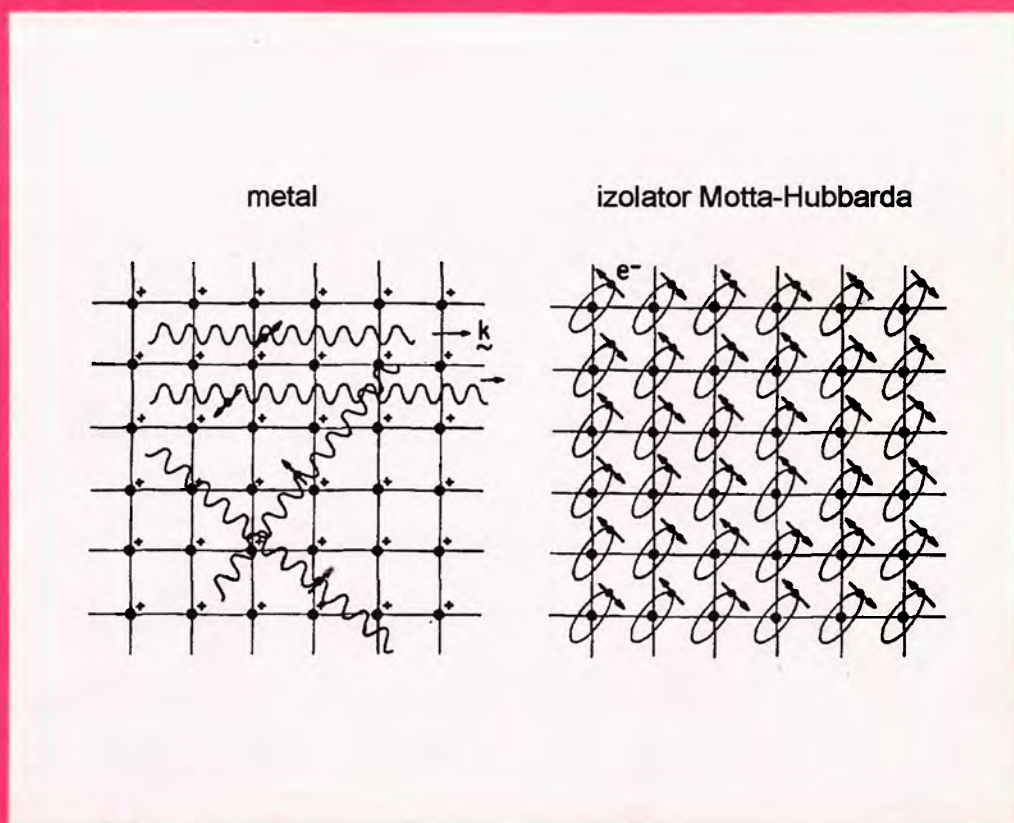


POSTĘPY FIZYKI

TOM **51** ZESZYT **1** ROK **2000**



DWUMIESIĘCZNIK
POLSKIEGO TOWARZYSTWA FIZYCZNEGO



SKORELOWANE FERMIONY

ZASTOSOWANIA LASERÓW W MEDYCYNIE

SPINOWY STAN PEIERLSA

POSTĘPY FIZYKI SPRZED 50 LAT

POLSKIE TOWARZYSTWO FIZYCZNE

ZARZĄD GŁÓWNY

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

REDAKTORZY NACZELNI CZASOPISM PTF

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

PRZEWODNICZĄCY ODDZIAŁÓW PTF

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

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

POSTĘPY FIZYKI

RADA REDAKCYJNA

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

KOMITET REDAKCYJNY

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

KORESPONDENCI ODDZIAŁÓW PTF

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

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

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

Świat skorelowanych fermionów: lokalizacja Motta i ciecze kwantowe superciężkich kwazicząstek*

Józef Spałek

Institut Fizyki im. Mariana Smoluchowskiego, Uniwersytet Jagielloński, Kraków

The world of correlated fermionic systems: Mott localization and the quantum liquids of superheavy quasiparticles

Abstract: The metal–insulator transition of the Mott–Hubbard type, as well as the states with very heavy quasiparticles in various almost localized systems, are briefly reviewed.

1. Wprowadzenie: dlaczego układy skorelowane?

Stany kwantowe skorelowanych elektronów odgrywają kluczową rolę we współczesnej fizyce ciała stałego, gdyż występują w takich materiałach, jak nadprzewodniki wysokotemperaturowe, układy z przejściem izolator (półprzewodnik) – metal (MIT), w opisie ułamkowego kwantowego efektu Halla czy też stanu tzw. ciężkich fermionów, czyli superciężkich elektronów. Odgrywają też podstawową rolę przy przejściu ze stanu fermionowej cieczy kwantowej do ciała stałego dla skondensowanego ^3He . Należy się spodziewać, że odgrywają też rolę w opisie fermionowych układów astrofizycznych, takich jak gwiazda neutronowa czy inne formy plazmy kwantowej, które są stanami zdelokalizowanych nukleonów. Można zatem powiedzieć, że stany te stanowią nowy rozdział fizyki materii skondensowanej. Celem tego artykułu jest krótki przegląd fizyki tych układów

ze wskazaniem na końcu najważniejszych obecnie problemów.

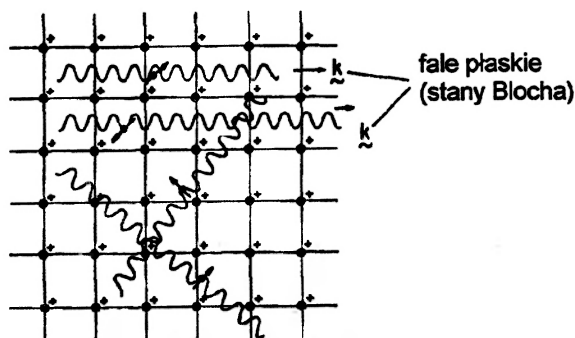
Ażeby przybliżyć istotę tych stanów, należy uzmysłwić sobie, iż opis układów wielocząstkowych otrzymuje się wychodząc albo z opisu atomowego, albo od pojęcia gazu kwantowego elektronów, atomów ^3He czy nukleonów poruszających się w pewnym uśrednionym polu potencjalnym. Potencjał ten może zależeć od średniej konfiguracji innych fermionów i w tym sensie stan jednej cząstki w takim gazie jest uzgodniony z innymi. Ale nie tylko o to chodzi. Scharakteryzuję to przykładem.

Przystępując do studiowania opisu stanów elektronowych można łatwo zauważyć jako coś bardzo uderzającego dychotomię opisu tych stanów w fizyce ciała stałego: albo mówimy o elektronach zlokalizowanych (w atomach), albo opisujemy je jako gaz kwantowy (stany Blocha). Ponieważ są to opisy komplementarne, należy zadać pytanie: w jaki sposób dany układ „przełącza

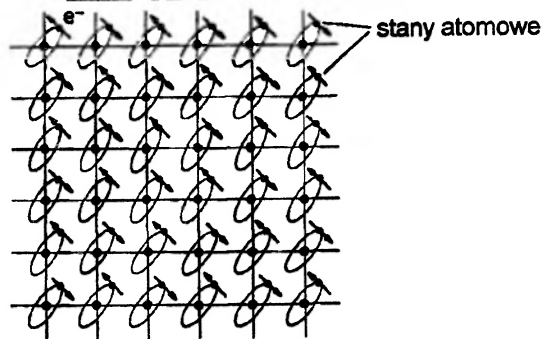
* Artykuł oparty na wykładzie wygłoszonym z okazji jubileuszu 65-lecia prof. Janusza Morkowskiego z IFM PAN w Poznaniu oraz referacie przedstawionym na posiedzeniu III Wydziału PAN w Warszawie.

się” z jednego opisu na drugi? Czy jest to ewolucja ciągła, gdy zbliżamy atomy do siebie? Okazuje się, że przy takim przejściu występuje spektakularne (zwykle nieciągłe) przejście fazowe mające naturę kwantową, zwane przejściem izolator–metal lub przejściem Motta, który jakościowo scharakteryzował to przejście jako pierwszy [1]. Sytuację dobrze ilustruje rys. 1, na którym przedstawiono stan izolatora Motta jako zespołu stanów atomowych elektronów w sieci (na przykładzie sieci atomów wodoru) oraz stanu normalnego metalu z elektronami podróżującymi jako fale materii (fale płaskie lub Blocha) poprzez układ z danym sztywnym szkieletem jonów M^+ po delokalizacji elektronu. Zauważmy, że takie spojrze

a) Metal



b) Izolator Motta-Hubbarda



rys. 1. Sieć krystaliczna jonów ze zlokalizowanymi elektronami (a) oraz sieć stanów atomowych (zlokalizowanych). Jest to sieć modelowa atomów wodoru. W rzeczywistych kryształach mamy w najprostszym przypadku jony 3d (metal przejściowego) ułożone w sieć regularną, przepłataną anionami O^{2-} lub S^{2-} .

nie, uwzględniające wyłącznie zmianę w podukładzie elektronowym, nie tłumaczy stabilności sieciowego ułożenia jonów, ale zwykle wystarcza do opisu tej transformacji izolatora magnetycznego (z niesparowanymi spinami ułożonymi antyferromagnetycznie, jak na rys. 1b), gdyż zaangażowane

w nią są tylko elektrony najbardziej zewnętrzne (walencyjne). Zakładamy wtedy, że układ krystaliczny jako całość jest stabilny. Takie założenie trzeba oczywiście zrewidować, gdy mamy do czynienia z układem atomów wodoru, gdyż po delokalizacji elektronów zostają protony, które zamiast sztywnej sieci najprawdopodobniej utworzą plazmę z elektronami. W przypadku kanonicznych układów, takich jak V_2O_3 czy $La_{1-x}Sr_xTiO_3$, delokalizują się jedynie stany 3d; pozostały szkielet jonowy tworzy sieć jednakową w obu stanach.

W świetle tego, co powiedziano wyżej o możliwości zmiany kwantowego stanu makro, można sobie wyobrazić taką transformację także w skali jądrowej. Mianowicie, układ atomów wodoru (helu?) jest ściśnięty tak mocno, że poszczególne jądra atomowe zaczynają oddziaływać ze sobą i przy pewnym ciśnieniu krytycznym rozplývają się w ciecz neutronowo-protonową. Zatem przejście Motta może scharakteryzować także przejście od kuli gazowej gwiazdy do cieczy nukleonowej (oczywiście sytuacja jest tutaj bardziej skomplikowana, bo mogą tej zmianie towarzyszyć procesy przemiany $p + e^- \rightarrow n$ i inne efekty).

Takie przejście fazowe ze stanów zlokalizowanych do zdelokalizowanych jest zjawiskiem kolektywnym (dokonuje się dla wszystkich cząstek jednocześnie) i pozostaje zapytać, co je powoduje. W przypadku fizyki materii skondensowanej tym czynnikiem okazuje się odpychające oddziaływanie kulombowskie między elektronami, które staje się porównywalne z ich energią kinetyczną. Mówiąc dokładniej, trzeba wyjść od opisu atomowego i uzmysłowić sobie, że delokalizacja elektronów, czyli ich propagacja poprzez układ, jest możliwa dopiero po przewyżczeniu odpychania elektronów z sąsiednich atomów. Oczywiście, ze względu na fundamentalną nierozróżnialność cząstek wszystkie elektrony delokalizują się jednocześnie, a związane z tym obniżenie ich energii kinetycznej (energia pasmowa) przewyżcza ich wzajemne odpychanie na małych odległościach. Widać zatem, że zmiana korelacji ruchu elektronów towarzysząca przejściu od izolatora (elektrony związane w atomach) do metalu (elektrony wspólne dla wszystkich jonów) wywołana jest delikatną zmianą relacji pomiędzy energią kinetyczną elektronów a ich wzajemnym odpychaniem. Okazuje się, że ta konkurencja pomiędzy oddziaływaniem dwucząstkowym a ruchem jed-

noczątkowym jest wspólna dla wszystkich przykładów wymienionych na początku. Dlatego też w dalszej części artykułu będziemy ilustrowali tę zasadę na konkretnych przykładach z różnych dziedzin.

W ostatnich latach tematyka silnie skorelowanych układów elektronowych objęła szereg nowych problemów, takich jak separacja ładunkowo-spinowa w układach jednowymiarowych [2], a także wykrycie nowych cieczy kwantowych: nielandauowskiej cieczy Fermiego w układach trójwymiarowych ciężkich fermionów [3] oraz opisu w kategoriach cieczy Luttingera układów kwazidwuwymiarowych [4]. Układami tymi zajmiemy się pokrótce po uprzednim omówieniu cieczy Fermiego dla elektronów prawie zlokalizowanych w układach trójwymiarowych. Osobnych rozważań wymagają kwazidwuwymiarowe nadprzewodniki wysokotemperaturowe.

2. Co to jest metal?

2.1. Stan metaliczny jako gaz elektronów

Aby przeanalizować granicę metaliczności, czyli opisu w kategoriach cieczy elektronowej, musimy najpierw scharakteryzować stan metaliczny. Można powiedzieć, że metale (i stopy), oprócz materiałów ceramicznych, towarzyszą nam od zarażania cywilizacji technologicznej i wyróżniają się twardością, kowalnością, specyficznym połyskiem i sprężystością postaci. Jednakże w wyniku rewolucji kwantowej w latach 1926–28 przedefiniowano całkowicie pojęcie stanu metalicznego jako stanu posiadającego następujące cechy mikroskopowe:

a) Wchodzące w ich skład prawie swobodne elektrony mają ciągły układ poziomów energetycznych scharakteryzowanych przez ich energię zależną do pędu $\epsilon = \epsilon_{\mathbf{p}}$ i gęstość stanów $\rho(\epsilon)$. Gęstość tych poziomów $\rho(\epsilon_F)$ jest rzędu 10^{22} stanów na 1 eV energii i dla 1 cm^3 materiału.

b) W stanie podstawowym (dla temperatury $T = 0$) istnieje najwyższy obsadzony stan, zwany energią Fermiego ($\epsilon_F \approx 1\text{--}10 \text{ eV}$), a powierzchnia zadana równaniem $\epsilon_{\mathbf{p}} = \epsilon_F$ jest zwana powierzchnią Fermiego. Dla idealnego gazu kwantowego powierzchnia Fermiego jest kulą, natomiast dla rzeczywistych metali ma bardziej złożoną strukturę topologiczną [5]. Należy zaznaczyć, że energia Fermiego jest fundamentalną skalą

energii kinetycznej cząstek, gdyż średnia energia kinetyczna jest ułamkiem energii Fermiego.

c) Rozkład obsadzeń cząstek po energiach opisuje rozkład statystyczny Fermiego–Diraca, który wyraża także zasadę Pauliego, iż w jednym stanie kwantowym mikro (włączając spinową liczbę kwantową elektronu) może się znajdować co najwyżej jedna cząstka.

Z tych zasad można wyprowadzić, że dla metalu w niskich temperaturach ciepło molowe spowodowane wzbudzeniami termicznymi elektronów jest zadane wzorem $C_V = \gamma T$, gdzie tzw. współczynnik liniowego ciepła właściwego $\gamma = (2\pi^2/3) R k_B \rho(\epsilon_F)$, R jest stałą gazową, a k_B stałą Boltzmana. To ciepło elektronowe opisuje absorpcję energii przez wzbudzenie elektronów ponad powierzchnię Fermiego. Podatność magnetyczna χ_p , zwana podatnością Pauliego, opisuje zdolność elektronów gazu do polaryzacji spinowej w polu magnetycznym i jest dana wzorem $\chi_p = 2\mu_B^2 \rho(\epsilon_F)$, gdzie μ_B jest magnetonem Bohra. Zauważmy zatem, że dla takiego metalu stosunek $\chi_p/\gamma = (3\mu_B^2)/(\pi^2 R k_B)$ jest stały i nosi nazwę stałej Wilsona R_W . Stała ta jest ważna, gdyż wyrażenia na χ_p oraz γ to w zasadzie wyrażenia dla gazu elektronowego, ewentualnie uwzględniające okresową strukturę sieci jonów dodatnich (por. rys. 1a), ale pomijające oddziaływania pomiędzy elektronami. Zatem odstępstwo od wartości R_W świadczy o oddziaływaniach pomiędzy elektronami.

Pozostaje zapytać: jak uwzględnić oddziaływania elektronów w takim gazie i do jakich istotnych prowadzi to zmian w opisie stanu metalicznego? Pierwszej odpowiedzi na to pytanie udzielił Wigner [6]. Argument Wignera można zilustrować zauważając, że energię Fermiego w gazie można wyrazić jako

$$\epsilon_F = \frac{\hbar^2 k_F^2}{2m} = \frac{\hbar^2}{2m} \left(3\pi^2 \frac{N}{V} \right)^{2/3} \propto \rho_0^{2/3}, \quad (1)$$

gdzie $\rho_0 = N/V$ jest gęstością cząstek w układzie, którą należy porównać z energią oddziaływania (przypadającą na cząstkę), oszacowaną jako

$$\langle V_{12} \rangle \equiv \frac{1}{2} \frac{e^2}{\langle r_{12} \rangle} = \frac{e^2}{l_0} \propto \rho_0^{1/3}, \quad (2)$$

gdzie $l_0 = (V/N)^{1/3}$ jest średnią odległością między cząstkami. Zatem obie energie będą porówny-

walne, jeśli $\epsilon_F = \langle V_{12} \rangle$ lub

$$\frac{me^2}{\hbar} = a_B^{-1} = (3\pi^2\rho_0)^{1/3} \propto 3l_0^{-1}, \quad (3)$$

czyli gdy odległość między cząstkami l_0 jest rzędu promienia Bohra a_B (w bardziej realistycznych oszacowaniach należy wziąć pod uwagę polaryzowalność środowiska przez stałą dielektryczną ϵ , co prowadzi do zamiany $a_B \rightarrow \epsilon^2 a_B$). Oznacza to, że np. dla $\epsilon \approx 10$ krytyczna koncentracja dla tej krystalizacji znajduje się w przedziale 10^{18} – 10^{19} nośników w cm^3 , czyli rzędu 10^{12} w cm^2 dla układów dwuwymiarowych. Oczywiście, dla $l_0 > a_B$ oddziaływanie dominuje (gdyż zmniejsza się wolniej z malejącą gęstością) i cząstki krystalizują w sieć Wignera.

2.2. Stan metaliczny jako ciecz Fermiego–Landaua

W sposób systematyczny badania oddziaływań pomiędzy fermionami w materii skondensowanej zostały zapoczątkowane przez Landaua [7], a następnie dopracowane mikroskopowo przez Migdała, Luttingera i innych [8]. Podejście to opiera się na założeniu, że pęd cząstki \mathbf{p} jest dobrą liczbą kwantową (mówimy oczywiście o kwazipędzie) i to nawet w układzie oddziaływającym, a kula Fermiego zawiera taką samą liczbę stanów jednocząstkowych, niezależnie od wielkości oddziaływania (twierdzenie Luttingera). Co więcej, pomimo zderzeń między cząstkami zaindukowanych oddziaływaniem powierzchnia Fermiego jest ściśle określona, a czas życia τ cząstek (dla temperatury $T > 0$) w jej pobliżu wyraża się równaniem

$$\frac{1}{\tau} \approx \frac{1}{\hbar} |\langle f|V|i \rangle|^2 \rho(\epsilon_F) \propto \frac{|\langle V \rangle|^2}{\hbar} \left(\frac{k_B T}{\epsilon_F} \right)^2 \rho(\epsilon_F). \quad (4)$$

Zauważmy, że wyraziliśmy tutaj odwrotność czasu życia jako prawdopodobieństwo rozproszenia cząstki na jednostkę czasu (z elementem macierzowym V) pomnożone przez gęstość stanów w stanie końcowym (złota reguła Fermiego). Ponadto ułamek $k_B T / \epsilon_F$ wyraża część elektronów wzbudzonych termicznie powyżej poziomu Fermiego, gdyż tylko one dają wkład do własności termodynamicznych. Ściślej mówiąc jest tak, jeśli $k_B T / \epsilon_F \ll 1$, co zachodzi w metalach, gdy energia Fermiego (w jednostkach temperaturowych) wynosi $\epsilon_F / k_B \approx 10^4$ – 10^5 K.

Jeśli zatem ważne są tylko elektrony w pobliżu powierzchni Fermiego, to możemy zapisać

energię cząstki dla $p \approx p_F$ w postaci

$$\begin{aligned} \epsilon_p &= \epsilon_F + \frac{\partial \epsilon_p}{\partial p} (p - p_F) = \epsilon_F + v_F (p - p_F) \approx \\ &\approx \epsilon_F + \left(\frac{\hbar k_F}{m^*} \right) \hbar (k - k_F), \end{aligned} \quad (5)$$

gdzie v_F jest prędkością Fermiego (grupową) elektronów, w tym wypadku niezależną od kierunku pędu cząstki. Wtedy gęstość stanów na poziomie Fermiego wynosi $\rho(\epsilon_F) \propto m^*$, gdzie m^* jest masą efektywną uwzględniającą także oddziaływanie. Ale wtedy także $\gamma \propto m^*$, $\chi_p \propto m^*$, a opór właściwy takiego układu wynosi

$$\rho = \frac{m^*}{n_c \rho_0 e^2 \tau} \propto \frac{(m^*)^2 T^2}{\rho_0 n_c} \propto \gamma^2 T^2. \quad (6)$$

Widać zatem, że układ oddziałujących cząstek możemy opisać jako układ kwazicząstek o masie m^* . Teoria Landaua pokazuje także, że w układzie oddziałujących fermionów pojawiają się wzbudzenia kolektywne także nowego rodzaju: plazmony i wzbudzenia typu fali akustycznej.

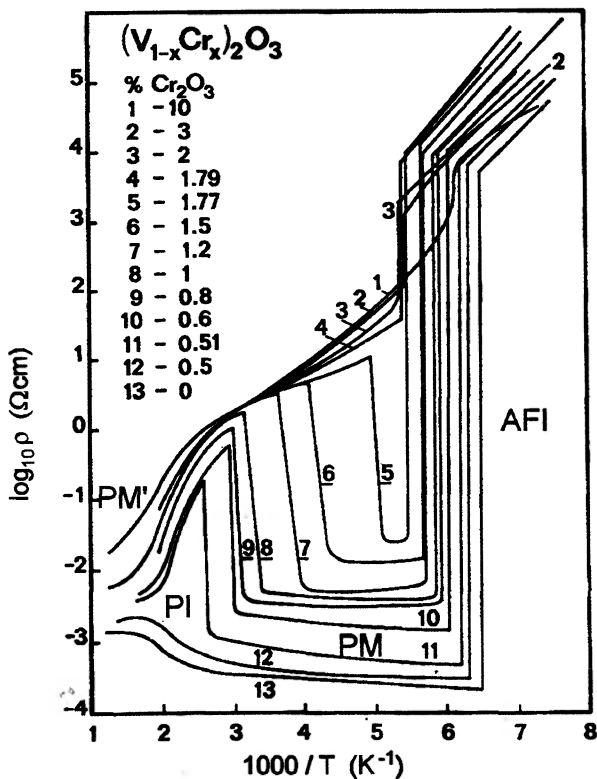
Jednakże dla nas tutaj zasadniczym pytaniem jest: co się dzieje, jeśli masa nośników jest rozbieżna, tj. gdy $m^* \rightarrow \infty$ (gdyż odpowiada to lokalizacji elektronów i opór właściwy $\rho \rightarrow \infty$)? Wtedy zarówno ciepło elektronowe $C_V = \gamma T$, jak i podatność magnetyczna metalu χ_p także powinny być rozbieżne. Oznacza to, że mamy wtedy przejście fazowe w podukładzie elektronowym i cały ten misternie zbudowany gmach cieczy Fermiego–Landaua załamuje się dokładnie w tym punkcie. Pomimo tego okazuje się, że teoria cieczy Fermiego w postaci tzw. prawie zlokalizowanej cieczy Fermiego jest stosowalna aż do punktu przejścia, gdyż jest to zwykle przejście I rodzaju. Omówimy to dokładniej w następnym rozdziale.

3. Przejście metal–izolator typu Motta–Hubbarda

3.1. Wyniki doświadczeń: przejście I rodzaju

Na rysunku 2 przedstawiono przykład przejścia metal–izolator dla kanonicznego układu V_2O_3 domieszkowanego Cr [9]. W temperaturze $T < 150$ K układ jest niezdegenerowanym półprzewodnikiem antyferromagnetycznym o przerwie $\epsilon_g \approx 0,6$ eV. W temperaturze około 150–170 K (zależnie od

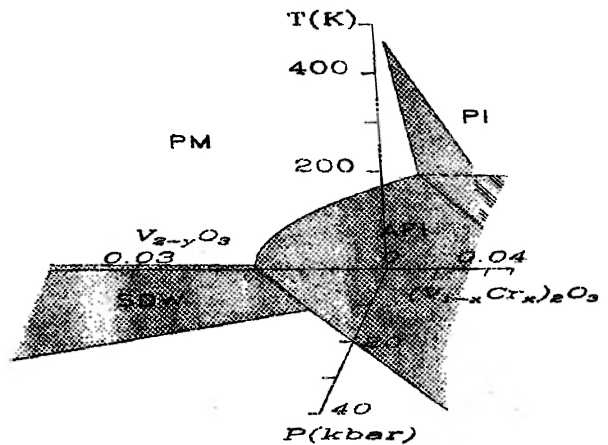
składu) opór elektryczny zmienia się skokowo nawet o 8 rzędów wielkości w najlepszych próbkach i układ jest słabym metalem ($\rho \approx 1 \text{ m}\Omega \text{ cm}$).



Rys. 2. Zależność logarytmu oporu właściwego od temperatury (dokładniej, od $10^3/T$). Poszczególne stany metaliczne (M) i izolatora (I) zaznaczono skrótowo.

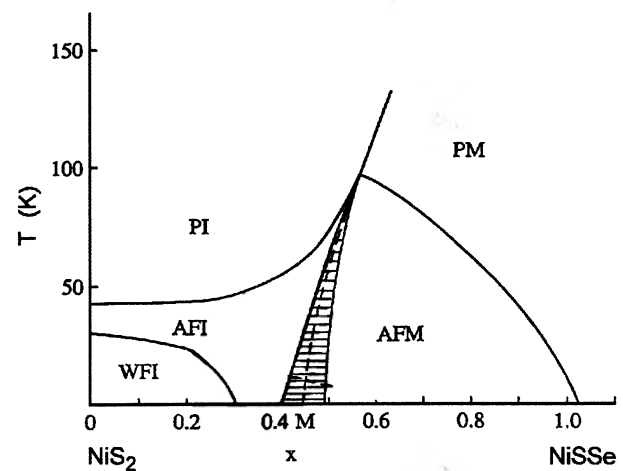
W temperaturze około 300 K opór rośnie znowu skokowo o 3 rzędy wielkości, po czym układ ponownie wraca, tym razem stopniowo, do słabego stanu metalicznego. Tak więc mamy sekwencję przejść elektronowych: antyferromagnetyczny półprzewodnik (izolator dla $T = 0$, AFI) → paramagnetyczny metal (PM) → paramagnetyczny izolator (PI) → paramagnetyczny metal (PM'). Okazuje się, że wszystkie te przejścia są przejściami typu Motta [10]. W celu przybliżenia stopnia stabilności poszczególnych faz na rys. 3 przedstawiono diagram fazowy w funkcji ciśnienia hydrostatycznego p lub odstępstwa od stechiometrii y dla układu czystego $V_{2-y}O_3$. Widzimy, że następuje gwałtowny skok w funkcji obu zmiennych od fazy AFI do fazy metalicznej z falą gęstości spinowej (AFM), przy czym moment magnetyczny w fazie uporządkowanej (AFI) wynosi $\mu = 1,2 \mu_B$ na jon V^{3+} , a w fazie metalicznej (AFM) $\mu \approx 0,15 \mu_B$ na jon V^{3+} , a więc jest to

przejście I rodzaju. Dokładniejsze dane na temat tych struktur podano w pracach [11].



Rys. 3. Diagram fazowy układu domieszkowanego V_2O_3 we współrzędnych: temperatura T , skład (x, y) oraz ciśnienie p (wg [11]). Poszczególne fazy oznaczają: AFI – izolator antyferromagnetyczny, SDW – stan z falą gęstości spinowej, PI, PM – stan paramagnetyczny izolatora (I) lub metalu (M).

Inny przykład takiego przejścia pomiędzy stanem metalicznym i półprzewodnika jest podany na rys. 4 [12] dla układu $NiS_{2-x}Se_x$, który dla $x = 0$ jest izolatorem antyferromagnetycznym (AFI), natomiast dla $x = 2$ jest metalem paramagnetycznym (PM). W układzie tym o strukturze pirytu kationy Ni^{2+} tworzą podsiatkę regularną powierzchniowo centrowaną (fcc), natomiast



Rys. 4. Diagram antyferromagnetycznych i paramagnetycznych faz metalu (AFM, PM) i izolatora typu: słabego ferromagnetyka, antyferromagnetyka i paramagnetyka (WFI, AFI, PI) dla układu $Ni_2S_{2-x}Se_x$ na płaszczyźnie temperatura (T) – koncentracja (x). Zakresowano niedokładność pomiarów granicy faz AFI-AFM, którą wyznacza linia przejścia I rodzaju.

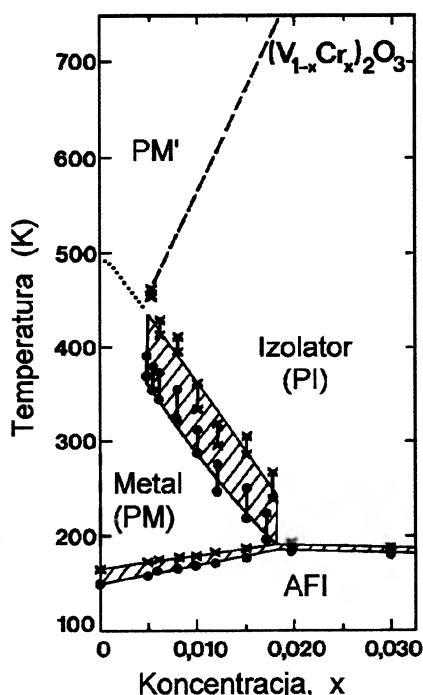
elektrony 3d biorące udział w tym przejściu to 2 elektrony walencyjne każdego Ni^{2+} w podwójnie zdegenerowanym pasmie typu e_g . Zakłada się, że jony anionów (S^{2-} , Se^{2-}) odgrywają jedynie bierną rolę przy takim przejściu. Dokładniej mówiąc, wskutek tzw. frustracji spinów w strukturze fcc, spiny Ni^{2+} w obszarze niskich temperatur tworzą strukturę z małą wypadkową składową ferromagnetyczną (WFI). W fazie metalicznej pojawia się ponownie antyferromagnetyzm pasmowy (zdelokalizowanych elektronów).

W wyniku szeroko zakrojonych badań uzyskano diagram fazowy dla drugiego z tych układów przedstawiony na rys. 5, przy czym dla przypadku $(V_{1-x}Cr_x)_2O_3$ zakreślono obszar występowania histerezy termicznej przy przejściach I rodzaju. Zauważmy, że mamy do czynienia tylko z fazami antyferromagnetyczną i paramagnetyczną. Niektóre własności przedstawimy jeszcze przy omawianiu opisu teoretycznego tych przejść elektronowych. Podsumowując to krótkie omówienie wyników doświadczalnych warto zwrócić uwagę na dwie istotne cechy tych układów: 1) mówimy o stanach elektronowych metalu i półprzewodnika jako o fazach w sensie termodyna-

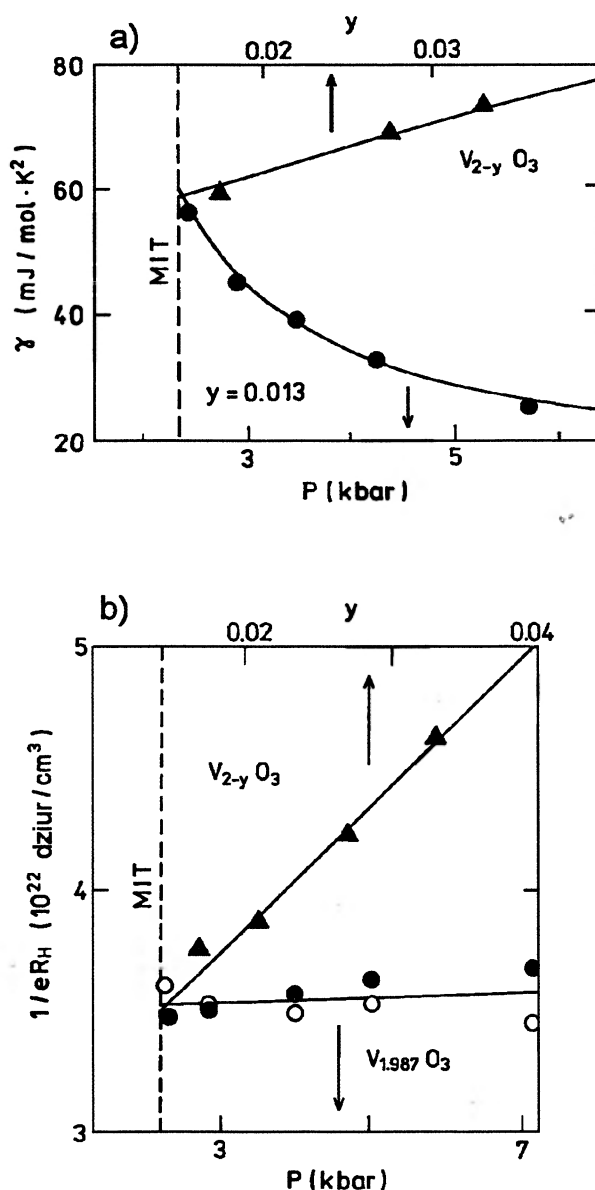
micznym; 2) przejścia między fazą izolatora i metalu są z reguły przejściami I rodzaju.

3.2. Opis teoretyczny przejść metal–izolator: lokalizacja–delokalizacja elektronów

Zróbmy na początku dwie uwagi ogólne. Po pierwsze, jeśli rozumieć przejście Motta jako granicę $m^* \rightarrow \infty$ we wzorze (6), to należy to przetestować. Taki test został rzeczywiście wykonany [13] i na rys. 6 przedstawiono jednoczesny pomiar $\gamma \propto m^*$ oraz stałej Halla $R_H = 1/(n_c e c)$, określającej gęstość nośników dla lekko niestechio-



Rys. 5. Diagram fazowy dla układu $(V_{1-x}Cr_x)_2O_3$ na płaszczyźnie $T-x$. Obszary zakreślane obrazują histerezę obserwowaną przy przejściu I rodzaju.



Rys. 6. Zależność liniowego współczynnika γ od ciśnienia hydrostatycznego (a) dla $V_{2-y}O_3$ z jednoczesnym pomiarem stałej Halla R_H wyznaczającej koncentrację nośników (b) w pobliżu przejścia z metalu do izolatora Motta–Hubbarda.

metrycznego V_2O_3 w funkcji ciśnienia hydrostatycznego. Widać, że przy zbliżaniu się do przejścia metal–izolator (MIT) masa rośnie, natomiast koncentracja nośników jest prawie stała. Masa efektywna nie jest rozbieżna, ponieważ nieciągły charakter przejścia dla $T > 0$ nie pozwala na osiągnięcie punktu krytycznego (zob. dyskusja poniżej). Na tej podstawie możemy odróżnić przejście typu Motta od lokalizacji Andersona, dla którego $n_c\tau \rightarrow 0$, natomiast m^* zmienia się niewiele. Jest to ważne rozróżnienie, gdyż chcemy wyodrębnić procesy związane z oddziaływaniem pomiędzy cząstkami od zjawisk lokalizacji związanych z nieporządkiem atomowym wywołanym chociażby przez zmieniony skład i przewodzącym do silnego rozpraszania nośników. Zauważmy też, że dla $V_{2-y}O_3$ koncentracja nośników zależy od ułamka y .

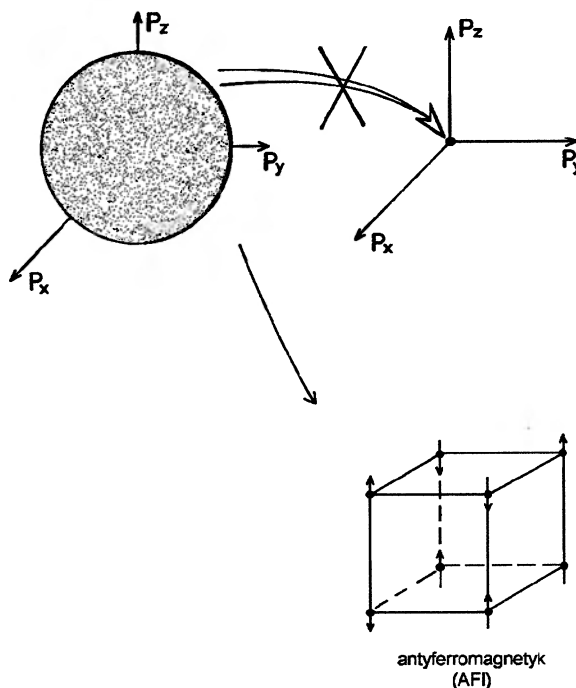
Druga uwaga dotyczy konsekwencji faktu, że $m^* \rightarrow \infty$. Weźmy dla przykładu układ z kwantową relacją dyspersji $\epsilon_k = \hbar^2 k^2 / 2m^*$. Jeśli $m^* \rightarrow \infty$, to dyspersja energii zwięza się do poziomu $\epsilon_k \rightarrow 0$, który pokrywa się z energią odniesienia, czyli energią elektronu w stanie atomowym (zwykle przyjmuje się $\epsilon_{at} = 0$). W ten sposób otrzymujemy związek pomiędzy lokalizacją w sensie redukcji do stanów atomowych i rozbieżnością masy efektywnej. Jednakże nie należy utożsamiać lokalizacji z redukcją kuli Fermiego do punktu, gdyż takie rozumienie sprawy łamałoby zasadę nieoznaczoności! Należy raczej myśleć o rozróżnieniu sieci stanów atomowych (Wanniera) od stanów w przestrzeni pędów, kiedy mówimy o granicy faz metal–izolator. Ten stan rzeczy zilustrowano na rys. 7. Dla stanów zlokalizowanych opisywanych w języku funkcji Wanniera (czyli zortogonalizowanych funkcji atomowych) pęd elektronu jest nieokreślony.

