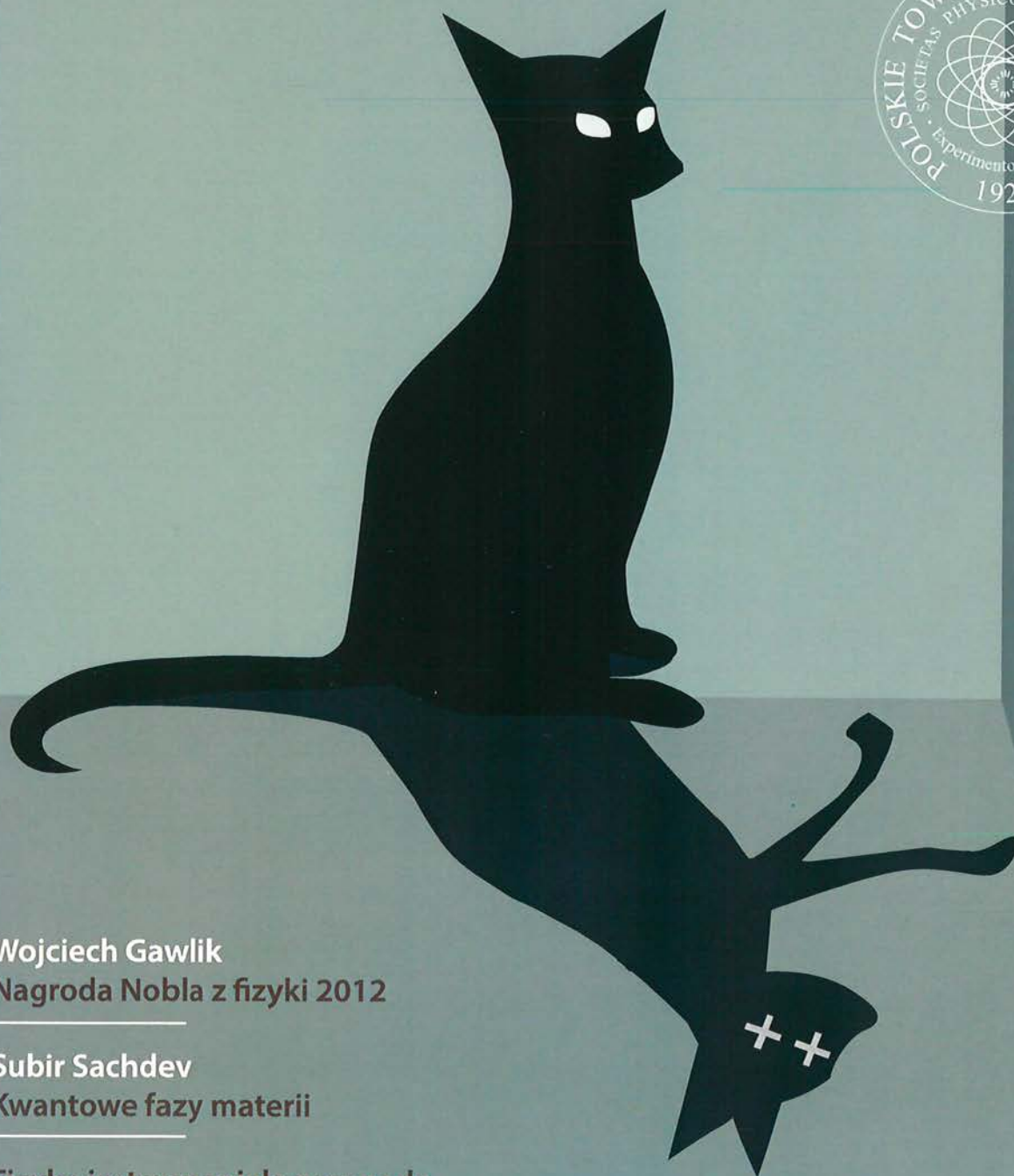


# POSTĘPY FIZYKI

Dwumiesięcznik Polskiego Towarzystwa Fizycznego



Wojciech Gawlik  
Nagroda Nobla z fizyki 2012

Subir Sachdev  
Kwantowe fazy materii

Fizyka jest wspaniałą przygodą  
Z Profesorem Kazimierzem Grotowskim  
rozmawia Zofia Gołąb Meyer

ISSN 0032-5430



9 770032 543004

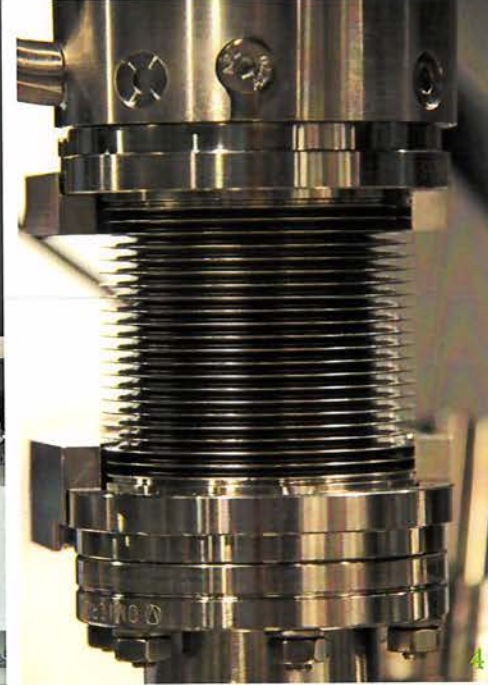


W dniu 22 czerwca 2012 roku zostało uroczystie otwarte Centrum NanoBio-Medyczne Uniwersytetu im. Adama Mickiewicza w Poznaniu. Nowopowstałe Centrum jest wyposażone w wysokiej klasy sprzęt badawczy (ogólny koszt budowy i wyposażenia wyniósł ponad 110 mln zł.).

Okładka tył: wysokopróżniowy, skaningowy mikroskop tunelowy, foroptery w Pracowni Fizyki Widzenia

1. Wschodnia fasada Centrum
2. Piwnica Centrum
3. Skaningowy mikroskop elektronowy
4. Detal skaningowego mikroskopu tunelowego pokazanego na okładce
5. Widok na północ z okien budynku.

*zdjęcia: Antoni Wójcik*



#### Informacje dla autorów i tłumaczy

Czekamy na artykuły przeglądowe i monograficzne pod warunkiem, żeby były przystępne dla ogółu fizyków. Układ pracy (tytuł, autor, afiliacja, streszczenie po polsku, tytuł angielski, streszczenie po angielsku, tekst, odnośniki literaturowe, podpisy pod ilustracjami itd.) powinien odpowiadać formie przyjętej w Postęпах Fizyki (patrz artykuły w ostatnich zeszytach). Prace złożone w systemie TeX (Microsoft Office, LibreOffice) z ilustracjami o rozdzielczości co najmniej 300 dpi prosimy nadsyłać e-mailem pod adresem [postepy@amu.edu.pl](mailto:postepy@amu.edu.pl) albo [ptomczak@amu.edu.pl](mailto:ptomczak@amu.edu.pl). Prace są recenzowane. Publikowanie w Postęпах Fizyki wiąże się z nieodpłatnym udostępnieniem utworu autorskiego w Internecie na podstawie licencji Creative Commons. Materiałów nie zamówionych Redakcja nie zwraca.

Prenumerata:

1. Dla Członków PTF Redakcja rozsyła kolejne zeszyty do członków PTF, którzy wybrali wydanie typograficzne, natomiast wydanie elektroniczne będzie dostępne natychmiast po powstaniu zeszytu dla tych członków, którzy wybrali dostęp do wydania elektronicznego.

2. Prenumeratę dla osób/instytucji, które nie są członkami PTF prowadzi:  
RUCH (<http://www.prenumerata.ruch.com.pl>)

ADVANCES IN PHYSICS founded in 1949 is the magazine of the Polish Physical Society, addressed to the Polish community of physicists. Published bimonthly in Polish. For a subscription information visit [www.prenumerata.ruch.com.pl](http://www.prenumerata.ruch.com.pl)

Okładka: Kot Schrödingera © Johan Jarnestad/The Royal Swedish Academy of Sciences. Published with permission.

#### RADA REDAKCYJNA

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

#### REDAKTOR HONOROWY

Adam Sobiczewski

#### REDAKCJA

Józef Barnaś  
Konrad Kapcia  
Maria Marciniak (sekretarz redakcji)  
Magdalena Staszal  
Piotr Tomczak (redaktor naczelny)

#### ADRES REDAKCJI

Wydział Fizyki UAM  
ul. Umultowska 85  
61-614 Poznań  
postepy@amu.edu.pl

#### KORRESPONDENCI ODDZIAŁÓW PTF

Anna Go (Białystok)  
Aleksandra Wronkowska (Bydgoszcz)  
Wojciech Gruhn (Częstochowa)  
Tomasz Jarosław Wąsowicz (Gdańsk)  
Roman Bukowski (Gliwice)  
Beata Kozłowska (Katowice)  
Aldona Kubala-Kukuś (Kielce)  
Małgorzata Nowina Konopka (Kraków)  
Elżbieta Jartych (Lublin)  
Michał Szanecki (Łódź)  
Halina Pięta (Opole)  
Maria Połomska (Poznań)  
Małgorzata Pociąsk (Rzeszów)  
Anna Kamińska (Słupsk)  
Janusz Typek (Szczecin)  
Winicjusz Drozdowski (Toruń)  
Aleksandra Miłosz (Warszawa)  
Bernard Jancewicz (Wrocław)  
Joanna Borgensztajn (Zielona Góra)

#### POLSKIE TOWARZYSTWO FIZYCZNE

#### ZARZĄD GŁÓWNY

Wiesław A. Kamiński (prezes), Bohdan Grządkowski (sekretarz generalny), Piotr Rączka (skarbnik), Mariusz P. Dąbrowski, Jacek P. Goc, Zofia Gołąb-Meyer, Jerzy Warczewski (członkowie wykonawczy), Jacek M. Baranowski, Maria Dobkowska, Henryk Figiel, Bernard Jancewicz, Stefan Kruszewski, Andrzej Ślebarski, Andrzej Zięba, Elżbieta Zipper (członkowie)

#### ADRES ZARZĄDU

ul. Hoża 69,  
00-681 Warszawa,  
tel. (22) 621 26 68

#### PRZEWODNICZĄCY ODDZIAŁÓW

Krzysztof Szymański (Białystok), Stefan Kruszewski (Bydgoszcz), Ewa Mandowska (Częstochowa), Jarosław Rybicki (Gdańsk), Marcin Miczek (Gliwice), Wiktor Zipper (Katowice), Małgorzata Wysocka-Kunisz (Kielce), Krzysztof Fiałkowski (Kraków), Jerzy Żuk (Lublin), Tadeusz Wibig (Łódź), Stanisław Waga (Opole), Alina Dudkowiak (Poznań), Marian Kuźma (Rzeszów), Włodimir Tomlin (Słupsk), Mariusz Dąbrowski (Szczecin), Janusz Szatkowski (Toruń), Mirosław Karpierz (Warszawa), Antoni Mituś (Wrocław), Marian Olszowy (Zielona Góra)

Czasopismo ukazuje się od 1949 roku.

Wydawca: Polskie Towarzystwo Fizyczne

Skład i łamanie: Paweł Mleczek (*dtp-art.pl*)

Druk i oprawa: Esus, Poznań

Nakład: 800 egzemplarzy

ISSN 0032-5430

Kończąc swoje *Wykłady z fizyki* – po przedstawieniu najnowszych odkryć – tranzystora, lasera i złącza Josephsona, Feynman powiedział do słuchaczy: *przykro mi o tym mówić panowie, ale niestety, by uczestniczyć w tych wspaniałych przygodach musicie bezwzględnie jak najszybciej zacząć się uczyć mechaniki kwantowej* (wprost przeciwnie, niż nasi twórcy nowych programów nauczania z fizyki, którzy zrobili wszystko, by to nastąpiło *jak najpóźniej*).

Okazało się, że po pięćdziesięciu latach te słowa ekscentrycznego geniusza nie straciły nic ze swojej aktualności. *Wspaniałe przygody*, które miał na myśli wciąż się zdarzają. I tylko na skutek naszych przyzwyczajęń i utartych sposobów myślenia przestajemy to dostrzegać i się dziwić. Opracowanie matrycy CCD (Nobel 2009) przeobraziło sposób pozyskiwania informacji, a odkrycie zjawiska gigantycznego magnetooporu (Nobel 2007) spowodowało rewolucję w ich magazynowaniu. Mikroskopy skaningowe (Nobel 1986) pokazują warstwy atomów, a urządzenie tak wielkie jak LHC kieruje trajektorią protonu z niewyobrażalną dokładnością. Trudno teraz przewidywać jakie będzie zastosowanie *przełomowych doświadczeń pozwalających na pomiary i manipulacje indywidualnymi obiektami kwantowymi* (Nobel 2012 – artykuł Wojciecha Gawlika), ale jedno wydaje się pewne: nastąpi to w sposób bardziej spektakularny niż można się spodziewać.

Na naszych oczach zmienia się sposób podejścia do zrozumienia czegoś, co najogólniej nazywa się *kwantowymi układami wielu oddziałujących cząstek*. Stało się jasne, że aby zrozumieć całe bogactwo ich własności i zachowań nie wystarczy przybliżenie jednocząstkowe. W międzyczasie wniknęły w ten obszar badań pojęcia i metody zaczerpnięte z *kwantowej teorii informacji*. Między innymi temu poświęcony był ubiegłoroczny Kongres Solvaya *Teoria Świata Kwantowego* i tego dotyczy artykuł Subira Sachdeva, który jest jednym z wykładów wygłoszonych na tym kongresie.

Tak więc *fizyka jest wspaniałą przygodą*. Potwierdza to także w swoim wywiadzie Profesor Kazimierz Grotowski.

Piotr Tomczak

#### SPIS TREŚCI

- W. Gawlik, *Nagroda Nobla z fizyki 2012* • 146  
S. Sachdev, *Kwantowe fazy materii* • 151  
Z. Gołąb Meyer, *Fizyka jest wspaniałą przygodą. Rozmowa z Profesorem Kazimierzem Grotowskim* • 167  
S. Bednarek, *III Festiwal Szkolnych Kół Fizycznych w Łodzi* • 184  
W. Suski, *Zmarł Prof. Dr Siegfried Methfessel* • 185  
A. Kuczkowski, *XII Ogólnopolskie Spotkanie Klubu Demonstratorów Fizyki* • 186  
*Nominacje profesorskie* • 187  
*Książki nadesłane* • 192

POSTĘPY FIZYKI TOM 63 ZESZYT 4 ROK 2012

# Nagroda Nobla z fizyki 2012

Wojciech Gawlik • Instytut Fizyki, Uniwersytet Jagielloński

Tegoroczna Nagroda Nobla z fizyki została przyznana Serge'owi Haroche'owi z Ecole Normale Supérieure i Collège de France w Paryżu oraz Dawidowi J. Winelandowi z National Institute of Science and Technology w Boulder w stanie Colorado w USA. Decyzją Komitetu Noblowskiego nagrodę tę przyznano za „przełomowe doświadczenia pozwalające na pomiary i manipulacje indywidualnymi układami kwantowymi”.

Za tym bardzo ogólnym komunikatem kryją się niezwykle pomysłowe pomiary oddziaływań pojedynczych fotonów z zakresu optycznego i mikrofal z pojedynczymi atomami i jonami. Doświadczenia te pozwoliły na zbadanie najbardziej fundamentalnych cech oddziaływań pojedynczych obiektów kwantowych – fotonów i atomów bądź jonów, a następnie przeprowadzenie wyrafinowanych doświadczeń z tak niezwykle próbkami. Niezwykłymi, bowiem mówiąc o fotonach z reguły odnosimy się do strumieni ogromnej liczby cząstek (dla przykładu, w słabej wiązce lasera emitującego promieniowanie widzialne o mocy zaledwie 1 mW mamy ok.  $10^{15}$  fotonów na sekundę). Tymczasem w doświadczeniach tegorocznych noblistów badania dotyczą *pojedynczych fotonów* oddziaływającymi z *pojedynczymi atomami* lub kilkoma jonami oddziaływającymi w dobrze kontrolowany sposób.

W doświadczeniach obydwu laureatów badane jest oddziaływanie pojedynczych atomów z polem elektromagnetycznym, ale eksperymenty te są bardzo odmienne. W pracach Haroche'a badane są oddziaływania indywidualnych fotonów z pojedynczymi atomami, gdzie i foton i atom mają kwantowe charakterystyki. Wineland natomiast koncentruje się na właściwościach pojedynczych lub kilku sprzężonych jonów w pułapce, a na kwantowe charakterystyki wiązek świetlnych zwraca mniejszą uwagę.

## Stany kołowe i rezonatory

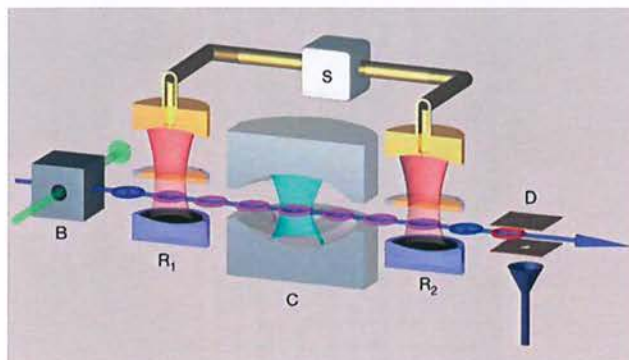
W doświadczeniach Haroche'a są dwa kluczowe elementy stanowiące o ich unikalności. Jednym jest zastosowanie atomów rydbergowskich w stanach kołowych (*circular Rydberg states*). Atom rydbergowski posiada jeden elektron wzbudzony do bardzo wysokiego poziomu, bliskiego granicy jonizacji, dla którego główna liczba kwantowa  $n$  jest rzędu kilkudziesięciu lub więcej. Elektryczny moment dipolowy atomu  $d$  jest proporcjonalny do  $n^2$ , a więc atomy rydbergowskie mają momenty

dipolowe, a co się z tym wiąże energie oddziaływania z polem elektromagnetycznym ( $\mathbf{d} \cdot \mathbf{E}$  w przybliżeniu dipolowym), o rzędy wielkości większe niż atomy nisko wzbudzone. Niestety, zwykle wzbudzenie optyczne stanu rydbergowskiego pozwala wprowadzić na osiągnięcie stanu o dużym  $n$  lecz z małą orbitalną liczbą kwantową  $l$ . Takie stany mają bardzo wydłużone orbity i krótkie czasy życia. Inaczej jest w przypadku wzbudzenia stanu, dla którego  $l$  i  $|m|$  osiągają maksymalne możliwe wartości  $n - 1$ . Orbita takiego elektronu jest regularnym kołem, a czas życia, który dla orbit kołowych zmienia się proporcjonalnie do  $n^5$  staje się bardzo długi (dla  $n \approx 50$  jest rzędu 0,1 s). Tak długo żyjące kołowe stany rydbergowskie sprzęgane są przez oddziaływania dipolowe wyłącznie do innych stanów kołowych, co pozwala na prostą interpretację efektów. Ponadto, przejścia pomiędzy sąsiednimi stanami kołowymi  $n, l \leftrightarrow n - 1, l - 1$ , dla  $n \approx 50$  mają częstotliwość rzędu 50 GHz a to odpowiada długościom fali promieniowania rzędu 1 cm, dogodnym dla budowy rezonatorów o łatwych do osiągnięcia rozmiarach.

Problemem z wykorzystaniem atomów w stanach kołowych jest to, że nie występują one w naturalnych warunkach i konieczne są specjalne techniki ich przygotowania. Zespół Haroche'a opanował tę sztukę w mistrzowski sposób.

Niezwykle poważną trudnością w eksperymentowaniu z pojedynczymi fotonami jest ich *ulotność* i nietrwałość, rozumiana jako szybka ucieczka fotonu z rejonu obserwacji, bądź szybka absorpcja i jego zanik. Pokonanie tej trudności stało się możliwe przez zastosowanie odpowiednich rezonatorów mikrofalowych. Precyzyjnie wykonany rezonator z nadprzewodzącego niobu stanowiący parę sferycznych zwierciadeł, w temperaturze 0,8 K może mieć współczynnik dobroci  $Q = \nu_0 / \Delta\nu = 4 \times 10^{10}$  ( $\nu_0$  oznacza częstotliwość rezonatora, a  $\Delta\nu$  szybkość strat energii). Przy odległości luster rezonatora 2,7 cm oznacza to, że uwięziony w rezonatorze foton pokonuje średnią drogę porównywalną z obwodem równika, zanim prawdopodobieństwo jego ucieczki z rezonatora będzie mniejsze niż  $1/e$ . Eksperymenty Haroche'a wykonywane są w ultrawysokiej próżni przy użyciu skolimowanego strumienia atomów przelatującego przez nadprzewodzący rezonator. Atomy są wzbudzane do stanu kołowego  $n \approx 50$  za pomocą kilku laserów dostrojonych do odpowiednich przejść a następnie przez ok. 50 kwantów pola

radiowego w odpowiednio dobranych polach elektrostatycznym i magnetycznym. Strumień atomów jest tak mały, że średnio w rezonatorze znajduje się co najwyżej jeden tylko atom. Po przejściu przez rezonator detektor wykorzystujący jonizację połowę atomów może wskazać czy atom pozostał w początkowym stanie czy też go zmienił. Schemat doświadczenia przedstawia Rys. 1.



Rys. 1. Schemat doświadczenia z atomami rydbergowskimi w rezonatorach. Rozchodząca się w próżni skolimowana wiązka atomowa jest wzbudzana wiązkami laserowymi i mikrofalami do kołowych stanów rydbergowskich w obszarze B. Atomy w określonych stanach kołowych wlatują do głównego rezonatora C, gdzie oddziałują z polem elektromagnetycznym dostrojonym do przejścia atomowego, po czym detektor D rejestruje atom w dolnym lub górnym stanie kołowym. Przed i po rezonatorze C atomy mogą oddziaływać z mikrofalami dostarczonymi synchronicznie do dodatkowych wnek rezonansowych  $R_1$  i  $R_2$ , które pozwalają na precyzyjny interferencyjny pomiar przesunięcia fazowego atomowych funkcji falowych wywołany przez oddziaływanie w rezonatorze (Nature, Vol 446 (15 March 2007), p. 297). © Nature 2007, published with permission

### Próżniowe oscylacje Rabi'ego i nieniszczące pomiary fotonów

Jednym z pierwszych doświadczeń wykonanych w układzie z rezonatorem była obserwacja periodycznej wymiany energii pomiędzy pustym rezonatorem dostrojonym do przejścia atomowego a wzbudzonym atomem. Schemat tego doświadczenia jest następujący: Do pustego (próżnia elektromagnetyczna) rezonatora, którego częstość rezonansowa jest dopasowana do częstości przejścia w atomie, wlatuje jeden atom wzbudzony do stanu  $e$  (Rys. 2 a). Fluktuacje próżni wymuszają przejście atomu do stanu  $g$  o niższej energii. W jego rezultacie atom przechodzi do stanu o niższej energii, a w rezonatorze zostaje zdeponowany jeden foton (Rys. 2 b). Taki foton z kolei może zostać pochłonięty przez atom w stanie  $g$ , w wyniku czego atom się wzbudzi ponownie do stanu  $e$ , a foton zniknie – pole powróci do stanu próżni. Jeśli czasy życia



Rys. 2. (a) schematycznie przedstawiony atom wzbudzony do poziomu  $E_e$  i pusty rezonator. (b) Atom przeszedł do niższego stanu  $E_g$ , wysyłając foton, który został zmagazynowany w rezonatorze

atomu i jego przelotu przez rezonator oraz czas życia fotonu w rezonatorze są dostatecznie długie, proces ten będzie się powtarzał w sposób cykliczny z częstością określoną przez siłę sprzężenia atom-pole. Takie cykliczne oscylacje między stanem, w którym jest zero fotonów i jeden atom wzbudzony do stanu  $e$  oraz stanem, w którym jest jeden foton i atom w stanie o niższej energii  $g$ , to próżniowe oscylacje Rabi'ego – typowo kwantowy, nieklasyczny efekt.

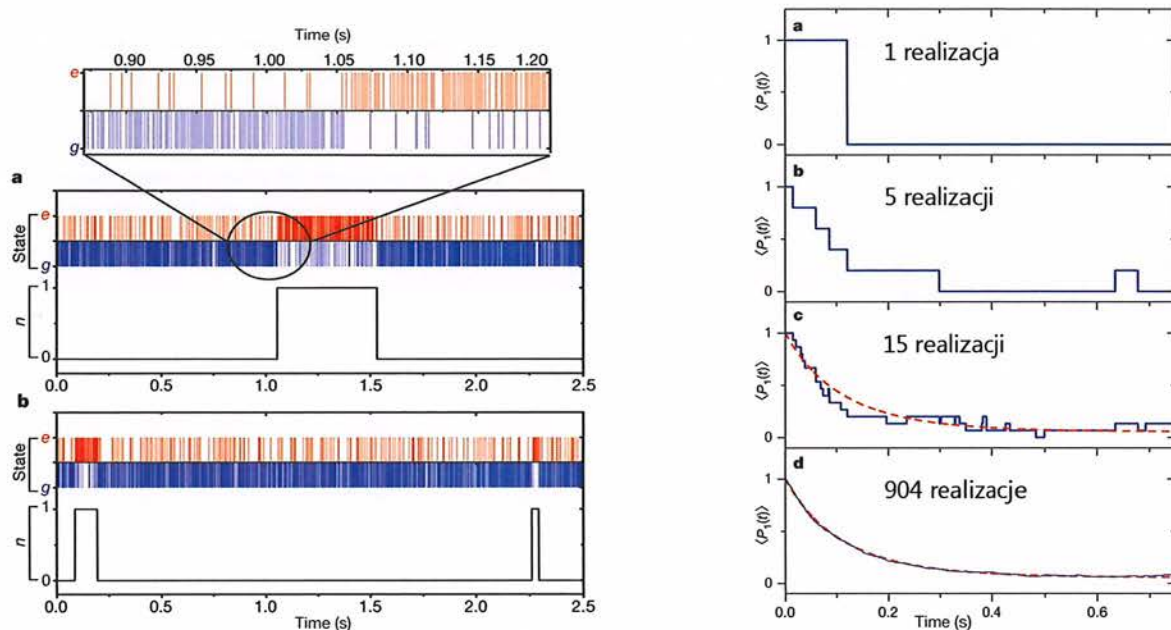
### Nieniszczące pomiary

Kolejne doświadczenia grupy Haroche'a pozwoliły na przeprowadzenie innych fascynujących doświadczeń. Między innymi zademonstrowano możliwość tzw. nieniszczącej rejestracji fotonów (*Quantum Nondemolition*). Wszystkie dotychczas stosowane detektory fotonów absorbowwały je i zamieniały ich energię na jakiś mierzalny sygnał.

Haroche zaproponował, aby oddziaływanie fotonów z atomami badać nie za pomocą pomiarów absorpcji fotonów, lecz zmiany dyspersji (współczynnika załamania) atomu w rezonatorze. Dla fotonów odstrojonych od przejścia atomowego prawdopodobieństwo absorpcji może być zaniedbywalnie małe, ale dyspersja wciąż mierzalna i pozwalająca na „nieniszczące” pomiary liczby i stanu fotonów w rezonatorze.

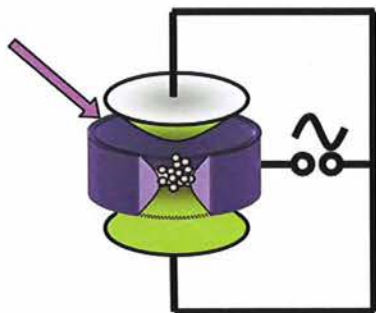
Możliwość nieniszczącego pomiaru fotonów pozwoliła na rejestrację dyskretnych procesów kreowania, obserwacji w czasie rzeczywistym i anihilacji fotonu uwięzionego w rezonatorze – co można było interpretować jako narodziny, życie i śmierć fotonu. Do rezonatora wlatywały kolejne atomy wzbudzone do stanu  $e$  i mogły w nim deponować fotony przechodząc do niższego stanu energetycznego  $g$ . Dwa detektory mierzyły, w którym z dwóch stanów były atomy po przejściu przez rezonator. Pojawienie się fotonu w rezonatorze wiązało się z przejściem atomów do stanu  $g$  i było interpretowane jako narodziny fotonu. Zniknięcie fotonu wiązało się natomiast z przejściem atomów z  $g$  do  $e$  i oznaczało śmierć fotonu w rezonatorze. W ten sposób strumień pojedynczych atomów dostarczał informacji o stanie fotonu w rezonatorze. Nieniszcząca detekcja w czasie rzeczywistym pozwoliła na obserwację pojedynczych przeskoków kwantowych w czasie rzeczywistym. Powtarzania zaś takich indywidualnych pomiarów pozwoliło na obserwację przejścia od obserwacji pojedynczych zdarzeń do procesów statystycznych. W szczególności przy obserwacji procesów śmierci fotonu odtworzono eksponencjalny zanik natężenia pola elektromagnetycznego w rezonatorze.

Prace Haroche'a zapoczątkowały tzw. elektrodynamikę kwantową atomów we wnękach rezonansowych (*Cavity Quantum Electrodynamics*, CQED) i stworzyły podstawy nowej dyscypliny – Informatyki Kwantowej.



Rys. 3. Przykład sygnałów związanych z narodzinami, życiem i śmiercią fotonu w rezonatorze. Zliczenia detektorów wykrywających atom w stanach  $e$  i  $g$  zmieniają się wyraźnie, gdy w rezonatorze zostanie zdeponowany foton (narodziny fotonu). Wykres (a) pokazuje, że foton ten pozostawał w rezonatorze (życie fotonu) przez ok. 1,5 s (w tym czasie atom był wykrywany w stanie  $g$  znacznie częściej niż w stanie  $e$ ), po czym został pochłonięty (śmierć fotonu) z czym związane jest przejście atomu do stanu  $e$ . Dla innej realizacji doświadczenia obserwowane są inne fotony (wykres b). Prawy rysunek przedstawia jak coraz większa liczba powtórzeń pojedynczego pomiaru ilustruje przejście od obserwacji pojedynczych przeskoków kwantowych do wykładniczego zaniku pola w rezonatorze (Nature, Vol 446 (15 March 2007), p.297). © Nature 2007, published with permission

Jeszcze dalej w kierunku informatyki kwantowej idą badania drugiego noblisty – Davida Winelanda. Doświadczenia przeprowadzane przez Winelanda były wykonywane z pułapkami jonowymi, zawierającymi jeden lub kilka jonów. Pułapkowanie pojedynczych jonów (nagrada Nobla z fizyki w 1989 r dla Wolfganga Paula i Hansa Dehmelta) wykorzystuje oscylujące i stacjonarne pola elektryczne do wytworzenia studni potencjału, w której możliwe jest pułapkowanie cząstek naładowanych. Rys. 4 przedstawia schemat trójwymiarowej pułapki Paula.

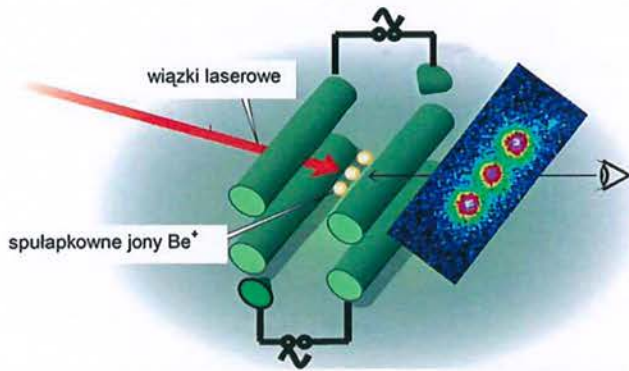


Rys. 4. Schemat pułapki jonowej Paula. Jony (lub inne naładowane cząstki) są pułapkowane dzięki odpowiedniej konfiguracji pól elektrycznych pojawiających się po przyłożeniu do elektrod zmiennego napięcia o odpowiednio dobranej wartości i częstotliwości. Po oświetleniu jonów rezonansową wiązką laserową możliwa jest ich obserwacja

W zastosowaniach do inżynierii stanów kwantowych, a zwłaszcza do kontroli sprzężeń pomiędzy poszczególnymi jonami, bardziej przydatna okazała się pułapka liniowa. Jej schemat przedstawia Rys. 5.

Pułapka jest ładowana przez kilka jonów, które znajdują się w najniższym stanie energetycznym pułapki – wzdłuż linii równoległej do elektrod. Pole pułapki i oddziaływania pomiędzy jonami sprawiają, że w stanie podstawowym spułapkowane jony tworzą stabilny układ o rozmiarach rzędu kilku  $\mu\text{m}$ . Po wzbudzeniu optycznym układ ten emituje światło i może być wygodnie obrazowany, np. za pomocą czułej kamery CCD. Umieszczenie jonów w pułapce liniowej ułatwia kontrolę nad sprzężeniami bezpośrednich sąsiadów i zaniedbanie sprzężeń dalszych jonów.

Jednym z głównych osiągnięć Davida Winelanda było opracowanie metody doprowadzania spułapkowanych pojedynczych jonów do ich najniższego stanu kwantowego, kiedy to kwantowe drgania mają najniższą możliwą energię (stan próżni kwantowej). Realizacja tego stanu jest skrajnie trudna ze względu na wpływ oddziaływań układu kwantowego z otoczeniem, czyli dekoherencję. Podobnie jak jest to robione w przypadku laserowego chłodzenia neutralnych atomów, Wineland ze swymi współpracownikami zastosowali rezonansowe wzbudzenia laserowe badanych jonów światłem, którego częstotliwość była niższa niż ta, jaka odpowiadała centrum przejścia pomiędzy podstawowym i wzbudzonym elektronowym stanem jonowym. Brakującą energię jony uzupełniały przez swoją energię kinetyczną, a to wiązało się z ochłodzeniem ich oscylacji w potencjale pułapki i zapelnianiem najniższego stanu energetycznego. W ten sposób osiągnięta była kontrola nie tylko nad elektronowymi stanami



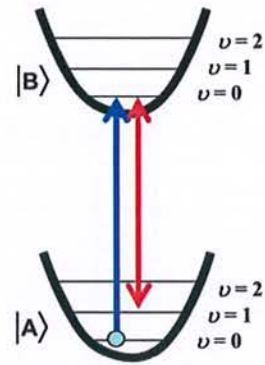
Rys. 5. Schemat liniowej pułapki Paula pozwalającej na pułapkowanie kilku jonów wzdłuż linii prostej. Taka geometria pozwala na wygodne obrazowanie pojedynczych jonów, i na odpowiednie dobranie sprzężenia kulombowskiego pomiędzy nimi (rysunek na podstawie materiałów Komitetu Noblowskiego). © Johan Jarnestad/The Royal Swedish Academy of Sciences, published with permission

jonowymi, ale też nad ich skwantowanymi drganiami w pułapce.

Warunkiem działania komputera kwantowego jest możliwość wytwarzania *qubitów* – stanów superpozycji kwantowych i możliwość manipulacji tymi stanami – przeprowadzania na nich rozmaitych operacji. Dużym sukcesem na drodze do stworzenia takiego komputera było wytwarzanie precyzyjnie kontrolowanych stanów superpozycji różnych stopni swobody indywidualnego jonu. Rys. 6 przedstawia schemat poziomów energetycznych spulapkowanego jonu w dwóch stanach elektronowych – dolnym  $|A\rangle$  i górnym  $|B\rangle$ . W każdym z tych stanów oscylacje jonu w pułapce są skwantowane a odpowiednie poziomy oscylacyjne oznaczone liczbami kwantowymi  $\nu = 0, 1, 2, \dots$ . Stan początkowy jonu to  $|\varphi_0\rangle = |A\rangle|0\rangle$ . Pod wpływem optycznego wzbudzenia światłem laserowym dostrojonym do przejścia  $|A\rangle|0\rangle \leftrightarrow |B\rangle|0\rangle$ , stan  $|\varphi_0\rangle$  jest przeprowadzany w superpozycję elektronowych stanów  $|A\rangle$  i  $|B\rangle$ ,  $|\varphi_1\rangle = [\alpha|B\rangle + \beta|A\rangle]|0\rangle$  odpowiadającą zerowemu stanowi oscylacyjnemu  $|0\rangle$ . Kolejny impuls lasera dostrojonego do przejścia  $|B\rangle|0\rangle \leftrightarrow |A\rangle|1\rangle$  wytwarza superpozycję  $|\varphi_2\rangle = |A\rangle[\alpha|0\rangle + \beta|1\rangle]$  stanów oscylacyjnych przypisaną do dolnego stanu elektronowego.

Taka manipulacja stanami superpozycji pozwoliła na zbudowanie kwantowej bramki logicznej. Wybrany stan elektronowy pojedynczego jonu sprzęgnięto ze stanem oscylacji jonu w pułapce. Przez zastosowanie odpowiednich impulsów laserowych można było w zadany sposób zmieniać stan elektronowy działając wyłącznie na stan drgań jonu.

