

# POSTĘPY FIZYKI

CZASOPISMO NAUKOWE POLSKIEGO TOWARZYSTWA FIZYCZNEGO  
POŚWIĘCONE UPOWSZECHNIANIU WIEDZY FIZYCZNEJ



Kontrola nad fotonami „w pudle”,  
badania nad klasyczną granicą teorii kwantowej  
S. Haroche

---

CERN – poszukiwania antymaterii  
M. Nowina-Konopka

---

Wspomnienie o Andrzeju Krzywiczym  
Z. Burda, K. Fiałkowski, J. Jurkiewicz

---

#### RADA REDAKCYJNA

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

#### REDAKTOR HONOROWY

Adam Sobiczewski

#### REDAKCJA

Józef Barnaś  
Maria Marciniak (sekretarz redakcji)  
Piotr Tomczak (redaktor naczelny)  
Wawrzyniec Kaszub

#### ADRES REDAKCJI

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

#### KORRESPONDENCI ODDZIAŁÓW PTF

Anna Matwiejczyk (Białystok)  
Aleksandra Wronkowska (Bydgoszcz)  
Wojciech Gruhn (Częstochowa)  
Tomasz Wąsowicz (Gdańsk)  
Roman Bukowski (Gliwice)  
Monika Richter (Katowice)  
Aldona Kubala-Kukuś (Kielce)  
Małgorzata Nowina-Konopka (Kraków)  
Elżbieta Jartych (Lublin)  
Michał Szanecki (Łódź)  
Halina Pięta (Opole)  
Arkadiusz Ptak (Poznań)  
Małgorzata Pociask-Biały (Rzeszów)  
Anna Kamińska (Ślupsk)  
Janusz Typek (Szczecin)  
Michał Pawlak (Toruń)  
Bernard Jancewicz (Wrocław)  
Lidia Najder-Kozdrowska (Zielona Góra)

#### POLSKIE TOWARZYSTWO FIZYCZNE

##### ZARZĄD GŁÓWNY

Katarzyna Chałasińska-Macukow (prezes), Bogdan Kowalski (sekretarz generalny), Piotr Rączka (skarbnik), Mariusz Dąbrowski, Maria Dobkowska, Henryk Figiel, Adam Gadomski, Jan Grabski, Dariusz Grech, Bernard Jancewicz, Andrzej Ślebarski, Zbigniew Trybuła, Witold Zawadzki, Andrzej Zięba, Elżbieta Zipper

##### ADRES ZARZĄDU

ul. Hoża 69  
02-681 Warszawa  
tel. (+22) 553 28 56  
e-mail: biuro@ptf.net.pl

##### PRZEWODNICZĄCY ODDZIAŁÓW

Krzysztof Szymanski (Białystok), Adam Gadomski (Bydgoszcz), Stanisław Tkaczyk (Częstochowa), Jarosław Rybicki (Gdańsk), Jerzy Bodzenta (Gliwice), Janusz Głuza (Katowice), Małgorzata Wysocka-Kunisz (Kielce), Zdzisław Burda (Kraków), Jerzy Żuk (Lublin), Tadeusz Wibig (Łódź), Wiesław Olchawa (Opole), Alina Dudkowiak (Poznań), Andrzej Wal (Rzeszów), Mirosław Brozis (Ślupsk), Mariusz P. Dąbrowski (Szczecin), Paweł Shroeder (Toruń), Radosław Przeniosło (Warszawa), Bernard Jancewicz (Wrocław), Van Cao Long (Zielona Góra).

Czasopismo ukazuje się od 1949 roku  
Dofinansowanie wszystkich zeszytów w roku 2014:  
Ministerstwo Nauki i Szkolnictwa Wyższego  
Wydawca: Polskie Towarzystwo Fizyczne  
Korekta: Barbara Kostrzewska ([bystreoko.pl](mailto:bystreoko.pl))  
Skład i łamanie: TeXtura ([ntp-art.pl](mailto:ntp-art.pl))  
Druk i oprawa: Moś i Łuczak, Poznań  
Nakład: 900 egzemplarzy

ISSN 0032-5430

#### Szanowni Państwo

*Postępy Fizyki* istnieją już 65 lat. Nieprzerwanie, od momentu powołania do życia, pismo krzewi i upowszechnia wiedzę fizyczną, integruje środowisko fizyków polskich i przekazuje najciekawsze informacje wszystkim tym, którzy chcą dowiedzieć się czegoś nowego o fizyce. Być może redagowanie *Postępów* dawniej było łatwiejsze: dostęp do światowej literatury przedmiotu nie był tak prosty jak dziś, liczba czasopism popularnonaukowych mniejsza, ale luka, którą zapełniły *Postępy* w 1949 roku, wbrew pozorom, nadal wymaga systematycznego wypełniania.

Obecna, pozorna słabość pisma pozwala również widzieć lepiej, że to, do czego *Postępy* zostały powołane – nie tylko krzewienie wiedzy fizycznej w Polsce przez społeczność fizyków, ale także wypowiedanie się w istotnych dla środowiska kwestiach – wymaga ciągłej aktywności. Temu między innymi mają służyć wywiady drukowane w *Postęпах*. Przypomnijmy więc jeszcze raz, że *Postępy*, będące organem PTF, są w naturalny sposób miejscem spotkania wszystkich zainteresowanych fizyką. *Wszystkich* zainteresowanych fizyką, a nie tylko naukowców.

Liczba artykułów spada, w ogólnej opinii *Postępy* odchodzą do historii, a co więcej, nie do końca potrafimy zatrzymać ten proces. Tkwiący w świadomości czytelników brak odpowiednich wskaźników, którymi *Postępy* mogłyby się wykazać, wydaje się dyskwalifikować u potencjalnych autorów chęć do poświęcenia swojego czasu na napisanie o tym, co dla nich jest istotne i ciekawe. A szkoda. Przypomnijmy na przykład teksty o pierwszych laserach albo opisy aparatury doświadczalnej, które dzisiaj może wyglądają mało atrakcyjnie, ale niejednokrotnie stanowiły źródło fantastycznych eksperymentów. Przypomnijmy także znakomite artykuły popularyzujące idee, które dziś są obecne w głównym nurcie fizyki.