3.2.1. Stan podstawowy ($T = 0$)

Przedstawmy teraz podstawowy argument teoretyczny. Pierwszą rzeczą, którą musimy wyjaśnić, jest to, że w układach tych zwykle energia Fermiego (lub dokładniej, szerokość pasma W) jest rzędu 1–2 eV, natomiast energia odpychania kulombowskiego dla dwóch elektronów w tym samym atomie jest rzędu $U \approx 2\text{--}4$ eV. Zatem $U > W$. Natomiast energia ruchów termicznych

$k_B T \approx 10$ meV dla $T \approx 100$ K. Jak zatem tak słaby energetycznie stymulant może tak drastycznie zmienić konfigurację całej struktury elektronowej? Innymi słowy, dlaczego przejścia me-

Lokalizacja Motta wszystkich elektronów



Rys. 7. Redukcja powierzchni Fermiego do sieci magnetycznej stanów atomowych (rysunek dolny) przy przejściu Motta–Hubbarda. Przekreślenie oznacza, że niemożliwa jest redukcja powierzchni Fermiego do punktu ($m^* \rightarrow \infty$), gdyż wtedy pogwałcona jest zasada nieoznaczoności Heisenberga.

tal–izolator zachodzą w tak niskich temperaturach? Odpowiedź na to pytanie znajdziemy, rozważając związek pomiędzy ujemną energią kinetyczną (energiją pasmową) a energiją dodatnią odpychania kulombowskiego w sytuacji, gdy wychodzimy od sieci stanów atomowych w ciele stałym i następnie rozważamy, co się stanie, gdy jeden elektron zacznie się poruszać, czyli przeskakiwać z atomu na atom¹. W takiej sytuacji możemy przedstawić całkowitą energię przypadającą na jeden atom jako [14]

$$\frac{E_G}{N} = -\frac{\Phi W}{4} + U \langle n_{i\uparrow} n_{i\downarrow} \rangle, \quad (7)$$

gdzie $\eta \equiv \langle n_{i\uparrow} n_{i\downarrow} \rangle$ jest prawdopodobieństwem znalezienia dwóch cząstek z przeciwnymi spinami

¹ W rzeczywistości każdy elektron próbuje takich przeskoków i stąd też przejście do stanu zdelokalizowanego dokonuje się w sposób kolektywny.

w tym samym atomie, natomiast $\Phi \equiv \Phi(\eta)$ reprezentuje czynnik renormalizujący wejściową energię pasmową $\propto W$ wskutek tego, że obie powyższe energie są porównywalne. Elementarny rachunek [15] pokazuje, że $\Phi(\eta) = 8\eta(1-2\eta)$ dla układu jednopasmowego i w sytuacji z jednym elektronem na atom. Zauważmy, że aby otrzymać stan równowagi, musimy zminimalizować to wyrażenie względem funkcji korelacji. W wyniku otrzymamy wyrażenia

$$\eta = \frac{1}{4} \left(1 - \frac{U}{U_c} \right), \quad (8)$$

$$\Phi_0 = 1 - \left(\frac{U}{U_c} \right)^2, \quad (9)$$

$$\frac{E_G}{N} = -\frac{W}{4} \left(\frac{U}{U_c} \right)^2, \quad (10)$$

gdzie $U_c = 2W$ jest krytyczną wartością oddziaływania U . Dla $U \geq U_c$ stan metaliczny jest niestabilny, bo $\Phi = \eta = 0$, a wartość energii zmniejsza się do wartości energii odniesienia (dla stanu atomowego przyjęto $E_G = 0$). Punkt $U = U_c$ nazywamy punktem przejścia Motta lub też punktem krytycznym Brinkmana-Rice'a od nazwisk autorów [14], którzy po raz pierwszy wykazali, że w punkcie $U = U_c$ podatność magnetyczna jest rozbieżna, czyli że dla $U = U_c$ mamy do czynienia z ciągłym przejściem fazowym. W ogólnym przypadku $U_c = 8|\bar{\epsilon}|$, gdzie $\bar{\epsilon}$ jest średnią energią pasmową (kinetyczną) przypadającą na cząstkę.

3.2.2. Opis termodynamiczny ($T > 0$)

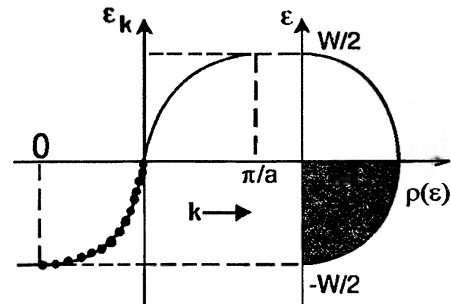
Powyższa elementarna analiza nabiera znaczenia dynamicznego, jeśli renormalizację szerokości pasma cząstek nieoddziaływujących $W \rightarrow W\Phi$ zinterpretujemy [16] jako zmianę energii pojedynczej cząstki ($\epsilon_k \rightarrow E_k \equiv \Phi\epsilon_k$) pod wpływem oddziaływania pomiędzy cząstkami. Taką renormalizację przedstawiono schematycznie na rys. 8. W takim przypadku możemy zapisać całkowitą energię wewnętrzną układu jako

$$\begin{aligned} \frac{E}{N} &= 2 \sum_{\mathbf{k}} \Phi \epsilon_{\mathbf{k}} \bar{n}_{\mathbf{k}} + U\eta = \\ &= 2 \sum_{\mathbf{k}} \frac{\Phi \epsilon_{\mathbf{k}}}{1 + \exp\left(\frac{\Phi \epsilon_{\mathbf{k}}}{k_B T}\right)} + U\eta, \end{aligned} \quad (11)$$

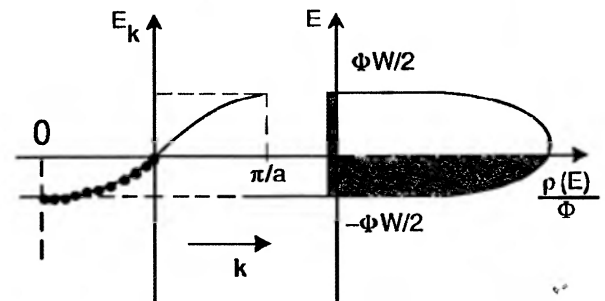
gdzie $\bar{n}_{\mathbf{k}}$ jest rozkładem Fermiego-Diraca, w którym przyjęto, że energia Fermiego jest punktem

odniesienia ($\epsilon_F = \epsilon_{at} = 0$). W ten sposób fizyczną energię wewnętrzną wyznaczmy przez minimalizację funkcjonału (11) względem η . Interesuje nas

a) wyjściowe



b) skorelowane



Rys. 8. Schematyczny wykres energii pasmowej ϵ_k i gęstości stanów $\rho(\epsilon)$ dla stanów nieoddziaływujących (a) oraz oddziaływujących (b). Obszar wypełniony odpowiada wypełnieniu pasma do połowy (dla jednego elektronu na atom).

energia swobodna $F = E - TS$, gdyż chcemy dyskutować własności w funkcji temperatury, gdzie S jest entropią dla fermionów [17]. Dokonując minimalizacji względem η i rozwijając F w obszarze niskich temperatur (rozwiniecie typu Sommerfelda) otrzymamy wyrażenie na energię swobodną metalu [18]

$$\frac{F_{\text{metal}}}{N} = - \left(1 - \frac{U}{U_c} \right)^2 \frac{W}{4} - \frac{1}{2} \frac{\gamma_0 T^2}{1 - \left(\frac{U}{U_c} \right)^2} + o(T^4). \quad (12)$$

Zauważmy, że wynik ten można zinterpretować dla $\gamma = \gamma_0 / (1 - U/U_c)^2$ jako współczynnik liniowego ciepła właściwego dla układu kwazicząstek, natomiast γ_0 jest odpowiednią wielkością dla gazu elektronowego. Podobnie, dokonując rozwinięcia

niskotemperaturowego dla podatności magnetycznej χ otrzymamy

$$\chi(T) = \chi(0) (1 - aT^2), \quad (13)$$

gdzie a jest współczynnikiem o dość skomplikowanej postaci [18], natomiast wartość podatności układu oddziałującego dla $T = 0$ wynosi [14]

$$\chi(0) = \frac{\chi_0}{1 - \left(\frac{U}{U_c}\right)^2} \frac{1}{1 - \rho(\epsilon_F) U \frac{1+U/(2U_c)}{(1+U/U_c)^2}}, \quad (14)$$

gdzie χ_0 jest odpowiednią wielkością dla układu nieoddziałującego. Zauważmy, że rozbieżny czynnik $[1 - (U/U_c)^2]^{-1}$ dla $U \rightarrow U_c$ możemy zinterpretować jako czynnik renormalizacji masy: $(m^*/m) = \Phi_0^{-1}$, gdyż jeśli relacja dyspersji dla nieoddziałujących cząstek ma postać $\epsilon_k = \hbar^2 k^2 / (2m)$ i $E_k = \Phi \epsilon_k$, to dla kwazicząstek $E_k = \hbar^2 k^2 / (2m^*)$. Zatem, przy takim podejściu do lokalizacji Motta masa efektywna jest rzeczywiście rozbieżna dla $U = U_c$ i temperatury $T = 0$. Ta rozbieżność wielkości fizycznych γ , χ oraz m^* może zatem być uważana za charakterystykę kwantowego punktu krytycznego, gdyż na punkt przejścia fazowego nie mają wpływu fluktuacje termodynamiczne, a jedynie konkurencja między energią kinetyczną i kulombowską. Zauważmy także, że stosunek Wilsona R_W ma postać

$$R_W = \frac{\chi}{\gamma} = \frac{\chi_0}{\gamma_0} \frac{1}{1 - \rho(\epsilon_F) U \frac{1+U/(2U_c)}{(1+U/U_c)^2}}, \quad (15)$$

przy czym ostatni czynnik przybiera wartość 4 dla $U \rightarrow U_c = 2W$ (dla stałej gęstości stanów $\rho(\epsilon_F) = 1/W$). Oznacza to, że oddziaływanie zwiększa podatność magnetyczną układu mniej więcej w tym samym stopniu, co elektronowe ciepło właściwe. Innymi słowy, odpowiednio spinowe i ładunkowe wzbudzenia jednocząstkowe zachowują się podobnie w pobliżu lokalizacji Motta.

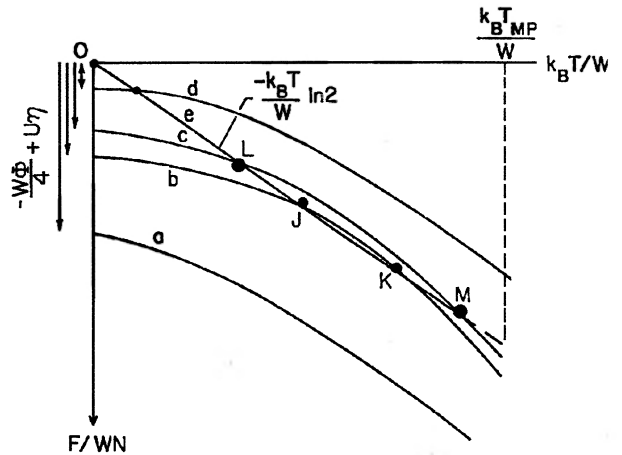
Ażeby opisać przejście od metalu do paramagnetycznego izolatora z niesparowanymi spinami (czyli do paramagnetyka Heisenberga), wykorzystujemy warunek współistnienia tych dwu stanów traktowanych jako odrębne fazy przy przejściu nieciągłym. W najprostszym przypadku energia swobodna takiego izolatora ma postać

$$\frac{F_{\text{izolator}}}{N} = -TS_i = -k_B T \ln 2, \quad (16)$$

gdzie założyliśmy, że energia mechaniczna jest równa zero (stan ze skompensowanymi energiami kinetyczną i kulombowską), natomiast entropia na jeden spin $s = 1/2$ jest równa $k_B \ln 2$. Korzystając z warunku współistnienia tych dwóch faz $F_{\text{metal}} = F_{\text{izolator}}$, otrzymujemy dwie temperatury przejścia

$$k_B T_{\pm} = \frac{3\Phi_0}{2\pi\rho(\epsilon_F)} \times \left\{ \ln 2 \pm \left[(\ln 2)^2 - \frac{4}{3}\pi^2 \rho(\epsilon_F) |\bar{\epsilon}| \left(\frac{1 - U/U_c}{\Phi_0} \right)^2 \right]^{1/2} \right\}. \quad (17)$$

Sytuacja prowadząca do tych dwóch rozwiązań została zilustrowana na rys. 9, gdzie linia prosta (e) przedstawia energię swobodną stanu PI, natomiast parabole (a–d) odpowiadają energii swobodnej (12) dla różnych wartości $U/U_c = (1/2)U/W$. Dla $U \rightarrow U_c$ te krzywe przeci-



Rys. 9. Zależność energii swobodnej na cząstkę (F/WN) od temperatury dla fazy metalicznej (krzywe a–d) oraz izolatora (e) w fazie paramagnetycznej. Temperatura T_{MP} to punkt topnienia układu.

nają się w 0, 1 lub 2 punktach (punkty J–M). Zauważmy, że dla $T < T_-$ faza metaliczna PM jest stabilna, dla $T_- < T < T_+$ taką jest faza PI, natomiast dla $T > T_+$ znowu faza metaliczna (PM') jest stabilna. Co więcej, te przejścia są przejściami I rodzaju dla $T > 0$ z wyjątkiem sytuacji, kiedy parabola jest styczna do prostej (e), a tak jest dla $U = U_{lc}$, gdzie

$$U_{lc} = 1 - \frac{\sqrt{3} \ln 2}{2\pi} \left[\frac{1}{\rho(\epsilon_F) |\bar{\epsilon}|} \right]^{1/2}. \quad (18)$$

W tym punkcie $T_+ = T_- = T_{lc}$, gdzie

$$k_B T_{lc} = \frac{3 \ln 2}{2\pi^2 \rho(\epsilon_F)} \left[1 - \left(\frac{U_{lc}}{U_c} \right)^2 \right]. \quad (19)$$

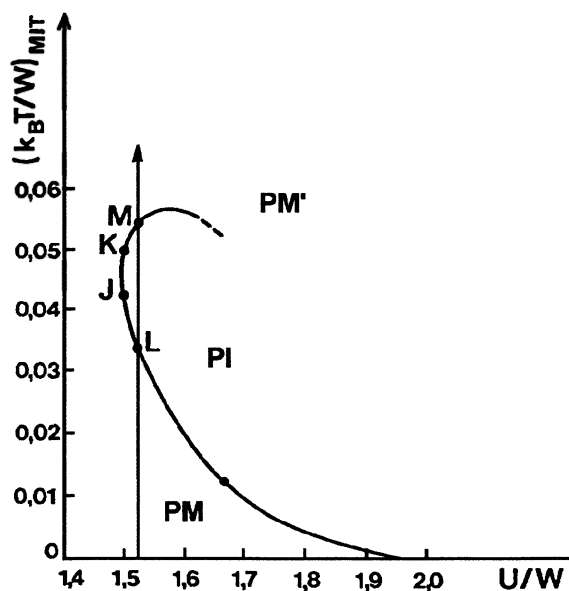
Odkładając punkty J, K, L, M itd. na wykresie zależności $k_B T$ od U/W otrzymamy diagram granicy fazowej PM-PI przedstawiony na rys. 10. Jedną z najważniejszych konsekwencji tego prostego podejścia jest pojawienie się sekwencji faz $PM \rightarrow PI \rightarrow PM'$ opisanych w punkcie 3.1. Poza tym widać, że rzeczywiście część entropowa odgrywa rolę języczka u wagi w sytuacji, kiedy energie mechaniczne prawie się kompensują. Bardziej kompletna dyskusja, zawierająca fazy magnetyczne, podana jest w pracach [19,20]. Wpływ degeneracji orbitalnej jest uwzględniony w pracy [21]. W pracy [22] przedstawiono piękne potwierdzenie własności cieczy Fermiego w pobliżu lokalizacji Motta na przykładzie $La_xSr_{1-x}TiO_3$, który dla $x = 1$ (granica $LaTiO_3$) jest izolatorem Motta w najprostszej konfiguracji $3d^1$, natomiast dla $x \rightarrow 0$ ($SrTiO_3$) nie ma elektronów $3d$.

Na tym kończymy ten krótki przegląd przejścia Motta w układach elektronowych. Do wniosków ogólnych powrócimy na końcu artykułu.

4. Lokalizacja Motta dla cieczy Fermiego całych atomów: krystalizacja 3He

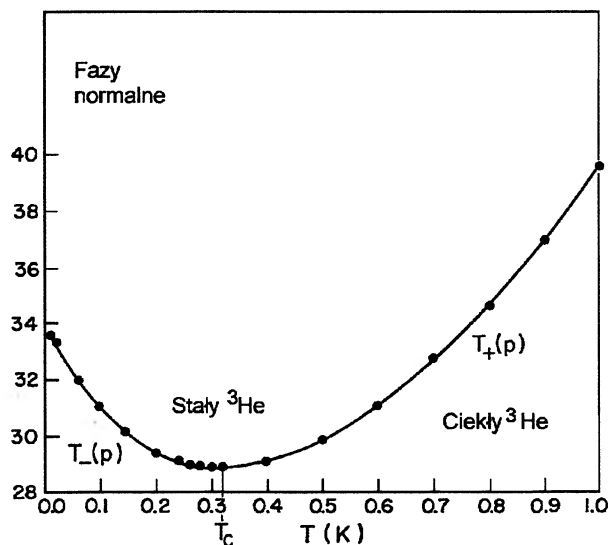
Rozpatrzmy teraz pokrótce przykład przejścia Motta w ciekłym helu-3, aby uzasadnić tytuł tego artykułu, mówiący o skorelowanych fermionach, a nie tylko o elektronach. Ciecz kwantowa złożona z atomów izotopu helu 3He była źródłem inspiracji do stworzenia teorii Landaua [7,8] cieczy Fermiego. Jest to ciecz izotropowa atomów, w której spin jądra $s = 1/2$ decyduje o fermionowej naturze całego atomu, gdyż elektrony tworzą zamkniętą i sferycznie symetryczną powłokę $1s^2$. Zestalenie tej cieczy stanowi przejście od cieczy fermionów do kryształu, dla którego każdy atom jest w stanie zlokalizowanym w sieci. Dlatego też 3He w fazie stałej stanowi idealny przykład izolatora Motta, gdyż całe atomy krystalizują w sieć stanów zlokalizowanych i to bez udziału potencjału periodycznego szkieletu jonowego, jak w przypadku elektronów. Diagram fazowy 3He w fazie normalnej (krzywa topnienia) przedstawiono na rys. 11 [23]. Zauważmy, że 3He krystalizuje dopiero pod ciśnieniem, a dla danego ciśnienia hydrostatycznego p istnieją dwie

temperatury zestalania, podobnie jak wcześniej wprowadzone temperatury T_- oraz T_+ . Co wię-



Rys. 10. Diagram fazowy w fazie paramagnetycznej. Prosta pionowa pokazuje sekwencję faz $PM \rightarrow PI \rightarrow PM'$ powstających w miarę zwiększania temperatury.

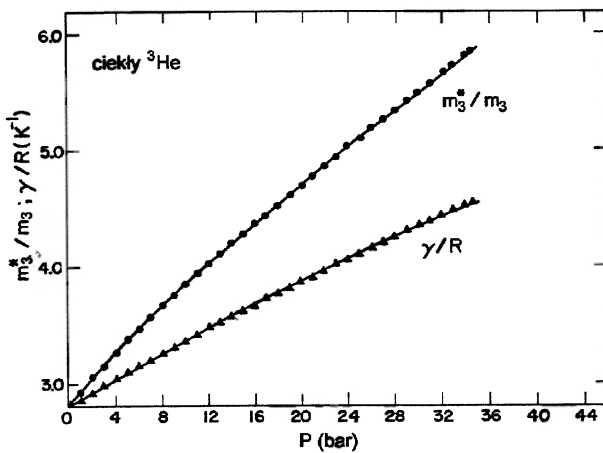
cej, stały 3He jest dla $T \leq 1,2$ mK antyferromagnetykiem Heisenberga, ale diagram faz magnetycznych, podobnie jak strukturalnych, jest dość bogaty [24]. Dlatego też jest bardzo ważnym dla



Rys. 11. Krzywa topnienia dla skondensowanego 3He na płaszczyźnie ciśnienie-temperatura w fazie normalnej. $T_{\pm}(p)$ oznaczają dwie części krzywej łączące się w punkcie $T_c \equiv T_{lc}$.

tej tematyki prześledzenie podstawowych własności układu z punktu widzenia lokalizacji Motta.

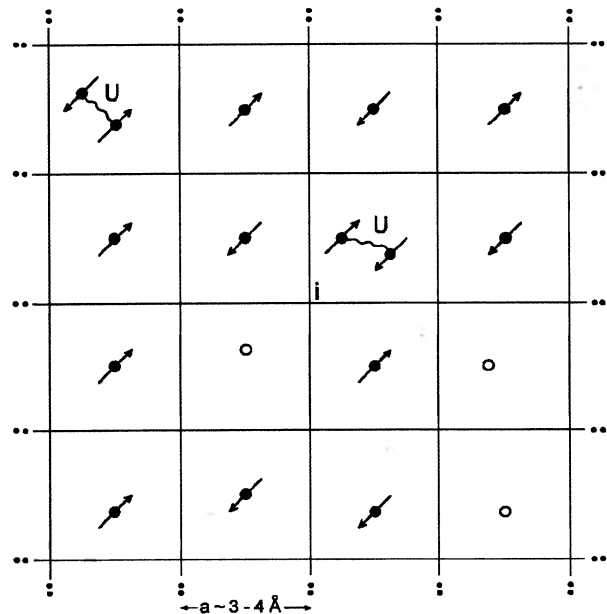
W tym celu na rys. 12 przedstawiono zależność obserwowanego [23] liniowego ciepła właściwego γ od ciśnienia, a na tej podstawie określono stosunek mas efektywnych m_3^*/m_3 , gdzie m_3 jest masą atomu izotopu ^3He . Widać, że oddziaływania między cząstkami zwiększają „gołą” masę atomu kilkakrotnie, podobnie jak w metalach z prawie zlokalizowanymi elektronami. Zauważmy także, że wyznaczona doświadczalnie entropia ciała stałego w stanie paramagnetycznym jest z dobrym przybliżeniem równa $k_B \ln 2/\text{atom}$, tak jak założyliśmy w równaniu (16). To, że entropia ta jest większa od entropii dla cieczy, jest źródłem efektu Pomearańczuka [25], którym nie będziemy się tutaj zajmować.



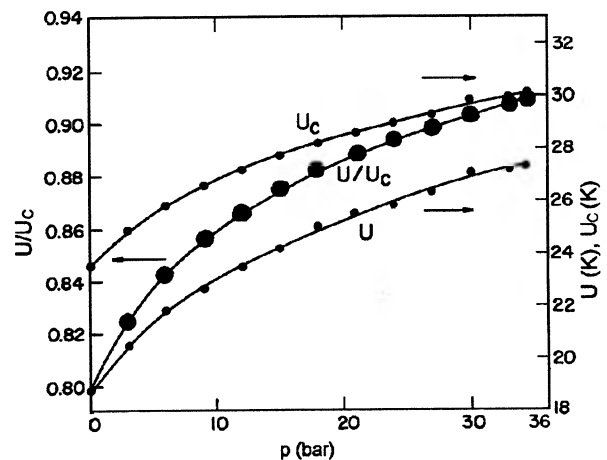
Rys. 12. Zależność współczynnika γ liniowego ciepła właściwego (w jednostkach stałej gazowej R) oraz powiększenia masy efektywnej (m^*/m_3) od ciśnienia dla ciekłego ^3He [23].

Dla prostego przedstawienia przejścia od cieczy do ciała stałego w ^3He jako przejścia Motta wprowadzamy ideę gazu sieciowego, dzieląc ciecz na komórki o objętości $v_0 = V/N$ przypadającej na cząstkę, a następnie zauważamy, że energia układu wzrośnie silnie, jeśli dwa atomy ^3He (o przeciwnych spinach) znajdą się w tej samej komórce [26]. Sytuacja przypomina więc omówioną wyżej sytuację dla modelu Hubbarda (por. rys. 13), więc możemy skorzystać z wyrażenia na liniowy współczynnik ciepła właściwego γ i określić zależność U/U_c od ciśnienia, przedstawioną na rys. 14. Widać stąd, że układ ciekłego helu jest pod tym względem rzeczywiście prawie zlokalizowaną cieczą Fermiego. Co więcej, tę koncepcję gazu sieciowego można zastosować do badania termodynamiki przejścia w ciało stałe,

a rys. 15 przedstawia porównanie teoretycznej zależności pochodnej dp/dT od temperatury T z za-



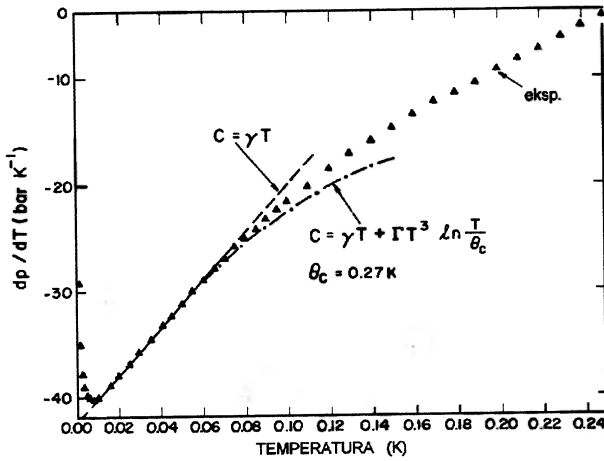
Rys. 13. Model ciekłego ^3He jako gazu sieciowego fermionów o spinie $s = 1/2$. Rozmiar komórki jest zadany przez stałą sieci $a = (V/N)^{1/3}$. Dwa atomy o przeciwnych spinach odpychają się w tej samej komórce z energią $U > 0$.



Rys. 14. Wielkość U/U_c jako funkcja ciśnienia wyznaczona z zależności $\gamma(p)$ z rys. 12. Widać, że ^3He jest cieczą prawie zlokalizowaną. Ponadto przy modelowym potraktowaniu gęstości stanów można wyznaczyć U_c , a tym samym U w funkcji p .

leżnością otrzymaną doświadczalnie na podstawie równania Clausiusa–Clapeyrona. Krzywe teoretyczne reprezentują odpowiednio sytuacje, kiedy ciepło właściwe przy stałym ciśnieniu jest opisane przez $C = \gamma T$ lub $C = \gamma T + \Gamma T^3 \ln(T/\theta_c)$ (dla szerszego przedziału temperatur) [23]. Zmianę ob-

jętości wyznaczono także z doświadczenia. Zaobserwowano, że odstępstwo w niskich temperaturach jest związane z występowaniem nadciekłości w fazie ciekłej i magnetyzmu w fazie stałej.



Rys. 15. Porównanie wyników doświadczalnych dla dp/dT na krzywej topnienia oraz wyników teoretycznych przy wykorzystaniu dwóch wyrażenia dla ciepła właściwego (bardziej skomplikowana postać ciepła uwzględnia wpływ fluktuacji spinowych).

5. Układy ciężkich fermionów

Związki międzymetaliczne z „superciężkimi” elektronami typu 4f lub 5f to takie układy jak $CeAl_3$, UBe_{13} , $CeCu_2Si_2$, $CeRu_2Si_2$, UPt_3 i wiele innych. Ich podstawowe własności zebrano na rys. 16 na przykładzie $CeAl_3$ oraz UBe_{13} i $CeCu_2Si_2$ [27]. Widać przede wszystkim bardzo dużą wartość $\gamma = \lim_{T \rightarrow 0} C(T)/T$ oraz zależność temperaturową oporu elektrycznego z silnym maksimum i następującym po nim obszarem nasycenia. Podobnie, zależność typu Curie–Weissa z prawie atomową wartością momentu magnetycznego na poziomie 4f przechodzi dla $T \rightarrow 0$ w podatność typu Pauliego z wartością $\chi(0)$ kilka rzędów wyższą niż wartość dla normalnych metali czy nawet metali ferromagnetycznych, takich jak Fe, Co czy Ni. Zauważmy od razu, że przypadku liniowej relacji dyspersji w pobliżu ϵ_F (wzór (5)) dostajemy dla gęstości stanów na poziomie Fermiego związek

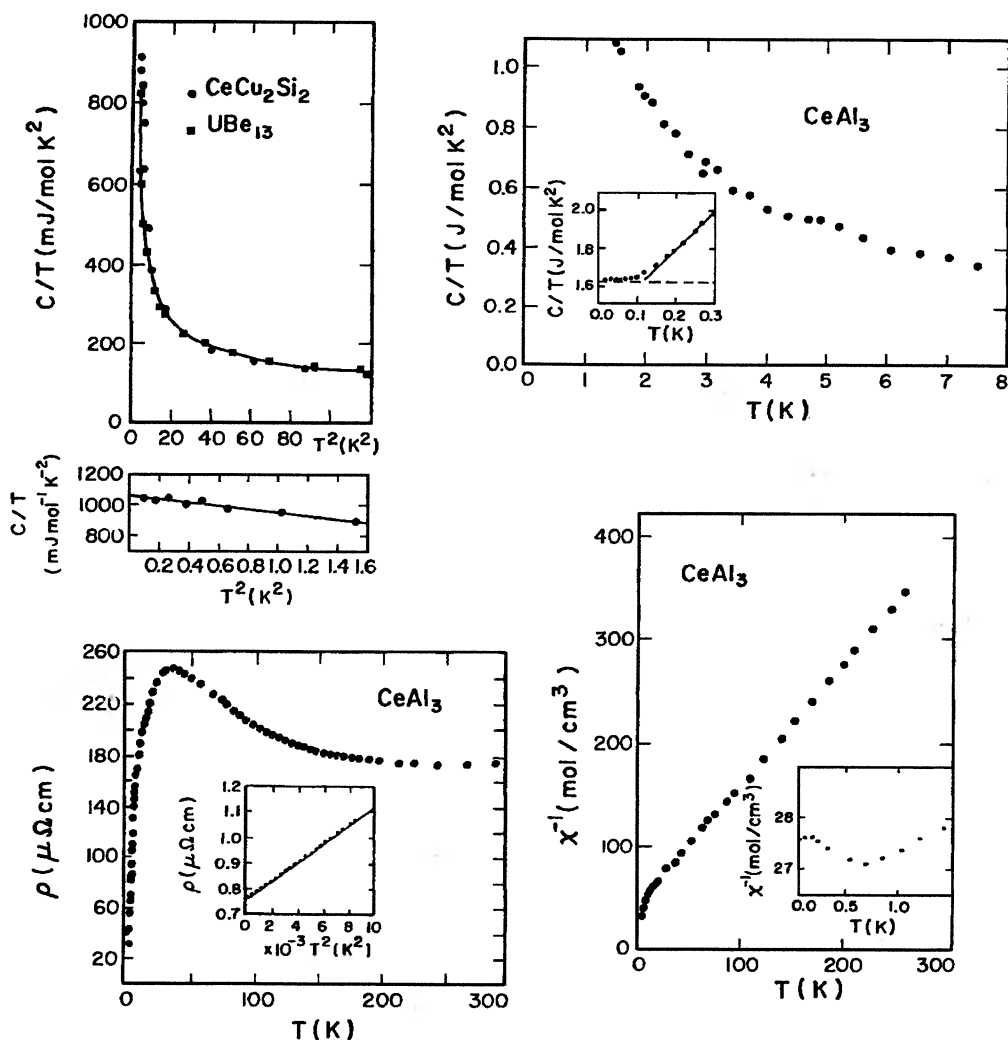
$$\rho(\epsilon_F) \propto m^*. \quad (20)$$

Zatem olbrzymią wartość $\gamma \propto \rho(\epsilon_F)$ można wytlumaczyć tak dużymi wartościami masy efektywnej,

gdyż $\gamma/\gamma_0 = m^*/m_0 \approx 10^2-10^3$ (γ_0 oraz m_0 to odpowiednie wartości dla idealnego gazu). Widać zatem, że masy efektywne elektronów w takim środowisku są rzędu masy swobodnych mionów czy nawet barionów, stąd ich trochę na wyrost nazwa „ciężkie fermiony”.

Hipoteza, że można interpretować duże wartości γ oraz $\chi(0)$ jako związane z dużą masą efektywną kwazicząstek znajduje swe potwierdzenie na rys. 17, gdzie wykreślono zależność γ od $\chi(0)$ dla różnych układów tego typu. Linia ciągła obrazuje proporcjonalność tych wielkości dla gazu elektronowego (nachylenie wyznacza współczynnik Wilsona R_W dla gazu). Widać, że obraz niezależnych kwazicząstek o tej samej masie m^* pasuje dość dobrze do opisu jakościowego układu (zauważmy jednakże, że skala logarytmiczna wygładza bardzo małe odstępstwa od prostej). Nową koncepcją, którą wprowadza się do opisu superciężkich kwazicząstek, jest tzw. temperatura K on d o T_K . Temperaturę tę wprowadza się przez związek z gęstością stanów na atom na spin $\rho(\epsilon_F) = 1/(2k_B T_K)$. W takiej sytuacji można wyznaczyć T_K z wartości molowej dla liniowego współczynnika ciepła właściwego poprzez związek $\gamma = (2\pi^2/3)RT_K^{-1}$, gdzie R jest stałą gazową. Na przykład, dla $CeRu_2Si_2$ $\gamma = 355 \text{ mJ/K}^2 \text{ mol}$, a stąd $T_K \approx 80 \text{ K}$. Dla UBe_{13} czy $CeCu_2Si_2$, dla których $\gamma \approx 10^3 \text{ mJ/K}^2 \text{ mol}$, wartość $T_K \approx 30 \text{ K}$. Zauważmy zatem, że dla kwazicząstek $\rho(\epsilon_F)$ jest rzędu 10^2 stanów przypadających na 1 eV energii na jeden wniesiony przez atom stan atomowy. Taka duża gęstość stanów jest powodem, że charakteryzujemy skalę ich odstępów w jednostkach temperatury, gdyż wtedy $T = 10 \text{ K}$ odpowiada odstępowi $\Delta E \approx 1 \text{ meV}$.

Na rysunku 18 przedstawiono zależność współczynnika A temperaturowej zależności oporu elektrycznego od γ . Z dobrym przybliżeniem jest spełniona zależność $A \propto \gamma^2$ (skalowanie Kadowakiego–Woodsa), co z pewnością świadczy o tym, że oddziaływania pomiędzy elektronami (por. 2.1) są istotne, a przynajmniej o elektronowym charakterze tego przyczynku do oporu elektrycznego. Te przykłady, a także dokładniejsza obserwacja innych własności świadczy dobitnie, iż analizowane związki międzymetaliczne stanowią z punktu widzenia ich cieczy elektronowej dobitny przykład cieczy Landaua–Fermiego w obszarze temperatur poniżej T_K . Powyżej tej tem-



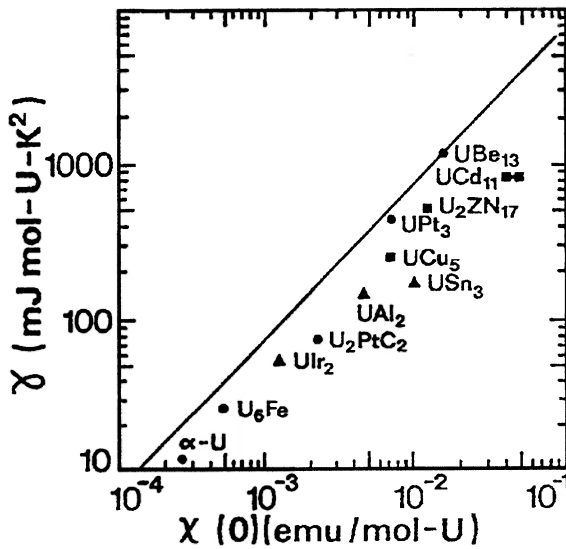
Rys. 16. Podstawowe własności elektronowe metali z ciężkimi kwazicząstkami (wg [27]).

peratury spójność kwantowa stanów Blocha zostaje zaburzona np. przez szum termiczny sieci, i elektrony f lokalizują się na macierzystych atomach. Można zatem znowu powiedzieć, że ciecz superciężkich elektronów to ciecz bardzo blisko lokalizacji i stosunkowo słabe oddziaływanie czynników zewnętrznych, takich jak temperatura czy pole magnetyczne, silnie wpływa na elektrony.

Prawdziwe zaskoczenie wywołało odkrycie nadprzewodnictwa układów tych superciężkich kwazicząstek [28], a także antyferromagnetyzmu czasami razem z nadprzewodnictwem [29] (przy czym moment magnetyczny jest bardzo mały), co zrozumiano zupełnie niedawno [30]. Oznacza to, że te układy są blisko kwantowego punktu krytycznego [3]. Prowadzi to do zupełnie nowych zależności wielkości termodynamicznych w obszarze niskich temperatur, nie mieszczących się w kategoriach cieczy Fermiego. Na przykład [31], w ukła-

dzie $\text{CeCu}_{6-x}\text{Au}_x$ dla $x \approx 0,1$ obserwuje się zależność $\ln(T/T_0)$ dla C/T , liniową zależność oporu od temperatury (zamiast T^2 , która występuje dla $x = 0$) oraz zależność \sqrt{T} dla $\chi(T)$. Najbardziej zadziwiające jest to, że dla tych układów w pobliżu kwantowego punktu krytycznego (dla $x > 0,1$ obserwuje się uporządkowanie antyferromagnetyczne) rozwinięcie niskotemperaturowe Sommerfelda zawodzi. Innymi słowy, mamy do czynienia z nowym typem stanu metalicznego. Należy nadmienić, iż w odróżnieniu od układów z przejściem Motta, w układach ciężkich fermionów ewolucja od stanu cieczy Fermiego ciężkich kwazicząstek poprzez obszar cieczy nielandauowskiej do stanu magnetycznego dokonuje się w sposób ciągły (np. w funkcji x); stąd też można te stany badać w sposób bardzo systematyczny, co istotnie się robi. Dodatkowo, wykryto nowy stan półprzewodnika Kondo, dla którego prze-

rwa pasmowa zanika przy temperaturze T_0 , a układ przechodzi w stan metalu z ciężkimi kwazicząstkami dla $T_F > T > T_0$.



