykonał pod kierunkiem prof. Janusza Wilczyńskiego w Instytucie Fizyki Jądrowej, gdzie następnie rozpoczął pracę naukową.

W 1983 r. wyjechał na studia doktoranckie na University of Maryland, gdzie w 1986 r. uzyskał doktorat z fizyki teoretycznej. Promotorem pracy „Chiral model of N and  $\Delta$  with vector mesons” był prof. Manoj K. Banerjee. W 1996 r. uzyskał habilitację, przedstawiając rozprawę „Własności elektrosłabe barionów w granicy dużej liczby kolorów”. W latach 90. wiele podróżował, przebywając na stażach naukowych m.in w Institute for Nuclear Theory w Seattle, CEA (Commissariat à l’Energie Atomique) w Saclay, University of Maryland, a także na uniwersytetach w Bochum i Coimbrze. W latach 1993–94 był stypendystą Humboldta na Uniwersytecie w Ratyzbonie. Tytuł naukowy otrzymał 30 maja 2006 r.



Jego kariera naukowa związana jest ściśle z IFJ (obecnie IFJ PAN), gdzie od początku pracował w Zakładzie Fizyki Teoretycznej kierowanym najpierw przez prof. Wiesława Czyży, a potem prof. Jana Kwiecińskiego, po którego przedwczesnym odejściu został kierownikiem Zakładu. Od 2005 r. jest również profesorem na Wydziale Fizyki Akademii Świętokrzyskiej w Kielcach, gdzie zasilil prężną grupę fizyki relatywistycznych ciężkich jonów kierowaną przez prof. Stanisława Mrówczyńskiego.

Jest autorem ponad 100 publikacji. Do jego najważniejszych osiągnięć należą prace dotyczące chiralnych modeli kwarkowych oraz zaproponowany w 2000 r. wspólnie z prof. Wojciechem Florkowskim model termalny produkcji cząstek w relatywistycznych zderzeniach ciężkich jonów.

Ma żonę Annę oraz synów Jana i Tomasza. W wolnych chwilach zajmuje się pianistyką oraz winiarstwem.

## Podstawy krystalografii

Zygmunt Trzaska Durski, Hanna Trzaska Durska: *Podstawy krystalografii*, Oficyna Wydawnicza Politechniki Warszawskiej, Warszawa 2003, s. 332.

Zygmunt Trzaska Durski i Hanna Trzaska Durska opracowali już drugi podręcznik akademicki dotyczący zagadnień krystalografii. Poprzedni, *Podstawy krystalografii strukturalnej i rentgenowskiej*, został wydany nakładem PWN w 1994 r. Recenzowany podręcznik składa się z sześciu części. Pierwsza, zatytułowana „Sieciowa budowa kryształów”, jest wprowadzeniem w zagadnienia dotyczące sieci przestrzennej, kolejne trzy – zajmujące blisko 90% objętości podręcznika i traktujące o symetrii – noszą tytuły: „Symetria kryształów”, „Symetria najgęstszych ułożeń jednakowych kul” oraz „Uogólnione teorie symetrii”. Część piąta to „Uzupełnienia”, w których zawarto zwięzły opis m.in. podstawowych praw krystalografii geometrycznej i zasadę konstrukcji rzutu stereograficznego. W części ostatniej znajdują się po trzy przykładowo rozwiązane zadania i zadania do samodzielnego rozwiązania oparte na dwóch wątkach: wyznaczaniu symboli kierunków i płaszczyzn sieciowych (25 zadań) oraz określeniu zespołu położeń symetrycznie równoznacznych (23 zadania). Autorzy proponują czytelnikowi poszerzenie lub uzupełnienie wiedzy krystalograficznej na podstawie zamieszczonego spisu alfabetycznego 19 pozycji bibliografii oraz podają 112 pozycji literatury źródłowej wykorzystywanej w poszczególnych fragmentach książki. Spis treści załączono również w języku angielskim, a ponadto zamieszczono na 4 stronach streszczenie książki w tym języku. Posługiwanie się podręcznikiem ułatwia 12-stronicowy, szczegółowy skrowidz rzeczowy.

Odnotujmy przy tej okazji, że od dawna nie wznawia się wielu wartościowych polskich podręczników z zakresu krystalografii. Do takich należą opracowania Józefa Chojnackiego *Elementy krystalografii fizycznej i chemicznej*, Tadeusza Penkali *Zarys krystalografii*, Włodzimierza Trzebiatowskiego i Kazimierza Łukaszewicza *Zarys rentgenograficznej analizy strukturalnej* czy Stanisława Szarasa *Budowa ciała stałego*. Trud aktualizacji wiedzy krystalograficznej poprzez opracowanie stosownych podręczników podejmują w kraju trzy ośrodki akademickie: Uniwersytet im. Adama Mickiewicza w Poznaniu (prof. Zofia Kosturkiewicz), Uniwersytet Śląski w Katowicach (prof. Zbigniew Bojarski z zespołem) oraz Politechnika Warszawska (Zygmunt i Hanna Trzaska Durscy).

Podręcznik *Podstawy krystalografii* spełnia wymogi nowoczesnego i oryginalnego opracowania, obejmującego aktualizację treści o najnowsze osiągnięcia naukowe, mające swoje odzwierciedlenie w kolejnych edycjach *Międzynarodowych tablic krystalograficznych*. Do takich należy niewątpliwie dokonane przez Autorów uzupełnienie elementów symetrii o nową płaszczyznę poślizgu  $e$ , co w konsekwencji prowadzi do zmiany symboli pięciu grup przestrzennych w układzie rombowym. Innym istotnym uak-

tualnieniem jest zamieszczenie w podręczniku informacji o strukturze fulerenu  $C_{60}$ , z atomami węgla rozmieszczonymi w wierzchołkach dwudziestościanu foremego o ściętych narożach.

Wiodącym wątkiem podręcznika, jak stwierdzają jego Autorzy w pierwszym zdaniu rozdziału 12, jest klasyczna teoria symetrii (rozdz. 4–8).

Macierzową reprezentację elementów symetrii poprzedza przejrzysty opis prostych i złożonych elementów symetrii. Niezwykle starannie opracowali Autorzy zagadnienia dotyczące 32 klas symetrii, a zwłaszcza ilustracje wszystkich postaci kryształów i ich projekcje stereograficzne. Podręcznik jest godny szczególnego polecenia w zakresie wykorzystania grup przestrzennych do określania struktury kryształów. W przystępny sposób podano interpretację symboli grup przestrzennych obejmującą graficzne przedstawianie zespołów pozycji symetrycznie równoważnych i ich elementów symetrii. Nieco mniej miejsca poświęcono omówieniu typowych struktur krystalicznych, pozostając przy opisie najgęstszego ułożenia kul na płaszczyźnie i w przestrzeni, co jest dobrym wprowadzeniem do struktur pierwiastków o najwyższym współczynniku wypełnienia przestrzeni. Zamykająca część podręcznika obejmuje omówienie symetrii pozornej, harmonii, symetrii krzywoliniowej, homologii kryształów, symetrii podobieństwa, antysymetrii oraz symetrii wielobarwnej. Ostatnie z wymienionych zagadnień zyskałoby pod względem metodycznym przez zamieszczenie ilustracji kolorowych.

Według Autorów, *Podstawy krystalografii* przeznaczone są dla studentów chemii, fizyki, geologii i inżynierii materiałowej. W moim przekonaniu wybrane rozdziały podręcznika, a w szczególności część 4, „Uogólnione teorie symetrii”, są interesujące dla studentów kierunków artystycznych, np. grafiki, którzy mogą stąd czerpać inspirację twórcze. Przykład zauroczenia symetrią może stanowić bogata i fascynująca twórczość artystyczna Mauritsa Corneliusa Eschera.

Liczba godzin przeznaczonych w programach studiów na krystalografię na takich kierunkach studiów jak chemia czy fizyka, a nawet inżynieria materiałowa, jest niewielka, lecz przedstawiony w recenzowanym podręczniku zakres materiału może być z powodzeniem wykorzystany w ramach zajęć fakultatywnych, a także może stanowić dobrą lekturę dla wszystkich zainteresowanych poszerzeniem wiadomości z teorii symetrii.

Dwukolorowy tekst i rysunki oraz poszerzone marginesy, na których widnieją tytuły rozdziałów bądź nazwy omawianych pojęć, nadają podręcznikowi estetyczną i przejrzystą szatę graficzną.

Merytoryczny dysonans wprowadza dyskusja, jaką przedstawiają Autorzy w p. 7.4 (s. 142–43) w kwestii liczby układów krystalograficznych. W konkluzji tego rozdziału Autorzy słusznie powołują się na najwyższy autorytet, jakim jest Międzynarodowa Unia Krystalograficzna i wydawane przez nią kolejne, aktualizowane edycje *Międzynarodowych tablic krystalograficznych* (ostatnie wydanie: *In-*

*ternational Tables for Crystallography*, Vol. A, Springer 2005). Trudno jednak zrozumieć cytowany z *Tablic* zapis w ostatnim zdaniu p. 7.4, stwierdzający „istnienie 6 rodzin i 7 układów krystalograficznych”, podczas gdy Autorzy konsekwentnie pomijają układ trygonalny, włączając go do heksagonalnego, co redukuje liczbę układów krystalograficznych do sześciu. W tej kwestii *Tablice* nie pozostawiają żadnych wątpliwości: grupy przestrzenne od nr 143 do nr 167 przypisane są do układu trygonalnego, mającego swoją autonomię symetryczną. Utożsamianie 6 rodzin krystalograficznych (ang. crystal families) z wyodrębnionymi 7 układami krystalograficznymi (ang. crystal systems) byłoby nieporozumieniem.

Istotne, podstawowe zagadnienia krystalograficzne, zamieszczone w postaci krótkich uzupełnień, mogą być niewystarczające do zrozumienia niektórych pojęć podstawowych, stąd też słusznie Autorzy odsyłają czytelników do innej literatury. Takie stanowisko byłoby też zasadne w odniesieniu do całkowicie pominiętej symetrii kwazikryształów – nowego stanu materii skondensowanej odkrytego na początku lat 80. ubiegłego stulecia.

Autorzy nie ustrzegli się lokalnego żargonu naukowego, do którego zaliczam postępowanie się takimi terminami, jak „sieć brawesowska” zamiast sieć przestrzenna, czy „sieć niebrawesowska” zamiast powszechnie przyjętego określenia „sieć krystaliczna”. Stosowany przez Autorów zapis ogólnego symbolu kierunku  $[mnp]$  proponuję w przyszłości zastąpić powszechnie używanym oznaczeniem  $[uvw]$ .