Bieżąca okładka nawiązuje do pierwszych numerów pisma. Zachęcamy do zaglądania do bogatego archiwum *Postępów*, dostępnego w formie cyfrowej. Naprawdę warto – dla zaspokojenia własnej ciekawości cofnąć się w czasie o 5, 10, 15 lat i dalej. Zachęcamy do pisania do redakcji o nowościach, które zamieszczamy na Facebooku, a później w kronice. Prosimy o dzielenie się swoją wiedzą czy ciekawym tematem albo po prostu o informowanie nas, że niebawem odbędzie się coś wartościowego z punktu widzenia nauki.

Wierzmy, że być może już bez nas, ale jednak będą kolejne jubileusze!

Redakcja

Kontrola nad fotonami „w pudle”, badania nad klasyczną granicą teorii kwantowej 1

S. Haroche

Indeterminizm obliczeniowy w złożonych układach społecznych 25

K. Kulakowski

CERN – poszukiwania antymaterii 30

M. Nowina-Konopka

Pierwsze próby zastosowania spektroskopii NMR w medycynie 35

G. Ślósarek

Nowi profesorowie 39

Autobiografia. Wspomnienie fizyka teoretyka w 90-lecie urodzin i w 60-lecie promocji doktorskiej 40

B. Średniawa

Wspomnienie o Andrzeju Krzywickim 47

Z. Burda, K. Fiałkowski, J. Jurkiewicz

Nagrody Polskiego Towarzystwa Fizycznego w 2014 roku 49

Kronika PTF 24, 34

Informacje 29, 46

POSTĘPY FIZYKI TOM 65 ZESZYT 1-6 ROK 2014

---

# Kontrola nad fotonami „w pudle”, badania nad klasyczną granicą teorii kwantowej

Serge Haroche

Laboratoire Kastler Brossel de l'Ecole Normale Supérieure, Paryż oraz College de France, Paryż, Francja

---

**Streszczenie.** Fotony promieniowania mikrofalowego pułapowane we wnęce rezonansowej to doskonały układ do realizacji niektórych eksperymentów myślowych zaproponowanych przez ojców mechaniki kwantowej. Ich oddziaływanie z atomami w stanach rydbergowskich, przechodzącymi przez takie wnęki, ilustruje fundamentalne koncepcje teorii pomiaru. Eksperymenty z „pudłami fotonów” prowadzone w *Ecole Normale Supérieure* (ENS), należą do dziedziny elektrodynamiki wnęk rezonansowych (*cavity quantum electrodynamics*, cQED). Przeprowadziliśmy doświadczenia polegające na nieniszczącym zliczaniu fotonów, rejestracji kwantowych skoków pola oraz przygotowaniu i rekonstrukcji stanów promieniowania typu „kot Schrödingera”. Zbadaliśmy również dekoherencję takich stanów, co pozwoliło na piękne zilustrowanie procesów towarzyszących przejściu od świata kwantowego do klasycznego. Badania te pozwoliły także na sprawdzenie podstawowych idei teorii informacji kwantowej (*quantum information processing*), wliczając w to zjawisko deterministycznego splątania atomów i kwantowe bramki logiczne, przetwarzające bity kwantowe (kubity, *qbits*) – zarówno atomowe, jak i fotonowe. Poniższy wykład rozpoczyna wskazanie związków eksperymentów prowadzonych w ENS z badaniami nad pułapkami jonów Davida Winelanda, którego wkład w badania nad kontrolą pojedynczych cząstek omówiony jest szerzej w osobnym wykładzie. Następnie przedstawione zostaną moje własne wspomnienia z czasów pierwszych badań nad elektrodynamiką wnęk rezonansowych oraz najważniejsze eksperymenty prowadzone w ENS w ostatnich 20 latach. Wykład kończy dyskusja porównująca nasze badania z innymi badaniami dotyczącymi kontroli pojedynczych cząstek kwantowych.

---

## Zawartość

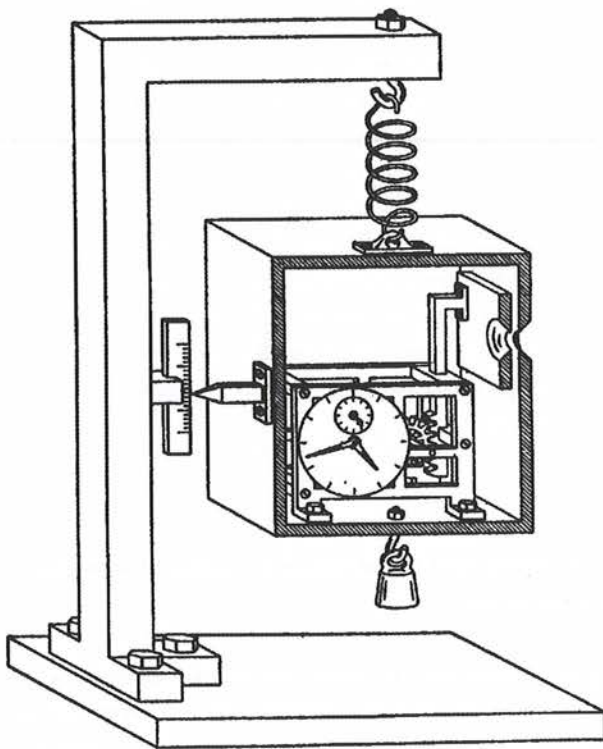
1. Kontrola nad pojedynczymi cząstkami w świecie kwantowym
  2. Wspomnienia z wczesnych badań nad elektrodynamiką wnęk rezonansowych
  3. Kwantowe pomiary nieniszczące: nowe „pudło” dla fotonów i kołowe stany rydbergowskie atomów
  4. Kwantowe sprzężenie zwrotne
  5. Rekonstrukcja stanów pola
  6. Stany typu kot Schrödingera dla światła oraz badania nad dekoherencją
  7. Informacja kwantowa w kwantowej elektrodynamice wnęk rezonansowych
  8. Przyszłość prac w ENS
  9. Związki z innymi działami teorii informacji kwantowej
- Podziękowania  
Bibliografia