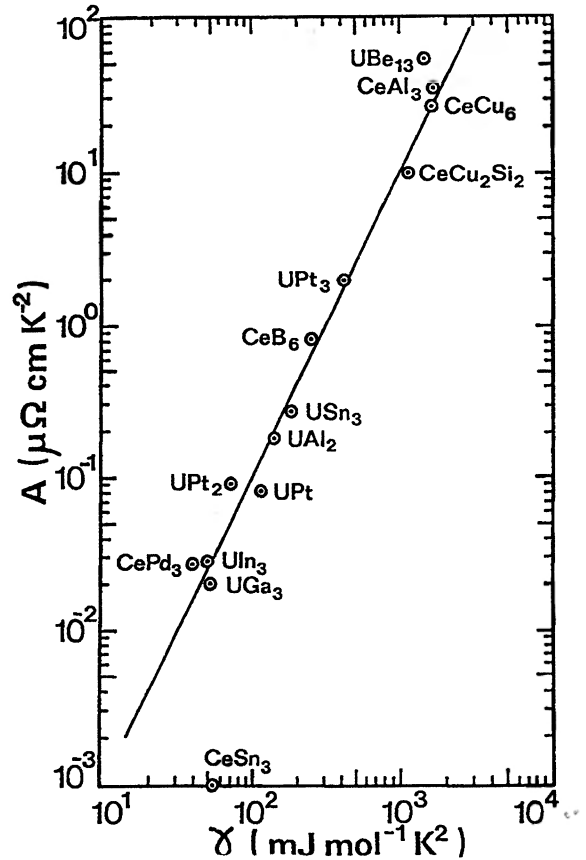
Rys. 17. Uniwersalne skalowanie współczynnika liniowego γ z podatnością $\chi(0)$ typu Pauliego [27].

6. Dokąd zmierzamy?

Rozwój współczesnej teorii skorelowanych układów fermionowych i związanej z nią teorii kwantowych zjawisk krytycznych rozwijanych obecnie (por. np. artykuły zebrane w [32]) został zapoczątkowany przez pionierskie prace J. Hubbarda, P.W. Andersona, T. Moriyi i innych. To, czego brakuje nam obecnie, to z jednej strony dobrych metod rozwiązywania modeli, a z drugiej strony realistycznego opisu konkretnych układów. O żywotności tematyki świadczy zestaw problemów przedstawiony w opublikowanym ostatnio artykule przeglądowym na temat przejść metal–izolator [33].

W niniejszym, dydaktycznym przeglądzie koncepcji z konieczności opuszczono problemy takie, jak wpływ nieporządku na przejście Motta–Hubbarda, rolę intensywnie badanego uporządkowania orbitalnego w układach zdegenerowanych [34], takich jak LaMnO_3 , czy też analizę fluktuacji kwantowych i fluktuacji spinowych w tych układach. Każdy z tych problemów wymaga podjęcia nowych badań, a w szczególności stworzenia efektywnego opisu tych zjawisk w ramach zaawansowanych metod, takich jak grupa renormalizacji. Jak dotąd, stworzono opis średniopopuły [35], którego podstawy fizyczne przedyskuto-

wano w tym artykule. Osobnego podejścia wydaje się wymagać też nadprzewodnictwo układów skorelowanych elektronów, o którym postaramy się napisać oddzielnie.



Rys. 18. Uniwersalne skalowanie współczynnika A oporu elektrycznego ($\rho = \rho_0 + AT^2$) z wartością współczynnika γ . Jest to tzw. skalowanie Kadowakiego–Woodsa.

Można zaryzykować twierdzenie, że tematyka układów silnie skorelowanych ma przed sobą duże perspektywy, gdyż jest jeszcze wiele nie rozwiązanych problemów. Dokonałiśmy bowiem w ciągu ostatnich 20 lat przejścia od myślenia w kategoriach gazu fermionów czy bozonów do szczegółowej analizy cieczy Fermiego–Landaua i cieczy nielandauowskich. Doprowadzić to powinno do „sformułowania drugiej części podręcznika fizyki ciała stałego” [36], a mianowicie do fizyki kwantowych stanów skondensowanych układów skorelowanych. Zastosowanie tych koncepcji do zagadnień astrofizycznych czy w ogólności do skorelowanych stanów w skondensowanych układach jądrowych pozostaje kwestią przyszłości.

Omówioną tutaj pobieżnie problematykę przedstawiałem w wielu ośrodkach krajowych. Chciał-

bym podziękować moim kolegom: Karolowi Wysokińskiemu, Józefowi Szudemu, Januszowi Zakrzewskiemu i oczywiście Januszowi Morkowskiemu, za zachętę do napisania tego artykułu. Badania były prowadzone częściowo w ramach grantu KBN nr 2P03B 129 12.

Literatura

- [1] N.F. Mott, *Metal-Insulator Transitions* (Taylor and Francis, London 1990); F. Gebhard, *The Mott Metal-Insulator Transitions*, Springer Tracts in Mod. Physics, t. 137 (Springer, Berlin 1997).
- [2] J. Gonzáles i in., *Quantum Electron Liquids and High-T_c Superconductivity* (Springer, Berlin 1995), rozdz. 3.
- [3] *J. Phys. C: Condensed Matter* **8**, nr 48: zeszyt specjalny (1996).
- [4] K. Byczuk, J. Spałek, W. Wójcik, *Acta Phys. Pol. B* **29**, 3871 (1998); przegląd koncepcji (w nieco kontrowersyjnej postaci) podano w: P.W. Anderson, *The Theory of Superconductivity in the High-T_c Cuprates* (Princeton University Press, Princeton, New Jersey 1997).
- [5] N.W. Ashcroft, N.D. Mermin, *Fizyka ciała stałego* (PWN, 1986), rozdz. 15 i 16; por. także stare, ale wspaniałe wprowadzenie do fizyki metali: A.H. Wilson, *The Theory of Metals* (Cambridge Univ. Press, 1958).
- [6] E.P. Wigner, *Phys. Rev.* **46**, 1002 (1934).
- [7] L.D. Landau, *ŻETF* **30**, 1058 (1956); **32**, 59 (1957).
- [8] J.M. Luttinger, *Phys. Rev.* **119**, 1153 (1960); A.A. Abrikosov, L.P. Gorkov, I.E. Dzyaloshinskii, *Methods of Quantum Field Theory in Statistical Physics* (Dover, New York 1963).
- [9] H. Kuwamoto, J.M. Honig, J. Appel, *Phys. Rev. B* **22**, 2626 (1980); zob. także J.M. Honig, J. Spałek, w: *Advances in Solid State Chemistry*, red. C.N.R. Rao (Indian National Science Academy, New Delhi 1986), s. 323.
- [10] J. Spałek, A. Datta, J.M. Honig, *Phys. Rev. Lett.* **59**, 728 (1987).
- [11] W. Bao, C. Broholm, G. Aeppli, S.A. Carter, P. Dai, T.F. Rosenbaum, J.M. Honig, P. Metcalf, S.F. Trevino, *Phys. Rev. B* **58**, 12727 (1998).
- [12] X. Yao, J.M. Honig, T. Hogan, W. Kannewurf, J. Spałek, *Phys. Rev. B* **54**, 17469 (1996); J.M. Honig, J. Spałek, *Chemistry of Materials* **10**, 2910 (1998).
- [13] S.A. Carter, T.F. Rosenbaum, P. Metcalf, J.M. Honig, J. Spałek, *Phys. Rev. B* **48**, 16841 (1993); S.A. Carter, Ph.D. Thesis, University of Chicago, 1992 (nieopublikowana).
- [14] W.F. Brinkman, T.M. Rice, *Phys. Rev. B* **2**, 4302 (1970).
- [15] J. Spałek, A.M. Oleś, J.M. Honig, *Phys. Rev. B* **28**, 6802 (1983).
- [16] J. Spałek, A. Datta, J.M. Honig, *Phys. Rev. B* **33**, 4891 (1986).
- [17] L.D. Landau, E.M. Lifszyc, *Fizyka statystyczna* (PWN, Warszawa 1959), rozdz. 54.
- [18] J. Spałek, M. Kokowski, J.M. Honig, *Phys. Rev. B* **39**, 4175 (1989).
- [19] J. Spałek, *J. Solid State Chem.* **88**, 70 (1990).
- [20] P. Korbel, Praca doktorska, Uniwersytet Jagielloński, Kraków 1997 (nie opublikowana).
- [21] A. Klejnberg, J. Spałek, *Phys. Rev. B* **57**, 12041 (1998).
- [22] Y. Tokura, Y. Taguchi, Y. Okada, Y. Fujishima, T. Arima, K. Kumagai, Y. Iye, *Phys. Rev. Lett.* **70**, 2126 (1993).
- [23] D. Greywall, *Phys. Rev. B* **33**, 7520 (1986); **27**, 2747 (1983).
- [24] *The Physics of Liquid and Solid Helium*, red. K.H. Bennemann, J.B. Ketterson, cz. I i II (J. Wiley, New York 1978).
- [25] I.Ya. Pomeranczuk, *ŻETF* **20**, 919 (1950).
- [26] Koncepcję tę rozpropagowali: P.W. Anderson, W.F. Brinkman, w: *The Physics of Liquid and Solid Helium*, red. K.H. Bennemann, J.B. Ketterson (J. Wiley, New York 1978), cz. II, s. 177; zob. także: D. Vollhardt, *Rev. Mod. Phys.* **56**, 99 (1984).
- [27] K. Andres, J.E. Graebner, H.R. Ott, *Phys. Rev. Lett.* **35**, 1979 (1975); Z. Fisk, H.R. Ott, T.M. Rice, J.L. Smith, *Nature* **320**, 124 (1986); A. Auerbach, K. Levin, w: *Condensed Matter Theories*, red. P. Vashishta, R.K. Kalia, R.F. Bishop (Plenum Press, New York), s. 345.
- [28] F. Steglich, J. Aarts, C.D. Bredl, W. Lieke, D. Messchede, W. Franz, H. Schäfer, *Phys. Rev. Lett.* **49**, 1448 (1979).
- [29] N. Grewe, F. Steglich, w: *Handbook on the Physics and Chemistry of the Rare Earths*, t. 14, red. K.A. Gschneider, Jr., L. Eyring (North-Holland, 1990).
- [30] R. Doradziński, J. Spałek, *Phys. Rev. B* **58**, 3293 (1998).
- [31] H. v. Löhneysen, [3], s. 9689.
- [32] *Physica B* **259–261** (1999).
- [33] M. Imada, A. Fujimori, Y. Tokura, *Rev. Mod. Phys.* **70**, 1039 (1998).
- [34] J.M.D. Coey, M. Viret, S. von Molnar, *Adv. Phys.* **48**, 167 (1999).
- [35] A. Georges, A.G. Kotliar, W. Krauth, M.J. Rozenberg, *Rev. Mod. Phys.* **68**, 13 (1996).
- [36] J.R. Schrieffer, wykład inauguracyjny na konferencji silnie skorelowanych elektronów w Paryżu (1998),

Zastosowania laserów w medycynie ze szczególnym uwzględnieniem chorób nowotworowych*

Alfreda Graczyk, Mirosław Kwaśny, Zygmunt Mierczyk

Instytut Optoelektroniki, Wojskowa Akademia Techniczna, Warszawa

Lasers in medicine, particularly for tumors treatment

Abstract: The paper describes fundamental mechanisms of laser radiation interaction with biological tissue and resulting possibilities of lasers application in medicine. An idea of photodynamic therapy (PDT) is also presented. This therapy consists in selective oxidation of biological material of tumor tissue by singlet oxygen or radical forms. These factors are generated by molecular oxygen dissolved in cells and exogenously introduced photosensitizer that is better cumulated in diseased tissues than in healthy ones as well as by the light of adequate power and wavelength matched to absorption bands of a sensitizer. It allows for selection of tumor tissues and their destroying with simultaneous protection of the healthy ones. Also presented is the method of tumors detection by means of laser induced fluorescence (LIF), i.e. registration of spectra of areas having various fluorescence. These spectra appear under influence of incident radiation that excites adequate fluorising sensitizers (fluorophores) contained in a biological material. Changes in emission spectra of tumor tissues result from qualitative and quantitative difference of fluorophores in an organism. These changes are the basis for analysis of a state of biological tissue in diagnosis of arteriosclerosis, nephrolithiasis, and urolithiasis, and especially of early-stage tumors.

1. Wstęp

Zastosowanie laserów w medycynie staje się coraz bardziej powszechne. Specyficzne właściwości promieniowania laserowego, mające szczególne znaczenie w zastosowaniach medycznych, to jego duża intensywność, monochromatyczność oraz mała rozbieżność wiązki. Dzięki tym właściwościom lasery stworzyły nowe możliwości operacyjne, zwłaszcza w zabiegach endoskopowych i laparoskopowych. Umożliwiły one również rozwój wielu nowych technik diagnostycznych.

Ze względu na zastosowania wynikające z charakteru oddziaływania na tkankę, lasery stosowane w urządzeniach medycznych dzieli się umow-

nie na wysokoenergetyczne (chirurgiczne) i niskoenergetyczne (biostymulacyjne). Lasery wysokoenergetyczne są stosowane w zestawach przeznaczonych do destrukcji lub usuwania tkanki (cięcie, odparowanie i koagulacja). Lasery niskoenergetyczne znalazły zastosowanie w terapii bólu, medycynie sportowej, dermatologii, reumatologii i stomatologii. Są również stosowane w diagnostyce i terapii nowotworów metodą fotodynamiczną.

Działanie promieniowania laserowego na tkankę biologiczną zależy w dużej mierze od własności absorpcyjnych i rozproszeniowych tej tkanki oraz od charakterystyk promieniowania laserowego, w tym od długości fali generowanego

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

promieniowania, rodzaju pracy lasera (ciągła czy impulsowa), wartości jego parametrów wyjściowych, takich jak gęstość mocy i energii, wartość mocy (średniej mocy) i energii, czas ekspozycji (długość impulsu, częstość jego powtarzania). Promieniowanie laserowe padające na tkankę ulega częściowemu odbiciu, rozproszeniu i absorpcji. Rozproszenie i absorpcja promieniowania zależy od właściwości tkanki i od długości fali promieniowania, natomiast odbicie dodatkowo zależy od kąta padania promieniowania na tkankę i jest najmniejsze przy padaniu prostopadłym. Około 5% padającego promieniowania ulega odbiciu Fresnela (tzw. czyste odbicie) od powierzchni tkanki ze względu na różnice wartości współczynników załamania tkanki i otaczającego ją ośrodka. Pozostała część wnika do tkanki i podlega procesowi wielokrotnego rozpraszania i absorpcji. Zaabsorbowana przez tkankę energia świetlna w zasadniczej części przekształcona zostaje w ciepło, które podnosi temperaturę tkanki. W wyniku przejść promienistych część zaabsorbowanej energii może być również wyemitowana w postaci promieniowania fluorescencyjnego.

Tkanka jest – w przeciwieństwie do innych ciał stałych – ośrodkiem silnie niejednorodnym i w jej przypadku największy udział w procesie osłabienia padającego na nią światła ma na ogół zjawisko rozpraszania. Najsilniej rozpraszane są fale o długości zbliżonej co do wartości do odległości międzycząsteczkowych w naświetlanym ośrodku, ponadto rozpraszanie następuje również na niejednorodnościach struktur komórkowych.

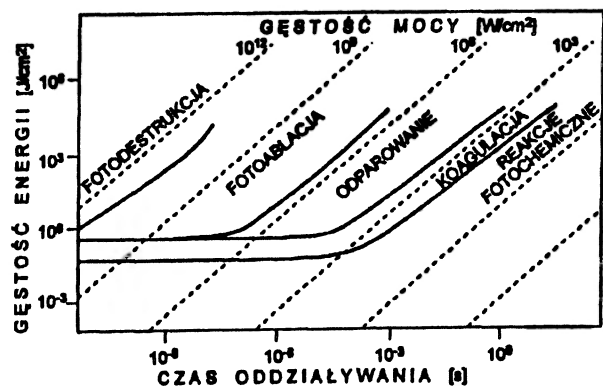
W zależności od mocy promieniowania i czasu działania promieniowania laserowego na tkankę rozróżnia się następujące mechanizmy oddziaływania: fotochemiczne (fotostymulacja, metoda fotodynamiczna), termiczne (koagulacja, odparowanie), fotoablacyjne (nietermiczne usuwanie tkanki) i elektromechaniczne (fotodestrukcja).

Zakres występowania tych różnych typów oddziaływań ilustruje rys. 1, gdzie uwzględniono również inny ważny parametr wiązki laserowej, jakim jest gęstość mocy promieniowania.

2. Oddziaływania fotochemiczne

Reakcje fotochemiczne są obserwowane przy bardzo małych wartościach gęstości mocy promieniowania laserowego, poniżej 10 mW/cm^2 . Ten

rodzaj oddziaływania promieniowania laserowego na tkankę biologiczną wykorzystuje się w biostymulacji i w metodzie fotodynamicznej. Wpływ niskoenergetycznego promieniowania laserowego na organizm człowieka nie został jeszcze w pełni wyjaśniony. Ostatnio przeważa przekonanie o istnieniu informacyjno-energetycznego aspektu laseroterapii [2]. Obserwuje się przekazywanie energii drogą bezpromienistą do odległych i ważnych struktur, stwierdzając w nich przemiany fotochemiczne analogiczne do zachodzących pod wpływem światła zewnętrznego. Stwierdzono niewątpliwą wpływ promieniowania laserowego na zwiększenie tempa syntezy kolagenu, białek oraz kwasu DNA, a także zmiany zachodzące w potencjale błon komórkowych. Laseroterapia niskoenergetyczna wywiera wpływ na układ immunologiczny człowieka: np. w reumatoidalnym zapaleniu stawów promieniowanie lasera wywiera wpływ immunosupresyjny, podczas gdy w gojeniu ran objawia się ono wzmożoną aktywnością żerną monocytów i neutrofilów.



Rys. 1. Zakresy występowania różnych typów oddziaływań promieniowania laserowego na tkankę biologiczną (wg [1]).

W procesie biostymulacji laserowej zastosowanie znajdują lasery ciągłego działania He-Ne (632,8 nm) i półprzewodnikowe (670 nm, 830 nm) oraz impulsowe lasery półprzewodnikowe (904 nm). W zakresie 600–1200 nm występuje tzw. okno optyczne (terapeutyczne) skóry. W oknie tym promieniowanie ma możliwość głębszego wnikania do tkanek. Promieniowanie lasera He-Ne wnika na głębokość 10–15 mm, zaś promieniowanie o długości fali 904 nm – na głębokość 20–50 mm.

3. Oddziaływanie w procesie terapii fotodynamicznej

Metoda terapii fotodynamicznej (PDT) polega na selektywnym utlenieniu materiału biologicznego tkanki nowotworowej przez tlen singletowy lub formy rodnikowe. Czynniki te generowane są przez rozpuszczony w komórkach tlen molekularny, wprowadzony egzogennie barwnik (fotosensybilizator, fotouczulacz) lepiej akumulujący się w chorych niż w zdrowych tkankach, oraz przez światło o odpowiedniej mocy i długości fali dopasowanej do pasm absorpcji barwnika. Pozwala to na wybiórcze niszczenie tkanek nowotworowych, chroniąc jednocześnie tkanki zdrowe. Metoda stosowana jest do leczenia nowotworów skóry, dróg moczowo-płciowych, płuc, przełyku, języka, gardła, żołądka, jelit, pęcherza moczowego. Pośrednia diagnostyka nowotworów polega na lokalizacji metodami fluorymetrycznymi fotouczulaczy zaabsorbowanych w zmienionych chorobowo tkankach. Metoda PDT w porównaniu z tradycyjnymi metodami leczenia nowotworów (chirurgia, naświetlanie, chemioterapia) jest bardziej selektywna, ogólnie dobrze tolerowana, daje dobre efekty kosmetyczne, może być wielokrotnie powtarzana i ponadto łączy się z diagnostyką. Ostatnio zaczyna być stosowana śródoperacyjnie jako technika wspomagająca zabiegi chirurgiczne lub towarzyszy innym metodom. Oprócz onkologii znajduje zastosowanie w leczeniu zmian nienowotworowych, w dermatologii, w inaktywacji wirusów we krwi oraz w usuwaniu blaszek miażdżycowych z naczyń tętniczych [3].

Klasyczna technika PDT składa się z następujących etapów: 1) wprowadzenie do organizmu dożylnie fotosensybilizatora w ilości 1–2 mg/kg ciała, 2) naświetlenie nowotworu światłem dopasowanym do pasm absorpcji barwnika po osiągnięciu optymalnej różnicy stężeń barwnika w tkankach nowotworowych i zdrowych, zwykle w czasie 24–72 godzin po iniekcji, 3) leczenie pooparzeniowe blizn.

Końcowy, cytotoksyczny efekt zależy głównie od własności fotosensybilizujących barwnika, jego zdolności do retencji w tkankach nowotworowych, ilości doprowadzonego światła i stopnia utleniania tkanek. Fotouczulacz po dożylniej iniekcji absorbuje się początkowo we wszystkich tkankach, ale wydalą się w różnym stopniu w za-

leżności od tkanki. Z większości zdrowych tkanek jest usuwany już po kilkunastu godzinach, w tkankach nowotworowych pozostaje kilka dni. Dla prowadzenia prawidłowego zabiegu metodą PDT konieczny jest monitoring stężenia fotosensybilizatorów w tkankach, ich powierzchniowego rozkładu, stopnia utleniania hemoglobiny i natężenia światła w czasie prowadzenia terapii fotodynamicznej. Parametry te bowiem bezpośrednio decydują o skuteczności leczenia. Ich kontrola zapobiega konieczności wielokrotnego powtarzania zabiegu.

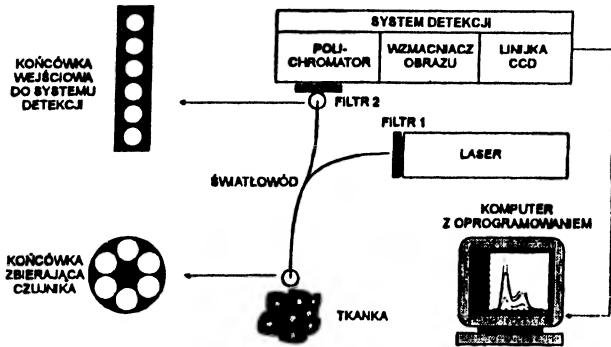
Wiele ośrodków badawczych wykorzystuje metodę laserowo indukowanej fluorescencji (LIF) do analizowania stanu tkanek biologicznych w diagnostyce miażdżycy, kamicy nerkowej i moczowej, a przede wszystkim wczesnych faz nowotworów [4]. Optyczne metody spektralne (metody optycznej biopsji) w przeciwieństwie do badań histopatologicznych są nieinwazyjne, nie wymagają pobierania materiału poprzez biopsję cienkoigłową, ilość analizowanego materiału jest nieograniczona, promieniowanie doprowadzane i odbierane jest światłowodami, sygnały są mierzone w czasie rzeczywistym, te same obszary można analizować wielokrotnie.

Detekcja nowotworów metodą LIF polega na rejestracji obszarów o różnej fluorescencji pod wpływem padającego promieniowania pobudzającego odpowiednie barwniki fluoryzujące (fluorofory) zawarte w materiale biologicznym. Mechanizm zmian w widmach emisji chorych tkanek tłumaczony jest różnicą ilościową i jakościową fluoroforów, zmianą ich równowagi redoks, różną zawartością w tkankach absorbujących, lecz nie fluoryzujących chromoforów, zmianami struktury pozakomórkowej matrycy i ilości warstw komórkowych nabłonka [5].

Na rysunku 2 przedstawiono schemat spektrometru światłowodowego opracowanego w Instytucie Optoelektroniki WAT, który przeznaczony jest do rejestracji widm fluorescencji tkanek wzbudzonych promieniowaniem laserowym.

W układzie detekcyjnym spektrometru zastosowano miniaturowy monochromator siatkowy z linijką CCD. Czujnik światłowodowy (kateter) zbudowany jest z centralnego światłowodu, w którym prowadzone jest światło laserowe, i koncentrycznie rozmieszczonych 6 światłowodów do zbierania światła fluorescencji. Rozproszone na tkance

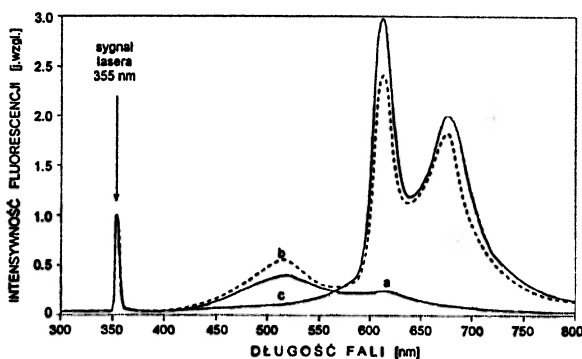
laserowe promieniowanie wzbudzaające i promieniowanie fluorescencji pada na szczelinę wejściową monochromatora.



Rys. 2. Ogólny schemat systemu ze spektrometrem światłowodowym do diagnostyki nowotworów.

W torze wzbudzenia spektrometru stosowane następujące lasery: III harmoniczna YAG:Nd³⁺ (355 nm), He-Cd (442 nm), II harmoniczna YAG:Nd³⁺ (532 nm) i laser He-Ne (632,8 nm). Zastosowanie różnych długości fal wzbudzenia umożliwia analizę materiału biologicznego w różnych rodzajach tkanek i na różnej głębokości; dostarcza to dodatkowych informacji o rozmiarach i położeniu nowotworów.

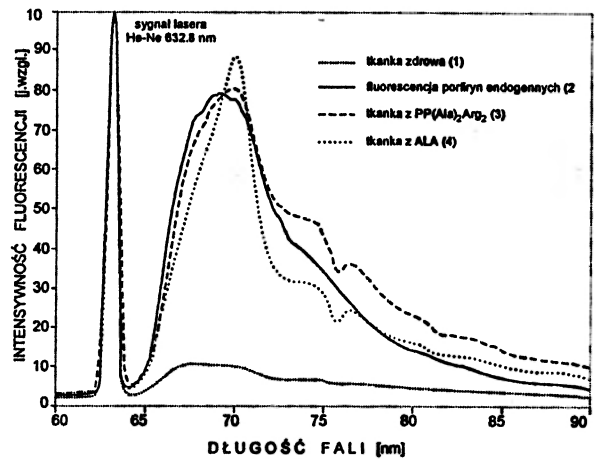
Na rysunku 3 pokazano charakterystyczne widma fluorescencji różnych tkanek wzbudzonych III harmoniczną lasera YAG:Nd³⁺, zarejestrowane w układzie spektrometru światłowodowego.



Rys. 3. Widma emisji tkanek przy wzbudzeniu III harmoniczną lasera YAG:Nd³⁺ (355 nm); a) tkanka zdrowa, b) nowotwór myszy z preparatem PP(Ala)₂(Arg)₂, c) PP(Ala)₂(Arg)₂ „in vitro”.

Na rysunku 4 pokazano przykłady znormalizowanych widm emisji porfiryn różnego pochodzenia w organizmie ludzkim. Dla skóry normal-

nej poziom endogennych porfiryn jest niski. Określone przy pomocy wzorców przybliżone ich stężenie wynosi 0,1–0,5 ppm (krzywa 1). W przypadku choroby starczego zrogowacenia skóry obserwuje się kilkakrotnie zwiększony poziom endogennych porfiryn (krzywa 2). Podobnie wprowadzenie egzogennych porfiryn (PP(Ala)₂Arg₂, krzywa 3) i zwiększona synteza PP wywołana działaniem kwasu ALA (krzywa 4) wywołuje odpowiednio wyższy poziom fluorescencji.



Rys. 4. Porównanie poziomu fluorescencji porfiryn różnego pochodzenia w organizmie.

Opracowane układy diagnostyczne umożliwiają oznaczanie poziomu egzogennych fotosensybilizatorów w organizmie ludzkim, w tym również w narządach wewnętrznych.

Połączenie możliwości pomiarowych stężenia fotosensybilizatora oraz stopnia utlenowania hemoglobiny w czasie pozwala na monitoring czynników wpływających na końcowy wynik terapii fotodynamicznej i świadomą regulację natężenia promieniowania terapeutycznego. Na przykład, przy zbyt szybkim zużyciu tlenu należy zmniejszyć gęstość mocy promieniowania, aby nie doprowadzić do rozkładu fotochemicznego uczulaczy. Kontrolowane prowadzenie terapii fotodynamicznej chroni przed koniecznością wielokrotnego jej powtarzania.

Przeprowadzone wstępne badania kliniczne wykazały przydatność układów fluorymetrycznych do oznaczania również endogennych fluoroforów, których poziom ulega zmianom przy występowaniu niektórych chorób. Metoda autofluorescencji jest całkowicie nieinwazyjna i może ode-

grać ważną rolę przy wskazywaniu miejsc do pobierania wycinków tkanek do badań histopatologicznych.

4. Oddziaływanie termiczne

Oddziaływanie termiczne obserwuje się dla gęstości mocy o wartościach powyżej 1 W/cm^2 . Efekty oddziaływania zależą od temperatury, jaką możemy wywołać w tkance oświetlając ją laserem. Promieniowanie laserów niskoenergetycznych wywołuje podwyższenie temperatury tkanki nie więcej niż o $0,1\text{--}0,5^\circ\text{C}$. W przypadku laserów wysokoenergetycznych (do 100 W) możliwe jest uzyskanie temperatury $> 150^\circ\text{C}$.

Do temperatury 45°C nie obserwuje się żadnych zmian w tkance – odprowadzenie ciepła zapobiega ewentualnym zmianom. W pobliżu temperatury 45°C (hipertermia) można oczekiwać tzw. efektu „usiadania” tkanki – zapadania się w wyniku rozrywania makromolekuł oraz zmiany struktur błony komórkowej.

W przedziale temperatur $45\text{--}60^\circ\text{C}$ rozrywane zostają błony komórkowe, białka wychodząc na zewnątrz tworzą łańcuchy, występuje spiekanie tkanek. Przy temperaturze 60°C następuje nekroza tkanek w wyniku ich koagulacji. Przy 100°C obserwuje się ostrą nekrozę i pełne rozbicie struktur tkanki. Przy 150°C tkanka szybko odparowuje.

Pośród wielu wykorzystywanych tu laserów wymienić należy laser molekularny na dwutlenku węgla CO_2 , laser argonowy Ar^+ i laser na ciele stałym Nd:YAG. Laser argonowy koaguluje naczynia włoskowate, $H = 25\text{--}570 \text{ J/cm}^2$, $t = 0,5 \text{ s}$ (mała głębokość penetracji: $0,5\text{--}2,5 \text{ mm}$), zaś laser Nd:YAG – naczynia o większych średnicach, $H = 600\text{--}2000 \text{ J/cm}^2$, $t = 2 \text{ s}$ (głębokość penetracji $2\text{--}8 \text{ mm}$).

Termiczna destrukcja tkanki przez promieniowanie lasera zależy od pięciu parametrów: wejściowej mocy lasera (energii impulsu), czasu ekspozycji (czasu trwania impulsu), rozmiaru plamki promieniowania, przewodności cieplnej tkanki i współczynnika absorpcji dla danej długości fali [6].

Termiczne oddziaływanie promieniowania laserowego z tkanką dotyczy takich procesów, jak cięcie tkanki i jej koagulacja oraz rekanalizacja naczyń. Najczęściej stosowanym tu laserem jest la-

ser Ar^+ , który oprócz koagulacji naczyń włoskowatych wykorzystuje się do celów hemostatycznych (tamowanie krwawień z wrzodów, żyłaków), w chirurgii plastycznej (usuwanie tatuażu) i przy rekanalizacji naczyń. Laser Nd:YAG wykorzystuje się do tamowania krwawień w przełyku, żołądka i dwunastnicy, w urologii do koagulacji guzów pęcherza moczowego, rozbijania kamieni.

5. Oddziaływanie ablacyjne

Efekty ablacyjne występują w przypadku oddziaływania krótkich impulsów o wartości gęstości mocy powyżej 1 MW/cm^2 na tkankę charakteryzującą się dużą wartością współczynnika absorpcji.

W wyniku oddziaływania lasera, w tkance na bardzo małej głębokości wnikania (kilka μm) zachodzą procesy dysocjacji cząsteczek, następuje gwałtowne rozerwanie struktur komórkowych i ich wyrzucenie. Pozostała część tkanki nie jest podgrzana.

Laserowa ablacja tkanki jest objętościową eksplozją, która spowodowana jest przez rozpad znacznej części materiału (około 5%) na małe cząsteczki w wyniku absorpcji fotonów w objętości, gdzie zachodzi ablacja. Zastąpienie długiego łańcucha białkowego przez małe cząsteczki oraz obecność energii nadmiarowej po zerwaniu wiązań, powoduje lokalny przyrost ciśnienia, który znajduje upust w objętościowej eksplozji.

Metodą ablacji odparowuje się tkankę nowotworową, przeprowadza rekanalizację naczyń krwionośnych, usuwa skrzepy naczyniowe, a także wykonuje niektóre zabiegi w oftalmologii [7].

Wykorzystuje się tu lasery TEA- CO_2 , Er:YAG ($2,9 \mu\text{m}$), Ho:YAG ($2,1 \mu\text{m}$) oraz Nd:YAG ($1,06 \mu\text{m}$), a także lasery z zakresu $450\text{--}500 \text{ nm}$ (barwnikowe), 308 nm (ekscymerowy XeCl) i ok. 200 nm (193 nm ekscymerowy ArF i piąta harmoniczna 213 nm Nd:YAG). Przy doborze odpowiedniego lasera należy pamiętać o strefie uszkodzeń termicznych dookoła obszaru ablacji (dla TEA- CO_2 – $50 \mu\text{m}$, Er:YAG – $30 \mu\text{m}$, ArF – $1 \mu\text{m}$, Nd:YAG – kilka mm).

6. Oddziaływanie elektromechaniczne

Oddziaływanie elektromechaniczne, nazywane również fotodestrukcją, występuje przy bardzo

dużych wartościach gęstości mocy promieniowania laserowego, powyżej 100 MW/cm^2 , i nie zależy od wartości współczynnika absorpcji tkanki. Wykorzystuje się je w przypadku tkanek o dużej wartości transmisji dla promieniowania laserowego [8].

Impuls laserowy o bardzo dużej mocy skupiony zostaje na małej powierzchni. W miejscu skupienia występuje bardzo silne pole elektryczne, rzędu 10^9 V/cm , które powoduje jonizację tkanki. Następuje efekt optycznego przebiccia, powstaje mikroplazma, czyli mikroobszar o rozmiarach $10\text{--}15 \mu\text{m}$ o wysokiej gęstości swobodnych elektronów (o temperaturze około $10\,000 \text{ K}$). Plazma ta zaczyna się bardzo szybko (z prędkością około 4 km/s) rozszerzać. W rezultacie w ośrodku powstaje silna fala uderzeniowa, która prowadzi do powstania sił mechanicznych niszczących strukturę tkanki (ciśnienie wzrasta o $20\text{--}60 \text{ kbar}$). Wzrost ciśnienia objawia się powstaniem tzw. pęcherzyka kawitacyjnego. Oprócz tego mikroplazma świecąca w zakresie widzialnym i bliskiej podczerwieni nagrzewa sąsiednią tkankę. Rozmiar strefy uszkodzenia zależy od długości fali promieniowania, natężenia promieniowania i całkowitej dostarczonej energii, czasu utrzymywania się plazmy, mechanicznych własności tkanki (gęstość, masa, elastyczność). Na przykład dla lasera Nd:YAG, promień całkowitej destrukcji w przypadku impulsów o energii 1 mJ nie przekracza $1,1 \text{ mm}$.

Dla celów klinicznych niezbędna jest zawsze sekwencja kilku impulsów laserowych, po której pęcherzyki kawitacyjne są większe, większe są też zniszczenia naświetlanej tkanki. Aby tego nieko-

rzystnego zjawiska uniknąć, należy stosować impulsy o mniejszej energii i krótszym czasie trwania. I tak np. dla impulsów pikosekundowych o czasie trwania $30\text{--}40 \text{ ps}$ energia potrzebna do uzyskania efektu przebiccia optycznego jest niższa $15\text{--}90$ razy aniżeli dla impulsów nanosekundowych. Opisany wyżej efekt mechanicznego działania wiązki laserowej w mikroobszarze wykorzystywany jest głównie w mikrochirurgii przedniego odcinka oka.

Literatura

- [1] W. Nowakowski, „Oddziaływanie promieniowania laserowego z tkanką biologiczną”, *Materiały VII Krajowej Szkoły Optoelektroniki, Zegrze 1993 r.*
- [2] T.I.Karu, *IEEE J. Quantum Electron.* **QE-23**, 1703 (1987).
- [3] T. Andersson, R. Berg, J. Johansson, D. Killander, K. Svanberg, S. Svanberg, Y. Yuonlong, *Proc. SPIE* **1645**, 187 (1992).
- [4] M. Kwaśny, Z. Mierczyk, „Zastosowanie fluorymetrycznych metod analizy w diagnostyce wczesnych faz nowotworów”, w: *Fotodynamiczna metoda rozpoznawania i leczenia nowotworów*, red. A. Graczyk (Dom Wydawniczy BELLONA, Warszawa 1999).
- [5] M. Kwaśny, Z. Mierczyk, A. Graczyk, „Investigations of hematoporphyrine emission properties”, w: *Laser Technology IV: Applications in Medicine*, red. W. Woliński, T. Kęćik, *Proc. SPIE* **2203**, 112 (1995).
- [6] W. Cheong, S.A. Prahl, A.J. Welch, *IEEE J. Quantum Electron.* **26**, 2166 (1990).
- [7] T. Kęćik, *Lasery w okulistyce* (PZWL, Warszawa 1984).
- [8] Z. Niechoda, M. Nowicki, „Usuwanie tkanki na skutek działania promieniowania laserowego”, w: *Zarys klinicznych zastosowań laserów* (D.W. ANKAR, Warszawa 1995).

Spinowy stan Peierlsa*

Michael Weiden

The Boston Consulting Group, Boston, Massachusetts, USA

Spin-Peierls state

Abstract: For many years low-dimensional spin systems have been one of the leading subjects of solid state research. A prominent substance exhibiting such properties is CuGeO_3 . The discovery of the spin-Peierls state in this compound has opened the way for new findings concerning the interplay between magnetic and crystal lattice interactions.

1. Wstęp

Niektóre cechy fizyczne jednowymiarowych układów spinów stały się ostatnio tematem ożywionych badań. Charakterystyczne dla takich układów są łańcuchy jonów magnetycznych, utworzone w strukturze krystalicznej. Mogą wzdłuż nich zachodzić najróżniejsze oddziaływania, np. oddziaływanie efektywne między rdzeniami atomowymi, które przyjmuje postać fononów, czyli kwantów drgań sieci, odgrywających ważną rolę w wielu mechanicznych i cieplnych właściwościach ciał stałych. Natomiast oddziaływanie efektywne między spinami elektronów prowadzi do magnonów, czyli wzbudzeń gęstości spinów, określających właściwości magnetyczne ośrodka.