Prace Winelanda stanowią szereg systematycznych kroków na drodze do zbudowania komputera kwantowego. Dotychczas uruchomiono już różne elementy komputera i prace koncentrują się na scalaniu pojedynczych układów w większe systemy. To, czy komputer kwantowy kiedykolwiek okaże się lepszy od komputerów klasycznych



Rys. 6. Układ poziomów energetycznych spulapkowanego jonu. Jon może być pułapkowany w dwóch jamach potencjału związanych z dwoma stanami elektronowymi  $|A\rangle$  i  $|B\rangle$ . W każdej z tych jam oscylacje jonu są skwantowane i związane z kolejnymi oscylacyjnymi liczbami kwantowymi  $\nu$ . Impulsy laserowe o odpowiedniej częstotliwości i czasie trwania mogą przeprowadzać pojedynczy jon, znajdujący się w chwili początkowej np. w stanie  $|\varphi_0\rangle = |A\rangle|0\rangle$ , do superpozycji stanów elektronowych lub oscylacyjnych

– które przecież też są coraz doskonalsze – nie jest wcale oczywiste. Okazuje się bowiem, że wymagania stawiane praktycznym układom kwantowym są wzajemnie sprzeczne. Z jednej strony chcemy żeby pojedyncze układy były możliwie dobrze izolowane, aby ograniczyć ich dekoherencję, z drugiej wszakże powinny ze sobą oddziaływać, aby umożliwić niezbędne ich sprzężenia. Może się więc okazać, że mimo postępu prac, praktyczne aspekty sprawiają, że taki komputer nie będzie dostatecznie konkurencyjny względem urządzeń klasycznych.

Innym, praktycznym aspektem prac Winelanda nad spulapkowanymi pojedynczymi jonami jest ich zastosowanie w optycznym zegarze atomowym. Obecnie stosowane wzorce czasu wykorzystują przejście między poziomami struktury nadsubtelnej podstawowego stanu atomu cezu  $^{133}\text{Cs}$  o częstotliwości ok. 9 GHz. Dokładność zegara jest określona przez stosunek częstości przejścia rezonansowego do szerokości krzywej rezonansowej  $\nu_0/\Delta\nu$ . Jeśli udało by się znaleźć dostatecznie wąskie przejście rezonansowe o częstotliwości  $\nu_0$  większej niż częstotliwość obecnego wzorca cezowego, wówczas można byłoby zbudować dokładniejsze zegary. W szczególności, gdyby można byłoby wykorzystać w charakterze wzorca częstotliwości przejście optyczne, wówczas dokładność mogłaby się zwiększyć o wiele rzędów wielkości. Dobrym wzorcem optycznym mogłyby być niektóre linie optyczne jonów w pułapkach. Budową optycznego wzorca częstotliwości (optycznego zegara atomowego) zajmuje się kilka grup na świecie. Równoległe z pułapkami jonowymi badane są możliwości stworzenia atomowego zegara z neutralnymi atomami schłodzonymi do temperatur rzędu  $1\mu\text{K}$  (m.in. w Krajowym Laboratorium Fizyki Atomowej, Molekularnej i Optycznej w Toruniu). Wzorce te posiadają już obecnie dokładność o rząd lepszą od zegarów cezowych. Tak więc zmiana definicji sekundy jest już wyłącznie kwestią czasu.

Badania Serge'a Haroche'a i Davida Winelanda są przykładem powstania „doświadczalnej mechaniki kwantowej”. Ten nurt badań rozszerza się obecnie na inne zakresy częstotliwości – optyczne z wykorzystaniem optycznych wnęk rezonansowych (w tym także nowych materiałów

z tzw. fotoniczną przerwą energetyczną), a także fale radiowe i silnie sprzężone obwody elektryczne w nadprzewodzących złączach Josehsona. Możemy więc oczekiwać dalszego rozwoju wielu niezwykłych urządzeń wykorzystujących mechanikę i elektrodynamikę kwantową.

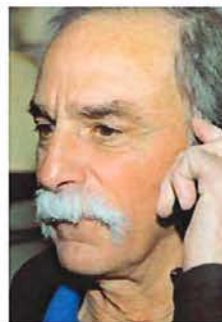
### Noty biograficzne



Serge Haroche urodził się w 1944 w Casablance w Maroku. W 1962 roku zdał na pierwszym miejscu egzamin wstępny do Ecole Polytechnique w Paryżu i jednocześnie jako trzeci do Ecole Normale Supérieure. (Egzaminy do tych sławnych szkół paryskich są znane z niezwykle wysokiego poziomu, ale rzadko zdarza

się, żeby ktoś przystępował do obu jednocześnie i zajął tak wysokie miejsca. Fakt ten odnotowała nawet telewizja francuska). Ostatecznie Haroche wybrał ENS, gdzie w 1967 wykonał pracę doktorską pod kierunkiem Claude'a Cohena-Tannoudji'ego, późniejszego noblisty (z 1997 r.) na podstawie prac dotyczących modelu atomu ubranego kwantami pola radiowego. Po doktoracie rozpoczął pracę na Uniwersytecie Stanforda, gdzie jako *post-doc* w zespole Artura Schawlowa (laureata Nobla z 1991 r.) rozpoczął prace z zakresu spektroskopii laserowej. Następnie pracował jako profesor wizytujący w MIT, na Harvardzie i w Yale, gdzie w sumie wykładał przez siedem lat. W 1982 r. zostaje profesorem w Ecole Normale Supérieure w Paryżu. W tym okresie równoległe z Herbertem Waltherem z Instytutu Optyki Kwantowej Maxa-Plancka w Garching pod Monachium, tworzy elektrodynamikę kwantową atomów we wnękach rezonansowych – *Cavity Quantum Electrodynamics* (CQED). Ta dyscyplina będąca częścią optyki kwantowej przyniosła szereg doniosłych odkryć, dokonanych zarówno przez zespół Haroche'a jak i Walthera. Nie ulega wątpliwości, że gdyby nie przedwczesna śmierć Herberta Walthera w 2006 roku, grono tegorocznych noblistów byłoby szersze.

Serge Haroche pełnił funkcję dyrektora Instytutu Fizyki ENS w latach 1994–2000, od 2001 roku jest Profesorem Collège de France, a od 2012 roku dyrektorem tej szacowanej instytucji.



David Jeffrey Wineland urodził się w 1944 roku w Milwaukee, w stanie Wisconsin w USA. Studiował na Uniwersytecie Kalifornijskim w Berkeley, gdzie 1965 roku uzyskał licencjat (BCs), a następnie na Uniwersytecie Harvarda, gdzie w 1970 r. obronił pracę doktorską pod kierunkiem Normana Ramseya (noblisty z 1989 roku).

Po doktoracie podjął pracę w zespole Hansa Dehmelta (także noblisty z 1989 roku) w University of Washington w Seattle. Pod kierunkiem Dehmelta zaczął badania z pułapkami jonowymi, którym pozostał wierny przez wiele lat. W 1975 roku rozpoczął pracę w ówczesnym *National Bureau of Standards*, które następnie się przekształciło w *National Institute of Standards and Technology* (NIST), w jego oddziale w Boulder, w Kolorado. W ramach JILA (*Joint Institute for Laboratory Astrophysics*) jest też pracownikiem Uniwersytetu Kolorado w Boulder.

NIST i Uniwersytet w Boulder to znane ośrodki, w których przed Winelandem trzech innych uczonych uzyskało nagrodę Nobla (byli to Eric Cornell i Carl Wiemann w 2001 roku, oraz John Hall w 2005 r.). W Boulder David Wineland zajął się tematyką pułapek jonowych i metrologią, ale – podobnie jak Serge Haroche, rozszerzył swoje zainteresowania na układy małych systemów kwantowych.



# Kwantowe fazy materii\*

Subir Sachdev • Wydział Fizyki, Uniwersytet Harvarda

**Streszczenie.** Przedstawiam przegląd wybranych faz materii kwantowej uwzględniający te z nich, które wykazują wielocząstkowe splątanie kwantowe. Dzielę fazy na posiadające szczelinę w widmie energii, konforemne i ściśliwe. Pokazuję w prosty sposób, że ciecz spinowa o symetrii  $\mathbb{Z}_2$  jest przykładem materii kwantowej ze szczeliną i wiążę to z topologicznymi teoriami pola. Rozważam, jak opisuje się materię konforemną w kwantowych punktach krytycznych realistycznych modeli sieciowych i ukazuję związek tego problemu z pewną liczbą układów obserwowanych w doświadczeniu. Podsumowuję niedawne postępy w naszym rozumieniu ściśliwych faz kwantowych nie będących cieczami Fermiego. W końcu pokazuję, jak można opisać fazy materii kwantowej z silnymi oddziaływaniami za pomocą dualności cechowanie-grawitacja. W granicy  $N_c \rightarrow \infty$ , struktura teorii z cechowaniem o symetrii  $SU(N_c)$  związanej z materią hermitowsko sprzężonych fermionów przy niezerowej gęstości podpowiada, jaką postać przybierze teoria grawitacji dualna do teorii ściśliwej materii kwantowej.

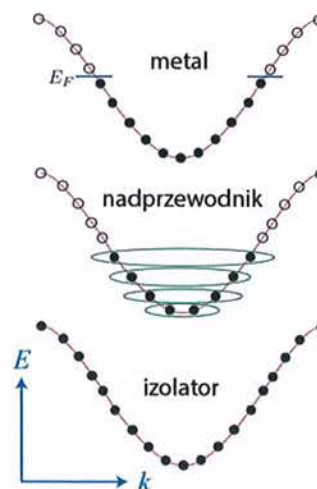
## 1. Wstęp

Najgłębsze konsekwencje teorii kwantowej stają się widoczne w wyniku zastosowania jej do układu wielu elektronów w kryształach. Jest to zarazem jej najbardziej rygorystyczny sprawdzian. Wczesna teoria dynamiki elektronów w metalach sformułowana przez Sommerfelda i Blocha traktowała je w dużym stopniu jak prawie swobodne cząstki poruszające się w okresowym potencjale utworzonym przez krystaliczne tło. Podstawowe zasady były tu podobne do obowiązujących w teorii struktury atomu Schrödingera: elektrony zapełniają *orbitale* uzyskane przez rozwiązanie jednocząstkowego równania Schrödingera i *wyczuwają* się wzajemnie, głównie przez zakaz Pauliego. Rozszerzenie tej teorii doprowadziło do ilościowego i zadziwiająco pełnego zrozumienia własności przeważającej liczby zwykłych metali, nadprzewodników i izolatorów.

W ciągu ostatnich trzydziestu lat zastosowania teorii kwantowej do fizyki układów wielu cząstek wkroczyły na zupełnie nowy obszar. Stało się jasne, że wielu kwantowych stanów materii nie da się opisać w ramach teorii jednocząstkowej i potrzebne są nowe sposoby podejścia do zjawisk kwantowych w układach wielu cząstek. Wcześniej ogłoszona praca Einsteina, Podolskiego i Rosena (EPR) [1] podkreślająca, że zastosowanie teorii kwantowej powoduje wystąpienie nielokalnych korelacji między przestrzennie oddzielnymi stanami – mimo że autorzy uznali ten pomysł za nieelegancki – miała znaczny wpływ na dalszy rozwój tej dziedziny. Później Bell wykazał, że w żadnej

klasycznej teorii z ukrytymi zmiennymi nie można otrzymać takich nielokalnych korelacji. Obecnie takie nielocalne korelacje EPR określa się jako *splątanie kwantowe*. Wiele rodzajów splątania odgrywa istotną rolę w konstruowaniu i charakteryzowaniu kwantowych stanów materii. Splątanie takie często bywa dalekozasięgowe. Co ciekawe, w wystarczająco niskich temperaturach dalekozasięgowe splątanie pojawia się w naturalnym stanie wielu materiałów. Po zabezpieczeniu przed zaburzeniami pochodzącymi z zewnątrz nie wymaga to misternego przygotowania konkretnych stanów kwantowych.

Strukturę teorii metali Sommerfelda–Blocha przedstawiono na rysunku 1.



Rys. 1. Schematyczne przedstawienie faz materii dających się opisać przez rozszerzenie teorii prawie swobodnych elektronów

\* Lecture presented at the 25th Solvay Conference on Physics *The Theory of Quantum World*. The Editor of *Postępy Fizyki* expresses his sincere thanks to the Author, the Solvay Institute and the World Scientific for their kind consent to publish the Polish translation. © World Scientific 2012

Wykład wygłoszony na 25 Konferencji Instytutu Solvaya *Teoria Świata Kwantowego*. Redakcja *Postępów Fizyki* dziękuje Autorowi, Instytutowi Solvaya oraz wydawnictwu World Scientific za zgodę na publikację polskiego przekładu. © World Scientific 2012

Elektrony obsadzają stany jednocząstkowe określone przez pęd  $\mathbf{k}$  poniżej energii Fermiego  $E_F$ . Stany o energii równej  $E_F$  pozwalają w przestrzeni pędów o wymiarze  $d$  określić  $(d-1)$ -wymiarową powierzchnię Fermiego, a niskoenergetyczne wzbudzenia elektronów nad powierzchnią Fermiego odpowiadają za przewodnictwo metali. Gdy wartość energii Fermiego przypada w szczelinie energetycznej, wówczas obsadzone stany elektronowe całkowicie wypełniają pasma i od wszystkich stanów wzbudzonych dzieli je szczelina energetyczna. Mamy zatem do czynienia z izolatorem i kryterium zapełniania pasm wymaga, aby liczba elektronów przypadająca na komórkę elementarną była parzysta. Po włączeniu między elektronami oddziaływań, które mogą być całkiem spore, stany elektronów tak w metalu, jak i w izolatorze pozostają adiabaticznie połączone ze stanami prawie swobodnych elektronów pokazanymi na rysunku 1. Wreszcie w teorii Bardeena–Coopera–Schrieffera, gdy elektrony tworzą pary, które podlegają kondensacji Bosego, pojawia się nadprzewodnictwo. W tym wypadku stan podstawowy jest zwykle adiabaticznie połączony z kondensatem Bosego–Einsteina par elektronów, którego stan jest iloczynem prostym pojedynczych stanów bozonowych.

W tym artykule przedstawię przegląd wybranych faz materii, których nie można połączyć adiabaticznie ze stanami elektronów swobodnych i które są związane z różnymi aspektami splątania kwantowego wielu ciał. Stany te będę klasyfikował według rodzaju ich widma wzbudzeń. Czytelnicy zainteresowani głównie *dziwnymi metalami* mogą przejść od razu do części 4.

Na początku, w części 2, skupię się na fazach materii, w których istnieje szczelina w widmie wzbudzeń dla *substancji masywnej* (choć może istnieć bezszczelinowe widmo wzbudzeń brzegowych). Pomimo braku wzbudzeń o niskiej energii, w takich stanach mogą wystąpić subtelne rodzaje splątania wielu ciał opisane przez topologiczne teorie pola.

W części 3 rozważę stany bez szczelin w widmie wzbudzeń o zerowych energiach wzbudzenia, które można znaleźć tylko w izolowanych punktach strefy Brillouina. Takie stany często mają widmo wzbudzeń w postaci bezmasowych, relatywistycznych cząstek, dla których prędkość światła jest zastąpiona przez mniejszą prędkość związaną z hamiltonianem sieciowym. Co więcej, wiele z tych stanów opisane jest przez kwantową teorię pola niezmienniczą względem przekształceń konforemnych czasoprzestrzeni. Stąd w części 3 opiszę *konforemną* materię kwantową.

Część 4 dotyczy *ściśliwej* materii kwantowej, w której gęstość cząstek może zmieniać się w sposób ciągły w zależności od zewnętrznego potencjału chemicznego, bez zmiany podstawowych cech fazy. Wszystkie znane przykłady takich stanów mają zerową energię wzbudzenia na  $(d-1)$ -wymiarowej powierzchni w przestrzeni

pędów, tak jak w wypadku metalu z prawie swobodnymi elektronami.<sup>a</sup> Jednakże badaniami eksperymentalnymi i teoretycznymi tak zwanych *dziwnych* metali, których stany są *ściśliwe* i nie dają się w ciągły sposób połączyć ze stanem prawie swobodnych elektronów w metalu zainteresowano się z poważnych powodów. Podsumuję ostatnie wyniki teoretycznych badań *dziwnych* metali.

W części 5 omówię związki dostrzeżone między wyżej wspomnianymi badaniami stanów materii kwantowej a teorią strun. Podsumuję także nowe spojrzenie na dualne odpowiedniki stanów ściśliwych w teorii grawitacji.

## 2. Materia kwantowa ze szczeliną w widmie wzbudzeń

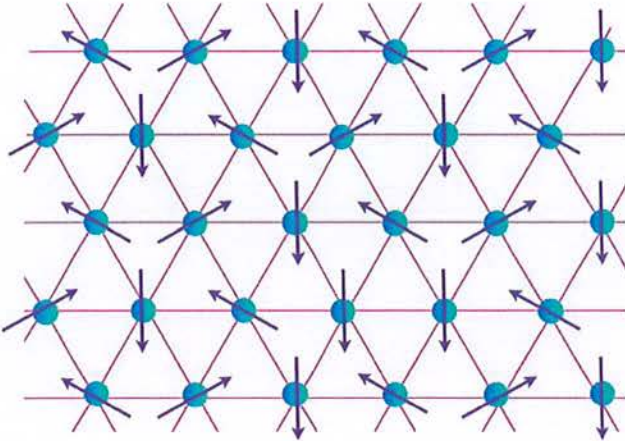
Omówienie nietrywialnych faz materii kwantowej ze szczeliną energetyczną pojawiło się najwcześniej w kontekście badań izolatorów Motta. Gdy odpychanie kulombowskie, a nie brak dostępnych stanów jednocząstkowych jest główną przeszkodą dla ruchu elektronów, wówczas mamy do czynienia z izolatorem Motta. W sytuacji, gdy na komórkę elementarną przypada nieparzysta liczba elektronów, zastosowanie przybliżenia prawie swobodnych elektronów nieuchronnie prowadzi do częściowego wypełnienia pasm, a więc przewiduje obecność powierzchni Fermiego i własności metalicznych. Jednakże, gdy odpychanie kulombowskie  $U$  jest duże w porównaniu z szerokością pasma  $W$ , wówczas ruch elektronów może być wystarczająco stłumiony, co powoduje zanik przewodnictwa w granicy zerowej temperatury.

Jako prosty przykład izolatora Motta rozważmy jednopasmowy model elektronów przeskakujących z węzła na węzeł sieci trójkątowej. Konsekwencją odpychania kulombowskiego jest lokalizacja ładunku elektronu. Wtedy przestrzeń Hilberta może być ograniczona do takich stanów kwantowych, w których na każdym węźle znajduje się dokładnie jeden elektron. Ta przestrzeń Hilberta jest nietrywialna, ponieważ nie określiliśmy spinów elektronów. Istotnie, obecność degeneracji zmiennych spinowych oznacza, że dla sieci o  $N$  węzłach mamy  $2^N$  stanów w ograniczonej przestrzeni Hilberta. Wirtualne procesy fluktuacji ładunkowych znoszą degenerację stanów spinowych, co prowadzi do tego, że rozważany układ można opisać za pomocą hamiltonianu antyferromagnetyku Heisenberga

$$\mathcal{H}_{AF} = J \sum_{\langle ij \rangle} \vec{S}_i \cdot \vec{S}_j + \dots, \quad (1)$$

gdzie  $\vec{S}_i$  jest operatorem spinowym działającym na stan elektronu na węźle  $i$ , wielkość  $J \sim W^2/U > 0$  jest oddziaływaniem wymiennym powstałym na skutek procesów wirtualnych, natomiast kropki oznaczają wyrazy wyższego rzędu w rozwinięciu względem potęg  $W/U$ . Dokładny stan podstawowy  $\mathcal{H}_{AF}$  nie jest znany. Jednakże dla hamiltonianu z oddziaływaniami ograniczonymi do najbliższych sąsiadów przytacza się mocne argumenty numeryczne [3] przemawiające na rzecz poglądu, że w stanie

<sup>a</sup> Kategorie materii *konforemnej* i *ściśliwej* przekrywają się w  $d = 1$ . Prawie wszystkie nasze rozważania skupią się na wymiarze  $d = 2$  i wyższym.

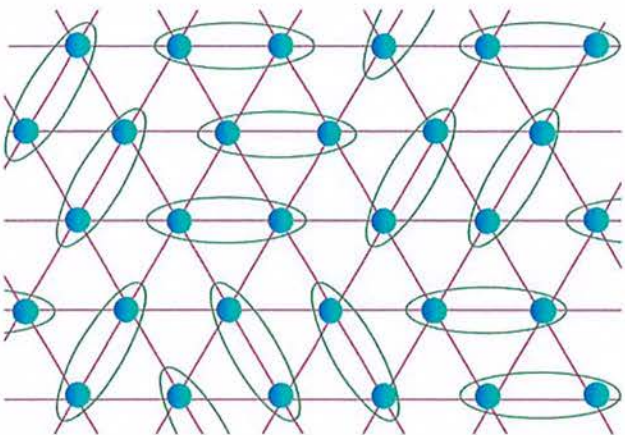


Rys. 2. Stan podstawowy antyferromagnetyku Heisenberga na sieci trójkątowej z uporządkowaniem antyferromagnetycznym dalekiego zasięgu. Stan ten *nie* jest przykładem materii kwantowej ze szczeliną w widmie energii

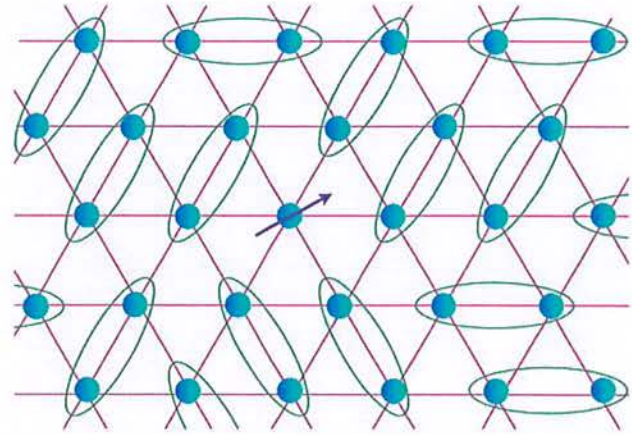
podstawowym istnieje dalekozasięgowy, antyferromagnetyczny porządek Néela pokazany na rysunku 2.

Spiny w tym stanie mogą być w zasadzie traktowane jako klasyczne. Każdy spin ma średnią polaryzację, która skierowana jest zgodnie ze strzałkami na rysunku 2. Wokół tego kierunku występują fluktuacje spinowe. Istnieją tu bezszczelinowe wzbudzenia energetyczne w postaci fal spinowych. Oznacza to, że ten stan *nie* jest przykładem stanu z szczeliną energetyczną. Co więcej, ten stan podstawowy jest adiabatycznie połączony ze stanem klasycznym o zamrożonym kierunku spinów, a tym samym nie występuje tu poszukiwane przez nas splątanie kwantowe.

By otrzymać stan materii kwantowej ze szczeliną, powinniśmy rozważyć możliwość wystąpienia w antyferromagnetykach stanu podstawowego innego rodzaju, należącego do klasy opisanej przez  $\mathcal{H}_{AF}$ . Jest to stan wiązań rezonujących (RVB – *Resonating Valence Bond*) wprowadzony przez Fazekasa i Andersona [4] i pokazany na rysunku 3.



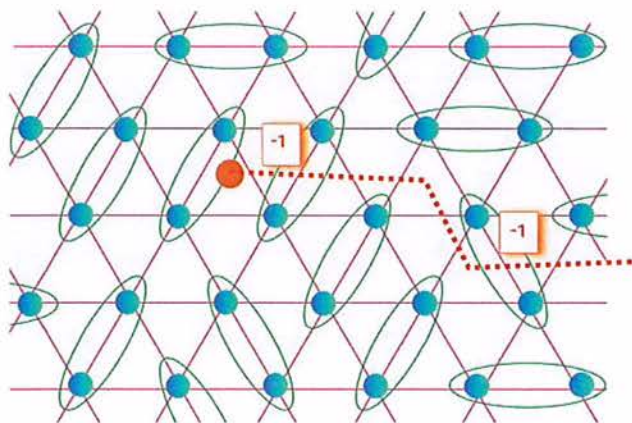
Rys. 3. Rzut oka na stan RVB na sieci trójkątowej. Każda elipsa przedstawia singletowe wiązanie walencyjne  $(|\uparrow\downarrow\rangle - |\downarrow\uparrow\rangle)/\sqrt{2}$ . Stan RVB jest superpozycją wszystkich różniących się od siebie układów par singletowych, z których uwidoczniony jest tylko jeden



Rys. 4. Wzbudzenie spinonowe stanu RVB. Spinon jest obdarzony spinem  $S = 1/2$ , lecz jest elektrycznie obojętny

Ten stan jest liniową superpozycją bardzo dużej liczby możliwych singletowych stanów par elektronów. Jest on uogólnieniem stanów rezonansowych wiązań typu  $\pi$  w pierścieniu benzenowym na nieskończoną liczbę elektronów w sieci. Funkcja falowa typu RVB została zapisana stosunkowo wcześniej przez Paulinga [5] w teorii skorelowanych metali. Anderson [6] zastosował stan RVB do opisu własności spinów w izolatorze Motta, a Kivelson *i in.* [7] zauważyli, że ten stan wykazuje rozdzielnie zmiennych spinowych i ładunkowych. Istnieją zatem wzbudzenia *spinonowe* będące nośnikami spinów  $S = 1/2$ , lecz nie przenoszące żadnych ładunków, jak to pokazano na rysunku 4.

Nasze rozumienie fizyki stanów RVB szybko się rozwinęło po odkryciu w 1986 r. nadprzewodnictwa wysokotemperaturowego w miedzianach. Baskaran i Anderson [8] zauważyli, że teoria z cechowaniem na sieci dostarcza naturalnego języka do opisu stanów typu RVB: ograniczenie przestrzeni Hilberta do stanu jednego elektronu na węzeł odpowiada ograniczeniu prawa Gaussa w teorii z cechowaniem na sieci. Istnienie takiego odwzorowania oznacza, że stany RVB mogą mieć neutralne bezspinowe wzbudzenia, analogiczne do *fotonu* w teoriach z cechowaniem. Jednakże do utrzymania tego obrazu stanu RVB wymagane jest dopuszczenie istnienia stabilnego stanu uwolnionego w teorii z cechowaniem, w którym spinony mogą być uważane za cząstki prawie swobodne. Rokhsar i Kivelson [9] opisali fizykę stanów RVB za pomocą terminów używanych do charakterystyki *kwantowego modelu dimerów* i odkryli godne uwagi rozwiązanie, w którym najprostszy stan RVB, superpozycja z równymi wagami wszystkich singletowych sparowań najbliższych sąsiadów, jest dokładnym stanem podstawowym. Fradkin i Kivelson [10] wykazali, że *kwantowy model dimerów* na sieci dwudzielnej jest równoważny pewnej zwartej teorii z symetrią cechowania  $U(1)$  na sieci. Jednakże pozostaje niejasne, czy rozwiązalny stan RVB to



Rys. 5. Wzbudzenie wizonu ze szczeliną ze stanu RVB o symetrii  $\mathbb{Z}_2$ . Jest to stan wzbudzony, którego funkcja falowa jest podobna do funkcji falowej stanu podstawowego RVB z rysunku 3. Jednak liniowa superpozycja różnych konfiguracji zawiera zmiany znaków poszczególnych wyrazów. Znak jest określony przez parzystość liczby wiązań walencyjnych przecinających cięcie (czerwona linia kreskowana) wychodzące ze środka wizonu. Własności wizonu są niezależne od od konkretnego położenia cięcia, które może być uważane za wybór cechowania. Strumień cechowania  $\mathbb{Z}_2$  przechodzi tylko przez plakietykę zaznaczoną czerwonym kółkiem

szczególny, krytyczny przypadek, czy też jest on jednym ze stanów w fazie RVB. W dalszym ciągu stwierdzono [11], że takie stany RVB (z symetrią cechowania  $U(1)$ ) są z natury niestabilne ze względu na przejścia do uwiecznionych stanów, w których wiązania walencyjne krystalizują, tworząc periodyczne wzory, obecnie nazywane stałymi wiązaniami walencyjnymi (VBS – *valence bond solid*); zobacz rysunek 12. Stabilna faza RVB pojawiła się po raz pierwszy<sup>b</sup> w niezależnych pracach Wena [14], Reada i autora niniejszej pracy [15, 16], którzy zidentyfikowali ją jako fazę uwolnioną, opisaną przez dyskretną teorię o symetrii cechowania  $\mathbb{Z}_2$  [17–20]. Kwantowy model dimerów na sieciach trójkątowej i kagomé dostarcza przykładów stanów RVB o symetrii  $\mathbb{Z}_2$  [21] i obejmuje ściśle rozwiązywalny model jako podstawowy przykład podejścia do opisu tej fazy [22–24]. Stan RVB o symetrii  $\mathbb{Z}_2$  ma szczelinę w widmie wzbudzeń, a zatem stanowi przykład materii kwantowej ze szczeliną energetyczną i dalekozasięgowym splątaniem. Częstką analogiczną do fotonu w tej dyskretniej teorii z cechowaniem jest topologiczne wzbudzenie ze szczeliną znane jako *wizon*. Pokazano to na rysunku 5.

Jest to wzbudzenie podobne do wierzchołkowego i może propagować przez antyferromagnetyk w sposób nie przypominający propagacji żadnej cząstki punktowej. Nie niesie ono ani spinu, ani ładunku, tylko energię, jest więc *ciemną materią*.

Jednym z istotnych skutków istnienia wizonów jest zależność degeneracji stanu RVB od topologii rozmaitości, na której są umieszczone spiny. Dlatego często stwierdza się, że w stanie RVB występuje *porządek topologiczny*. Wyobraźmy sobie rozpostarcie sieci trójkątowej na torusie, jak to pokazano na rysunku 6.

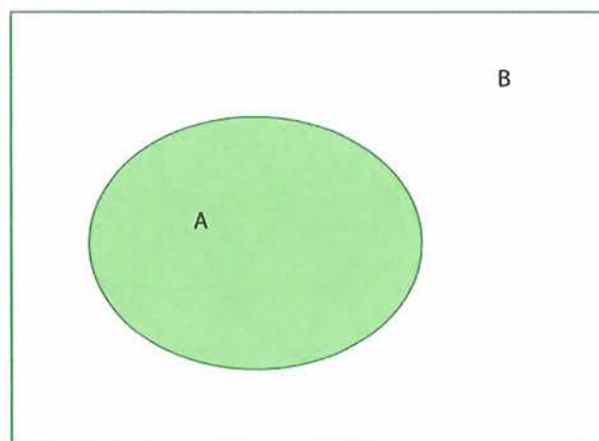


Rys. 6. Topologiczna degeneracja stanu podstawowego RVB o symetrii  $\mathbb{Z}_2$ . Antyferromagnetyk na sieci trójkątowej jest rozpostarty na powierzchni torusa. Linia kreskowana oznacza cięcie jak na rysunku 5. Strumień cechowania  $\mathbb{Z}_2$  przechodzi przez otwór torusa, a więc ma niewielki wpływ na spiny

Wtedy możemy dokonać cięcia wizonu tak, że strumień cechowania  $\mathbb{Z}_2$  przenika przez jeden z otworów torusa. W wystarczająco dużym torusie, ten strumień cechowania ma znikomy wpływ na energię, co prowadzi do dwukrotnej degeneracji stanu podstawowego. Taki strumień  $\mathbb{Z}_2$  może przechodzić także przez drugi otwór torusa, a więc stan podstawowy jest czterokrotnie zdegenerowany [7, 9, 25, 26].

Tę degenerację podstawowego stanu RVB o symetrii  $\mathbb{Z}_2$  można postrzegać jako odzwierciedlenie istnienia splątania dalekiego zasięgu. Zauważmy, że wszystkie spinowe funkcje korelacji w stanie podstawowym znikają wykładniczo. Niemniej jednak istnieją tu korelacje dalekiego zasięgu typu EPR, dzięki którym stan kwantowy *wie* o globalnej topologii rozmaitości, na której się znajduje. Nietrywialne splątanie jest również widoczne w rozwiązywalnych modelach Kitaeva [27, 28], które opisują ciecz spinową o symetrii  $\mathbb{Z}_2$ .

Innej miary splątania dalekiego zasięgu dostarcza zachowanie się entropii splątania  $S_E$ . Określenie tej wielkości zostało zilustrowane na rysunku 7.



Rys. 7. Entropię splątania obszaru A określa się przez obliczenie śladu po wszystkich stopniach swobody w obszarze B i wylczenie entropii Neumanna dla tak otrzymanej zredukowanej macierzy gęstości

<sup>b</sup> Mam również na uwadze chiralną ciecz spinową [12, 13], w przypadku której symetria względem odwrócenia biegu czasu jest spontanicznie złamana. Jak później zauważymy, jest to bliższe stanom w kwantowym efekcie Halla, niż stanowi RVB, w którym nie ma złamania symetrii.

Dzielimy antyferromagnetyk na sieci trójkątowej na dwa przestrzennie rozłączne podukłady A i B. Następnie obliczamy częściowy ślad po zmiennych spinowych z podukładu B, otrzymując w ten sposób zredukowaną macierz gęstości  $\rho_A = \text{Tr}_B \rho$ , gdzie  $\rho = |\Psi\rangle\langle\Psi|$ , natomiast  $|\Psi\rangle$  jest stanem podstawowym całego układu na sieci trójkątowej. Entropia splątania jest zdefiniowana jako  $S_E = -\text{Tr}(\rho_A \ln \rho_A)$ . Podstawową cechą entropii splątania jest to, że dla materii kwantowej ze szczeliną skaluje się ona zgodnie z prawem *pola*. Dla rozważanego dwuwymiarowego układu kwantowego jest to stwierdzenie<sup>c</sup>, że

$$S_E = aP - \gamma, \quad (2)$$

gdzie  $P$  jest polem powierzchni rozdzielającej układy A i B (długością granicy między A i B na rysunku 7). Stała  $a$  zależy od mikroskopowych szczegółów rozważanego układu i nie jest szczególnie interesująca. Skupiamy uwagę na wartości przesunięcia  $\gamma$ : uważa się, że dostarcza ona uniwersalnej charakterystyki splątania w stanie kwantowym. Dla izolatora splątanie może zależeć tylko od lokalnych własności układu w pobliżu brzegu [29]: oczekujemy, że  $\gamma = 0$ . Dla stanu RVB o symetrii  $\mathbb{Z}_2$  otrzymano [30–32]  $\gamma = \ln 2$ . Ta wartość jest oznaką istnienia splątania dalekiego zasięgu w tym stanie kwantowym ze szczeliną w widmie wzbudzeń.

Można uwypuklić aspekty topologiczne stanu RVB o symetrii  $\mathbb{Z}_2$  przez odwzorowanie teorii z cechowaniem  $\mathbb{Z}_2$  na podwojoną teorię Cherna–Simonsa z cechowaniem [33–37]. Jest ona topologiczną teorią pola. Istnieje bezpośredni związek między jej własnościami a własnościami stanu RVB o symetrii  $\mathbb{Z}_2$ . Istotnie, w ramach teorii Cherna–Simonsa [38, 39] można także potwierdzić, że degeneracja stanu podstawowego na torusie jest czterokrotna oraz obliczyć wielkość przesunięcia  $\gamma$  entropii splątania.

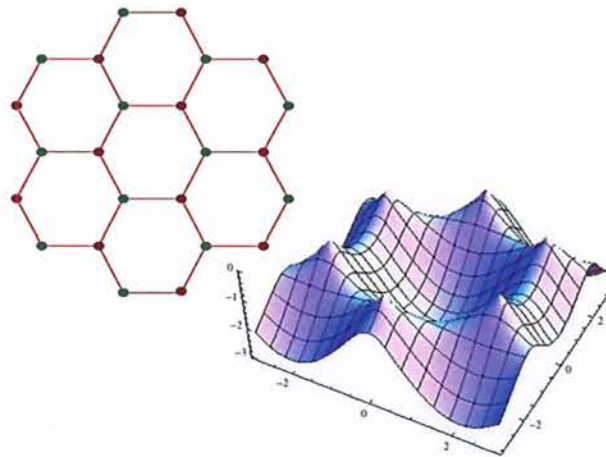
Dobrym przykładem stanu RVB o symetrii  $\mathbb{Z}_2$  może być antyferromagnetyk na sieci kagomé [40–43]. Niedawne badania numeryczne [44] dostarczyły jednoznacznych dowodów na to, że wielkość  $\gamma$  występująca w wyrażeniu na entropię splątania jest równa  $\ln 2$ . Eksperymenty rozpraszania neutronów na takich antyferromagnetykach wykazały niezbieżnie istnienie uwolnionych wzbudzeń spinonowych [45]. Istnieją ponadto przekonujące dowody przemawiające za istnieniem ułamkowej statystyki i porządkiem topologicznym antyferromagnetyku z anizotropią typu łatwa oś na sieci kagomé [46–48]. Wreszcie wyniki kilku ostatnich badań [49–52] wskazują na to, że sfrustrowany antyferromagnetyk na sieci kwadratowej występuje w stanie cieczy spinowej ze szczeliną w widmie wzbudzeń.

Inne przykłady kwantowych stanów materii można znaleźć wśród kwantowych stanów Halla i związanych z nimi chiralnych cieczy spinowych [12, 13]. W dalszym ciągu nie będzie jednak o tym mowy. Ograniczę się do

podkreślenia ich związku ze stanami RVB o symetrii  $\mathbb{Z}_2$ . Kwantowe stany Halla nie zachowują niezmienniczości względem odwrócenia biegu czasu, zatem ich własności topologiczne mogą być, w najprostszych wypadkach, opisane przez teorię Cherna–Simonsa z pojedynczym polem cechowania. Podobnie jak stany RVB o symetrii  $\mathbb{Z}_2$ , wykazują one degeneracje stanu podstawowego na torusie i niezerowe wartości przesunięcia entropii splątania. Kwantowe stany Halla mają z istoty swojej również bezszczelinowe wzbudzenia brzegowe, które decydują o ich własnościach fizycznych. Takich stanów bezszczelinowych nie ma w najprostszym stanie RVB o symetrii  $\mathbb{Z}_2$ , o jakim była mowa wcześniej.