Powyższe uwagi krytyczne nie umniejszają wartości podręcznika *Podstawy krystalografii*, który ma znaczące walory dydaktyczne ze względu na układ treści, przystępny język, obfitość ilustracji i zadania z wzorcowymi przykładami rozwiązań. Podręcznik jest dostosowany do studiowania krystalografii na poziomie zarówno podstawowym jak i zaawansowanym.

Marian Surowiec

Instytut Nauki o Materiałach UŚ  
Katowice

## Wstęp do termodynamiki fenomenologicznej

Maria Kamińska, Andrzej Witowski, Jerzy Ginter: *Wstęp do termodynamiki fenomenologicznej*, Wydawnictwa Uniwersytetu Warszawskiego, Warszawa 2005, s. 188.

Lista podręczników akademickich w języku polskim poświęconych wyłącznie termodynamice fenomenologicznej i adresowanych do fizyków nie jest obszerna. Wykłady termodynamiki fenomenologicznej są na ogół pisane z myślą o chemikach bądź inżynierach lub stanowią tylko fragment, z reguły niezbyt obszerny, podręczników poświęconych fizyce statystycznej. Z tego względu należy z zadowoleniem przyjąć każdą nową pozycję w tej dziedzinie.

Recenzowany skrypt trojga Autorów z Wydziału Fizyki UW powstał na podstawie notatek do wykładu z termo-

dynamiki fenomenologicznej wygłaszanego dla studentów pierwszych lat studiów. Zgodnie z tym, co Autorzy piszą w przedmowie, skrypt może stanowić pomoc dla studentów pierwszych lat studiów fizycznych i technicznych, jak również zainteresowanych fizyką uczniów szkół średnich. Tekst jest bardzo łatwy w czytaniu, zawiera dużą liczbę rysunków, diagramów i tabel. Ponadto Autorzy często odwołują się do codziennego doświadczenia i intuicji czytelników.

Skrypt przedstawia wiele interesujących faktów doświadczalnych, a nawet ciekawostek, np. listę rekordowych najwyższych i najniższych temperatur na wszystkich kontynentach. Książka ma charakter wybitnie opisowy. Autorzy skupiają się na omówieniu pojęć i zjawisk fizycznych. Czytelnik zainteresowany strukturą matematyczną termodynamiki jako jednego z działów fizyki musi sięgnąć do innych źródeł. Na przykład, bardzo niewiele się dowie o formach różniczkowych i ich całkowalności, praktycznie nic o funkcjach (potencjałach) termodynamicznych, nie ma najmniejszej nawet wzmianki o transformacjach Legendre'a ani o warunkach stabilności układów termodynamicznych.

Zawartość skryptu dobrze oddają tytuły podrozdziałów: I. Opis układu termodynamicznego, II. Temperatura empiryczna, III. Równanie stanu układu, IV. Pierwsza zasada termodynamiki, V. Ciepło molowe i ciepło przemian fazowych, VI. Maszyny cieplne, VII. Entropia, VIII. Druga zasada termodynamiki, IX. Zagadnienia transportu, X. Niskie temperatury, XI. Trzecia zasada termodynamiki.

Najwięcej miejsca, mianowicie cały rozdz. II (najobszerniejszy) i część rozdz. VIII, Autorzy poświęcili pojęciu temperatury, metodom jej pomiaru i różnym typom termometrów.

Skrypt ma dwa poważne braki edytorskie: brak skorowidza i spisu literatury. Brak skorowidza utrudnia korzystanie z każdej książki. Jego niezamieszczenie dziwi, ponieważ obecne edytory tekstów generują skorowidz automatycznie. Odsyłacz do innego podręcznika występuje tylko raz: na s. 109 do podręcznika Eisberga i Resnicka *Fizyka kwantowa atomów, cząsteczek, ciał stałych, jąder i cząstek elementarnych* (PWN, Warszawa 1983).

Mało klarownie napisany jest p. II.3.6 dotyczący rozszerzalności cieplnej gazów i termometru gazowego. Trzeba się domyślać niektórych oznaczeń, poza tym sprawia on wrażenie niedokończonego.

W ewentualnym drugim wydaniu Autorzy powinni staranniej rozróżniać symbole  $\Delta$ ,  $d$ ,  $\partial$ ,  $\delta$  oraz  $\ddot{d}$ ; czasami jedno symbole są zastępowane innymi lub nawet pomijane. W wielu miejscach powinno się pisać  $\Delta$  zamiast  $d$ , zobacz np. rys. III.2 i otaczający go tekst czy rys. IV.2. Ponadto należałoby poprawnie interpretować pojęcie formy różniczkowej.

Autorzy wielokrotnie powielają powszechnie występujący błąd, nazywając  $p r a w e m$  Ohm'a różne wersje równania przewodnictwa prądu elektrycznego  $\mathbf{j} = \sigma \mathbf{E}$  (s. 160) czy  $I = \Delta V/R$  na s. 163 i dalszych. Ten błąd należy bezwzględnie usunąć. Ponadto, jeżeli można jakiś związek wprowadzić bez wysiłku i bez powiększania objętości, to należałoby to zrobić (przykłady podane są dalej).



Biorąc pod uwagę liczbę rysunków i tabel, trzeba powiedzieć, że pod względem technicznym książka jest opracowana dosyć starannie. Błędów czysto technicznych jest niewiele, a istniejące są wynikiem niedopatrzania Autorów i większość z nich będzie można łatwo usunąć w następnym wydaniu. Niestety, chyba nie będzie łatwo rozbudować stronę teoretyczną. Z tego powodu wykład na podstawie tego skryptu powinien być uzupełniany materiałem wziętym z innych podręczników.

Oto lista różnego rodzaju błędów i usterek.

- Już na samym początku, na s. 8, zamienione zostały imiona Maxwella i Boltzmanna.
- Nie zawsze zostało opisane znaczenie indeksów przy symbolach. Czasami trzeba ich się domyślać.
- Na niektórych rysunkach pozostawiono angielskie oznaczenia, nie objaśniając ich, np. na rys. III.19 czy III.26.
- Ani w tekście, ani na diagramach dotyczących faz lodu nie ma wzmianki o lodzie IV (wymienionym jedynie w tab. III.3).
- Na s. 26 nie podano, dla jakich wartości parametrów obowiązują dane w tab. II.2.
- Na s. 38 w rozkładzie Plancka należy zastąpić  $(h\nu)^3$  przez  $h\nu^3$ . Poza tym stała  $A$  ma inne znaczenie niż funkcja  $A$  występująca nieco wcześniej, bowiem tutaj  $A = 8\pi/c^3$ .
- We wzorze na s. 40 powinno być  $0,29 \text{ cm} \cdot \text{K}$  zamiast  $0,29$ .
- Nie wszystkie oznaczenia na rys. II.25 są objaśnione.
- Związek III.3 na s. 53 nie jest wyprowadzony. Poza tym jest to ogólny związek matematyczny dla równania powierzchni w  $\mathbb{R}^3$  i nie należy sugerować, że ma on jakieś szczególne powiązania z termodynamiką. Jego wyprowadzenie jest bardzo krótkie i elementarne, można było więc je zamieścić.
- $\gamma$  na s. 53 jest współczynnikiem rozszerzalności termicznej, zaś  $\beta$  jest temperaturowym współczynnikiem prężności, a nie ciśnienia.
- Rys. III.4 nie jest odpowiednio opisany.
- Na s. 61<sub>1</sub> należy zamienić mol na kmol.
- Na s. 73<sup>7</sup> należy zamienić III.19 na III.20.
- Diagram na s. 80 tylko częściowo odpowiada podpisowi. Co oznacza  $T_w$ ?
- Na s. 85 należałoby wyraźnie wskazać, kiedy jest mowa o jednej cząsteczce, a kiedy o wielu.
- Na s. 95 nie została zdefiniowana stała  $\sigma$  we wzorze IV.10.
- Na s. 100 różniczkową formę ciepła  $\dot{d}Q$  Autorzy nazywają nieprawidłowo „małym przepływem ciepła”.
- Na s. 101 podano bez uzasadnienia związki V.3, kilka razy zamieniono  $\dot{d}Q$  na  $dQ$ .
- Na s. 103 zamiast „Okazuje się, że” lepiej byłoby napisać „Z powyższego wynika”.
- Rys. V.3a mógłby być jaśniej opisany, szczególnie w świetle dyskusji na s. 109 i 110.
- Na s. 106 bez żadnego komentarza zastąpiono używane dotąd oznaczenie  $\langle E_k \rangle$  przez  $E_{ka}$ . Przydałby się tutaj komentarz dotyczący  $v_{xa}^2$ , ponieważ  $v_{xa} = 0$ , ale  $(v_x^2)_a \neq 0$ . Zapis  $v_{xa}^2$  jest nieco dwuznaczny.
- Rys. V.4 jest wadliwy (niepotrzebnie została „złamana” oś).
- Na s. 110<sup>2</sup> powinno być  $\Theta_{\text{obr}} = \hbar/Ik_B$ . Dodanie dwóch linijek tekstu z definicją temperatury charakterystycznej uczyniłoby ten fragment tekstu jaśniejszym, tym bardziej że odpowiednie formuły do podania tej definicji znajdują się na poprzedniej stronie.
- Na s. 117<sub>1</sub> należy zamienić „mniejsze” na „większe”.
- Czytając opis działania silnika Otta i opis cyklu Otta, czytelnik może się poczuć nieco zagubiony, ponieważ zapyta, dlaczego proces CD jest nazywany izochorycznym, jeśli następuje ucieczka gazu do atmosfery. Nie wszystko zostało tu dopowiedziane; warto byłoby wyraźnie zaznaczyć, które odcinki reprezentują suwy silnika, a które nie.
- U góry s. 124 należałoby zamienić  $E$  oraz  $F$  na odpowiednio  $D \rightarrow E$  oraz  $E \rightarrow F$ .
- Silnik Stirlinga na s. 131 w ogóle nie został opisany.
- Interpretacja  $\dot{d}Q$  oraz  $\dot{d}W$  na s. 140 jest zła (choć często podawana); forma różniczkowa to nie jest „niewielki przyrost” czy „niewielka ilość”. Poza tym Autorzy nie wprowadzają tutaj nazwy „czynnik całkujący”.
- Na s. 146<sup>5</sup> zamiast „sprawność silnika Carnota” powinno być „sprawność silnika z rys. VII.6”.
- Nie wiadomo, po co na s. 158 pojawiło się  $\delta S/\delta U$  zamiast  $\partial S/\partial U$ .
- Niektóre rysunki nie zostały dostatecznie opisane, np. rys. IX.2.
- Na s. 166<sup>5</sup> należy zamienić  $-27^\circ\text{C}$  na  $-37^\circ\text{C}$ .
- Na s. 170 i 171 wielokrotnie pomieszano  $\Delta$  oraz  $d$ , pochodna cząstkowa  $\partial T/\partial t$  została zmieniona na  $dT/dt$ , poza tym stała  $a$  zmienia znaczenie.
- Na s. 178<sup>4</sup> należy zamienić  $p_1 V_1$  na  $-p_1 V_1$ .
- Na s. 183 w drugim wzorze należy zamienić  $S(A) - S(B)$  na  $S(B) - S(A)$ .
- Na s. 184 i 185 należy trzykrotnie  $C_{X_A}$  zamienić na  $C_{X_A}(T')$ .