Sytuacja staje się szczególnie interesująca, gdy wzbudzenia elementarne różnej natury zaczynają oddziaływać pomiędzy sobą. Procesy takie mogą prowadzić nawet do zmian w strukturze kryształu, co dzieje się np. w przypadku niestabilności Peierlsa, gdy oddziaływanie między elektronami i fononami prowadzi (oprócz przejścia metal-izolator) do strukturalnej przemiany fazowej. Występowanie tego zjawiska zostało potwier-

dzone w wielu doświadczeniach. W związku z tym naturalne pytanie do teoretyków brzmi: czy są jeszcze inne oddziaływania, które mogłyby mieć aż tak drastyczne konsekwencje?

Okazuje się, że takie oddziaływania zachodzą wtedy, gdy spin elektronów jest szczególnie silnie sprzężony z fononami. Wówczas w jednowymiarowych układach spinów może utworzyć się wyjątkowo rzadki i niezwykły stan podstawowy sieci – spinowy stan Peierlsa. Wskutek sprzężenia układu spinów z fononami w łańcuchu momentów magnetycznych o spinie $S = 1/2$, spontanicznie powstają pary tych momentów, tzw. dimery, co z kolei prowadzi do strukturalnej przemiany fazowej i utworzenia niemagnetycznego stanu podstawowego.

Pierwsze teoretyczne przewidywania możliwości powstawania spinowego stanu Peierlsa pochodzą z roku 1962 [1]. Zainteresowanie teoretyków przejściem fazowym do spinowego stanu Peierlsa utrzymywało się także w następnych latach [2–4]. Mimo to dopiero po niemal 10 latach otrzymano pierwsze doświadczalne potwierdzenie występowania spinowego stanu Peierlsa w soli organicznej z przeniesieniem ładunku [5].

* Artykuł, opublikowany w *Physik in unserer Zeit* 30, nr 1, 6 (1999), został przetłumaczony za zgodą Wydawcy [Translated with permission. Copyright ©1999 by WILEY-VCH Verlag GmbH] (przyp. Red.).

Także niezbyt szybko odkryto ów stan podstawowy w nielicznych innych związkach organicznych [6,7]. Wspólną cechą wszystkich tych związków jest to, że udaje się wyhodować tylko bardzo niewielkie ich monokryształy, których domieszkowanie jest praktycznie niemożliwe. Wskutek tego możliwości doświadczalnych badań spinowych układów Peierlsa były przez długi czas bardzo ograniczone. Do gwałtownego zwiększenia aktywności badaczy doprowadziło dopiero odkrycie, że spinowe przejście Peierlsa zachodzi także w nieorganicznym związku CuGeO_3 (według terminologii chemicznej: germanianie miedzi; w literaturze anglojęzycznej: cuprate – J.G.). W ostatnich latach niewiele innych związków chemicznych było tematem tak wielu ożywionych dyskusji w literaturze naukowej.

Można stosunkowo łatwo otrzymać duże monokryształy CuGeO_3 bardzo dobrej jakości. Umożliwia to badania zarówno magnetycznych, jak i strukturalnych właściwości spinowego układu Peierlsa. Ponadto CuGeO_3 stwarza po raz pierwszy szansę badania wpływu domieszkowania na stan podstawowy sieci. Domieszkowanie może z jednej strony prowadzić do przerywania łańcuchów, które w nie zaburzonym kryształie są teoretycznie nieskończenie długie, a z drugiej – wzmocnić sprzężenie między poszczególnymi łańcuchami. Dzięki temu można badać zarówno korelacje spinowo-spinowe w obrębie jednego łańcucha, jak i oddziaływania między łańcuchami.

2. Spinowe przejście Peierlsa

W większości układów magnetycznych, poniżej pewnej skończonej temperatury występuje antyferromagnetyczne lub ferromagnetyczne uporządkowanie dalekiego zasięgu. Nie jest ono możliwe w idealnym jednowymiarowym układzie łańcuchowym, w którym oddziaływania magnetyczne występują tylko w obrębie łańcuchów. Ze względu na fluktuacje momentów magnetycznych uporządkowanie dalekiego zasięgu w takich układach może powstać dopiero po obniżeniu temperatury do 0 K. Aby mogło zajść uporządkowanie w temperaturze $T > 0$ K, konieczne jest występowanie choćby słabych oddziaływań magnetycznych między łańcuchami.

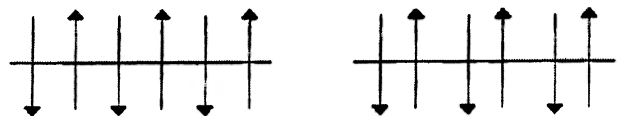
Zupełnie innego typu uporządkowanie może powstać wtedy, gdy oprócz jednowymiarowego

oddziaływania spinowo-spinowego w łańcuchach istnieje sprzężenie z trójwymiarowym układem fononów. Jest to sprzężenie układu magnetycznego z siecią krystaliczną. Współdziałanie dwóch różnych mechanizmów oddziaływania prowadzi do uporządkowania dalekiego zasięgu. W układach antyferromagnetycznych zwane jest ono spinowym uporządkowaniem Peierlsa ze względu na duże podobieństwo do obserwowanego w kwaziejednowymiarowych metalach zwykłego uporządkowania Peierlsa.

Idealny spinowy układ Peierlsa składa się z łańcuchów antyrównolegle ustawionych spinów $1/2$, przy czym w obrębie każdego łańcucha występuje tylko oddziaływanie antyferromagnetyczne (opisywane przez tzw. całkę wymiany J) między najbliższymi sąsiadami (rys. 1), natomiast nie ma magnetycznych oddziaływań międzyłańcuchowych. W związku z tym korelacje magnetyczne w obrębie łańcuchów opisuje hamiltonian Heisenberga

$$H = J \sum_i S_i \cdot S_{i+1} . \quad (1)$$

Całka wymiany J między sąsiednimi spinami jest jednakże funkcją odległości tych spinów, zatem wszelkie odkształcenia (np. sprężyste) łańcuchów wpływają także na hamiltonian spinowy. Odkształcenie takie mogą np. wywołać fonony, które mają składową drgań w kierunku łańcucha.



Rys. 1. Schematyczny obraz jednorodnego łańcucha antyferromagnetycznego (po lewej) oraz łańcucha dimerowego (po prawej).

Tego rodzaju efekty można formalnie uwzględnić we wzorze (1) przez dodanie członu oddziaływania spinowo-fononowego o stałej sprzężenia λ oraz odkształceniu sieci u_i w miejscu, gdzie znajduje się i -ty spin [9]. Ponadto analiza energetyczna problemu wykazuje, że należy dołączyć także człon związany z energią sprężystą samej sieci krystalicznej, którego wartość zależy od stałej sprężystości kryształu K :

$$H = J \sum_i S_i \cdot S_{i+1} + \frac{\lambda}{a} \sum_i u_i S_i \cdot S_{i+1} + \frac{K}{2} \sum_i (u_{i+1} - u_i)^2 \quad (2)$$

(a jest średnią odległością między momentami magnetycznymi). Układ magnetyczny opisywany przez ten hamiltonian pozostaje jednowymiarowy, lecz trójwymiarowy charakter fononów wywołujących zaburzenie automatycznie wprowadza oddziaływanie między łańcuchami i dzięki temu umożliwia osiągnięcie uporządkowania w temperaturze większej od zera bezwzględnego.

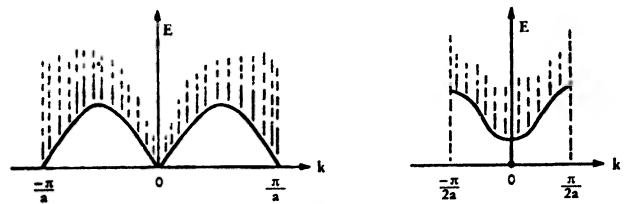
Jednorodny łańcuch przyjmuje wskutek oddziaływania z fononami poniżej pewnej krytycznej temperatury T_{SP} postać zdimeryzowaną. Przy tym sąsiadujące jony ulegają przesunięciu ze swych położeń w taki sposób, że ich odległości stają się na przemian nieco większe i nieco mniejsze od stałej sieci (rys. 1). Wskutek tego także magnetyczna całka wymiany J , która zależy od odległości między jonami, przyjmuje postać modulowaną. Modulacja ta jest charakteryzowana przez parametr δ , przy czym $\delta = 0$ odpowiada łańcuchowi jednorodnemu. Człon magnetyczny H_m hamiltonianu (2) przy założeniu liniowej zależności J od odległości między jonami przybiera zatem poniżej temperatury T_{SP} postać [10]

$$H_m = J \sum_i [(1 + \delta) S_{2i} \cdot S_{2i+1} + (1 - \delta) S_{2i} \cdot S_{2i-1}]. \quad (3)$$

W takim obrazie przemiana fazowa w temperaturze T_{SP} jest wynikiem wewnętrznej niestabilności układu heisenbergowskiego, związanej z tym, że dimeryzacja zmniejsza jego energię magnetyczną. Jeśli spadek energii jest większy od wzrostu energii sprężystości sieci wskutek jej zaburzenia, to spinowy stan Peierlsa jest trwały jako stan o najmniejszej energii całkowitej. Dimeryzacja zaczyna się w temperaturze T_{SP} i narasta w sposób ciągły przy ochładzaniu kryształu, aż osiągnie maksymalny stopień dla $T = 0$ K; zachodzi wtedy przemiana fazowa drugiego rodzaju. Odpowiednim parametrem porządku jest odkształcenie sieci krystalicznej, bezpośrednio skorelowane z wielkością przerwy wzbronionej w widmie wzbudzeń magnetycznych [11].

Zmniejszenie się energii magnetycznej wskutek dimeryzacji jest następstwem postaci widma wzbudzeń jednorodnego heisenbergowskiego łańcucha spinów $S = 1/2$ [12]. Dla liczby falowej $k = 0, \pm\pi/a$ energia E tego widma osiąga zero (rys. 2), zatem fluktuacje temperatury prowadzą do obsadzenia również stanów wzbudzonych o małej energii. Nawet w temperaturze 0 K wystę-

puje degeneracja stanu podstawowego. W konsekwencji antyferromagnetyczny stan Néela nie jest prawdziwym stanem własnym operatora Hamiltona – nawet dla $T = 0$ K nie ma uporządkowania dalekiego zasięgu. Podatność magnetyczna kryształu nie jest równa zero. Pojęcie „stan Néela” odnosi się tu łącznie do dwóch podsieci; w obrębie każdej z nich momenty magnetyczne są ustawione równolegle, lecz obie podsieci są do siebie wzajemnie antyrównoległe.



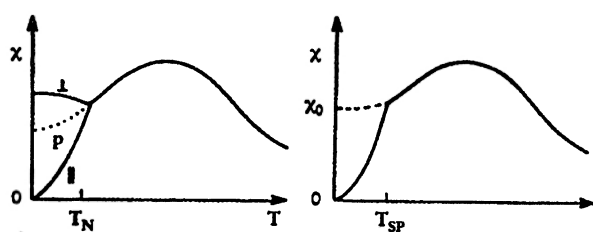
Rys. 2. Widmo wzbudzeń łańcucha jednorodnego (po lewej) oraz łańcucha dimerowego (po prawej). W drugim przypadku powstaje przerwa wzbroniona, natomiast w przypadku jednorodnym widmo osiąga $E = 0$ dla $k = 0, \pm\pi/a$ [12].

Widmo wzbudzeń magnetycznych w sieci zdimeryzowanej wykazuje przerwę energetyczną, która usuwa degenerację stanu podstawowego (rys. 2). W związku z tym fluktuacje cieplne nie mogą już prowadzić do obsadzenia stanów wzbudzonych i energia magnetyczna maleje. Dlatego poniżej temperatury krytycznej porządkowania T_{SP} podatność magnetyczna ochładzanego kryształu wykładniczo się zmniejsza (rys. 3 i 5). Jeśli ponadto całka wymiany J zależy od odległości między jonami silniej niż liniowo, to energia wymiany może także sprzyjać dimeryzacji.

Sytuacja ta bardzo przypomina elektronowe przejście Peierlsa, zachodzące wówczas, gdy na wpół zajęzione pasmo związane z przewodzącym łańcuchem jest niestabilne względem lokalizacji i dimeryzacji elektronów przewodnictwa, co prowadzi do powstania przerwy w pobliżu krawędzi Fermiego. W ten sposób tworzy się zajęte pasmo walencyjne i puste pasmo przewodnictwa, energia elektronów zmniejsza się, a kryształ ulega przemianie z metalu w izolator.

Możliwy zysk energetyczny dzięki spinowemu przejściu Peierlsa jest znacznie mniejszy w przypadku spinów połówkowych $S > 1/2$, ponieważ wówczas bardzo szybko zmniejszają się fluktuacje kwantowe. Prawdopodobnie wskutek tego

spinowe przejście Peierlsa zaobserwowano dotychczas tylko w układach o spinach $S = 1/2$. Dla układów o spinach całkowitych znana jest tzw. hipoteza Haldane'a, która mówi, że wówczas przerwa wzbroniona powstaje nawet bez dimeryzacji. Oprócz wartości spinu, na tworzenie się spinowego stanu Peierlsa może mieć także wpływ domieszkowanie; skończone łańcuchy mają przerwę w widmie wzbudzeń, której szerokość jest odwrotnie proporcjonalna do liczby jonów w łańcuchu. W związku z tym po przekroczeniu pewnej krytycznej długości łańcucha wzrost energii magnetycznej, możliwy dzięki spinowemu przejściu Peierlsa, byłby tak mały, że taki stan nie może się utworzyć – domieszkowanie niszczy spinowe uporządkowanie Peierlsa [12].



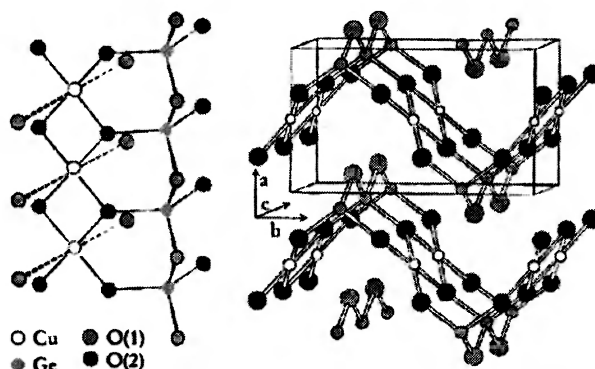
Rys. 3. Podatność magnetyczna jednowymiarowego układu porządkującego się w temperaturze T_N (po lewej) i spinowego układu Peierlsa (po prawej). W przypadku antyferromagnetyzmu podatność (\perp) w kierunku prostopadłym do kierunku uporządkowania momentów magnetycznych pozostaje większa od zera także w temperaturze $T = 0$ K, natomiast składowa równoległa (\parallel) maleje do zera. Symbolem (P) oznaczono zależność dla proszku (polikryształu). W przypadku spinowego uporządkowania Peierlsa podatność w temperaturach mniejszych od T_{SP} maleje wykładniczo do zera niezależnie od kierunku. Linia przerywaną pokazano zależność dla jednowymiarowego układu bez uporządkowania.

Ogólnie biorąc, w rzeczywistych układach oprócz oddziaływań w obrębie łańcuchów występuje skończone trójwymiarowe spinowe oddziaływanie międzyłańcuchowe. Dochodzi zatem do czegoś w rodzaju rywalizacji między oddziaływaniem spinowo-spinowym a spinowo-fononowym. W „klasycznych” układach magnetycznie uporządkowanych, np. przy uporządkowaniu Néela, dominują czyste korelacje spinowe, które prowadzą do uporządkowania trójwymiarowego, powstałego z czysto magnetycznych powodów. Spinowe uporządkowanie Peierlsa wystąpi natomiast w odwrotnym przypadku, czyli przy dominacji sprzężenia spinowo-fononowego. Ta rywalizacja i współzależność różnych oddziaływań w ramach

mieszanej wymiarowości jest z pewnością jednym z powodów nie tylko nieustannego zainteresowania teoretyków naturą spinowego stanu Peierlsa, ale również wcześniejszych i obecnych znacznych wysiłków eksperymentatorów, by doświadczalnie zbadać ten stan podstawowy. Właśnie związek nieorganiczny CuGeO_3 , dzięki doskonałej jakości próbek, stwarza szerokie możliwości takich badań.

3. Spinowy stan Peierlsa w związkach nieorganicznych

Cechą charakterystyczną rombowej struktury krystalicznej CuGeO_3 są łańcuchy atomów Cu, ułożone wzdłuż osi c (rys. 4). Odległość Cu–Cu w łańcuchu wynosi $d_c = 2,941 \text{ \AA}$. W kierunkach a oraz b łańcuchy atomów Cu przedzielone są łańcuchami atomów Ge (rys. 4). Wskutek tego odległości Cu–Cu w kierunkach a oraz b są znacznie większe i wynoszą odpowiednio $d_a = 4,81 \text{ \AA}$ oraz $d_b = 4,245 \text{ \AA}$ [13].

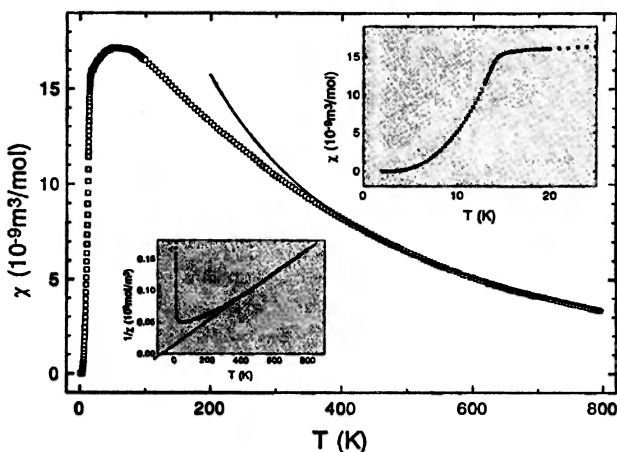


Rys. 4. Struktura krystaliczna CuGeO_3 . Po lewej stronie łańcuch równoległy do osi c w rzucie na płaszczyznę $b-c$; na prawo: przestrzenny widok sieci w kierunku prostopadłym do płaszczyzny $a-b$. Na rysunku po prawej stronie można dostrzec płaszczyznę łupliwości, prostopadłą do osi c . Sprzężenia między zygzakowatymi warstwami są słabe.

Oprócz jednowymiarowości podsieci Cu, związek CuGeO_3 spełnia także wszystkie inne „klasyczne” warunki powstania spinowego stanu Peierlsa [6]: jest izolatorem, jego momenty magnetyczne są związane ze spinem $1/2$, a sprzężenie wzdłuż łańcuchów jest antyferromagnetyczne. Spełnianie dwóch pierwszych warunków jest oczywiste: monokryształy CuGeO_3 są przezroczyste (nie zawierają zatem żadnych swobodnych nośników ładunku elektrycznego), a jedynymi jonami magnetycznymi w tym związku są jony

Cu^{2+} z luką (czyli brakującym elektronem) na powłoce d , a więc o spinie $1/2$.

Spełnianie trzeciego warunku, dotyczącego antyferromagnetycznego sprzężenia wzdłuż łańcuchów, można odczytać z wykresu zależności podatności magnetycznej od temperatury (rys. 5). Widać na nim charakterystyczne maksimum dla temperatury 56 K , związane z korelacjami krótkiego zasięgu wzdłuż łańcuchów. Powstają one wskutek silnego antyferromagnetycznego sprzężenia J_c między sąsiednimi atomami Cu , przekazywanego drogą nadwymiany poprzez atomy $\text{O}(2)$ (rys. 4). Stałe sprzężenia w kierunkach prostopadłych do łańcuchów Cu wynoszą odpowiednio $J_b = 0,1 J_c$ oraz $J_a = -0,01 J_c$ [8]; stosunki sprzężeń magnetycznych w obrębie łańcuchów i prostopadle do nich odzwierciedlają zatem jednowymiarowy charakter struktury.



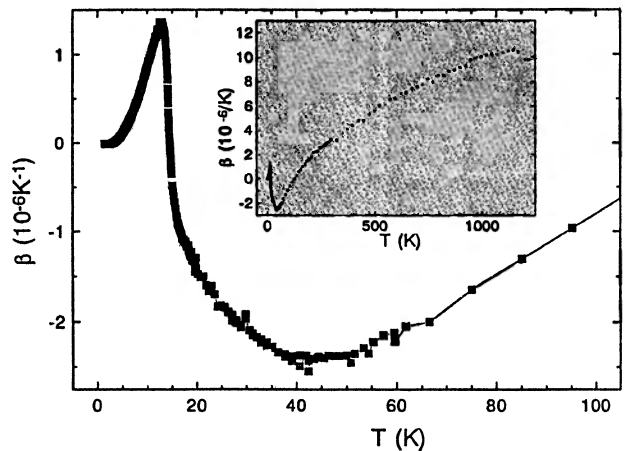
Rys. 5. Wyniki pomiarów podatności magnetycznej CuGeO_3 . Linia ciągła oznaczono zależność dla $T \geq 400\text{ K}$ wynikającą z prawa Curie-Weissa dla momentu magnetycznego swobodnego jonu Cu^{2+} i temperatury Curie-Weissa $\Theta = -98\text{ K}$. Wstawka u dołu: Zależność odwrotności podatności magnetycznej od temperatury z odpowiednim dopasowaniem liniowym, wynikającym z prawa Curie-Weissa. Wstawka u góry: Podatność magnetyczna w niskich temperaturach. Poniżej temperatury T_{SP} podatność maleje wykładniczo.

Również spinowe uporządkowanie Peierlsa można dostrzec bezpośrednio na wykresie podatności magnetycznej. Poniżej temperatury $T_{\text{SP}} = 14,5\text{ K}$ obserwuje się wykładniczy spadek wywołany powstaniem przerwy wzbronionej w widmie wzbudzeń magnetycznych; spiny jonów Cu^{2+} ulegają kondensacji, tworząc niemagnetyczny singlet spinowy [14]. Jest on oddzielony od najbliższego magnetycznie wzbudzonego stanu (try-

pletu) przerwą energetyczną o szerokości $\Delta_{\text{SP}} = 30\text{ K}$ [15].

W wyższych temperaturach ($T \geq 400\text{ K}$) spełnione jest natomiast prawo Curie-Weissa: wzbudzenia termiczne niszczą także korelacje krótkiego zasięgu w łańcuchach. Dzięki dopasowaniu zależności liniowej odwrotności podatności magnetycznej od temperatury, z wartości stałych Curie otrzymuje się moment magnetyczny $\mu = 1,81 \mu_B$, odpowiadający momentowi swobodnego jonu Cu^{2+} : $\mu(\text{Cu}^{2+}) = g\sqrt{S(S+1)}\mu_B$, gdzie $g \approx 2$ oraz $S = 1/2$. Temperatura Curie-Weissa wynosi $\Theta = -98\text{ K}$, odpowiada zatem w przybliżeniu wartości całki wymiany wzdłuż łańcucha Cu ($J_c = -88\text{ K}$) [8].

Właściwości magnetyczne kryształów CuGeO_3 znajdują swe odzwierciedlenie także w zjawisku rozszerzalności cieplnej. W temperaturze T_{SP} obserwuje się silną anomalię, typową dla przemiany fazowej drugiego rodzaju. Powyżej temperatury przemiany rozszerzalność jest anomalna – współczynnik rozszerzalności objętościowej β jest ujemny i wykazuje wyraźne minimum w temperaturze 45 K (rys. 6). Jest to wartość porównywalna z zakresem temperatury, w którym obserwuje się maksimum podatności magnetycznej.

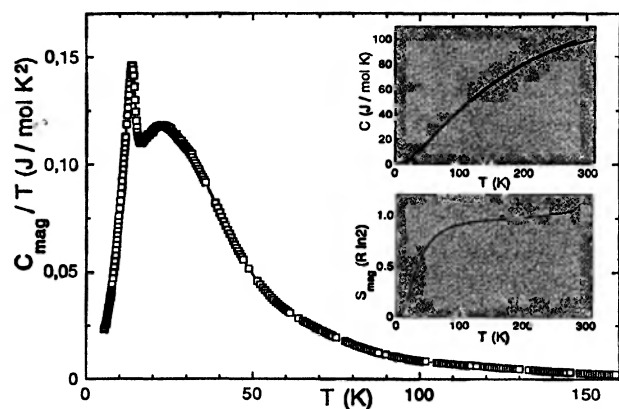


Rys. 6. Współczynnik rozszerzalności objętościowej β polikrystalicznego CuGeO_3 z krawędzią w temperaturze $T_{\text{SP}} = 14,5\text{ K}$ oraz minimum w tym samym zakresie temperatury, w którym podatność magnetyczna wykazuje maksimum.

Fluktuacje magnetyczne są zatem w oczywisty sposób sprzężone z siecią krystaliczną. Współczynnik rozszerzalności objętościowej β staje się dodatni dopiero w temperaturze większej od ok.

150 K. Powyżej takiej temperatury wpływ fluktuacji zaczyna być coraz bardziej tłumiony przez wzbudzenia termiczne. Aż do temperatury 1200 K nie zaobserwowano dalszych anomalii (rys. 6), co wskazuje na to, że w CuGeO_3 nie zachodzi żadna wysokotemperaturowa przemiana fazowa.

Podobnie jak rozszerzalność cieplna, zależność składowej magnetycznej ciepła właściwego od temperatury wykazuje przemianę fazową drugiego rodzaju w temperaturze T_{SP} (rys. 7). Natomiast w pobliżu 30 K fluktuacje magnetyczne powodują wystąpienie kolejnego, szerokiego maksimum. Fluktuacje te wnoszą zdecydowanie największy wkład do entropii magnetycznej. Wartość oczekiwaną dla układu spinów połówkowych, równą $R \ln 2$, osiąga ona dopiero w temperaturze ok. 150 K, w której znika także wpływ fluktuacji magnetycznych na rozszerzalność cieplną.



Rys. 7. Magnetyczna składowa ciepła właściwego CuGeO_3 . Przy spinowym przejściu Peierlsa pojawia się silna anomalia, a kolejne, szerokie maksimum wywołane przez fluktuacje magnetyczne, występuje w temperaturze 30 K. Górna wstawka: dopasowanie typu Debye'a (linia ciągła), wykorzystane do wydzielenia składowej magnetycznej; dolna wstawka: wzrost entropii.

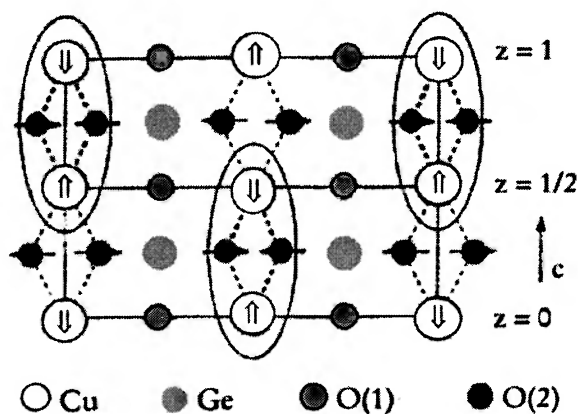
Na podstawie wysokości „skoku” współczynnika rozszerzalności liniowej ($\Delta\alpha$) i ciepła właściwego (Δc_p) w temperaturze T_{SP} , a także objętości molowej CuGeO_3 ($V_{\text{mol}} = 36,07 \text{ cm}^3$), można za pomocą wzoru Ehrenfesta wyznaczyć wartość pochodnej temperatury spinowego przejścia Peierlsa względem ciśnienia hydrostatycznego w temperaturze T_{SP}

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial T_{\text{SP}}}{\partial p} \right)_{p \rightarrow 0} &= T_{\text{SP}} V_{\text{mol}} \frac{3\Delta\alpha}{\Delta c_p} = \\ &= (0,45 \pm 0,06) \text{ K/kbar}. \end{aligned}$$

Znalezioną w ten sposób wartość potwierdziły bezpośrednie pomiary zależności temperatury T_{SP} od ciśnienia hydrostatycznego [16].

Oprócz przerwy wzbronionej w widmie wzbudzeń magnetycznych kolejną ważną cechą charakterystyczną spinowego stanu Peierlsa jest deformacja sieci krystalicznej, zachodząca pod wpływem dimeryzacji. Wykryto ją za pomocą rozpraszania sprężystego neutronów [17]. Co ciekawe, zbliżają się do siebie nie tylko pary atomów Cu, lecz także pary atomów O(2), przekazujących oddziaływania nadwymiany w obrębie łańcuchów (rys. 8). Przesunięcia te w sieci krystalicznej prowadzą ponadto do modulacji antyferromagnetycznego sprzężenia wymiennego w łańcuchach i w ten sposób sprzyjają tworzeniu się singletów spinowych [18]. Zarazem przesunięcia atomów O(2) z ich pierwotnych położeń powodują tworzenie się dimerów w sąsiednich łańcuchach.

Wszystko zatem wskazuje na to, że w soli CuGeO_3 powstaje spinowy układ Peierlsa. Pomimo to otwarte pozostaje pytanie, dlaczego właśnie w tym związku dochodzi do tworzenia się tego bardzo rzadkiego stanu. Ogromna większość innych związków, które w wysokich temperaturach również mają wszystkie wymagane właściwości strukturalne i magnetyczne, wykazuje klasyczną antyferromagnetyczną przemianę fazową w temperaturze porządkowania, która odpowiada energii oddziaływania międzylańcuchowego, zawsze istniejącego w rzeczywistych układach.



Rys. 8. Schematyczny obraz zmian położeń (strzałki) atomów Cu oraz O(2) poniżej temperatury T_{SP} , pokazany na rzucie struktury krystalicznej na płaszczyznę b - c (według [17]). Liniami owalnymi zaznaczono utworzone dimery. Odkształcenie jest bardzo niewielkie – atomy Cu przesuwają się ze swych początkowych położeń jedynie o 0,01 Å.

Jednym z możliwych powodów, dla których właśnie w CuGeO_3 , a nie w innych związkach, zachodzi spinowe przejście Peierlsa, jest istnienie koniecznego do tego sprzężenia magnetospinowego między układem spinów a fononami. Struktura krystaliczna CuGeO_3 w szczególnym stopniu umożliwia dimeryzację łańcuchów, ponieważ kąt między wiązaniami Cu-O(2)-Cu jest stosunkowo łatwo podatny na zmianę – potrzebna do tego energia sprężysta jest w temperaturze T_{SP} względnie niewielka [19].

Sól CuGeO_3 dzięki wielkości i znakomitej jakości swych monokryształów, które można otrzymywać różnymi metodami (zob. Dodatek), jako pierwsza stworzyła możliwość szczegółowego badania fizycznych właściwości spinowego układu Peierlsa i dzięki temu umożliwiła pogłębioną analizę niezwyklej oddziaływań między atomowymi składnikami ciała stałego. Jednakże mechanizmy fizyczne, które właśnie w CuGeO_3 prowadzą do uporządkowania, nie są jeszcze w pełni zrozumiałe i stanowią obecnie temat badań. Ostatnio dyskutowano np. możliwość występowania spinowego układu Peierlsa w nieorganicznym związku $\alpha\text{-NaV}_2\text{O}_5$ [20]; trwają też intensywne poszukiwania innych materiałów o takich właściwościach.

DODATEK

Otrzymywanie monokryształów CuGeO_3

Wytwarzanie polikrystalicznych próbek CuGeO_3 jest stosunkowo łatwe. Starannie sproszkowaną naważkę tlenków GeO_2 oraz CuO w stosunku stechiometrycznym umieszcza się na 72 godziny w szafirowym tyglu w piecu o temperaturze 900–1000°C. Po zakończeniu reakcji próbkę proszkuje się i spieka jeszcze dwukrotnie, by zapewnić jej możliwie dobrą jednorodność. Do wyhodowania monokryształów wykorzystuje się dwie metody: topienie strefowe w piecu optycznym lub wzrost z roztworu wysokotemperaturowego.

W metodzie wzrostu z roztworu wysokotemperaturowego do stechiometrycznej naważki dodaje się 20-procentowy (w jednostkach masy) nadmiar CuO , po czym całość ochładza się powoli w platynowym tyglu od temperatury 1200°C do 1050°C. Wysoka temperatura początkowa jest potrzebna do tego, by otrzymać jednorodny roztwór; oddając tlen, CuO topi się w temperaturze 1080°C, dzięki czemu służy jako topnik. Otrzymane monokryształy są zazwyczaj przejrzystymi płytkami (rys. 9) o błękitnym zabarwieniu i typowych rozmiarach (1–4) mm × (3–6) mm × (1–2) mm, odpowiednio wzdłuż osi a , b oraz c . Po

ochłodzeniu płytki te można z łatwością oddzielić od nadmiarowego tlenku miedziowego.

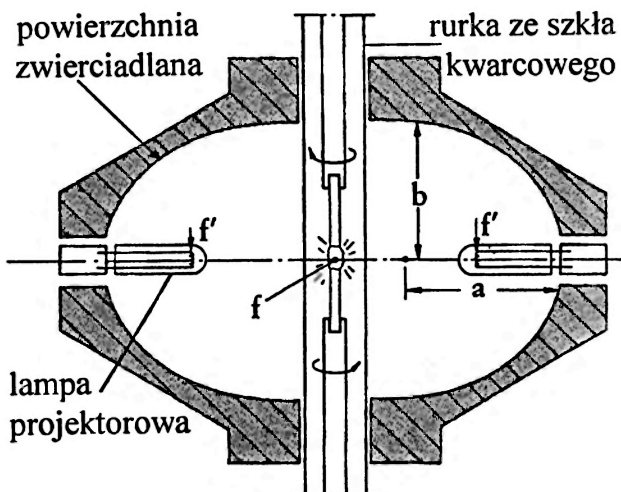


Rys. 9. Zdjęcie monokryształu otrzymanego metodą wzrostu z roztworu wysokotemperaturowego z płaszczyzną łupliwości prostopadłą do osi a . Po lewej stronie widać typowy defekt sieci w takich kryształach – pęknięcie wypełnione tlenkiem miedziowym. Długość krawędzi kryształu wynosi kilka milimetrów.

Zasada działania pieca optycznego wynika z konieczności ogrzania polikrystalicznego materiału wyjściowego do wysokiej temperatury. Zwierciadło stosuje się po to, by zogniskować na tym materiale światło emitowane przez jedną lub kilka lamp. W najprostszym wariantcie można wykorzystać do tego celu jednoogniskowy piec elipsoidalny [21] – w jednym ognisku elipsoidy obrotowej umieszcza się lampę, służącą jako źródło energii promienistej, a w drugim próbkę. Jednakże znacznie bardziej jednorodny rozkład temperatury w próbce otrzymuje się za pomocą dwuogniskowego elipsoidalnego pieca optycznego [22,23]. Jego wewnętrzną powierzchnię stanowią dwie elipsoidy obrotowe, które mają wspólne ognisko; umieszcza się w nim topiony materiał polikrystaliczny. W obu pozostałych ogniskach znajdują się lampy projektorowe, np. lampy halogenowe (rys. 10). Pełnią one funkcję grzejników radiacyjnych; teoretycznie mogą ogrzać próbkę do temperatury włókna żarówki (ok. 2200°C). Zmieniając moc elektryczną lamp, można regulować temperaturę próbki. Układ pomp umożliwia zarówno wzrost kryształów w próżni, jak i w ochronnej atmosferze gazowej.

Tę metodę ogrzewania można wykorzystać w różnych metodach hodowania kryształów, z których najpopularniejsza jest właśnie metoda topienia strefowego. W jednym z jej wariantów wyjściowy materiał w postaci polikrystalicznego pręta wprowadza się do ogniska od góry. W części pręta znajdującej się w ognisku pieca tworzy się strefa stopionego materiału; rosnący w niej monokryształ wraz z dolną częścią pręta

polikrystalicznego wyciąga się w dół, przy czym obie części pręta (górną i dolną) obracają się powoli wokół wspólnej osi w przeciwnych kierunkach (rys. 11). Do zapoczątkowania krystalizacji można wykorzystać zarodek, ale także przewężenie powstałe podczas wyciągania kryształu, w którym zachodzi zorientowany wzrost monokryształu.



Rys. 10. Przekrój dwuogniskowego elipsoidalnego pieca optycznego. W każdym z ognisk elipsy F' znajduje się rozżarzone włókno lampy; strefa topienia tworzy się we wspólnym ognisku F elipsoid obrotowych, których długie półosie wynoszą odpowiednio: $a = 90$ mm, $b = 80$ mm. Otwory wzdłuż osi zwierciadła umożliwiają odpompowanie układu i wprowadzenie materiału wyjściowego.

Wielką zaletą takiej krystalizacji jest fakt, że nie wymaga ona tygla. Ani polikrystaliczny materiał wyjściowy, ani strefa stopiona, ani sam kryształ podczas całego procesu wzrostu nie stykają się z innymi materiałami. Dzięki temu unika się zanieczyszczenia hodowanego kryształu atomami obcych pierwiastków. Następna zaleta jest związana z radiacyjnym ogrzewaniem próbki. W przeciwieństwie do szeroko rozpowszechnionych metod ogrzewania za pomocą prądów wirowych lub wiązek elektronów umożliwia to otrzymywanie monokryształów substancji o właściwościach izolujących (jak CuGeO_3). Ponadto zużycie energii w całym układzie jest znacznie mniejsze niż w metodach wykorzystujących piece elektryczne.

Metoda z użyciem pieca optycznego ma jednak również pewne wady w porównaniu z innymi popularnymi metodami wzrostu kryształów, jak metoda Bridgmana lub Czochralskiego. Po pierwsze, jest ona trudna do kontroli i wymaga precyzyjnego ustawienia pręta wyjściowego, ponieważ promieniowanie emitowane przez lampy jest skupiane w bardzo niewielkiej objętości. Niedokładne ustawienie prowadzi do dużych gradientów temperatury w topionym materiale,

które uniemożliwiają równomierny wzrost monokryształu. Po drugie, metoda ta wymaga przygotowania ma-



Rys. 11. Komputerowo przetworzone zdjęcie kryształu otrzymanego w piecu optycznym po ok. 3 godzinach od rozpoczęcia procesu krystalizacji. Pomimo niewielkiej kontrastowości obrazu, wynikającej z jednorodnie wysokiej temperatury w strefie topienia, wyraźnie widoczne są granice między polikrystalicznym materiałem wyjściowym (u góry), strefą topienia (w środku) i otrzymanym monokryształem (u dołu).

teriału wyjściowego w postaci jednorodnego pręta polikrystalicznego, co w przypadku niektórych substancji może być kłopotliwe.