## 1. Kontrola nad pojedynczymi cząstkami w świecie kwantowym

Już prawie sto lat temu mechanika kwantowa pokazała, że zarówno światło, jak i materia przejawiają jednocześnie cechy charakterystyczne dla cząstek i dla fal. Atomy i cząstki subatomowe, zwykle traktowane jak dyskretne obiekty, mogą niekiedy zachowywać się jak fale, a światło, choć w swej naturze jest falą elektromagnetyczną, rozchodzi się w przestrzeni w skwantowanych paczkach energii, zwanych fotonami. Ten dualizm korpuskularno-falowy wprowadza nas do dziwnego świata mechaniki kwantowej, w którym atomy i pola świetlne mogą istnieć w stanach superpozycji, niczym zawieszony między dwiema klasycznymi rzeczywistościami. Dla mózgu myślącego w sposób klasyczny jest to sytuacja całkowicie nieintuicyjna, niepodobna do niczego.

go, z czym spotykamy się w naszym makroskopowym świecie.

Twórcy mechaniki kwantowej dotarli do tych dziwnych metod opisu świata, próbując wyjaśnić nowe właściwości materii i promieniowania, z którymi się zetknęli. Bezpośrednia obserwacja tej „dziwności” przez długi czas pozostała jednak poza ich możliwościami. Bohr, Einstein i Schrödinger opisywali eksperymenty myślowe, w których manipulowali pojedynczymi kwantowymi cząstkami, ujawniając w ten sposób ich kolejne, wręcz antyintuicyjne zachowania, właściwe dla opisu mikroświata. Na rysunku 1 pokazano słynną koncepcję pudełka z fotonami, wymyśloną przez Einsteina i Bohra (Bohr, 1949). Można w nim przechowywać fotony przez określony czas i wypuszczać je na żądanie. Układ ten miał wiele elementów, z których wyróżnia się zegar regulujący otwieranie przesłony, narysowany z wyjątkową starannością na wyraźne życzenie Bohra.



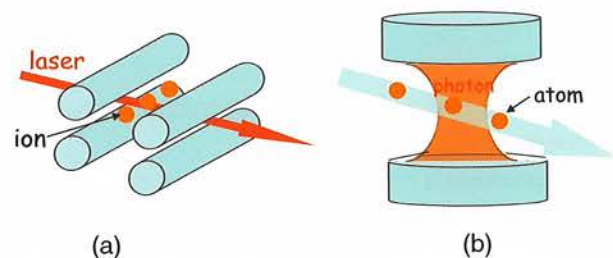
Rys. 1. „Pudło” do eksperymentu myślowego Einsteina-Bohra dla fotonów. Źródło: Niels Bohr Archive

Choć ojcowie mechaniki kwantowej potrafili wyobrazić sobie te i inne eksperymenty, to już ich realizacja wydawała się im całkowicie niemożliwa. Co prawda, od 1930 r. w akceleratorach oraz komorach mgłowych i pęcherzykowych rejestrowane były pojedyncze cząstki, ale możliwości ich badania kończyły się na obserwacjach śladów, jakie pozostawiały na swojej drodze w postaci kondensacji lub produktów zderzeń z innymi cząstkami. Właściwości badanych cząstek mogły

być jedynie „wydedukowane *post mortem*”. Jak pisał Schrödinger w 1952 r., „Można powiedzieć, że żadne z naszych badań nie jest prowadzone na pojedynczych cząstkach, podobnie jak nie możemy wyhodować ich-tiozaura w ZOO. Analizujemy jedynie ślady zjawisk, pozostające na długo po ich zejściu” (Schrödinger, 1952).

W celu obserwacji kwantowej dziwności „w ZOO” potrzebne było wypracowanie znacznie subtelniejszych technik manipulacji materią, które nie prowadziłyby do zniszczenia badanych cząstek w akcie ich obserwacji. Metody takie stały się osiągalne dopiero po zbudowaniu pierwszych wąskopasmowych przestrajalnych źródeł laserowych, szybkich komputerów i materiałów nadprzewodzących, które w ten czy inny sposób powstały dzięki mechanice kwantowej. Dzięki tym metodom wiele grup badawczych zajmujących się dziś optyką kwantową może badać i manipulować pojedynczymi cząstkami, nie niszcząc ich kwantowych właściwości. Badania prowadzone przez grupę Davida Wine-landa z Krajowego Instytutu Standaryzacji i Technologii (NIST) w Boulder i moją grupę z *Laboratoire Kastler Brossel d’Ecole Normale Supérieure* (ENS) w Paryżu należą właśnie do tej bardzo obecnie aktywnej dziedziny.

Można wręcz powiedzieć, że badania prowadzone w Boulder i Paryżu stanowią dwie strony tej samej monety. Grupa z NIST pułapkuje pojedyncze jony w polach elektrycznych, po czym do ich manipulacji i wykrywania stosuje światło laserów. W ENS robimy odwrotnie. Fotony, czyli światło, pułapkowane są we wnękach rezonansowych wykonanych ze zwierciadeł o bardzo wysokim współczynniku odbicia, a strumienie atomów wykorzystywane są do ich detekcji i manipulacji. Idea tych komplementarnych

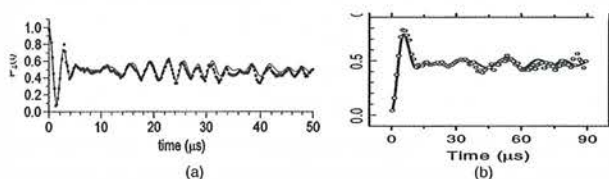


Rys. 2. Schemat pułapki jonowej z NIST (a) oraz pudełka na fotony z ENS

w swej naturze eksperymentów przedstawiona została na rysunkach 2(a) oraz 2(b). W obydwu przypadkach badania prowadzone są *in vivo*, czyli stan badanych cząstek nie jest zmieniany w trakcie pomiaru.