W podsumowaniu powtórzmy, że skrypt ma charakter czysto opisowy i z tego względu może służyć do wykładu termodynamiki fenomenologicznej jedynie jako materiał pomocniczy.

Ryszard Mrugała  
Instytut Fizyki UMK

## Zjawiska Kolektywne

W dniach 25–29 września 2005 r. w Kazimierzu Dolnym nad Wisłą miała miejsce XI Krajowa Szkoła „Zjawiska Kolektywne i ich Współzawodnictwo”. Szkoła ta nawiązywała do 18-letniej już tradycji krajowych sympozjów poświęconych tematyce nadprzewodnictwa wysokotemperaturowego, które wcześniej odbywały się kolejno w Warszawie (1987), Krakowie (1988), Wrocławiu (1991), Poznaniu (1993), Kazimierzu Dolnym (1995), Bukowinie Tatrzańskiej (1996), Międzyzdrojach (1997), Sobieszewie (1999), Krynicy Górskiej (2001) oraz ponownie w Warszawie (2004). W ostatnich kilku latach problematykę spotkań rozszerzono również na inne zagadnienia związane z silnymi korelacjami w układach elektronowych, takie jak kolosalny magnetoopor itp.

XI Szkołę (podobnie jak poprzednią) zorganizowano w ramach istniejącej Sieci Naukowej „Silnie Skorelowane Fermiony – od Nadprzewodnictwa do Kolosalnego Magnetooporu”, dofinansowywanej przez ministerialny Komitet (obecnie Departament) Badań Naukowych. Organizacją spotkania zajęła się grupa z Zakładu Teorii Fazy Skondensowanej Instytutu Fizyki UMCS w Lublinie w składzie: prof. Karol Wysokiński (przewodniczący), dr hab. Tadeusz Domański (sekretarz), dr hab. Ewa Taranko, prof. Ryszard Taranko i doktorantki – Anna Ciechan oraz Agnieszka Donabidowicz.

W sumie w spotkaniu wzięło udział 114 uczestników z 22 różnych instytutów naukowych z Polski. Przedstawiono 20 wykładów na zaproszenie oraz 12 krótkich komunikatów i 51 prezentacji plakatowych. Wykład inauguracyjny poświęcony odkryciom archeologicznym w południowo-wschodniej Polsce dotyczącym kultury Gotów przedstawił dodatkowo prof. Andrzej Kokowski z Instytutu Archeologii UMCS.

Tematyka Szkoły koncentrowała się na analizie zjawisk kolektywnych, jak nadprzewodnictwo i różne rodzaje

uporządkowania typu magnetycznego oraz ładunkowego, ze szczególnym uwzględnieniem relacji między nimi. Do omówienia tych zagadnień wyodrębniono następujące sesje specjalistyczne:

- ▶ fluktuacje, korelacje i niejednorodności w układach fermionowych (5 wykładów),
- ▶ nadprzewodniki wysokotemperaturowe (7 wykładów),
- ▶ heterostrukury ferromagnetyk–nadprzewodnik (5 wykładów),
- ▶ nadprzewodniki egzotyczne (7 wykładów),
- ▶ manganity (6 wykładów),
- ▶ zastosowania nadprzewodników (2 wykłady).

Dzięki ministerialnemu dofinansowaniu Szkoły w spotkaniu uczestniczyła bardzo liczna grupa młodych osób, głównie doktorantów i studentów fizyki z różnych ośrodków w Polsce. Szkoła stworzyła im możliwość zapoznania się z badaniami doświadczalnymi i teoretycznymi, prowadzonymi obecnie w kraju i na świecie, przyczyniła się również do dalszej integracji środowiska naukowego zajmującego się nadprzewodnictwem oraz innymi zjawiskami korelacji w układach elektronowych. Spotkanie przebiegało w bardzo miłej atmosferze przy przepięknej pogodzie, która podkreślała szczególnie urok Kazimierza.

Kilka osób spośród uczestników zgodziło się opisać swoje wspomnienia z czasów pierwszego sympozjum zorganizowanego przez profesorów Henryka Szymczaka i Jana Klamuta w Warszawie w celu zapoznania się z wówczas nowo odkrytym zjawiskiem nadprzewodnictwa wysokotemperaturowego. Poniżej dołączamy wypowiedzi przesłane organizatorom Szkoły przez profesorów: Karola Wysokińskiego, Józefa Spałka, Andrzeja Szytułę, Tadeusza Skośkiewicza oraz Jana Stankowskiego.

*Tadeusz Domański*  
Instytut Fizyki UMCS  
Lublin

## Docenić odkrycie

Gdy we wrześniu 1986 r. niektórzy z nas przeczytali pracę Bednorza i Müllera w *Zeitschrift für Physik* (dziś mija akurat 20 lat od tego odkrycia, które stanowiło wielki przełom w fizyce materii skondensowanej – red.), z niedowierzaniem odłożyli ją na półkę biblioteczną. Pewnie byli też mądrzejsi, którzy zaczęli natychmiast pracować nad teoretycznym objaśnieniem zjawiska albo odkryciem nowych związków nadprzewodzących. Ja w każdym razie należałem do tych pierwszych. Tak skutecznie przestałem się tym interesować, że dopiero informacja przekazana przez A.A. Maradudina na Szkole Fizyki Teoretycznej w Karpaczu w lutym 1987 r. mnie zelektryzowała. Nie tylko mnie. Powiedział on wtedy, że wie o odkryciu nadprzewodnika

o temperaturze przejścia równej 90 K. Nie wiedział lub nie chciał powiedzieć, jaki jest jego skład.

Nie mogłem się doczekać powrotu do Lublina. Miałem myśl. Znałem regułę Matthiasa mówiącą o tym, że najwyższą temperaturę przejścia mają materiały o liczbie elektronów na komórkę elementarną około 3,5 – tu znakomicie pasowały nadprzewodniki odkryte przez Bednorza i Müllera. Ta sama reguła stwierdzała, że drugie, i to wyższe maksimum znajdujemy dla ok. 7 elektronów na komórkę elementarną. Wytypowałem zastąpienie lantanu w  $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$  itrem (Y), który w układzie okresowym leży poniżej lantanu, ale ma więcej elektronów. Za trzy dni dowiedziałem się, że miałem rację (praca P. Chu ukazała się 2 marca 1987 r. w *Phys. Rev. Lett.*). Do dzisiaj nie wiem dlaczego, bo nadprzewodnikami wysokotemperatu-

rowymi rządzają zupełnie inne prawa i w szczególności nie ma zastosowania reguła Matthiasa.

To, co po opublikowaniu pracy Chu się zaczęło, wiedzą tylko ci, którzy połknęli bakcyła, odłożyli wszystko inne na bok i zaczęli wytwarzać oraz badać nowe nadprzewodniki lub tworzyć teorie wyjaśniające zjawisko. Codzienna prasa, radio i telewizja przynosiły wieści z frontu badań. Mogliśmy się dowiedzieć, że polscy fizycy są w światowej czołówce. Fizycy ci zresztą chętnie dawali się fotografować i udzielali wywiadów. Na początku mówiło się – nie tylko zresztą w Polsce – jakie to ważne odkrycie i jak zmieni światową gospodarkę oraz energię. Potem był okres opowiadania o tym, jak łatwo jest wykonać taki materiał domowym sposobem i zademonstrować zjawisko Meissnera–Ochsenfelda. Echem w Lublinie odbiła się wypowiedź jednego z warszawskich fizyków (chyba mniej prominentnych, bo już dawno nic o nim nie słyszałem), dla którego argumentem za prostotą wytworzenia nadprzewodników wysokotemperaturowych było to, że „nawet w Lublinie je robią”.

Ta swoista „gorączka nadprzewodnictwa” opanowała cały świat. Fizycy spali w laboratoriach, kontrolując piece do wypiekania materiałów, pisali prace i rozsyłali je (zwykłą pocztą) po całym świecie. Zdarzało się, że jednego dnia otrzymywałem w Lublinie (właśnie) kopie prac przygotowanych do druku, pochodzące np. z Los Alamos lub Pekinu i informujące o odkryciu nadprzewodnictwa w materiale o tym samym składzie chemicznym. Zafascynowany odkryciami, napisałem do *Postępów Fizyki* artykuł „Odkrycie nadprzewodników wysokotemperaturowych”, który ukazał się jeszcze w tym samym roku (*PF* 38, 46 (1987)). Równocześnie bardzo intensywnie czytałem prace oryginalne i usiłowałem sformułować „właściwą” teorię nadprzewodnictwa. Bardzo przydatne okazały się publikacje kolegów z Poznania – profesorów Romana Micnasa i Stanisława Robaszkiewicza. Pierwsza moja praca o nadprzewodnikach wysokotemperaturowych ukazała się w *Solid State Communications* w 1987 r. i ta nierówna, lecz fascynująca walka (w której zwyciężają nadprzewodniki lub badacze) trwa do dzisiaj.

Pod koniec kwietnia 1987 r. otrzymałem zaproszenie do udziału w jednodniowym sympozjum zorganizowanym wspólnie przez profesorów Jana Klamuta i Henryka Szymczaka. Sala audytoryjna Instytutu Fizyki PAN w Warszawie pękała w szwach. Wymienieni profesorowie współprzewodniczyli obradom, a paru osobom z sali, w tym mnie, udało się zapisać do kilkuminutowych wystąpień. To spotkanie zapoczątkowało Krajowe Sympozja (czasami ze względów „politycznych” nazywane Szkołami) Nadprzewodnictwa Wysokotemperaturowego oraz moją bliższą, jakże sympatyczną znajomością z kilkoma znakomitymi osobistościami świata fizyki materii skondensowanej.