### 3. Konforemna materia kwantowa

W tym rozdziale zajmiemy się takimi fazami materii, w jakich występują bezszczelinowe wzbudzenia w izolowanych punktach strefy Brillouina. Prosty przykładem jest grafen pokazany na rysunku 8. Dla niskich energii ma on widmo w postaci czterech bezmasowych fermionów Diraca.

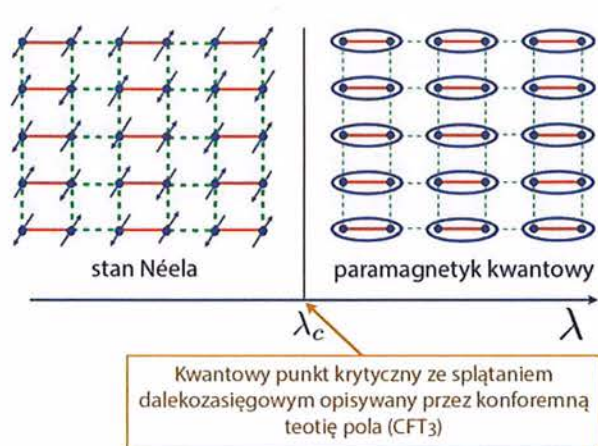


Rys. 8. Atomy węgla w grafenie (u góry). Orbitale  $\pi$  na atomach węgla z pasma wypełnionego do połowy; pokazana jest ich niższa połowa (u dołu). Zwróćmy uwagę na stożki Diraca w sześciu punktach strefy Brillouina. Tylko dwa z tych punktów są nierównoważne i występuje dwukrotna degeneracja spinowa. Zatem niskoenergetyczne widmo tworzą cztery bezmasowe fermiony Diraca

Te fermiony oddziałują przez momentalne oddziaływanie kulombowskie, które jest marginalnie nieistotne dla niskich energii. Zatem fermiony Diraca są swobodne. Teoria fermionów Diraca jest konforemnie niezmiennicza, zatem mamy tu proste zastosowanie konforemnej teorii pola w  $2 + 1$  wymiarach czasoprzestrzennych, czyli CFT3 (3-wymiarowa *Conformal Field Theory*). Niedawno fermiony Diraca pojawiły się w teorii i doświadczeniu na brzegu topologicznych izolatorów.

Jednakże skupimy się głównie na CFT z silnym oddziaływaniem, które opisują materię kwantową ze splątaniem

<sup>c</sup> Definicja (2) obowiązuje w granicy  $P \rightarrow \infty$  obliczonej przy stałym kształcie obszaru A; przy tak zdefiniowanej granicy nie ma niejednoznaczności w określeniu  $\gamma$ .



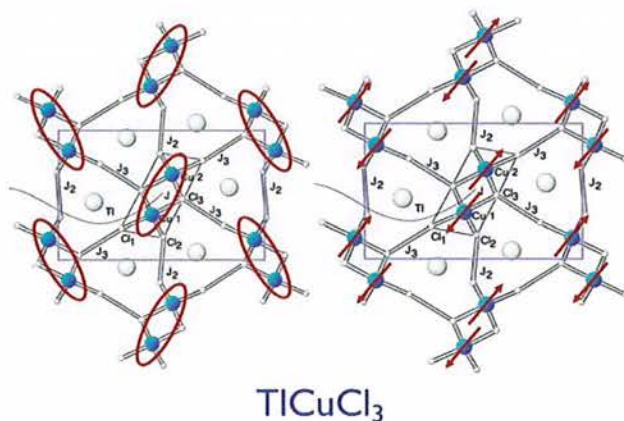
Rys. 9. Antyferromagnetyk z sprzężonymi dimerami. Hamiltonian jest taki sam, jak we wzorze (1), z czerwonymi wiązaniami  $J$  i kreskowanymi zielonymi wiązaniami  $J/\lambda$  ( $J > 0, \lambda \geq 1$ )

dalekiego zasięgu. Jednym z przykładów będących nadal przedmiotem szczegółowych badań jest, pokazany na rysunku 9, antyferromagnetyk ze sprzężonymi dimerami.

Jest on opisany przez hamiltonian Heisenberga, z oddziaływaniami najbliższych sąsiadów (wyrażenie 1), z oddziaływaniami najbliższych sąsiadów, lecz z dwiema wartościami oddziaływań wymiennych o stosunku  $\lambda$ . Dla dużych  $\lambda$  układ rozpada się na dimery będące wiązaniami walencyjnymi w postaci singletów spinowych. Jest to kwantowy paramagnetyk zachowujący wszystkie symetrie hamiltonianu i wykazujący istnienie szczeliny dla wszystkich wzbudzeń. Z drugiej strony dla wartości  $\lambda$  bliskiej jedności otrzymujemy stan Néela z porządkiem antyferromagnetycznym dalekiego zasięgu, podobny do pokazanego na rysunku 2. Oba te stany, które są w granicy rozłączne, mają splątanie bliskiego zasięgu i dadzą się łatwo zrozumieć za pomocą pojęcia adiabaticznej ciągłości między nimi. Jednakże pomiędzy tymi stanami w  $\lambda = \lambda_c$  znajduje się kwantowy punkt krytyczny. Obecnie dysponujemy przekonującymi dowodami numerycznymi [53] na to, że ten punkt krytyczny jest opisany przez CFT3 skojarzoną z punktem stałym Wilsona–Fishera relatywistycznej, skalarnej teorii pola z oddziaływaniami. Wspomniany skalar ma trzy składowe, zatem stan prostego antyferromagnetyku Heisenberga zmierza przy niskiej energii do punktu stałego z niezmienniczością nie tylko relatywistyczną, lecz także konforemna.

Godną uwagi cechą tej CFT3 i innych omawianych poniżej teorii jest to, że posiada ona splątanie dalekiego zasięgu w takim samym znaczeniu, jakie zdefiniowano je używając wyrażenia (2) dla materii kwantowej z szczeliną energetyczną. Stała  $\gamma$  jest różna od zera [54] i jest uniwersalną własnością CFT3, która nie charakteryzuje układu we wszystkich skalach długości, lecz jedynie dla dużych odległości.

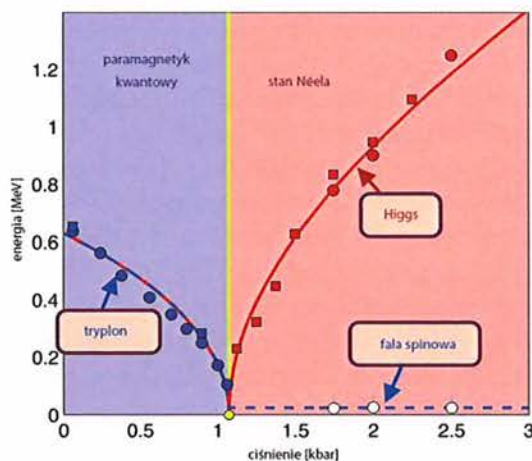
Przykład punktu krytycznego antyferromagnetyku ze sprzężonymi dimerami w dwóch wymiarach jest podany



Rys. 10. Kwantowe przejście fazowe w  $\text{TiCuCl}_3$  wywołane przez przyłożenie ciśnienia. Pod normalnym ciśnieniem  $\text{TiCuCl}_3$  jest kwantowym paramagnetykiem ze szczeliną energetyczną i z najbliższymi sąsiadującymi spinami  $S = 1/2$  na węzłach Cu sprzężonymi przez singletowe wiązania (po lewej). Po przyłożeniu ciśnienia pojawia się porządek Néela dalekiego zasięgu (po prawej)

w pracy [55], lecz brak szczegółowych pomiarów widma wzbudzeń. Jednakże  $\text{TiCuCl}_3$ , pokazany na rysunku 10, jest dobrym przykładem istnienia punktu krytycznego w trzech wymiarach [56].

W tej sytuacji kwantowy punkt krytyczny jest opisany przez relatywistyczną teorię o 3 składowych skalarnych w  $3 + 1$  wymiarach. Wyraz oddziaływania czwórkowego jest marginalnie nieistotny, a zatem punkt krytyczny jest związany ze swobodną CFT4. Doświadczenia stanowią elegancki sprawdzian teorii tego kwantowego punktu krytycznego, jak to przedstawiono na rysunku 11.



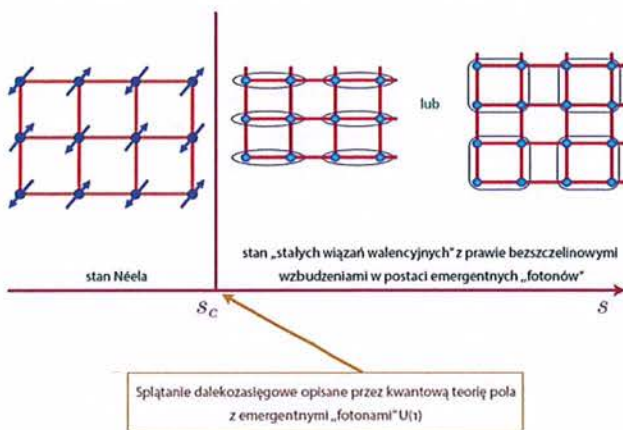
Rys. 11. Pomiary widma wzbudzeń metodą rozpraszania neutronów [56] w otoczeniu kwantowego przejścia fazowego w  $\text{TiCuCl}_3$ . Kwantowy paramagnetyk ma wzbudzenia *trypionowe* odpowiadające zbiorom trypletów  $S = 1$  przeskakujących z jednego dimeru na drugi. Stan Néela ma wzbudzenia w postaci fal spinowych bez szczeliny energetycznej związane ze złamaniem symetrii. Ma również wzbudzenie typu cząstki Higgsa związane z oscylacjami wielkości parametru porządku Néela

Kwantowy paramagnetyk ma wzbudzenie *trypionowe*, które da się zinterpretować jako oscylację pola skalarnego  $\vec{\phi}$  wokół  $\vec{\phi} = 0$ . Faza Néela ma wzbudzenia bezszczelino-

we w postaci fal spinowych będących modami Goldstone'a związanymi ze złamaniem symetrii  $O(3)$ . Jednak faza Néela ma też wzbudzenie<sup>d</sup> odpowiadające oscylacjom wielkości  $|\vec{\phi}|$  będące bozonem Higgsa, jak to omówiono w pracach [57, 58]. Ponieważ jesteśmy w  $3 + 1$  wymiarach, możemy użyć teorii pola średniego do oszacowania energii wzbudzeń po obu stronach punktu krytycznego. Prosta analiza potencjału związanego z oscylacjami  $\vec{\phi}$ , w teorii pola średniego Ginzburga–Landaua, pokazuje, że

$$\frac{\text{energia bozonu Higgsa pod ciśnieniem } P = P_c + \delta P}{\text{energia tryplonu pod ciśnieniem } P = P_c - \delta P} = \sqrt{2}, \quad (3)$$

gdzie  $P_c$  jest ciśnieniem krytycznym z rysunku 11, a  $\delta P$  jest niewielką zmianą ciśnienia. Ten związek spełniają [59] wartości podane na rysunku 11.



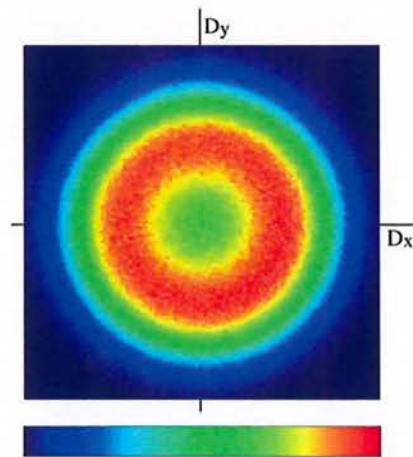
Rys. 12. Możliwe fazy antyferromagnetyku na sieci kwadratowej z dodatkowymi frustrującymi oddziaływaniami kontrolowanymi przez parametr  $s$ . Stan Néela łamie symetrię rotacyjną spinów. Amplitudy związane z występowaniem wiązań singletowych na różnych połączeniach sieci ulegają zmianie w stanie VBS, co łamie symetrię sieci

Kwantowy antyferromagnetyk z rysunku 9 wyróżnia się o tyle, że na komórkę elementarną przypadają dwa spiny  $S = 1/2$ . To sprawia, że struktura kwantowego paramagnetyku jest szczególnie prosta i pozwala na opis kwantowego punktu krytycznego przez odniesienie się wyłącznie do fluktuacji parametru porządku Néela. Gdy rozważamy modele z jednym spinem  $S = 1/2$  na komórkę elementarną, sytuacja staje się znacznie bardziej złożona i należy rozważyć nowe rodzaje CFT3. Dobrze znanym przykładem jest sfrustrowany antyferromagnetyk na sieci kwadratowej. Przy oddziaływaniach tylko między najbliższymi sąsiadami wykazuje on neelowski porządek dalekiego zasięgu, jak to przedstawiono po lewej stronie rysunku 12.

<sup>d</sup> Wzbudzenie Higgsa jest tłumione wskutek jego zdolności do wysyłania fal spinowych bez szczeliny energetycznej. To tłumienie jest marginalne w  $d = 3$ , lecz o wiele ważniejsze w  $d = 2$ .

<sup>e</sup> Uwaga dla teoretyków pola: termin *spin* odnosi się tutaj do globalnej symetrii analogicznej do symetrii zapachowej, a zatem nie wchodzi w grę twierdzenie o związku spinu ze statystyką.

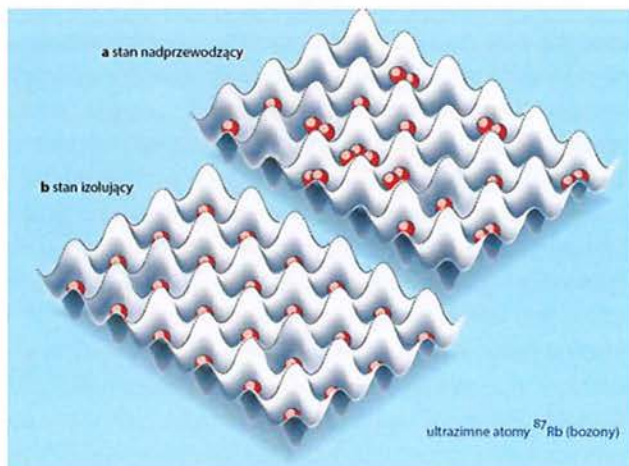
Po wprowadzeniu dodatkowych oddziaływań, które destabilizują stan Néela, lecz zachowują pełną symetrię sieci kwadratowej, niektóre antyferromagnetyki wykazują kwantowe przejście fazowe do stanu VBS, co przywraca spinową niezmienniczość rotacyjną, lecz łamie symetrię sieci [60]. Stwierdzono [61, 62], że to kwantowe przejście fazowe jest opisane przez teorię pola z niezwartą grupą symetrii cechowania  $U(1)$ , sprzężonego z zespolonym spinorem bozonowym, tzn. relatywistycznym bozonem niosącym jednostkowy ładunek pola cechowania  $U(1)$ . Stany tego bozonu transformują się jak stany cząstki o spinie  $S = 1/2$  pod wpływem globalnej symetrii  $SU(2)$ .<sup>e</sup> Wyniki odnoszące się do tego projektu ukazały się w numerycznych pracach Sandvika [63] przedstawionych na rysunku 13, który pokazuje godny uwagi dowód istnienia *emergentnego* fotonu.



Rys. 13. Wyniki badań antyferromagnetyku na sieci kwadratowej wykonanych przez Sandvika [63]. Pomiarów dokonano w punkcie krytycznym  $s = s_c$  między stanami Néela i VBS z rysunku 12.  $D_x$  jest miarą porządku VBS wzdłuż kierunku  $x$ :  $D_x = \sum_j (-1)^{j_x} \vec{S}_j \cdot \hat{e}_x$  i podobnie dla  $D_y$ . Wektor  $j \equiv (j_x, j_y)$  numeruje węzły sieci kwadratowej, a  $\hat{e}_x$  jest wektorem jednostkowym w kierunku  $x$ . Widoczna kołowa symetria rozkładu  $D_x$  i  $D_y$  świadczy o istnieniu bezszeliniowego skalarnego pola dualnego do *emergentnego* fotonu  $U(1)$  [62, 63]

To możliwe, że eksperyment opisany w pracy [55] wskazuje na istnienie przejścia: faza Néela – VBS.

Inną sprawą jest, czy punkt krytyczny teorii *niezwartego* fotonu  $U(1)$  powiązanego z relatywistycznym bozonem jest opisany przez CFT3. Stosując rozwinięcie względem potęg  $1/N$  w modelu, w którym globalna symetria  $SU(2)$  jest rozszerzona do  $SU(N)$  stwierdzono, że istnieje taki *uwolniony punkt krytyczny*. Niedawne badania numeryczne [64] również silnie wspierają tezę o istnieniu *uwolnionej* teorii krytycznej dla  $N > 4$ . Nie stwierdzono, aby wystąpił ważny wypadek  $N = 2$ , choć obecnie istnieją dowody na to, że zachodzi przejście ciągłe z dość powolnymi transjentami poza zakres skalowania [65, 66].



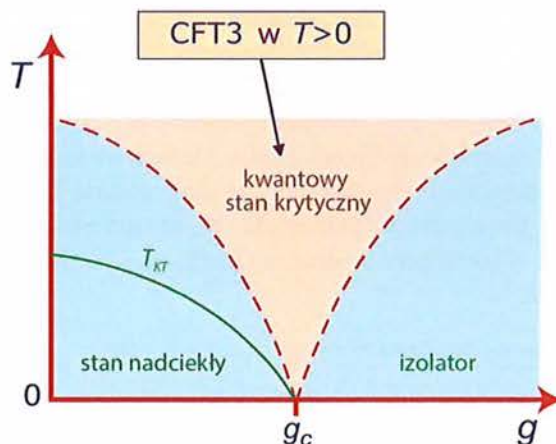
Rys. 14. Bozony w sieci optycznej przechodzą z fazy nadpłynnej do fazy izolatora w miarę, jak zwiększa się głębokość sieci optycznej, gdy liczba bozonów przypadających na węzeł sieci jest całkowita. W punkcie krytycznym układ jest opisany przez relatywistyczną teorię zespolonego, skalarnego pola z samouzgodnionymi oddziaływaniami krótkiego zasięgu

Jak się wydaje, w niedalekiej przyszłości ultrazimne atomy będą obiecującym przedmiotem badań doświadczalnych CFT w trzech wymiarach. Zaobserwowano, że bozonowe atomy  $^{87}\text{Rb}$  przechodzą taką kwantową przemianę fazową w sieci optycznej [67], jak to pokazano na rysunku 14.

W tym wypadku kwantowy punkt krytyczny jest opisany przez taką samą relatywistyczną, skalarną teorię pola, jak omówiona powyżej dla dimerowego antyferromagnetyku, lecz tym razem z polem  $\phi$  o dwu składowych z globalną symetrią  $O(2)$  połączoną z zachowaniem liczby bozonowej [68]. Ten punkt krytyczny jest punktem stałym Wilsona–Fishera w  $2 + 1$  wymiarach i jest przykładem punktu krytycznego w CFT3 z silnym oddziaływaniem. Istnieją już badania doświadczalne nad przejściem od fazy nadpłynnej do izolatora w dwóch wymiarach [69]. To pozwala przeprowadzić szczegółowe badania własności tej CFT3. Osiągnięta w ostatnich doświadczeniach rozdzielczość do pojedynczego węzła sieci [70, 71] pozwala na uzyskanie dokładnych informacji o dynamice czasu rzeczywistego wraz ze szczegółową informacją przestrzenną.

Te i inne doświadczenia wymagają zrozumienia dynamiki czasu rzeczywistego CFT3 w niezerowej temperaturze  $T$ . Na rysunku 15 podajemy szkic zasadniczych elementów diagramu fazowego dla przejścia faza nadpłynna-izolator w  $T > 0$ .

W obszarach niebieskich dynamika dla długiego czasu poddaje się opisowi klasycznemu: w obszarze fazy *nadpłynnej* możemy użyć nieliniowego równania falowego Grossa–Pitaiewskiego, podczas gdy w obszarze *izolatora* możemy opisać wzbudzenia cząstek i dziur przy użyciu równania Boltzmanna. W różowym *krytycznym* obszarze *kwantowym* [72] dla najdłuższych charakterystycznych skal czasowych nie można stosować modeli klasycznych.



Rys. 15. Wykres fazowy przejścia substancja nadpłynna-izolator w dwóch wymiarach przestrzennych dla niezerowej temperatury. Porządek kwazidalekiego zasięgu nadpłynności jest obecny poniżej temperatury  $T_{KT}$  przejścia Kosterlitz–Thoulessa. Linie przerywane oznaczają miejsca przejścia typu crossover

Istotnie w tym obszarze wszystkie charakterystyczne skale czasowe są określone wyłącznie przez temperaturę i mamy [73, 74]

$$\tau = C \frac{\hbar}{k_B T}, \quad (4)$$

gdzie  $\tau$  jest pewnym odpowiednio określonym czasem relaksacji, a  $C$  jest stałą uniwersalną charakterystyczną dla CFT3. Obliczenie  $C$  i powiązanych z nią współczynników dyssypatywnych i transportowych jest swego rodzaju wyzwaniem i nie daje się łatwo wykonać przy użyciu tradycyjnych metod kwantowej teorii pola: rozwinięć i grupy renormalizacji. Właśnie w tych zagadnieniach metody dualności cechowania i grawitacji doprowadziły do pewnych sukcesów, jak to autor pokazał w swoim przeglądzie zamieszczonym w innym miejscu [75].

#### 4. Ścisliwa materia kwantowa

Jak sama nazwa wskazuje, stany ścisliwe są to takie stany, których *gęstość* można swobodnie zmieniać, dobierając zewnętrzny parametr. Godny uwagi jest fakt, że znanych jest tylko kilka przykładów stanów ścisliwych w  $T = 0$ . Z drugiej strony ścisliwe fazy kwantowe są rozpoznacone w związkach międzymetalicznych badanych w ostatnich latach i wiele z ich obserwowanych własności nie pasuje do standardowych sposobów podejścia do tego tematu. Zatem klasyfikacja i głębsze zrozumienie możliwych ścisliwych faz materii kwantowej ma spore znaczenie.

Zacznijmy dyskusję od definicji ścisliwej materii kwantowej [76, 75].

- Rozważmy ciągły, translacyjnie niezmienniczy układ kwantowy o symetrii  $U(1)$  z globalnie zachowanym ładunkiem  $Q$ , to jest takim, że  $Q$  komutuje z hamiltonianem  $H$ . Przypiszmy hamiltonianowi potencjał chemiczny  $\mu$ , który jest hermitowsko sprzężony z  $Q$ ,



tak że hamiltonian zmienia się w  $H - \mu Q$ . Stan podstawowy tego zmienionego hamiltonianu jest ściśliwy, jeżeli  $\langle Q \rangle$  jest gładką funkcją  $\mu$  z niezerową pochodną  $d\langle Q \rangle/d\mu$ .

Podobną definicję stosuje się do modeli sieciowych, lecz dla uproszczenia ograniczymy się tylko do modeli ciągłych.

Pośród stanów, które zachowują łącznie symetrię translacyjną i globalną symetrię  $U(1)$ , jedyny ściśliwy dawno znany stan materii skondensowanej to ciecz Fermiego. Jest to stan otrzymany przez adiabatyczne włączenie oddziaływań do stanu Sommerfelda–Blocha nieoddziałujących fermionów. Zauważmy, że w naszej definicji stanów ściśliwych dopuściliśmy bozonowe lub fermionowe stopnie swobody, lecz stanów bozonowych zachowujących symetrię  $U(1)$  brak.

Jednym z powodów tego, że stany ściśliwe są rzadko spotykane, jest to, że nie mają one szczeliny energetycznej. Skoro  $Q$  komutuje z  $H$ , to zmiana  $\mu$  zmieni stan podstawowy tylko wtedy, gdy istnieją takie nisko położone poziomy, które krzyżują się ze stanem podstawowym przy infinitezymalnej zmianie  $\mu$ . Dla bezszczelinowych stanów konforemnej materii rozważanych w części 3 argumentacja oparta na skalowaniu zakłada istnienie ściśliwości zmieniającej się jak  $\sim T^{d-1}$ . Zatem takie stany są ściśliwe tylko dla  $d = 1$ . Znane ściśliwe stany w  $d = 1$  są cieciami Luttingera lub ich wariantami: istnieje w nich odsprężony bezmasowy relatywistyczny skalar o centralnym ładunku  $c = 1$  przedstawiający fluktuacje  $Q$ . Nie będziemy jednak zainteresowani ich rozpatrywaniem.

Kluczowym pojęciem w teorii cieczy Fermiego jest powierzchnia Fermiego. Dla oddziałujących elektronów powierzchnia Fermiego jest określona przez zero odwrotności funkcji Greena

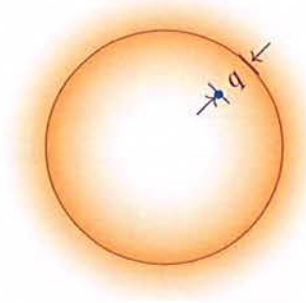
$$G_f^{-1}(|\mathbf{k}| = k_F, \omega = 0) = 0. \quad (5)$$

Funkcja Greena jest funkcją zespoloną, zatem naiwnie sądząc, zmiana pojedynczego parametru  $|\mathbf{k}|$  w równaniu (5) nie gwarantuje, że istnieje rozwiązanie dla  $k_F$ . Jednakże można znaleźć  $k_F$ , rozwiązując rzeczywistą część równania (5). We wszystkich znanych wypadkach okazuje się, że urojona część  $G_f^{-1}$  także znika przy tym  $k_F$ . Dzieje się tak, gdyż  $k_F$  jest pędem, dla którego znika równocześnie energia wzbudzeń podobnych do cząstek, jak i energia wzbudzeń podobnych do dziur, zatem nie ma wzbudzeń o mniejszej energii, na które one mogłyby się rozpaść.<sup>f</sup>

W cieczy Fermiego funkcja Greena ma prosty biegun na powierzchni Fermiego przy

$$G_f^{-1} = \omega - v_F q + \mathcal{O}(\omega^2, q^2), \quad (6)$$

gdzie  $q = |\mathbf{k}| - k_F$  jest najmniejszą odległością od powierzchni Fermiego (patrz rysunek 16) i  $v_F$  jest prędkością



Rys. 16. Powierzchnia Fermiego. Fermion w niebieskim punkcie jest odległy o  $-q$  od najbliższego punktu na powierzchni Fermiego. Istnieje ostry biegun kwazicząstki dla cieczy Fermiego podobnie jak w równaniu (6). W cieczach nie będących cieciami Fermiego nie ma kwazicząstek, tylko kontinuum wzbudzeń o niskich energiach, które spełniają równanie (8). Niemniej jednak położenie powierzchni Fermiego jest dobrze określone. Ogranicza ona objętość, która spełnia relację Luttingera. Dla modelu opisanego przez lagranżjan (7) ta powierzchnia Fermiego jest ukryta, gdyż jednofermionowa funkcja Greena w równaniu (8) jest wielkością obserwowalną bez niezmienniczości cechowania

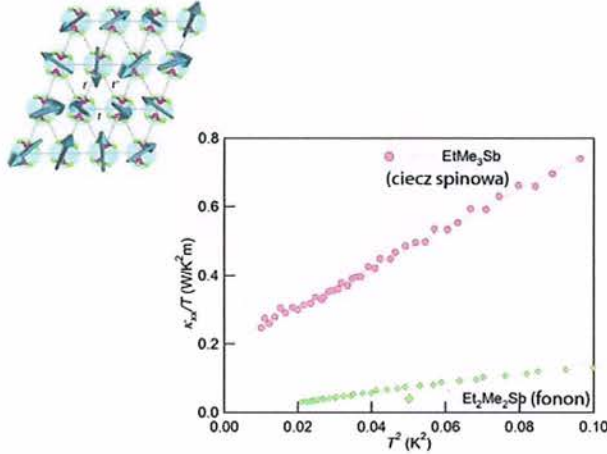
Fermiego. Relacja między  $k_F$  i gęstością  $\langle Q \rangle$  w cieczy Fermiego jest taka sama, jak dla swobodnych fermionów: jest to relacja Luttingera, która przyrównuje  $\langle Q \rangle$  (z dokładnością do fazy) do objętości zawartej wewnątrz powierzchni Fermiego w przestrzeni pędowej.

Liczne nowoczesne materiały wykazują metaliczne stany ściśliwe, które jawnie nie są cieciami Fermiego. Zazwyczaj dotyczy to metali w stanie bliskim antyferromagnetycznemu porządkowi dalekiego zasięgu. Te materiały nieodmiennie stają się nadprzewodnikami przy ochładzaniu pod nieobecność pola magnetycznego. Problem pojawiania się antyferromagnetyzmu w metalach w sąsiedztwie wysokotemperaturowego nadprzewodnictwa, przedstawiony przez autora na konferencji Solvaya, został omówiony w niedawnym odrębnym artykule przeglądowym [78] i nie będzie tutaj przedstawiony.

Zwróćmy uwagę na jeszcze inną ściśliwą fazę znaną w organicznym izolatorze  $\text{EtMe}_3\text{Sb}[\text{Pd}(\text{dmit})_2]_2$ . Ma on taką trójkątową sieć spinów  $S = 1/2$  jak antyferromagnetyk omawiany na początku rozdziału 2. Spodziewamy się jednak, że oprócz wyrażenia zawierającego oddziaływania z najbliższymi sąsiadami w hamiltonianie (1) powinny wystąpić oddziaływania wymiany w pierścieniach między dalszymi sąsiadami i być może z tego powodu stan podstawowy nie wykazuje porządku antyferromagnetycznego. Nie wydaje się też, aby był to stan RVB o symetrii  $\mathbb{Z}_2$  ze szczeliną energetyczną. Ciekawe, że przewodnictwo cieplne tego materiału w niskiej temperaturze jest podobne do metalicznego [79], mimo że transport ładunku jest taki, jak w izolatorze (patrz rysunek 17).

Zatem ten materiał jest z jednej strony izolatorem ładunkowym, lecz z drugiej – metalem termicznym.

<sup>f</sup> Ta argumentacja pokazuje także, dlaczego równanie na zera funkcji Greena  $G_f(|\mathbf{k}|, \omega = 0) = 0$  na ogół nie ma rozwiązania (choć są one ważne dla podejścia będącego tematem artykułu przeglądowego [77]). W tym wypadku znikanie części rzeczywistej nie ma interpretacji fizycznej i nie jest konieczne, aby część urojona zniknęła przy tym samym  $|\mathbf{k}|$ .



Rys. 17. Z pracy [79]. Podłużne przewodnictwo ciepłe  $\kappa_{xx}$  w zależności od temperatury  $T$  dla  $\text{EtMe}_3\text{Sb}[\text{Pd}(\text{dmit})_2]_2$  będącego antyferromagnetycznym izolatorem o spinach  $S = 1/2$  na sieci trójkątowej (widocznej u góry). Zauważmy, że wyrażenie  $\kappa_{xx}/T$  ma w granicy  $T \rightarrow 0$  niezerową wartość

Jedno z możliwych wyjaśnień głosi, że istnieje powierzchnia Fermiego spinonów [80–85], co byłoby także zgodne z obserwowaną niezerową podatnością spinową. To morze Fermiego spinonów jest przykładem fazy ściślej kwantowej, gdzie zachowany ładunek  $Q$  jest utożsamiony z całkowitym spinem.

Zachęteni przez te i inne doświadczenia przejdziemy teraz do rozważenia intensywnie badanej ściślej kwantowej materii niebędącej cieczą Fermiego. To jest zagadnienie fermionów  $\psi$  sprzężonych przy zerowej gęstości z abelowym lub nieabelowym polem cechowania  $A^a$  grupy Liego.<sup>8</sup> Możemy schematycznie napisać lagranżjan jako

$$\mathcal{L} = \psi^\dagger (\partial_\tau - iA_\tau^a t^a - \mu h) \psi - \frac{1}{2m} \psi^\dagger (\nabla - i\mathbf{A}^a t^a)^2 \psi + \frac{1}{4g^2} F^2, \quad (7)$$

gdzie  $F$  jest tensorem pola,  $\tau$  jest urojonym czasem,  $\mu$  oznacza potencjał chemiczny,  $t^a$  są generatorami grupy cechowania,  $h$  jest generatorem zachowanego ładunku  $Q$  ( $h$  jest różne od wszystkich  $t^a$  i komutuje z nimi), zaś  $m$  jest masą efektywną. W zastosowaniu do cieczy spinowych  $\psi$  przedstawia fermionowe spinony, a  $A^a$  jest emergentnym polem cechowania określonego stanu RVB.

Podsumujmy obecne rozumienie własności lagranżjanu (7) w wymiarze przestrzennym  $d = 2$  otrzymanych przez zwykłą analizę teoriopolową [86–98]. Istnieje uniwersalna ściśliwa *niefermionowa* ciecz (NFL – *Non Fermi Liquid*) z powierzchnią Fermiego dla dokładnie takiej samej wartości  $k_F$  jak w wypadku swobodnych elektronów. Jednakże, w odróżnieniu od cieczy Fermiego, ta powierzchnia Fermiego jest *ukryta* i scharakteryzowana

przez osobliwe niskoenergetyczne wzbudzenia niebędące kwazicząstkami. Jest ona ukryta, ponieważ funkcja Greena fermionu  $\psi$  nie jest wielkością wykazującą niezmienniczość cechowania, a więc nie jest fizyczną wielkością obserwowalną. Jednak w ramach teorii zaburzeń funkcję Greena fermionu  $\psi$  można wyliczyć przy określonym cechowaniu i wielkość ta jest ważnym składnikiem określającym osobliwości obserwowalnych wielkości fizycznych. Wysunięto argumenty [95], że przy cechowaniu kulombowskim  $\nabla \cdot \mathbf{A}^a = 0$  funkcja Greena fermionu  $\psi$  podlega skalowaniu,

$$G_\psi^{-1} = q^{1-\eta} \Phi(\omega/q^z), \quad (8)$$

gdzie  $q$  jest odległością w przestrzeni pędów od powierzchni Fermiego, jak to pokazano na rysunku 16. Funkcja  $\Phi$  jest funkcją skalującą charakteryzującą kontinuum wzbudzeń w pobliżu powierzchni Fermiego,  $\eta$  jest anomalnym wymiarem, a  $z$  jest dynamicznym wykładnikiem krytycznym. To jasne, że wynik dla cieczy Fermiego odpowiada  $\eta = 0$  i  $z = 1$  oraz prostej postaci  $\Phi$ . Dla obecnie rozważanej cieczy niefermionowej oszacowano ostatnio wykładnik  $\eta$  z rozwinięciem w szeregi diagramów pętlowych [95, 96]. Stwierdzono również, że  $z = 3/2$  z dokładnością do trzech pętli [95], lecz nie wiadomo, czy jest to wynik ściśły.<sup>h</sup>

Do dalszej dyskusji potrzebujemy gęstości entropii cieplnej  $S$  tego ściśliwego stanu niefermionowej cieczy (NFL) w niskich temperaturach. Stwierdzono, że

$$S \sim T^{1/z}. \quad (9)$$

Można to uważać za odpowiednik prawa Stefana–Boltzmana, które stwierdza, że dla  $d$ -wymiarowego układu kwantowego ze wzbudzeniami o prawie dyspersji  $\omega \sim |k|^z$  zachodzi proporcjonalność  $S \sim T^{d/z}$ . W obecnym wypadku nasze krytyczne wzbudzenia fermionowe wykazują tylko dyspersję poprzeczną w stosunku do powierzchni Fermiego, wobec czego mają one przestrzeń fazową i odpowiadającą jej entropię o efektywnym wymiarze  $d_{\text{eff}} = 1$ . Idąc za terminologią wziętą z teorii zjawisk krytycznych, przepiszmy relację (9) w postaci

$$S \sim T^{(d-\theta)/z}, \quad (10)$$

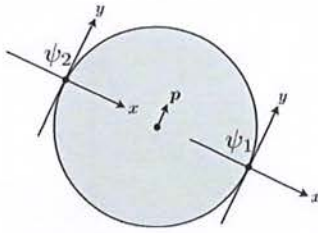
gdzie  $\theta$  oznacza wykładnik będący miarą odstępstwa od hiperskalowania określonego przez  $d_{\text{eff}} = d - \theta$ . Obecnie rozważana ciecz niefermionowa ma zatem wykładnik

$$\theta = d - 1. \quad (11)$$

Zamykamy ten rozdział, podając nieco więcej szczegółów wyprowadzenia powyższych własności skalowania opisanych wzorem (7) dla wypadku grupy cechowania  $U(1)$ , skupiając się przy tym na określeniu wartości  $z$ .

<sup>8</sup> Nie jest jasne, dlaczego takie modele stosują się do  $\text{EtMe}_3\text{Sb}[\text{Pd}(\text{dmit})_2]_2$ . Autorzy teorii z artykułów [80–82] używają ciągłych grup cechowania, podczas gdy w pracach [83–85] korzysta się z nieciągłych grup cechowania; relacja (7) nie stosuje się do tych drugich.