Prosty model teoretyczny, wprowadzony w pierwszych latach fizyki laserów przez Jaynesa i Cumminga (J-C) (Jaynes and Cummings, 1963), pasuje do obu sytuacji i łączy te dwie gałęzie badań. Atomy opisywane są w nim jako dwupoziomowe układy spinów,

oddziałujące z oscylatorami kwantowymi. W eksperymentach z Boulder wewnętrzne stopnie swobody pułapkowanych jonów (odpowiednik spinu w J–C) są sprzężone do zewnętrznego ruchu cząstek w pułapce, poddanych oscylacjom mechanicznym. Kwanty takich oscylacji nazywamy fononami. Sprzężenie osiąga się przez naświetlanie jonów światłem laserowym o odpowiednio dobranej częstotliwości. Powoduje ono przejścia między wewnętrznymi poziomami energetycznymi jonów, którym towarzyszy absorpcja bądź emisja fononów. W Paryżu atomy dwupoziomowe oddziałują bezpośrednio z modami pola mikrofalowego wnęki, kwantowego oscylatora, dla którego dokładnym analogiem fononów z poprzedniego przykładu są fotony. Sprzężenie opisuje tu proces absorpcji bądź emisji fotonów, przez atomy przechodzące przez wnękę. Prosty opis modelu Jaynesa-Cummingsa wraz z jego zastosowaniem w eksperymentach ENS i NIST można znaleźć w książce *Exploring the Quantum: Atoms, Cavities and Photons* (Haroche i Raimond, 2006).



Rys. 3. Oscylacje Rabiego w eksperymentach z NIST (a) i ENS (b). Źródło: Brune, Schmidt-Kaler i inni, 1996; Meekhof i inni, 1996

Na rysunkach 3(a) i 3(b) pokazano podobieństwa między metodami stosowanymi przez NIST i ENS. Przedstawiają one wyniki dwóch eksperymentów, opublikowane w tym samym wydaniu *Physical Review Letters* z 1996 r. Choć badania prowadzone były niezależnie w dwóch ośrodkach na zupełnie innych układach, wykazują bardzo podobne zachowania. Na rysunku 3(a) zaprezentowano „sygnaturę” jonu oscylującego w stanie superpozycji różnych kwantów wibracyjnych pułapki w Boulder (Meekhof i inni, 1996), podczas gdy rysunek 3(b) przedstawia zachowanie atomów po rezonansowym oddziaływaniu ze słabym oscylującym polem elektromagnetycznym, zawierającym superpozycję stanów dwóch różnych liczb fotonów we wnęce paryskiej (Brune, Schmidt-Kaler i inni, 1996). Krzywe te pokazują zachowanie prawdopodobieństwa przejścia między dwoma stanami jonu lub atomu w czasie i są nazywane oscylacjami Rabiego. Ich kształt, w którym widoczne są dudnienia między sinusoidalnymi oscylacjami odpowiadającymi stanom o różnej liczbie kwantów, pokazuje ziarnistość poziomów energetycznych oscylatorów mechanicznych i pola elektromagnetycznego, do których sprzężone są odpowiednio jony i atomy. Jak

pokażemy poniżej, takie oscylacje Rabiego odgrywają ważną rolę w manipulacji stanem pola i atomów w teorii informacji kwantowej.

## 2. Wspomnienia z wczesnych badań nad elektrodynamiką wnęk rezonansowych

Nasza przygoda z pułapkowaniem i kontrolą pojedynczych cząstek zaczęła się na długo przed zaobserwowaniem wspomnianych oscylacji Rabiego. David Wineland wspomina w swoim wykładzie noblowskim czasy pierwszych pułapek jonowych. Ja skupię się na tym, jakie były początki moich eksperymentów z „fotonami w pudle” w czasach, gdy podobieństwa między tymi badaniami nie były jeszcze oczywiste.

W pierwszej kolejności muszę wspomnieć o mojej pracy doktorskiej (Haroche i Cohen-Tannoudji, 1969; Haroche, 1971a, 1971b), wykonanej pod kierunkiem Claude Cohen-Tannoudji w *Laboratoire de Spectroscopie Hertzienne de l’Ecole Normale Supérieure*, dziś znanej jako *Laboratoire Kastler Brossel*. To właśnie wtedy dowiedziałem się o możliwości manipulowania materią za pomocą światła. Zaznajomiłem się też z technikami rozwiniętymi przez Kastlera i Brossela, którzy wykorzystywali światło do zorientowania atomowych momentów magnetycznych i późniejszej obserwacji ich „tańca” w polach o częstotliwościach radiowych. W tamtym czasie manipulowaliśmy całymi zespołami złożonymi z milionów atomów zamkniętych w komórce rezonansowej. Zdumiewał mnie fakt, że wyniki wszystkich naszych eksperymentów dało się wyjaśnić metodami mechaniki kwantowej, o których dowiedziałem się właśnie z wykładów prowadzonych przez mojego promotora. Musieliśmy jedynie wierzyć, że każdy z atomów stosuje się do tych praw, choć nie było możliwości bezpośredniej obserwacji ich zachowania.

W tym samym czasie razem z Claudem opracowaliśmy model tzw. atomu ubranego, wyjaśniający zachowanie atomu poddanego oddziaływaniu z polem o częstości radiowej, opisywanego jako zespół fotonów (Cohen-Tannoudji, Haroche, 1969; Haroche, 1971a, 1971b). Kwantowanie pola w tym kontekście było bardzo odważnym posunięciem, ponieważ nasze pola zawierały bardzo dużą liczbę kwantów i w związku z tym równie dobrze mogły być opisane przez klasyczne fale ciągłe. Kwantowy obraz atomów otoczonych czy „ubranych” chmurą fotonów, inspirowany teorią kwantowej elektrodynamiki, był obcy większości fizyków. Okazał się jednak potężnym narzędziem badawczym, prowadząc do odkrycia wielu interesujących zjawisk w dziedzinie rezonansu magnetycznego, które nie były łatwe do spostrzeżenia przy zastosowaniu jedy-

nie klasycznego opisu falowego (Cohen-Tannoudji i in., 1970).