Karol Izidor Wysokiński  
Instytut Fizyki UMCS  
Lublin

## Garść reminiscencji z okresu pionierskiego

Przeczytałem niedawno wykład noblowski Witalija Ginzburga w *Postęпах Fizyki* na temat jego własnych badań nad nadprzewodnictwem. Wynika z niego wytrwałość w tematyce i przekonanie o jej wartości, prawdopodobnie utrwalone dzięki współpracy z Landauem. Widzę, jak mało my jesteśmy wytrwali (przynajmniej ja sam) w badaniu tego zjawiska i nie tylko. Oczywiście, oni mieli nieprawdopodobnie piękny pomysł dotyczący „makroskopowej funkcji falowej”; my takiego pomysłu w opisie „high- $T_c$ ” nie mamy. Ale wiemy już trochę, bo np. kształt parametru porządku winien być typu fali d. Poza tym, stan podstawowy nie jest cieczą Fermiego. Jaka zatem ma być fenomenologia tych stanów? Hmm.

Problem w tym, że nie znamy postaci uogólnionej teorii Ginzburga–Landaua w sytuacji, gdy nie jest to ciecz Fermiego w stanie normalnym. Zetknąłem się z nadprzewodnictwem wysokotemperaturowym w czasie pobytu w Stanach przed Bożym Narodzeniem 1986 r. Histeria w tym względzie zaczęła się po artykule w *New York Timesie*, chyba 16 lutego 1987 r., a potem wśród fizyków na March Meeting w tym samym roku. Przywiozłem te wiadomości do Polski i chyba nawet przekazałem odbitkę prof. Szymczakowi i do Wrocławia, ale oni już chyba wiedzieli o tych rzeczach począwszy gdzieś od Bożego Narodzenia '86. Oczywiście, dużą sprawą było odkrycie nadprzewodnictwa w związkach YBaCuO powyżej temperatury ciekłego azotu na początku roku 1987. Tak *à propos*: Chu napisał najpierw w pracy o iterbie (Yb), nie o itrze (Y), a potem tuż przed publikacją w *PRL* zmienił Yb na Y, którą to poprawkę uznano powszechnie za próbę zmylenia konkurentów (notabene, związek z Yb też nadprzewodzi, zob. piękne prace z grupy prof. Andrzeja Kołodziejczyka z AGH na początku lat 90.). Ta zmyłka (według niektórych – świadoma) kosztowała go ponoć Nagrodę Nobla, bo odkrycie nadprzewodnictwa w YBaCuO o temperaturze krytycznej ok. 90 K było przekroczeniem zasadniczej bariery – temperatury skroplenia azotu.

Sam zacząłem się zajmować teorią „high- $T_c$ ” w modelu t-J (notabene, wyprowadzonym po raz pierwszy w 1976 r. w Krakowie, rzecz – niestety dla mnie – nie całkiem doceniana), gdzieś w okolicach marca 1987 r. Tutaj zapładniający był dla mnie preprint Ruckensteina, Hirschfelda i Appela, który został opublikowany nieco później w tym roku w *PRB* (praca Andersona w *Science* była kompletnie dla mnie niezrozumiała i jest, moim zdaniem, przereklamowana). W roku 1988 opublikowałem samodzielnie dwie prace w *PRB* na ten temat i były to, moim zdaniem, prace o pierwszym poważnym podejściu w ramach modelu t-J (jedna z nich została odrzucona w *PRL* i to wydłużyło czas jej publikacji). Począwszy od roku 1990 zaczął się już normalny okres rozwoju (i застоju), który trwa do dziś, mimo że napisano ok. 50 tys. prac na ten temat. Ja sam pewnie napisałem ich ponad 20. Cały czas ostateczny sukces wydaje nam się bliski.

Późnym latem 1987 r. podjąłem inicjatywę zorganizowania w Krakowie spotkania krajowego (dwudniowego) na

temat high- $T_c$ ; zorganizowaliśmy je wspólnie z prof. Kołodziejczykiem. Przybyło dość dużo ludzi, jak na krótki termin organizacji (chyba ze 2–3 miesiące), a e-maila jeszcze wtedy nie było! Pamiętam, że model t-J wściekle atakował dr Czesław Jędrzejek z UJ, który potem zniknął z horyzontu polskiej fizyki (poszedł w bardziej intratne zajęcie), a nadprzewodnictwo pozostało, model t-J przeżył i dalej jest niesłychanie wartościowy dla tych zagadnień (i dalej jest nierozwiązany!).

Może na koniec jedna uwaga autokrytyczna: mimo że wyprowadziłem model t-J dużo wcześniej, to nigdy nie byłbym w stanie zobaczyć w nim par Coopera i stanu nadprzewodzącego. Byłem na to po prostu za głupi, gdyż będąc po specjalizacji: fizyka cząstek (choć po habilitacji już z teorii materii skondensowanej), nie doceniałem właściwie tego zjawiska, mimo że uczyłem już fizyki ciała stałego w AGH. Dlatego też obecnie powtarzam każdemu młodemu teoretykowi (magistrantowi): trzeba świetnie znać przynajmniej teorię BCS i model standardowy.

Podobno pierwszy pary Coopera zobaczył w modelu Hubbarda Jorge Hirsch (praca w *PRB* w 1986 lub 1985 r.) i z niego zerznął Philip Anderson tę koncepcję, którą się teraz temu ostatniemu przypisuje. Prawda, a przede wszystkim pierwszeństwo, chodzą w fizyce krętymi drogami. Mimo wszystko, warto pracować nad dobrymi pomysłami w tych bardzo na razie kontrowersyjnych modelach, nawet wbrew obojętności środowiska. Bo w przeciwnym razie co nam jako fizykom pozostaje? Zachwycać się tylko pracami poprzednich pokoleń lub grup z bogatszych krajów i uprawiać tylko fizykę kontynuowania cudzych modeli?



Józef Spalek  
Instytut Fizyki UJ  
Kraków

## Pierwsze badania podstawieniowe

Tak się złożyło, że w roku 1986 mój współpracownik, dr Marcin Śląski z Instytutu Fizyki Politechniki Krakowskiej, był na rocznym stażu w Argonne w grupie prowadzącej badania ciężkich fermionów. Na przełomie listopada i grudnia dostałem od niego informacje o podjęciu badań nadprzewodzących tlenków oraz odbitkę prac Japończyków. Niestety, trudności z helem uniemożliwiły mi podjęcie badań. Do tematyki powróciłem na początku kwietnia 1987 r. po pobycie na Journées des Actinides w Szwajcarii, gdzie zaprezentowano pierwsze wyniki badań YBCO. Po powrocie wspólnie z dr. Zbigniewem Tomkowiczem podjęliśmy prace nad preparatyką tego związku i po dwóch tygodniach mieliśmy próbkę z potwierdzoną  $T_c = 90$  K. Największe kłopoty sprawiły kontakty przy pomiarach oporu. Był to impuls do podjęcia kilkuletnich badań tych układów. Wyjściowym założeniem było otrzymanie nowych połączeń na drodze podstawiania. Badania te zaowocowały kilkoma ciekawymi wynikami.

- ▶ W trakcie badań YBCO podstawianego Bi otrzymaliśmy układ o  $T_c = 140$  K, niestety nietrwały czasowo. Wyniki zostały opublikowane w *APP*. Według prof. Klamuta jest to pierwsza w literaturze informacja o nadprzewodnictwie w związkach Bi.
- ▶ Zbadaliśmy relaksację magnetyczną w układach 1:2:3 oraz 1:2:4 podstawianych Pr (praca doktorska mgr. Marii Bałandy z IFJ pod moim kierunkiem).
- ▶ Badaliśmy przejścia izolator–metal i powstawanie stanu nadprzewodzącego w odtlenionych związkach  $R_{1-x}Ca_xBa_2Cu_3O_6$  (praca doktorska mgr. Pawła Starowicza), prowadziliśmy też badania zaniku nadprzewodnictwa pod wpływem podstawiania Pr w układach  $R_{1-x}Pr_xBa_2Cu_3O_7$  (praca habilitacyjna dr. Zbigniewa Tomkowicza).



Andrzej Szytuła  
Instytut Fizyki UJ  
Kraków

## Dwa wspomnienia

To już szmat czasu upłynął od tamtego wspaniałego odkrycia i wiele szczegółów się zatarło. Wspomnę więc tylko o dwóch drobiazgach, w które byłem zaangażowany.

W semestrze zimowym r. akad. 1986/87 miałem wykład z nadprzewodnictwa dla studentów Politechniki Warszawskiej i jako ciekawostkę podałem wykres rekordowej temperatury krytycznej nadprzewodnictwa w funkcji roku jej odkrycia. Pokazałem, że ekstrapolacja w przybliżeniu liniowej zależności pozwala mieć nadzieję, że temperaturę ciekłego azotu ludzkość osiągnie już ok. roku 2150. Wtedy wydawało mi się to bardzo optymistycznym przewidywaniem. Działo się to mniej więcej w czasie, gdy ukazywała się rewolucyjna publikacja Bednorza i Müllera.

Drugie wspomnienie dotyczy już pomiarów magnetycznych, transportowych i wpływu ciśnienia na temperaturę krytyczną YBCO oraz LSCO, robionych razem z Jackiem Igalsonem i Jerzym Rauluszkiewiczem na próbkach wykonanych w brawurowym tempie przez Piotra Przysługskiego. Jeśli się nie mylę, były to pierwsze próbki nadprzewodników wysokotemperaturowych wykonane w Polsce. Praca została wysłana do *Phys. Rev. B* 24 marca 1987 r.



Tadeusz Skośkiewicz  
Instytut Fizyki PAN  
Warszawa

## Absorpcja mikrofalowa

Z nadprzewodnictwem wysokotemperaturowym zetknąłem się w laboratorium fizykochemicznym Narasha Dalala w Morgentown w Stanach Zjednoczonych. Tam po

raz pierwszy zobaczyłem czarną, małą próbkę YBCO przesłaną z MIT. Celem naszym było zbadanie EPR-u w tym wszystkich wówczas interesującym materiale. Ponieważ próbka miała „proszkowy” sygnał EPR jonu  $\text{Cu}^{2+}$  w polu krystalicznym ligandów o osiowej symetrii, spodziewaliśmy się, że w pobliżu  $T_c = 91$  K będzie jakaś anomalia. Okazało się, że tam jest bardzo mały efekt nadprzewodnictwa, natomiast zerowa absorpcja w całym zakresie przemiatanego pola ulegała wyraźnej zmianie. Josephsonowska absorpcja mikrofalowa pojawia się poniżej temperatury krytycznej i cechowała ją „niskopolowa linia”, która ma maksimum w okolicy 5 mT, odpowiadające pierwszemu maksimum absorpcji Josephsonowskiej.