<sup>h</sup> W literaturze dotyczącej materii skondensowanej często można znaleźć stwierdzenie, że w tej teorii  $z = 3$ . Odnosi się ono do dynamicznego skalowania propagatora pola cechowania, który ma dokładnie dwukrotnie większą wartość  $z$  od określonej przez równanie (8).



Rys. 18. Granica niskiej energii dla lagranżjanu (7). Fluktuacje pola cechowania  $A$  są najbardziej skutecznie sprzężone z fermionami  $\psi_{1,2}$  w pobliżu takich punktów powierzchni Fermiego, w których styczna jest współliniowa z  $p$

Przedstawiono argumenty [94, 95] przemawiające za tym, że w granicy niskich energii możemy się skupić na fluktuacjach pola współliniowych z kierunkiem  $p$  i że będą one najbardziej skutecznie sprzężone z fermionami na przeciwległych punktach powierzchni Fermiego, gdzie styczna do niej jest współliniowa z  $p$  (patrz rysunek 18).

Ze wzoru (7) można w prosty sposób otrzymać następujące działanie niskoenergetyczne dla długofalowych fermionów  $\psi_{1,2}$  w przeciwległych punktach oraz pola cechowania  $A$ :

$$\begin{aligned} S = \int d\tau dx dy & \left[ \psi_1^\dagger (\partial_\tau - i\partial_x - \partial_y^2) \psi_1 \right. \\ & + \psi_2^\dagger (\partial_\tau + i\partial_x - \partial_y^2) \psi_2 \\ & \left. - g A (\psi_1^\dagger \psi_1 - \psi_2^\dagger \psi_2) + \frac{1}{2} (\partial_y A)^2 \right]. \end{aligned} \quad (12)$$

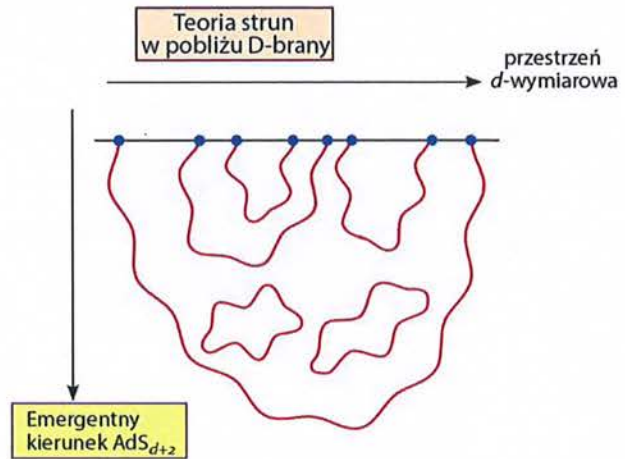
W powyższym wzorze  $g$  jest stałą sprzężenia cechowania, natomiast  $A$  jest jedyną składową fotonu w  $d = 2$ , która jest poprzeczna w stosunku do  $q$  (patrz rysunek 18). To zagadnienie było badane bardzo szczegółowo w ostatnich pracach [94–96] i stwierdzono, że wyrazy z fermionową pochodną czasową są nieistotne w granicy skalowania. Będziemy zakładać, że tak jest i pokażemy, jaką wartość  $z$  to określa. Łatwo zauważyć, że wyrazy gradientu przestrzennego w  $S$  są niezmiennicze względem następujących transformacji skalowania:

$$\begin{aligned} x & \rightarrow x/s, & y & \rightarrow y/s^{1/2}, & \tau & \rightarrow \tau/s^z, \\ A & \rightarrow A s^{(2z+1)/4}, & \psi & \rightarrow \psi s^{(2z+1)/4}. \end{aligned} \quad (13)$$

Wtedy stwierdzamy, że stała cechowania sprzężenia w działaniu  $S$  (12) transformuje się jak

$$g \rightarrow g s^{(3-2z)/4} \quad (14)$$

i widzimy, że teoria punktu stałego wymaga, aby  $z = 3/2$  na poziomie przybliżenia drzewa. Niecodzienną cechą tego obliczenia jest wykorzystanie niezmienniczości wyrazu oddziaływania do ustalenia wartości  $z$ . Zazwyczaj  $z$  określa się na podstawie żądania niezmienniczości wyrazów z pochodnymi czasowymi, które są kwadratowe ze względu na pola. Tymczasem takie wyrazy są tutaj zdecydowanie nieistotne, a zatem od początku mogą być przyjęte za zerowe. Rzeczywiście fakt, że wyrazy typu  $\psi^\dagger \partial_\tau \psi$



Rys. 19. D-brana z teorii strun. Struny kończą się na  $d$ -wymiarowej powierzchni przestrzennej. Niebieskie kółka przedstawiają cząstki materii kwantowej

są nieistotne, charakteryzuje w jedyny możliwy sposób ciecz niefermionową (NFL), gdyż w tym wypadku dominująca zależność fermionowej funkcji Greena od częstości pochodzi od energii własnej. To otwiera możliwość wyznaczenia wartości  $z$  przez określenie siły sprzężenia bozon-fermion. W rozważanym wypadku długie obliczenia [95] z użyciem działania  $S$  pokazują, że taka wartość  $z$  na poziomie przybliżenia drzewa nie ma poprawek aż do trzech pętli.

## 5. Związek z teorią strun

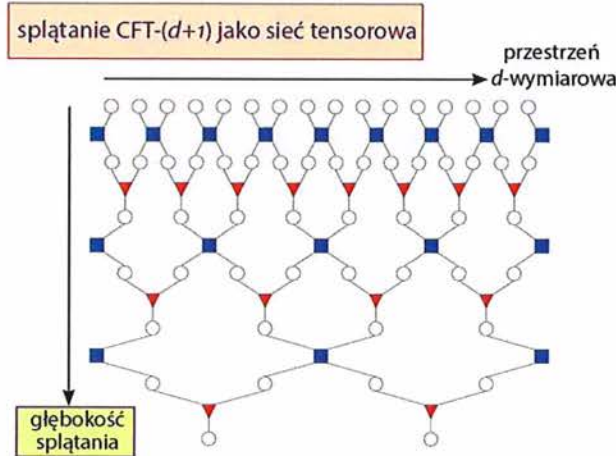
W ostatnich latach podjęto znaczne wysiłki, aby dojść do opisu silnie sprzężonych konforemnych i ściśliwych faz materii przy użyciu metod wykorzystujących dualność cechowania i grawitacji [75]. Podstawą tych związków jest odpowiedniość AdS/CFT, która prowadzi do dualności między CFT w  $d+1$  wymiarach czasoprzestrzeni i teoriami grawitacji w  $(d+2)$ -wymiarowej przestrzeni antysitterowskiej (od nazwiska de Sittera –  $AdS_{d+2}$ ).

Intuicyjny obraz tej odpowiedniości możemy znaleźć na szkicu  $d$ -wymiarowej D-brany z teorii strun pokazanym na rysunku 19.

Niskoenergetyczną granicą teorii strun jest  $(d+1)$ -wymiarowa CFT opisująca interesującą nas materię kwantową. Struny poruszają się w  $d+2$  wymiarowej przestrzeni AdS i mogą być uważane za źródło splątania dalekiego zasięgu w materii kwantowej. Widać to jasno z podobieństwa między rysunkiem 19 i przedstawieniem sieci tensorowej splątania [99, 100] na rysunku 20.

W związku z tym emergentny kierunek przestrzenny  $AdS_{d+2}$  przedstawia, jak się okazuje, głębokość splątania między stopniami swobody materii kwantowej [101]. Wzór Ryu–Takayanagi [102] na entropię splątania (rysunek 21) wynika również z tego związku w drodze obliczenia entropii splątania z sieci tensorowej.

Wczesne zastosowania dualności między cechowaniem a grawitacją do fizyki materii skondensowanej [103]



Rys. 20. Sieć tensorowa splątania [101] na sieciowym modelu kwantowych stopni swobody reprezentowanych przez puste kółka w górnym rzędzie

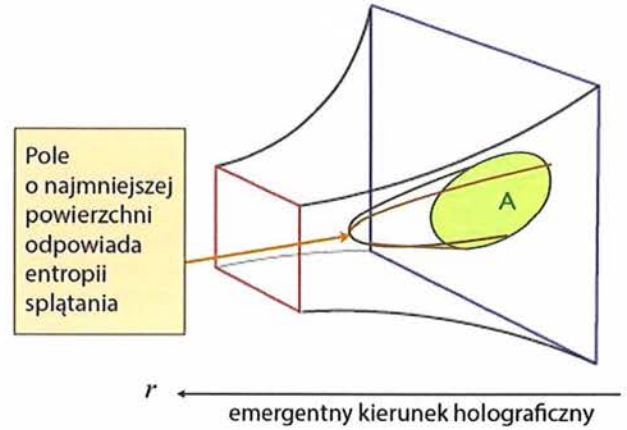
skupiają się na zagadnieniach związanych z kwantową dynamiką krytyczną dla  $T > 0$  (rysunek 15) konforemnej materii kwantowej. Omówienie tego można znaleźć w pracy przeglądowej [75]. W tym miejscu krótko opiszę ostatnie pomysły dotyczące zastosowania tej dualności do ściśliwej materii kwantowej.

Przyjmijmy określenie teorii grawitacji dualnej do teorii wychodzącej z wyrażenia (7) opisującego fermiony o niezerowej gęstości sprzężone z polem cechowania. Jak stwierdził 't Hooft [104], takie wielkości dualne można otrzymać w granicy odpowiednio dużych  $N$ . W ostatnich pracach dotyczących materii skondensowanej fermion  $\psi$  jest wyposażony w  $N_f$  zapachów. Wypadek dużego  $N_f$  był intensywnie badany [86–98]. Z dokładnością do istotnego rzędu wielkości  $1/N_f$  w  $d = 2$  obliczenia wychodzące z wyrażenia (12) pokazują, że skalowanie fermionowej funkcji Greena (równanie (6)) cieczy Fermiego po dodaniu osobliwej poprawki staje się bliskie skalowaniu tej funkcji dla cieczy niefermionowej (NFL) w równaniu (8). Schematycznie można tę poprawkę zapisać w postaci

$$G_{\psi}^{-1} \approx \omega - v_F q + i \frac{c}{N_f} \omega^{2/3}, \quad (15)$$

która pokazuje skalowanie z wykładnikiem  $z = 3/2$  omawiane po wzorze (12). Zauważmy, że w relacji (15) wyraz najbardziej osobliwy w granicy niskich energii ma współczynnik  $1/N_f$ . To niebezpieczne skalowanie prowadzi do załamania [94, 95] w strukturze nieubranych grafów Feynmana rozwinięcia  $1/N_f$ . Nawet w pierwszym rzędzie, ze względu na  $1/N_f$ , trzeba sumować co najmniej po wszystkich grafach płaskich.

Zatem rozważmy wypadek alternatywny [76, 105–107], w którym grupą symetrii cechowania jest  $SU(N_c)$  i przyjmijmy, że fermiony  $\psi$  transformują się zgodnie z reprezentacją *hermitowsko sprzężoną* do  $SU(N_c)$ . Wtedy analiza rozwinięcia na grafy Feynmana pokazuje, że niskie przyczynki od pętli do teorii  $N_c \rightarrow \infty$



Rys. 21. Obliczenie entropii splątania określonej na rysunku 7 obszaru A. Wzór Ryu–Takayanagi przyrównuje  $S_E$  do pola minimalnej powierzchni zawierającej obszar A w teorii grawitacji

mają taką samą strukturę dla niskich częstotliwości jak występująca we wzorze (15) w  $d = 2$ , lecz *bez* kasowania wyrazów osobliwych przez potęgi  $1/N_c$ :

$$G_{\psi}^{-1} \approx \omega - v_F q + i \tilde{c} \omega^{2/3}. \quad (16)$$

To pokazuje, że liczenie grafów Feynmana według potęg  $1/N_c$  w granicy  $N_c \rightarrow \infty$  jest właściwe i jest tożsame z obliczeniami przeprowadzonymi w klasycznej pracy 't Hoofta [104]. Co za tym idzie, nawet przy niezerowej gęstości  $i$  w teorii krytycznej dla niskiej energii rozwinięcie  $1/N_c$  jest rozwinięciem według potęg klasy powierzchni określonej przez grafy Feynmana z podwójnymi liniami. Zgodnie z 't Hooftem [104] możemy mieć rozsądną nadzieję na to, że teoria  $N_c \rightarrow \infty$  jest opisana przez dualną teorię grawitacji. Co więcej, ze względu na wyżej wspomniane wyniki rozwinięcia  $1/N_c$  okazuje się, że granica  $N_c \rightarrow \infty$  nadaje się do tego, aby na tej podstawie dociec jaka jest istota fizyki układów materii skondensowanej.

Obecnie narzucimy ograniczenia na podstawową metrykę tej hipotetycznej teorii grawitacji przez ogólną argumentację zaczerpniętą ze skalowania [106]. Oznaczamy  $d$ -wymiarowe przestrzenne przesunięcie przez  $d\mathbf{x}$ , przesunięcie czasowe przez  $dt$ , kierunek emergentny przez  $dr$  i właściwą odległość na przestrzeni holograficznej przez  $ds$ . Interesują nas stany mające symetrię skalowania przy niskich energiach, zatem żądamy, aby niskoenergetyczna metryka spełniała

$$\begin{aligned} x &\rightarrow \zeta x \\ t &\rightarrow \zeta^z t \\ ds &\rightarrow \zeta^{\theta/d} ds. \end{aligned} \quad (17)$$

przy przeskalowaniu o czynnik  $\zeta$ . To określa  $z$  jako dynamiczny wykładnik krytyczny. Przekonamy się obecnie, że  $\theta$  jest wykładnikiem naruszającym hiperskalowanie, który był wcześniej określony przez wzór (10). Używając

translacyjnej i rotacyjnej niezmienniczości przestrzennej oraz translacyjnej niezmienniczości czasowej, dochodziemy do metryki

$$ds^2 = \frac{1}{r^2} \left( -\frac{dt^2}{r^{2d(z-1)/(d-\theta)}} + r^{2\theta/(d-\theta)} dr^2 + dx^2 \right) \quad (18)$$

jako najogólniejszego wyrażenia spełniającego transformację skalowania (17) z dokładnością do współczynników i niezmienniczości ze względu na reparametryzację  $r$ . Dla wybranych przez nas współrzędnych w (18)  $r$  transformuje się jako

$$r \rightarrow \zeta^{(d-\theta)/d} r. \quad (19)$$

Teraz rozważmy tę teorię grawitacji w temperaturze  $T > 0$ . Ten stan cieplny wymaga istnienia horyzontu. Załóżmy, że horyzont pojawia się przy  $r = r_H$ . Gęstość entropii  $S$  tego stanu cieplnego jest proporcjonalna do przestrzennego pola horyzontu, a zatem z relacji (18) otrzymujemy  $s \sim r_H^{-d}$ . Ale  $T$  skaluje się jak  $1/t$ , więc ze wzorów (17) i (19) wyprowadzamy  $r_H^{-d} \sim T^{(d-\theta)/z}$ , a zatem  $S \sim T^{(d-\theta)/z}$ , co zgadza się z definicją zawartą we wzorze (10). To uzasadnia nasze utożsamienie  $\theta$  występującego w równaniu (18) z wykładnikiem opisującym odstępstwo od prawa hiperskalowania [106, 108–115].

Mając tę grawitacyjną definicję  $z$  i  $\theta$  możemy znaleźć dodatkowe własności tych wykładników, co powinno dotyczyć także teorii pola dualnej do grawitacyjnej. Co ciekawe, nie ma znanego wyprowadzenia tych własności bezpośrednio z teorii pola. Oczekujemy, że metryka (18) będzie rozwiązaniem odpowiednika równań Einsteina w pewnej teorii grawitacji. Zatem rozsądne jest narzucenie warunku zerowej energii [108], a to prowadzi do ważnej nierówności [106]

$$z \geq 1 + \frac{\theta}{d}. \quad (20)$$

W końcu przytoczmy ogólną własność materii kwantowej, jaką można określić przeprowadzając obliczenie entropii splątania bezpośrednio z holograficznej metryki (18). Można tak zrobić za pomocą wzoru Ryu–Takayanagi [102] przez obliczenie minimalnego pola powierzchni widocznej na rysunku 21. Znajdujemy [108, 106]

$$S_E \sim \begin{cases} P, & \text{dla } \theta < d - 1 \\ P \ln P, & \text{dla } \theta = d - 1 \\ P^{\theta/(d-1)}, & \text{dla } \theta > d - 1, \end{cases} \quad (21)$$

gdzie  $P$  jest polem powierzchni obszaru  $A$  (tzn. obwodem w  $d = 2$ ) jak we wzorze (2). Zauważmy, że prawo pola entropii splątania jest spełnione tylko dla  $\theta < d - 1$ . Dla  $\theta < d - 1$  zachodzą silne naruszenia prawa pola i z tego powodu jest nieprawdopodobne, aby to było ogólną lokalną kwantową teorią pola.

Zauważmy, że określiliśmy  $z$  i  $\theta$  jako wykładniki, które pojawiają się w metryce teorii grawitacji (18). Jednakże, jak już pokazaliśmy, mają one także niezależne definicje w terminach teorii kwantowej na brzegu za pośrednictwem relacji (10). Jednym z ważnych następstw definicji

grawitacyjnej jest możliwość stwierdzenia, że te wykładniki spełniają nierówność (20) oraz ograniczają entropię splątania zgodnie ze wzorem (21). Nie jest znane inne, niezależne od tego, teoriopole wyprowadzenie tych wyników. Istotnie wzory (20) i (21) można uważać za warunki konieczne do istnienia rozsądnej teorii grawitacji dualnej do teorii pola.

Dotychczas nasza analiza skalowania w teorii grawitacji była bardzo ogólna i mogła się stosować do jakiegokolwiek dualnej teorii krytycznej. Obecnie dokonamy porównania z wynikami analizy teoriopolewej omawianej w rozdziale 4 dla stanu cieczy niefermionowej (NFL) fermionów związanych z polem cechowania. Wykorzystujemy zależność entropii cieplnej od temperatury do tego, aby określić wartość  $\theta = d - 1$  znaną we wzorze (11). Zatem relacje (18) i (11) łącznie tworzą metrykę hipotetycznego dualnego [108, 106] opisu silnie oddziałującej materii kwantowej. Jest ona przedmiotem teorii wychodzącej z wyrażenia (7), w granicy  $N_c \rightarrow \infty$  z polem cechowania o symetrii  $SU(N_c)$  i fermionami w hermitowsko sprzężonej reprezentacji  $SU(N_c)$ .

Ta propozycja, a w szczególności wartość  $\theta$  dana wzorem (11), może teraz być poddana kilku sprawdzianom:

- W  $d = 2$  mamy  $\theta = 1$  z równania (11), a zatem na podstawie nierówności (20) dualna teoria grawitacji wymaga, aby  $z \geq 3/2$ . Co godne uwagi, dolne ograniczenie  $z = 3/2$  jest wartością otrzymaną z analizy teorii pola ze słabym sprzężeniem, rozszerzonej do trzech pętli [95], jak pisaliśmy po wzorze (12).
- Jak widać z relacji (21), dla wartości  $\theta = 1$  z równania (11) istnieje logarytmiczne naruszenie prawa pola [108], jakiego należy się spodziewać dla układu z powierzchnią Fermiego [32, 116].
- Metryka (18) pojawia się jako rozwiązanie [117–119] klasy teorii dylatonów Einsteina–Maxwella. W tym ujęciu występuje niezerowa gęstość ładunku  $\langle Q \rangle$  na  $d$ -wymiarowym brzegu i ściślność  $d\langle Q \rangle/d\mu$  jest niezerowa.
- Kompletne obliczenie entropii splątania w teorii dylatonu Einsteina–Maxwella prowadzi do następującego wyrażenia na entropię splątania [106]

$$S_E = \lambda \langle Q \rangle^{(d-1)/d} P \ln P. \quad (22)$$

Kluczową sprawą [106] jest to, że zależność od kształtu obszaru  $A$  wchodzi do tej relacji tylko przez wartość  $P$ , a czynnik  $\lambda$  jest niezależny od kształtu czy też jakiegokolwiek innej własności geometrycznej obszaru  $A$ . To zgadza się z charakterystyką entropii splątania dla sferycznej powierzchni Fermiego [116, 120].

- Wartość  $\lambda$  w wyrażeniu (22), w związku z wariantem mechanizmu atraktorów [121–123], jest niezależna od wszystkich szczegółów ultrafioletowych rozbieżności teorii grawitacji [106] i, jak to wykazaliśmy,  $S_E$  zależy wyłącznie od wartości  $\langle Q \rangle$ . To przemawia na rzecz wniosku, że czynnik  $\lambda$  entropii splątania cieczy niefer-

mionowej jest uniwersalny. Wydaje się, że zachodzi to także w wypadku oddziałującej cieczy Fermiego [116].

- Oczekujemy, że relacja Luttingera jest spełniona dla objętości *ukrytej* powierzchni Fermiego z  $\langle Q \rangle \sim k_F^d$ . Wówczas zależność od  $k_F$  we wzorze (22) jest taka, jakiej można oczekiwać dla powierzchni Fermiego. Można to uważać za dowód nie wprost obowiązywania relacji Luttingera [106]. W ten sposób relacja Luttingera, będąca jednym z najgłębszych wyników fizyki materii skondensowanej, zaskakująco łączy się z dwiema podstawowymi cechami teorii holograficznej: obowiązywaniem prawa Gaussa i mechanizmu atraktorowego [106, 124].
- W pracach [106, 125] również badano przejście od teorii dylatonu Einsteina–Maxwella do stanu z częściowym uwięzieniem, w którym znajdowały się dodatkowe powierzchnie Fermiego cząstek neutralnych ze względu na cechowanie. Wynikający stąd stan jest analogiczny do *ułamkowej cieczy Fermiego* w modelach Kondo i Hubbarda [126, 78]. Stwierdzono [106], że entropia holograficzna splątania tego częściowo uwięzionego stanu jest dana przez wzór (22), lecz z  $\langle Q \rangle \rightarrow \langle Q - Q_{conf} \rangle$ , gdzie  $\langle Q_{conf} \rangle$  jest gęstością związaną z powierzchniami Fermiego cząstek neutralnych ze względu na cechowanie. Jeżeli teraz, jak poprzednio, użyjemy wzoru (22) do określenia  $k_F$  ukrytych powierzchni Fermiego cząstek neutralnych ze względu na cechowanie, to okaże się także i tym razem, że relacja Luttingera dla  $\langle Q \rangle$  przyrównuje to do sumy neutralnych i naładowanych ze względu na cechowanie powierzchni Fermiego, tak jak można było oczekiwać na podstawie analizy cechowania [126].

Oczywiście ostateczne potwierdzenie obecności wektora falowego  $k_F$  ukrytych powierzchni Fermiego przez modulację przestrzenną jakiejś funkcji odpowiedzi byłoby pożyteczne. W przypadku braku takiego potwierdzenia powyższe sprawdziany dostarczają poważnych argumentów na rzecz istnienia ukrytej powierzchni Fermiego w omawianych teoriach grawitacji ściślej materii kwantowej. Te teorie grawitacji pojawiają się jako rozwiązania teorii dylatonu Einsteina–Maxwella [117–119], które zawierają tylko bozonowe stopnie swobody. Można je więc uważać za odpowiedniki *bozonizacji* powierzchni Fermiego [127–133].

### Podziękowania

Jestem bardzo wdzięczny D. Chowdhury'emu, P. Fendleyowi, E. Fradkinowi, S. Kachru, L. Huijse, M. Meitliskiemu, R. Nandkishore i D. Vegh za cenne uwagi. Chciałbym szczególnie podziękować S. Kivelsonowi za szczególne uwagi dotyczące wszystkich aspektów manuskryptu. Badania przeprowadzono dzięki wsparciu grantu nr DMR-1103860 NSF oraz grantu MURI od AFOSR.

### Literatura

- [1] A. Einstein, B. Podolsky, N. Rosen, *Phys. Rev.* 47, 777 (1935).
- [2] J. S. Bell, *Physics* 1, 195 (1964).
- [3] S. R. White, A. L. Chernyshev, *Phys. Rev. Lett.* 99, 127004 (2007) [arXiv:0705.2746].
- [4] P. Fazekas, P. W. Anderson, *Philos. Mag.* 30, 423 (1974).
- [5] L. Pauling, *Proc. Roy. Soc. London A* 196, 343 (1949).
- [6] P. W. Anderson, *Science* 235, 1196 (1987).
- [7] S. A. Kivelson, D. S. Rokhsar, J. P. Sethna, *Phys. Rev. B* 35, 8865 (1987).
- [8] G. Baskaran, P. W. Anderson, *Phys. Rev. B* 37, 580 (1988).
- [9] D. Rokhsar, S. A. Kivelson, *Phys. Rev. Lett.* 61, 2376 (1988).
- [10] E. Fradkin, *The Spectrum of Short-Range Resonating Valence Bond Theories*, in *Field Theories in Condensed Matter Physics: A Workshop*, edited by Z. Tesanovic, Addison-Wesley (1990); E. Fradkin, S. A. Kivelson, *Mod. Phys. Lett. B* 4, 225 (1990).
- [11] N. Read, S. Sachdev, *Phys. Rev. B* 42, 4568 (1990).
- [12] V. Kalmeyer, R. B. Laughlin, *Phys. Rev. Lett.* 59, 2095 (1987).
- [13] X.-G. Wen, F. Wilczek, A. Zee, *Phys. Rev. B* 39, 11413 (1989).
- [14] X.-G. Wen, *Phys. Rev. B* 44, 2664 (1991).
- [15] N. Read, S. Sachdev, *Phys. Rev. Lett.* 66, 1773 (1991).
- [16] S. Sachdev, N. Read, *Int. J. Mod. Phys. B* 5, 219 (1991) [arXiv:cond-mat/0402109].
- [17] R. Jalabert, S. Sachdev, *Phys. Rev. B* 44, 686 (1991). *Ta praca opisuje dualną postać teorii z cechowaniem fazy RVB o symetrii  $\mathbb{Z}_2$ ; szczegóły wyprowadzenia zostały opublikowane w S. Sachdev, M. Vojta, J. Phys. Soc. Japan 69, Suppl. B, 1 (2000) [arXiv:cond-mat/9910231].*
- [18] T. Senthil, M. P. A. Fisher, *Phys. Rev. B* 62, 7850 (2000) [arXiv:cond-mat/9910224].
- [19] R. Moessner, S. L. Sondhi, E. Fradkin, *Phys. Rev. B* 65, 024504 (2001) [arXiv:cond-mat/0103396].
- [20] E. Ardonne, P. Fendley, E. Fradkin, *Annals of Physics* 310, 493 (2004) [arXiv:cond-mat/0311466].
- [21] S. Sachdev, *Phys. Rev. B* 45, 12377 (1992). *Ta praca omawia ogólnie fazy RVB o symetrii  $\mathbb{Z}_2$  na sieciach kagomé i trójkątowej i podkreśla, że fazy te powinny się pojawiać w kwantowym modelu dimerów, strona 12393.*
- [22] R. Moessner, S. L. Sondhi, *Phys. Rev. Lett.* 86, 1881 (2001) [arXiv:cond-mat/0007378].
- [23] G. Misguich, D. Serban, V. Pasquier, *Phys. Rev. Lett.* 89, 137202 (2002) [arXiv:cond-mat/0204428].
- [24] Hong Yao, S. A. Kivelson, arXiv:1112.1702.
- [25] D. J. Thouless, *Phys. Rev. B* 36, 7187 (1987).
- [26] N. Read, B. Chakraborty, *Phys. Rev. B* 40, 7133 (1989).
- [27] A. Y. Kitaev, *Annals of Physics* 303, 2 (2003) [arXiv:quant-ph/9707021].
- [28] A. Y. Kitaev, *Annals of Physics* 321, 2 (2006) [arXiv:cond-mat/0506438].
- [29] T. Grover, A. M. Turner, A. Vishwanath, *Phys. Rev. B* 84, 195120 (2011) [arXiv:1108.4038].
- [30] A. Kitaev, J. Preskill, *Phys. Rev. Lett.* 96, 110404 (2006) [arXiv:hep-th/0510092].
- [31] M. Levin, X.-G. Wen, *Phys. Rev. Lett.* 96, 110405 (2006) [arXiv:cond-mat/0510613].
- [32] Y. Zhang, T. Grover, A. Vishwanath, *Phys. Rev. B* 84, 075128 (2011) [arXiv:1106.0015].

- [33] F. A. Bais, Nucl. Phys. B 170, 3243 (1980).
- [34] F. A. Bais, P. van Driel, M. de Wild Propitius, Phys. Lett. B 280, 63 (1992).
- [35] J. M. Maldacena, G. W. Moore, N. Seiberg, JHEP 0110, 005 (2001) [arXiv:hep-th/0108152].
- [36] M. Freedman, C. Nayak, K. Shtengel, K. Walker, Z. Wang, Annals of Physics 310, 428 (2004) [arXiv:cond-mat/0307511].
- [37] C. Xu, S. Sachdev, Phys. Rev. B 79, 064405 (2009) [arXiv:0811.1220].
- [38] S. T. Flammia, A. Hamma, T. L. Hughes, X.-G. Wen, Phys. Rev. Lett. 103, 261601 (2009) [arXiv:0909.3305].
- [39] I. R. Klebanov, S. S. Pufu, S. Sachdev, B. R. Safdi, arXiv:1111.6290.
- [40] S. Sachdev, Phys. Rev. B 45, 12377 (1992).
- [41] Simeng Yan, D. A. Huse, S. R. White, Science 332, 1173 (2011) [arXiv:1011.6114].
- [42] Y. Huh, M. Punk, S. Sachdev, Phys. Rev. B 84, 094419 (2011) [arXiv:1106.3330].
- [43] L. Messio, B. Bernu, C. Lhuillier, arXiv:1110.5440.
- [44] Hong-Chen Jiang, Zhenghan Wang, L. Balents, arXiv:1205.4289.
- [45] Y. Lee, Bull. Am. Phys. Soc. 57, 1, H8.00005 (2012).
- [46] L. Balents, M. P. A. Fisher, S. M. Girvin, Phys. Rev. B 65, 224412 (2002) [arXiv:cond-mat/0110005].
- [47] S. V. Isakov, Y.-B. Kim, A. Paramekanti, Phys. Rev. Lett. 97, 207204 (2006) [arXiv:cond-mat/0607778].
- [48] S. V. Isakov, M. B. Hastings, R. G. Melko, Nature Physics 7, 772 (2011) [arXiv:1102.1721].
- [49] F. Figueirido, A. Karlhede, S. Kivelson, S. Sondhi, M. Rocek, D. S. Rokhsar, Phys. Rev. B 41, 4619 (1990).
- [50] Hong-Chen Jiang, Hong Yao, L. Balents, arXiv:1112.2241.
- [51] Ling Wang, Zheng-Cheng Gu, Xiao-Gang Wen, F. Verstraete, arXiv:1112.3331.
- [52] Tao Li, F. Becca, Wenjun Hu, S. Sorella, arXiv:1205.3838.
- [53] S. Wenzel, W. Janke, Phys. Rev. B 79, 014410 (2009) [arXiv:0808.1418].
- [54] M. A. Metlitski, C. A. Fuertes, S. Sachdev, Phys. Rev. B 80, 115122 (2009) [arXiv:0904.4477].
- [55] D. S. Chow, P. Wzietek, D. Fogliatti, B. Alavi, D. J. Tantillo, C. A. Merlic, S. E. Brown, Phys. Rev. Lett. 81, 3984 (1998).
- [56] Ch. Ruegg, B. Normand, M. Matsumoto, A. Furrer, D. F. McMorrow, K. W. Krämer, H.-U. Güdel, S. N. Gvasaliya, H. Mutka, M. Boehm, Phys. Rev. Lett. 100, 205701 (2008) [arXiv:0803.3720].
- [57] B. Normand, T. M. Rice, Phys. Rev. B 56, 8760 (1997) [arXiv:cond-mat/9701202].
- [58] S. Sachdev, Phys. Rev. B 55, 142 (1997) [arXiv:cond-mat/9606083].
- [59] S. Sachdev, *Exotic phases, quantum phase transitions: model systems, experiments*, Prezentacja na 24 Konferencji Solvaya, *Quantum Theory of Condensed Matter*, Bruksela, Październik 2008, arXiv:0901.4103.
- [60] N. Read, S. Sachdev, Phys. Rev. Lett. 62, 1694 (1989).
- [61] T. Senthil, A. Vishwanath, L. Balents, S. Sachdev, M. P. A. Fisher, Science 303, 1490 (2004) [cond-mat/0311326].
- [62] T. Senthil, L. Balents, S. Sachdev, A. Vishwanath, M. P. A. Fisher, Phys. Rev. B 70, 144407 (2004) [cond-mat/0312617].
- [63] A. W. Sandvik, Phys. Rev. Lett. 98, 227202 (2007) [arXiv:cond-mat/0611343].
- [64] R. K. Kaul, A. W. Sandvik, arXiv:1110.4130
- [65] A. W. Sandvik, Phys. Rev. Lett. 104, 177201 (2010) [arXiv:1001.4296].
- [66] A. Banerjee, K. Damle, F. Alet, Phys. Rev. B 82, 155139 (2010) [arXiv:1002.1375].
- [67] M. Greiner, O. Mandel, T. Esslinger, T. W. Hänsch, I. Bloch, Nature 415, 39 (2002).
- [68] M. P. A. Fisher, P. B. Weichman, G. Grinstein, D. S. Fisher, Phys. Rev. B 40, 546 (1989).
- [69] Xibo Zhang, Chen-Lung Hung, Shih-Kuang Tung, Cheng Chin, Science 335, 1070 (2012) [arXiv:1109.0344].
- [70] J. Simon, W. S. Bakr, Ruichao Ma, M. E. Tai, P. M. Preiss, M. Greiner, Nature 472, 307 (2011) [arXiv:1103.1372].
- [71] C. Weitenberg, M. Endres, J. F. Sherson, M. Cheneau, P. Schauß, T. Fukuhara, I. Bloch, S. Kuhr, Nature 471, 319 (2011) [arXiv:1101.2076].
- [72] S. Chakravarty, B. I. Halperin, D. R. Nelson, Phys. Rev. Lett. 60, 1057 (1988).
- [73] S. Sachdev, J. Ye, Phys. Rev. Lett. 69, 2411 (1992) [cond-mat/9204001].
- [74] A. V. Chubukov, S. Sachdev, J. Ye, Phys. Rev. B 49, 11919 (1994) [cond-mat/9304046].
- [75] S. Sachdev, Annual Review of Condensed Matter Physics 3, 9 (2012) [arXiv:1108.1197].
- [76] L. Huijse, S. Sachdev, Phys. Rev. D 84, 026001 (2011) [arXiv:1104.5022].
- [77] T. M. Rice, Kai-Yu Yang, F. C. Zhang, Rep. Prog. Phys. 75, 016502 (2012) [arXiv:1109.0632].
- [78] S. Sachdev, M. A. Metlitski, M. Punk, *Antiferromagnetism in metals: from the cuprate superconductors to the heavy fermion materials*, Proceedings of SCES 2011; arXiv:1202.4760.
- [79] M. Yamashita, N. Nakata, Y. Senshu, M. Nagata, H. M. Yamamoto, R. Kato, T. Shibauchi, Y. Matsuda, Science 328, 1246 (2010).
- [80] O. I. Motrunich, Phys. Rev. B 72, 045105 (2005).
- [81] S.-S. Lee, P. A. Lee, Phys. Rev. Lett. 95, 036403 (2005) [arXiv:cond-mat/0502139].
- [82] T. Grover, N. Trivedi, T. Senthil, P. A. Lee, Phys. Rev. B 81, 245121 (2010) [arXiv:0907.1710].
- [83] R. R. Biswas, L. Fu, C. Laumann, S. Sachdev, Phys. Rev. B 83, 245131 (2011) [arXiv:1102.3690].
- [84] Hsin-Hua Lai, O. I. Motrunich, Phys. Rev. B 84, 085141 (2011) [arXiv:1106.0028].
- [85] G. Chen, A. Essin, M. Hermele, Phys. Rev. B 85, 094418 (2012) [arXiv:1112.0586].
- [86] M. Yu Reizer, Phys. Rev. B 39, 1602 (1989).
- [87] P. A. Lee, Phys. Rev. Lett. 63, 680 (1989).
- [88] B. Blok, H. Monien, Phys. Rev. B 47, 3454 (1993).
- [89] B. I. Halperin, P. A. Lee, N. Read, Phys. Rev. B 47, 7312 (1993).
- [90] J. Polchinski, Nucl. Phys. B 422, 617 (1994) [arXiv:cond-mat/9303037].
- [91] C. Nayak, F. Wilczek, Nucl. Phys. B 417, 359 (1994) [arXiv:cond-mat/9312086].
- [92] B. L. Altshuler, L. B. Ioffe, A. J. Millis, Phys. Rev. B 50, 14048 (1994) [arXiv:cond-mat/9406024].
- [93] Y.-B. Kim, A. Furusaki, X.-G. Wen, P. A. Lee, Phys. Rev. B 50, 17917 (1994) [arXiv:cond-mat/9405083].