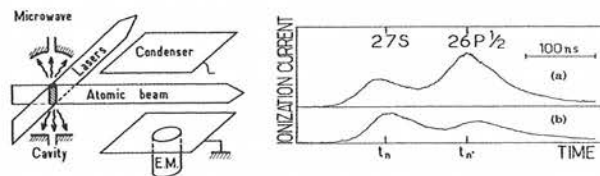
Wtedy to w moich myślach zaczęło się krystalizować marzenie o wykonaniu eksperymentów z niewielką liczbą fotonów. Mając w pamięci pytanie Anatola Abragama, który był członkiem mojej komisji doktorskiej, zastanawiałem się, czy możliwe byłoby przygotowanie eksperymentu, w którym model atomu ubranego byłby nie tylko po prostu wygodny, ale też kluczowy dla wyjaśnienia całego zjawiska. Wyjeżdżając w 1972 r. na swój pierwszy staż podoktorski do Arthura Schawlowa na Uniwersytet Stanforda, nie miałem jeszcze najmniejszego pojęcia, jak tego dokonać.

W tym bardzo ekscytującym dla mnie czasie byłem świadkiem opracowania pierwszego komercyjnego przestrajalnego lasera barwnikowego, który – jak się okazało – miał zrewolucjonizować dziedzinę spektroskopii atomowej i molekularnej. Prototypy tych laserów, produkowanych przez kalifornijską firmę uniwersytecką, dostarczane były do okolicznych uniwersytetów, a pierwszy egzemplarz trafił właśnie do Uniwersytetu Stanforda. Ponieważ w ramach swojej pracy doktorskiej pracowałem jedynie z klasycznymi lampami spektralnymi, to nowe źródło światła było mi obce. Pracując razem z doktorantem Schawlowa, Jeffreyem Paisnerem, wykorzystałem impulsowy laser barwnikowy do wzbudzania atomów cezu do stanu superpozycji, a następnie rejestrowałem sygnały dudnień kwantowych w emitowanej przez nie fluorescencji. Właśnie te badania ponownie skierowały moją uwagę ku zjawisku superpozycji stanów atomowych, z którym spotkałem się uprzednio podczas mojej pracy doktorskiej, kiedy studiowałem zjawisko przecinania się poziomów energetycznych w modelu atomu ubranego (Cohen-Tannoudji, Haroche, 1965).

Mimo że modulacja światła fluorescencji, charakterystyczna dla dudnień kwantowych, była już badana w doświadczeniach z dużą liczbą atomów, samo zjawisko związane było z interferencją w pojedynczym atomie. W każdym akcie wzbudzenia i deekscytacji każdy atom ewoluował po kilku możliwych ścieżkach jednocześnie. Opuszczając, a następnie powracając do stanu podstawowego, atom przejściowo znajdował się w różnych stanach wzbudzonych. To właśnie nierozróżnialny charakter tych ścieżek sprawiał, że w rejestrowanych sygnałach widoczne były dudnienia. Choć nie mogłem wtedy przeprowadzić eksperymentu na pojedynczym atomie, wiedziałem, że w jego fluorescencji dudnienia także będą widoczne, podobnie jak w dwuszczylnym eksperymencie Younga, działającym też dla pojedynczych cząstek. Wszystko obracało się więc wokół problemu obserwacji efektów kwantowych na poziomie pojedynczych cząstek.

Technologię przestrajalnych laserów barwnikowych przywoziłem ze sobą do Paryża, gdy przyjąłem stałą posadę w Krajowym Centrum Badań Naukowych (CNRS), jeszcze zanim zostałem mianowany na profesora Uniwersytetu Paryskiego VI w 1975 r. Po pierwszych badaniach dudnień kwantowych w stanach o niskiej głównej liczbie kwantowej naturalnym krokiem było przejście do układów stanów wzbudzonych, które zrealizowaliśmy w atomach sodu (Haroche, Gross i Silvermann, 1974). Dla energii bliskich energiom jonizacji wchodziliśmy na niezbadany grunt spektroskopii tzw. stanów rydbergowskich wysoko wzbudzonych atomów, których orbity elektronowe osiągają ogromne średnice. To właśnie lasery umożliwiły nam przygotowanie takich stanów i zarówno ja, jak i wielu innych, w tym Daniel Kleppner z MIT, byliśmy zafascynowani właściwościami tych gigantycznych atomów, o czym poniżej. Szczególnie interesująca była dla mnie ich ogromna czułość na promieniowanie mikrofalowe.

Razem z niewielką grupą wyjątkowo zdolnych doktorantów rozpocząłem badanie atomów rydbergowskich metodami spektroskopii mikrofalowej (Fabre, Goy, Haroche, 1977, 1978). Do Michela Grossa i Claude'a Fabre'a, którzy później z powodzeniem kontynuowali samodzielną karierę naukową, dołączył nieco później Jean-Michel Raimond, który pozostał moim współpracownikiem i towarzyszył mi w mojej przygodzie z tą dziedziną. Szczęśliwie dołączył do nas także Philippe Goy, fizyk z wykształceniem z dziedziny ciała stałego i czarodziej technik fal milimetrowych, zainteresowany naszymi eksperymentami z atomami rydbergowskimi. Opracowane przez niego źródła i analizatory fal milimetrowych były tak dobre, że wkrótce założył małą firmę i zaczął je dostarczać do laboratoriów na całym świecie.