Dzięki odkryciu nadprzewodnictwa wysokotemperaturowego (HTSC), równocześnie z Blazym i in. zaobserwowaliśmy w słabym polu magnetycznym absorpcję mikrofalową, związaną z dysypacją energii wywołaną fluktuacjami pojawiania się kwazicząstek w słabych złączach Josephsona w niejednorodnych materiałach nadprzewodzących (nasze prace są w *Phys. Rev. B*, w tomie 36). Okazało się, że metoda podwójnej modulacji stosowana w spektroskopii EPR jest bardzo czułym narzędziem wykrywania stanu nadprzewodzącego w przypadku, gdy poniżej perkolacji dla transportu makroskopowego można wykryć zarodzie stanu nadprzewodzącego. Tak powstała nowa metoda detekcji stanu nadprzewodzącego nazwana magnetycznie modulowaną mikrofalową absorpcją – MMMA. Ze względu na dużą czułość MMMA można ją stosować do badania wszelkiej magnetorezystancji, dlatego dzisiaj jest wykorzystywana również w badaniach gigantycznego magnetooporu (GMR) w nanowielowarstwach magnetycznych.

Amerykański szum wokół nadprzewodnictwa wysokotemperaturowego (HTSC) opanował cały świat. W *Scientific American* ukazał się przepis, jak wytworzyć YBCO w domu i w szkole. Dzięki tej powszechnej psy-

chozie wszyscy dyskutowali o HTSC. Powstawały instytuty, laboratoria i całe zespoły zajmujące się tą gorącą tematyką. Tworzono ambitne programy obiecujące tanie przesyłanie energii, pojazdy na poduszkach magnetycznych, gigantyczne magnesy itp. Mimo że niewiele z tego wyszło, impuls, jaki w rozwoju fizyki ciała stałego dało HTSC, trwa do dzisiaj. Pogłębiło się nasze zrozumienie zjawiska nadprzewodnictwa, które po latach siedemdziesiątych przestało interesować świat, a dzięki nadprzewodnikom wysokotemperaturowym fascynuje nas do dzisiaj. Sami odkrywcy, wśród nich Alex Müller, sądzili, że HTSC to rodzaj nadprzewodnictwa zupełnie odmienny od klasycznego. Mówił on o tym w Poznaniu w 1987 r., na Europejskiej Konferencji Ferroelektryków, gdzie więcej uwagi poświęcił swoim trwającym 25 lat badaniom tytanianu strontu niż mechanizmom łączenia się elektronów w pary w strukturach HTSC. I tutaj się mylił, bo pary Coopera w YBCO i innych materiałach HTSC są takie same jak w klasycznych materiałach nadprzewodzących, lecz mają odmienną strukturę wirów, związaną z bardzo krótkim zasięgiem korelacji, rzędu 1 nm. Ta istotna właściwość par Coopera sprawiła, że do opisu HTSC można było z powodzeniem stosować modele par lokalnych. Odrzućmy przedtem modele lokalnych par jako cieczy bozonów i punkt krytyczny jako kondensacja Bosego–Einsteina stają się obowiązującym poglądem na HTSC. W latach osiemdziesiątych było to przyjmowane z wątpliwościami, a dzisiaj jest rozwijany, również w Polsce, nurtem teorii nadprzewodnictwa wysokotemperaturowego.



Jan Stankowski

Instytut Fizyki Molekularnej PAN  
Poznań

## IV Sesja Kół Naukowych Fizyków

Czwarta Ogólnopolska Sesja Kół Naukowych Fizyków (4OSKNF) odbyła się na Wydziale Fizyki i Informatyki Stosowanej AGH w dniach 18–20 listopada 2005 r. Została ona zorganizowana przez Studenckie Koło Naukowe Fizyków „Bozon”, działające od przeszło 40 lat.

Celem czwartego z serii spotkań młodych fizyków było przedstawienie dorobku kół naukowych działających na wydziałach fizyki polskich uczelni oraz integracja studentów zrzeszonych w kołach. W spotkaniu – kontynuacji jesiennych spotkań, które organizowane były m.in. w Instytucie Fizyki Uniwersytetu Jagiellońskiego oraz na Wydziale Fizyki Politechniki Warszawskiej – wzięło udział kilkadziesiąt osób z kilkunastu polskich szkół wyższych (politechnik i uniwersytetów). W ciągu trzech dni Sesji młodzi fizycy zaprezentowali i wysłuchali przeszło 30 wykładów z różnych dziedzin, od fizyki (np. ciała stałego czy jądra ato-

mowego) i astronomii po nauki techniczne (w tym elektronikę), a także wykładów interdyscyplinarnych, np. z fizyki medycznej czy biomolekularnej. Ta ostatnia tematyka stanowi zresztą świetną podstawę współpracy między kołami naukowymi i może być przykładem jej możliwości oraz rezultatów. To właśnie studenci SKNF „Bozon” z AGH oraz KNF z Uniwersytetu im. Adama Mickiewicza, interesujący się taką tematyką, organizują od dwóch lat, na przemian w Krakowie i Poznaniu, Studenckie Seminarium Fizyki Biomolekularnej i Medycznej (*PF* 56, 130 (2005)).

Takie spotkania – poza swymi walorami czysto szkoleniowymi i integracyjnymi – dają też szansę popularyzowania fizyki wśród młodzieży gimnazjalnej i licealnej (a w tym środowisku fizyka jest przecież uważana za trudną i nie lubianą). To, że popularyzację tę przeprowadzają studenci, daje dodatkową możliwość kontaktu młodzieży, zwłaszcza tej spoza ośrodków akademickich, z najnowszymi osiągnięciami nauki. Ich prezentacja przez pasjonatów – bo takie

osoby są zrzeszone w SKN-ach – a zarazem prawie rówieśników, pozwala nawiązać dużo łatwiejszy kontakt niż w relacji uczeń–nauczyciel.



Uczestnicy sesji. W drugim rzędzie druga od lewej p. Magdalena Makarewicz, pierwszy od lewej autor notatki.

Honorowy patronat nad 4OSKNF objęli dwaj kolejni rektorzy AGH: prof. Ryszard Tadeusiewicz oraz prof. Antoni Tajduś, a także Oddział Krakowski Polskiego Towarzystwa Fizycznego. Małopolski Komitet Obchodów Światowego Roku Fizyki 2005 włączył całą Sesję w kalendarz imprez ŚRF w Małopolsce, podobnie zresztą jak wzmiankowane seminarium. Impreza uzyskała też niewielkie dofinansowanie z Ministerstwa.

Materiały Sesji ukazały się w 2006 r. jako 10 zeszytów z serii zeszytów wydawanych przez Studenckie Towarzystwo Naukowe afiliowane przy AGH. Będą też dostępne na stronie internetowej [www.ftj.agh.edu.pl/~bozon/osknf](http://www.ftj.agh.edu.pl/~bozon/osknf).

Wszystkich studentów zrzeszonych w kołach naukowych już teraz zapraszam do wzięcia udziału w kolejnej Sesji, zwłaszcza że odbędzie się ona w miejscu równie uroczym jak 750-letni Kraków: jej organizacji podjęli się studenci wrocławscy.

Chciałbym na koniec podziękować moim współpracownikom z WFiIS AGH, którzy bezinteresownie zgodzili się zrecenzować artykuły nadesłane do druku w Zeszytach, oraz moim studentom – członkom SKNF „Bozon” – którzy aktywnie wzięli udział w przygotowaniu sesji. Szczególne podziękowania należą się p. Magdalenie Makarewicz, wówczas studentce V roku fizyki technicznej, za jej determinację i zaangażowanie, które przyczyniły się do sukcesu Sesji.

*Krzysztof Malarz*

Wydział Fizyki i Informatyki Stosowanej AGH  
Kraków

## Re-researching Women in Science and Technology

Tak nazwano europejską konferencję, która odbyła się w Wiedniu w dniach 15–16 maja 2006 r. Ta gra słów nawią-

zuje do nazwy programu europejskiego „Women in Science and Technology” oraz słowa „research”.

Do 5 maja zarejestrowało się 357 osób (wg listy uczestników), ale wydaje się, że ostatecznie było nas znacznie więcej, w znakomitej większości kobiet, głównie z Europy, chociaż miałyśmy przyjemność rozmawiać m.in. z Chinką i Azerkami. Były też pojedyncze osoby z Egiptu, Filipin, Indii, Nigerii oraz USA. My z Elżbietą Czerwoszą reprezentowałyśmy grupę zorganizowaną przy Polskim Towarzystwie Fizycznym, uczestniczącą w programie BASNET ([www.ff.vu.lt/basnet](http://www.ff.vu.lt/basnet), patrz też Kronika *PF*, zeszyt 3/2006). W Konferencji wzięła udział także koordynator tego programu, Dalia Satkovskiene z Uniwersytetu Wileńskiego. Z Polski poza nami było jeszcze kilka pań.

Konferencja rozpoczęła się od przedstawienia przygotowanego przez uczniów trzech wiedeńskich liceów i zatytułowanego „The mystery of the leaky pipeline” (Tajemnica przeciekającego rurociągu). Główna bohaterka, Samantha Spaecht, dostaje zadanie wykrycia przyczyn „gubienia” dobrze wykształconych kobiet na drodze do kariery w nauce, przemyśle czy biznesie. To właśnie kobiety ponoszą konsekwencje nieszczelności „rurociągu”, którym wypływają młodzi ludzie z wyższych uczelni. Pokazano nam przyczyny (macierzyństwo, słabsza motywacja i mniejsza siła przebicia oraz standardy wychowania, narzucające kobiecie rolę pilnej „pomocnicy”) takich właśnie losów młodych kobiet, które w wielu krajach europejskich (w tym w Polsce) zaczynają stanowić większość absolwentów uczelni. Tymczasem tzw. stanowiska, czyli miejsca w nauce czy technice, z których można decydować o polityce w danej dziedzinie, są w ogromnej większości zajmowane przez mężczyzn.