Tłumaczył z języka niemieckiego
Jerzy Gronkowski
Instytut Fizyki Doświadczalnej UW
Warszawa

Uzupełnienie¹

W pracy przedstawiono tradycyjny mechanizm spinowego przejścia Peierlsa, zakładający silne sprzężenie jednowymiarowego łańcucha spinów (sprzężonych antyferromagnetycznym oddziaływaniem wymiennym typu Heisenberga) z siecią. Mechanizm ten w zastosowaniu do CuGeO_3 jest tylko częściowo słuszny. W pracy K. Fabriciusa i in. (*Phys. Rev. B* **57**, 1102 (1998)) pokazano, że właściwości tego związku, w tym również spinowe przejście Peierlsa, są w istotny sposób zdeterminowane oddziaływaniami wymiennymi zarówno między najbliższymi sąsiadami (jak zakładano w tradycyjnym mechanizmie), jak i oddziaływaniami z następnymi sąsiadami.

¹ Redakcja *Postępów* i tłumacz pragną podziękować prof. Henrykowi Szymczakowi (IF PAN) za napisanie tego uzupełnienia oraz dokonanie poprawek w tłumaczeniu tekstu artykułu.

Wyniki prac teoretycznych jednoznacznie wskazują, że oddziaływania te prowadzą do spontanicznej dimeryzacji spinowej bez dimeryzacji sieci (bez strukturalnego przejścia fazowego). W przypadku CuGeO_3 silne sprzężenie z siecią stabilizuje dimeryzację spinową i wywołuje dimeryzację sieci.

Tak więc, spinowe przejście Peierlsa w CuGeO_3 jest zdeterminowane dwoma mechanizmami: tradycyjnym mechanizmem wynikającym ze sprzężenia spin-foton oraz mechanizmem wymiennym, wynikającym z istnienia w jednowymiarowym układzie spinowym oddziaływań z następnymi sąsiadami.

Literatura

- [1] Ł.N. Bułajewski, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **43**, 968 (1962).
- [2] Z.G. Soos, *J. Chem. Phys.* **43**, 1121 (1965).
- [3] M.E. Pytte, *J. Phys. Chem. Sol.* **31**, 101 (1974).
- [4] M.C. Cross, D.S. Fisher, *Phys. Rev. B* **19**, 402 (1979).
- [5] J.W. Bray i in., *Phys. Rev. Lett.* **35**, 744 (1975).
- [6] I.S. Jacobs i in., *Phys. Rev. B* **14**, 3036 (1976).
- [7] C.F. Schwerdtfeder, S. Oostra, G.A. Sawatzky, *Phys. Rev. B* **25**, 1786 (1982).
- [8] M. Hase i in., *Phys. Rev. Lett.* **71**, 4059 (1993).
- [9] H. Fukuyama, T. Tanimoto, M. Saito, *J. Phys. Soc. Jpn.* **65**, 1182 (1996).
- [10] Y. Lépine, *Phys. Stat. Sol. (b)* **102**, K15 (1980).
- [11] J.W. Bray i in., w: *Extended Linear Chain Compounds*, t. 3, red. J.S. Miller (Plenum Press, 1983).
- [12] J. des Cloizeaux, J.J. Pearson, *Phys. Rev.* **128**, 2131 (1962).
- [13] H. Völlenkle, A. Wittmann, H. Nowotny, *Monatshefte Chem.* **98**, 1352 (1967).
- [14] M. Itoh, S. Hirashima, K. Motoya, *Phys. Rev. B* **52**, 3410 (1995).
- [15] L.P. Regnault i in., *Phys. Rev. B* **53**, 5579 (1996).
- [16] H. Takahashi i in., *Solid State Commun.* **95**, 817 (1995).
- [17] K. Hirota i in., *Phys. Rev. Lett.* **73**, 736 (1994).
- [18] M. Braden i in., *Phys. Rev. B* **54**, 1105 (1996).
- [19] W. Palme i in., *Phys. Rev. Lett.* **76**, 4817 (1996).
- [20] M. Weiden i in., *Z. Phys. B* **103**, 1 (1997).
- [21] J.G. Bednorz, H. Arend, *J. Cryst. Growth* **67**, 660 (1984).
- [22] A. Eyer, B.O. Kolbesen, R. Nitsche, *J. Cryst. Growth* **57**, 145 (1982).
- [23] S. Stiltz, S. Jönsson, *Metal* **8**, 748 (1984).

Budowa i rozwój Instytutu Fizyki Uniwersytetu Wrocławskiego za czasów Ottona Lummera*

Reimund Torge

Lehrstuhl für Geschichte der Naturwissenschaft und Technik, Universität Stuttgart, RFN

Construction and development of Physics Institute, University of Breslau at the time of Otto Lummer

Abstract: After a short introduction into history of the building of the Physics Institute of the University of Breslau, Germany (now – Wrocław, Poland), the development under Otto Lummer (1905–1925) is sketched: influenced by the newly founded Technische Hochschule, the building as well as the faculty, were enlarged. The collection of instruments for instruction and research was built up and the cooperation with industry and with guests from abroad strengthened. Young scientists were promoted, making Lummer's institute into one of the leading ones in optics at that time.

1. Wstęp

Rosnące zainteresowanie polskich fizyków historią Wrocławia sprzed 1945 r. [1-3] i wreszcie nader serdeczna gościnność moich polskich kolegów skłoniła mnie do odtworzenia z dostępnych źródeł działalności Ottona Lummera (1860–1925) i historii Instytutu Fizyki podczas jego działalności we Wrocławiu w latach 1905–25. Było to możliwe także dlatego, że bezpośrednio po zakończeniu II wojny światowej polscy historycy wzorowo zabezpieczyli archiwa i zasoby biblioteki Uniwersytetu Wrocławskiego. Dzięki prof. Teofilowi Mo-

delskiemu (1881–1967) zostały uratowane cenne akta uniwersyteckie, a dr Józef Drozd doprowadził do końca prace porządkowe i w 1977 r. opublikował inwentarz akt Uniwersytetu Wrocławskiego z lat 1811–1945.

Otto Lummer doktoryzował się w 1884 r. [4] na Uniwersytecie Berlińskim u Hermanna von Helmholtza (1821–1894), otrzymał u niego stanowisko asystenta, a w 1887 r. przeniósł się do Państwowego Zakładu Fizyczno-Technicznego, którego pierwszym dyrektorem został właśnie Helmholtz. Tu, przy współpracy Ernsta Pringsheima (1859–1917), powstały podstawowe prace

*Artykuł jest poszerzoną wersją odczytu przedstawionego podczas dorocznego zjazdu Niemieckiego Towarzystwa Optyki Stosowanej (Deutsche Gesellschaft für angewandte Optik) w Neuchâtel w Szwajcarii (29 V 1996 r.) oraz na Politechnice Wrocławskiej (25 XI 1996 r.) i na Uniwersytecie Wrocławskim (29 XI 1996 r.).

Wersja oryginalna ukazała się w *N.T.M. (Internationale Zeitschrift für Geschichte und Ethik der Naturwissenschaften, Technik und Medizin, Birkhäuser, Basel)* 6, 104 (1998). Tłumaczenie uzupełnione o kilka dalszych ilustracji ukazało się za zgodą Autora i Wydawcy w „Biblioteczce Wrocławskiego Informatora Fizyków – WIF” (nr 5) przy wsparciu Fundacji Roberta Boscha ze Stuttgartu. [Translated with permission of the Author and Publisher]. Niniejsza, polska wersja została, za zgodą Autora, skrócona m.in. o część odsyłaczy literaturowych i opracowana przez P.E. Tomaszewskiego z Redakcji WIF (przyp. Red.).

doświadczalne Lummera na temat promieniowania ciała doskonale czarnego, które w decydujący sposób wpłynęły na teorię promieniowania ciepłego Maksa Plancka (1858–1947). W 1904 r. Lummer przyjął zaproponowane mu stanowiska profesora i dyrektora Instytutu Fizyki Uniwersytetu Wrocławskiego. Uniwersytet ten powstał w 1811 r. w wyniku połączenia dwu uczelni: Viadriny z Frankfurtu nad Odrą i wrocławskiej Leopoldiny.

2. Rozbudowa Instytutu Fizyki

Około połowy XIX w. w Niemczech dokonały się zasadnicze zmiany instytucjonalne w fizyce: w 1845 r. założone zostało Berlińskie Towarzystwo Fizyczne, a w 1849 r. profesor zwyczajny fizyki z Kilonii, Gustav Karsten (1820–1900), wystąpił z apelem, aby na każdym uniwersytecie został utworzony własny instytut fizyki [5]. W owych latach przesadnego rozmachu inwestycyjnego idee te zostały urzeczywistnione w postaci fali nowo budowanych instytutów tak w Prusach, jak i w całych Niemczech. Duma fizyków z tych nowo wznoszonych budowli wyrażała się w ich szczegółowych opisach publikowanych w pierwszych rocznikach *Physikalische Zeitschrift*, założonego w 1899 r.

We Wrocławiu poprzednikiem Instytutu Fizyki był Gabinet Fizyki. Znajdował się on najpierw w budynku konwiktu jezuickiego przy ul. Kuźnicznej 35 (dzisiejszy Zakład Antropologii Uniwersytetu Wrocławskiego) i w 1866 r. został wraz z Instytutem Farmaceutycznym i „Muzeum Mineralogicznym” przeniesiony do nowo wybudowanego budynku u zbiegu dzisiejszych ulic Grodzkiej i Szewskiej (dzisiaj mieści się tam tylko Wydział Farmaceutyczny). Dyrektorem Gabinetu Fizyki został w 1867 r. tajny radca prof. dr Oskar Emil Meyer (1834–1909). Jednakże od roku 1892, z powodu ruchu ulicznego, w tym budynku „nie można już było znaleźć żadnego miejsca, w którym instrumenty pomiarowe byłyby dostatecznie chronione przed wstrząsami” [6]. Pomiary fizyczne były zakłócanie przez tramwaje [7] i Meyer skarżył się w swoim piśmie do Ministra Oświaty¹ z 18 listopada 1895 r., iż „większość studentów musi pracować w zupełnych ciemnościach” [8]. „Pod koniec stulecia w takich pomieszczeniach Instytut

nie mógł podejmować prawie żadnych nowoczesnych badań” [9].

Już Karsten [5] sformułował w swoim memoriale ogólne wymagania dotyczące rozplanowania i wyposażenia pomieszczeń. Dodatkowy warunek zapewnienia „niezakłóconych pomiarów” oznaczał dla architektów konieczność zwrócenia uwagi przy wyborze miejsca budowy na takie czynniki, jak: bezpyłowe powietrze, brak wstrząsów, jak również wykluczenie możliwości zakłóceń magnetycznych i szkodliwych wpływów temperatury. Tego typu wymagania powodowały opóźnienia już przy poszukiwaniu odpowiedniego miejsca pod budowę, także i we Wrocławiu. W 1891 r. zaplanowano, że Instytut Fizyki zostanie włączony do Centrum Przyrodniczo-Medycznego położonego w pobliżu Maxgarten (dzisiaj mniej więcej pomiędzy Wybrzeżem Pasteura i ul. Skłodowskiej-Curie) [8]. Plany budowy na północ od Ogrodu Botanicznego zostały odrzucone, ponieważ istniały obawy zakłóceń powodowanych przez tramwaje elektryczne poruszające się po Sternstrasse (dzisiejsza ul. Sienkiewicza). W 1894 r. zamierzano więc „wzniesić nieopodal Maxgarten budynki dla pięciu rozlokowanych w mieście instytutów medycznych, natomiast instytuty nauk przyrodniczych pozostawić w mieście” [10].

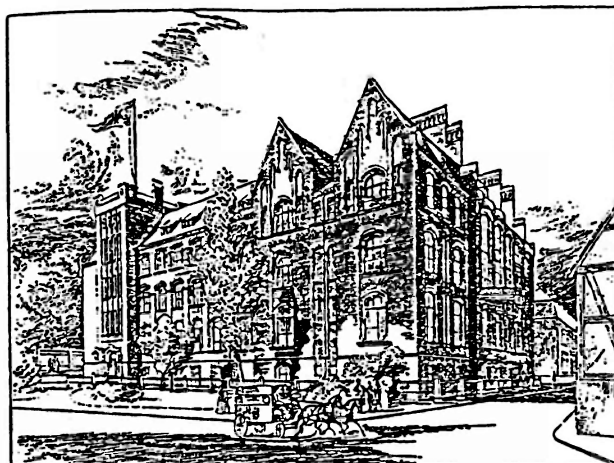
Ostatecznie znaleziono odpowiedni plac budowy na Ostrowie Tumskim naprzeciwko kościoła św. Krzyża. Tego samego roku Kuria Arcybiskupia sprzedała „plac budowlany o niewielkim obszarze za cenę 110 000 marek... niemal wystarczający dla instytutu fizyki o wielkości podobnej do istniejącego już w Halle” [8]. Wybrano ten plac pomimo tego, że z powodu piaszczystego podłoża wymagane było położenie specjalnego fundamentu, co podwyższało koszty budowy. Uwzględniono przy tym zalecenia pruskiego urzędu budowlanego, które nakazywały, ażeby nowym budynkom „nadać kształt zgoła nie ubogi, ale też daleki od przepychu i odpowiadający przeznaczeniu, a przy tym nie należy odstępować od staropruskiej zasady, by posiadanych środków pieniężnych gospodarnie użyć”.

Pierwotny projekt musiał być wiele razy modyfikowany. Należało zmniejszyć budynek do wielkości Instytutu Fizyki w Halle, zrezygnować z drugiego piętra, zbudować platformę do obserwa-

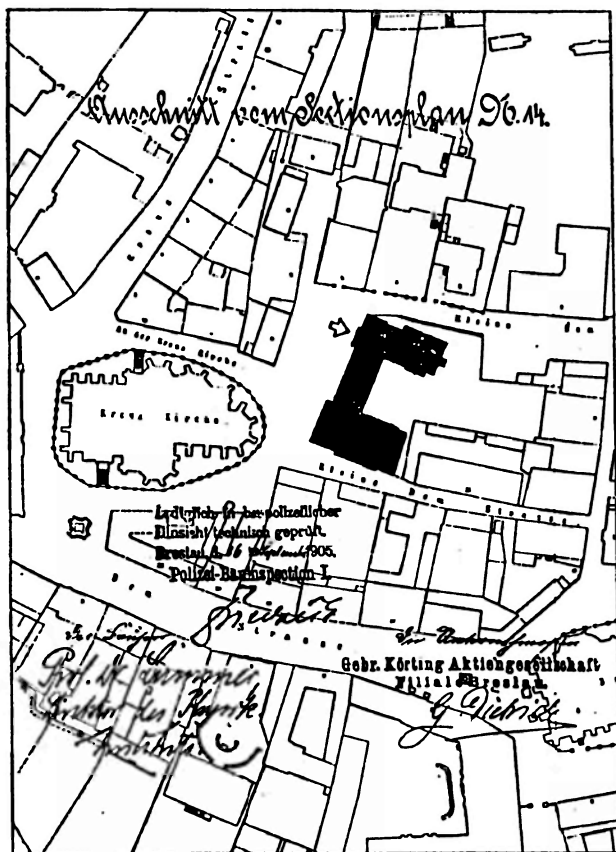
¹ W oryginalnym tekście występuje (także w innych miejscach) niemiecka nazwa „Kultusminister”. Po konsultacjach z pracownikami Uniwersytetu Wrocławskiego przyjęta została w tłumaczeniu nazwa „Minister Oświaty” (P.Tom.).

cji meteorologicznych zamiast typowej dla owych czasów wieży do doświadczeń nad swobodnym spadaniem ciał i ruchem wahadła [8] oraz zapewnić „godny, acz skromny wystrój zewnętrzny budynku” [11], biorący pod uwagę lokalizację w pobliżu kościoła św. Krzyża. Plan wnętrza odpowiadał cytowanym wcześniej zaleceniom z tamtych czasów. Szczególną uwagę zwrócono na pomieszczenie do pomiarów magnetycznych, do którego budowy posłużył głównie mosiądz. W porównaniu z innymi budowanymi w owym czasie instytutami, wrocławski Instytut Fizyki był średniej wielkości. Meyer [12] opisał go szczegółowo, a Junk [13] przedstawił studium porównawcze; ponadto zachowały się plany budowlane [14]. W kwietniu 1898 r. rozpoczęto budowę [15]; 29 września 1900 r. odbyło się oddanie budynku w ręce dyrektora Instytutu, według

wały artykuł, w którym wyczerpująco opisano i oceniono nowo powstały Instytut: „Ten elegancki budynek stanowi wielką ozdobę dzielnicy” [16,17].



Rys. 2. Instytut Fizyki w drzeworycie O. Ebela; widok od zachodu, czyli od strony kościoła św. Krzyża (por. rys. 5.) (ze zbiorów autora, por. [1] – P.Tom.).



Rys. 1. Lokalizacja Instytutu Fizyki według planów budowlanych podpisanych przez prof. Ottona Lummera (u dołu z lewej strony) [14]. Strzałką oznaczone zostało główne wejście do budynku (P.Tom.).

życzeń którego przeprowadzono budowę oraz wyposażono wnętrza [10].

Schlesische Zeitung (Gazeta Śląska) oraz *Breslauer Zeitung* (Gazeta Wrocławska) opubliko-

3. Powołanie Ottona Lummera

W liście z 3 lipca 1904 r. skierowanym do Pruskiego Ministerstwa Oświaty siedemdziesięcioletni wówczas Oskar Emil Meyer prosił, aby z powodów zdrowotnych przenieść go na emeryturę od 1 października 1904 r. Prosił też dziekana o rozpoczęcie procedury powołania swego następcy [18]. Administracyjne i naukowe kierownictwo Instytutu przejął w zastępstwie jego asystent Clemens Schaefer (1878–1968) [19].

Na następcę O.E. Meyera czekały wielkie zadania i niezwykłe wyzwania. Nowy Instytut Fizyki musiał zostać ukształtowany oraz napełnić się życiem; w perspektywie rysowało się utworzenie Politechniki we Wrocławiu. Już w roku 1903 napominano Meyera, iż oddzielny instytut fizyki nie jest potrzebny, ponieważ nowy instytut uniwersytecki może wystarczająco spełnić potrzeby Politechniki. Ten aspekt sprawy miał okazać się ważnym punktem w negocjacjach dotyczących zatrudnienia przyszłego kierownika Instytutu. Komisja do spraw powołania następcy O.E. Meyera umieściła na pierwszym miejscu listy kandydatów jednogłośnie Paula Drudego (1863–1906) z Giessen oraz Willego Wiena (1864–1928) z Würzburga. Wydział wspierany był przez Kuratora Uniwersytetu, który prosił, by „szczególnie

przez wzgląd na Politechnikę katedrę objął wybitny fachowiec”. Drude jednak odrzucił tę propozycję. Pertraktacje urwały się już przy pierwszym postawionym przez niego warunku: że „instytut nie powinien być wspólny dla Uniwersytetu i Politechniki”. Zdaniem Drudego był on na to zbyt mały.

Friedrich Althoff, kierujący w latach 1897–1907 Działem IIa 1 Pruskiego Ministerstwa Oświaty, osobiście ingerował w tę sprawę. Istotną cechą polityki personalnej Althoffa był „...misternie skonstruowany splot oficjalnych i półoficjalnych stosunków”. Chyba na każdym uniwersytecie miał zaufanych ludzi i tym sposobem często obsadzał katedry według swojej własnego uznania. W półoficjalnym liście Althoffa do Alberta Ladenburga (1842–1911) odrzucone zostało powołanie Wiena, Richarza i Königa; zaproponowano natomiast ewentualne zatrudnienie Lorentza z Lejdy, Lechera z Pragi oraz Dietericiego z Hanoweru. Komisja powołań odrzuciła te propozycje i wskazała „w sposób szczególny na profesora Lummera”. Ten, występując na 76. Zjeździe Przyrodników i Lekarzy we Wrocławiu, 20 i 21 września 1904 r., rozwiął wszelkie wątpliwości dotyczące swoich kwalifikacji jako wykładowcy. Wydział nie miał już więc dalszych zastrzeżeń, aby „zapropnować go na równi z prof. Richarzem z Marburga” i *de facto* umieścić Lummera na pierwszym miejscu listy nominacyjnej. Lummer przyjął nominację i 7 listopada 1904 r. został profesorem zwyczajnym Wydziału Filozoficznego Uniwersytetu Wrocławskiego. Jednocześnie objął funkcję dyrektora Instytutu Fizyki i 13 maja 1905 r., po opóźnieniu spowodowanym chorobą, został zaprzysiężony przez Senat [18–20].

4. Zakończenie budowy Instytutu i jego ukształtowanie przez Ottona Lummera w latach 1905–1925

Początkowo Lummer zajmował się głównie badaniami naukowymi. Kontynuował kierunki badawcze (interferometria, spektrofotometria, optyka) uprawiane przez niego w Państwowym Zakładzie Fizyczno-Technicznym. Do tego doszły wkrótce badania z dziedziny akustyki, fizyki atomowej (dla której interferometria i spektroskopia interferencyjna stanowiły dobry eksperymentalny punkt wyjścia), jak również telegrafii

beprzewodowej. Lummer i Schaefer kładli nacisk na to, by Instytut nie był zbyt wąsko wyspecjalizowany.



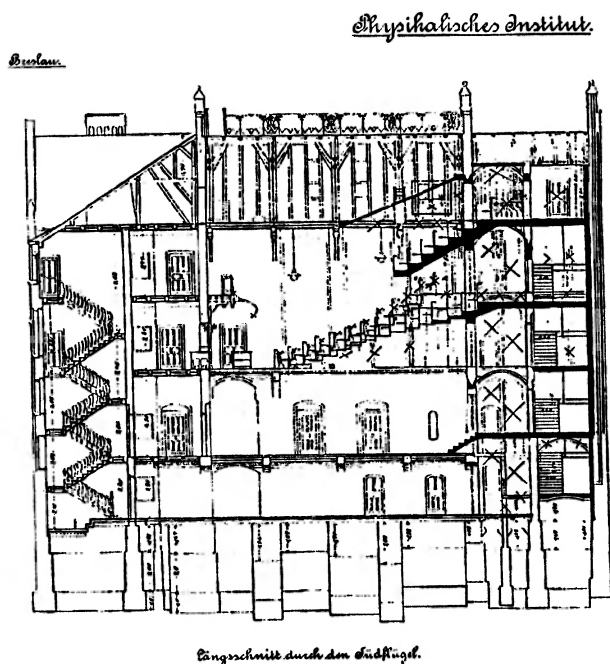
Rys. 3. Otto Lummer (1860–1925) (zbiory prof. dr. Conrada von Fragsteina).

Powyższe prace badawcze wymagały nie tylko ulepszenia wyposażenia warsztatów, laboratoriów i dużej sali wykładowej, ale przede wszystkim poszerzenia aktualnego wyposażenia aparaturowego. Lummer nazwał je w swoim sprawozdaniu z 22 lipca 1907 r., kiedy podjął się dyrektorstwa, „zupełnie niewystarczającym”: „Nie tylko brakowało koniecznych nowoczesnych przyrządów badawczych, lecz również odczuwało się brak pomocy naukowych wykorzystywanych w czasie wykładów lub były one popsute”. Do 1907 r. Lummer zakupił przyrządy używane do celów dydaktycznych na sumę 3751 marek, a przyrządy badawcze na sumę 23 999 marek. Lummer przekroczył przy tym zbyt niski budżet, co było dość typowe w tamtych czasach. Takim postępowaniem ściągnął jednak na siebie kłopoty. W notatce marginesowej pisma Kuratora Uniwersytetu z 2 sierpnia 1907 r. do Ministra czytamy, „że należy zobowiązać profesora dra L. do zdobycia środków niezbędnych do pokrycia samowolnie przez niego poniesionych wydatków wysokości 20 000 marek” [21]. Z listu Lummera do Fritza Reichego (1883–1969) z dnia 29 października 1911 r. wynika, że Lummer „ma od teraz sam płacić każdy fenig przekroczonego budżetu”.

W sierpniu 1908 r. osiągnięto porozumienie, by wykłady z fizyki dla studentów Politechniki odbywały się w uniwersyteckim Instytucie Fizyki. Gdyby liczba studentów Politechniki wzrosła znacząco, powiększenie sali wykładowej stałoby się nieodzowne [21]. Ponieważ liczba słuchaczy wykładów zarówno Uniwersytetu Wrocławskiego, jak też i w całych Niemczech, znacznie wzrosła, powiększenie sali stało się – jak to wyraził Lummer [22] – „propozycją nie do odrzucenia”. W roku 1910 duża sala wykładowa Instytutu została więc znacznie powiększona poprzez dobudowanie bezbelkowej galerii z żelbetonu [23]. Ta śmiała i przyszłościowa koncepcja projektowa sprawdziła się i później była wzorem przy innych podobnych przebudowach. Sala wykładowa miała teraz 388 miejsc zamiast dotychczasowych 189 [24]. Także akustyka sali była znakomita, ponieważ Lummer, będący nie tylko wielkim miłośnikiem muzyki [25], ale również bardzo interesujący się akustyką wewnątrz, zlecił wykonanie rzędów siedzeń na lekko wznoszącym się, amfiteatralnym, drewnianym podeście [26]. Dobudowano także nowe sale na trzecim piętrze poprzez podniesienie dachu od strony podwórza. Poprawiono warunki pracy, instalując centralne ogrzewanie i wentylację, oraz wybudowano (w 1928 r.) warsztat na podwórzu Instytutu.

Wszystkie te prace wymagały dużych funduszy. Na apel Lummera o „hojność osób prywatnych” [21] z pomocą przyszli więc mecenas, organizując zbiórki pieniędzy, aby w ten sposób móc sprawić Instytutowi kosztowne przyrządy badawcze. Do mecenasów zdobytych przez Lummera należał radca handlowy dr honoris causa Hans Hauswaldt (1851–1909) z Magdeburga, który zlecił wykonanie przyrządów na sumę ok. 15 000 marek [21], m.in. interferometru Fabry’ego-Pérot’a o wartości 7000 marek [27-28]. Poza tym umożliwił zakup precyzyjnego spektrometru. Również współpraca z firmami przemysłowymi doprowadziła do znacznej rozbudowy Instytutu. Lummer zawdzięczał hojność różnych firm „wieloletnim osobistym i naukowym znajomościom”; podkreślił bezpłatne wykonanie oświetlenia w sali wykładowej przez firmę Siemens & Schuckert z Berlina [29]. Firmy Hilger (Londyn), Schmidt & Haensch (Berlin) i Zeiss (Jena) udzieliły korzystnych warunków płatności za zakupione przyrządy w pierwszej fazie rozbudowy Instytutu.

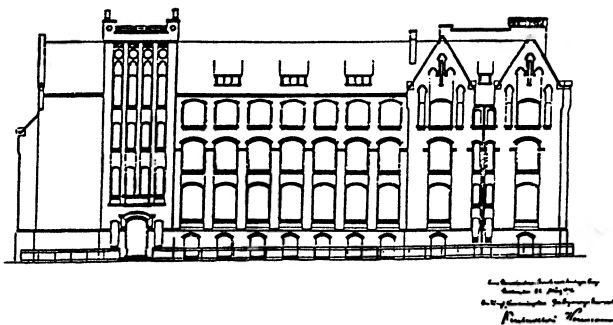
Ścisłe kontakty z firmami Schmidt & Haensch i Carl Zeiss, datowały się jeszcze z okresu działalności Lummera w Państwowym Zakładzie Fizyczno-Technicznym. We Wrocławiu współpracował on np. z Zeissem przy testowaniu płytek Lummera-Gehrkego i wklęsłych zwierciadeł [30]. Firmie Hilger z Londynu Lummer zlecił wykonanie interferometru Twyman’a [31], a także płytki płaskorównoległej do spektroskopu interferencyjnego Lummera [27]. Później doszły jeszcze inne firmy. Jak wynika ze sprawozdań z 1921 i 1922 r., Berlin stał się najważniejszym miejscem kontaktów Lummera z przemysłem. Spośród tamtejszych firm wymienione zostały: AEG, Akkumulatorenfabrik AG, Auer Gasglühlichtgesellschaft, C.P. Goerz AG, Huth, Osram, Rütgerswerke AG Abteilung Planiawerke i Telefunken.



Rys. 4. Przekrój sali wykładowej w południowym skrzydle Instytutu (projekt przebudowy z 1910 r.) [14] (P.Tom.).

W wyniku współpracy z tymi firmami nie tylko mógł powiększyć się zbiór przyrządów. Dzięki niej bowiem stało się też łatwiejsze rozwijanie tematyki badawczej w zakresie techniki oświetleniowej i fizyki łuku węglowego, a także telegrafii bezprzewodowej. Znaczący wkład Lummera do pierwszych dwóch dziedzin znalazł swoje odzwierciedlenie w dwóch monografiach [32,33]. W drugiej z nich dziękuje on gorąco firmom Goerz

i Planiawerke „za skuteczne wsparcie oraz materiałną ofiarności” w dziedzinie techniki oświetleniowej. Współpraca z firmą Goerz musiała być szczególnie ścisła: nieodpłatnie wykonywane były elementy optyczne [30] i źródła światła. Około 1910 r. radca handlowy Paul Goerz (1854–1923) zaproponował Lummerowi wysokopłatne stanowisko dyrektora generalnego firmy. Listy Lummera do Fritza Reichego, a także Wilhelma von Siemens (1855–1919) do Lummera [30] dokumentują współpracę Siemens w dziedzinie upłyniania węgla, mające m.in. na celu wytwarzanie sztucznych diamentów. Prace badawcze w dziedzinie łukowych lamp ciśnieniowych były tematem współpracy z AEG. Prace nad lampą ciśnieniową wymienione zostały m.in. w uzasadnieniu nadania mu tytułu doktora honoris causa Politechniki w Karlsruhe w 1922 r.



Rys. 5. Główne skrzydło (zachodnie) budynku Instytutu Fizyki według planów architektonicznych A. Buchwalda z 22 marca 1898 r. [14] (P.Tom.).

Telegrafią bezprzewodową Lummer zajął się zaraz po objęciu stanowiska dyrektora we Wrocławiu. Już podczas podróży do USA w 1907 r. w Nowojorskim Towarzystwie Naukowym wygłosił referat pt. „Telegrafia bez drutu” [34]. Około 1913 r. między kościołem św. Krzyża a Katedrą we Wrocławiu na wysokości 80 m rozpięta została antena o długości 160 m [35,36]. Służyła ona do badań w dziedzinie techniki radiowej. Konieczne do tego nadajniki, jak również liczne elementy konstrukcyjne i wysokoczęstotliwościowe przyrządy pomiarowe, wykonane zostały przez firmy radiotelegraficzne [35]. Punktem szczytowym działalności Lummera w badaniach nad radiotelegrafią była jego inicjatywa założenia pierwszego nadajnika na Śląsku, „Schlesische Funkstunde AG” (Śląskie Radio S.A.), w roku 1924. Lummer był nie tylko członkiem

założycielem i przewodniczącym rady nadzorczej [37], lecz także popularyzował w Śląskim Radiu ten nowy dział techniki w sposób dostępny dla szerokiej publiczności.

5. Profesorowie nadzwyczajni Instytutu Fizyki

Na profesora nadzwyczajnym spoczywał obowiązek wygłaszania nieatrakcyjnych finansowo wykładów specjalistycznych, a były to przeważnie wykłady z fizyki teoretycznej. Profesor nadzwyczajny w Prusach często mianowany był pozaetatowym profesorem zwyczajnym, przy czym „...jeśli chodzi o pensje wynikające z pełnienia funkcji i inne składniki wynagrodzenia, stosowano postanowienia dotyczące etatowych profesorów nadzwyczajnych” [19]. Ci pozaetatowi profesorowie zwyczajni nie byli ujęci w żadnym statucie uniwersyteckim, co samo w sobie było pewną nienormalnością, a ich stanowisko powstało tylko na skutek przejściowej potrzeby i było lekarstwem na niedostatki finansowe. Nie miało także swego odpowiednika nigdzie indziej w Niemczech.

Lummer formułował wielokrotnie swoją wizję „swego” profesora nadzwyczajnego. Chodziło mu o to, by „pozyskać człowieka, który wykażał się nie tylko na polu teorii, ale ma także doświadczenie w pracach eksperymentalnych i jest wypróbowanym badaczem” [18] lub, jak pisał w innym miejscu, „przeszedł szkołę eksperymentalną”, w przeciwieństwie do tych, którzy „reprezentują raczej rachunkowo-teoretyczny, mało owocny kierunek” [19]. Dla Lummera stanowisko pozaetatowego profesora zwyczajnego było środkiem do zdobycia dobrych naukowców, co było ważne ze względu na rozpoczynającą działalność Politechnikę i związane z tym poszerzenie działalności dydaktycznej. Wszyscy profesorowie nadzwyczajni pracujący pod kierunkiem Lummera otrzymali tytuł pozaetatowego profesora zwyczajnego:

Ernst Pringsheim (1859–1917): 1905–1917;

Clemens Schaefer (1878–1968): 1917–1920 (później w Marburgu);

Erwin Schrödinger (1887–1961): semestr letni 1921 (później w Zurychu);

Fritz Reiche (1883–1969): 1921–1933 (zwolniony na podstawie przepisów narodo-socjalistycznych dnia 22.09.1933).

Wiele prób Lummera i Wydziału zmiany statusu pozaetatowych profesorów zwyczajnych i przeniesienia ich na etaty profesorów zwyczajnych nie powiodło się [19]. Działo się tak, mimo że podejmowano wiele wysiłków, by zmienić ogólne zasady funkcjonowania profesury pozaetatowej, „ponieważ system »pomocy doraźnej« na polu nauczania jest nie do zaakceptowania na dłuższy czas” [18]. Pertraktacje, które we Wrocławiu doprowadziły do powołania profesorów nadzwyczajnych, wyróżniały się silnym wstawiennictwem Lummera za Pringsheimem i Schaeferem i sprzeciwem młodszych członków Wydziału co do kandydatur Schrödingera i Reichego.

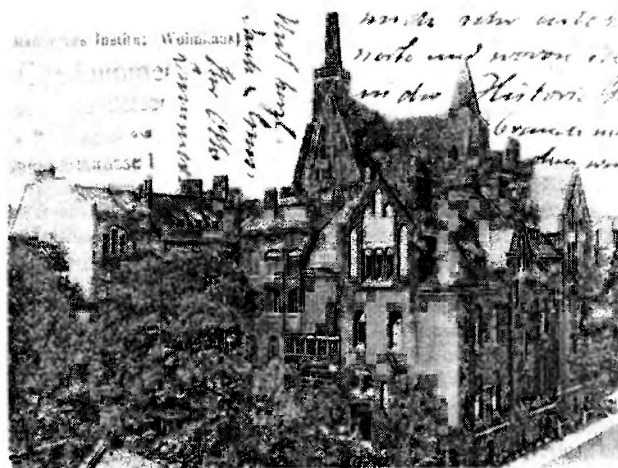
Pringsheim otrzymał nominację „ze względu na współpracę z Lummerem” [19] po przeniesieniu się Ernsta Richarda Neumanna (1875–1955) do Marburga. Lummer wielokrotnie wstawiał się za Pringsheimem żądając dla swego przyjaciela „co najmniej stanowiska pozaetatowego profesora zwyczajnego” [19]. Odrzucał wątpliwości co do zdolności teoretyczno-matematycznych Pringsheima. Wreszcie 28 sierpnia 1905 r. udało się mianować Pringsheima pozaetatowym profesorem zwyczajnym Uniwersytetu Wrocławskiego [19].

Po śmierci Pringsheima, jednego z „czterech ojców prawa promieniowania Plancka”, 28 czerwca 1917 r., Lummer domagał się, by następcę wybierać przede wszystkim spośród fizyków teoretyków, którzy mają za sobą szkołę eksperymentalną. Tym kandydatem miał być Schaefer, ceniony jako autor *Wprowadzenia do teorii elektryczności i magnetyzmu Maxwella* (1904) i *Wprowadzenia do fizyki teoretycznej* (1914). 16 września 1917 r. Schaefer został mianowany na opuszczone przez Pringsheima stanowisko [19].

Także po odejściu Schaefera Wydział Filozoficzny Uniwersytetu Wrocławskiego stosował się do zasad ustanowionych przez Lummera. Komisja ds. zatrudnienia na pierwszym miejscu umieściła Eduarda Grüneisena (1877–1949), który „zarówno na polu eksperymentalnym, jak i teoretycznym tworzył prace wzorcowe”, a na drugim miejscu Schrödingera. Rudolf Ladenburg (1882–1952), syn Alberta Ladenburga, a także Eberhard Buchwald (1886–1975), głosowali przeciw tej propozycji, choć i oni sami postawili *aequo loco* na pierwszym miejscu Reichego i Schrödingera. W efekcie Schrödinger został mianowany 15 stycznia 1921 r. pozaetatowym profesorem zwyczaj-

nym [19]. Schrödinger znany był wtedy przede wszystkim z prac dotyczących ogólnej teorii względności i fizyki statystycznej.

Kiedy niedługo po swej nominacji Schrödinger otrzymał posadę w Zurychu, we Wrocławiu konieczne były nowe wybory. Komisja, znów trzymając się linii Lummera, na pierwszym miejscu umieściła Waltera Kossela (1888–1956). Jednak Ladenburg i Buchwald życzyli sobie, by na tym miejscu umieścić Reichego, przede wszystkim z powodu jego prac nad teorią kwantową i optyką fizyczną. I znów odnieśli sukces: 7 października 1921 r. Reiche został mianowany pozaetatowym profesorem zwyczajnym i następcą Schrödingera.



Rys. 6. Instytut Fizyki Uniwersytetu Wrocławskiego – widok od wschodu (w głębi – kościół św. Krzyża). W skrzydle widocznym na pierwszym planie znajdowało się na parterze mieszkanie dyrektora Instytutu. Kartka pocztowa Ottona Lummera z 11 XI 1924 r. do Moritza von Rohra z Jeny (Archiwum Zakładowe Carl Zeiss Jena; BACZ 1089).