Rys. 4. Maser na atomach rydbergowskich (1979). Po lewej szkic układu. Po prawej sygnały pochodzące od jonizacji stanów górnego (27S) i dolnego (26P $\frac{1}{2}$ ) atomu rydbergowskiego w funkcji czasu. Dolna i górna krzywa zmierzone odpowiednio dla nierezonansowego i rezonansowego ustawienia wnęki. Źródło: Gross i in., 1979

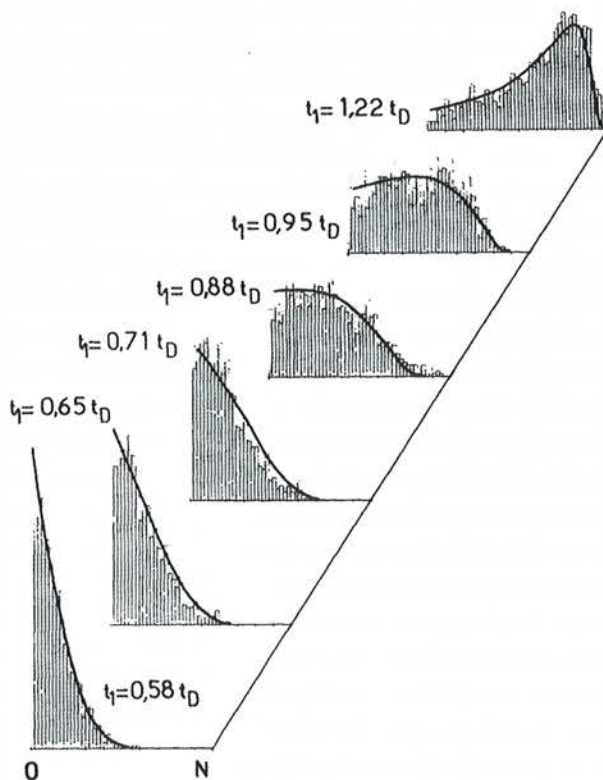
Układ doświadczalny stosowany przez nas w tamtych czasach przedstawia rysunek 4. Wiązka atomów jest wzbudzana laserem do stanów rydbergowskich i w tym samym obszarze oświetlana polem mikrofalowym. Pole to jest ograniczone otwartą wnęką rezo-

nansową, złożoną ze zwróconych do siebie miedzianych zwierciadeł, co pozwala precyzyjnie ograniczyć rejon oddziaływania. Po opuszczeniu wnęki atomy są jonizowane polem elektrycznym wytwarzanym między dwiema elektrodami. Natężenie pola elektrycznego jest zwiększane w czasie tak, aby w dwóch różnych momentach odpowiadało energii jonizacji dwóch różnych stanów atomowych, uprzednio sprzęganych polem mikrofalowym. Pozwalało nam to na dokładne i wydajne odróżnianie od siebie tych dwóch stanów. Metoda ta była pierwszy raz zastosowana do badania atomów rydbergowskich przez Daniela Kleppnera i jego studentów (Dukas i inni, 1975), a stosowana jest przez nas do dziś.

W 1979 r. uświadomiłem sobie, że jeśli atomy pierwotnie znajdowałyby się w stanie wzbudzonym, a wnęka byłaby dokładnie dostrojona do częstotliwości rezonansowej, nie trzeba by stosować osobnego źródła mikrofal do obserwacji przejścia między tymi stanami. Natychmiast uzmysłowiłem sobie, że zespół wzbudzonych atomów rydbergowskich, umieszczony we wnęcie rezonansowej, realizuje koncepcję masera impulsowego (Gross i inni, 1979). Zaskakującą i ekscytującą cechą takiego masera był bardzo niski próg akcji. Wymagane było bowiem jedynie kilkaset atomów, czyli znacznie mniej niż miliardy potrzebne do pracy zwykłego lasera czy masera. Efekt ten zawdzięczaliśmy bardzo silnemu sprzężeniu między atomami rydbergowskimi a promieniowaniem mikrofalowym. We wnioskach z opublikowanej na ten temat pracy zaznaczyliśmy, że nasze doświadczenie otwiera drogę do badania próbek składających się z jeszcze mniejszej liczby atomów. Wymagane były tylko wnęki o wyższym współczynniku dobroci  $Q$  i dłuższych czasach zaniku pola.

Wtedy to na dobre wkroczyliśmy na drogę ku badaniom oddziaływania pojedynczych atomów z pojedynczymi fotonami. Dziedzina, w którą się zaangażowaliśmy, zajmująca się atomami i fotonami oddziałującymi w ograniczonej zwierciadłami przestrzeni, nazwana została kwantową elektrodynamiką wnęk rezonansowych (cQED). Nazwę tę zawdzięczamy Danielowi Kleppnerowi, który wymyślił ją w 1980 r. Polubiłem ją natychmiast, ponieważ wyrażała ona połączenie fizyki atomowej z kwantową – w duchu zgodnym z tym, co wraz z Cohenem Tannoudjim próbowaliśmy robić dziesięć lat wcześniej z modelem atomu ubranego. Co prawda, zasadność wykorzystania terminu „kwantowa” pozostawała do udowodnienia w eksperymencie, jednak wiedzieliśmy już wtedy, w jakim kierunku chcemy zmierzać. Podstawowymi narzędziami pozostały wymagająca ulepszenia wnęka mikrofalowa oraz atomy rydbergowskie, którymi mieliśmy badać kwantowe właściwości tych pól.

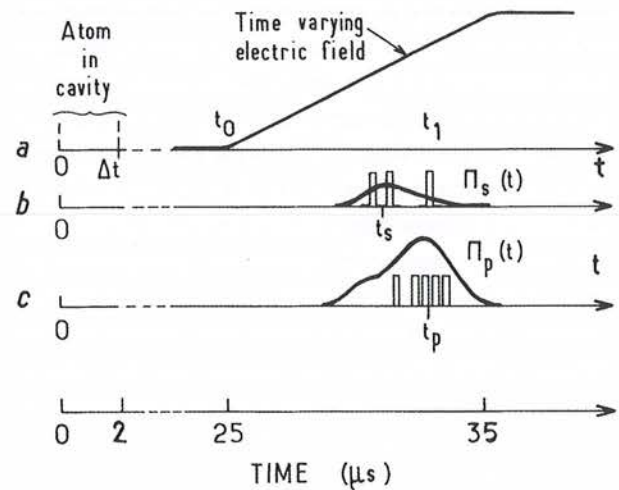
Przeprowadziliśmy wiele precyzyjnych badań ilościowych impulsowych maserów rydbergowskich, skupiając się w szczególności na ewolucji zespołu atomów w chwili emisji. Geometria naszego eksperymentu była idealna do badania zjawiska nadpromienistości, ponieważ wszystkie atomy były symetrycznie sprzężone do tego samego pola. Zjawisko to było badane teoretycznie przez R. Dicke’a w latach pięćdziesiątych. Atomy znajdujące się pierwotnie w stanie wzbudzonym, symetrycznym ze względu na wymianę atomów, pozostawały w nim przez cały proces emisji. Stanem końcowym takiego układu były wszystkie atomy w stanie podstawowym. Taki proces wymagał silnego kolektywnego sprzężenia atomów z polem i czasu emisji znacznie krótszego niż czas życia pojedynczego atomu w stanie wzbudzonym. Nasz eksperyment pozwalał na pomiar tego skróconego czasu emisji i na badanie całej jej dynamiki. Zbierając dane z bardzo wielu realizacji tego eksperymentu, przeprowadzonego na  $N$  wzbudzonych atomach, rejestrowaliśmy prawdopodobieństwo tego, że  $n$  z nich rozpadnie się, emitując  $n$  fotonów (patrz rysunek 5). Był to pierwszy eksperyment ilościowy pokazujący nadpromienistość Dickego (Gross, Haroche, 1982; Raimond i inni, 1982a).