Moderatorem obu sesji plenarnych była Barbara Wiśniewska, profesor politologii na Uniwersytecie w Salzburgu. Głównym przesłaniem konferencji był apel o wykorzystanie potencjału tkwiącego w dużej liczbie świetnie wykształconych kobiet, które tylko z racji różnych, często trącających myślką stereotypów nie znajdują zatrudnienia zgodnego ze swoim przygotowaniem zawodowym. Mimo wykształcenia, talentu i odpowiednich predyspozycji nie uzyskują stanowisk, które chciałyby zająć, ponieważ miejsca te zajmują mężczyźni, nierzadko mniej utalentowani i słabiej przygotowani. W przypadku konkursu na dane stanowisko kobiety zwykle dostają „punkty ujemne” za płeć.

O randze Konferencji i omawianego na niej problemu może świadczyć to, że otworzył ją wicekanclerz Austrii, Hubert Gorbach, który jest także ministrem transportu, innowacji i technologii. Warto nadmienić, że w czasie trwania Konferencji Austria przewodniczyła Unii Europejskiej. Zaraz po wicekanclerzu głos zabrał Janez Potočnik, komisarz UE ds. nauki, który mówił o przyszłości europejskiej nauki z perspektywy równości szans. Wystąpił też Günther Bonn, członek Rady Nauki i Rozwoju Technologicznego, który mówił o finansowaniu nauki w Austrii i sporo czasu poświęcił omówieniu założeń programu zwiększenia zatrudnienia kobiet w działach gospodarki związanych z nauką oraz postępem technicznym. Natomiast Eduard Mainoni, sekretarz stanu w austriackim Ministerstwie Transportu, Innowacji i Technologii, swój referat poświęcił omówieniu po-

wodów, dla których należy zwiększyć liczbę kobiet pracujących w badaniach naukowych dla przemysłu. W Austrii stanowią one obecnie w tym dziale ok. 10% zatrudnionych. Poza przedstawicielami organów rządowych głos zabierali też przedstawiciele świata nauki i wielkich międzynarodowych koncernów przemysłowych.

W czasie dyskusji zamykającej Konferencję komisarz Potoćnik odpowiadał na liczne pytania z sali. Pytano go m.in., dlaczego w Europie nie wprowadza się (wzorem USA) parytetu płci. Zdaniem pana komisarza i innych uczestników dyskusji, Europa potrafi się uporać z problemem równych szans bez wprowadzania administracyjnych nakazów. Wiele uczestniczek dyskusji było odmiennego zdania.

Z naszych rozmów w kularach przekazuję następujące informacje.

► W Wielkiej Brytanii działa rządowa instytucja Resource Centre for Women in SET (od science, engineering and technology, zob. [www.setwomenresource.org.uk](http://www.setwomenresource.org.uk)), której jednym z zadań jest prowadzenie bazy danych kobiet z wyższym wykształceniem i przekonywanie np. wielkich firm do ich zatrudnienia.

► W Austrii istnieje program FEMtech, wspierany przez rząd oraz instytucje centralne, który m.in. prowadzi bazę danych kobiet ekspertów w różnych dziedzinach (zob. [www.femtech.at](http://www.femtech.at)).

W ramach materiałów konferencyjnych rozdano nam obszerny raport końcowy, opisujący wyniki działalności grupy 5 naukowców reprezentujących szeroko pojętą naukę społeczną oraz przedstawicieli wielkich koncernów. Celem pracy tego zespołu było przeprowadzenie analizy możliwości promocji kobiet w nauce i technice pod kątem potrzeb biznesu, a także propagowanie nowej, niedyskryminującej kobiet kultury zatrudniania kadr. Opracowanie to jest dostępne w internecie ([ec.europa.eu/research/science-society/pdf/wist\\_report\\_final\\_en.pdf](http://ec.europa.eu/research/science-society/pdf/wist_report_final_en.pdf)).

Konferencję zdominowały właśnie problemy związane z zatrudnianiem kobiet w przemyśle i wielkich koncernach. Między innymi chodzi o dostosowanie zarówno produktów, jak i warunków pracy do płci konsumentów i pracowników. Podkreślano potrzebę umożliwienia kobietom pracy w zróżnicowanych warunkach, zależnych od ich aktualnej sytuacji rodzinnej. Praca zawodowa nie może zamykać im drogi do posiadania dzieci i na odwrót.



Autorka w cesarskim Wiedniu

Konferencję zorganizowano w centrum Wiednia, w jednej z sal Muzeum Leopolda. Na miejscu serwowano nam przekąski, a w poniedziałek wieczorem także kolację, do której przygrywał damski zespół muzyczny. Jedzenie na stojąco przy małych 3-osobowych stolikach sprzyjało licznym kontaktom. W wolnym czasie i przy dość dobrej pogodzie można było też zwiedzać piękne centrum starego Wiednia.

*Aleksandra Kopystyńska*  
Instytut Fizyki Doświadczalnej  
Uniwersytet Warszawski

## KRONIKA

### ■ Polska Akademia Umiejętności

W czerwcu 2006 r. zostały wybrane władze PAU na kadencję 2006–09. Do Zarządu weszli profesorowie: Andrzej Biały (prezes), Andrzej Szczeklik (wiceprezes), Andrzej Trzebski (wiceprezes z Warszawy), Jerzy Wyrozumski (sekretarz generalny).

Dokonano również wyboru członków PAU. Spośród fizyków członkiem czynnym został Andrzej Fuliński (ur. 1934), profesor Uniwersytetu Jagiellońskiego, członek korespondent PAU od 1997 r.; w ostatnim okresie opublikował serię ważnych prac z pogranicza chemii i fizyki na temat nanometrowych pomp jonowych.

Na członka zagranicznego powołano m.in. Kazimierza Piotra Zaleskiego (ur. 1928), fizyka specjalizującego się w dziedzinie energetyki jądrowej. We francuskim Ko-

misariacie Energii Atomowej był odpowiedzialny za uruchomienie pierwszej francuskiej centrali atomowej 1G, a także skonstruował pierwszy francuski reaktor na neutrony prędkie, pracował również na Uniwersytecie Kalifornijskim i w MIT. Ma zainteresowania i doświadczenia humanistyczne – jest prezesem Polskiego Towarzystwa Historyczno-Literackiego oraz dyrektorem Biblioteki Polskiej w Paryżu.

*B. W.*

### ■ Nagroda im. Stefana Pieńkowskiego

Wydział Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego przyznał Nagrodę im. Stefana Pieńkowskiego w 2005 r. Matthiasowi Bochtlerowi, kierownikowi grupy badawczej w warszawskim Międzynarodowym Instytucie Biologii Molekular-

nej i Komórkowej. Laureat pracuje w Instytucie od 2001 r., stworzył w nim grupę zajmującą się krystalografią białek. Nagrodę przyznano mu za wyznaczenie struktury krystalicznej nowych amidazów.

*IUCr News* 14, nr 1 (2006)

## ■ Kanadyjczyk zachwycony Polską

– Polska jest krajem, który od zawsze uwielbiam – powiedział profesor Ian C.P. Smith, dyrektor generalny Institute for Biodiagnostics National Research Council Canada w Winnipegu, podczas uroczystości nadania mu tytułu Honorowego Profesora Instytutu Fizyki Jądrowej im. Henryka Niewodniczańskiego PAN.

– To uwielbienie zaczęło się w mojej wczesnej młodości, gdy bardzo dużo Polaków osiedlało się w Kanadzie. Ich język słychać było w autobusach i na ulicach Winnipegu. Polski żurek z kielbasą i kwaszone ogórki stanowiły mój, tak jak wielu mieszkańców tego miasta, ulubiony przysmak. Przyjaźń z dziećmi polskiego pochodzenia przyczyniła się do poszerzenia naszej wiedzy o Polsce oraz nabrania szacunku dla jej historii i kultury – wspominał prof. Smith.

Rada Naukowa IFJ PAN przyznała mu szacowny tytuł w uznaniu wybitnych osiągnięć w zastosowaniu magnetycznego rezonansu jądrowego do określania struktury biologicznych membran i kompleksów biopolimerowych, a w konsekwencji do diagnostyki medycznej. W dyplomie podkreślono zasługi prof. Smitha w nawiązaniu i podtrzymywaniu przez 25 lat współpracy naukowej między Instytutem Biodiagnostyki a IFJ.



Ian C.P. Smith

– Współpraca rozpoczęła się w 1985 r., gdy Ian Smith przyjechał do Polski i zaprosił na staż naukowy do Otawy jednego z krakowskich fizyków. Za nim pojechali kolejni pracownicy IFJ. W Kanadzie nie tracili czasu: przyczynili się do uruchomienia nowego systemu obrazowania MRI z magnesem o indukcji 4,7 tesli oraz przeprowadzili pierwsze eksperymenty *in vivo* na zwierzętach. Opracowane wspólnie z Kanadyjkami publikacje miały ogromny wpływ na dalszy rozwój metody obrazowania MR w IFJ i w innych ośrodkach w Polsce – powiedział w laudacji prof. Andrzej Jasiński, kierownik Zakładu Magnetycznego Rezonansu Jądrowego IFJ.

W roku 1987 IFJ zawarł z Instytutem w Winnipegu pierwszą umowę o współpracy naukowej, która później została przedłużona na dalsze lata i trwa do dzisiaj. Profesor Smith przekazał krakowskiemu instytutowi wzmacniacze gradientowe, które umożliwiły zbudowanie mikroskopu MRI z polem o indukcji 6,4 T oraz dwa magnesy poziome o otworze 31 cm i polach odpowiednio 2,0 T oraz 4,7 T. Pozwoliło to zbudować laboratorium i uzyskać środki na zakup aparatury MRI do prowadzenia doświadczeń na małych zwierzętach.

Współpraca nie tylko trwa, ale także się rozwija: kolejne osoby wyjeżdżają na eksperymenty, powstają nowe publikacje w coraz bardziej prestiżowych czasopismach. Dzięki inicjatywie Profesora naukowcy z krajów Europy Środkowej otrzymują stypendia na udział w ważnych konferencjach z dziedziny obrazowania magnetycznego, a także – nieodpłatnie – czołowe czasopisma naukowe.

Tytuł Honorowego Profesora powiększył sporą kolekcję wyróżnień Iana Smitha. Otrzymał on już m.in. trzy doktoraty honoris causa (1986 r. – od Uniwersytetu Sztokholmskiego, 1990 r. – od Winnipeg University, 2001 r. – od Brandon University w Manitobie), Nagrodę Herzberga przyznaną przez The Spectroscopy Society of Pittsburgh (1986) czy Flavelle Medal Królewskiego Towarzystwa Kanady (1996).

Uroczystości w auli IFJ PAN zakończył niezwykle interesujący wykład Profesora zatytułowany „Early Diagnosis of Cancer in Humans by Magnetic Resonance Spectroscopy”.