Już w końcu XIX w. Felix Klein (1849–1925), matematyk i organizator nauki z Getyngi, podjął kroki, aby w niemieckich szkołach wyższych „zainicjować powszechny ruch dążący do zbliżenia nauki do techniki”. We Wrocławiu, w 1908 r. Lummer przedstawił potrzebę utworzenia stanowiska profesora nadzwyczajnego fizyki stosowanej. W piśmie z 12 marca 1908 r. do Ministra Oświaty potrzebę tę uzasadniał „dużym znaczeniem fizyki dla nowoczesnej techniki i przemysłu w ostatnich dziesięcioleciach”, jak również przydatnością „dla przyszłych wykładowców fizyki, matematyki i dla samych fizyków i chemików, którzy chcą później przejść do praktyki”. Ale ani dla

Schaefera, autora znanych stosowanych prac dotyczących elektromagnetycznej teorii światła, ani dla Ericha Waetzmanna (1882–1938), który zdobył znaczne doświadczenie w trakcie rocznej pracy w przemyśle (u Siemens), nie został utworzony etat profesora nadzwyczajnego. W 1910 r. utworzono zaledwie stanowisko Kierownika Oddziału Fizyki Stosowanej.

6. Młoda kadra naukowa (habilitacje)

Lummer rozwinął swój Instytut tworząc sprawną i uznawaną na arenie międzynarodowej placówkę naukową. Pod jego opieką habilitowali się fizycy (jedna kobieta i czterech mężczyzn) i wybierali następnie niepewną drogę prywatnych docentów [38]. Tematy habilitacji odzwierciedlają całą rozległość badań instytutu Lummera. Erich Waetzmann, późniejszy dyrektor Instytutu Fizyki Politechniki we Wrocławiu [39], habilitował się pracą z dziedziny akustyki [40] i w ten sposób zbudował podstawy swoich późniejszych sukcesów. Rudolf Ladenburg badał dyspersję w otoczeniu linii spektralnych, co było podstawą jego właściwego, kwantowego „wzoru dyspersji” [41]. Przedstawiał swoją pracę jako wykład inauguracyjny na posiedzeniu „Schlesische Gesellschaft für Vaterländische Kultur” (Śląskie Towarzystwo Kultury Ojczyzny). Eberhard Buchwald habilitował się z optyki fizycznej. Ferencz Jüttner (1878–?) zajmował się dynamiką cząstek materii. Jedynej kobiecie spośród habilitantów, Hedwig Kohn (1887–1965), Lummer już w 1919 r. radził, by się habilitowała. W tym bowiem roku, po raz pierwszy na uniwersytetach pruskich, kobiety mogły w wyjątkowych przypadkach pokonać tę barierę, jak uczyniła to np. matematyczka Emmy Noether (1882–1935) w Getyndze. Oficjalny przepis dotyczący habilitacji kobiet został wydany przez Ministerstwo dopiero 21 lutego 1920 r. Hedwig Kohn habilitowała się ostatecznie w 1930 r. [42] przedkładając zbiór swoich artykułów na temat fotometrii, wyznaczania temperatury na podstawie pomiarów promieniowania, jak również celów i ograniczeń techniki wytwarzania źródeł światła [43]. Ocenę jej prac można znaleźć w aktach postępowania sądowego w sprawie jej rehabilitacji, gdzie potwierdzono jej prekursorskie w skali światowej osiągnięcia z dziedziny spektrofotometrii [44].

7. Współpraca międzynarodowa

Jeszcze przed podpisaniem w sierpniu 1905 r. umowy o wymianie profesorów między Berlinem a Uniwersytetem Columbia w Nowym Jorku, Lummer został 15 kwietnia 1905 r. zaproszony przez rektora tego uniwersytetu, aby w semestrze zimowym 1906/07 „wygłosić cykl wykładów na temat swoich prac” [34]. Obok wykładów na temat praw promieniowania ciała czarnego, ich założeń teoretycznych i znaczenia praktycznego, Lummer wygłaszał także wykłady na temat współczesnych zagadnień nauk przyrodniczych dla Związku Niemieckich Studentów w Ameryce, na temat telegrafii bezprzewodowej w Towarzystwie Popularnonaukowym, oraz na temat podstaw nauki i nowych osiągnięć w fizyce Słońca w Towarzystwie Filozoficznym [34].

Lummer stworzył otwarty Instytut. Już w sprawozdaniu z 13 lipca 1909 r. stwierdził, że Instytut zdobył międzynarodową sławę [21]. Do gości Instytutu Fizyki należeli:

— George Ernest Gibson (1884–1959) z Edynburga: doktoryzował się u Lummera w 1911 r. i wykładał później na Uniwersytecie Kalifornijskim w Berkeley;

— Iwao Kobayashi (1886–1982) z Tokio: pracował we Wrocławiu z Schaeferem nad fizyką fal elektromagnetycznych [45], a następnie działał na Uniwersytecie Nihon;

— Stanisław Loria (1883–1957) przybył jako gość z Krakowa i pracował we Wrocławiu nad rozpraszaniem światła w gazach [46]. Znana jest jego przyjaźń z Maksem Bornem. Później był profesorem we Lwowie, a po II wojnie światowej – we Wrocławiu i Poznaniu;

— Mieczysław Wolfke (1883–1947) z Łasku doktoryzował się na podstawie pracy „O odwzorowaniach sieci przy sztucznym oświetleniu” [47]. Wyniki tej pracy stały się częścią główną książki *Nauka o powstawaniu obrazu w mikroskopie Ernsta Abbego*, którą wydał Lummer wspólnie z Reichem. Dennis Gabor (1900–79) uznał Wolfkego za prekursora rozwoju holografii. Wolfke był następnie profesorem Politechniki Warszawskiej.

Otto Lummer zmarł 5 lipca 1925 r. Z miejsca jego dwudziestoletniej działalności Schrödinger otrzymał list zawierający m.in. zdanie: „Nasz Instytut stał się prawdziwym domem żałoby: ponie-

waż my wszyscy pracujący tu dłużej lub krócej, utraciliśmy ojca i wiernego przyjaciela” [25].

Następcą Lummera został Clemens Schaefer (od 1926 do 1945 r.). Przejął Instytut rozwinięty przez Lummera do rangi przodującej placówki zajmującej się optyką i akustyką stosowaną. Dowodzą tego nie tylko znakomite wyniki jego współpracowników, ale także znane ówczesne podręczniki autorstwa pracowników Instytutu [48], czy też fakt, że autorzy z innych placówek często cytują prace z instytutu Lummera².

Niniejsza praca nie powstałaby bez ogromnej pomocy i zachęty ze strony Instytutu Historii Uniwersytetu w Stuttgarcie. Dziękuję panu prof. dr. Norbertowi Conradsowi za wiele użytecznych wskazówek dotyczących historii Śląska i archiwów wrocławskich, a szczególnie panu prof. dr. Arminowi Hermannowi za wprowadzenie do historii nauk przyrodniczych i techniki, jak również za cenne wskazówki dotyczące postaci niniejszej pracy.

Podziękowania moje składam również dyrektorom i współpracownikom cytowanych archiwów, szczególnie panu dyrektorowi doktorowi Leonardowi Smolce, paniom Wiesławie Głąb i Mirosławie Sztark (Archiwum Uniwersytetu Wrocławskiego), panu dyrektorowi doktorowi Andrzejowi Ładomirskiemu i panu Wacławowi Sobocińskiemu (Biblioteka Uniwersytetu Wrocławskiego), panu Jerzemu Ilkoszowi (Archiwum Budowlane Miasta Wrocławia), panu Albrechtowi Eckhardtowi (Geheimes Staatsarchiv Preussischer Kulturbesitz w Berlinie) i pani Michele Kelly Blakeslee (Niels Bohr Library, College Park, MD) za uczynne wsparcie.

Dziękuję panu doktorowi hab. Wolfgangowi Schrierowi z Uniwersytetu w Lipsku za konstruktywną krytykę i pani dr Renate Tobies z Uniwersytetu w Kaiserslautern za wskazania literaturowe i opracowanie redakcyjne rękopisu.

Pan prof. dr Krzysztof Adamski z Instytutu Telekomunikacji i Akustyki Politechniki Wrocławskiej zachęcił mnie do podjęcia tej pracy. Pan dr Paweł Tomaszewski z Instytutu Niskich Temperatur i Badań Strukturalnych Polskiej Akademii Nauk uzupełnił ją o rysunki budowlane i przejął inicjatywę opublikowania pracy w języku polskim. Za to jestem winny obydwu panom moje bardzo serdeczne podziękowania.

Dziękuję również pani mgr Jolancie Krawczyk i panu drowi Markowi Wołczyrzowi z Instytutu Niskich Temperatur i Badań Strukturalnych PAN oraz panu drowi Hilmarowi Mädgemu z Międzynarodowego Laboratorium Silnych Pól Magnetycznych i Niskich Tem-

peratur za przetłumaczenie tekstu z języka niemieckiego.

Tłumaczyli z języka niemieckiego
Marek Wołczyrz, Hilmar Mädge
i Jolanta Krawczyk

Literatura

- [1] P. Tomaszewski, „Czy znasz dawny Wrocław”, *Wrocławski Informator Fizyków* 6 (2b), 4 (1996).
- [2] R. Torge, „Budowa Instytutu Fizycznego Uniwersytetu we Wrocławiu za czasów Oskara Emila Meyera i Otto Lummera (cz. I)”, *Wrocławski Informator Fizyków* 6 (4a), 2 (1996).
- [3] R. Torge, „Budowa Instytutu Fizycznego Uniwersytetu we Wrocławiu... (cz. II)”, *Wrocławski Informator Fizyków* 6 (4b), 2 (1996).
- [4] O. Lummer, „Über eine neue Interferenzerscheinung an planparallelen Glasplatten und eine Methode, die Planparallelität solcher Platten zu prüfen”, *Ann. Phys.* (4) 23, 49 (1884).
- [5] G. Karsten, *Von der Stellung der Naturwissenschaften, besonders der physikalischen an unseren Universitäten* (Kiel 1849).
- [6] O.E. Meyer, „Das physikalische Institut”, *Chronik der königlichen Universität zu Breslau* 7, 29 (1892/93).
- [7] O.E. Meyer, K. Mützel, „Über die Störungen physikalischer Beobachtungen durch eine elektrische Strassenbahn”, *Elektrotechnische Zeitschrift* 15, 33 (1894).
- [8] Tajne Archiwum Państwowe Dziedzictwa Kulturalnego Prus, Berlin: I HA Rep. 76 V a, Ministerstwo do Spraw Humanistycznych, Kształcenia i Medycyny [cytowane w tekście jako „Ministerstwo Oświaty” – P.Tom.]; *Dział Kształcenia. Akta dotyczące budowy Instytutu Fizyki Uniwersytetu Wrocławskiego*, vol. 1, styczeń 1892–wrzesień 1901, sekt. 4 t. XIX nr 39 t. I (M).
- [9] O. Lummer, „Physik”, w: *Festschrift zur Feier des hundertjährigen Bestehens der Universität Breslau*, red. G. Kaufmann (F. Hirt, Breslau 1911), s. 440.
- [10] Archiwum Uniwersytetu Wrocławskiego, S 44 – *Dziennik Wydarzeń Uniwersytetu, 1894–1910*.
- [11] Anonymus 1, „Die neuen Physikalischen Institute der Universitäten in Münster i.W., Breslau und Kiel”, *Zentralblatt der Bauverwaltung* 23 (23), 144; (25), 157 (1903).
- [12] O.E. Meyer, „Das physikalische Institut der Universität zu Breslau”, *Phys. Zs.* 6 (7), 194 (1905).
- [13] C. Junk, „Physikalische Institute”, w: *Handbuch der Architektur, 4. Teil. Entwerfen, Anlage und Einrich-*

² W wyniku działań wojennych budynek Instytutu został zniszczony w maju 1945 r. w ponad 50%. Widać to wyraźnie na fotografii z połowy 1948 r. opublikowanej w książce M. Bukowskiego *Wrocław z lat 1945–52. Zniszczenia i dzieło odbudowy* (PWN, Warszawa–Wrocław 1985), s. 80. Na planie odbudowy i badań naukowych 1946–61 nie zaznaczono budynku Instytutu Fizyki (*op.cit.*, s. 8). W ramach porządkowania miasta budynek wyburzono w połowie lat sześćdziesiątych (P.Tom.).

- ung der Gebäude. 6. Halbbd.: Gebäude für Erziehung, Wissenschaft und Kunst. Cz. 2: Hochschulen, zugehörige und verwandte wissenschaftliche Institute, red. E. Schmitt (Alfred Kröner, Stuttgart 1905), s. 164.
- [14] Archiwum Budowlane Miasta Wrocławia: akta Instytutu Fizyki.
- [15] E.O. Meyer, „Das physikalische Institut”, *Chronik der königlichen Universität zu Breslau* **13**, 28 (1898/99).
- [16] Anonymus 2, „Von der Universität”, *Schlesische Zeitung*, 30.9.1900.
- [17] Anonymus 3, „Von der Universität”, *Breslauer Zeitung*, 30.9.1900.
- [18] Tajne Archiwum Państwowe Dziedzictwa Kulturalnego Prus, Berlin: I HA Rep. 76 V a, Ministerstwo do Spraw Humanistycznych, Kształcenia i Medycyny; Dział Kształcenia. Akta dotyczące zatrudnienia profesorów zwyczajnych i nadzwyczajnych Wydziału Filozofii Uniwersytetu Wrocławskiego. Sekt. 4 t. IV nr 36 t. 22-25, nr 48 t. 1-7.
- [19] Archiwum Uniwersytetu Wrocławskiego, S 76 – Zespół nauczycieli fizyki wraz z danymi personalnymi należących do niego docentów 18 XI 1854–1907; F77 – Zespół nauczycieli fizyki wraz z danymi personalnymi należących do niego docentów 24 V 1909–28 VII 1928.
- [20] Archiwum Uniwersytetu Wrocławskiego, S 14 – Protokoły posiedzeń senatu Uniwersytetu Wrocławskiego 13 VI 1903–8 V 1909.
- [21] Tajne Archiwum Państwowe Dziedzictwa Kulturalnego Prus, Berlin: I HA Rep. 76 V a, Ministerstwo do Spraw Humanistycznych, Kształcenia i Medycyny; Dział Kształcenia. Aparat Fizyki Uniwersytetu Wrocławskiego. Sekt. 4 t. X nr 35 t. 3, t. 5.
- [22] O. Lummer, „Das physikalische Institut”, *Chronik der königlichen Universität zu Breslau* **24**, 52 (1909/10).
- [23] H. Amos, „Galerie-Einbau im grossen Hörsaal des physikalischen Institut der Universität Breslau”, *Die Bauwelt* **39**, 37 (1911).
- [24] O. Lummer, „Das physikalische Institut”, *Chronik der königlichen Universität zu Breslau* **20**, (1910/11).
- [25] E. Schrödinger, „Otto Lummer”, *Neue Zürcher Zeitung* **146** (1155), 1 (23.7.1925).
- [26] O. Lummer, „Hörsamkeit (Akustik) von Räumen”, *Schlesische Funkstunde* **2** (21), 4 (1925).
- [27] O. Lummer, „Das physikalische Institut”, *Chronik der königlichen Universität zu Breslau* **22**, 47 (1907/08).
- [28] O. Lummer, „Demonstration des Perot-Fabryschen Interferenzspektroskops”, *Jahresbericht der Schlesischen Gesellschaft für vaterländische Kultur* **87**, 38 (1909).
- [29] O. Lummer, „Das physikalische Institut”, *Chronik der königlichen Universität zu Breslau* **20**, 41 (1905/06).
- [30] Biblioteka Uniwersytetu Wrocławskiego, listy Ottona Lummera [około 300 sztuk! – P.Tom.].
- [31] S. Loria, „Über die Dispersion des Lichtes in gasförmigen Kohlenwasserstoffen”, *Ann. Phys. (4)* **29**, 605 (1909).
- [32] O. Lummer, *Verflüssigung der Kohle und Herstellung der Sonnentemperatur* (Friedrich Vieweg & Sohn, Braunschweig 1914).
- [33] O. Lummer, *Grundlagen, Ziele und Grenzen der Leuchttechnik* (Oldenbourg, München, Berlin 1918).
- [34] Tajne Archiwum Państwowe Dziedzictwa Kulturalnego Prus, Berlin: I HA Rep. 76 V a, Ministerstwo do Spraw Humanistycznych, Kształcenia i Medycyny; Dział Kształcenia. Akta dotyczące podróży naukowych profesorów i prywatnych docentów Uniwersytetu Wrocławskiego. Sekt. 4 t. IV nr 43, t. II+III.
- [35] O. Lummer, „Das physikalische Institut”, *Chronik der königlichen Universität zu Breslau* **28**, 37 (1913/14).
- [36] O. Lummer, „Empfangsstörungen. Wirkungsweise und Theorie des Detektors. Stromsparende Elektronenröhren”, *Schlesische Funkstunde* **2** (2), 1 (1925).
- [37] Deutsches Rundfunkarchiv, Frankfurt am Main (S. Bauer, „Zur Programm- und Organisationsgeschichte der Schlesischen Funkstunde AG, Breslau 1924–1933”, Frankfurt 1990).
- [38] Anonymus 5, „Das Lebensalter der Privatdozenten”, *Schlesische Zeitung*, nr 400, 10.8.1920.
- [39] E. Waetzmann, „Das Physikalische Institut der Technischen Hochschule zu Breslau”, *Phys. Zs.* **29**, 884 (1928).
- [40] E. Waetzmann, „Zur Helmholtz’schen Resonanztheorie”, *Phys. Zs.* **8**, 307 (1907).
- [41] R. Ladenburg, „Über die Eigenschaften des leuchtenden Wasserstoffes”, *Jahresbericht der Schlesischen Gesellschaft für vaterländische Kultur* **87**, 112 (1909).
- [42] Archiwum Uniwersytetu Wrocławskiego, F 65 – Habilitacje, 14 X 1929–9 VII 1932.
- [43] H. Kohn, „Photometrie, Temperaturbestimmung auf Grund von Strahlungsmessungen, Ziele und Grenzen der Leuchttechnik”, w: *Müller Pouillet’s Lehrbuch der Physik*, t. 2, poł. 2, cz. 1, red. K.W. Meissner (Friedrich Vieweg & Sohn, Braunschweig 1929).
- [44] Bundesarchiv Koblenz (pismo Federalnego Ministra ds. Wewnętrznych, 30.5.1995 D III 4-231000 II prof. dr Kohn).
- [45] I. Kobayashi, „Über den Einfluss der Dämpfung auf die Beugung elektrischer Wellen an einem dielektrischen Zylinder”, *Ann. Phys. (4)* **43**, 861 (1914).
- [46] S. Loria, *Die Lichtbrechung in Gasen* (Vieweg, Braunschweig 1914).
- [47] Archiwum Uniwersytetu Wrocławskiego, F 215 – Negocjacje i protokoły z egzaminów i promocji doktorów, 1909–1910.
- [48] *Mueller-Pouillet’s Lehrbuch der Physik*, t. 2, cz. 1, red. O. Lummer, cz. 2, red. K.W. Meissner (Friedrich Vieweg & Sohn, Braunschweig 1926/1929).

Postępy stały się pismem „starym”. W takich pismach daje się zwykle jakieś wycinki tego, co pojawiało się w nich dawno temu. Spróbujemy od czasu do czasu też to robić, ograniczając się z konieczności do jakichś krótkich „migawek”. Może być ciekawe, co robiono w fizyce 50 lat temu, jak i kto to robił, szczególnie w Polsce. Ludzi tych na ogół dobrze znamy, choć nierzadko niestety już tylko z bliższych lub dalszych przekazów. Będzie to więc także jakaś forma przypomnienia tych ważnych dla nas osób, które tworzyły nasz dzisiejszy warsztat pracy.

W zeszycie 3–4/1950 podany został program XII Zjazdu Fizyków Polskich, który odbył się w dniach 29.10–3.11.1949 r. w Warszawie, wydrukowany jeden odczyt plenarny (Leonard Sosnowski: „Współczesny stan teorii zjawisk elektrycznych w kryształach”) i streszczenia referatów z prac własnych. Przytoczmy może kilka z tych streszczeń, zachowując ówczesną ortografię. Jest dosyć ciekawe, że w tych pracach własnych nie ma uwagi zajmowały sprawy aparaturowe. Może trochę dlatego, że były to lata wielkiego braku aparatury, a budować ją trzeba było na ogół samemu.

Redakcja

XII Zjazd Fizyków Polskich

O pewnym zespole pól wolnym od nieskończoności typu renormalizacji masy. JERZY RAYSKI, *Zakład Fizyki Teoretycznej U.M.K. w Toruniu* i BRONISŁAW ŚREDNIAWA, *Zakład Fizyki Teoretycznej U.J. w Krakowie*.

Praca ta stanowi kontynuację idei realistycznej regularyzacji. Autorowie znajdują (możliwie najprostszym) zespół pól, dla którego wszystkie energie własne stają się skończone dzięki wzajemnej kompensacji. Elektrodynamika kwantowa stanowi główną część tego zespołu pól złożonego z naładowanych cząstek o spinach całkowitych i połówkowych, z fotonów i neutretto.

O drganiach torsyjnych cząsteczek w ośrodkach stałych lub bardzo lepkich. ALEKSANDER JABŁOŃSKI, *Zakład Fizyki Doświadczalnej U.M.K. w Toruniu*.

Opierając się na zerowym przybliżeniu teorii oscylatora torsyjnego W. Hanusowej wprowadzono wzór na średni kwadrat kąta skręcania cząsteczek znajdujących się w ośrodku stałym (lub bardzo lepkim). Uwzględniono przypadek najczęściej spotykany w przyrodzie, gdy trzy drgania własne zachodzą dokoła trzech głównych osi bezwładności cząsteczki. Wzór ten daje związek pomiędzy średnim kwadratem skręcenia dokoła określonej głównej osi bezwładności, częstością drgań torsyjnych dokoła tej osi, momentem bezwładności względem tejże osi i temperaturą ośrodka. Pozwala on obliczyć częstość drgań na podstawie (znanego) średniego kwadratu skręcenia lub też średni kwadrat skręcenia na podstawie (znanej) częstości drgań torsyjnych, gdy właściwy moment bezwładności cząsteczki i temperatura ośrodka są znane.

Wzór zastosowano do obliczenia częstości drgań torsyjnych benzenu w glicerynie opierając się na wielkości średniego kwadratu skręcenia tej cząsteczki, wy-

znaczanej za pomocą własnej teorii polaryzacji fotoluminescencji z wyników pomiarów polaryzacji fluorescencji, wykonanych przez Feofilowa.

Obliczono również „skręcenia prawdopodobne” cząsteczek naftalenu w kryształach czystego naftalenu w 0°K i 300°K, korzystając z częstości drgań torsyjnych, wyznaczonych przez Bousseta na podstawie badań zewnętrznego efektu Ramana.

Aparatura do pomiaru koncentracji izotopu C¹⁴ w C¹². WŁODZIMIERZ MOŚCICKI, *Zakład Fizyki Teoretycznej Uniwersytetu Poznańskiego*.

Aparatura składa się z jednego licznika o pojemności około 0,5 l, wypełnianego mieszką CO₂+CS₂, wygaszanego zewnątrz, służącego do wewnętrznego liczenia impulsów pochodzących z rozpadu C¹⁴, i osłony złożonej z 14 argonowo-alkoholowych liczników Geigera-Müllera oraz 10 cm filtru Pb.

Urządzenie rejestrujące składa się z układu wzmacniającego, układu antykoincydencyjnego, skamera i dwu układów rejestrujących impulsy powstające w osłonie i impulsy antykoincydencyjne licznika głównego.

Manometr typu McLeod’a z łatwotopliwym stopem zamiast rtęci. JANUSZ GROSZKOWSKI, *Zakład Radiotechniki Politechniki Warszawskiej*.

Wadą zwykłego (rtęciowego) manometru McLeod’a jest wprowadzanie przez niego – do obszaru o mierzonemu ciśnieniu – par rtęci, których ciśnienie w temperaturze pokojowej jest rzędu 10⁻³ Torra. W opisywanym manometrze zastąpiono rtęć przez stop o stosunkowo niskiej temperaturze topności i o bardzo niskim ciśnieniu par w tej temperaturze. Np. stop Pb-Sn-Bi-Cd o temp. topl. ok. 70°C, posiada w temp. 100°C ciśnienie par mniejsze od 10⁻⁷ Torra, a więc do pominięcia w stosunku do granicznej czułości manometru.

ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI



XXXV Zjazd Fizyków Polskich w Białymstoku



W dniach od 19 do 24 września 1999 r. fizycy spotkali się w Białymstoku na tradycyjnym, już XXXV zjeździe. Organizację tego zjazdu powierzono białostockiemu Oddziałowi PTF i Uniwersytetowi, przy współpracy Politechniki i Akademii Medycznej w Białymstoku. Przewodniczący Komitetu Organizacyjnego prof. Andrzej Maziewski dwukrotnie witał licznie przybyłych uczestników (ok. 700 osób) oraz notabli. Po raz pierwszy na eleganckim bankiecie powitalnym, wydanym w niedzielę 19 września w pięknie odnowionym Pałacu Branickich. Po raz drugi w czasie uroczystego otwarcia Zjazdu w Teatrze Dramatycznym im. Aleksandra Węgierki, gdzie następnie odbywały się wszystkie przedpołudniowe sesje plenarne. Warto zauważyć, że z powodu tego miejsca wielu wykładowcom udało się zrealizować marzenie występu na prawdziwej scenie, a niektórzy dali się nawet ponieść artystycznej improwizacji. Inni też dobrze się czuli w swojej roli i nie bacząc na mijający czas i rozpaczliwe gesty prowadzącego sesję, nie chcieli opuścić sceny.

W wygodnych fotelach teatru w ciągu 4 dni wysłuchaliśmy 19 wykładów plenarnych i uczestniczyliśmy w dwóch imprezach. Wśród wykładowców nie zabrakło laureata Nagrody Nobla. Był nim Jerome I. Friedman, który w 1990 r. (wspólnie z Henrym W. Kendalllem i Richardem E. Taylorem) został wyróżniony za prace nad modelem kwarkowym. Profesor Friedman jest obecnie prezesem Amerykańskiego Towarzystwa Fizycz-

bla. W 1998 r. otrzymał ją (wraz z Donem L. Andersonem) geofizyk Adam Dziewoński – absolwent Wydziału Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego, który od wielu lat pracuje w USA w Uniwersytecie Harvarda. Swój wykład o obrazowaniu głębokiego wnętrza Ziemi wygłosił po angielsku. Wysłuchaliśmy też wykładu laureata Polsko-Niemieckiej Nagrody Mariana Smoluchowskiego–Emila Warburga, profesora Freie Universität w Berlinie Ludgera H. Wöste, który mówił o perspektywach spektroskopii femtosekundowej („Perspectives of femtosecond spectroscopy: from clusters to clouds”) i badaniu zanieczyszczeń atmosfery za pomocą lidarów. W swoim wy-



Ludger Wöste, laureat Nagrody Mariana Smoluchowskiego–Emila Warburga, przed warszawskim lidarem.



Andrzej Maziewski w rozmowie z JerOMEM Friedmanem.

nego. Zjazd gościł także laureata Nagrody Crafoorda, przyznawanej przez Królewską Szwedzką Akademię Nauk w dziedzinach nauk ścisłych nie objętych Nagrodą No-

kładzie prof. Wöste podkreślał współpracę, jaką na tym polu ma zarówno z grupą prof. Macieja Kolwasa z Instytutu Fizyki PAN, jak i z grupą prof. Krzysztofa Ernsta z Instytutu Fizyki Doświadczalnej UW. Wykład o fizyce w Polsce wczoraj, dziś i jutro wygłosił prof. Andrzej Kajetan Wróblewski, który w Białymstoku został uhonorowany Medalem im. Mariana Smoluchowskiego. Ponadto, jak zwykle w porywający sposób, o granicach Wszechświata mówił prof. Marek Demiański, o niebieskich laserach bardzo ciekawie i przystępnie mówił prof. Jacek Baranowski, o nowym stanie materii, jakim jest kondensat Bosego–Einsteina mówił dr Mirosław Brewczyk, a o szeroko pojętej popularyzacji fizyki w sposób nadzwyczaj przekonujący mówił prof. Jacek Turnau. Bardzo ciekawy i nadspodziewanie aktualny okazał się wykład prof. Czesława Radzewicza, który mówił o femtosekun-

dowych impulsach światła w badaniach przyrody. Za to właśnie, a ściśle mówiąc za badanie kinetyki reakcji chemicznych metodą spektroskopii femtosekundowej, w tym roku przyznano Nagrodę Nobla z chemii. Dostał ją Egipcjanin Ahmed Zewail pracujący w Kalifornijskim Instytucie Techniki w USA.

Wykłady plenarne były przygotowane według uznania wykładowców i pewnie dlatego niektóre były skierowane do wąskiego grona specjalistów. Szkoda, że w zaproszeniu do wygłoszenia wykładu plenarnego zabrakło informacji o tym, że w dużym stopniu słuchaczami będą nauczyciele fizyki, którzy nie mają okazji śledzić najnowszych osiągnięć nauki i zapewne woleliby wysłuchać wykładów bardziej popularnych. W tym miejscu warto podkreślić, że za taki skład uczestników organizatorom Zjazdu należy się najwyższa pochwała.

Równoległe sesje popołudniowe odbywały się w budynku Wydziału Mechanicznego Politechniki Białostockiej. Według wyboru można było zatem uczestniczyć w sesjach poświęconych: fizyce i kosmosowi lub fizyce stosowanej (poniedziałek), fizyce Ziemi lub środowisku i energetyce jądrowej (wtorek), nauczaniu fizyki, fizyce i medycynie lub fizyce matematycznej (czwartek). Warto zauważyć, że wykłady, których słuchaliśmy podczas sesji popołudniowych, w znakomitej większości były łatwo przyswajalne, o czym świadczyła ożywiona dyskusja.

Środowe popołudnie było przeznaczony na zebranie delegatów Polskiego Towarzystwa Fizycznego.

Do imprez zorganizowanych w ramach sesji plenarnych zaliczam „show” przygotowany przez redaktora Telewizji Polskiej Wiktora Niedzickiego, laureata tegorocznej nagrody PTF za popularyzację fizyki, oraz prezentację wraz z komentarzem filmowej lekcji fizyki z kosmosu w wykonaniu rosyjskiego kosmonauty, doktora fizyki Aleksandra Serebrowa. Na obie imprezy przyszło dużo młodzieży szkolnej. Bardzo liczny był też udział młodzieży w popularnonaukowych imprezach towarzyszących Zjazdowi.

Rozpropagowanie programu Zjazdu i towarzyszących mu imprez wśród nauczycieli Polski północno-wschodniej zaowocowało udziałem aż 110 szkół podstawowych, średnich i gimnazjów. Do Białegostoku przyjechała młodzież z Łomży, Suwałk, Ełku, Hajnówki, Supraśla i innych miejscowości. Wielkim zainteresowaniem cieszyły się wystawy: „Fizyka zabawek” i „Akceleratory cząstek” oraz pokaz działania lidar, który specjalnie w tym celu przyjechał z Warszawy i został ustawiony w centrum miasta, na wzgórzu św. Rocha. Na terenie Instytutu Fizyki przy ul. Lipowej 41 zorganizowano szereg popularnonaukowych wykładów i pokazy ciekawych doświadczeń z fizyki, przygotowanych przez różne ośrodki akademickie z całej Polski. O innych, równie ciekawych imprezach nie wspominam, ponieważ było ich tak dużo, że chcąc uczestniczyć w sesjach nie sposób było odwiedzić wszystkich. Takiego dylematu nie miała młodzież szkolna. Według dokonanych oszacowań całkowita liczba uczestników imprez sięgnęła 15 tys. osób, co jest godne najwyższej pochwały pod adresem organizatorów Zjazdu. Dzięki nim

młodzież miała wspaniałą okazję wzięcia udziału w bodajże najciekawszej lekcji fizyki i z własnej woli przekroczyła wszelkie limity godzin narzucone przez MEN



Andrzej Kajetan Wróblewski, laureat Medalu im. Mariana Smoluchowskiego 1999.

We wrażeniach z XXXV Zjazdu Fizyków Polskich nie może zabraknąć informacji o udziale w nim Prezesa Europejskiego Towarzystwa Fizycznego sir Arnolda W. Wolfendale'a, który wygłosił bez mała poetycki wykład pod tytułem „The origin of cosmic rays”. Ponadto byli obecni (zaproszeni przez PTF) prezesi i inni ważni przedstawiciele towarzystw fizycznych z Białorusi, Czech, Litwy, Niemiec, Słowacji, Stanów Zjednoczonych, Ukrainy i Wielkiej Brytanii. Ogromnie miłym akcentem był też udział w Zjeździe 10 polskojęzycznych nauczycieli fizyki z Kijowa, Wilna, Pigir k. Wilna, Lwowa i Grodna. Inicjatywa zaproszenia ich wyszła od prof. Andrzeja Maziewskiego. Dofinansowanie na pokrycie kosztu ich pobytu w Białymstoku uzyskano od Wspólnoty Polskiej.

Owoce zwołania dwóch konferencji prasowych była m.in. szeroka informacja o Zjeździe, ilustrowana fotografiami z towarzyszących mu wystaw, i wywiady przeprowadzone z prezesem Polskiego Towarzystwa Fizycznego prof. Ireneuszem Strzałkowskim i z obecnymi na Zjeździe kosmonautami Aleksandrem Serebrowem oraz Mirosławem Hermaszewskim. Wszystko to ukazało się w lokalnym dodatku do *Gazety Wyborczej*. Ponadto Aleksander Serebrow udzielił wywiadu ogólnokrajowemu wydaniu *Gazety Wyborczej* na temat obecnych i przyszłych losów stacji kosmicznej Mir.

Dzieląc się z czytelnikami *Postępów Fizyki* wrażeniami ze Zjazdu nie sposób pominąć troski organizatorów o wypełnienie godziną rozrywką (koncerty, przedstawienia teatralne, spotkanie towarzyskie) wszystkich wieczorów i zorganizowanie w piątek 24 września ciekawych wycieczek do wybranych miejsc makroregionu białostockiego. Podejrzewam, że wspaniałą pogodę, jaką cały czas cieszyliśmy się w Białymstoku, zapewniło nam zaproszenie przez organizatorów na uroczyste otwarcie Zjazdu reprezentantów kościoła katolickiego i prawosławnego.

Większość uczestników Zjazdu była zakwaterowana w Domach Studenckich Politechniki Białostockiej, przy ul. Zwierzynieckiej. Nawiązując do słów prof. Andrzeja Maziewskiego, wypowiedzianych podczas otwarcia Zjazdu, że odbywa się on w „środku Europy”, z całego serca życzę studentom Politechniki, aby akademicy, w których mieszkają w czasie studiów przygotowujących ich do pracy i życia w XXI w., były godne tego miejsca i czasu. Póki co, dla tych studentów, mieszkających w trzyosobowych pokojach wyposażonych w jedno biurko i z dostępem do łazienki przeznaczonej dla ok. 10 osób, ów „środek Europy” brzmi jak żart.

Miłą nowością było wydanie materiałów Zjazdu, zawierających obszernie streszczenia referatów, w postaci zeszytu dodatkowego *Postępów Fizyki*. Obecnie przygotowany jest kolejny zeszyt dodatkowy *Postępów*, w którym zamieszczone zostaną m.in. wykłady gości Zjazdu oraz podsumowania dyskusji i imprez zjazdowych.

Zjazd w Białymstoku był ostatnim w XX w. i drugim tysiącleciu. Następny Zjazd odbędzie się w 2001 r. w Toruniu. Będzie to pierwszy Zjazd w XXI w. i trzecim tysiącleciu. Magia liczb sprawia, że chociaż spotkamy się ponownie za dwa lata, wydaje się, że te Zjazdy dzieli wieczność.

Aleksandra Kopystyńska
Instytut Fizyki Doświadczalnej UW
Warszawa

XIII Sympozjum Maksa Borna

W ostatnich latach udział fizyków w badaniach z pogranicza fizyki i biologii znacznie się zwiększył. Stało się to możliwe głównie dzięki dużej ilości informacji udostępnionej społeczności naukowej przez biologów. W szczególności, poczynając od 1995 r. poznano sekwencje ponad 20 genomów i cała informacja o nich jest publicznie dostępna. Po raz pierwszy w historii człowiek posiadał pełną informację o sekwencji nukleotydów w DNA, która jednoznacznie decyduje o strukturze białek, a tym samym o własnościach organizmu. Znajomość tych sekwencji – często wielu milionów nukleotydów – nie jest jednak równoznaczna z naszym rozumieniem zapisu informacji w tych sekwencjach. XIII Sympozjum Maksa Borna jest przykładem współpracy między biologami i fizykami w szczególnie intensywnie badanej dziedzinie genetyki molekularnej – poszukiwaniu biologicznego sensu w sekwencjach genomowych. Fizycy wnoszą do tej dziedziny głównie znajomość narzędzi statystycznych, a genetycy – oprócz samych sekwencji pochodzących ze żmudnych badań laboratoryjnych – informacje na temat funkcji biologicznych wielu sekwencji DNA, zdobyte wcześniej w badaniach doświadczalnych.

Sympozjum odbyło się we Wrocławiu w dniach 26–30 maja 1999 r. i było kolejnym z serii organizowanych przez Instytut Fizyki Teoretycznej Uniwersytetu Wrocławskiego sympozjów, których patronem jest Max Born – fizyk niemiecki urodzony we Wrocławiu. Tym ra-

zem sympozjum zostało zorganizowane wspólnie z Instytutem Mikrobiologii Uniwersytetu Wrocławskiego i nosiło tytuł: „Fizyka statystyczna w biologii: perspektywy analizy DNA, dynamiki populacji i procesów starzenia się”. Tytuł ten dobrze oddaje główne tematy omawiane w trakcie spotkania. W ramach badań DNA głównymi zagadnieniami były korelacje długozasięgowe w kodujących i niekodujących sekwencjach DNA oraz próby symulowania ewolucji sekwencji genomów. W zakresie dynamiki populacji najwięcej czasu poświęcono możliwościom symulacji w modelu Penny nowych zjawisk w populacjach, jak np. wpływu opieki medycznej na śmiertelność w populacji człowieka. Badania w zakresie dynamiki populacji są przykładem trudności w nawiązywaniu współpracy między fizykami i biologami. Fizycy publikują swoje prace na ten temat w czasopismach fizycznych, a biologowie w biologicznych i wzajemnie ich nie czytają. Często jest tak, że wnioski intuicyjnie wyciągane przez biologów są dokumentowane w symulacjach komputerowych prowadzonych przez fizyków, ale biologowie o tym nie wiedzą.