- [94] S.-S. Lee, Phys. Rev. B 80, 165102 (2009) [arXiv:0905.4532].
- [95] M. A. Metlitski, S. Sachdev, Phys. Rev. B 82, 075127 (2010) [arXiv:1001.1153].
- [96] D. F. Mross, J. McGreevy, H. Liu, T. Senthil, Phys. Rev. B 82, 045121 (2010) [arXiv:1003.0894].
- [97] S. C. Thier, W. Metzner, Phys. Rev. B 84, 155133 (2011) [arXiv:1108.1929].
- [98] C. Drukier, L. Bartosch, A. Isidori, P. Kopietz, arXiv:1203.2645.
- [99] M. Levin, C. P. Nave, Phys. Rev. Lett. 99, 120601 (2007) [arXiv:cond-mat/0611687].
- [100] G. Vidal, Phys. Rev. Lett. 99, 220405 (2007) [arXiv:cond-mat/0512165].
- [101] B. Swingle, arXiv:0905.1317.102
- [102] S. Ryu, T. Takayanagi, Phys. Rev. Lett. 96, 181602 (2006) [arXiv:hep-th/0603001].
- [103] C. P. Herzog, P. Kovtun, S. Sachdev, D. T. Son, Phys. Rev. D 75, 085020 (2007) [arXiv:hep-th/0701036].
- [104] G. 't Hooft, Nucl. Phys. B 72, 461 (1974).
- [105] D. Yamada, L. G. Yaffe, JHEP 0609, 027 (2006) [hep-th/0602074].
- [106] L. Huijse, S. Sachdev, B. Swingle, Phys. Rev. B 85, 035121 (2012) [arXiv:1112.0573].
- [107] J. Bhattacharya, N. Ogawa, T. Takayanagi, T. Ugajin, JHEP 1202, 137 (2012) [arXiv:1201.0764].
- [108] N. Ogawa, T. Takayanagi, T. Ugajin, JHEP 1201, 125 (2012) [arXiv:1111.1023].
- [109] E. Shaghoulian, arXiv:1112.2702.
- [110] X. Dong, S. Harrison, S. Kachru, G. Torroba, H. Wang, arXiv:1201.1905.
- [111] K. Narayan, arXiv:1202.5935.
- [112] B. S. Kim, arXiv:1202.6062.
- [113] H. Singh, arXiv:1202.6533.
- [114] P. Dey, S. Roy, arXiv:1203.5381.
- [115] P. Dey, S. Roy, arXiv:1204.4858.
- [116] B. Swingle, Phys. Rev. Lett. 105, 050502 (2010) [arXiv:0908.1724].
- [117] C. Charmousis, B. Gouteraux, B. S. Kim, E. Kiritsis, R. Meyer, JHEP 1011, 151 (2010) [arXiv:1005.4690].
- [118] N. Iizuka, N. Kundu, P. Narayan, S. P. Trivedi, JHEP 1201, 094 (2012) [arXiv:1105.1162].
- [119] B. Gouteraux, E. Kiritsis, JHEP 1112, 036 (2011) [arXiv:1107.2116].
- [120] D. Gioev, I. Klich, Phys. Rev. Lett. 96, 100503 (2006) [arXiv:quant-ph/0504151].
- [121] S. Ferrara, R. Kallosh, A. Strominger, Phys. Rev. D 52, 5412 (1995) [hep-th/9508072].
- [122] A. Sen, JHEP 0509, 038 (2005) [hep-th/0506177].
- [123] K. Goldstein, S. Kachru, S. Prakash, S. P. Trivedi, JHEP 1008, 078 (2010) [arXiv:0911.3586].
- [124] S. Sachdev, Phys. Rev. D 84, 066009 (2011) [arXiv:1107.5321].
- [125] S. A. Hartnoll, L. Huijse, arXiv:1111.2606.
- [126] T. Senthil, S. Sachdev, M. Vojta, Phys. Rev. Lett. 90, 216403 (2003) [arXiv:cond-mat/0209144].
- [127] A. H. Castro Neto, E. Fradkin, Phys. Rev. Lett. 72, 1393 (1994) [arXiv:cond-mat/9304014].
- [128] A. H. Castro Neto, E. Fradkin, Phys. Rev. B 51, 4084 (1995) [arXiv:cond-mat/9310046].
- [129] F. D. M. Haldane, *Luttinger's Theorem, Bosonization of the Fermi Surface*, Proceedings of the International School of Physics "Enrico Fermi", Course CXXI *Perspectives in Many-Particle Physics*, eds. R. A. Broglia, J. R. Schrieffer (North-Holland, Amsterdam 1994) [arXiv:cond-mat/0505529].
- [130] A. Houghton, H.-J. Kwon, J. B. Marston, Advances in Physics 49, 141 (2000) [arXiv:cond-mat/9810388].
- [131] M. J. Lawler, V. Fernandez, D. G. Barci, E. Fradkin, L. Oxman, Phys. Rev. B 73, 085101 (2006) [arXiv:cond-mat/0508747].
- [132] M. J. Lawler, E. Fradkin, Phys. Rev. B 75, 033304 (2007) [arXiv:cond-mat/0605203].
- [133] D. F. Mross, T. Senthil, Phys. Rev. B 84, 165126 (2011) [arXiv:1107.4125].

Tłumaczenie: Ryszard Ferchmin, Piotr Tomczak.



**O autorze.** Profesor Subir Sachdev (Uniwersytet Harvarda) jest wybitnym fizykiem amerykańskim pochodzenia hinduskiego znanym przede wszystkim z badań w obszarze materii skondensowanej oraz kwantowych przejść fazowych.

Jest autorem ponad trzystu prac (cytowanych ponad 19000 razy,  $H = 70$ ), w tym kilku książek, z których najpopularniejszą jest książka *Kwantowe przejścia fazowe*. Jego zainteresowania naukowe są bardzo szerokie. Wystarczy wymienić prace dotyczące teorii nadprzewodnictwa, kwantowego efektu Halla, teorii układów magnetycznych, ultrazimnych gazów atomowych oraz stanów elektronowych w grafenie. Niedawno, wspólnie z C. Herzogiem i P. Kovtunem, zapoczątkował pionierskie badania do-

tyczące zastosowania teorii strun do badania przejść fazowych między nowymi fazami materii w oddziałujących układach fermionowych. Istnienie tych faz zostało ostatnio potwierdzone doświadczalnie. Subir Sachdev urodził się i kształcił się początkowo w Indiach, następnie w Instytucie Technologicznym Massachusetts i na Uniwersytecie Harvarda, gdzie uzyskał (1985) stopień doktora w dziedzinie fizyki teoretycznej. Pracował w Laboratoriach Bella (1985–1987) oraz na Uniwersytecie Yale (1987–2005), gdzie był profesorem fizyki, przed powrotem na Uniwersytet Harvarda. Jest członkiem Amerykańskiego Towarzystwa Fizycznego, otrzymał wiele prestiżowych nagród i wyróżnień. Prowadzi wykłady kursowe z mechaniki kwantowej, teorii przejść fazowych, kwantowej teorii materii skondensowanej i mechaniki statystycznej. Był promotorem 17 doktoratów.



---

# Fizyka jest wspaniałą przygodą.

## Rozmowa z Profesorem Kazimierzem Grotowskim

Rozmawia dr Zofia Gołąb Meyer • Instytut Fizyki, Uniwersytet Jagielloński

Zofia Gołąb Meyer: *Panie Profesorze, interesuje mnie pańska droga do fizyki. Jak historia odcisnęła się na wyborze tej drogi? Na początek proszę opowiedzieć o czasach wojny i okupacji.*

Kazimierz Grotowski: Mieszkaliśmy w Przemyślu. Ojciec pracował wówczas jako cywil w wojskowej instytucji, która – o ile pamiętam – zajmowała się budownictwem i wojskowymi poligonami. Jako inżynier leśnik z wykształcenia często wyjeżdżał szacować lasy pod przyszłe tereny wojskowe. Zabierał wtedy z zamykanej na klucz szuflady biurka pistolet i wkładał do kieszeni. Odludne tereny nie należały do bezpiecznych. Natomiast po powrocie wrzucał do dużego kosza w przedpokojku kupiony kryminał, który umiał mu długie godziny spędzane w pociągach.

Wakacje w 1939 roku spędzaliśmy z Matką na Smoleńcowej Górce w Zarytym koło Rabki. Ojciec przyjechał do nas niespodziewanie w połowie sierpnia. Powiedział, że zanosi się na wojnę i że lepiej wrócić do Przemyśla. Zaczęły się nerwowe przygotowania. W naszym domu znajdował się schron przeciwlotniczy z żelbetowym stropem o grubości metra. W łazience urządzono schron przeciwgazowy. Uszczelniono okienko i drzwi i zgromadzono zapas żywności. Zgodnie z rozporządzeniem władz, Ojciec odniósł na policję swój pistolet oraz sztucer, dryling i dubeltówkę przechowywane w sypialni, na dnie szafy z ubraniami, do której zaglądaliśmy czasem z moim młodszym bratem Jerzym. Ojciec, żołnierz z pierwszej wojny światowej i wojny bolszewickiej, starał się utrzymywać optymistyczny nastrój. Matka przeczuwała najgorsze.

Pierwszego września obudziły nas syreny. Wybuchła druga wojna światowa. Ojca ewakuowano z jego wojskowym biurem, Matkę i nas tzw. pociągiem rodziny wojskowej. Jechaliśmy na wschód w wagonach towarowych. Z oddali widzieliśmy płonąca rafinerię ropy naftowej w okolicach Drohobycza. Niedaleko Lwowa dopadły nas niemieckie samoloty. Pociąg został zbombardowany, a do uciekających strzelano z karabinów maszynowych. Uciekaliśmy przez pola. Pamiętam bicie serca naszej Matki, która rzuciła nas na ziemię i przykryła własnym ciałem. Noc spędziliśmy wraz z innymi uciekinierami w lesie w jakiejś leśniczówce. Rano przyjechał do nas motocy-

klem Ojciec z kolegą. W ich pociągu usłyszano o bombardowaniu i o ofiarach w ludziach i przyjechali zobaczyć czy ich rodziny żyją. Nie przypuszczaliśmy, że widzimy się po raz ostatni. Ojca z biurem ewakuowano na Węgry. My znaleźliśmy się w wiosce na północ od Lwowa. Dowiedzieliśmy się o wkroczeniu do Polski Sowieców. Wieś była w przeważającej części ukraińska. Zaczęły się antypolskie wystąpienia. Około południa na wale odgradzającym wioskę od rzeki pojawiła się tyraliera polskiej policji. Stali z bronią u nogi i po godzinie zniknęli. Nadeszła noc krzyków, jęków i rzezi. Ukraińcy załatwiali swoje porachunki z Polakami. Nasze ocalenie zawdzięczaliśmy Ukraince. Schowała nas u siebie, kazała położyć się na podłodze i nie ruszać się. Rano wkroczyli Sowieci. Wyglądali zupełnie inaczej niż zwycięska Armia Czerwona, którą zobaczyliśmy 5 lat później. Archaiczne czołgi jak na ilustracjach z pierwszej wojny światowej, karabiny na sznurkach, ale chwilowo zapanował porządek. Po pewnych perypetiach znaleźliśmy się z powrotem w Przemyślu. W naszym mieszkaniu zastaliśmy zakwaterowanego sowieckiego oficera, zastępcę komendanta miasta. Nie zachowywał się źle. Pewnego dnia, w październiku lub listopadzie, powiedział Matce, że zapewne zostaniemy wywiezieni na wschód, bo Ojciec pracował w wojskowym biurze. W tym czasie otwarto na krótko granicę na Sanie pomiędzy sowiecką a niemiecką strefą okupacyjną. Matka natychmiast skorzystała z okazji. Do wielkiej chusty włożyła kilka naszych ubranek i nie wiadomo dlaczego, wielki nakręcany budzik. Z tym „majątkiem” ruszyliśmy do Rzeszowa.

W Rzeszowie pojawiliśmy się bez środków do życia, zdani na pomoc dwóch wspaniałych cioc – siostry Ojca Stanisławy i Łucji – siostry Matki. W okolicy Rzeszowa mieliśmy spędzić blisko 10 lat.

*Jak Pana Matka w czasie okupacji zorganizowała swoim synom solidną edukację?*

Jesienią 1940 roku Matka dostała posadę nauczycielki we wsi Nienadówka, 20 km na północ od Rzeszowa. Zamieszkaliśmy u bardzo życzliwej rodziny Ożogów. Mieliśmy do dyspozycji nieduże pomieszczenie z piecem kuchennym. Studnia i tak zwana wygódka były na podwórzu.



Matka Emilia Grotowska

Chodziliśmy do szkoły powszechnej. Jak wiadomo podbite przez Niemców narody miały wyłącznie umieć czytać, pisać i znać podstawowe działania arytmetyczne. Oczywiście nauka historii czy literatury polskiej była zakazana. Największym wyzwaniem dla naszej Matki było zapewnienie nam, w tych nienormalnych warunkach, właściwego wykształcenia. To, że potrafiła stawić temu czoła, zadecydowało o całym naszym przyszłym życiu. Matka miała wielkie ambicje. Mieliśmy czytać książki i uczyć się obcych języków. Mieliśmy też przeobrazić na odpowiednim poziomie wszystkie przedmioty szkoły powszechnej, a ja (od 1942 roku) także pierwszej i drugiej klasy gimnazjalnej. Języka angielskiego uczyła nas ciotka Lucia, która specjalnie w tym celu przyjeżdżała do nas z Rzeszowa. Trudno mi dzisiaj powiedzieć jak Matka zdobywała dla nas podręczniki. Na pewno pomagały jej w tym ciotki i znajomi. Matka dbała również o odpowiednie lektury do czytania. Pewnego dnia, po inwazji Niemców na Związek Radziecki, przyszła do nas pocztą olbrzymia przesyłka. Znajdowały się w niej książki z likwidowanej polskiej szkoły w Mikuliczynie na Huculszczyźnie. Uczyły tam nasze inne ciotki, Miecicia i Niusia Josse. Wśród książek znajdowali się oczywiście klasycy, jak Mickiewicz, Słowacki, Krasiński, Sienkiewicz, Żeromski, Prus, Reymont, ale również powieści autorstwa Makuszyńskiego, Conan Doyle'a, Defoe, Londona, Curwooda czy Maya. Matka wydzielala nam je, książka po książce, jako przydział tygodniowy. Mieliśmy również dostęp do poważniejszej literatury, którą w ostatnich latach wojny Matka zdobywała i której nie bała się nam dawać, jak *Nowy Świat Fizyki* Jeansa, *Nowe Oblicze Natury* Eddingtona, *Nowoczesna Alchemia* Kendalla, *Ścieżkami Jogów* Bruntona czy *Życie Pszczół* i *Wielka Tajemnica* Maeterlincka. Mogę śmiało zaryzykować twierdzenie, że wtedy, nieświadomie, podczas długich popołudni i ciemnych wieczorów rozjaśnianych płomyczkiem karbidówki, otrzymaliśmy z bratem Jerzym to pierwsze pchnięcie, które ostatecznie zadecydowało o naszej drodze życiowej. Mnie zainteresowała wówczas fizyka atomu i astronomia. Mojego młodszego brata Jerzego fascynował świat literatury, podróże

do Indii, niezwykle zdarzenia. Obecnie wiemy, na to wskazują dane statystyczne, że jeśli chodzi o oddziaływanie, to kariera dzieci w istotniejszy sposób zależy od intelektualnego poziomu matki. Nasz przykład to potwierdza! Oczywiście nie można pominąć dziedziczenia po obojgu rodzicach. O tym może trochę później. Nie ulega jednak wątpliwości, że sukcesy życia zawodowego, mojego i Jerzego, który został sławnym reżyserem i reformatorem teatru, są zasługą naszej Matki Emilii!

W Nienadówce działała Armia Krajowa. Tępiła konfidentów, a pod koniec wojny organizowała zasadzki na urzędników, którzy przyjeżdżali zabierać chłopom żywność i bydło. W Sokołowie, 4 km na północ od naszej Nienadówki, dokonano udanego zamachu na szefa gestapo, który wslawił się okrucieństwem i mordami, zwłaszcza na Żydach. W odwecie Niemcy urządzili w Nienadówce pacyfikację. O świcie otoczyli wioskę, ostrzelali ją z broni maszynowej, a następnie idąc od domu do domu zabierali mężczyzn. Bili ich i dziesiątkowali. Do nas weszli dwaj żołnierze. My mieliśmy akurat ospę, twarze pokryte strupami i leżeliśmy w łóżku. Matka powiedziała im po niemiecku, że chorujemy na bardzo zaraźliwą chorobę. Odeszli. Franciszek Ożóg, nasz gospodarz, też szczęśliwie ocalał. Cały następny dzień słychać było stukot młotków – to zbijano trumny.



Bracia Kazimierz (po prawej) i Jerzy w Nienadówce

Nadszedł rok 1944. Zbliżali się Sowietci. W maju w Sokołowie zdałem przed tajną komisją egzamin z pierwszego i drugiego roku gimnazjum. Kilka dni później członkowie komisji zostali aresztowani. Niektórzy z nich zginęli. Matka przeraziła się, że w ręce Niemców mogą wpaść listy zdających. Natychmiast uciekliśmy z Nienadówki i ukryliśmy się w wiosce na południe od Strzyżowa. Tam zastał nas front walki, zostaliśmy w pewnym momencie ostrzelani przez artylerię, ale na szczęście na strachu się skończyło. Nadeszła Armia Czerwona. Niemcy wycofali się na zachód. I tak skończył się nasz pobyt w Nienadówce. Wróciliśmy tam, ale na krótko. Matka podjęła pracę we wsi Załęże w pobliżu Rzeszowa, a w następnym roku w samym Rzeszowie.

*A więc znaleźliście się w Rzeszowie, wojna się skończyła i mógł Pan uczyć do normalnej szkoły.*

Tak, ma Pani rację. Następne lata z bratem spędziłyśmy w gimnazjum i w liceum. Ja wybrałem kierunek matematyczno-fizyczny w gimnazjum przy ulicy Krakowskiej, Jurek profil humanistyczny w szkole przy ulicy Trzeciego Maja. Nauka przychodziła nam łatwo. Dla mnie szczególnie ważny był wspaniały człowiek i znakomity nauczyciel fizyki – profesor Kazimierz Krzyżanowski. Pod jego wpływem utwierdziły się moje zainteresowania. W szkolnej pracowni mogłem wykonywać proste eksperymenty fizyczne. Uczylem się też matematyki w zakresie większym niż tego wymagał program. Wtedy ostatecznie postanowiłem poświęcić się fizyce. Jurek deklamował, układał wiersze, interesował się historią Rzeszowa, którego był przez pewien czas zagorzałym admiratorem. Było jasne, że żaden z nas nie wybierze intratnego zawodu, takiego jak medycyna czy inżynieria. Matka nigdy nie ingerowała w te sprawy, natomiast krewni ostrzegali nas przed czekającą w przyszłości nędzą. Może nie nędza, ale niedostatek doskwierał wówczas samotnej nauczycielce z dwoma dorastającymi synami. Nosiliśmy używane ubrania otrzymywane z różnych instytucji charytatywnych, a budżet domowy wspomagałem korepetycjami. Pamiętam, że nosiłem wówczas zielony płaszcz zimowy uszyty z generalskiego płaszcza, odziedziczonego po stryjczym dziadku Erazmie Grotowskim. Ubóstwem nikt się wówczas nie przejmował, ponieważ powszechnie panowała powojenna bieda.

*Jaki wpływ na życie przeciętnego obywatela miał ustrój polityczny ówczesnego PRL-u?*

Był źródłem różnych problemów. W szkole pozornie wszystko szło starym trybem. W gimnazjum uczyli jeszcze przedwojenni profesorowie i odbywały się lekcje religii. Pierwszym zwiastunem nowych czasów było pojawienie się niejakiego profesora Kapały, nauczającego nas podstaw nowego ustroju i odpowiedniego spojrzenia na świat, z religią włącznie. Mnożyły się aresztowania i procesy byłych AK-owców. Mama i ciotki opowiadały sobie na ucho przerażające historie, jak ta o znajomej, która nago wypadła (została wyrzucona?) na ulicę z okna pokoju przesłuchań na drugim piętrze Urzędu Bezpieczeństwa. W 1944 roku otrzymaliśmy przez Czerwony Krzyż krótką kartkę z wiadomością, że Ojciec żyje na Zachodzie, co było przez ówczesne władze źle widziane. Ku naszej ogromnej radości, w październiku 1945 roku, przyszedł pierwszy list od Ojca z Londynu. W pierwszej chwili wydawało się, że Ojciec lada dzień przyjedzie. Jednak w miarę upływu czasu, z pisanych ostrożnie z niedomówieniami listów wynikało, że ma on inne zamiary. Wysłał po nas emisariusza, który miał nas przemycić za granicę. Emisariusz nigdy się nie pojawił. Przepadł jak kamień w wodę razem z pieniędzmi, które mu Ojciec przekazał.



Ojciec Marian Grotowski

Nadeszły letnie wakacje 1946 roku. Zdesperowana Matka wyjechała z nami do Krakowa. Znalazła dostęp do organizacji, która nielegalnie wywoziła na Zachód dzieła sztuki, będące własnością Potockich. Mielśmy zabrać się z kolejnym transportem. Punktem kontaktowym był klasztor SS Szarytek przy ulicy Warszawskiej. Spóźniliśmy się nieco i transport odjechał bez nas. Mielśmy jednak szczęście. Transport przechwycono i wszystkich aresztowano. Matka nie dała za wygraną. Pojechaliśmy do Gdyni do naszych kuzynów Kusionowiczów. Henryk Kusionowicz był dyrektorem banku, a jego żona Elżbieta naszą bardzo miłą ciotką. Matka słyszała, że Gdynia jest dobrym miejscem do zorganizowania przerzutu za granicę. Nic z tego nie wyszło, ale pierwszy raz zobaczyliśmy morze.

Był to niewątpliwie zwrotny punkt w naszym życiu. Gdybyśmy przedostali się do Anglii, nasze losy potoczyłyby się inaczej. Ojciec nie zdecydował się na powrót do Polski. Po latach poznaliśmy przyczyny, o czym wówczas nie wiedzieliśmy. Ojciec pracował w Londynie w polskim Ministerstwie Spraw Wojskowych. Był przedwojennym oficerem (kapitanem) rezerwy. Całkiem słusznie obawiał się tego, co może go spotkać w komunistycznej Polsce, i co spotkało kilku jego powracających kolegów. Od końca 1944 roku wrócił do sztuki, którą zaczął zajmować się przed wybuchem wojny, chodząc na lekcje malarstwa. Został wziętym portrecistą. Od połowy 1945 roku zamieszkał w Londynie i poświęcił się prawie wyłącznie rzeźbie. Wystawiał w Londynie, Glasgow, Edynburgu i innych miejscach, również w Akademii Królewskiej. W jednym z kościołów angielskich wisi, jak pisał, jego obraz Matki Boskiej Częstochowskiej. Wyrzeźbił również dla innego kościoła płaskorzeźbę – stacje drogi krzyżowej. Gdy w roku 1948 w Anglię uderzyła depresja gospodarcza i zamówienia na rzeźby i obrazy stały się coraz rzadsze Ojciec wyjechał do Argentyny, a po latach przeniósł się do Paragwaju, gdzie pracował w szkole British Co-

uncil w Asunción ucząc języka angielskiego. Tam zmarł w 1968 roku.

*Tymczasem zdał Pan maturę i dostał się na fizykę na Uniwersytecie Jagiellońskim. Jak wyglądały studia w tamtych czasach?*

Maturę zdałem w 1948 roku i dostałem się na Uniwersytet Jagielloński. Studia trwały wtedy cztery lata. Fizyki uczono nas przy ul. Gołębiej 13, gdzie było wówczas tylko dwóch profesorów: Henryk Niewodniczański i Jan Weysenhoff. Na matematykę biegaliśmy przez Rynek do Instytutu Matematyki przy ulicy św. Jana – tam profesora mi byli Franciszek Leja i Tadeusz Ważewski. Na początku równolegle studiowałem również pełny kurs matematyki. Jeden z wykładowców namawiał mnie, abym jej poświęcił pracę magisterską, ale moje zainteresowania były już ugruntowane. Pod koniec drugiego roku studiów profesor Henryk Niewodniczański zaproponował mi stanowisko zastępcy asystenta.

Mój indeks za lata 1948/49 i 1949/50 zawiera między innymi podpisy: dr A. B. Turowicz O.S.B., *Algebra Wyższa*; prof. R. Ingarden, *Główne Zasady Nauk Filozoficznych* oraz pieczętkę: *Kółko Mat.-Fiz. Uczn. UJ*; książki zwrócono.

Profesora Romana Ingardena odsunięto od zajęć ze studentami, dra Andrzeja Turowicza, księdza i zakonnik z Tyńca, usunięto z Uniwersytetu. Kółko Mat.-Fiz. Uczniów UJ, w którego zarządzie pracowałem, z hukiem rozwiązano. Pamiętam spotkanie z jakimś Adamem Krawcem, wówczas studentem chemii, aktywistą partyjnym, który w niesłychanie agresywny, gwałtowny sposób, grożąc usunięciem ze studiów, łąał nas za udział w tej reakcyjnej, przedwojennej organizacji. Likwidacja Kółka polegała między innymi na niszczeniu zbioru skryptów i książek naukowych, które Kółko wypożyczało studentom. Chodziło o to, by wymazać ze świadomości pamięć o istnieniu tej organizacji. Z sentymentem przechowuję egzemplarz *Teorii Wyznaczników i Macierzy* autorstwa A. B. Turowicza, skryptu wydanego w 1949 r. i opatrzonego pieczęcią Kółka, który wtedy udało mi się ocalić. W roku akademickim 1950/51 w moim indeksie pojawił się wpis: K. Pasenkiewicz – *Podstawy Marksizmu i Leninizmu*.

Szkolenie marksistowskie przechodziliśmy również i później, na obowiązkowych wykładach dla wszystkich pracowników Instytutu, nawet tych po doktoratach. Pamiętam, jak pani wykładowca zrugła Jerzego Janika, że nie uważa. Na tych szkoleniach nie był Henryk Niewodniczański, zawsze otwarcie chodził do kościoła i przystępował do komunii. Władzy bardzo na nim zależało i musiała się z tym pogodzić, jednak przez wiele lat po jego śmierci nie przyzwalano na nadanie Instytutowi w Bronowicach jego imienia.

Oleg Czyżewski, młodszy ode mnie o rok, był jak ja zastępcą asystenta. Pewnego dnia nie przedłużono z nami

umowy, bo nie byliśmy aktywni „ideowo”. Przez pewien krótki czas byliśmy bez pracy, ale Profesor Niewodniczański zdołał przekonać władze Uniwersytetu, aby przyjęto nas z powrotem. Władze w Polsce prawdopodobnie utożsamiały fizykę jądrową z budową bomby i z tego powodu takim ludziom jak Niewodniczański pozwalano na więcej niż innym. Szczerze mówiąc, później również i nam. W pewnym sensie żyliśmy w Instytucie Fizyki „w wieży z kości słoniowej”. Dla kolegów, którzy studiowali filozofię, historię, socjologię czy prawo te czasy były często kompletną zgrozą ze względu na polityczne naciski.

*Jak wyglądała odbudowa zdewastowanej przez wojnę fizyki w Instytucie przy ulicy Gołębiej?*

Ambicją naukową Henryka Niewodniczańskiego, który jak wiemy przyjechał z Wilna, było stworzenie w Krakowie znaczącego, nowoczesnego ośrodka fizyki eksperymentalnej. Kierunkami badań miały być optyka atomowa i fizyka jądrowa, przedwojenne specjalności Niewodniczańskiego. Fizyką jądrową zafascynował się pracując u Rutherforda w Cambridge. Wobec sytuacji w zrujnowanej Polsce dla zewnętrznych obserwatorów, również na Uniwersytecie Jagiellońskim, cele te wydawały się być wręcz megalomanią.

Personel Collegium Witkowskiego przy ul. Gołębiej 13 składał się wówczas z ocalałych z pożogi wojennej kilkunastu fizyków w różnym wieku w tym dwóch profesorów. Było realizowanych kilka celów: odbudowa kadry naukowej, bazy materialnej i zapewnienie pustki intelektualnej, która była wynikiem odcięcia Polski od świata nauki na ponad dekadę. Aby temu zaradzić kilku fizyków, jak np. Jan Błaton czy Jerzy Rayski, zostało ściągniętych spoza Krakowa. Niestety, profesor Błaton wkrótce potem zginął w Tatrach. Młodzi studenci byli przyjmowani do pracy tworząc kadrę asystentów. Na gwałt odbudowywano warsztat mechaniczny. Miały miejsce słynne „wyprawy berlińskie”, które prowadził Niewodniczański. Brał w nich udział również Jerzy Gierula, a Profesor Jan Weysenhoff był kierowcą, gdyż tylko on jeden miał wtedy prawo jazdy. Przywożono z tych wypraw cenną aparaturę i materiały. Jeździliśmy wówczas w okolice Oświęcimia, gdzie podczas wojny była niemiecka fabryka samolotów. Leżały tam ogromne stosy, na wysokość dwóch pięter, wraków i niedokończonych kadłubów samolotów. Był to wspaniały skład duralu, którego potrzebował warsztat przy Gołębiej. Pamiętam, w jednym kadłubie był jeszcze karabin maszynowy, ale bez zamka!

W tym szczególnym okresie, wykładowcy uczyli się razem ze studentami. Na seminaria studenckie i wiele wykładów, zwłaszcza monograficznych, uczęszczali wszyscy pracownicy. Kurs zaawansowanej mechaniki kwantowej i fizyki jądrowej przerabiano w kilkunastoosobowym zespole. Najmłodszy uczestnik kursu Andrzej Budzanowski miał 20 lat i był jeszcze studentem. Najstarsi uczestnicy, dwaj profesorowie, byli po pięćdziesiątce.

Budynek przy Gołębiej 13 był wtedy naszym domem! W pokoju 34 na drugim piętrze siedzieli: Kazimierz Grotowski, Oleg Czyżewski, a później zjawiał się Andrzej Budzanowski. Spędzaliśmy tam większość czasu, ba, całe dni, aż do nocy. Żona Niewodniczańskiego, Irena, wyganiała wieczorem Henryka do domu, mówiąc: „Jesteście nocniki!” Po nas przychodziły nasze narzeczone, a później żony; po mnie przychodziła młodzianka studentka chemii Anna Psarska. Poznałem ją prowadząc ćwiczenia w I Pracowni Fizycznej dla chemików. Gdy już zdała kolokwium zaliczeniowe zaprosiłem ją na spływ kajakiem po Dunajcu. Na samym początku nastąpiła kompletna kompromitacja. Wystartowaliśmy powyżej promu, nie wiedząc, że pod wodą jest zanurzona jego lina i zaraz mieliśmy wywrotkę! Anna nie umiała wtedy jeszcze pływać. Było trochę emocji. Zapytałem ją: „Może przerwiemy spływ?” Nie skorzystała z tej sugestii. W 1954 r. Anna została moją żoną. Konsekwencje podjętej nad Dunajcem decyzji ponosi do dzisiaj.



Anna i Kazimierz Grotowscy

*Przyszła pora na prace magisterskie. Jakie były tematy tych prac, Pana Profesora i kolegów?*

Był to przełom 1951/52 roku. Profesor Niewodniczański chciał, aby moja praca magisterska dotyczyła optyki, jego ulubionej dziedziny. Ja tymczasem fascynowałem się fizyką jądrową! Odważyłem się sprzeciwić i sam wybrałem sobie temat: „Efekty temperaturowe w pracy licznika Geigera-Müllera”. Zbudowałem specjalny licznik z termostatem i osłoną, przez którą można było przepuszczać wodę o różnej temperaturze. Zbadałem efekt emisji termoelektronów i to wyjaśniło nam, jak tło w liczniku Geigera-Müllera zależy od temperatury. Profesor oczywiście szybko wybaczył mi upór. To była jego cecha! Nie był pamiętliwy i tolerował odmienne zdanie swoich uczniów.

Czy może sobie Pani wyobrazić, jaką przygodą było dla mnie operowanie źródłem promieniowania i wykrywającym go detektorem? Niewodniczański zostawiał nam dużo swobody. Co najwyżej mówił, gdzie poszukać literatury. W tych czasach magistrant był zdany niemal całkowicie na siebie: koncepcja pracy, obliczenia, część

mechaniczna urządzenia. Tylko częściowo można było liczyć na pomoc warsztatu, a w pracach szklarskich pomagał nam, niewiele od nas starszy, bardzo miły dmuchacz szkła Stanisław Moroz.

Oleg Czyżewski zajmował się wtedy magnetycznym rezonansem jądrowym. Był najlepszym specjalistą od radia i członkiem krakowskiego kółka radioamatorów. Równocześnie budował z Adamem Strzałkowskim radioteleskop w Obserwatorium Astronomicznym. Potem zdecydował się odejść do Profesora Mięśowicza. Oleg również dmuchał ze szkła, ale nie szklaną aparaturę, lecz figurki i różne ozdoby.

Henryk Niewodniczański zamierzał wyposażać Instytut w różnego typu detektory. Już jako magister zbudowałem komorę jonizacyjną z siatką, która miała być szybkim detektorem cząstek mierzącym ich energię. Musiała zbierać wyłącznie elektrony, wymagała aparatury do usuwania z argonu gazów elektroujemnych i była wyposażona w elektronikę impulsową – przedwzmacniacz i wzmacniacz ze sprzężeniem zwrotnym. Był to model 100 – zbudowany na podstawie książki W. Elmore’a & M. Sandsa w rosyjskim tłumaczeniu. Sam zmontowałem cały układ, z liniami opóźniającymi itd. Później w Birmingham Anglicy dziwili się, że umiałem na bieżąco naprawiać psującą się elektronikę.

Andrzej Budzanowski dla pracy magisterskiej zbudował licznik iskrowy. W Instytucie pracowano też nad licznikiem scyntylicyjnym, komorą Wilsona i komorą dyfuzyjną.

Ale na cóż detektory bez akceleratorów cząstek? Wiadomo, że przy Gołębiej 13 budowano generator elektrostatyczny AJGES, przy którym pracował m.in. Leon Pomorski i Stefan Świerczewski, oraz cyklotron C48 o średnicy nabiegunników 48 cm pod kierunkiem Jacka Hennela.

*Jak wieść niesie, w pewnym momencie Grotowski i Budzanowski otrzymali propozycję zmiany specjalizacji.*

Było rzeczywiście tak, że Jerzy Janik przyszedł do mnie i do Budzanowskiego z propozycją. On już wtedy zajmował się fizyką fazy skondensowanej i interesowała go detekcja powolnych neutronów. Zbudowaliśmy dla niego wieloelektrodową komorę jonizacyjną o dużej aktywnej powierzchni wraz z odpowiednią elektroniką. Mieliśmy nawet z tego publikację: A. Budzanowski, K. Grotowski *Multi-plate ionization chamber for the detection of slow neutrons*, Acta Phys. Polon. 16 (1957) 135. To wszystko działało i sytuacja zrobiła się poważna! Jerzy chciał, abyśmy z nim pracowali. Zaczęliśmy współpracę i powstała praca: A. Budzanowski, K. Grotowski, J. A. Janik, W. J. Kołos, F. Maniawski, H. Rżany, A. Szkatuła, A. Wanic, *Estimation of the height of the potential barrier of hindered rotation on the CH<sub>3</sub>SH molecules by means of thermal neutron scattering*, Acta Phys. Polon. 16 (1957) 335. Jednak ostatecznie nie daliśmy się skusić Janikowi i zostaliśmy przy fizyce jądrowej.



Narzędzia pracy fizyków

*Mam nadzieję, że nie obrazi się Pan, jeśli zdradzę tajemnicę pańskiego drugiego, poza fizyką, hobby związanego ze sportem.*

Ależ nie. Dla nas, młodych wówczas ludzi, ucieczką od smutnej stalinowskiej rzeczywistości było uprawianie Nauki, a w wolnych chwilach wyprawy za miasto, głównie w podkrakowskie skałki, w Tatry lub na Jeziora Mazurskie. Pojawiło się taternictwo, Andrzej Budzanowski był moim głównym towarzyszem na linie. Wspinaliśmy się w większości latem. Zimą pierwszeństwo miały wyprawy do tatrzańskich jaskiń, bo o tej porze roku pozwala na to niski stan wody. Ta strona naszej działalności wiąże się z dość niezwykłą, jak na owe czasy, organizacją – Klubem Grotolazów. Należało do niego 18 młodzieńców w wieku dwudziestu kilku lat; uniwersyteccy asystenci i studenci. Nieformalnym prezesem Klubu był Kazimierz Kowalski i to w jego domu, przy ulicy Warmińskiej 5, odbywały się spotkania. Aby być członkiem Klubu należało uzyskać jednomyślną zgodę wszystkich członków, a niezbędnym warunkiem były właściwe przekonania polityczne kandydata. W czasach komunistycznych jaskinie były jedynym miejscem gdzie, bez obawy podsłuchu, można było opowiadać polityczne dowcipy lub jeśli przyszła na to ochota, śpiewać np. legionowe piosenki. Przeważającą większość członków Klubu Grotolazów stanowili przyrodnicy. Dla nich przyjemność poszukiwania ciekawych problemów w nauce i znajdowania sposobów ich rozwiązywania nie

różniła się zbyt od satysfakcji przechodzenia czy znajdowania nowych dróg w górach i jaskiniach. Obie te działalności były Wielką Przygodą. Warto nadmienić, że w następnych latach 12 członków Klubu zdobyło tytuł profesora, jeden stopień docenta, jeden został pisarzem, trzech zostało zawodowymi podróżnikami, a jeden dziennikarzem. Pięciu z nich to członkowie Polskiej Akademii Umiejętności, a jak wiemy, Kazimierz Kowalski przez szereg lat był prezesem PAU.