*Małgorzata Nowina Konopka*

## ■ Kolumbowie

Fundacja na Rzecz Nauki Polskiej prowadzi program stypendialny „Kolumb”. Jego celem jest umożliwienie młodym (do 35. roku życia) doktorom pobytu (6–12 miesięcy) w najlepszych ośrodkach zagranicznych. W czerwcu 2006 r. została rozstrzygnięta już 17. edycja tego programu. Przyznano 19 stypendiów, z tego 4 dla fizyków: dr. Tomasza Czyszanowskiego (Instytut Fizyki Politechniki Łódzkiej) – roczny staż na Wydziale Fizyki Stosowanej i Fotoniki Vrije Universiteit w Brukseli; dr. Bartłomieja Dybca (Wydział Fizyki, Astronomii i Informatyki Stosowanej UJ) – półroczny staż w Centrum Modeli Życia Instytutu Nielsa Bohra na Uniwersytecie Kopenhaskim; dr. Jana Kotańskiego (WFAiIS UJ) – półroczny staż w Laboratorium Fizyki Teoretycznej Uniwersytetu Paris XI; dr. Piotra Lesiaka (Wydział Fizyki Politechniki Warszawskiej) – półroczny staż w Instytucie Ciekłych Kryształów na Kent State University, USA.

Kryteria przyznania stypendium to dorobek naukowy kandydata, jego plan pracy w ośrodku zagranicznym i ranga naukowa tego ośrodka.

[www.fnp.org.pl](http://www.fnp.org.pl)

*B. W.*

## ■ Wysoka nagroda dla Nakamury

Shuji Nakamura, twórca półprzewodnikowych diod emitujących światło niebieskie, zielone i białe, a także niebieskiego lasera, otrzymał Millennium Technology Prize



2006 za wybitne osiągnięcia w tworzeniu nowych, energooszczędnych źródeł światła. Nagroda jest przyznawana przez fińską fundację Millennium i wynosi 1 milion euro.

Nakamura jest profesorem materiałoznawstwa oraz inżynierii elektrycznej i komputerowej Uniwersytetu Kalifornijskiego w Santa Barbara. Skonstruowanie diody będącej źródłem światła niebieskiego stworzyło możliwość wielu różnych zastosowań, a opracowana w 1996 r. biała świecąca dioda, jeśli doprowadzi się do znacznego zwiększenia jej wydajności, będzie mogła zastąpić zwykłe żarówki, co da znaczne oszczędności pobieranej energii.

*Phys. Today* **59**, nr 8 (2006)

B. W.

## ■ Medal Diraca

Medal Diraca, przyznawany przez Międzynarodowe Centrum Fizyki Teoretycznej w Trieście, otrzymał w roku 2006 Peter Zoller, profesor Uniwersytetu w Innsbrucku i dyrektor Instytutu Optyki Kwantowej i Informacji Kwantowej Austriackiej Akademii Nauk.

Wyróżnienie honoruje jego prace w dziedzinie fizyki atomowej, m.in. propozycję wykorzystania w komputerach kwantowych jonów uwięzionych w pułapce.

*Phys. World* **19**, nr 9 (2006)

B. W.

## ■ Laughlin wraca do USA

Robert Laughlin (Nagroda Nobla z fizyki 1998), który od 2004 r. był rektorem Korean Advanced Institute of Science and Technology (KAIST) w Daejeon w Korei Południowej, powrócił w lipcu 2006 r. na Uniwersytet Stanforda. Powierzając mu kierowanie tym instytutem, koreańskie ministerstwo nauki i techniki miało nadzieję, że Laughlin potrafi postawić KAIST na wysokim, światowym poziomie. Proponowane przezeń reformy nie znalazły jednak uznania w koreańskim środowisku akademickim. Idee Laughlina były pewnie słuszne, nie potrafił on jednak zdobyć zaufania profesury. Ministerstwo postanowiło nie odnawiać kontraktu, gdy niemal 90% profesorów KAIST-u wyraziło mu wotum nieufności.

Niewątpliwą zastugą Laughlina było uzyskanie znacznego zwiększenia (o 20 mln dolarów rocznie) budżetu Instytutu oraz sformułowanie proponowanych reform na piśmie i podanie ich do ogólnej wiadomości. Jednak brak doświadczenia w kierowaniu wyższą uczelnią oraz wzbudzający kontrowersje sposób traktowania personelu zaważyły na rozwiązaniu z nim umowy.

*Phys. Today* **59**, nr 6 (2006)

B. W.

## ■ Łódzkie seminaria

W dniach 7 i 8 kwietnia 2006 r. Katedra Fizyki Teoretycznej Uniwersytetu Łódzkiego przy współudziale Centrum Fizyki Teoretycznej PAN zorganizowała II Łódzkie Sympozjum Sieci „Laboratorium Fizycznych Podstaw Przetwarzania Informacji”, a także – przy współudziale Instytutu Fizyki Teoretycznej Uniwersytetu Wrocławskiego – otwarte posiedzenie Komisji Fizyki Teoretycznej Komitetu Fizyki

PAN. W spotkaniach brało udział kilkudziesięciu fizyków, matematyków i filozofów z różnych ośrodków krajowych.

Na Sympozjum wygłoszono 4 referaty: „Kwantowa informacja i einsteinowska koncepcja rzeczywistości” (Ryszard Horodecki, UG), „Entropie informacyjne i czas” (Piotr Garbaczewski, UZ), „Stany symetryczne wieloskładnikowych układów kwantowych” (Dariusz Chruściński, UMK) i „Korelacje kwantowe dla pary  $K^0 \bar{K}^0$  traktowanej jako układ otwarty” (Kordian A. Smoliński, UŁ).

Natomiast na posiedzeniu Komisji Fizyki Teoretycznej wystąpienia mieli: Stanisław L. Woronowicz (UW) „Algebra i analiza w teorii grup”, Stefan Pokorski (UW) „Cząstki i kosmos”, Wojciech Nawroćik (UAM) „Informacja o pracach Rady Nauki przy Ministerstwie Edukacji i Nauki”, Marek Żukowski (UG) „Kwantowe korelacje: wytwarzanie, przetwarzanie i zastosowania”, Jakub Zakrzewski (UJ) „Nierozptywające się paczki falowe, czyli o manifestacji klasycznego, nieliniowego rezonansu w fizyce kwantowej”.

Odbyła się też dyskusja panelowa „Fizyka a metafizyka”, którą prowadził Jerzy Lukierski (UWr). Wystąpili w niej: Marek Demiański (UW) „Granice fizyki. Uwagi fizyka-kosmologa”, Zbigniew Jacyna-Onyszkiewicz (UAM) „Idea teorii wszystkiego w fizyce i metafizyce”, Jan Woleński (UJ) „Czy fizyka ma założenia i konsekwencje filozoficzne? Uwagi filozofa”.

Dwudniowe spotkanie znakomitości polskiego świata fizyki cieszyło się dużym zainteresowaniem, dostarczając wielu okazji do dyskusji i rozmów. Organizatorami byli profesorowie: Jerzy Lukierski (UWr), Jakub Rembieliński (UŁ) i Lech Mankiewicz (CFT PAN).

*Michał Szanecki*

## ■ Skandynawowie rozwiązują problem odpadów promieniotwórczych

Szwecja i Finlandia postanowiły tworzyć składowiska odpadów promieniotwórczych na terenie swoich krajów, głęboko pod ziemią. W Szwecji są już upatrzone dwa nadające się do tego celu miejsca; do 2011 r. zapadnie decyzja, które z nich jest dogodniejsze, i w 2017 r. będzie ono gotowe do użytku. W Finlandii już rozpoczęto prace w miejscowości Olkiluoto w pobliżu Turku i w 2020 r. składowisko będzie mogło przyjmować materiały promieniotwórcze.

W obu krajach będą wydrążone pod 500-metrową warstwą granitu liczne tunele z regularnie rozmieszczonymi otworami, przez które będzie się wprowadzać pojemniki z odpornej na korozję miedzi. W laboratorium Äspö Hard Rock w Öskarshamn prowadzone są – przez odpowiednie symulacje – badania nad konstrukcją i wytrzymałością takich pojemników, m.in. na ciepło wydzielane w wyniku rozpadów promieniotwórczych.

Szwecja i Finlandia są jedynymi krajami, w których przeprowadzono w społeczeństwie ankiety z pytaniem o zgodę na tworzenie takich składowisk. Wyniki były zaskakujące: ponad 80% ankietowanych – również w miejscowościach bliskich projektowanych składowisk – zgodę taką wyraziło.

*Phys. World* **19**, nr 6 (2006)

B. W.

## NOWE KSIĄŻKI

- Andrzej Bujko, *Zadania z fizyki z rozwiązaniami i komentarzami*, WNT, Warszawa 2006, s. 382, cena 45 zł.
- Abraham Pais, *Czas Nielsa Bohra w fizyce, filozofii i polityce*, z jęz. angielskiego tłum. Piotr Amsterdamski; Prószyński i S-ka, Warszawa b.r., s. 536.
- Barry Parker, *Einstein – pasje uczonego*, z jęz. angielskiego tłum. Jan Jakub Marcinkiewicz; Twój Styl, Warszawa 2006, s. 254.
- Ryszard Kalinowski, *Obraz Wszechświata*, ARTE, Warszawa 2006, s. 122.
- Andrzej Łukasik, *Filozofia atomizmu*, Wyd. UMCS, Lublin 2006, s. 394.
- Ramamurti Shankar, *Mechanika kwantowa*, z jęz. angielskiego tłum. Mirosław Łukaszewski; PWN, Warszawa 2006, s. 624.
- Jerzy Janik, *Migawki wspomnień*, Księgarnia Akademicka, Kraków 2006, s. 134, cena 27 zł.
- Denis Brian, *Rodzina Curie*, z jęz. angielskiego tłum. Jan Hensel; Amber, Warszawa 2006, s. 432, cena 49,80 zł.
- Władysław Przygocki, Andrzej Włochowicz, *Uporządkowanie makrocząsteczek w polimerach i włóknach*, WNT, Warszawa 2006, s. 504, cena 48 zł.