Rys. 5. Eksperymentalna demonstracja nadpromienistości Dickego. Histogramy pokazują prawdopodobieństwo wyemitowania  $n$  fotonów z próbki  $N=3200$  atomów, znajdujących się początkowo w stanie wzbudzonym dla coraz dłuższych czasów. Jednostką czasu jest  $t_D$ , średnie opóźnienie emisji. Krzywe ciągłe zostały obliczone teoretycznie. Źródło: Raimond i inni, 1982a

Pokazaliśmy również, że jeśli liczba rozpadających się atomów była zwiększana powyżej pewnej granicy, ich emisja zaczynała wykazywać efekt „dzwonienia”, kiedy zespół atomów był częściowo ponownie wzbudzany i wprowadzany w tłumione oscylacje przez pole uwiecznione we wnęce (Kaluzny i inni, 1983). Ten zakres parametrów odpowiadający oscylującej nadpromienistości opisywany jest równaniem podobnym do opisującego ruch tłumiony wahadła (Bonifacio, Schwendimann, Haake, 1971). W kolejnej serii doświadczeń badaliśmy zjawisko odwrotne – mianowicie kolektywną absorpcję promieniowania ciała doskonale czarnego przez atomy rydbergowskie przygotowane pierwotnie w stanie dolnym przejścia, o częstotliwości dostrojonej do rezonansowej częstotliwości wnęki. W tym procesie atomy zachowywały się kolektywnie, jak zespół bozonów pozostających w stanie symetrycznym ze względu na wymianę cząstek. Dzięki temu pojemność cieplna takiego układu była znacznie mniejsza niż klasycznego gazu (Raimond i inni, 1982b). Choć zdawaliśmy sobie sprawę, że symetryczne stany, przez które przechodził nasz układ atomów, wykazywały silne splątanie, nie miało to jeszcze wtedy dla nas duże znaczenia.

Cały czas najważniejszym celem było dla nas zmniejszenie proggu akcji naszego masera do poziomu pojedynczego atomu. Aby zwiększyć współczynnik odbicia naszych zwierciadeł, zastąpiliśmy miedz nadprzewodzącym niobem, chłodzonym do temperatury pojedynczych kelwinów. W ten sposób znacząco zmniejszyliśmy straty wynikające z absorpcji fotonów mikrofalowych i mogliśmy w końcu – w 1983 r. – osiągnąć stan, gdzie jeden atom miał znacznie zwiększoną szybkość emisji spontanicznej jedynie dzięki oddziaływaniu z wnęką (rysunek 6). Zjawisko to, przewidziane przez E. Purcella w 1946 r. (Purcell, 1946), odpowiadało wprost działaniu masera na pojedynczym atomie (Goy i inni, 1983). W tym samym mniej więcej czasie Daniel Kleppner wspólnie ze swoimi studentami zrealizowali zaplanowany kilka lat wcześniej (Kleppner, 1981) eksperyment, komplementarny do naszych badań. Pokazali oni bowiem, że emisja atomów rydbergowskich była zablokowana po umieszczeniu ich między dwiema przewodzącymi płytami, które wykluczały możliwość zaistnienia między nimi fotonu o częstotliwości odpowiadającej przejściu w atomie. Prowadziło to do wydłużania ich czasów życia (Hulet, Hilfer, Kleppner, 1985). Kolejnym przykładem na zablokowanie emisji spontanicznej był eksperyment przeprowadzony kilka miesięcy wcześniej przez G. Gabrielse i H. Dehmelta, którzy pokazali, że czas zaniku promieniowania cyklotronowego pojedynczego spulapkowanego elektronu uległ wydłużeniu, gdy umieszczono go we wnęce



Rys. 6. Wzmocnienie emisji spontanicznej we wnęce, szkic sekwencji czasowej eksperymentu: (a) napięcie pola jonizującego, zliczenia atomów w stanie podstawowym 23S (b) i wzbudzonym 22P (c). Źródło: Goy i inni, 1983

rezonansowej z pułapkujących go elektrod (Gabrielse i Dehmelt, 1985).