W Sympozjum wzięło udział 59 zarejestrowanych uczestników i słuchacze niezarejestrowani, głównie z Wrocławia, tacy jak pracownicy niektórych uczelni, doktoranci i studenci. Wykładowcami było 13 fizyków (z Belgii, Brazylii, Izraela, Niemiec, USA i Polski), trzech genetyków molekularnych (z Francji i Polski) i jeden matematyk (z USA). Dla przykładu M.Ya. Azbel przedstawił wykład na temat „Uniwersalna unifikacja życia, śmierci, ewolucji i wymierania gatunków”, S.V. Buldyrev – „Analiza powtórzeń tandemów n -merowych i krótkich oligomerów w kodujących i niekodujących sekwencjach DNA”, S. Havlin – „Skalowanie w przyrodzie: od DNA przez bicie serca do przewidywań pogody”, D. Stauffer – „Wpływ opieki medycznej na procesy starzenia się w modelu Penny”, H.E. Stanley – „Zjawiska fluktuacyjne a ewolucja w niekodujących sekwencjach DNA”, J.R. Lobry – „Ładny błędny model ewolucji składu nukleotydowego DNA”, A. Danchin – „Od funkcji do sekwencji, czyli genom jako tekst”.

W tym roku, korzystając z faktu, że sympozjum odbywało się we Wrocławiu, w ostatnim dniu jego trwania wygłoszone zostały trzy wykłady otwarte dla mieszkańców miasta – wykładowcami byli: S.V. Buldyrev, P.M.C. de Oliveira i D. Stauffer.

Materiały sympozjum zostały wydane jako specjalny numer czasopisma *Physica A* 273, nr 1/2 (1999) w wydawnictwie Elsevier.

Sponsorami XIII Sympozjum Maksa Borna były: Ministerstwo Edukacji, Fundacja W. i E. Heraeusów z Niemiec oraz Uniwersytet Wrocławski.

Stanisław Cebrat
Instytut Mikrobiologii UWr

Mirosław R. Dudek
Instytut Fizyki Teoretycznej UWr
Wrocław

Wina i odpowiedzialność

Klaus Hoffmann: *Wina i odpowiedzialność, Otto Hahn – konflikty uczonego*, z jęz. niemieckiego przełożył Tomasz Żak, Wydawnictwa Naukowo-Techniczne, Warszawa 1997, s. 273.

Obchodziliśmy niedawno setną rocznicę odkrycia promieniotwórczości. Czytelnik polski otrzymał liczne prace ukazujące historię i pionierów badań nad tym zjawiskiem. Recenzowana książka jest jedną z nich. Postacią centralną jest tu wybitny chemik niemiecki Otto Hahn, który – jak wiadomo – za odkrycie rozszczepienia jąder uranu pod wpływem neutronów otrzymał Nagrodę Nobla w dziedzinie chemii za rok 1944. Autorem jest Klaus Hoffmann – bliżej nie znany doktor nauk przyrodniczych.

Umieszczona na okładce fotografia prof. Hahna, sympatycznie wyglądającego starszego pana, zachęca do sięgnięcia po książkę. Staranne wydanie, wyraźny druk, dobre tłumaczenie, ułatwiają lekturę. Liczne fotografie osób i miejsc oraz kopie dokumentów pomagają czytelnikowi przenieść się wyobraźnią i myślą do opisywanych czasów.

Dla recenzenta lektura książki Hoffmanna była pasjonująca. Zapewne podobną opinię wyraziliby ci fizycy, zwłaszcza starszej generacji, którzy pracowali wspólnie z radiochemikami i z tej współpracy wynieśli pokaźny dorobek naukowy oraz bardzo miłe wspomnienia. Należy jednak przypuszczać, że krąg osób, które przeczytały lub przeczytają książkę z zainteresowaniem jest wyraźnie szerszy. W kręgu tym znajdują się z pewnością inni fizycy, nawet spoza specjalności jądrowej, oraz studenci fizyki. Dla chemików ciekawe powinno być w szczególności przesłanie wzbogacania układu okresowego o pierwiastki promieniotwórcze (być może z satysfakcją przypomną sobie, że to jeden z nich – a nie fizyk – dokonał epokowego odkrycia procesu rozszczepienia). Książka powinna być atrakcyjna również dla przedstawicieli innych nauk przyrodniczych.

Lektura książki pozwala uzmysłwić sobie, jak ważny jest dla początkującego badacza kontakt z wybitnymi uczonymi. W przypadku Hahna byli to m.in. dwaj fizycy wielkiego formatu, William Ramsey i Ernest Rutherford. Zetknął się i pracował z nimi w czasie stażu w Anglii i Kanadzie. Został przez nich wprowadzony do badań nad promieniotwórczością. Z tego okresu pochodzą jego pierwsze istotne odkrycia i impuls do późniejszych prac w Niemczech.

Badania promieniotwórczości przez wiele lat łączyły fizyków i chemików. Hahn do końca pozostał chemikiem. Jak widać – chemikiem o znakomitym warsztacie pracy (Niemcy były krajem, w którym chemia osiągnęła najwyższy poziom światowy). Jednak dla jego działalności naukowej wielkie znaczenie miała współpraca z utalent-

waną fizyczką z Austrii, Lizą Meitner, która głębiej niż on wnikała w istotę badanych procesów fizycznych.

Berlińska współpraca Ottona Hahna i Lizy Meitner trwała przez wiele lat. Przyniosła znakomite wyniki. W końcu 1938 r. doprowadziła Hahna i Strassmanna do odkrycia rozszczepienia uranu. Liza Meitner nie była bezpośrednim uczestnikiem tych eksperymentów. Po aneksji Austrii przestał ją chronić status cudzoziemca. Groziło jej, jako osobie pochodzenia żydowskiego, niebezpieczeństwo i musiała opuścić nazistowskie Niemcy. Jednak Hahn listownie dyskutował z nią interpretację wyników.

Można spotkać się z opinią, że Nagrodę Nobla należało przyznać łącznie Hahnowi i Meitner (w tym kontekście mniej się mówi o Strassmannie). Czytelnik ma okazję do wyrobienia sobie, w jakimś stopniu, własnego zdania w tej sprawie. Lektura będzie zapewne punktem wyjścia do szerszej refleksji nad tym, jak często osiągnięcia naukowe, przypisywane jednej osobie, są w samej rzeczy osiągnięciami wielu. Godne zadumy będzie również to, że na drodze do wielkich odkryć popełniane bywają poważne błędy. Nie uniknęli ich również Hahn i Meitner.

Pod koniec wojny przyznanie Nagrody Nobla wspólnie Ottonowi Hahnowi i Lizie Meitner miałyby wymowę szczególnej wagi. Ciekawe, czy Komitet Noblowski nie dostrzegł tego? A może nie chciał dostrzec? Czy też był przekonany o decydującej roli Hahna? Klaus Hoffmann nie podważa decyzji Komitetu. Jego stanowisko jest być może odzwierciedleniem faktu, że powojennym Niemcom potrzebny był pozytywny bohater. Ktoś prawdziwie wybitny, a jednocześnie – powiedzmy – przyzwoity. Hahn był odpowiednim kandydatem. Ograniczanie jego zasług i wielkości nie byłoby akceptowane.

W tekście znajdujemy stwierdzenie: „Otto Hahn i Maks von Laue byli znani z tego, że nigdy nie sympatyzowali z narodowym socjalizmem i bynajmniej nie żałowali upadku Hitlera” (co nie było powszechne wśród niemieckich atomistów). Nie ma powodu, żeby w to wątpić. Ale nasuwają się pytania, jak wyglądało życie przyzwoitego człowieka w Niemczech lat 1933–45. W jakim stopniu musiał kontrolować swoje poczynania i wypowiedzi? Jak często był zmuszony do czynienia lub mówienia czegoś, co było sprzeczne z jego przekonaniami? Ile razy musiał podnosić rękę w geście hitlerowskiego pozdrowienia? To, co podpowiada wyobraźnia, jest niezmiernie przykre.

Książka zawiera rzetelnie napisany rozdział: „Narodowy socjalizm – noc dla nauki niemieckiej”. Mowa jest o dramatycznej sytuacji, w jakiej znaleźli się Hahn i jego koledzy w czasach nazizmu. Nie daje jednak pełnej odpowiedzi na bardziej szczegółowe pytania, jak te sformułowane powyżej. Pytania istotne dla pamiętających okres wojny i powojenne lata stalinowskie.

W czasie wojny niemieccy fizycy jądrowi i radiochemicy zostali powołani przez ówczesne władze Niemiec do

prac nad osiągnięciem łańcuchowej reakcji rozszczepienia i dojścia na tej drodze do bomby atomowej. Na szczęście celu nie osiągnęli. O niemieckim wojennym programie atomowym pisano już wiele, ale ponowne przyjrzenie się tej historii w ujęciu pełniejszym niż dotychczas jest interesujące.

Do tego programu atomowego zostali wciągnięci również Hahn i jego współpracownicy z Instytutu Chemii im. Cesarza Wilhelma w Berlinie. Hahnowi udało się skoncentrować działalność na badaniach, których związek z głównym celem programu był niewielki. Ale już wówczas zdawał sobie sprawę z tego, że jego odkrycie może zostać wykorzystane w sposób budzący grozę. Przypuszczenia przeobraziły się w pewność w sierpniu 1945 r., kiedy amerykańskie bomby spadły na Hiroshimę i Nagasaki. Hahn i jego koledzy dowiedzieli się o tym, kiedy byli internowani w Anglii. Temu epizodowi poświęcony został pierwszy rozdział książki. Przytoczone wypowiedzi niemieckich naukowców dają wiele do myślenia. Na przykład, według Hoffmanna, Heisenberg wyraził „ubolewanie, że niemieckie badania atomowe nie były forsowane w takiej mierze, jak konstrukcja rakiet V1 i V2”. Natomiast Hahn był przerażony tym, co się stało, i cieszył się, że Niemcy nie miały możliwości skonstruowania bomby.

Poczucie współodpowiedzialności za to, co się wydarzyło i mogło wydarzyć w przyszłości w wyniku odkrycia rozszczepienia uranu, towarzyszyło Hahnowi do końca życia. Używając terminologii „okresu minionego” można powiedzieć, że stał się żarliwym obrońcą pokoju. Ten czy ów powie: wspomagał (pośrednio) imperialną politykę Związku Radzieckiego. Ocenę politycznego znaczenia tej działalności pozostawmy do indywidualnego osądu Czytelnika. Natomiast problem odpowiedzialności uczonych za sposób, w jaki ich odkrycia są wykorzystywane, a mówiąc nieco patetycznie – za losy ludzkości, uważać należy za niezmiernie ważny. Klaus Hoffmann starał się na problem ten zwrócić uwagę przez wybór tytułu książki. Wraca do tego tematu na wielu stronach swojej pracy.

Sprawa winy i odpowiedzialności naukowców poruszana jest w książce również w kontekście pierwszej wojny światowej. Mowa jest o zaangażowaniu Hahna w produkcję broni gazowej. Ta działalność nie przyniosła chwały ani Hahnowi, ani tym bardziej jego koledze, wybitnemu chemikowi i laureatowi Nagrody Nobla, Fritzowi Haberowi. Cytat z listu Lizy Meitner do Hahna (1915): „Gratuluję Panu pięknego sukcesu pod Ypres” jest wręcz wstrząsający.

Jako potencjalni czytelnicy książki wskazani zostali przedstawiciele nauk przyrodniczych. Recenzent przekonał się jednak na paru przykładach, że prześledzenie drogi życiowej Ottona Hahna może okazać się interesujące również dla osób spoza tego środowiska. Ale osoby te przeczytały książkę chyba tylko dlatego, że została im podsunęta. Wydaje się ponadto, że w czasie lektury koncentrowały się na biografii Hahna bardziej niż na przebiegu i wynikach badań.

To ostatnie mogło być trudne, mimo że książka ma charakter popularnonaukowy. Informacje z zakresu fizyki i chemii podawane są w sposób bardzo elementarny. Autor wyjaśnia np. co należy rozumieć przez „okres połowicznego zaniku”. Problem w tym, że w pierwszych dekadach XX w. zbieranie nowych danych znacznie wyprzedzało ich prawidłową interpretację. W szczególności, wiele odkrywanych substancji promieniotwórczych nazywano nowymi pierwiastkami, gdy tymczasem późniejsze badania identyfikowały je jako izotopy znanych pierwiastków.

Czytając o kolejnych odkryciach czytelnik odnosi wrażenie pewnego chaosu. Nie jest to istotny zarzut pod adresem Autora, który po prostu odtworzył ówczesną sytuację. Faktem jest jednak, że wielu czytających fragmenty książki poświęcone odkryciom może je uznać za niezbyt strawne i zdecyduje się na ich przeskoczenie.

Książka Hoffmanna robi wrażenie dobrej roboty. Dostrzeżonych merytorycznych, terminologicznych i językowych potknięć Autora i/lub Tłumacza jest niewiele. Oto niektóre z nich:

Na s. 69 czytamy, że odkryty przez Hahna radiator ma liczbę masową 218. Powinno być 228.

Ostatnie zdanie na s. 83 sugeruje, że microcurie jest jednostką dawki promieniowania. W rzeczywistości jest to jednostka aktywności preparatu promieniotwórczego.

Z myślą o maksymalnych energiach uzyskiwanych przy zastosowaniu akceleratorów na s. 106 użyte jest niezbyt szczęśliwe określenie „moce współczesnych przyspieszaczy”. Na tejże stronie czytamy, że Cockcroft i Walton „zdołali w 1932 r. uzyskać pierwszą przemianę jądrową za pomocą protonów przyspieszanych w cyklotronie”. W rzeczywistości fizycy ci zastosowali zbudowany przez siebie akcelerator kaskadowy. Tamże znajdujemy określenie pozytonu jako cząstki będącej „przeciwieństwem ujemnie naładowanego elektronu”. Określenie to z łatwością można by uściślić.

Na s. 166 czytamy, że Heisenberga sprowadzono „na ...instytut” zamiast „do ...instytutu”.

Jak widać, zastrzeżenia dotyczą spraw drobnych, nie mających istotnego znaczenia. Pozytywne wrażenia z lektury zdecydowanie przeważają. Książka Klaus Hoffmanna przybliży nam sylwetkę nieprzeciętnego naukowca, któremu przyszło żyć i pracować w czasach bardzo ciekawych, ale okresami niezwykle trudnych. Biografia Hahna podana jest łącznie z bogatymi informacjami o wielu innych ludziach nauki, z którymi spotykał się i wspólnie pracował. Szeroko uwzględnione zostały uwarunkowania historyczne i polityczne. Książka pobudza czytającego do różnorodnych przemyśleń i refleksji. Warto ją przeczytać.

Jan Żyłicz

Instytut Fizyki Doświadczalnej UW
Warszawa

LISTY DO REDAKCJI

Oceńmy nowe podręczniki

Zgodnie z zapowiedzią ruszyła reforma oświaty. Uczniowie klas IV szkoły podstawowej oraz uczniowie klas I gimnazjum otrzymali nowe podręczniki. Autorzy i wydawcy dotrzyмали terminu. Wybór jest obfity. Wśród podręczników są zarówno tradycyjne, jak i nowatorskie, rodzimych autorów i tłumaczenia. Jakość ich jest różna, choć biorąc pod uwagę ekspresowy termin i tak na ogół dość dobra. Niektóre z podręczników, choć w zamysle ciekawe, to jednak mają sporo błędów.

Zwracam się z apelem do wszystkich osób, a w szczególności do nauczycieli szkolnych, akademickich, rodziców uczniów, znajomych rodziców oraz samych uczniów, o nadsyłanie wszelkich uwag. To bardzo ważne. Teraz będzie ustalany kanon na najbliższe lata. Ostaną się na rynku zapewne ze dwa typy podręczników. Chodzi o to, by wybrać dobre.

Czekam na uwagi o błędach merytorycznych, o konstrukcji i doborze programu, o stopniu trudności, o klarowności, o przejrzystości samego tekstu, rycin, wykresów. Czy podręczniki są przeładowane, czy wręcz przeciwnie – zbyt ubogie. Czy nie przypominają haseł encyklopedii dla maluczkich, czy mają ciekawe i dobre doświadczenia i zadania. Interesuje mnie również szata graficzna i cena. Bardzo cenne będą uwagi o materiałach dodatkowych dla uczniów i nauczycieli. Zdanie uczniów też ma ogromne znaczenie. Proszę to od uczniów i swoich dzieci wydobyć. Może to wymagać pewnych zabiegów, takich jak zwykła obserwacja dzieci przeglądających podręcznik, jak i wynik wykonania przez dziecko pewnego zadania na podstawie wiadomości zdobytych samodzielnie w podręczniku. Nawet luźno sformułowane opinie będą cenne.

Opracowanie rzetelnego przeglądu podręczników nie obejdzie się bez pomocy szerokiego grona czytelników. Pod koniec roku szkolnego dokonamy podsumowania nadesłanych przez Państwa listów i własnych uwag.

Listy i uwagi proszę nadsyłać na adres: Zofia Gołąb-Meyer, Instytut Fizyki UJ, Reymonta 4, 30-059 Kraków lub na adres elektroniczny: meyer@thrisc.if.uj.edu.pl.

Zofia Gołąb-Meyer
Instytut Fizyki UJ
Kraków

Nauczyciele fizyki chcą się kształcić

W zjazdowym numerze *Postępów Fizyki* ukazał się artykuł prof. Jerzego Warczewskiego (PF 50, zesz. dod., 70 (1999)), przewodniczącego Zespołu Kierunkowego Fizyki Centralnego Ośrodka Metodycznego Studiów Nauczycielskich przy WSP w Krakowie pt. „Dydaktyka fizyki jako dyscyplina naukowa” wraz z tekstami jego listu skierowanego do Centralnej Komisji ds. Tytułu Naukowego i Stopni Naukowych, popierającego wniosek listu prof. Wojciecha Nawrocika, dziekana Wydz. Fizyki Uniwersytetu im. A. Mickiewicza w Poznaniu oraz odpowiedzi prof. Osmana Achmatowicza, sekretarza Centralnej Komisji ds. Tytułu Naukowego i Stopni Naukowych.

Ta wymiana korespondencji wzbudziła w nauczycielach fizyki nowe nadzieje na otwarcie możliwości uzyskiwania stopni naukowych – doktoratów z fizyki. Znacznie wcześniej nadzieje takie wzbudził śp. prof. Grzegorz Białkowski, kiedy wraz z doc. Ignacym Stępniewskim zainicjował seminaria dla nauczycieli fizyki w Warszawie, w których uczestniczyli nauczyciele z wielu innych ośrodków i szkół.

Zachęcony zarówno treścią wspomnianej korespondencji, jak i licznymi zapytaniami nauczycieli zaprosiłem zainteresowanych do Poznania w dniu 20 listopada 1999 r. Przybyło 21 osób z całej Polski (Szczecin, Białystok, Warszawa, Jasło, Kraków). Na spotkaniu, które prowadziliśmy wspólnie z prof. Wojciechem Nawrocikiem, zapoznaliśmy uczestników z przepisami dotyczącymi doktoratów oraz wymaganiami stawianymi dorobkowi naukowemu kandydatów, przebiegiem przewodu doktorskiego oraz rolą promotora pracy. Istotną częścią spotkania były indywidualne rozmowy z uczestnikami, których celem było zebranie wstępnych informacji o osiągnięciach i zainteresowaniach naukowych kandydatów.

Kolejne spotkanie wyznaczono na 8 stycznia 2000 r. Na spotkaniu tym każdy z uczestników przedstawił w krótkim wystąpieniu najciekawsze swoje osiągnięcia w nauczaniu fizyki lub przedmiot swoich szczególnych zainteresowań naukowych. Następne spotkanie zaplanowano na 25 i 26 marca.

Henryk Szydłowski
Instytut Fizyki UAM
Poznań

PTF

Komisje

Zarząd Główny PTF powołał na kadencję 1999–2001 przewodniczących następujących komisji: Komisja Nagród i Odznaczeń – Henryk Szymczak, Komisja Nagród Dydaktycznych – Edmund Śniadek, Komisja ds. Nauczania Fizyki w Szkołach Wyższych – Wojciech Gawlik, Komisja ds. Nauczania Fizyki w Szkołach – Henryk Szydłowski, Komisja Historii Fizyki – Andrzej Bielski, Komisja Legislacyjna – Wiesław Kamiński, Komisja ds. Współpracy z Zagranicą – Szymon Bauch, Komisja ds. Nazewnictwa Fizycznego – Bernard Jancewicz, Komisja Popularyzacji i Promocji Fizyki – Wiktor Niedzicki.

Przewodniczącym Komitetu Głównego Olimpiady Fizycznej został w nowej kadencji Jan Mostowski.

Zmiana składek

Zarząd Główny PTF podjął uchwałę o zmianie składek członkowskich. Od 1 stycznia 2000 r. składki członków PTF wynoszą: profesorowie i docenci – 60 zł, studenci i pracownicy do 3 lat ogólnego stażu pracy – 20 zł, pozostali członkowie – 35 zł.

Zmieniono również opłatę za prenumeratę *Postępów Fizyki*: członkowie PTF, którzy wnoszą opłatę w swoim Oddziale za cały rok z góry mają zniżkę 40%, czyli płacą 36 zł.

Spotkanie przedstawicieli towarzystw fizycznych w Białymstoku

W czasie XXXV Zjazdu Fizyków Polskich w Białymstoku już po raz drugi odbyło się organizowane przez PTF spotkanie przedstawicieli towarzystw fizycznych. Udział w spotkaniu wzięli przedstawiciele następujących towarzystw fizycznych: europejskiego (sir A. Wolfendale – prezes i J. Nadrchal – przew. Komisji ds. Stosunków Wschód–Zachód (EWTF)), amerykańskiego (I. Lerch – dyrektor ds. Spraw Zagranicznych), białoruskiego (P.A. Apanasewicz – prezes), brytyjskiego (P. Melville – dyrektor ds. Zawodowych), czeskiego (A. Ciepły – sekretarz generalny), litewskiego (Z.B. Rudzikas – prezes), niemieckiego (A.M. Bradshaw – prezes, J.-E. Mosch – skarbnik, V. Haeselbarth – sekretarz generalny), słowackiego (J. Stanicek – wiceprezes) oraz ukraińskiego (S.M. Riabczenko – prezes), a PTF reprezentowane było przez Sz. Bauchą, A. Budzanowskiego, W. Głazkową, M. Kolwasa, R. Sosnowskiego, I. Strzałkowskiego, J. Szudego, K. Żakowiczową i E. Żukowskiego.

Idea spotkań przedstawicieli towarzystw fizycznych powstała dwa lata temu przed Zjazdem Fizyków Polskich w Katowicach i była w ścisłym związku z sytuacją, w ja-

kiej znalazły się towarzystwa naukowe w wyniku transformacji ustrojowej. Jednym z efektów zmian jest uzyskanie przez towarzystwa naukowe całkowitej swobody działania (w ramach obowiązującego prawa) przy jednoczesnym radykalnym zmniejszeniu wsparcia ze strony władz zarówno w sferze finansowej, jak i w innych bardzo istotnych dla towarzystw sprawach, a w szczególności współpracy międzynarodowej. Trudno przecenić rolę współpracy zagranicznej w działalności PTF. Współpraca ta umożliwia m.in. przedstawianie osiągnięć polskiej fizyki, ale także wpływ na działania i decyzje różnych międzynarodowych gremiów dotyczących nauki, a w szczególności fizyki. Do niedawna jednak umowy o współpracy z innymi towarzystwami zagranicznymi PTF mogło zawierać wyłącznie za pośrednictwem Polskiej Akademii Nauk, która też ponosiła wszystkie koszty związane z tymi umowami. Obecnie nie jest wymagane pośrednictwo PAN, ale i nie ma praktycznie żadnych szans na uzyskanie jakiegokolwiek pomocy w tej materii ze strony instytucji rządowych. Uznano więc, że bardzo pożyteczne byłoby spotkanie przedstawicieli towarzystw z różnych krajów w celu ustalenia ich poglądów na temat współpracy między towarzystwami oraz wypracowania form i mechanizmów gwarantujących efektywność takiej współpracy.

Pierwsze spotkanie, zorganizowane w czasie Zjazdu Fizyków Polskich w Katowicach, pokazało, że także inne towarzystwa są zainteresowane rozwojem współpracy międzynarodowej i, co istotne, nie tylko na forach organizacji międzynarodowych (np. EPS), ale także na drodze kontaktów dwustronnych. Warto również podkreślić, że połączenie spotkania ze Zjazdem pozwoliło naszym gościom na ogólne zapoznanie się z najnowszymi tendencjami rozwojowymi w polskiej fizyce oraz na osobiste kontakty z polskimi fizykami. Wszyscy uczestnicy spotkania byli bardzo zadowoleni z jego roboczego charakteru, który umożliwił dużą swobodę w wyborze tematów i dyskusjach. Informacja o tym spotkaniu i poruszanych na nim tematach ukazała się w *Europhys. News* 29, nr 1, 23 (1998) oraz w *Biuletynie PTF*, nr 1 (1997/99).

Białostockie spotkanie miało również roboczy charakter. W czasie 3-godzinnej sesji prowadzonej przez J. Nadrchala poruszono wiele istotnych dla fizyków spraw. Główne nurty dyskusji zostały wyznaczone przez wystąpienia: A. Wolfendale'a, który przedstawił podstawowe zadania EPS i sposoby ich realizacji w najbliższym czasie; I. Lercha, który skoncentrował się na problemach związanych ze współpracą międzynarodową w aspekcie doświadczeń amerykańskich i poprosił zebranych o przedstawienie ich poglądów na omawiane kwestie; J. Nadrchala, który przedstawił osiągnięcia, trudności oraz propozycje nowych form działania EWTF. W trakcie sesji prezesi towarzystw polskiego i litewskiego podpisali umowę o współ-

pracy między tymi towarzystwami. Ponadto zagranicznym uczestnikom prezes PTF, Ireneusz Strzałkowski, wręczył znaczki naszego Towarzystwa oraz legitymacje członków zwyczajnych tym gościom, którzy opłacili składki, zaś pozostałym – legitymacje członków nadzwyczajnych. Należy podkreślić, że żywe dyskusje uczestników spotkania trwały przez cały czas ich pobytu w Białymstoku, dzięki czemu możliwe było lepsze poznanie sytuacji fizyków w innych krajach oraz rozwiązanie niektórych problemów utrudniających kontakty między towarzystwami. Ponadto obecność gości zagranicznych na Zjeździe, ich spotkania z uczestnikami Zjazdu oraz stworzone im możliwości zwiedzenia miasta i okolic były kolejną udaną okazją promocji polskiej fizyki, polskich fizyków i naszego kraju.

Prezes Polskiego Towarzystwa Fizycznego wyraził podziękowanie Komisji EPS ds. Współpracy Wschód–Zachód i Niemieckiemu Towarzystwu Fizycznemu za pomoc finansową, bez której nie byłaby możliwa organizacja tego spotkania.

Szymon Bauch

Nominacje profesorskie

Tytuł naukowy profesora nauk fizycznych, nadany przez Prezydenta Rzeczypospolitej Polskiej, otrzymali w dniu 15 grudnia 1999 r.: Józef Stanisław Barnas (UAM), Zbigniew Marian Czapla (UWr), Jadwiga Łucja Skierczyńska (UMCS) i Jarosław Kazimierz Zaremba (UMK).

Rzeczpospolita, nr 292 (1999)

Nagroda Nobla z fizyki 1999

Motto: *Gdybym mógł wyjaśnić panu w pięć minut co zrobiłem, nie byłoby to warte Nagrody Nobla!*
(R.P. Feynman do jednego z dziennikarzy)

Nagroda Nobla z fizyki za rok 1999 przyznana została uczonemu holenderskiemu Gerardusowi 't Hooftowi oraz promotorowi jego rozprawy doktorskiej, Martinusowi J.G. Veltmanowi za – jak głosi oficjalny komunikat Królewskiej Szwedzkiej Akademii Nauk – „wyjaśnienie kwantowej struktury oddziaływań elektrosłabych w fizyce”. Jest to druga już Nagroda Nobla przyznana fizykom teoretykom za wkład wniesiony w budowę teorii zwanej Modelem Standardowym oddziaływań cząstek elementarnych. W roku 1979 otrzymali ją bowiem Sheldon Glashow, Abdus Salam oraz Steven Weinberg – twórcy zuniifikowanej teorii elektrosłabych oddziaływań leptonów (zwanej też modelem GSW), która stanowi zasadniczą część Modelu Standardowego.

Cztery prace stanowiące formalną podstawę przyznania Nagrody opublikowane zostały w czasopiśmie *Nuclear Physics B* w latach 1968–72: M. Veltman, „Perturbation theory of massive Yang–Mills fields” 7, 637 (1968); G. 't Hooft, „Renormalizable lagrangians for massive Yang–Mills fields” 35, 167 (1970); G. 't Hooft, M. Veltman, „Regularization and renormalization of

gauge fields” 44, 189 (1972); G. 't Hooft, M. Veltman, „Combinatorics of gauge fields” 50, 318 (1972). Są to czysto teoretyczne i bardzo techniczne prace, poświęcone zaawansowanej kwantowej teorii pola. Nie pojawia się w nich żadna wzmianka o doświadczalnych konsekwencjach rozważanych w nich teorii, ani też nie są czynione przewidywania jakichś spektakularnych zjawisk. Niełatwo jest więc dostrzec ich znaczenie dla rozwoju opisu oddziaływań fundamentalnych. Aby zrozumieć wagę prac Holendrów, trzeba prześledzić w skrócie historię rozwoju kwantowej teorii pola, która doprowadziła do sformułowania Modelu Standardowego.

Od czasu swego powstania kwantowa teoria pola, a w szczególności elektrodynamika kwantowa, borykała się z wieloma trudnościami (dobry, zwarty opis rozwoju elektrodynamiki kwantowej można znaleźć we „Wstępie historycznym” książki S. Weinberga *Teoria pól kwantowych* (PWN, 1998)). Jedną z najpoważniejszych, bo stawiających pod znakiem zapytania wewnętrzną spójność teorii, było pojawianie się w wyższych rzędach rachunku zaburzeń (wg potęg stałej struktury subtelnej α) wyrażen nieskończonych. Trudność ta została w końcu lat czterdziestych przezwyciężona dzięki pracom R.P. Feynmana, S.-I. Tomonagi i J.S. Schwingera (uhonorowanych za swoje osiągnięcia Nagrodą Nobla w roku 1965), które umożliwiły sformułowanie i sformalizowanie tzw. procedury renormalizacji (F. Dyson, O.S. Parasiuk, N.N. Bogolyubov, K. Hepp, W. Zimmermann). Szczególnie użyteczna okazała się tu opracowana przez R.P. Feynmana metoda pozwalająca usystematyzować w poglądowej postaci diagramów wszystkie wkłady otrzymywane w rachunku zaburzeń. Główna idea procedury renormalizacji jest następująca. Wyjściowy lagranżjan dowolnego mo-



Martinus Veltman (z lewej) i Gerardus 't Hooft.

delu kwantowej teorii pola zawiera pewne parametry odgrywające rolę mas cząstek czy stałych sprzężenia (np. masy elektronu i stałej struktury subtelnej w elektrodynamice). Parametry te nie są jednak tożsame z mierzonymi doświadczalnie masami cząstek i stałymi sprzężenia. Te ostatnie, w danym rzędzie rachunku zaburzeń, można obliczyć w funkcji wyjściowych (tzw. „gołych”) parametrów lagranżjanu. Teorie, w których po wyrażeniu (w danym rzędzie rachunku zaburzeń) obliczanych wielkości przez skończoną liczbę fizycznych – tj. mierzonych – mas i stałych sprzężenia otrzymuje się wyniki skończone,

nazywamy teoriami renormalizowalnymi. Nieskończoności w takich teoriach pozostają jedynie w związkach między niemierzalnymi „gołymi” parametrami lagranżjanu a mierzonymi masami i takimi stałymi sprzężenia, jak stała $\alpha = 1/137$, stanowiącymi „parametry wejściowe” teorii. Oczywiście, aby móc w ogóle prowadzić rachunki i otrzymać te (formalnie) nieskończone związki, należy na etapie pośrednim rachunków zastosować pewien chwyt zwany regularyzacją, polegający na wprowadzeniu w sposób sztuczny do teorii jakiegoś obciążenia rozbieżnych całek po czteropędach tzw. cząstek wirtualnych. Istotne jest to, że teorie renormalizowalne dają pełne przewidywania, gdyż otrzymywane w nich wyniki zależą jedynie od skończonej liczby parametrów wejściowych, która jest równa liczbie „gołych” parametrów w lagranżjanie (i nie zależą od przyjętego sposobu regularyzacji). Łatwo także podać przykłady teorii nierenormalizowalnych, w których w kolejnych rzędach rachunku zaburzeń trzeba definiować nowe parametry typu stałych sprzężenia, których wartości trzeba następnie wziąć z doświadczenia, aby móc obliczyć inne mierzalne wielkości. Zdolność przewidywania teorii tego typu jest zatem mała.

Elektrodynamika kwantowa, w której oddziaływania pomiędzy naładowanymi cząstkami przenoszone są przez fotony o zerowej masie, jest teorią renormalizowalną. Jedynymi parametrami, które należy wyznaczyć z doświadczenia są masy cząstek naładowanych (elektronu, mionu itd.) i wartość punktowego (elementarnego) sprzężenia fotonu z elektronem. Pełny dowód renormalizowalności elektrodynamiki jest dość skomplikowany i wykorzystuje w kluczowy sposób podstawową własność tej teorii, jaką jest jej niezmienniczość względem abelowej grupy $U(1)$ transformacji cechowania (odpowiadających na poziomie mechaniki kwantowej swobodzie wyboru czterowektora potencjału $A_\mu(x) \rightarrow A_\mu(x) - (1/e)\partial\theta(x)/\partial x^\mu$, która może być skompensowana zmianą fazy funkcji falowej elektronu $\psi(x) \rightarrow \exp(-i\theta(x))\psi(x)$). Niezmienniczość ta zapewnia, że nieskończoności we wkładach pewnego typu, które mogłyby się pojawić i popsuć renormalizowalność, w istocie nie występują. Renormalizowalne są także tzw. teorie Yanga–Millsa, będące uogólnieniem niezmienniczości względem cechowania elektrodynamiki kwantowej na przypadek nieabelowych grup transformacji cechowania. Odpowiednikiem fotonu jest w nich multiplet bozonów wektorowych o zerowej masie (tzn. cząstek o spinie 1 i tylko dwóch możliwych wartościach rzutu spinu na kierunek ich pędu), które, w odróżnieniu od fotonu, oddziałują ze sobą bezpośrednio.

Nierenormalizowalna była natomiast zaproponowana przez Fermiego w latach trzydziestych teoria oddziaływań słabych (opisująca np. przemiany β jąder atomowych), w której elementarnym oddziaływaniem jest punktowe oddziaływanie dwu fermionów. Co więcej, teoria Fermiego, mimo że dobrze opisuje większość procesów z udziałem cząstek o małej energii, daje nawet w najniższym rzędzie rachunku zaburzeń prawdopodobieństwa reakcji, które łamią ograniczenia wynikające z unitarności (tzn. żądania, by prawdopodobieństwa w teorii kwanto-

wej sumowały się do jedności), jeśli energia cząstek przewyższa kilkaset GeV. Sukces renormalizowalnej elektrodynamiki kwantowej, w której problemy z unitarnością nie występują, sugerował, że punktowe oddziaływanie w teorii Fermiego powinno być zastąpione wymianą bozonu wektorowego. Aby jednak oddziaływanie słabe przenoszone przez taki bozon wektorowy pozostawało krótkozasięgowe, cząstka ta powinna mieć bardzo dużą masę (rzędu kilkudziesięciu GeV/c^2).

Jednakże wcześniejsze próby zbudowania takich teorii przez proste dopisanie do lagranżjanu członów nadających masę bozonom wektorowym nie prowadziły do pożądanego rezultatu, bowiem człony te niszczyły kluczową dla renormalizowalności niezmienniczość względem cechowania. Teorie te łamały także ograniczenia nakładane na prawdopodobieństwa reakcji przez unitarność. Problem ten został ostatecznie rozwiązany w końcu lat sześćdziesiątych, kiedy to S. Glashow, A. Salam i S. Weinberg zaproponowali zunifikowaną teorię oddziaływań słabych i elektromagnetycznych, wykorzystującą w celu nadania masy bozonom wektorowym spontaniczne naruszenie lokalnej, nieabelowej symetrii cechowania $SU(2) \times U(1)$ do symetrii $U(1)$ elektrodynamiki kwantowej.

W kwantowej teorii pola spontaniczne naruszenie symetrii zachodzi, gdy stan podstawowy nie jest niezmienniczy względem niektórych transformacji symetrii lagranżjanu. Symetrie te nie znajdują wówczas odzwierciedlenia np. w widmie hamiltonianu. Jeśli naruszone zostają symetrie globalne, to w widmie hamiltonianu muszą pojawić się bezspinowe cząstki o zerowej masie zwane bozonami Goldstone'a. Jeśli jednak naruszona zostaje lokalna symetria cechowania, to cząstki Goldstone'a reprezentują podłużne polaryzacje wektorowych bozonów cechowania, odpowiadających naruszoną symetriom. Bozony te uzyskują zatem masę. Mechanizm ten zwany jest mechanizmem Higgsa.

W teorii, w której wektorowe bozony cechowania uzyskują masę w wyniku działania mechanizmu Higgsa, obliczane prawdopodobieństwa reakcji (przynajmniej w najniższym rzędzie rachunku zaburzeń) spełniają ograniczenia wynikające z unitarności macierzy rozpraszania. Weinberg w swojej pracy z 1967 r. sugerował także, że jego teoria oddziaływań elektroslabych może być renormalizowalna, ponieważ już wówczas przypuszczano, że teorie Yanga–Millsa z bozonami wektorowymi o zerowej masie (tzn. takie, w których symetria cechowania nie jest naruszona) są dzięki symetrii cechowania renormalizowalne, a w przypadku spontanicznego naruszenia istniejąca pierwotnie symetria cechowania jest w pewnym sensie wciąż obecna w teorii. Brakowało jednak ścisłego dowodu tej hipotezy. Z tego też powodu teorie Glashowa, Salama i Weinberga nie wzbudziły początkowo wielkiego zainteresowania. Na przykład praca Weinberga, będąca dziś najczęściej cytowaną pracą z dziedziny fizyki wielkich energii, była do roku 1971 cytowana jedynie czterokrotnie!