## POSTĘPY FIZYKI W INTERNECIE

Zapraszamy do odwiedzania naszej strony internetowej <http://postepy.fuw.edu.pl>, gdzie można znaleźć:

- ▶ szczegółowe spisy treści wszystkich zeszytów wydanych od 1993 r.
- ▶ archiwum zawierające spisy treści *PF* z lat 1949–1992
- ▶ materiały dodatkowe, uzupełniające treść niektórych artykułów
- ▶ materiały XXXV Zjazdu Fizyków Polskich (Białystok, 1999 r.) i XXXVI Zjazdu Fizyków Polskich (Toruń, 2001 r.)
- ▶ WYBRANE ARTYKUŁY W FORMACIE PDF, w tym:
  - wykłady noblowskie z lat 2001–04
  - zamieszczone w *PF* teksty wykładów na XXXVII Zjeździe Fizyków Polskich (Gdańsk, 2003 r.)

## WKRÓTCE W POSTĘPACH

- Janusz A. Zakrzewski o *Konwersatorium im. Jerzego Pniewskiego*
- Adam Konefał o *symulacjach metodą Monte Carlo przy użyciu oprogramowania GEANT4*
- Henryk Szydłowski o *Pracowni Fizycznej I na początku XXI wieku*
- *Wspomnienie o Janie Mozrzymsie*

## WARUNKI PRENUMERATY

Cena prenumeraty krajowej w 2006 r. wynosi 36,00 zł za pół roku, 72,00 zł za rok. Prenumeratę przyjmują:

I. „RUCH” S.A.

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

2. Terminy przyjmowania wpłat na prenumeratę krajową: do 5 każdego miesiąca poprzedzającego okres rozpoczęcia prenumeraty.

3. Informacji o prenumeracie ze zleceniem dostawy za granicę udziela Dział Obrotu Zagranicznego, ul. Jana Kazimierza 31/33, 01-248 Warszawa, tel. 022-5328731, e-mail: prenumerata@okdp.ruch.com.pl, Internet: www.ruch.pol.pl.

II. ZARZĄD GŁÓWNY PTF

Wpłaty należy dokonać na konto Zarządu Głównego PTF: 19 1020 1097 0000 7802 0001 3128 (PKO BP IX O/Warszawa) lub w Biurze Zarządu Głównego PTF. Dostawa *Postępów Fizyki* następuje drogą pocztową pod wskazany adres.

III. ODDZIAŁY PTF

Opłata roczna dla członków PTF oraz studentów wynosi 48,00 zł. Dostawa *Postępów Fizyki* odbywa się za pośrednictwem oddziału PTF.

Dostępne są również zeszyty archiwalne – prosimy o kontakt z redakcją.

## INFORMACJE DLA AUTORÓW

Artykuły powinny mieć charakter przeglądowy i być dostępne dla ogółu fizyków. Prace należy nadsyłać pod adresem redakcji. O przyjęciu pracy do druku decyduje komitet redakcyjny. Prac niezamówionych i niezakwalifikowanych do druku redakcja nie zwraca. Bardziej szczegółowe informacje na temat układu i sposobu przygotowania pracy znajdują się na stronie internetowej *Postępów Fizyki*.

## REKLAMA W POSTĘPACH FIZYKI

Zapraszamy – szczególnie przedstawicieli producentów aparatury oraz sprzętu i oprogramowania komputerowego, wydawców podręczników i książek naukowych oraz popularnonaukowych – do zamieszczania ogłoszeń reklamowych w *Postępach Fizyki*. Nasze czasopismo dociera do większości polskich fizyków, z których wielu decyduje o bieżących zakupach uczelni, instytutów i szkół. Zainteresowanych prosimy o kontakt z redakcją pod adresem: [postepy@fuw.edu.pl](mailto:postepy@fuw.edu.pl).

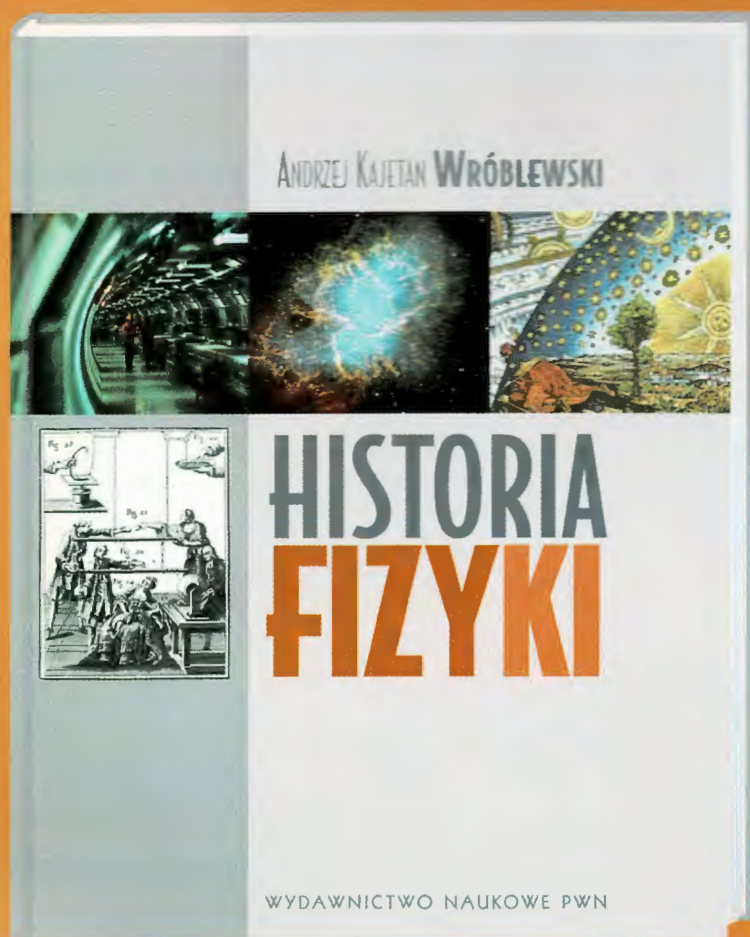
## POSTĘPY FIZYKI (ADVANCEŚ IN PHYSICS)

Founded in 1949, published bimonthly in Polish with titles in English by the Polish Physical Society with a support of the Ministry of Science and Higher Education and the Physics Faculty of the Warsaw University.

## INFORMATION FOR SUBSCRIBERS

A subscription order can be sent through the local press distributor or directly to „RUCH” S.A. Oddział Krajowej Dystrybucji Prasy, ul. Jana Kazimierza 31/33, skrytka pocztowa 12, 00-958 Warszawa, Poland (for details see <http://www.ruch.pol.pl>).

# Historia fizyki jakiej jeszcze nie było!



**Profesor Andrzej Kajetan Wróblewski** wybitny polski uczyony i popularyzator nauki, który od ponad 30 lat prowadzi cenione i lubiane wykłady z historii fizyki na Uniwersytecie Warszawskim.

- To nie tylko historia idei naukowych, ale także historia ludzi i ich wzajemnych kontaktów.
- To nie tylko historia wielkich odkryć, ale także opis błędnych ścieżek, poglądów i teorii.
- To barwne sylwetki uczonych wraz z ich upodobaniami, przywarami i burzliwym życiem prywatnym.
- To książka, dzięki której można „podstuchać” miniony czas
  - liczne cytaty z dzieł oryginalnych
  - wspaniałe ilustracje.

Patroni medialni:

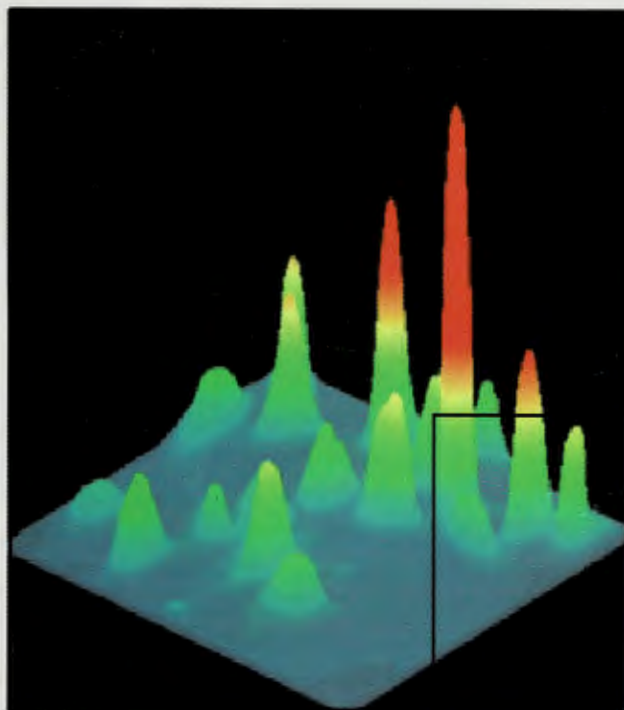
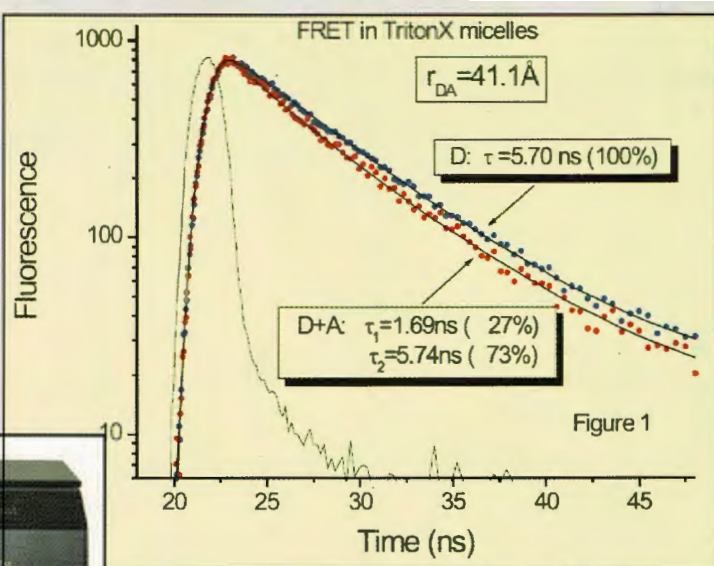


Zamów przez telefon: **0 801 33 33 88** (0,35 zł za 3 minuty) • Zamów przez Internet: **www.pwn.pl**

# EasyLife LS

Fluorescencyjny spektrometr kinetyczny

wzbudzenie LED: 280 - 540nm  
rozdzielczość: < 100 ps  
bogate oprogramowanie  
cena: \$25 000



## ImageMaster

Mikroskopowy układ do obrazowania fluorescencji i do spektroskopii emisyjnej.

Mierzy fluorescencję i fosforescencję rozdzieloną czasowo i przestrzennie.



**Photon Technology International**

*Eurotek International Sp. z o. o.*

022 843 70 40  
inbox@eurotek.com.pl