*W drugiej połowie lat pięćdziesiątych otworzyły się przed fizykami możliwości współpracy międzynarodowej i towarzyszące temu wyjazdy zagraniczne. Proszę o nich opowiedzieć.*

W połowie lat pięćdziesiątych zapadła decyzja budowy nowego Instytutu w Bronowicach i zainstalowania tam cyklotronu U-120 radzieckiej konstrukcji. Niewodniczański wysłał mnie wtedy na ponad rok do Instytutu Joffego w Leningradzie, głównie po to, bym zapoznał się z rosyjską elektroniką, dość nowoczesną jak na owe czasy. Niestety moja żona Anna nie dostała sowieckiej wizy, Rosjanie nie zgodzili się na jej przyjazd. Została sama z naszym małym synkiem Andrzejem.

Pracowałem w laboratorium dra E. E. Berłowicza, zajmując się pomiarami czasów życia wzbudzonych stanów jąder atomowych. Wykonałem tam pomiary dla neutrono-deficytowych nuklidów  $^{167}\text{Er}$ ,  $^{147}\text{Sm}$ ,  $^{190}\text{Os}$  i  $^{145}\text{Eu}$ , powstałych przez wychwyty elektronów K. Wymagało to nowoczesnej aparatury koincydencyjnej, z nanosekundowymi liniami opóźniającymi. To była moja praca doktorska, którą po powrocie w 1957 r. obroniłem na Uniwersytecie Jagiellońskim.

W pracowni Berłowicza poznałem Jurija Borysewicza Meklera. Był dysydem, pisał o nim Sacharow w swoich wspomnieniach. Przyjaźniliśmy się. Zaprowadził mnie raz na spotkanie, gdzie w małym mieszkaniu dla kilkadziesiątu osób ktoś czytał *Doktora Żiwago*. Poza fizyką Jurij interesował się muzyką symfoniczną. Zbierał płyty, kupował je, czasem od amerykańskich turystów. Jakiś czas po moim wyjeździe został aresztowany i oskarżony o szpiegostwo, grożono mu karą śmierci. W roku 1959 odbył się proces, na którym wymieniane było moje nazwisko. Został skazany na wiele lat łagru, gdzie pracował jako drwal. Gdy ja go znałem był szczupłym maminsynkiem. Jakoś przeżył. Po kilku latach, w momencie jakiejś odwilży, został zwolniony i po pewnym czasie zmuszony do emigracji do Izraela. Został profesorem astrofizyki na uniwersytecie w Tel Aviwie. W latach siedemdziesiątych, za pośrednictwem jego rosyjskich przyjaciół, nawiązaliśmy kontakt. Okazało się, że będziemy w tym samym czasie w Kalifornii, ja w Berkeley, Jurij na jednym z poligonów, gdzie wystrzeliwano sondy atmosferyczne. Spotkaliśmy się na lotnisku w San Francisco, po czym pojechaliśmy moim samochodem nad wysoki brzeg Pacyfiku i całą noc spędziliśmy na rozmowie. Jurij ożenił się

z Barbarą – Amerykanką. Odwiedzili nas razem w Polsce, w naszym domu w Tarnawie.

*Czym zajął się Pan po powrocie do Krakowa?*

W Krakowie czekaliśmy na uruchomienie zakupionego cyklotronu. Ponieważ wtedy otworzyły się drogi na Zachód, Adam Strzałkowski ze Stefanem Świerszczewskim pojechali do Liverpoolu.

Gdy w listopadzie 1958 uzyskano wiązkę deuteronów, wykonaliśmy pierwszy eksperyment: pomiar polaryzacji neutronów z reakcji deuteronów na węglu, przy energii 12,9 MeV. Pod wpływem sugestii Wiesława Czyża i Jerzego Sawickiego zajęliśmy się polaryzacją w reakcji strippingu. Chodziło o ustalenie parametrów potencjału zależnego od spinu, odkształcającego funkcje falowe ruchu względnego w wejściowym i wyjściowym kanale reakcji.

A dlaczego neutrony? Bo nikt tego dotychczas nie zmierzył. Co prawda, o czym dowiedzieliśmy się później, kilka miesięcy wcześniej zrobił takie pomiary Szwajcar W. A. Haeberli, ale dla energii deuteronów tylko o energii 3 MeV. My zrobiliśmy to przy energii 12,9 MeV, a im wyższa energia, tym efekty spin-orbita są bardziej widoczne. Rezultatem była nasza publikacja: A. Budzanowski, K. Grotowski, H. Niewodniczański, J. Nurzyński, *La polarization des neutrons de la reaction de stripping  $^{12}\text{C}(d, n)^{13}\text{N}$* , J. Phys. Radium 21 (190) 366.

Tak mogłem przeżyć drugą wielką przygodę. Wykonać eksperyment przy użyciu akceleratora cząstek z detekcją neutronów, która jest trudniejsza niż detekcja cząstek naładowanych i rzucić światło na niebadaną dotychczas reakcję.

*A tymczasem przyszła Pana kolej wyjazdu naukowego. W 1960 r. wyjechał Pan do Birmingham.*

Gdy Adam Strzałkowski wrócił z Liverpoolu, na jego miejsce udał się Andrzej Budzanowski. Ja nieco wcześniej pojechałem do Birmingham. Przed wyjazdem dostałem wezwanie do Urzędu Bezpieczeństwa w Krakowie. Wyglądało to jak w filmie *Człowiek z marmuru*: sala, wielkie biurko i krzesło dla przesłuchiwanego. Za biurkiem siedział major Mocha, a nad nim wisiał portret Bieruta. Jeszcze w 1960 r.! Urząd Bezpieczeństwa po prostu nie przyjął do wiadomości zmian zachodzących w PRL-u! Major Mocha zażądał, żebym nawiązał z nimi współpracę i przekazywał raporty z Birmingham. W jakimś przeblasku intuicji odpowiedziałem, że będzie to kolidować z moimi ważnymi dla naszego Instytutu badaniami prowadzonymi w Wielkiej Brytanii i że natychmiast poinformuję o tym profesora Niewodniczańskiego. „Jeżeli tak, to nie” powiedział major Mocha i dał mi spokój. Różni ludzie mieli podobne i gorsze przykrości. Ja miałem szczęście, że na tym się skończyło, ale moja żona i syn znowu nie mogli pojechać ze mną, bo w tym przypadku Oskar Karliner, były prokurator wojskowy w Krakowie, a wtedy już szef Biura Współpracy z Zagranicą Urzędu Energii

Atomowej w Warszawie, nie zgodził się na ich wyjazd. Półtora roku później, po moim powrocie do Polski, Anna dostała paszport i mogła odwiedzić w Londynie swoich krewnych Ajdukiewiczów i moich Jossów.

*Wyjazd na Zachód pozwolił Panu kontynuować kierunek badań rozpoczęty w Krakowie?*

Spinowa polaryzacja cząstek w reakcjach jądrowych była w latach sześćdziesiątych w centrum zainteresowania i nią właśnie zajmowaliśmy się w Wielkiej Brytanii. Ja mierzyłem polaryzację 9 MeV protonów sprężyste rozpraszanych na jądrach Cu. Korzystając dodatkowo z wyników dla rozkładów kątowych protonów można było wyliczyć składową spin-orbita potencjału optycznego. Aby numerycznie rozwiązać równanie Schrödingera jeździłem do Oxfordu, gdzie pracował komputer *Mercury Ferranti*. Była to lampowa maszyna i zajmowała dom sporych rozmiarów! Jej parametry nie dorównywały dzisiejszym PC-om. Dostęp do tego nowoczesnego wówczas komputera umożliwił mi dr Peter Hodgson, który wtedy przestał już zajmować się promieniami kosmicznymi i, zamiast jeździć na pomiary w Alpy, zajął się modelem optycznym. Rezultaty wynikłej stąd pracy, opublikowanej w *Physical Review*, są cytowane w książce: G. E. Brown, *Unified Theory of Nuclear Models & Forces*. Warto zauważyć, że w tych czasach w Krakowie posługiwaliśmy się do obliczeń suwakami logarytmicznymi, a szczytem techniki był elektromechaniczny kalkulator. Nieco później nawiązaliśmy z Hodgsonem bliską współpracę, która zaowocowała kilkoma wspólnymi publikacjami.

Birmingham było wówczas ciekawym miejscem. Szefem eksperymentalnej fizyki jądrowej był uczeń Rutherforda, kolega Niewodniczańskiego z Cambridge, William Burcham. Moim bezpośrednim szefem był George Greenless. Przebywali tam również sławny teoretyk Rudolf Peierls, uczestnik Projektu Manhattan i Gerry Brown, który opuścił USA, ponieważ prześladowała go Komisja McCarthy'ego. Brown z Anglii wyjechał do Kopenhagi, gdzie współpracował z Åage Bohrem i Benem Mottelsonem, nie dostał jednak wraz z nimi Nagrody Nobla, o co miał pretensje, być może słuszne.

*Czy można powiedzieć, że wyjeżdżając do Anglii wszyscy kroczyliście śladami Waszego Mistrza Henryka Niewodniczańskiego?*

Tak jest, Henryk Niewodniczański był naszym niekwestionowanym Mistrzem i to nie tylko w fizyce. Szanowaliśmy jego dorobek naukowy. Prace Niewodniczańskiego, szczególnie te z optyki, były przed wojną szeroko znane. Gdy w Amsterdamie organizowano pierwszą wielką powojenną konferencję poświęconą optyce był jedynym delegatem z żelaznej kurtyny, którego zaproszono do wygłoszenia referatu. Miał wielką intuicję naukową. Bardzo cieszyliśmy się, gdy godził się być współautorem jakiejś naszej pracy. Nie było to regułą. Czasem się zga-

dzał, czasem nie. Był doskonały w dyskusjach i zupełnie niezastąpiony przy pisaniu publikacji.

Podziwialiśmy jego zdolności organizacyjne. Miał wzięciem naukową i umiał mobilizować ludzi do działania. Był człowiekiem niezwykłego optymizmu. Mówił: „Pamiętajcie! Zawsze można dokonać tego, czego się chce, tylko że dzieje się to zazwyczaj znacznie później, niżby się oczekiwało”. Miał w tym względzie doświadczenie. Przed wojną próbował zorganizować ośrodek fizyki jądrowej najpierw w Wilnie, później w Poznaniu. Udało mu się dopiero w Krakowie.

Niewodniczański miał przenikliwe spojrzenie i umiał oceniać ludzi. Doskonale wiedział, kto jest kim i ile jest wart. Ale nawet jeśli miał o kimś niezbyt dobre zdanie, albo ktoś donosił na niego do władz partyjnych, to nigdy takich ludzi nie prześladował. Znał okropności reżimu komunistycznego i związane z tym ograniczenia. Uważam za wielki zaszczyt, że Instytut w Bronowicach nosi imię Henryka Niewodniczańskiego.

Był twórcą szkoły w szerokim sensie tego słowa. Rozumiał konieczność rozwijania różnych działów fizyki. Na organizowane przez niego na Uniwersytecie cotygodniowe konwersatoria przychodzili wszyscy fizycy z Krakowa. Jemu głównie należy przypisać zasługę stworzenia w Krakowie po wojnie jednego z głównych polskich ośrodków fizyki.

Sam Niewodniczański należał do szkoły Rutherforda. W pewnym sensie był to zakon ludzi, którzy po wojnie kierowali fizyką jądrową w znacznej części ówczesnego świata. Dzięki temu mógł wysyłać swoich uczniów do różnych ośrodków, np. Strzałkowskiego i Budzanowskiego do Liverpoolu, a mnie do Birmingham. Wszędzie byliśmy przyjmowani jako uczniowie Niewodniczańskiego. W 1964 roku w mojej podróży z nim i Adamem Strzałkowskim, w poprzek Stanów Zjednoczonych, od wschodniego do zachodniego wybrzeża, jechaliśmy od miejsca do miejsca, gdzie byli „Rutherfordowcy” albo ludzie, którzy znali Henryka Niewodniczańskiego lub słyszeli o nim.

Kiedyś w Charkowie wraz z Niewodniczańskim zostaliśmy zaproszeni do domu profesora Sinielnikowa, dyrektora tamtejszego instytutu. Okazało się, że Sinielnikow był również przedwojennym uczniem Rutherforda, tylko z nieco późniejszego okresu niż Henryk Niewodniczański. Pijąc *five o'clock tea* podaną przez panią Sinielnikow czuliśmy się zupełnie jak w angielskim domu. Ona, Angielka z urodzenia, była na tyle dzielna lub nieświadoma, że po ślubie wyjechała z Sinielnikowem do Związku Radzieckiego. Podczas wojny przeniesieni za Ural, przeżyli straszne chwile, tam zginął ich syn. Sinielnikow, podobnie jak Kapica, pracował przy organizacji przemysłu wojennego.

Wielkość Henryka Niewodniczańskiego objawiała się nie tylko w fizyce. Był człowiekiem kryształowej uczciwości. Znał ludzi, ich zalety i ograniczenia oraz potrafił z nimi postępować. My wszyscy, za jego przykładem, byliśmy zwariowani na punkcie fizyki. Ale On rozumiał też

młodość. Wiedział, że musimy mieć również własne życie, że chodzimy do kina, teatru, na wycieczki, uprawiamy sport. On sam postępował podobnie w latach młodości na Wileńszczyźnie.

*Są już lata siedemdziesiąte. Wysłani do Anglii przez Profesora Niewodniczańskiego młodzi ludzie wracają do Krakowa. Tworzą Panowie zgrany zespół zwany przez studentów „Trójcą”. Instytut w Bronowicach ma działający cyklotron U-120. Czy nie był to wspianą początek nowej ery w pracy naukowej?*

Oczywiście! Mogliśmy teraz rozpocząć badania w fizyce jądrowej na właściwym poziomie. Nas, to znaczy Strzałkowskiego, Grotowskiego i Budzanowskiego interesowały reakcje jądrowe. Aby je badać, powstał kierowany przez powyższą „Trójcę” zespół, który przetrwał i bardzo blisko współpracował co najmniej piętnaście lat.

Reakcje jądrowe były, i są do dzisiaj, podstawowym narzędziem określania struktury jąder atomowych. Przykładowo, niesprężyste rozpraszanie mówi nam o wzbudzeniach kolektywnych, reakcje *strippingu* i *pick-up-u* o wzbudzeniach jedno- lub wielocząstkowych, albo jednolodziurowych itd. Niezbędna jest tutaj znajomość potencjału oddziaływania cząstek w wejściowym i wyjściowym kanale reakcji, która wówczas była bardzo ograniczona. Tak więc na początku naszym naukowym programem było badanie potencjału oddziaływania deuteronów i cząstek  $\alpha$  z jądrami atomowymi.

Dla deuteronów o energii 12,8 MeV zmierzaliśmy rozkłady kątowe w sprężystym rozpraszaniu oraz (co było moją pracą habilitacyjną w 1963 r.) całkowity przekrój czynny na reakcje  $\sigma_R$ . Zliczaliśmy w tym celu wszystkie cząstki naładowane, a emisję neutronów mierzyliśmy przez pomiar wzbudzonej promieniotwórczości. Zrobiliśmy to dla jąder tarczy  $^{12}\text{C}$ ,  $^{58}\text{Ni}$ ,  $^{60}\text{Ni}$  oraz  $^{209}\text{Bi}$ , otrzymując zależność  $\sigma_R$  od liczby masowej  $A$ . Rezultatem mojej pracy habilitacyjnej była sugestia wprowadzenia członu powierzchniowego do urojonej części potencjału optycznego. Rozszerzeniem tych badań były później pomiary rozkładów kątowych i energetycznych w reakcjach  $(d, p)$  i  $(d, \alpha)$ , analiza wyników metodą DWBA i uzyskiwanie informacji o strukturze badanych jąder atomowych.

Głównym tematem naszych zainteresowań, przez ponad dziesięć lat, stało się jednak badanie modelu optycznego dla oddziaływania cząstek  $\alpha$ . Pomiary robiliśmy w dużej komorze rozprożeń o średnicy 160 cm stosując krzemowe detektory (wówczas nowość), produkowane w Instytucie Fizyki UJ przez Stanisława Micka, dzisiaj profesora, wówczas młodego, ale już wybitnego specjalistę w dziedzinie półprzewodnikowych detektorów.

Z jednej strony dla potrzeb reakcji jądrowych zajmowaliśmy się wyznaczaniem parametrów potencjału, z drugiej strony bawiło nas, że jest to rozpraszanie fal de Broglie’a na kropelkach materii jądrowej. Już wcześniej wiedziano, że dla małych kątów wyraźnie widać rozpra-



szanie dyfrakcyjne cząstek  $\alpha$ , dla większych kątów mamy rozpraszanie typu *rainbow*, czyli tęcza. Podstawowe prace wykonał Dave Goldberg z Maryland University, a my odkryliśmy efekt glorii, tzw. *glory*. Wtedy już sami mogliśmy rozwiązywać równanie Schrödingera, doskonaląc nasze programy komputerowe.

W tamtych czasach w kilku miejscach na świecie uważano niezrozumiałe zachowanie się przekroju czynnego dla wstecznych kątów rozpraszania cząstek  $\alpha$ . Tak naprawdę to były dwa efekty: struktura oscylacyjna rozkładów kątowych dla skrajnie wstecznych kątów z wyraźnym maksimum w pobliżu  $180^\circ$ , oraz większe, średnie prawdopodobieństwo wstecznego rozpraszania dla pewnych jąder tarczy.

W kolejnych eksperymentach badaliśmy to rozpraszanie, aż do rekordowo dużych kątów, bliskich  $180^\circ$ . Wyniki pomiarów były analizowane za pomocą modelu optycznego z nowym, zaproponowanym przez nas, czynnikiem kształtu dla rzeczywistej części potencjału oddziaływania. Pokazaliśmy, że potencjał ten można wyliczyć metodą podwójnego splotu z rozkładów gęstości zderzających się jąder i potencjału oddziaływania nukleon-nukleon. Jego kształt można przybliżyć kwadratem czynnika kształtu Saxona-Woodsa.

Okazało się jednocześnie, że struktura oscylacyjna rozkładów kątowych w pobliżu kąta  $180^\circ$  to efekt glorii fal de Broglie'a materii. Jest on identyczny z tym obserwowanym w optyce dla wstecznego rozpraszania światła na kropelkach wodnej mgły. Tutaj fala materii cząstki  $\alpha$  obiega po powierzchni jądra tarczy, wzmacniając przez konstruktywną interferencję falę materii biegnącą w kierunku przeciwnym do pierwotnej, wiązki cząstek  $\alpha$ . Liczba długości fali leżących na połowie obwodu jądra musi być całkowita. Przy rozrzucie energii wiązki z cyklotronu zawsze znajdzie się taka długość fali, że efekt glorii zachodzi. Inaczej jest w optyce. Nie jest łatwo dobrać odpowiednią długość fali światła i średnicę kropelki wody we mgle i dlatego ten optyczny efekt jest rzadki. Efekt glorii w optyce można czasem zaobserwować w górach jako tzw. widmo Brockena. Wspominał o tym młody Marian Smoluchowski, który je zaobserwował wspinając się w Alpach w 1892 r. Opisał to pięknie w *Sprawozdaniach dla Klubu Alpejskiego*, zwracając uwagę na fakt, iż cień własny na chmurze można bardzo często zaobserwować, natomiast efekt Brockena bardzo rzadko. Jeżeli dwie osoby stojąc blisko siebie widzą na chmurze dwie postaci – jest to zwykły cień. Natomiast, jeśli każdy widzi tylko jeden cień i to jeszcze otoczony kolorową aureolą – to jest to widmo Brockena. W Tatrach, z uwagi na rzadkość tego zjawiska, jest takie powiedzenie: „jeśli zobaczysz widmo Brockena pierwszy raz – bądź ostrożny, bo wspinanie się jest jeszcze dla Ciebie niebezpieczną przygodą. Gdy zobaczysz je drugi raz – jesteś już doświadczonym wspinaczem”.

Niespełna dwudziestoletni Marian Smoluchowski nie mógł przypuszczać, że identyczne zjawisko, ale we wstecz-

nym rozpraszaniu fal de Broglie'a materii na jądrach atomowych, odkryjemy 70 lat później w Krakowie, gdzie spędził ostatnie lata swego życia. Pamiętajmy jednak, że w 1892 roku nie było jeszcze mechaniki kwantowej, niczego nie wiedziano o falach de Broglie'a, nie podejrzewano istnienia jąder atomowych, a atomy oczekiwały na potwierdzenie swego istnienia, między innymi właśnie przez Smoluchowskiego; ale w 1892 r. był on dopiero studentem drugiego roku fizyki.

To jest tylko połowa efektu. Rozpraszanie cząstek  $\alpha$  pod wstecznymi kątami wykazywało jeszcze jedną anomalie, znaną w literaturze światowej pod nazwą ALAS (*Anomalous Large Angle Scattering*). Polegała ona na anomalnie dużym wzroście średniego przekroju czynnego przy wstecznym rozpraszaniu, widocznym dla niektórych jąder tarczy w pobliżu liczb magicznych. Przez dłuższy czas usiłowano znaleźć wytłumaczenie tej anomalii odwołując się do różnych zjawisk, jak rezonanse czy stany molekularne. Niezbyt udane rezultaty tych działań dobrze oddaje angielskie znaczenie słowa *alas* (*niestety*)! Efekt ALAS znalazł ostatecznie swoje wytłumaczenie w pracy doktorskiej mojego – wówczas doktoranta, dzisiaj profesora – Romana Planety. Pokazał on, że dla jąder magicznych powierzchniowa część urojonego potencjału absorpcji jest najmniejsza, dzięki czemu fale de Broglie'a materii obiegające jądro atomowe w quasimolekularnej rotacji czy w efekcie glorii ulegają najmniejszej absorpcji.

Potencjały oddziaływania cząstek  $\alpha$  nie były jednoznaczne. Okazały się podlegać dyskretnym i ciągłym wieloznacznościom. Wieloznaczności te można było redukować lub usunąć korzystając z naszych mikroskopowych potencjałów. Rzeczywista część tych potencjałów wykazywała zależność od energii. Niemal liniowo malejącą głębokość i słabszą, raczej nieliniową zależność kształtu. Zależność od energii części urojonej potencjału była bardziej skomplikowana. Problem ten został wyjaśniony w pracy doktorskiej innego mojego doktoranta Zbigniewa Majki, dzisiaj profesora. Antysymetryzacja funkcji falowej powoduje, że w równaniu Schrödingera, obok części różniczkowej z lokalnym potencjałem, pojawia się człon całkowity, zawierający nielokalny potencjał. To właśnie antysymetryzacja i efekty wymienne powodują, że fenomenologiczny potencjał zależy od energii. Zmiany kształtu z energią są efektem drugiego rzędu, w znacznej mierze do zaniedbania, i wytłumaczalne w niezłym przybliżeniu efektem wymiany jednego nukleonu. Czynniki kształtu części urojonej typu Saxona-Woodsa ze składową powierzchniową, można przyjąć jako niezależny od energii, natomiast wzrost jego głębokości z energią dany jest członem eksponencjalnym.

Nasze prace nad modelem optycznym dla cząstek  $\alpha$  zdobyły szeroki rozgłos. Były cytowane nie tylko w międzynarodowych czasopismach, ale i w zagranicznych monografiach. Efekt glorii dla fal materii został również odnotowany w *Scientific American*, w artykule omawiającym

występowanie tego zjawiska dla fal świetlnych. Sprawilo nam to znaczną przyjemność.

*Proszę coś opowiedzieć o podróżach na Zachód związanych z pracą naukową.*

Byliśmy często zapraszani. Proszę sobie wyobrazić: 1971 rok, trzej panowie jadą na Zachód swoim samochodem. Nie mają pieniędzy, obozują w lesie „na dziko”. Ja z Andrzejem Budzanowskim śpimy w namiocie, Adam Strzałkowski w samochodzie. Pewnego razu w Szwajcarii, nieświadomi, zatrzymaliśmy się obok strzelnicy i rano zbudziła nas kanonada. Odwiedziliśmy ZÜRICH, Bazyleę, CERN koło Genewy, Monachium, Heidelberg, Karlsruhe, Bochum, Jülich, gdzie na zmianę wygłaszaliśmy referaty. Zrobiliśmy dwie przerwy – pierwszą w Alpach. Pojechaliśmy do Zermattu i zatrzymaliśmy się na campingu pod Eigerem. Stamtąd ja z Andrzejem wyruszyliśmy na Breithorn (4165 m). To był rekord wysokości Andrzeja. Na przełęczy liczyliśmy na nocleg w schronisku, ale zastaliśmy je na glucho zamknięte. Wyszukaliśmy jakieś torby na śmietniku i na nich przespaliśmy pod gołym niebem noc na lodowcu. Drugi przystanek zrobiliśmy w Jurze.

*Czy energie cząstek przyspieszanych w krakowskim cyklotronie wystarczały dla poznania całokształtu badanych przez Was zjawisk?*

Oczywiście nie. Zapoczątkowane na cyklotronie U-120 badania były w następnych latach kontynuowane za granicą, przy wyższych energiach, we współpracy z fizykami amerykańskimi i belgijskimi. Otrzymałem grant z *US National Science Foundation*. Moim amerykańskim partnerem był N. Sandy Wall z University of Maryland. Pomiary początkowo robiliśmy w Belgii, w Louvain la Neuve i dla tych celów zbudowaliśmy w IFJ w Krakowie przenośną komorę rozproszeń, której rozmiary pozwalały na przewożenie jej w moim ówczesnym samochodzie marki Škoda. Detektory półprzewodnikowe różnego typu do tej komory, razem kilkadziesiąt sztuk, wyprodukował Stanisław Micek. To był wielodetektorowy układ, na początek w jednej płaszczyźnie. Był to wstęp do pracy z układami o geometrii  $4\pi$ , pokrywającymi pełny kąt bryłowy, z którymi pracowaliśmy w późniejszych latach. Podsumowanie naszych osiągnięć w tej dziedzinie było omawiane na dwóch międzynarodowych konferencjach. W Krakowie w 1976 i w Louvain la Neuve w 1978 roku. Byłem organizatorem tej drugiej. Pojechałem również jako *invited lecturer* na wielką konferencję Europejskiego Towarzystwa Fizycznego we Florencji w 1977 roku.

*A co z teoretycznym opisem Waszych pomiarów?*

Dla wszystkich naszych badań kapitalne znaczenie miały oczywiście obliczenia numeryczne. Zacząłem, jak już mówiłem, w Oxfordzie. Potem były małe maszyny typu ODRA 1003 w IFJ i IF UJ. Następnie jeździliśmy do Warszawy, gdzie w Pałacu Kultury i Nauki pracował naj-

szybszy wówczas w Polsce lampowy komputer, sowiecki *Ural-2*. Kolejną używaną przez nas maszyną był stosunkowo nieduży *Honeywell* w ośrodku przemysłu azotowego w Krakowie. Wreszcie na początku lat 70. rząd postanowił wydać około trzy miliony dolarów na zakup dla polskiej nauki komputera zachodniej produkcji. Jednocześnie NATO zgodziło się uchylić embargo w stosunku do naszego kraju pod warunkiem, że zakupiony komputer będzie używany wyłącznie do celów naukowych. Profesor Mięśowicz działał w tym kierunku w Warszawie, a ja byłem odpowiedzialny za wybór komputera i zainstalowanie go w Krakowie. To był pierwszy przetarg tego typu. Zgłosiło się pięć zachodnich firm: francuska, angielska i trzy amerykańskie. Opracowaliśmy zestaw programów obliczeniowych, które w różnych krajach, w naszej obecności, testowały oferowane komputery. Najlepszym okazał się amerykański *Cyber-72* z *Control Data Corporation*. W tych czasach gierkowska Polska flirtowała z Francją i wywierano na nas nacisk, abyśmy zakupili komputer ich produkcji, zdecydowanie gorszej jakości. Nazywaliśmy go „maszyną de Gaulle’a”. Pamiętam, byłem wzywany do Warszawy w tej sprawie. Szczęśliwie oparłem się naciskom. „Maszynę de Gaulle’a” przestano wkrótce produkować. Naszego *Cybera* umieszczono w Instytucie Fizyki przy ulicy Reymonta 4, a w sąsiednim baraku mieściła się administracja krakowskiego Cyfronetu, którego zadaniem było prowadzenie obliczeń numerycznych dla krakowskiego środowiska naukowego. W latach 1973–2000 pełniłem obowiązki przewodniczącego, najpierw Rady Programowej, a następnie Rady Naukowej Środowiskowego Centrum Obliczeniowego Cyfronet w Krakowie. Jednocześnie reprezentowałem krakowskie środowisko w komisjach Komitetu Nauki i Techniki, a potem KBN-u, zajmujących się problemami informatyzacji nauki. W ciągu tych 27 lat Cyfronet kilkakrotnie zmieniał swoje wyposażenie, zwiększając moc obliczeniową o wiele rzędów wielkości.

*Czy Cyber-72 nie był również używany do innych, nienaukowych celów, np. wojskowych?*

Nie! Na szczęście nie mógł być. W komputerze *Cyber* stale działało urządzenie monitorujące wszystko, co było liczone. Regularnie przyjeżdżał ktoś z NATO i sprawdzał czy maszyna używana jest wyłącznie do celów naukowych. Więc absolutnie nie! Nie było nawet nacisków, gdyż wiadomo było, że komputer zostałby natychmiast unieruchomiony. Poza tym, to był pierwszy taki komputer w Polsce. Wkrótce podobny zakupiono dla Warszawy, a później kolejne dla innych polskich ośrodków uniwersyteckich. Za każdym razem NATO musiało wyrazić zgodę na uchylenie embargo. W owych czasach Zachód dysponował znacznie szybszymi maszynami, ale dla nas posiadanie *Cybera* było czymś nadzwyczajnym. Mogliśmy na przykład przeprowadzać wieloparametrowe *searches*, rozwiązując setki razy równanie Schrödingera.

Gdy odchodziłem na emeryturę moim ostatnim podarunkiem dla stworzonego przeze mnie w Instytucie Fizyki UJ Zakładu Fizyki Gorącej Materii był 24-nodowy klaster, zakupiony z mojego grantu. Jest on nieporównywalnie szybszy niż tamten *Cyber*.

Mówiąc o postępie w dziedzinie obliczeń numerycznych powinniśmy pamiętać, że np. ja zaczynałem liczyć na suwaku logarytmicznym. Potem pracowałem stukając w klawiaturę elektromechanicznych kalkulatorów. Adam Strzałkowski liczył na mechanicznym „kręciółku”. Zaczynał w Obserwatorium Astronomicznym i był w tej dziedzinie absolutnym mistrzem. Podczas mojego pobytu w Leningradzie spotykałem ludzi pracujących na „szczo-tach”, czyli naszych liczydłach. Trudno uwierzyć, że ten niesłychany rozwój metod obliczeniowych miał miejsce za mojego życia naukowego.

*Dlaczego Pan i Profesor Strzałkowski przenieśliście się do Instytutu Fizyki UJ?*

W dalszym ciągu blisko współpracowaliśmy z Instytutem w Bronowicach, ale zarówno dla mnie jak i dla Adama Strzałkowskiego bardzo ważna była dydaktyka i kontakt ze studentami, a te kontakty były bliższe na uniwersytecie.

W mojej rodzinie tradycje nauczycielskie miały długą historię. To był zawód mojego dziadka Bolesława, który nauczał łaciny i greki w Pierwszym Gimnazjum Męskim w Rzeszowie. Były to przedmioty na ogół znienawidzone przez uczniów, a przecież zachował się jak najlepiej w pamięci swych uczniów, zresztą uwieczniony w książce Józefa Bieniasza *Edukacja Józia Borącza*. Proszę nie zapominać, że nauczycielką z powołania była moja Matka i większość ciotek. Ojciec, przez ostatnie swe lata, nauczał języka angielskiego. Wuj, Sylwiusz Mikucki, był profesorem historii na Uniwersytecie Jagiellońskim. Nawiasem mówiąc, to samo można powiedzieć o zamiłowaniu dydaktycznym mojej żony Anny. Szereg lat uczyła chemii jako profesor w szkołach średnich, a następnie na Politechnice Krakowskiej. W następnych latach, po naszym powrocie z zagranicy, uczyła języka angielskiego, co czasami czyni również obecnie. Dziadek Anny, Kazimierz Ajdukiewicz, był profesorem na Wydziale Rolniczym Politechniki Lwowskiej w Dublinach, a jego bratanek, też Kazimierz Ajdukiewicz, był profesorem filozofii na uniwersytetach we Lwowie, Poznaniu i w Warszawie. Profesorem szkoły średniej była również moja teściowa, Zofia Ajdukiewicz-Psarska, z wykształcenia biolog. Jak z takim pochodzeniem można nie mieć ciągłości pedagogicznych!

A poza tym, jakże miło jest być profesorem Uniwersytetu Jagiellońskiego!

*Jak wiemy, w pewnym momencie każdy z członków szanownej „Trójcy” wkroczył na swoją własną drogę naukową.*

Ma Pani rację. W latach 70. drogi naukowe naszej „Trójcy” zaczęły się rozchodzić. Andrzej Budzanowski od-

był dwa długie pobyty w Jülich i Berlinie. Współpracował z Uniwersytetem w Lund, z Dubną i innymi ośrodkami. Został najpierw wicedyrektorem, a potem dyrektorem Instytutu Fizyki Jądrowej. Adam Strzałkowski wiele lat współpracował z Zürichem i z Darmstadtem, został dyrektorem Instytutu Fizyki UJ, a następnie prorektorem Uniwersytetu Jagiellońskiego. W międzyczasie organizował filię UJ w Katowicach. Ja przez wiele lat działałem w Cyfronocie. Od 1991 roku byłem członkiem Komitetu Nauki i Techniki. Byłem w komisji, która opracowywała program działania dla powstającego KBN-u. Byłem prodziekanem, kierownikiem studiów doktoranckich, wchodziłem w skład różnych uniwersyteckich komisji. Na koniec przez kilka lat pełniłem obowiązki dyrektora Instytutu Fizyki UJ. Każdy z nas trzech wiedział, że w pewnym momencie musimy część życia odsłużyć na kierowniczych stanowiskach. Przykładem był dla nas Henryk Niewodniczański, dzięki którego pracy my wszyscy mogliśmy uprawiać fizykę.

Dla mnie tymczasem zaczął się nowy okres współpracy z zagranicą. Na którejś konferencji zagadnął mnie profesor Pierre Macq i zaprosił do Belgii. Był tam nowoczesny, izochroniczny cyklotron, wyposażony we wspaniałe źródło jonów, o szerokim zakresie Z i A. Przywiozłem tam krakowską wielodetektorową komorę rozproszeń i rozpoczęliśmy wspólne eksperymenty. W rezultacie na półtora roku (1977–1978), zostałem wizytującym profesorem w Katolickim Uniwersytecie Louvain la Neuve. Wynikiem naszych prac były trzy publikacje, poświęcone pomiarom, wykonanym przy różnych energiach cząstek  $\alpha$ , co nie było możliwe w Krakowie. Pozwoliły one rozwiązać ostatecznie problem czynnika kształtu potencjału, jego zależność od energii oraz zagadkę ALAS.

Mieszkaliśmy, wreszcie razem z moją żoną Anną, w miasteczku Wawr pod Brukselą. Nasz syn Andrzej był już wtedy dorosły i prowadził własne życie. Mogły odwiedzać nas obie Mamy. Wolne chwile spędzaliśmy wędrując po krajach Beneluxu, pijąc dobre wino a urlop spędzaliśmy nad zatokę Biskajską.

Współpraca z grupą profesora Macq trwała kilka lat, również po powrocie do Krakowa. Jej kontynuacją stały się eksperymenty z fizyki ciężkich jonów. Najpierw były to pomiary widma mas i przekroju czynnego na fuzję. Zastosowaliśmy tutaj oryginalną, rzadko stosowaną metodę analizy widm gamma jako wskaźnika różnych kanałów reakcji.

W następnych latach nawiązałem współpracę z profesorem Heinigerdem Rebelem z *Kernforschungszentrum*, Karlsruhe, którego pierwszy raz spotkałem w 1971 roku podczas naszego z Adamem i Andrzejem „objazdu” Zachodniej Europy. Wraz z moją grupą zaczęliśmy wspólne eksperymenty na tamtejszym cyklotronie. Ostatecznie w latach 1985–1986 powtórzył się mój epizod wizytującego profesora i wyjechaliśmy z Anną do Niemiec. Badenia Wirtembergia jest miłym *Landem*. Niezłe wino, Schwart-

zwałd i Alpy pod bokiem. Dobre miejsce do zapraszania wnuków.

Podobną metodą, analizy widm gamma, wyznaczyliśmy w Karlsruhe widmo mas z reakcji  ${}^6\text{Li} + {}^{40}\text{Ca}$  przy energii 156 MeV. Znaleźliśmy jądra z obszaru liczb masowych,  $A \approx 23$ , skąd powstała sugestia, że widzimy reakcję rozszczepienia (*fission*). Zależności energetyczne sugerowały, że wykluczony jest łańcuch wyparowań. Zdziwienie pochodziło stąd, że tzw. parametr *fissility*, który decyduje o możliwości rozszczepienia pod wpływem sił kulombowskich, wynosił tutaj 0,25, zbyt mało by przekroczyć tzw. punkt Businaro–Gallone ( $\approx 0,4$ ), powyżej którego zachodzi *fission*. Postanowiliśmy to lepiej zbadać.