W końcu lat sześćdziesiątych jedynie kilku teoretyków, m.in. Benjamin W. Lee (możliwe, że byłby on

trzecim laureatem tegorocznej Nagrody, gdyby nie zginął w wypadku samochodowym w 1977 r.) i M. Veltman, podejmowało próby zbadania renormalizowalności teorii Yanga–Millsa z bozonami wektorowymi o niezerowej masie. Wtedy też osiągnięto częściowe wyniki potwierdzające sugestię Weinberga. Przełomu dokonał w roku 1971 pracujący od dwóch lat pod kierunkiem M. Veltmana młody doktorant G. 't Hooft. Podał on najpierw przekonujące argumenty za renormalizowalnością teorii Yanga–Millsa dla cząstek o zerowej masie, a następnie, wykorzystując wcześniejsze wyniki M. Veltmana oraz B.W. Lee, przeprowadził pełny dowód renormalizowalności teorii Yanga–Millsa, w których bozony wektorowe uzyskują masę w wyniku spontanicznego naruszenia symetrii i mechanizmu Higgsa. Wykorzystał w tym celu pewien szczególny wybór cechowania (zwanego dziś cechowaniem renormalizowalnym), w którym zachowanie się propagatorów ciężkich bozonów wektorowych przy dużych czteropędach jest takie samo jak w teoriach Yanga–Millsa dla cząstek o zerowej masie, co znacznie ułatwiło analizę renormalizowalności. Dodatkowym ułatwieniem był też SCHOONSCHIP – stworzony wcześniej przez Veltmana program komputerowy, dokonujący algebraicznych uproszczeń skomplikowanych wyrażeń analitycznych otrzymywanych z diagramów Feynmana.

W następnej pracy 't Hooft wraz z Veltmanem uzupełnili to podejście, wprowadzając stosowaną dziś powszechnie metodę regularyzacji wymiarowej (polegającą na rozpatrywaniu teorii nie w czterech, lecz w d wymiarach czasoprzestrzennych), która pozwala w prosty sposób spełnić na pośrednich etapach rachunków pewne warunki wewnętrznej zgodności teorii – tzw. tożsamości Warda – które z kolei zapewniają jej unitarność i renormalizowalność. Wreszcie, w ostatniej z nagrodzonych prac, udowodniono niezależność otrzymywanych z teorii wyników dla mierzalnych wielkości od przyjętego wyboru cechowania.

Udowodnienie przez 't Hoofta i Veltmana renormalizowalności teorii Yanga–Millsa z bozonami wektorowymi spowodowało przełom w traktowaniu zunifikowanej teorii Glashowa, Salama i Weinberga. Zaakceptowano powszechnie ideę, że oddziaływania słabe i elektromagnetyczne mają wspólne pochodzenie, a różnica mas fotonu (zero) i bozonów przenoszących oddziaływania słabe (kilkadziesiąt GeV/c^2) jest skutkiem spontanicznego naruszenia symetrii. Schemat Glashowa, Salama i Weinberga został wkrótce rozszerzony na elektrosłabe oddziaływania kwarków, a następnie, po zaakceptowaniu chromodynamiki kwantowej – teorii Yanga–Millsa dla cząstek o zerowej masie z grupą cechowania $SU(3)$ koloru – jako właściwej teorii oddziaływań silnych, przyjął postać współczesnej teorii elektrosłabej w swym minimalnym wariantcie, znanej pod nazwą Modelu Standardowego. W latach siedemdziesiątych i osiemdziesiątych schemat ten przeszedł pomyślnie wiele testów doświadczalnych: w 1973 r. odkryte zostały przewidywane przezeń tzw. słabe prądy neutralne, w 1974 r. odkryto konieczny dla spójności teorii czwarty (powabny) kwark c (S. Ting, B. Richter –

Nagroda Nobla w 1976 r.) a w 1983 r. zarejestrowano w CERN-ie ciężkie bozony wektorowe W^\pm i Z^0 (Nagroda Nobla dla C. Rubbia i S. van der Meera w 1984 r.). Zaufanie do teorii elektrosłabej (i warunków jej wewnętrznej spójności wynikających z teoretycznych prac 't Hoofta i Veltmana!) było tak wielkie, że po odkryciu trzeciego naładowanego leptonu τ (M.L. Perl – Nagroda Nobla w 1995 r.) i piątego kwarka (pięknego) b nikt nie miał wątpliwości co do istnienia szóstego kwarka t (top), ostatecznie odkrytego w latach 1994–95 w Narodowym Laboratorium im. Fermiego koło Chicago.

Schemat rachunkowy opracowany przez 't Hoofta i Veltmana, pozwalający (podobnie jak w elektrodynamice kwantowej) obliczać przewidywania teorii elektrosłabej z dowolną (w zasadzie) dokładnością, umożliwił następny etap testów Modelu Standardowego. (Prostując niektóre doniesienia prasowe, warto w tym miejscu wyjaśnić, że metody zastosowane przez 't Hoofta i Veltmana nie pozwalają na ścisłe w sensie matematycznym sformułowanie teorii – metod takich nie opracowano do dziś nawet w najprostszych modelach kwantowej teorii pola w czterech wymiarach czasoprzestrzennych; opracowany przez nich schemat rachunkowy spełnia jednak wszystkie postulaty fizyczne i w tym sensie wystarcza do porównania teoretycznych obliczeń z wynikami doświadczeń). Dzięki dokładnym pomiarom w latach 1989–96 wielu wielkości fizycznych w akceleratorach LEP w CERN-ie i akceleratorze w Laboratorium w Stanfordzie można było sprawdzić, że przewidywania Modelu Standardowego zgadzają się z wynikami tych pomiarów z dokładnością rzędu promila (do 1955 r., zanim wyznaczono dokładnie masę szóstego kwarka t , żądając zgodności obliczeń teoretycznych z wynikami pomiarów wykonanych w CERN-ie i SLAC-u można było przewidywać, jaka powinna być masa tej cząstki).

Jedynym nie przetestowanym elementem teorii elektrosłabej pozostaje jej sektor odpowiedzialny za spontaniczne naruszenie symetrii cechowania (tzw. sektor Higgsa). Minimalny wariant teorii, czyli Model Standardowy, przewiduje istnienie jednej bezspinowej cząstki obojętnej – bozonu Higgsa. Wspomniana wyżej wspaniała zgodność obliczeń teoretycznych z wynikami pomiarów zachodzi, jeśli bozon Higgsa ma masę ok. $100 \text{ GeV}/c^2$ (nie więcej niż $250 \text{ GeV}/c^2$ na poziomie ufności 95%). Jeśli istnieje, to powinien on być odkryty w budowanym obecnie w CERN-ie protonowym akceleratorze LHC. Sektor Higgsa teorii elektrosłabej może być jednak bardziej skomplikowany (i wymagać istnienia więcej niż jednej nowej cząstki). W szczególności, jak się dość powszechnie uważa, zapewnienie stabilności na poziomie poprawek kwantowych stanu podstawowego tej teorii może wymagać nowych idei teoretycznych (supersymetria, technicolor?). We wszystkich jednak rozszerzeniach Modelu Standardowego działa ten sam schemat rachunkowy opracowany przez 't Hoofta i Veltmana, pozwalający na porównanie przewidywań takich modeli z wynikami pomiarów. Wykonane rachunki pokazują, że trudno jest uzyskać lepszą zgodność z danymi niż w Modelu Standar-

dowym, co oznacza, że główna idea teoretyczna leżąca u podstaw Modelu Standardowego (spontanicznie naruszona niezmienniczość względem cechowania) jest poprawna, a ewentualne nowe cząstki przewidywane przez jego rozszerzenie muszą być dostatecznie ciężkie, by nie psuć przewidywań dla mierzonych wielkości.

Tak więc dzięki pracom 't Hoofta i Veltmana wiemy dziś, że zasadniczy schemat Modelu Standardowego – którego fundamentem są: bardzo nietrywialna struktura oddziaływania kwarków i leptonów z bozonami wektorowymi i pochodzenie masy tych ostatnich (a także mas znanych kwarków i leptonów) ze spontanicznego naruszenia symetrii – podsumowuje całą dotychczasową wiedzę zebraną w trakcie wieloletnich badań nad strukturą materii. Dzięki nim Model Standardowy, odtwarzając wszystkie sprawdzone przewidywania elektrodynamiki kwantowej i opisując z wielką precyzją wszystkie oprócz grawitacyjnego oddziaływania fundamentalnych składników materii do energii rzędu 100 GeV, zajął miejsce elektrodynamiki kwantowej jako najdoskonalszej teorii fizycznej.

Martinus Veltman, ur. w 1931 r., profesor fizyki teoretycznej na Uniwersytecie stanu Michigan w Ann Arbor od 1981 r. (obecnie na emeryturze), wcześniej na Uniwersytecie w Utrechcie (1966–81). Doktoryzował się w 1963 r. Od 1981 r. członek Holenderskiej Akademii Nauk. Laureat wielu nagród, w tym w 1993 r. nagrody Europejskiego Towarzystwa Fizycznego w dziedzinie fizyki wysokich energii i cząstek elementarnych. Jeden z pionierów teoretycznych badań struktury teorii z cechowaniem i ich zastosowań do opisu oddziaływań cząstek elementarnych. Zapoczątkował systematyczne rachunki poprawek wyższych rzędów do przewidywań tych teorii oraz badanie wpływu takich poprawek na sektor pól Higgsa, tzn. na strukturę stanu podstawowego.

Gerardus 't Hooft, ur. w 1946 r., doktoryzował się w roku 1972, od 1977 r. profesor fizyki teoretycznej na Uniwersytecie w Utrechcie. Laureat wielu nagród, w tym Nagrody Dannie Heinemana Amerykańskiego Towarzystwa Fizycznego (1979 r.). Od 1982 r. członek Holenderskiej Akademii Nauk. Wniósł olbrzymi wkład w rozwój nieabelowych teorii Yanga–Millsa. Oprócz dowodu ich renormalizowalności pracował nad wyjaśnieniem roli topologicznie nietrywialnych konfiguracji pól (tzw. monopole 't Hoofta–Polyakova, instantony) w strukturze teorii kwantowej, a także nad alternatywnym w stosunku do zwykłego rachunku zaburzeń tzw. rozwinięciem $1/N$, odgrywającym w ostatnich latach ważną rolę w badaniu nieperturbacyjnych aspektów teorii Yanga–Millsa. Obecnie poświęcił się jednemu z najtrudniejszych zagadnień w fizyce teoretycznej, jakim jest badanie kwantowej teorii grawitacji.

Piotr H. Chankowski

Medal Diraca

Medal Diraca za rok 1999 otrzymał Giorgio Parisi z Uniwersytetu Rzymskiego La Sapienza. Medal ten nada-

wany jest przez Międzynarodowe Centrum Fizyki Teoretycznej (ICTP) w Trieście.

Parisi, który ukończył Uniwersytet Rzymski w roku 1970, jest autorem wybitnych prac z fizyki teoretycznej, m.in. fizyki cząstek elementarnych, przejść fazowych, mechaniki statystycznej, fizyki matematycznej, teorii strun, układów nieuporządkowanych. Jest laureatem Medalu Boltzmanna (1992).

CERN Courier 39, nr 8 (1999)

B. W.

Program TECHNO FNP

Od 1992 r. Fundacja na Rzecz Nauki Polskiej ustanawia roczne programy subwencjonowania wybranych (nominowanych) dziedzin nauki, takich, które przyczyniają się do rozwiązywania ważnych dla praktyki problemów podstawowych. Oto przykładowo kilka dyscyplin nominowanych w ubiegłych latach: biologia molekularna (1993), zaawansowane materiały (1994), fotochemia szybkich reakcji (1997), badania nad wykorzystaniem promieniowania jądrowego w medycynie (1998). W roku 2000 FNP będzie finansowała program TECHNO, czyli prace prowadzone w jednostkach naukowych nad zastosowaniem nowych technologii i produktów (np. inteligentne procesy wytwarzania, nowe źródła energii, nowe metody wytwarzania i obróbki materiałów, inżynieria fotonowa). Preferowane będą prace, w których realizacji bierze udział kilka instytucji naukowych. Informacje w Internecie: www.fnp.org.pl/o techno.htm.

B. W.

Cień i blask planet spoza Układu Słonecznego

W początku lat dziewięćdziesiątych Aleksander Wolszczan odkrył, mierząc z wielką dokładnością zmiany w rytmie, w jakim nadchodzą kolejne impulsy promieniowania, że wokół pulsara PSR 1257 krążą trzy planety. Zaobserwowanie innych, poza słonecznym, układów planetarnych jest niezmiernie trudne – planety są obiektami małymi i ciemnymi. Mimo to na podstawie drobnych odchyleń w położeniu gwiazd, spowodowanych oddziaływaniem grawitacyjnym krążących planet, znaleziono od czasu odkrycia Wolszczana już prawie 30 takich obiektów.

Dopiero niedawno astronomom z Uniwersytetu Kalifornijskiego w Santa Cruz i Carnegie Institution w Waszyngtonie udało się bezpośrednio „zobaczyć” planetę gwiazdy HD 209458 w gwiazdozbiornie Pegaz, gdy przechodziła ona 7 listopada 1999 r. przed tą gwiazdą, powodując przyćmienie jej świecenia o 1,7%. Na podstawie tego przyćmienia oszacowali średnicę planety na 225 tys. km (o 60% większa od Jowisza!) i jej gęstość na $0,21 \text{ g/cm}^3$; jest to gęstość znacznie mniejsza od gęstości wody – planeta musi więc być tworem gazowym.

Natomiast astronomowie brytyjscy z Uniwersytetu w St. Andrews ogłosili 16 grudnia 1999 r., że sfotografowali planetę gwiazdy τ w gwiazdozbiornie Wolarza, od-

ległej od Ziemi o 50 lat świetlnych. Wydaje się, że blask planety jest niebieskozielony i że jest ona 2 razy większa od Jowisza.

Odkrywanie i badanie odległych układów planetarnych, będących w różnych stadiach ewolucji, przyczyni się zapewne do wyjaśnienia powstania Układu Słonecznego.

AIP Update, 458 i 462 (1999)

B. W.

Dlaczego porzucają fizykę?

W felietonie pod powyższym tytułem (*Physics Today*, wrzesień 1999 r.) Philip W. Anderson, znakomity teoretyk ciała stałego, laureat Nagrody Nobla w 1977 r., usiłuje znaleźć odpowiedź, dlaczego najzdolniejsi młodzi ludzie w USA po ukończeniu studiów fizyki uciekają od kariery akademickiej, szukając zatrudnienia w różnych firmach i przedsiębiorstwach. Refleksje Andersona są aktualne i w naszych warunkach.

Według autora, ci młodzi fizycy gotowi byłiby pozostać przy badaniach naukowych mimo wymagającego wielu poświęceń trybu życia naukowca. Powstrzymuje ich jednak niepewność stałego zatrudnienia i niedostatecznie wysokie pensje. Uważa też, że w USA ludzie decydujący o zatrudnieniu pracowników uniwersyteckich i o finansowaniu badań są na ogół zdania, iż fizyka kończy się i trzeba tylko uściślać dotychczasowe wyniki (stąd wynika finansowanie wielkich komputerów i powstanie niefortunnie nazwanego działu „fizyka komputerowa”), popierają więc wnioski o zatrudnienie i finansowanie osób przeciętnych. W rzeczywistości jednak w fizyce jest jeszcze wiele sprzeczności, powstają sytuacje kryzysowe i kontrowersje między uznanymi badaczami. Po prostu fizyka stale się

rozвивa, stale stawia nowe pytania. Potrzebny jest więc napływ młodych ludzi potrafiących stawiać takie pytania, a nie znajdować tylko nowe wersje starych odpowiedzi. Aby nauka się rozwijała, trzeba stworzyć dobre warunki najbardziej twórczym i oryginalnym młodym fizykom. Tak niestety nie jest, choć jest to konieczne.

Phys. Today 52, nr 9 (1999)

B. W.

Czołowe czasopisma

Rangę czasopisma naukowego ocenia się na ogół według tego, ile razy i w jakim okresie są cytowane prace w nim ogłaszane. Znaczący tu jest tzw. współczynnik oddziaływania (impact factor). Według Instytutu Informacji Naukowej w Filadelfii współczynnik oddziaływania np. dla roku 1998 jest to stosunek liczby prac, ogłoszonych w latach 1996 i 1997 i cytowanych w 1998 r., do ogólnej liczby artykułów opublikowanych w latach 1996–97. Z oczywistych względów czasopisma przeglądowe (np. wśród publikacji z fizyki *Rev. Mod. Phys.* czy *Adv. Phys.*) mają najwyższy współczynnik oddziaływania.

Najczęściej cytowane są prace z czasopism poświęconych naukom przyrodniczym (pierwsze miejsce *Annu. Rev. Biochem.* – współczynnik 39). Duży współczynnik mają czasopisma interdyscyplinarne: *Nature* – 28,8 i *Science* – 24,4. Pierwsze miejsce wśród wydawnictw fizycznych ma *Rev. Mod. Phys.* (13,44). Wysoko stoi *Phys. Today* (6,13). Z czasopism publikujących prace oryginalne *Phys. Rev. Lett.* ma współczynnik 6,02, *Phys. Rev. D* – 3,85, *Phys. Lett. B* – 3,57, *Nucl. Phys. B* – 3,32, *Z. Phys. C* – 3,14, *Phys. Rev. C* – 2,31, a „szybkie czasopismo” europejskie *Europhys. Lett.* – 2,16.

Phys. Bl. 55, nr 10 (1999)

B. W.

KALENDARZ IMPREZ

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

2000

2 – 9 czerwca 2000, Jaszowiec

XXIX Int. School on Physics of Semiconducting Compounds

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

3 – 4 czerwca 2000, Jaszowiec

Przedszkole Fizyki Półprzewodników

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

A: 1.3.00.

3 – 11 czerwca 2000, Zakopane

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

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

12 – 15 czerwca 2000, Kazimierz Dolny

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

Inst. Fizyki UMCS, Pol. Lubelska, Pol. Wrocławska; dr Janusz Zinkiewicz, IF UMCS, pl. M. Curie-Skłodowskiej 1, 20-031 Lublin, tel.: (81) 5376257, (81) 5376154, fax: (81) 5376191, adr.el.: jzinkiew@tytan.umcs.lublin.pl.
A: 15.4.00, P, U: 100, O: 800 zł (220 USD), ang.

12 – 17 czerwca 2000, Jaszowiec

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

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

26 – 28 czerwca 2000, Wrocław

XIII Konferencja „Nauczanie fizyki w wyższych szkołach technicznych”

Inst. Fizyki Pol. Wrocławskiej i Polskie Towarzystwo Fizyczne; prof. Ewa Dobierzewska-Mozrzyms, IF PW, Wybrzeże Wy-

spiańskiego 27, 50-370 Wrocław, tel.: (71) 3202020 lub (71) 3202787, fax: (71) 3283696, adr.el.: kon2000@rainbow.if.pwr.wroc.pl.

Z: 30.11.99, O: 350 zł.

13 – 15 września 2000, Jaszowiec

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

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

A: 31.3.2000, P, U: 150, O: 350 euro, ang.

25 – 28 września 2000, Ustroń

II Int. Seminar on Semiconductor Gas Sensors – SGS '2000

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

A: 31.5.00, P, U: 75, O: 300 USD, ang.

NOWE KSIĄŻKI

- S. Chandrasekhar, M.Kac, R. Smoluchowski, *Marian Smoluchowski – his life and scientific work*, wyd. II, PWN, Warszawa 1999, s. 138.
- *100 lat fizyki na Politechnice Warszawskiej*, red. Władysław Bogusz, Stefan Ćwiok, Jerzy Jasiński; Wyd. Politechniki Warszawskiej, Warszawa 1999, s. 211.
- Steven Weinberg, *Teoria pól kwantowych – nowoczesne zastosowania*, z jęz. angielskiego tłum. Lech Szymanowski; PWN, Warszawa 1999, s. 524.
- Jerzy Michał Massalski, Julian Studnicki, *Legalne jednostki miar i stałe fizyczne*, wyd. IV poprawione i rozszerzone, PWN, Warszawa 1999, s. 286.
- Ryszard Cach, Antoni Ciszewski, Jan Kołaczkiwicz, Ryszard Styrkowiec, *Słownik encyklopedyczny – fizyka*, Wyd. Europa, Wrocław 1999, s. 431.
- *Przestrzeń w nauce współczesnej*, t. II, red. Stefan Symotiuł i Grzegorz Nowak; Wyd. UMCS, Lublin 1999, s. 191.
- Ludwik Kostro, *Alberta Einsteina koncepcja nowego eteru*, Wyd. „Scientia”, Gdańsk 1999, s. 222.
- Kitty Ferguson, *Czarne dziury, czyli uwięzione światło*, z jęz. angielskiego tłum. Ewa Łokas i Bogumił Bieniok; Prószyński i S-ka, Warszawa 1999, s. 231, cena 22 zł.
- Larry Gonick, Art Huffman, *Fizyka w obrazkach*, z jęz. angielskiego tłum. Katarzyna Spiechlanin i Małgorzata Senderek; Prószyński i S-ka, Warszawa 1999, s. 219, cena 26 zł.
- C.P. Snow, *Dwie kultury*, z jęz. angielskiego tłum. Tadeusz Baszniak; Prószyński i S-ka, Warszawa 1999, s. 168, cena 28 zł.
- Simon Singh, *Tajemnica Fermata – w poszukiwaniu rozwiązania najsłynniejszego matematycznego problemu świata*, z jęz. angielskiego tłum. Paweł Strzelecki; Prószyński i S-ka, Warszawa 1999, s. 235, cena 39 zł.
- Percy Hammond, *Od Gilberta do Einsteina – krótka historia elektromagnetyzmu*, Wyd. Pol. Częstochowskiej, Częstochowa 1999, s. 42.
- Walter Alvarez, *Dinozaury i krater śmierci*, z jęz. angielskiego tłum. Norbert Ryszczuk; Prószyński i S-ka, Warszawa 1999, s. 192, cena 24 zł.
- Paul G. Hewitt, *Fizyka wokół nas*, z jęz. angielskiego tłum. Alfred Zagórski; PWN, Warszawa 2000, s. 734, cena 126 zł.
- Michio Kaku, *Wizje, czyli jak nauka zmieni świat w XXI wieku*, z jęz. angielskiego tłum. Karol Pesz; Prószyński i S-ka, Warszawa 2000, s. 553, cena 39 zł.

OGŁOSZENIA

III Ogólnopolski Konkurs na Doświadczenie Pokazowe z Fizyki Kraków, 29–30 września 2000 r.

Pokazowe doświadczenia – zwane inaczej demonstracjami – stanowią jeden z filarów dobrego kształcenia w zakresie fizyki na każdym poziomie: od szkoły podstawowej po uniwersytet. Doświadczenia te stanowią sztukę samą w sobie. Dobra demonstracja to coś więcej niż znajomość fizyki i techniki doświadczalnej. Jej zaprojektowanie i przygotowanie wymaga zarówno specyficznego talentu, który pozwoli zaskoczyć widza oryginalnym pomysłem, jak i utrafienia w dydaktyczne sedno sprawy. Celem ogłaszanego konkursu jest wydobycie na światło dzienne często niedocenianych mistrzów demonstracji fizycznej, poszukiwanie nowych talentów i popularyzacja najlepszych pomysłów, które mogłyby trafić do szkół i sal wykładowych. Do udziału w nim zapraszamy zawodowców i amatorów, pracowników szkół wyższych, studentów, nauczycieli i uczniów. Organizatorzy konkursu zdają sobie sprawę z ogromnej różnicy możliwości, jakimi dysponować będą uczestnicy. Jednak należy pamiętać, że w ocenie projektu liczy się oryginalność pomysłu fizycznego, pomysłowość (a niekoniecznie wyrafinowanie) techniki wykonania doświadczenia, a także prostota jego interpretacji, która stanowi o wartości dydaktycznej demonstracji. Doświadczenia pokazowe z fizyki są wspaniałą i jedyną w swoim rodzaju intelektualną zabawą, która może być wspólna dla profesora uniwersytetu i ucznia. Zapraszamy do niej wszystkich „fanów”.

III Ogólnopolski Konkurs na Pokazowe Doświadczenie z Fizyki organizuje Oddział Krakowski Polskiego Towarzystwa Fizycznego przy współudziale Instytutu Fizyki Uniwersytetu Jagiellońskiego oraz Wydziału Fizyki i Techniki Jądrowej Akademii Górniczo-Hutniczej. Konkurs jest kolejną edycją Ogólnopolskiego Konkursu na Pokazowe Doświadczenie z Fizyki, który jest organizowany w Krakowie od roku 1996. Finał III Konkursu będzie jedną z imprez Jarmarku Fizycznego 2000, który odbędzie się w Krakowie we wrześniu 2000 roku.

Wszystkich zainteresowanych prosimy o nadsyłanie zgłoszeń do dnia 18 czerwca 2000 roku. Zgłoszenia, zgodne z poniższym regulaminem, i ewentualne zapytania prosimy kierować pocztą pod adresem: dr Marek Gołąb, Oddział Krakowski PTF, Instytut Fizyki Uniwersytetu Jagiellońskiego, ul. Reymonta 4, 30-059 Kraków, względnie pocztą elektroniczną: ufmgolab@kinga.cyf-kr.edu.pl.

Bieżące informacje dotyczące konkursu oraz pełny tekst regulaminu dostępne są na stronach WWW: Oddziału Krakowskiego Polskiego Towarzystwa Fizycznego (risc.ftj.agh.edu.pl/~ptf/) oraz Instytutu Fizyki Uniwersytetu Jagiellońskiego (www.if.uj.edu.pl/konkurs/).

REGULAMIN KONKURSU

1. Do udziału w konkursie mogą być zgłaszane doświadczenia pokazowe z fizyki możliwe do wykonania w sali wykładowej lub klasie szkolnej. Łączny czas na wykonanie doświadczenia oraz na omówienie demonstrowanego zjawiska nie może przekraczać 10 min. Doświadczenia powinny być oryginalne, tzn. stanowić bądź nowy sposób prezentacji efektów należących do kanonu demonstracji fizycznych, bądź dotyczyć zjawisk rzadko prezentowanych w salach szkolnych i wykładowych.

2. Konkurs ma charakter otwarty, tzn. nie ma żadnych ograniczeń uczestnictwa związanych np. z wiekiem, wykształceniem czy miejscem pracy. Udział w konkursie może być indywidualny lub zespołowy.

3. Klasyfikacja konkursowa będzie prowadzona w dwóch kategoriach: otwartej i uczniowskiej. W kategorii uczniowskiej mogą być zgłaszane prace uczniów szkół podstawowych i ponadpodstawowych. Słuchacze szkół pomaturalnych i wyższych mogą startować w kategorii otwartej.

4. Zgłoszenie konkursowe powinno zawierać opis fizyczny i techniczny projektu doświadczenia, którego działający model został wcześniej sprawdzony przez uczestnika konkursu. Można zgłosić dowolną liczbę doświadczeń.

5. Projekty konkursowe należy zgłaszać do 18 czerwca 2000 roku (decyduje data stempla pocztowego). Opis doświadczenia w formie maszynopisu o objętości do 5 stron zadrukowanych jednostronnie z podwójną interlinią opatrzonego godłem wraz z zamkniętą kopertą, opatrzoną tym samym godłem, zawierającą dane autora (nazwisko i adres, a w przypadku uczniów również adres szkoły i klasę) należy przestać na adres: dr Marek Gołąb, Oddział Krakowski PTF, Instytut Fizyki UJ, ul. Reymonta 4, 30-059 Kraków.

6. Kwalifikacja projektów demonstracji do finału konkursu odbywać się będzie na podstawie ich opisu. Zwracamy szczególną uwagę uczestników konkursu na ten punkt regulaminu, ponieważ brak precyzji i jasności opisu może zadecydować o niepowodzeniu dobrego i oryginalnego pomysłu.

7. Przegląd doświadczeń zakwalifikowanych do finału konkursu odbędzie się we wrześniu 2000 roku podczas Jarmarku Fizycznego Kraków 2000. Komisja zawiadomi każdego z uczestników finału o terminie prezentacji.

8. W finale konkursu uczestnicy prezentują przed Jury doświadczenia zgłoszone do konkursu. Pokazy będą miały miejsce w Instytucie Fizyki UJ. Uczestnicy konkursu przyjeżdżają z własnym sprzętem. Organizatorzy konkursu zapewniają standardowe wyposażenie laboratoryjne (zasilanie prądem stałym i zmiennym, gaz, sprężone powietrze, szkło laboratoryjne itp.). Po uprzednim uzgodnieniu z organizatorami konkursu istnieje możliwość skorzystania z niestandardowego, a trudnego do transportu wyposażenia (np. ciekłe gazy, lasery).

9. Rozstrzygnięcie konkursu nastąpi podczas Jarmarku Fizycznego Kraków 2000. Przewiduje się przyznanie nagród pieniężnych za zajęcie I, II, III miejsca. Prace nagrodzone i wyróżnione zostaną zaprezentowane publicznie na specjalnym Konwersatorium PTF, w czasie trwania którego zostanie przyznana nagroda publiczności. Opisy nagrodzonych doświadczeń pokazowych zostaną opublikowane w wydawanym przez Instytut Fizyki UJ czasopiśmie dla uczniów i nauczycieli fizyki FOTON. Wszystkie prace zakwalifikowane do finału zostaną zaprezentowane na stronach WWW Jarmarku Fizycznego Kraków 2000.

10. Nadesłanie prac na konkurs jest równoznaczne z wyrażeniem zgody na ich dowolne, z zachowaniem praw autorskich, niekomercyjne wykorzystanie przez organizatorów konkursu.

Dziekan
Wydziału Fizyki i Astronomii
Uniwersytetu Mikołaja Kopernika w Toruniu

ogłasza
KONKURS

**na stanowisko profesora nadzwyczajnego
w Zakładzie Fizyki Matematycznej i Statystycznej Instytutu Fizyki UMK**

Celem konkursu jest znalezienie energicznej osoby, spełniającej warunki formalne określone w Ustawie z dnia 12 września 1990 r. o Szkolnictwie Wyższym (Dz.U. nr 65, poz. 385), która podejmie trud zainicjowania w IF UMK badań w **zakresie teoretycznej fizyki jądrowej lub fizyki wysokich energii**. Przewiduje się, że w przyszłości w IF UMK zostanie utworzony zakład prowadzący badania w jednej z tych dziedzin.

Kandydaci posiadający stopień doktora habilitowanego w zakresie teoretycznej fizyki jądrowej lub fizyki wysokich energii winni złożyć: 1) podanie, 2) kwestionariusz osobowy, 3) odpis dyplomu doktora habilitowanego, 4) autoreferat zawierający wykaz publikacji oraz udział w konferencjach naukowych, 5) proponowany program badań oraz działań zmierzających do utworzenia w IF UMK w Toruniu grupy zajmującej się badaniami w dziedzinie teoretycznej fizyki jądrowej lub fizyki wysokich energii.

Termin zgłaszania wniosków upływa z dniem 15 kwietnia 2000 r. Uniwersytet ułatwi kandydatowi uzyskanie mieszkania.

Prof. dr hab. Franciszek Rozpłoch
Dziekan
ul. Grudziądzka 5, 87-100 Toruń
tel.: (48 56) 61-13-249; 61-13-281
adr.el.: rozploch@phys.uni.torun.pl

Toruń, 7 stycznia 2000 r.

DYSKUSJA

ROLA I ZADANIA POLSKIEGO TOWARZYSTWA FIZYCZNEGO

W czasie Walnego Zebrania Delegatów PTF na Zjeździe Fizyków Polskich w Katowicach w 1997 roku Oddział Krakowski zgłosił wniosek o zobowiązanie Zarządu Głównego PTF do zainicjowania i zorganizowania dyskusji na temat roli i zadań Polskiego Towarzystwa Fizycznego. Uzasadnienie wniosku było krótkie:

„Rola PTF w polskim środowisku fizycznym nie wydaje się być równie ważna jak w innych krajach. Wielu naszych kolegów zadaje pytania: Do czego jest potrzebne Polskie Towarzystwo Fizyczne? Co mi daje przynależność do niego? Wydaje się bardzo potrzebne określenie najważniejszych aktualnie potrzeb środowiska oraz odpowiednie sformułowanie zadań PTF i koncentracja nad ich realizacją”.

W lipcu ubiegłego roku Zarząd Główny PTF zdecydował o zainicjowaniu takiej dyskusji. W związku z tym otwarta została specjalna strona internetowa dołączona do strony głównej PTF (www.fuw.edu.pl/~ptf/). Na stronie tej zamieszczane będą aktualne informacje dotyczące dyskusji i nadsyłane wypowiedzi. Głosy w dyskusji najlepiej przesyłać na adres poczty elektronicznej: dyskptf@fuw.edu.pl. Można też korzystać ze standardowej poczty i przesyłać korespondencję na adres Zarządu Głównego PTF, ul. Hoża 69, 00-681 Warszawa z dopiskiem na kopercie „Dyskusja”.

Na ostatnim zebraniu w Lublinie 22 stycznia br. Zarząd Główny PTF powołał Komisję Reform, której zadaniem jest opracowanie wniosków wynikających z zainicjowanej dyskusji. Na przewodniczącego komisji został powołany Bogdan Cichocki z Instytutu Fizyki Teoretycznej Uniwersytetu Warszawskiego. Ustalono również termin zakończenia dyskusji na 30 czerwca 2000 r.

Gościnnie zachęcamy do wzięcia w niej udziału.

WARUNKI PRENUMERATY

Cena prenumeraty krajowej w 2000 r. wynosi 30,00 zł za pół roku, 60,00 zł za rok. Prenumeratę można zamówić za pośrednictwem:

I. RUCH-u

1. Wpłaty na prenumeratę przyjmują jednostki kolportażowe „RUCH” S.A. właściwe dla miejsca zamieszkania lub siedziby prenumeratora. Dostawa egzemplarzy następuje w uzgodniony sposób.
2. Cena prenumeraty ze zleceniem dostawy za granicę jest o 100% wyższa od krajowej. Wpłaty przyjmuje „RUCH” S.A. Oddział Krajowej Dystrybucji Prasy na konto w PBK SA XIII O/Warszawa nr 11101053-16551-2700-1-67 lub w kasach Oddziału. Dostawa odbywa się pocztą zwykłą, z wyjątkiem zlecenia dostawy pocztą lotniczą, której koszt w pełni pokrywa zamawiający.
3. Terminy przyjmowania wpłat od osób zamieszkałych w kraju: do 5 grudnia – na I półrocze roku następnego, do 5 czerwca – na II półrocze roku bieżącego (prenumerata krajowa) oraz do 20 listopada – na I półrocze roku następnego, do 20 maja – na II półrocze roku bieżącego (prenumerata zagraniczna).
4. Zlecenia na prenumeratę dewizową, przyjmowane od osób zamieszkałych za granicą, realizowane są od dowolnego numeru w danym roku kalendarzowym.

II. ZARZĄDU GŁÓWNEGO PTF

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

III. ODDZIAŁÓW PTF

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

INFORMACJE DLA AUTORÓW

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

1. Artykuły powinny mieć charakter przeglądowy i być przystępne dla ogółu fizyków. Bardziej szczegółowe wskazówki co do ich charakteru przedstawione są w *Postęпах Fizyki* **24**, 701 (1973); **33**, 299 (1982). O przyjęciu pracy do druku decyduje Komitet Redakcyjny.
2. Maszynopisy pracy należy nadsyłać pod adresem: Redakcja *Postępów Fizyki*, ul. Hoża 69, 00-681 Warszawa. W liście towarzyszącym prosimy podać dokładny adres (również komputerowy) do dalszej korespondencji.
3. Maszynopis winien być napisany **na arkuszach formatu A4 jednostronnie, z podwójną interlinią** (nie więcej niż 30 wierszy na stronie) i marginesem 3,5 cm z lewej strony.
4. Rysunki należy wykonać starannie na oddzielnych arkuszach. Napisy, ograniczone do minimum, winny być czytelne i tylko w języku polskim. Na odwrocie rysunku należy podać jego numer, nazwisko autora i pierwsze wyrazy tytułu pracy. Podpisy do rysunków, tabele (z ich tytułami) i spis literatury winny być napisane na oddzielnych stronach.
5. Układ strony tytułowej (tytuł polski, angielski, streszczenie angielskie, ...), tekstu, odnośników literaturowych itd. powinien odpowiadać formie przyjętej w *Postęпах Fizyki* (patrz artykuły np. w tym numerze).
6. Aby skrócić cykl wydawniczy, prosimy autorów przygotowujących swe artykuły na komputerach o nadsyłanie, wraz z maszynopisami, **plików, zawierających teksty artykułów oraz rysunki**, pocztą elektroniczną (nasz adres: postepy@fuw.edu.pl) lub na dyskietkach.
7. Autora obowiązuje wykonanie korekty autorskiej.
8. Maszynopisów prac nie zamówionych i nie zakwalifikowanych do druku Redakcja nie zwraca.

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

INFORMATION FOR SUBSCRIBERS

A subscription order can be sent through the local press distributor or directly to „RUCH” S.A. Oddział Krajowej Dystrybucji Prasy, ul. Towarowa 28, 00-958 Warszawa, Poland.

SPIS TREŚCI

J. Spałek – Świat skorelowanych fermionów: lokalizacja Motta i ciecze kwantowe superciężkich kwazicząstek	1
A. Graczyk, M. Kwaśny, Z. Mierczyk – Zastosowania laserów w medycynie ze szczególnym uwzględnieniem chorób nowotworowych	16
M. Weiden – Spinowy stan Peierlsa	22
WSPOMNIENIA – ROCZNICE	
R. Torge – Budowa i rozwój Instytutu Fizyki Uniwersytetu Wrocławskiego za czasów Ottona Lummera	31
POSTĘPY FIZYKI SPRZED 50 LAT	41
ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI	42
RECENZJE	45
LISTY DO REDAKCJI	47
KRONIKA	48

CONTENTS

J. Spałek – The world of correlated fermionic systems: Mott localization and the quantum liquids of superheavy quasiparticles	1
A. Graczyk, M. Kwaśny, Z. Mierczyk – Lasers in medicine, particularly for tumors treatment	16
M. Weiden – Spin-Peierls state	22
RECOLLECTIONS – ANNIVERSARIES	
R. Torge – Construction and development of Physics Institute, University of Breslau at the time of Otto Lummer	31
POSTĘPY FIZYKI 50 YEARS AGO	41
MEETINGS AND CONFERENCES	42
REVIEWS	45
LETTERS TO THE EDITOR	47
CHRONICLE	48

WKRÓTCE

- *Antoni Rogalski o detektorach promieniowania elektromagnetycznego*
- *Wykłady noblowskie Roberta Laughlina i Horsta Störmera*
- *Granty KBN z fizyki: XVI i XVII konkurs*
- *Albert Ghiorso, Darleane C. Hoffman i Adam Sobczewski o Glennie T. Seaborgu*
- *Zofia Gołąb-Meyer o tym, czy grozi nam rewolucja w nauczaniu fizyki*