I tutaj muszę wspomnieć o kolejnym rozdziale żywota „wędrującego fizyka”, rozdziale amerykańskim. Podczas krótkiej wizyty w Kopenhadze poznałem profesora N. S. Walla z Maryland University, który podobnie jak my, interesował się problemem cząstek  $\alpha$ . Nawiasem mówiąc, Sandy Wall wizytując nas później w Krakowie ofiarował mi półprzewodnikowy detektor krzemowy, pierwszy jaki pojawił się w Bronowicach. Przypadliśmy sobie do gustu i nawiązała się przyjaźń. Otrzymałem z Sandy Wallem grant z *US National Science Foundation* i zaczęliśmy budować w Bronowicach dużą, 1,5-metrowej średnicy, komorę rozproszeń, która miała być użyta dla wspólnych eksperymentów na izochronicznym cyklotronie w Maryland University. Sandy Wall spędził kilka miesięcy pracując ze mną w Louvain la Neuve.

Po przedwczesnej śmierci Sandy Walla i zamknięciu tamtejszego cyklotronu, urwała się współpraca z University of Maryland. Wybudowana dla Walla w Krakowie komora rozproszeń na prośbę R. G. Stokstada, szefa grupy reakcji jądrowych w Lawrence Berkeley Laboratory, powędrowała do Kalifornii. Została przyjęta z radością (i szampanem). Po jej zainstalowaniu podczas wielu kilkutygodniowych wyjazdów (częściowo razem z Anną) zaczęliśmy prowadzić badania na tamtejszym, znakomitym cyklotronie. Tuż po stanie wojennym, gdy USA zerwała chwilowo stosunki z PRL-em, aby dostać się do Kalifornii musiałem lecieć do Stanów przez Moskwę i Montreal.

Przeprowadziliśmy koincydencyjne pomiary dla trzech reakcji:  ${}^{12}\text{C} + {}^{40}\text{Ca}$  (74–186 MeV),  ${}^9\text{Be} + {}^{40}\text{Ca}$  (141 MeV),  ${}^6\text{Li} + {}^{40}\text{Ca}$  (153 MeV). Tak, po raz pierwszy wykryliśmy reakcje *fission* lekkich jąder:  ${}^{52}\text{Fe}^*$ ,  ${}^{49}\text{Cr}^*$ ,  ${}^{46}\text{Va}^*$ . Uzupełnieniem były pomiary wykonane w Louvain la Neuve:  ${}^{32}\text{S} + {}^{12}\text{C} \rightarrow {}^{44}\text{Ti}^* \rightarrow \text{fission}$ ;  ${}^{32}\text{S} + {}^{24}\text{Mg} \rightarrow {}^{56}\text{Ni}^* \rightarrow \text{fission}$ ;  ${}^{16}\text{O} + {}^{40}\text{Ca} \rightarrow {}^{56}\text{Ni}^* \rightarrow \text{cząstka } \alpha \rightarrow \text{fission}$ ; wszystkie przy 280 MeV.

Na zakończenie tych badań pojechałem do Lawrence Livermore National Laboratory, aby wykonać obliczenia barier na *fission* dla lekkich jąder. Tam mieli najszybsze na świecie komputery. Zrobiliśmy obliczenia za pomocą *rotating liquid drop model* oraz *rotating finite range model* Sierka i pokazaliśmy, że rzeczywiście jest to rozszczepienie, tak jak postulowaliśmy. Wykazaliśmy (K. Grotowski,

R. Płaneta, M. Blann, T. Komoto, Phys. Rev. C), że to rozszczepienie jest wywołane siłami centryfugalnymi, a nie siłami kulombowskimi, jak w normalnym rozszczepieniu. W zderzeniach peryferyjnych jądro rozkręca się do takich prędkości kątowych, że następuje rozerwanie. Zmierzone przez nas energie kinetyczne fragmentów rozszczepienia dają istotny wkład do tzw. systematyki V. E. Viola’i. Istotne dlatego, że są to najniższe energie zmieniające charakter tej systematyki. Uzupełnieniem tych prac były nasze obliczenia (J. Błocki, R. Płaneta, J. Brzychczyk, K. Grotowski, Z. Phys. A), poświęcone dynamice reakcji fuzja-rozszczepienie, wykonane za pomocą modelu koalescencji i reseparacji.

*The Lawrence Livermore National Laboratory jest przecież miejscem gdzie konstruuje się bomby atomowe. Jak można było tam wpuścić fizyka z komunistycznego kraju?*

Wpuścili mnie do specjalnego budynku, za ogrodzeniem, dla takich jak ja „cudzoziemców”. Nie miałem bezpośredniego dostępu do komputera. Do tego celu Marshal Blann wyznaczył T. Komoto, bardzo miłego Amerykanina japońskiego pochodzenia. Mówiłem mu co i jak, on wczytywał dane do komputera i przynosił wyniki. Komoto był synem Japończyka, który od lat mieszkał w Stanach Zjednoczonych i gdy wybuchła wojna japońsko-amerykańska w 1941 r. został internowany. „Mieszkałem” za płotem, ale razem ze wszystkimi pracownikami LLNL chodziłem na obiad i basen kąpielowy. W książce telefonicznej laboratorium na pierwszym miejscu figurował Edward Teller, „ojciec” amerykańskiej bomby wodorowej, który wtedy jeszcze żył. Dodatkową przyjemnością pobytu w Livermore był wypad moim wynajętym samochodem do Yosemite Valley. Jechałem przez przełęcz, na której zainstalowano 6000 wiatraków elektrowni wiatrowej. Była to pozostałość po kryzysie energetycznym. Częściowo działały, częściowo nie, z uwagi na uszkodzenia i koszty naprawy.

*Czy te prace zakończyły Pańskie eksperymenty z ciężkimi jonami?*

Oczywiście, nie. W *Kernforschungszentrum* Karlsruhe zaczęliśmy zajmować się emisją cząstek o pośrednich masach. O ich istnieniu zaczęto więcej mówić, gdy udoskonalono metody pomiaru masy i ładunku cząstek. Moim partnerem był tutaj Heinigerd Rebel.

Osobnym zagadnieniem okazała się być dyssypacja energii w reakcjach z ciężkimi jonami. Można ją wyznaczyć przez pomiar tzw. *missing momentum* – brakującego pędu. W tym celu, zaproszeni przez profesora R. H. Siemssena (zagranicznego członka PAU), wykonaliśmy w *Kernfysisch Versneller Instituut* w Groningen pomiary dla kilku reakcji. Mierziliśmy korelacje kątowe fragmentów rozszczepienia, które wskazały na główny udział sekwencyjnego rozpadu pocisko-podobnego fragmentu. Tutaj też wykrywaliśmy emisję cząstek o średnich masach.

We wszystkich tych pracach staraliśmy się znaleźć mechanizm i zastosować model, który opisywałby obserwowane zjawiska. Zaczęliśmy od modelu A. J. Cole'a, Walijczyka, który zrobił doktorat w Birmingham kilka lat po moim tam pobycie, a potem na stałe wyjechał do Grenoble. W modelu Cole'a zakłada się zderzenie peryferyjnych części dwóch ciężkich jonów. Zachodzi wówczas cała seria zderzeń nukleon-nukleon, w których niektóre z nich przechodzą do jądra tarczy, inne do jądra pocisku lub są emitowane na zewnątrz. Zachodzi przy tym dyssypacja początkowej energii (tzw. dyssypacja dwuciałowa) oraz wzbudzenie pozostałości pocisku i jądra tarczy, które następnie oziębiają się przez wyparowywanie nukleonów, cząstek lekkich i o pośrednich masach. Model Cole'a był stopniowo przez nas udoskonalany.

Inny mechanizm dyssypacji energii (tzw. dyssypację jednocielową) zaproponował profesor Władysław Świątecki, fizyk polskiego pochodzenia mieszkający na stałe w Kalifornii, członek zagraniczny PAU. Tutaj nukleony są wymieniane pomiędzy uczestnikami zderzenia i oddziałując ze ścianami układu, tracą energię.

Najwyższym stopniem wtajemniczenia w badaniu reakcji ciężkich jonów są pomiary w geometrii  $4\pi$ , w których zlicza się jednocześnie cząstki emitowane we wszystkich kierunkach. Do tego potrzebne są setki detektorów. W takich eksperymentach, oprócz znanych poprzednio dwóch źródeł cząstek, gorących jąder pocisku i tarczy wykryto tzw. „środkowe” źródło, identyfikowane z obszarem pokrywania się partnerów zderzenia. My pierwszy taki eksperyment wykonaliśmy w IRN Grenoble za pomocą detektora  $4\pi$  AMPHORA. Projekt ten finansowany był przez francuską agencję IN2P3. Ja byłem jego inicjatorem i kierownikiem ze strony polskiej, a kierownikiem ze strony francuskiej był dr A. John Cole. Dla ułatwienia detekcji cząstek ze „środkowego” źródła wyposażyliśmy AMPHORE w dodatkowe dwa pierścienie, skonstruowanych w Instytucie Fizyki UJ komór jonizacyjnych, o nietypowym kształcie. Wykonaliśmy eksperyment:  $^{40}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$  i  $^{40}\text{Ca} + ^{197}\text{Au}$ , przy energii 35 MeV/u, ze statystyką około dziesięć razy większą, niż w innych podobnych eksperymentach na świecie. Opracowaliśmy selektor parametru zderzenia oraz metodę „rekonstrukcji”, czyli określenia masy pocisku-podobnego fragmentu. Może ona być albo mniejsza, albo większa od masy pierwotnego pocisku w zależności od tego, w którą stronę przechodzą nukleony w zderzeniu. Jest to bardzo gorący układ, który podlega multifragmentacji, czyli rozpadowi na wiele fragmentów. Wykazaliśmy również obecność źródła cząstek o pośredniej prędkości i opracowaliśmy metodę jego „rekonstrukcji”.

Wyniki tej serii eksperymentów zostały z sukcesem opisane przez stochastyczny, dwustopniowy model, zaproponowany przez dra Zbigniewa Sosina, który uwzględnia jedno- i dwuciałową dyssypację energii, oraz wpływ gę-

stości stanów, czyli entropii na przebieg reakcji. Te nasze wyniki zostały opisane w ośmiu publikacjach.

Badane przez nas reakcje są zderzeniami przy GeV-owych energiach pocisku. Powstają w nich układy o bardzo wysokiej temperaturze. Dochodzimy do obszaru zarówno temperatury, jak i gęstości, gdzie może nastąpić przejście fazowe materii jądrowej. Bez przejścia fazowego powinniśmy obserwować sekwencyjną multifragmentację gorącego układu. Natomiast dowodem przejścia fazowego jest multifragmentacja jednoczesna. Mój ówczesny doktorant W. Gawlikowicz pokazał, jak można odróżnić tę jednoczesną multifragmentację od sekwencyjnej. To jest już przejście do termodynamiki jądrowej, jednego z najbardziej fascynujących działów fizyki i ma konsekwencje astrofizyczne.

Podobny eksperyment, również w geometrii  $4\pi$ , wykonaliśmy w latach 1998–2002, przy użyciu akceleratora w Michigan State University (MSU). Po kilkudziesięciu latach, które upłynęły od naszej pierwszej – z Henrykiem Niewodniczańskim i Adamem Strzałkowskim – podróży po Stanach Zjednoczonych, z przyjemnością wróciłem do *East Lansing*. Ze strony amerykańskiej kierownikiem tego, finansowanego przez *US National Science Foundation* projektu, był profesor Udo Schröder z Uniwersytetu Rochester.

*Jakie są przewidywane kierunki rozwoju w fizyce gorącej materii jądrowej?*

W pierwszych chwilach Wszechświata oczekiwane są różnego typu przejścia fazowe. Gorące kropelki materii jądrowej są jedynymi dostępnymi obiektami, gdzie można te zjawiska obserwować. Jest to bardzo trudne zagadnienie, bo przejścia fazowe dotyczą nieskończonej materii, a nie skończonych jąder atomowych. Przez pewien czas wydawało się, że odkryto przejście fazowe pierwszego rodzaju, przejście, które codziennie obserwujemy gotując wodę w czajniku. Istnieją metody pomiaru temperatury jądra atomowego. W pewnym zakresie energii zderzeń temperatura badanego układu jądrowego była niemal stała (jak właśnie w czajniku!). Niestety, okazało się, że nie ma to nic wspólnego z przejściem fazowym, lecz z faktem, że dla jądra atomowego istnieje pewna najwyższa temperatura, jaką jądro może wytrzymać. Dla wyższej, rozlatuje się. Przejść fazowych poszukuje się również w fizyce cząstek elementarnych, a kryjąca się za tym termodynamika jest podobna. Powyższe problemy były tematem mojego wykładu na jednej z Mazurskich Szkół Fizyki Jądrowej.

*Czy dla uprawiania fizyki jądrowej można zawędrować w Himalaje?*

Tak było w moim przypadku. Ale najpierw muszę Pani opowiedzieć o Marcinie M. Wójciku, powszechnie znanym jako Marian, obecnym profesorsze UJ. W latach 1973–1977 Marian Wójcik robił u mnie doktorat. Interesował się wówczas pomiarami niskich aktywności i ograni-

czaniem tła. Zbudował wspaniałą aparaturę do pomiaru niskiej aktywności  $\beta$ . Łatwo jest zmierzyć niskie aktywności  $\alpha$ , bo cząstki  $\alpha$  mają określone energie, więc łatwo je odróżnić od tła. Promieniowanie  $\beta$  ma natomiast widmo ciągle, wobec tego Marian zbudował układ czterech detektorów krzemowych. Dwa wykrywały aktywność  $\beta$ , a dwa z zewnątrz stanowiły osłonę antykoincydencyjną. Wszystko było umieszczone w kulistym zbiorniku z rtęcią dla obniżenia tła naturalnej promieniotwórczości. Osiągnął tutaj światowy poziom. Mógł mierzyć najniższe aktywności  $\beta$ . Pan profesor Marian Wójcik zajmuje się obecnie astronomią neutrin wysyłanych przez Słońce. Jest jednym z uznanych specjalistów. Brał udział w eksperymencie GALEX, a obecnie w eksperymencie BOREXINO i eksperymencie dla wyznaczenia masy neutrina przez podwójny rozpad  $\beta$ . Wszystko to odbywa się w tunelu pod masywem Gran Sasso nieopodal Rzymu. Marian współpracuje z doskonałymi europejskimi ośrodkami, a ja jestem dumny, że te badania neutrinowe zostały zainicjowane w moim Zakładzie, i że są nadal prowadzone.

O aparaturze Mariana Wójcika do pomiaru niskich aktywności dowiedział się, wówczas docent, a dzisiaj profesor, Zbigniew Jaworowski z Centralnego Laboratorium Ochrony Radiologicznej w Warszawie. Jaworowski we współpracy z Amerykańską Agencją Ochrony Środowiska zajął się programem pomiaru globalnych zanieczyszczeń Ziemi i zmian tych globalnych zanieczyszczeń w czasie. Do tych celów zakupił jeden egzemplarz aparatury Mariana Wójcika.

Pamięć o zanieczyszczeniach Ziemi zachowana jest w kolejnych warstwach lodowca, gdzie te zanieczyszczenia są odkładane. Chronologiczne przyporządkowanie warstw skały czasowej możliwe jest tylko w akumulacyjnym rejonie lodowca, tj. tam gdzie pada śnieg i zamienia się w lód. Stamtąd trzeba pobierać próbki. Natomiast, gdy lodowiec przelewa się przez jakiś próg, następuje tam tzw. zjawisko regelacji i poszczególne warstwy mieszają się z sobą.

Brałem udział w dwóch ekspedycjach pobierających próbki w szczelinach lodowców. Jednej w nepalskich Himalajach, a drugiej w Alpach. Jaworowski zorganizował takie ekspedycje również na Alaskę, w Andy, do Norwegii, na Spitsbergen i Antarktydę. Nasza wyprawa w Himalaje w 1973 roku wyruszyła ciężarowym samochodem z Krakowa, spod mojego domu. Tak dotarliśmy do Katmandu, 10 000 kilometrów przez Jugosławię, Bułgarię, Turcję, Iran, Afganistan, Pakistan, Indie i Nepal. Widywaliśmy sceny jak z czasów opisywanych w Biblii. Wieśniacy orzący sochą i wołami ziemię, rzucający ziarno na wiatr, by oddzielić plewy. W Afganistanie, wędrujące z wielbłędami i osłami, uzbrojone plemiona nomadów. Było to tuż przed sowiecką inwazją. Nocowaliśmy gdzieś w Kabulu, przy samochodzie z napisem „Polish-American Himalaya Expedition”. Podszedł do nas Rosjanin, lekarz z grupy tzw. rosyjskich specjalistów. Pewnie takich, którzy przy-

gotowywali operacje wojskowe. Poprosił mnie o środki opatrunkowe. Prawdopodobnie przeczuwał, że coś wiśi w powietrzu. Nasz sanitariusz dał im jakieś bandażę i trochę jodyny.



Wyprawa w Himalaje

*Czemu na samochodzie był napis: Polish-American...?*

Bardzo proste. Potrzebne na ekspedycję dolary dostaliśmy z USA. Było to bardzo ważne w tamtych czasach. Mieliśmy też z sobą Amerykanina, Donalda Oakleya, który dołączył do nas w Indiach.

Z Katmandu poleciliśmy małymi samolotami do doliny Lang Tang, u podnóża ośmiotysięcznika Shisha Pangma, na granicy Tybetu. Stamtąd, po wynajęciu karawany tragarzy i kilkudniowym marszu, znaleźliśmy odpowiedni rejon akumulacji lodowca, który w Himalajach leży na wysokości pomiędzy 5 a 6 tysięcy metrów. Na tej wysokości ciśnienie spada poniżej połowy ciśnienia atmosferycznego na poziomie morza. Poza trudnościami z ugotowaniem herbaty, niektóre osoby miewają na tej wysokości pewne trudności z oddychaniem, zwłaszcza w nocy. Tak było z naszym Donaldem, który nie miał treningu wysokogórskiego. Mieliśmy dwóch Szerpów, wyszkolonych, wyższej klasy przewodników. Byli analfabetami. Umowę o pracę podpisali krzyżykami, ale świetnie mówili po angielsku. Oprócz nich mieliśmy oficera łącznikowego, którym był młody człowiek arystokratycznego rodu, w dodatku lokalnie wykształcony fizyk. Nepalczycy wiedzieli, że to była wyprawa naukowa i po prostu chcieli wiedzieć, co my robimy w Himalajach. Tragarze, zarówno mężczyźni jak kobiety, nieśli bagaże w bębnach, ale tylko do granicy wiecznego śniegu. Potem my, z Szerpami, przejęliśmy ich obowiązki. Dzięki temu wysiłkowi fizycznemu byliśmy lepiej zaaklimatyzowani. Na lodowcu, przy granicy tybetańskiej, siedzieliśmy około dwóch tygodni. Zjeżdżaliśmy do szczelin i pobieraliśmy próbki lodu, które były topione, aby następnie odsączyć osad zanieczyszczenia.

Próbki te zostały przewiezione do Polski, gdzie odbyła się cała analiza w laboratorium profesora Jaworowskiego. Okazało się że zawierają one izotop ołowiu  $^{210}\text{Pb}$  i że

w latach sześćdziesiątych pojawiło się go w atmosferze anormalnie dużo. Określenie sekwencji czasowych, które może sięgać początków XX wieku, jest niekiedy wieloznaczne. Mieliśmy jednak dokładne, amerykańskie tablice wszystkich prób z bombami atomowymi. Wszystkie zostawiły ślad w warstwach lodowca, w odpowiedniej sekwencji czasowej. Tym sposobem mogliśmy uściślić skalę czasu. Nasze wyniki były zgodne z pomiarami wykonywanymi przez inne zespoły. Podejrzewano wpływ wybuchów jądrowych.

I tu zaczyna się historia, młodego wówczas człowieka, Krzysztofa Kwiatkowskiego. Zrobił u mnie magisterium. Był bardzo zdolnym studentem i wysłałem go do Sandy Walla, aby u niego zrobił doktorat. Krzysztof poznał tam bardzo miłą Chinkę z Malezji, również doktorantkę, którą zresztą i ja spotkałem podczas moich wizyt w USA. Krzysztof był tam kilka lat, zrobił doktorat i wrócił, ale nic mi nie powiedział, że zostawił tam swoją dziewczynę. Po jego powrocie były z nim różne zabawne historie. Najpierw sprawa doktoratu, którego nie chcieli uznać w dziale personalnym uniwersytetu. Prorektor UJ zażądał, aby ambasada polska w Waszyngtonie potwierdziła, iż Maryland University jest prawdziwym uniwersytetem! Nie zdawał sobie sprawy, że chodzi o największy Uniwersytet stolicy USA. Będąc więc w Waszyngtonie poszedłem do polskiej ambasady, gdzie zaśmiali się i poprzybijali na dyplomie Krzysztofa wspaniałe pieczęcie. Przywiozłem go w tubie do Krakowa, ale Krzysztof musiał jeszcze wypełnić kwestionariusz osobowy, niezbędny do zatrudnienia na UJ. Na pytanie o znajomość języków obcych, napisał: angielski i chiński. Pani personalna uważała to za drwinę, poskarżyła się panu prorektorowi, który natychmiast wezwał Krzysztofa na przesłuchanie. Przewidując kłopoty, postanowiłem mu towarzyszyć. Pan prorektor naburmuszył się i powiedział: „Pan tu napisał, że zna język chiński. To kpina.” A Krzysztof cichutko odpowiedział: „tylko dialekt kantoński.” Nie mogłem powstrzymać wesołości i aby rozładować napięcie włączyłem się do rozmowy: „Panie Rektorze, dr Kwiatkowski może Panu napisać na tablicy kilka chińskich znaków. To jego hobby.” W swojej naiwności nie przypuszczałem, że Krzysztof uczył się chińskiego – oczywiście ze względu na swą przyszłą żonę.

Po powrocie z Himalajów zaproponowałem Krzysztofowi, że policzymy bombę wodorową. Zbudowaliśmy tę bombę na papierze tak, jak niegdyś chciał to zrobić Edward Teller. W środku był wodorek litu, a wokół zapalniki z bomb atomowych oraz płaszcz ołowiowy, aby utrzymać układ w całości przez krótką chwilę. Dzisiaj wiemy, że polski matematyk Stanisław Ulam pokazał Tellerowi, że w takim układzie strumień gorąca zniszczy termicznie większość układu, zanim w całej pełni rozwinie się reakcja termojądrowa. Zamiast tego zaproponował układ „zapalnik” – zapalnik obok wodorku litu. Reakcję termojądrową zapalają promienie X. Nawiasem mówiąc, potem się okazało, że w ZSRR były dwa ośrodki. Jeden,

w którym pracował Sacharow, ojciec sowieckiej bomby wodorowej, który też wpadł na pomysł „zapalnik”, i drugi, gdzie zbudowali bombę, tak jak proponował Teller i jak my to potem liczyliśmy z Krzysztofem. Była to wyjątkowo „brudna” bomba, w której tylko częściowo zapalały się reakcje termojądrowe. My policzyliśmy wszystko, zakładając, że dochodzi do eksplozji wodorowej. I wyszło, że w dużych ilościach będzie produkowany  $^{210}\text{Pb}$ .

Krzysztof koniecznie chciał jeszcze raz pojechać do Stanów, ale nie dawali mu paszportu. Wtedy napisałem mu list rekomendacyjny do biura paszportowego, czyli na UB. Krzysztof dostał paszport, wyjechał, ożenił się i nie wrócił do kraju. Pracuje do dzisiaj w Los Alamos. Cieszę się z jego naukowych dokonań. A tymczasem ja tu miałem potworną, telefoniczną awanturę od jakiegoś pułkownika z biura paszportowego. Wysłuchałem wszystkiego i powiedziałem mu: „proszę pana, i co my na to poradzimy? Ani pan, ani ja nic nie możemy zrobić”. Strzelił słuchawką, i na tym się skończyło. Mówiąc o tamtych trudnościach należy pamiętać, że działo się to w czasach Polski Ludowej.

*A skąd  $^{210}\text{Pb}$  w Himalajach?*

Oczywiście, z bomb wodorowych. Był okres około 1960 roku, kiedy Sowieci detonowali na próbę szereg „brudnych” bomb wodorowych. Przypuszczam, że normalne bomby wodorowe też produkowały trochę  $^{210}\text{Pb}$ , bo z czego lepiej zrobić przegrody, niż z ołowiu?

*Czy Indie i Nepal nie były fascynujące? Takie były wrażenia Pańskiego brata Jerzego.*

Były rzeczywiście fascynujące. Zwiedzaliśmy różne świątynie. Byliśmy w Varanasi (Benares) i widzieliśmy palenie zwłok nad Gangesem. Bardzo interesujący był Nepal. Pod wieloma względami bardziej fascynujący niż Indie. Spotykaliśmy tam mnichów buddyjskich, uciekinierów z Tybetu. Po zakończeniu ekspedycji wybrałem się poza Katmandu do zespołu świątyń, gdzie samotnie spędziłem cały dzień. Jest tam jedna, większa świątynia o charakterystycznym kształcie, tzw. tulpa, a wokół stoi kilka znacznie mniejszych, potem jeszcze mniejsze – wszystkie w tym samym zewnętrznym kształcie. Gala egzotycznej roślinności i całe stada buszujących małp. Akurat nad rzeką – wszędzie są święte rzeki, nie tylko Ganges – pogrzeb, który obserwowałem z ukrycia. Tylko mężczyźni brali w tym udział. Grały cymbały, był stos, zwłoki paliły się, potem wrzucili popioły do rzeki.

*Fizyka jądrowa – broń atomowa. Czy ten związek nie utrudniał czasem życia?*

Ma Pani rację. Pierwszy raz odczułem to w Leningradzie. W Instytucie Joffego, gdzie pracowałem, obowiązywały bardzo surowe przepisy. Nie było wolno wynosić żadnych notatek, aby popracować w domu. Byliśmy kontrolowani. W hotelu w którym mieszkałem, na każdym

korytarzu siedziała pokojówka tzw. „etażnaja”, która zapisywała w zeszycie, o której godzinie wychodzę, a o której wracam. Zresztą właśnie jej dawałem moje koszule do prania.

Kontrolowani byliśmy zapewne również w innych krajach, tylko o tym nie wiedzieliśmy. Np. w naszej podróży samochodem w poprzek USA, z Henrykiem Niewodniczańskim i Adamem Strzałkowskim, były notowane nasze godziny przyjazdu i odjazdu z poszczególnych ośrodków, jak nam po latach powiedzieli nasi przyjaciele.

Zabawną historię przeżyłem podczas mojego pobytu w Birmingham. Dostałem pilną prośbę od Adama Strzałkowskiego, abym przysłał do Krakowa wyniki wykonywanych tam pomiarów, które zabrałem z sobą, by policzyc błędy. Była to mała tabela kilku cyfr. Poszedłem na pocztę, żeby nadać telegram. Urzędnik popatrzył i powiedział: *sorry sir*, takiego telegramu przyjąć nie mogę. Poszedłem do domu, do wynajmowanego u Angielki pokoju. Niebawem zjawił się u mnie urzędnik pocztowy i powiedział, że mogę nadać telegram, co zrobiłem siedząc u siebie. Zapłaciłem i urzędnik ulotnił się. Zachodziłem w głowę skąd on wiedział jaki jest mój adres. Prawdopodobnie skontaktował się z odpowiednimi służbami, gdzie zrugano go, że wypuścił taki telegram z ręki. Dalsza część zabawy odbyła się w Krakowie, gdzie wyciągnięto Adama z łóżka, kazano przyjechać do Instytutu i odebrać telegram. Należy przypuszczać, że służby wywiadu w Anglii i w Polsce usiłowały odszyfrować go.

*Na początku naszej rozmowy powiedział mi Pan, że fizyka jest wspaniałą przygodą.*

Fizyka jest wspaniałą przygodą. Zawsze odczuwaliśmy, że w jakimś sensie jesteśmy „narodem wybranym”, bo mamy wielką przyjemność intelektualną. Bardzo miło, jeśli wymyślony przez nas model dobrze opisuje zjawiska, ale zaproponowanie i wykonanie, często skomplikowanego eksperymentu, jest nie mniejszą przyjemnością. A przy okazji wędrowanie. Nasze podróże po Europie, po Ameryce, moja podróż do Indii i w Himalaje. Co więcej, fizycy są międzynarodową społecznością. Być może, w sumie, mam więcej przyjaciół za granicą niż w Polsce. I to z całego okresu mojej pracy w fizyce. Od mojego pierwszego wyjazdu do Leningradu, pół wieku temu, i wyjazdu do Birmingham, 4 lata później. Dla fizyka podróżowanie jest koniecznością. Tak było zawsze. Kopernik też wędrował. Robi się to dla poznania nowych idei.

*Jak wygląda życie fizyka, profesora na emeryturze?*

Działem w Polskiej Akademii Umiejętności, gdzie kieruję Komisją Astrofizyki. Miło jest zajmować się sprawami odrodzonej, po komunistycznych latach, Polskiej Akademii Umiejętności. Jej zadaniem były zawsze: wyty-

czanie nowych dróg w nauce i kulturze, wyrażanie opinii, podejmowanie inicjatyw.

Astrofizyka jest w tej chwili, moim zdaniem, jedną z najciekawszych nauk, pełną nierozwiązanych problemów, jak np. zagadka ciemnej materii i ciemnej energii, czy mechanizm kosmicznej inflacji i jej konsekwencje dla narodzin Wszechświata. Uzbrojona w coraz bardziej wyrafinowane narzędzia obserwacyjne, astronomia stawia fizyce coraz bardziej kłopotliwe pytania. Na drodze rozwoju fizyki, zawsze pojawiały się kryzysy i rewolucje. Na przykład na przełomie XIX i XX wieku zanim pojawiła się teoria względności i mechanika kwantowa. Królowała wówczas wyrafinowana fizyka klasyczna. Trudno uwierzyć, ale przez blisko 40 lat XX wieku, nie wiadomo, dlaczego gwiazdy świecą. Wymyślano przeróżne, mniej lub bardziej sensowne teorie. Niewątpliwie astrofizyka stoi obecnie przed podobnym kryzysem.

*Państwa posiadłość jest położona na odludziu, pięknie zanurzona w przyrodzie. Czy kontakt z naturą jest dla Pana czymś ważnym?*



Wizyta Klubu Grotolazów w Tarnawie. Od lewej J. Tomaszewski (chemik), W. Danowski (geolog), R. Gradziński (geolog), W. Starzecki (biolog), W. Szymczakowski (biolog), A. Budzanowski (fizyk), K. Grotowski (fizyk), W. Maczek (biolog), M. Kuczyński (pisarz i podróżnik), L. Dzięgieł (etnograf)

Każdy wiek ma swoje przyjemności. Całe życie lubiliśmy, z moją żoną Anną, biwakować w ładnych, raczej odludnych miejscach. Nasz dom w Tarnawie, na pagórku, otoczony zagajnikiem, jest takim właśnie dobrym miejscem do obozowania. Mamy w naszym „obozowisku” blisko trzy tysiące książek. Odwiedzają nas znajomi i przyjaciele. Wspinaczki i speleologię zastąpiło kilka lat temu żeglarstwo, częsta „emerytura” taterników. Najczęściej są to Jeziora Mazurskie. Ale wyprawiliśmy się też na Bałtyk, w rejon pomiędzy Szwecją, a Finlandią, a kilka lat później przepłynęliśmy naszą małą, sześciometrową łodzią, z Pireusu na wyspę Thira (Santorini), i z powrotem.

*Dziękuję za miłą rozmowę.*





Naukowe drzewo genealogiczne: dzieci, czyli 21 wypromowanych doktorów, w tym czworo profesorów (Roman Planeta, Lidia Morawska, Marian Wójcik, Zbigniew Majka), dwóch doktorów habilitowanych oraz plejada wnuków

---

### III Festiwal Szkolnych Kół Fizycznych w Łodzi

Stanisław Bednarek • Wydział Fizyki i Informatyki Stosowanej, Uniwersytet Łódzki

Jednym z przedsięwzięć, podejmowanych na Wydziale Fizyki i Informatyki Stosowanej UŁ, celem ponoszenia poziomu nauczania fizyki, są Festiwale Szkolnych Kół Fizycznych. W dniu 15 czerwca 2012 r. odbył się trzeci już festiwal, zorganizowany przez pracowników Katedry Modelowania Procesów Nauczania, którą kieruje prof. dr hab. Tadeusz Wibig. W spotkaniu uczestniczyło ponad 150 uczniów wraz z opiekunami i zaprezentowało się kilkanaście kół fizycznych z Łodzi oraz regionu łódzkiego. Na program festiwalu złożyły się, m. in.: prezentacje plenarne, sesja plakatowa, wykład prof. Tadeusza Wibiga, pokazy na świeżym powietrzu. Prezentacjom plenarnym oraz sesji plakatowej przewodniczył mgr Paweł Barczyński. Podczas prezentacji kilkusobowe zespoły uczniów opowiedziały o swoich osiągnięciach w ostatnim roku działalności. Zademonstrowano doświadczenia oraz zbudowane modele. Zapewne największą atrakcją festiwalu był Solarek – pojazd rowerowy napędzany energią elektryczną, wytwarzaną przez ogniwa słoneczne, zamontowane na jego dachu. Pojazd ten zbudowali uczniowie ze Szkolnego Koła Fizycznego *Fizykomania*, działającego w łódzkim Gimnazjum nr 8, pod kierunkiem mgr. Andrzeja Rychtelskiego. Uczniowie z tego koła przedstawili również wyniki badań niezwykłego termogeneratora, używanego w latach pięćdziesiątych XX w., na niezelektrofikowanych obszarach zamiast baterii anodowych do zasilania odbiorników radiowych, oraz wyniki pomiarów mocy i sprawności zbudowanych przez siebie modeli turbin wiatrowych.

Wykorzystaniu energii wiatru dotyczyła też prezentacja Szkolnego Koła Fizycznego *Świetliki* z Gimnazjum im. św. Faustyny Kowalskiej ze Świnic Wareckich. Opiekunem koła jest mgr Andrzej Kęska. Uczniowie mówili o historycznych wiatrakach i pokazali fotografie współczesnych elektrowni wiatrowych. Opowiedzieli też o swoich zmaganiach podczas budowy modeli zgłoszonych do nieustającego konkursu na najsprawniejszą turbinę wiatrową.

Warto tu dodać, że w Katedrze Modelowania Procesów Nauczana dobiega końca realizacja oryginalnego projektu edukacyjnego, którego celem jest zdalne przeprowadzanie eksperymentów z aerodynamiki. Budowany pod kierunkiem prof. Tadeusza Wibiga, Edukacyjny Tunel Aerodynamiczny ETAR pozwoli za pośrednictwem internetu wykonywać doświadczenia wszystkim zainteresowanym

z dowolnego miejsca. (Szczegóły dostępne są pod adresem: [http://www.wfis.uni.lodz.pl/ptf/strona\\_KMPN/tunel.htm](http://www.wfis.uni.lodz.pl/ptf/strona_KMPN/tunel.htm)). Tunel posłużył już do badań rozstrzygających dwie edycje konkursu na skonstruowanie turbiny wiatrowej o największej sprawności, przy ograniczonych rozmiarach i szybkości przepływu. Trzecia edycja konkursu jest w toku.

Prezentacja Szkolnego Koła Fizycznego *Bazyli* z Gimnazjum w Zapolicach raz jeszcze przekonała, że prawa fizyki mają charakter uniwersalny i warto je wykorzystać podczas meczów piłkarskich. Członkowie koła zajęli się analizą toru lotu „podkręcanej” piłki futbolowej, podczas którego wykorzystywany jest efekt Magnusa. Uczniowie nie poprzestali na teorii – każdy uczestnik festiwalu mógł wykonać doświadczenie modelowe przy pomocy piłeczek pingpongowych, rzucanych do pomniejszonych bramek. Opiekunem uczniów z koła *Bazyli* jest mgr Grzegorz Czachorowski.

W festiwalu debiutowało Szkolne Koło Fizyczne, zorganizowane w Samorządowym Liceum Ogólnokształcącym w Zgierzu przez mgr. Ireneusza Jakubowskiego. Jego członkowie wyjaśnili budowę i zasadę działania radioteleskopów. Pod kierunkiem opiekuna zbudowali również, sprzężony z komputerem, detektor do wykrywania mionów.

Z prezentacją wystąpili uczniowie I Liceum Ogólnokształcącego im. Bolesława Chrobrego w Piotrkowie Trybunalskim, działający pod opieką mgr Agnieszki Maszczyk. Głównym tematem ich pokazów była zasada wytwarzania dźwięku w rurofonie – oryginalnym instrumencie muzycznym, zbudowanym z plastikowych rur do instalacji wodociągowych.

W sesji posterowej, uczniowie z kilkunastu kół fizycznych, oprócz plakatów pokazali przyrządy własnej konstrukcji. Jednym z ciekawszych przyrządów był generator Van de Graffa, wytwarzający napięcie ok. 5 MV. Zaprezentowano też modele turbin wiatrowych o oryginalnych rozwiązaniach konstrukcyjnych. Uczniowie zajęli się też przyczynami wytwarzania siły nośnej samolotu i wyjaśnianiem podstaw teorii względności, a nawet poszukiwaniem związku osiągnięć Alberta Einsteina ze szczegółami budowy jego mózgu.

Prof. Tadeusz Wibig wygłosił wykład, którego motywem przewodnim było występowanie struktury ściętego dwudziestościanu w obiektach o bardzo różnej wielkości –

począwszy od fulerenu poprzez piłkę futbolową, a skończywszy na rozmieszczeniu źródeł promieniowania mikrofalowego w całym Wszechświecie.

Popołudniowa sesja festiwalu rozpoczęła się przed gmachem Wydziału Fizyki i Informatyki Stosowanej. Tutaj uczniowie oddali serię strzałów armatnich – cichych i całkowicie bezpiecznych, bo pociskami były młode ziemiaki, wylatujące z plastikowych rur, a materiałem wybuchowym kropla denaturatu.

Emocjonujący moment związany był z rozstrzygnięciem quizu i konkursu na najsprawniejszą turbinę wiatrową. Potrzebna była dogrywka, polegająca na odgadnięciu liczby mionów, zarejestrowanych przez detektor towarzyszący festiwalowi. Zwycięzcy otrzymali nagrody książko-

we, pendrive'y i dyplomy. Opiekunowie kół – dyplomy uznania, a wszyscy uczestnicy – potwierdzenia udziału w festiwalu. Spotkanie przebiegło bardzo sprawnie, dzięki dobremu przygotowaniu organizacyjnemu, w którym uczestniczyli: dr Jadwiga Skurska, mgr Elżbieta Osetek, mgr Teresa Rychtelska, doktorantka z Tajlandii mgr Punsiri Dam-o i mgr Jerzy Krysiak. Na zakończenie mgr Paweł Barczyński podziękował wszystkim za udział w spotkaniu i zaprosił na następny festiwal z planowanym udziałem gości zagranicznych. W podsumowaniu dr. Piotr Skurski powiedział: „Uczymy się nie tylko dla stopni, najważniejsze jest to, co zostaje w nas. Festiwal był świętem, które pozwoliło dostrzec piękno fizyki i piękno człowieka.”

## Zmarł prof. dr Siegfried Methfessel

Wojciech Suski • Instytut Niskich Temperatur i Badań Strukturalnych



W dniu 22.07.2012 roku zmarł w wieku 90 lat prof. dr Siegfried Methfessel, urodzony 5 lipca 1922 roku. Mimo sędziwego wieku wciąż był aktywnym uczestnikiem niemieckiego życia naukowego. Był jednym z założycieli Uniwersytetu Ruhry w Bochum, pierwszego z serii „nowych”

Uniwersytetów niemieckich i pierwszym dyrektorem Instytutu Fizyki. Piastował szereg ważnych funkcji, z których niektóre miały zasięg światowy. Pełnił funkcje dziekana, członka Rad Naukowych Instytutów Fizyki Ciała Stałego w Stuttgarcie i Jülich, członka Komitetów Programowych Międzynarodowych Konferencji Magnetycznych w Amsterdamie (1976), Monachium (1979) i Kyoto (1982), w latach 1972–75 był prezesem Niemieckiego Towarzystwa Fizycznego (DPG), w latach 1973–75 przewodniczył Komitetowi Nagrody Maxa Borna DPG, w latach 1976–1986 był członkiem władz Europejskiego Towarzystwa Fizycznego. Jak pisze prof. dr Hartmut Zabel, następcą Methfessela na stanowisku kierownika IV Katedry Fizyki Uniwersytetu w Bochum, był on w swej działalności zainteresowany współpracą z krajami, które były oddalone politycznie, ale nie naukowo, takimi jak kraje Europy Wschodniej czy Chiny. Wrazem tego było zaproszenie na roczny staż naukowy śp. doc. Adama Zygmunta z Wrocławia oraz zadbanie

o właściwą reprezentację nauki polskiej na konferencjach międzynarodowych.

Prof. dr Siegfried Methfessel swoją działalność naukową zaczął intensywnie rozwijać w czasie pobytu w USA w laboratorium IBM we współpracy z takimi badaczami jak S. von Molnar, F. Holtzberg, czy T. Kasuya. Zasadą tego zespołu było wszechstronne zbadanie pniknidków i chalkogenidków ziem rzadkich, będących na ogół półprzewodnikami magnetycznymi, szczególnie tych wykazujących stan mieszanej wartościowości. Po powrocie do Niemiec, wraz ze zgromadzonym wokół siebie zespołem kontynuował wcześniejsze zainteresowania, poszerzając je o dalsze dziedziny fizyki ciała stałego to znaczy nadprzewodnictwo, magnetyczne oddziaływania wymienne w amorficznych i stopionych metalach przejściowych, wzajemna zależność martensytycznych przemian fazowych i struktury elektronowej (efekt Invarowy), wysokotemperaturowe diagramy fazowe ferromagnetyków pod wysokim ciśnieniem i w końcu procesy topienia w warunkach zmienionej grawitacji na stacjach kosmicznych. W pracach naukowych Methfessela zwracają uwagę ścisłe kontakty z teoretykami jak J. Kübler czy T. Kasuya oraz duże zainteresowanie zastosowaniami czego wyrazem były w latach 1976–1980 modelowe próby wdrażania przekazu informacji między uniwersytetami i przemysłem. Pewną ciekawostką jest iż zajmował się też wpływem elementów śladowych na drzewostan. Mimo podeszłego wieku do końca zachował jasny umysł i ciekawość świata. Odszedł ku żalowi licznej Rodziny i środowiska naukowego.

---

## XII Ogólnopolskie Spotkanie Klubu Demonstratorów Fizyki

Andrzej Kuczkowski • Wydział Fizyki Technicznej i Matematyki Stosowanej, Politechnika Gdańska

Spotkania demonstratorów fizyki organizowane są co roku w różnych miejscowościach, przez poszczególne ośrodki dydaktyczne w kraju. W tym roku było to już dwunaste spotkanie. Na spotkania przyjeżdżają osoby skupione w Ogólnopolskim Klubie Demonstratorów Fizyki. Ich pasją życiową są pokazowe eksperymenty fizyczne. Logo klubu to jabłko, z której spadło w ubiegłym roku, do umieszczonego poniżej koszyka, już dwunaste jabłko. Klub ma swoją stronę internetową <http://www.demofiz.univ.szczecin.pl/> której inicjatorem i opiekunem jest dr Tadeusz Molenda. Na tej stronie można znaleźć wiele ciekawych informacji związanych z eksperymentami pokazowymi. Oprócz listy członków Klubu, zamieszczone są tam relacje z kolejnych spotkań Ogólnopolskiego Klubu Demonstratorów Fizyki, opis licznych eksperymentów pokazowych, sfilmowanych eksperymentów oraz ciekawe linki. Pierwsze spotkanie odbyło się na Uniwersytecie im. Adama Mickiewicza w Poznaniu w roku 2001 z inicjatywy prof. dra hab. Wojciecha Nawrocika i dra Jerzego Jarosza. Spotkania spełniają ważną rolę w integracji środowiska, wymianie doświadczeń i nawiązaniu bezpośrednich kontaktów. Przyczyniają się one do popularyzacji fizyki i wzrostu nią zainteresowania.

XII Spotkanie Ogólnopolskiego Klubu Demonstratorów Fizyki odbyło się w dniach od 26–28 czerwca 2012 roku w Gdańsku. Organizatorem spotkania był Wydział

Fizyki Technicznej i Matematyki Stosowanej Politechniki Gdańskiej. Wykłady i pokazy odbywały się w Auditorium Maksimum PG. W skład komitetu organizacyjnego wchodził: chairman – dr inż. Leszek Wicikowski, vice chairman – mgr inż. Andrzej Kozłowski, sekretarz – inż. Jarosław Nowakowski, oraz dr Andrzej Kuczkowski, dr inż. Agnieszka Witkowska, dr inż. Bogumiła Strzelecka, dr inż. Marek Chmielewski, mgr inż. Aleksandra Mielewczyk – Gryń, mgr inż. Beata Bochentyn. W spotkaniu uczestniczyły 62 osoby. Większość z nich wygłosiła referaty, lub zaprezentowała eksperymenty fizyczne. W sumie przedstawiono 62 wykłady i komunikaty, oraz zaprezentowano kilkadziesiąt ciekawych pokazów fizycznych. Spotkanie otworzył Prorektor Politechniki Gdańskiej, prof. dr hab. inż. Andrzej Zieliński, po czym uczestników powitali prof. dr hab. inż. Wojciech Sadowski, dziekan elekt WFTiMS PG i dr inż. Ryszard Sobczak prodziekan WFTiMS PG. Pierwszy wykład, zatytułowany *Fizyka w Gdańsku* wygłosił prof. dr inż. Andrzej Jauszajtis. Wszystkie wykłady one były ciekawe i inspirujące. Zaciekawionych i wątpiących w to zapraszam na stronę spotkania <http://osdf2012.mif.pg.gda.pl/> po dalsze informacje. Oprócz wykładów i pokazów uczestnicy spotkania brali udział w wycieczce po Gdańsku oraz zwiedzeniu Hewelianum. Organizatorem kolejnego Ogólnopolskiego Spotkania Demonstratorów Fizyki w 2013 roku będzie Poznań.



W przerwie między wykładami uczestnicy zgromadzili się do pamiątkowego zdjęcia przed Gmachem Głównym PG

---

## Nominacje profesorskie

---

Z rąk Prezydenta RP nominacje profesorskie w dziedzinie nauk fizycznych otrzymało kolejnych 14 uczonych. Byli to: 4 października – Piotr Kossacki (UW); 9 października 2012 – Jerzy Dryzek (IFJ PAN Kraków), Andrzej Kozłowski (AGH), Ewa Łokas (CA PAN Warszawa), Marek Olechowski (UW), Hanna Pawłowska (UW), Jacek Semaniak (UJK Kielce), Magdalena Załuska-Kotur (IF PAN Warszawa); 24 października 2012 – Tadeusz Domański (UMCS), Janusz Gluza (UŚ), Andrzej Golnik (UW), Jerzy W. Mielwski (IFJ PAN Kraków), Roman Puźniak (IF PAN Warszawa), Paweł Urbański (UW), Ilona Zasada (UŁ).

---

### Mariusz Przemysław Dąbrowski

Urodził się 15 lutego 1960 roku w Łodzi. Studia ukończył na Uniwersytecie Wrocławskim w 1984 roku, gdzie uzyskał stopień doktora w roku 1989. Od roku 1992 związany z Uniwersytetem Szczecińskim. Stopień doktora habilitowanego uzyskał w 2002 roku a tytuł profesora odebrał z rąk Prezydenta RP dokładnie w dniu swoich urodzin 15 lutego 2012 roku (15 luty to także data urodzin Galileusza).



Główne jego zainteresowania naukowe skupiają się wokół związków pomiędzy teorią oddziaływań fundamentalnych a kosmologią. W szczególności chodzi tu o konsekwencje kosmologiczne unifikacji w ramach teorii superstrun, M-teorii, teorii membran oraz innych alternatywnych teorii grawitacji i modeli jądra oraz cząstek elementarnych. W swojej pracy naukowej zajmował się wieloma zagadnieniami z zakresu kosmologii. W latach 80-tych (wraz z prof. J. Stelmachem) opracował testy

obserwacyjne dla materii z ujemnym ciśnieniem, którą dzisiaj nazywamy ciemną energią. W roku 1998 po raz pierwszy porównał (z dr M. Hendrym) znaleziony wcześniej przez siebie niejednorodny model kosmologiczny z obserwacjami supernowych. Współpracował ze znanym kosmologiem prof. Johnem D. Barrowem, a efektem były prace dotyczące modeli oscylujących Wszechświata, chaosu oraz możliwości uniknięcia zamkniętych pętli czasowych w kosmologii superstrunowej. Napisał także pracę (wspólnie z dr F. Shunckiem) na temat soczewkowania grawitacyjnego gwiazd bozonowych. W ostatnich latach pracował nad modelami kosmologicznymi dopuszczającymi innego typu osobliwości niż klasyczny Wielki Wybuch. W roku 2003 (wspólnie z dr T. Stachowiakiem i prof. M. Szydłowskim) odkrył tzw. dualność fantomową – dualność dla modeli Wszechświata z materią fantomową wywołującą osobliwość typu Wielkie Rozerwanie. Wraz z dr T. Denkiewiczem znalazł w roku 2009 tzw. „w-osobliwość” kosmologiczną. Obecnie interesuje się możliwym wpływem zmienności stałych fundamentalnych i praw fizyki na ewolucję Wszechświata.

Jest autorem lub współautorem ponad 120 publikacji naukowych, w tym ponad 60 artykułów w czasopiśmie listy filadelfijskiej. Był stypendystą British Council, NATO, Royal Society, DAAD. Wygłosił ponad 100 referatów na konferencjach naukowych, ponad 1000 cytowań, indeks h: 17. Otrzymał nagrodę PTF za pracę magisterską (1984), nagrodę Ministra Edukacji Narodowej (1997), wyróżnienie w konkursie Towarzystwa Ogólnej Teorii Względności i Grawitacji (1998), nagrodę Zachodniopomorski Nobel (2005), srebrną odznakę „Gryf Zachodniopomorski” (2009). Promotor kilkudziesięciu prac licencjackich i magisterskich oraz dwóch prac doktorskich. Założyciel i lider Szczecińskiej Grupy Kosmologicznej (<http://cosmo.fiz.univ.szczecin.pl>). Organizator międzynarodowych konferencji z kosmologii: Cosmofun2005, Grasscosmofun09, Multicosmofun12. Recenzent Physi-

cal Review Letters, Physical Review D i wielu innych czasopism filadelfijskich. Aktywnie działa w PTF. Jest przewodniczącym Oddziału Szczecińskiego, członkiem Zarządu Głównego i Prezydium. Ostatnimi laty zaangażowany w działania oraz kampanię informacyjną na rzecz energetyki jądrowej w Polsce i Województwie Zachodniopomorskim. Z jego inicjatywy powstała Komisja Współpracy z Gospodarką PTF.

Jest żonaty – żona Anna jest doktorem nauk humanistycznych. Ma dwoje dzieci: syna Mateusza (22 lata – student SGH i UW) oraz córkę Hannę (15 lat – uczennica szkoły muzycznej). Interesuje się filozofią, poezją, muzyką, turystyką oraz sportem.

### Jerzy Dryzek

Jerzy Dryzek urodził się w Wojcieszowie w województwie dolnośląskim w 1956 roku. Jest absolwentem Akademii Górniczo-Hutniczej (Wydział Inżynierii Materiałowej i Ceramiki – kierunek inżyniera materiałowa), gdzie studiował w latach 1975–1980, a także Uniwersytetu Jagiellońskiego (Wydziału Fizyki, Matematyki i Astronomii, specjalność fizyka jądrowa) – studia w latach 1977–1981.



Tytuł doktora nauk technicznych uzyskał na Wydziale Metalurgicznym AGH w roku 1986 za prace dotyczące tzw. efektu rozmiarowego we własnościach optycznych i elektrycznych cienkich warstw metalicznych. Działalność zawodową rozpoczął w 1987 r. w Instytucie Fizyki Jądrowej (IFJ), obecnie IFJ PAN, gdzie pracuje do dzisiaj. W roku 2000 w tym też Instytucie obronił rozprawę habilitacyjną, która dotyczyła charakterystyk procesu anihilacji pozytonów w materii. W latach 2001–2003 pracował na stanowisku *invited scientist* w Zakładzie Fizyki Reaktorów Jądrowych na Politechnice Chalmersa w Göteborgu w Szwecji, a na przełomie roku 2004 i 2005 jako *visiting professor* w Centrum Akceleratorowym (KEK) w Tsukubie w Japonii. Prowadził badania na Uniwer-

sytecie w Münster w Niemczech, Teksańskim Katolickim Uniwersytecie w Forth Worth w USA, w Wyższej Szkole Technicznej (ETHZ) w Zurychu w Szwajcarii. Jest zaangażowany także w działalność dydaktyczną. W latach 1991–1992 był zatrudniony w Wyższej Szkole Pedagogicznej w Krakowie na stanowisku adiunkta. W latach 2005–2009 pracował na stanowisku profesora nadzwyczajnego na Uniwersytecie Zielonogórskim, a od roku 2009 jest profesorem nadzwyczajnym na Uniwersytecie Opolskim.

Jerzy Dryzek jest autorem dwóch książek dotyczących anihilacji pozytonów oraz stu kilkudziesięciu artykułów naukowych, publikowanych w czasopismach z tzw. listy filadelfijskiej. Główny obszar jego działań naukowych, od czasu zatrudnienia w IFJ PAN, koncentruje się wokół tematyki wykorzystania anihilacji pozytonów w badaniach materiałowych. Rozwój metod pomiarowych był zawsze jego priorytetem; poczynając od uruchomienia tzw. „zerokątowej” mierzącej temperaturę zależności odchylenia od kolinearności kwantów anihilacyjnych, spektrometru czasu życia pozytonów, spektrometru poszerzenia dopplerowskiego linii anihilacyjnej oraz aparatury do pomiaru profilu implantacji pozytonów. Jego oryginalnym opracowaniem jest wykorzystanie metody anihilacji pozytonów do badań eksperymentalnych tzw. warstwy wierzchniej powstałej w materiale w wyniku procesów na powierzchni materiału. Badania te pozwoliły stwierdzić, że np. w procesie tarcia pod powierzchnią powstaje gruba, o głębokości nawet kilkuset mikrometrów, warstwa zawierająca defekty typu wakancji, których koncentracja maleje wykładniczo ze wzrostem odległości od powierzchni. Do tych badań opracował on oryginalną metodę pomiarową, w której wykorzystał fakt, że emitowane z izotopu promieniotwórczego pozytony implantowane są do materiału na dużą głębokość. Metoda ta pozwala w nieniszczący sposób badać rozkład defektów pod powierzchnią na głębokości nawet do 200  $\mu\text{m}$ . Innym zastosowaniem tej metody były pomiary profilu implantacji i wyznaczenie wartości masowego współczynnika absorpcji pozytonów w kilkudziesięciu materiałach. Badania te konfrontował z wynikami symulacji typu Monte Carlo przeprowadzonymi z użyciem kodów EGS 4 nrs oraz GEANT4. Nie stroni on od zagadnień teoretycznych, jego cykl publikacji dotyczących teorii wychwytu pozytonów przez defekty struktury krystalicznej, a także tzw. dyfuzyjnego modelu wychwytu sternalizowanych pozytonów był podstawą jego pracy habilitacyjnej. Badał także rzadko obserwowany proces tzw. „anihilacji pozytonów w locie”. Ale nie tylko pozytony są w obszarze jego zainteresowań. Jego prace o tzw. kwantowym i klasycznym efekcie rozmiarowym obecnym we własnościach optycznych i elektrycznych są wielokrotnie cytowane w literaturze światowej. Interesuje się również popularyzacją wiedzy. Jest autorem oryginalnych nowych doświadczeń dla studentów i kilku prac publikowanych w cenionym czasopiśmie dla nauczycieli

tj. *American Journal of Physics* cytowanych w literaturze światowej.

Obecnie pełni funkcję kierownika Katedry Zastosowań Fizyki Jądrowej w Instytucie Fizyki Uniwersytetu Opolskiego.

W IFJ PAN pracuje wspólnie z żoną Ewą (od 1990 r.), która pracę habilitacyjną zrobiła pod jego opieką.

Od najmłodszych lat pasjonowała go fotografia, astronomia i polityka, a nade wszystko ceni sobie majsterkowanie – we własnym garażu.

### Ewa L. Łokas

Ewa L. Łokas urodziła się w 1968 roku w Krakowie. W latach 1987–1992 studiowała fizykę na Uniwersytecie Jagiellońskim specjalizując się w fizyce teoretycznej. Po uzyskaniu magisterium w roku 1992 rozpoczęła pracę w Centrum Astronomicznym PAN im. Mikołaja Kopernika w Warszawie, gdzie zatrudniona jest do dziś (obecnie na stanowisku profesora nadzwyczajnego). W trakcie przygotowywania rozprawy doktorskiej otrzymywała stypendium Fundacji na Rzecz Nauki Polskiej dla młodych uczonych. Doktorat uzyskała w 1997 roku przedstawiając rozprawę *Statistics and dynamics of large scale cosmic fields in weakly nonlinear regime* wyróżnioną I nagrodą w konkursie im. G. Białkowskiego. W latach 2002–2003 przebywała na stypendium NATO w *Institut d'Astrophysique de Paris*. W roku 2004 za rozprawę *Rozkład ciemnej materii w obiektach związanych grawitacyjnie* uzyskała stopień doktora habilitowanego. Wypromowała dwóch



magistrantów i dwóch doktorantów, kilkakrotnie kierowała realizacją projektów badawczych nawiązując szeroką współpracę międzynarodową. W roku 2012 została członkiem Międzynarodowej Unii Astronomicznej. Jej dorobek obejmuje ponad 70 prac naukowych.

Zainteresowania naukowe E. Łokas koncentrowały się początkowo na zagadnieniach kosmologicznych, ewolu-

ując stopniowo ku coraz mniejszym skalom. Pierwsze prace poświęcone były zastosowaniom rachunku zaburzeń do opisu własności wielkoskalowej struktury Wszechświata. W późniejszym okresie zajmowała się modelowaniem obiektów związanych grawitacyjnie, takich jak galaktyki i gromady galaktyk, w szczególności wyznaczaniem rozkładu zawartej w nich ciemnej materii. Badania prowadzone obecnie dotyczą głównie ewolucji i własności galaktyk karłowatych w otoczeniu Drogi Mlecznej. E. Łokas sporo czasu poświęca na popularyzację nauki poprzez wykłady i artykuły prasowe. Wraz z mężem zajmuje się również tłumaczeniami z angielskiego literatury popularnonaukowej z dziedziny fizyki, astronomii i kosmologii. W wolnym czasie oddaje się lekturze współczesnych powieści, słucha oper Pucciniego i podróżuje na południe Europy.

### Jerzy W. Mietelski

Jerzy M. Mietelski ukończył studia na Uniwersytecie Jagiellońskim (Wydział Matematyczno-Fizyczny, Fizyka Jądrowa,) w 1984 r. Tytuł doktora uzyskał w Instytucie Fizyki Jądrowej im. Henryka Niewodniczańskiego PAN w Krakowie w 1994 r., pracą – *Skażenia promieniotwórcze lasów Polski*, promotorem był prof. dr hab. Rafał Broda (IFJ PAN). Rozprawę habilitacyjną *Spektrometria jądrowa w badaniu biodostępności radionuklidów z gorących cząstek typu paliwowego w środowisku leśnym* przygotował i obronił w 2004 r. również w Instytucie Fizyki Jądrowej im. Henryka Niewodniczańskiego.



W 1986 Jerzy W. Mietelski rozpoczął pracę w Zakładzie IX Fizykochemii Jądrowej Instytutu Fizyki Jądrowej w Krakowie, początkowo na stanowisku fizyka, potem asystenta, od 1995 adiunkta, od 2005 docenta a od 2010 profesora nadzwyczajnego. Początkowo zajmował się stosowaną spektrometrią promieniowania gamma i tworzeniem oprogramowania spektro-

metrycznego (programy P.I.M.P. i ALF). W dalszym ciągu zajmuje się niskotłową spektrometrią promieniowania gamma, ale również spektrometrią promieniowania alfa, i ciekłoscyntylacyjną beta oraz ostatnio – spektrometrią masową, radiochemicznymi metodami wydzielania pierwiastków radioaktywnych i szeroko rozumianym ogółem zagadnień związanych ze skażeniami promieniotwórczymi środowiska. Z podstawami technik radiochemicznych zapoznał się w roku 1991, przebywając na czteromiesięcznym stażu naukowym (IAEA Fellowship) w laboratoriach Międzynarodowej Agencji Energii Atomowej w Seibersdorfie k. Wiednia. Przedmiotem szkolenia były metody oznaczeń Pu, U, Am i Sr-90 w próbkach środowiskowych. Po powrocie rozpoczął organizowanie laboratorium prowadzącego radiochemiczne oznaczenie środowiskowe w IFJ i od tego czasu prowadzi nieprzerwanie prace w tym zakresie. W 2000 r. przebywał miesiąc na zaproszenie Uniwersytetu Estremadury w Caceres (Hiszpania), gdzie prowadził szkolenie w zakresie metody analiz plutonu w środowisku. W 2003 roku odbył dwutygodniowy staż naukowy w Laboratorium Oceanograficznym MAEA w Monako dotyczący metod pomiaru neptunu w środowisku. Opublikował ok. 100 prac. Uczestniczył w dwudziestu kilku zagranicznych konferencjach naukowych. Zajmuje się również działalnością popularyzatorską (jest m.in. autorem wielu haseł encyklopedii internetowej „Wiem” z dziedziny fizyki) i dydaktyczną (m.in. opublikował się 19 pracami magisterskimi), jest współautorem kilku książek popularyzatorskich. Pomyślnie wypromował czterech doktorantów, obecnie sprawuje opiekę nad sześcioma pracami doktorskimi znajdującymi się na różnych etapach realizacji. Kierował 6 projektami badawczymi.

W 1995 został laureatem konkursu na pracę doktorską dotyczącą zagadnień związanych ze skażeniami środowiska organizowanego przez *American Association for the Advancement in the Science* i Departament Energii USA. W 1998 roku otrzymał, wraz z kolegami z Laboratorium Badań Skażeń Radioaktywnych Środowiska (mgr M. Jasińską i dr K. Kozakiem), nagrodę Prezydenta Miasta Krakowa w dziedzinie Nauki i Techniki.

Pełnione funkcje:

- Kierownik Pracowni Badań Skażeń Radioaktywnych Środowiska – od 2001 do 2011
- Kierownik Zakładu Fizykochemii Jądrowej (od 2004 r., wcześniej, w latach 2002–2004 p.o.)
- Członek Komisji Radiochemii Rady ds. Atomistyki (od 2005, do rozwiązania)
- Członek Komisji Technik Jądrowych Rady ds. Atomistyki (od 2009, do rozwiązania)

Zainteresowania naukowe: stosowana spektrometria promieniowania gamma, alfa i beta oraz spektrometria masowa, ze szczególnym naciskiem na metody wykrywania niskich aktywności oraz metody radiochemiczne wy-

dzielania pierwiastków radioaktywnych, tworzenie oprogramowania spektrometrycznego.

Ogół zagadnień związanych ze skażeniami promieniotwórczymi środowiska, radioekologia.

### Wiesław Płaczek

Wiesław Płaczek urodził się w 1964 roku w Bieczu w rodzinie chłopskiej. Do szkoły podstawowej uczęszczał w latach 1971–1979 we wsi Rożnowice w gminie Biecz; tam też spędził dzieciństwo. Liceum Ogólnokształcące im. Stanisława Wyspiańskiego w Bieczu ukończył w 1983 roku.



W latach 1983–1988 studiował fizykę na Uniwersytecie Jagiellońskim w Krakowie uzyskując stopień magistra nauk fizycznych. Po ukończeniu studiów, w 1988 podjął roczny staż asystencki w Instytucie Fizyki UJ, a po nim (od 1 października 1989 roku) studia doktoranckie z fizyki w tymże Instytucie. Od 1 stycznia 1993 rozpoczął pracę jako asystent w Instytucie Informatyki UJ wygrywając otwarty konkurs na to stanowisko. 13 maja 1993 roku uzyskał stopień naukowy doktora nauk fizycznych w dziedzinie fizyki na podstawie rozprawy doktorskiej pt. *QED Radiative Corrections in Deep Inelastic Neutral Current ep Scattering: Monte Carlo Treatment*.

W okresie od 1 października 1994 do 30 września 1997 przebywał na stażu podoktorskim na Uniwersytecie Tennessee w Knoxville (USA), gdzie pracował w grupie badawczej prof. B. F. L. Warda. Po powrocie do kraju kontynuował pracę na stanowisku asystenta w Instytucie Informatyki UJ, a od 1 lutego 1998 roku na stanowisku adiunkta. W tym czasie podjął współpracę naukową z Europejską Organizacją Badań Jądrowych CERN w Genewie (Szwajcaria), gdzie w latach 1998–2002 odbył szereg wizyt naukowych w ramach kontraktów *Corresponding Associate*, *Scientific Associate* oraz na zaproszenie grup eksperymentalnych przy akceleratorze LEP.



10 października 2002 roku uzyskał stopień naukowy doktora habilitowanego nauk fizycznych w zakresie fizyki (teoretycznej fizyki cząstek, fizyki wysokich energii) na podstawie rozprawy habilitacyjnej *Generatory Monte Carlo dla procesów produkcji par bozonów W i Z w zderzeniach elektron-pozyton przy wysokich energiach*. W Instytucie Informatyki UJ pracował do 31 sierpnia 2003 roku, natomiast od 1 września 2003 rozpoczął pracę na stanowisku adiunkta habilitowanego w Instytucie Fizyki UJ, a 31 grudnia 2007 roku został zatrudniony na stanowisku profesora nadzwyczajnego UJ na okres 5 lat. Tytuł profesora nauk fizycznych uzyskał 12 stycznia 2012 roku, a 1 lutego 2012 został mianowany na stanowisko profesora nadzwyczajnego w Instytucie Fizyki UJ na czas nieokreślony. W roku 2004 nawiązał współpracę z grupą badawczą LPNHE przy Uniwersytetach im. Piotra i Marii Curie oraz im. Denisa Diderota w Paryżu, gdzie co roku odbywa wizyty naukowe, w tym dwukrotnie otrzymywał kontrakt *Professeur Associé*. W latach 2006–2010 był uczestnikiem Europejskiej Sieci Badawczo-Szkoleniowej HEPTOOLS Szóstego Programu Ramowego Komisji Europejskiej, w ramach której odbył trzy wizyty naukowe w ośrodku CERN.

Praca naukowa prof. Płaczką dotyczy precyzyjnych przewidywań teoretycznych dla procesów fizyki cząstek badanych w akceleratorach wysokich energii. Przewidywania te polegają na wykonywaniu odpowiednich obliczeń analitycznych w oparciu o tzw. Model Standardowy oddziaływań fundamentalnych cząstek elementarnych z uwzględnieniem efektów kwantowych wyższych rzędów. Następnie opracowywane są dla nich wydajne algorytmy stochastyczne wykorzystujące metody Monte Carlo oraz konstruowane odpowiednie programy komputerowe, zwane generatorami Monte Carlo, służące do bezpośredniego modelowania badanych procesów. Generatory takie są dziś niezbędne w eksperymentach fizyki wysokich energii dla empirycznej weryfikacji istniejących modeli teoretycznych, jak też poszukiwań „nowej fizyki”, czyli zjawisk spoza Modelu Standardowego. Jest współautorem szeregu przewidywań oraz odpowiednich generatorów Monte Carlo dla procesów badanych w zderzeniach elektron-proton w akceleratorze HERA w laboratorium DESY (Hamburg, Niemcy), elektron-pozyton w akceleratorach: LEP w CERN, SLC i BABAR w SLAC (Stanford, USA), DAFNE we Frascati (Włochy), VEPP w Nowosybirsku (Rosja), BEPC w Pekinie (Chiny), a ostatnio proton-proton i jądro-jądro w LHC (CERN). Kilka z tych generatorów (BHLUMI, BHWIDE, KoralW, YFSWW i YFSZZ) stało się głównymi generatorami używanymi przez grupy eksperymentalne przy odpowiednich akceleratorach w ich badaniach. Profesor Wiesław Płaczek uczestniczył też w opracowywaniu wydajnych metod precyzyjnych pomiarów parametrów Modelu Standardowego w zderzaczach LEP i LHC – dla tego ostatniego we współpracy z francuską grupą LPNHE z Uniwersytetów Paryskich. W ostatnim czasie

zajmuje się głównie opracowywaniem precyzyjnych generatorów Monte Carlo dla tzw. procesów Drella–Yana w LHC z uwzględnieniem efektów kwantowych oddziaływań elektrosłabych i silnych. Generatory te noszą nazwy odpowiednio WINHAC i ZINHAC, jako że dotyczą procesów, w których uczestniczą bozony elektrosłabe W i Z.

Jest autorem i współautorem 72 artykułów naukowych, o liczbie cytowań 3031 i indeksie Hirscha 24 (wg. bazy inSPIRE, <http://inspirehep.net>).

Rodzina: żona i dwoje dzieci, córka i syn.

## Ilona Zasada

Urodziła się w Łodzi w 1958 roku. W czerwcu 1982 roku ukończyła studia magisterskie na kierunku Fizyki Wydziału Matematyki, Fizyki i Chemii Uniwersytetu Łódzkiego ze specjalnością fizyki doświadczalnej.



W listopadzie tegoż roku rozpoczęła pracę w Zakładzie Fizyki Ciała Stałego UŁ jako członek zespołu doświadczalnego badającego przejścia fazowe na powierzchniach monokryształów przy użyciu Skaningowego Mikroskopu Elektronowego. W październiku 1987 roku wyjechała na stypendium Rządu Francuskiego do Laboratorium Fizyki Międzywierzchni i Mechaniki Cienkich Warstw w Uniwersytecie Claude Bernard (Lyon I) gdzie przygotowała i obroniła rozprawę doktorską w grudniu 1990 roku. Po nostryfikowaniu dyplomu na Uniwersytecie Wrocławskim (listopad 1991), awansowała w styczniu 1992 roku na stanowisko adiunkta w Katedrze Fizyki Ciała Stałego UŁ. z miejscem tym jest związana do dnia dzisiejszego. Rozprawę habilitacyjną pt. Opis dyfuzyjnego rozpraszania spolaryzowanych elektronów powolnych na powierzchniach nieuporządkowanych, przedstawiła Radzie Wydziału Fizyki i Chemii UŁ w grudniu 2003 roku. Tytuł naukowy profesora nauk fizycznych otrzymała 3 lipca 2012 roku.

W działalności naukowej Ilony Zasady można wskazać trzy główne nurty zainteresowań:

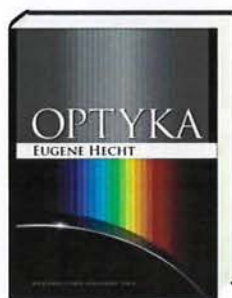
- wykorzystanie techniki rozpraszania powolnych elektronów do analizy struktur powierzchniowych z porządkiem bliskiego i dalekiego zasięgu oraz zależności magnetyzacji powierzchniowej od położenia monowarstwy w obszarze przypowierzchniowym i od temperatury w obszarze przejść fazowych;
- wykorzystanie termodynamiki układów niejednorodnych do analizy zjawisk fizycznych obserwowanych w układach o skończonych wymiarach, w szczególności związanych z przejściami fazowymi różnego typu;
- opis struktury elektronowej układów z grafenem metodami ciasnego wiązania, funkcjonatu gęstości oraz elektrodynamiki kwantowej. Każdy z tych nurtów posiada swoją historię oraz stanowi podstawę i stwarza perspektywy dalszego rozwoju.

Odbyła liczne staże w renomowanych ośrodkach naukowych. Między innymi jako stypendystka DAAD w Laboratorium kierowanym przez profesora Klausa Heinza w Uniwersytecie Erlangen-Nurnberg oraz jako stypendystka Fundacji Kościuszkowskiej w Laboratorium profesora Gabora Somorjaia z Uniwersytetu Berkeley, gdzie pracowała w grupie teoretycznej kierowanej przez profesora Michela Van Hove.

Wypromowała 3 doktorów, czwarty przewód jest w toku. Jest kierownikiem 2 projektów badawczych. Od 2008 roku pełni funkcję Przewodniczącej Rady Programowej Międzywydziałowych Studiów Matematyczno-Przyrodniczych w UŁ.

Czas wolny chętnie poświęca podróżom, literaturze i sztuce a jej wielką pasją jest jazda konna, którą realizuje na ukochanej klaczy Bajce.

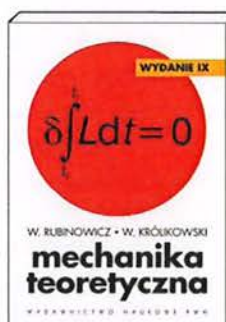
## Książki nadesłane



Eugene Hecht

*Optyka*

*Optyka* Eugene Hechta to jeden z najpopularniejszych na całym świecie podręczników z tej dziedziny. W sposób niezwykle przystępny są w niej przedstawione takie zagadnienia, jak: matematyczny opis fali, ruch falowy i elektromagnetyzm, propagacja światła, optyka geometryczna, polaryzacja, interferencja, dyfrakcja, optyka fourierowska, teoria koherencji, optyka współczesna. Znajdziemy tu także opisy budowy, działania oraz zastosowania przyrządów i elementów optycznych. Podręcznik zawiera bogaty materiał ilustracyjny. Część teoretyczna uzupełniona jest zadaniami do samodzielnego rozwiązania. Szczegółowe odpowiedzi do większości zadań znajdują się na końcu książki.



Wojciech Rubinowicz

Wojciech Królikowski

*Mechanika teoretyczna*

Kolejne wznowienie klasycznego podręcznika mechaniki teoretycznej, stanowiącej część fizyki teoretycznej. Książka zawiera między innymi wykład mechaniki punktów materialnych, układów punktów materialnych oraz ciał sztywnych a także równania Hamiltona i przekształcenia kanoniczne. Na końcu znajdują się zadania ilustrujące oraz uzupełniające materiał zawarty w poszczególnych paragrafach oraz przypisy stanowiące rozszerzenie materiału. Obecne wydanie zostało wzbogacone o przypis na temat chaosu deterministycznego na przykładzie ruchu wahadła tłumionego autorstwa Zygmunta Ajduka.