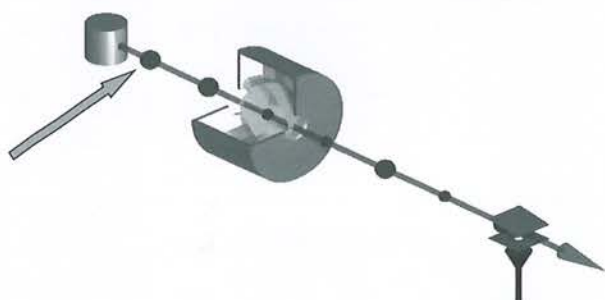
Jedną z cech naszego eksperymentu wydała mi się szczególnie intrygująca. Co by się stało, gdyby nasza wnęka miała wystarczająco dużą dobroć, żeby utrzymać foton na tyle długo, aby doszło do jego reabsorpcji? Jak zaznaczyłem w moich notatkach z wykładu w Les Houches w 1982 r. (Haroche, 1984), powinno nas to doprowadzić do zakresu odwracalnej wymiany energii między materią a polem na poziomie pojedynczych cząstek. Jeśli w chwili  $t = 0$  atom znajduje się w stanie wzbudzonym, a wnęka jest pusta, model Jaynesa-Cummingsa przewiduje, że układ atom o + pole przejdzie w czasie  $t$  do stanu  $\cos(\Omega_0 t/2)|e, 0\rangle + \sin(\Omega_0 t/2)|g, 1\rangle$ , gdzie  $\Omega_0$  oznacza tzw. częstość Rabięgo, a symbole w kecie reprezentują kolejno stan atomu i liczbę fotonów we wnęce. Jeśli wnęka zawierałaby  $n$  fotonów, podobne oscylacje odbywałyby się między stanami  $|e, n\rangle$  i  $|g, n+1\rangle$ , a ich częstość byłaby większa i wynosiła  $\Omega_n = \Omega_0 \sqrt{n+1}$ . Jeśli pole wnęki znajdowałoby się w stanie superpozycji dwóch różnych liczb fotonów, można by oczekiwać wystąpienia dudnień kwantowych między tymi stanami, ewoluującymi z różnymi częstościami Rabięgo  $\Omega_n$ . Zjawisko to zostało teoretycznie przewidziane i opisane przez Eberly'ego i współpracowników (Eberly, Narozhny, Sanchez-Mondragon, 1980), a my mogliśmy je zobaczyć na własne oczy w 1996 r. Naszym Świętym Graalem w latach osiemdziesiątych stało się osiągnięcie poziomu tzw. silnego sprzężenia cQND.

Brakowało nam jednak możliwości poprawienia jakości naszych zwierciadeł. Materiały nadprzewodnikowe sprawdzały się dobrze. Pozostawał jednak problem



mechanicznych właściwości niobu, które nie pozwalały na szlifowanie powierzchni do wymaganej gładkości. W ten sposób w naszym eksperymencie traciłmy fotony w procesach rozpraszania na defektach powierzchni zwierciadeł. Pracowaliśmy nad rozwiązaniem tego problemu, gdy w 1984 r. doszła do nas wiadomość, że nasz niemiecki kolega Herbert Walther z Monachium, ze swoim studentem Dieterem Meschedem i ekspertem w dziedzinie nadprzewodnictwa, G. Millerem, sięgnęli po nasz Święty Graal. Zamiast otwartej wnęki wykorzystali oni konstrukcję cylindryczną, co uwolniło ich od wpływu drobnych niedoskonałości powierzchni i pozwoliło otrzymać czasy życia fotonów we wnętrzu dłuższe o kilka rzędów wielkości.

Dzięki przesyłaniu pojedynczych atomów rydbergowskich przez takie nadprzewodzące pudełko rezonansowe możliwe było stopniowe wzmacnianie magazynowanego w nim pola do stanu stacjonarnego i uzyskanie w ten sposób akcji maserowej (Meschede, Walther, Muller, 1985) (rysunek 7). Oczywiście było,



Rys. 7. Szkic mikromasera grupy monachijskiej. Atomy są wzbudzane laserowo do stanu rydbergowskiego (strzałka po lewej), a następnie pojedynczo wpuszczane do cylindrycznej nadprzewodzącej wnęki rezonansowej. Detekcja odbywa się przez jonizację polową (po prawej)

że osiągnięty został poziom silnego sprzężenia cQED. Walther nazwał swój układ „mikromaserm”. W latach osiemdziesiątych i dziewięćdziesiątych przeprowadzono na nim wiele badań, zarówno eksperymentalnych, jak i teoretycznych (Meystre, Rempe i Walther, 1988; Rempe, Schmidt-Kaler i Walther, 1990; Scully, Englert i Walther, 1991). Herbert Walther, który, niestety, odszedł w 2006 r., był wspaniałym naukowcem i prawdziwym liderem w dziedzinie optyki kwantowej. Jego mikromaser był prawdziwie wielkim wkładem w elektrodynamikę wnęk rezonansowych. W latach osiemdziesiątych, gdy pracowałem na część etatu na Uniwersytecie Yale, w ramach stażu podoktorskiego do naszego zespołu dołączył Dieter Meschede. Dziś jest on profesorem w Bonn, gdzie prowadzi piękne eksperymenty nad zimnymi atomami i informacją kwantową. Nasza współpraca trwa już wiele lat –

wymieniamy zarówno pomysły, jak i studentów oraz pracowników.

W trakcie naszego pobytu w Yale przeprowadziliśmy – we współpracy z Edwardem Hindsem, Luigim Moi i kilkoma studentami – eksperyment demonstrujący tłumienie emisji spontanicznej w atomach przemieszczających się między dwoma zwierciadłami oddalonymi od siebie o mniej niż pół długości fali dozwolonego przejścia (Jhe i inni, 1987). Doświadczenie to, przeprowadzone w 1986 r., było częścią pracy doktorskiej Won Jhe, uzdolnionego koreańskiego studenta, który później został profesorem na uniwersytecie w Seulu. Było to przeniesienie w zakres fal optycznych eksperymentu Kleppnera z 1984 r. (Hulet, Hilfer i Kleppner, 1985), dotyczącego zachowania atomów rydbergowskich w polach mikrofalowych. W tym samym czasie moja grupa z ENS przyczyniła się do rozwoju mikromasera przez zrealizowanie w 1987 r. dwufotonowego masera atomowego na atomach rydbergowskich, operującego w zamkniętej wnęce cylindrycznej, do której fotony były emitowane parami (Brune i inni, 1987) [podobny laser dwufotonowy został zdemontowany kilka lat wcześniej (Nikolaus, Zangh, Toschek, 1981)]. Dwufotonowy maser rydbergowski był tematem pracy doktorskiej Michele’a Brune’a, wybitnego studenta, którego mamy szczęście mieć w naszej grupie do dziś.

Obserwując sukcesy grupy monachijskiej, zaczęliśmy się obawiać, że nasze eksperymenty z otwartą wnęką okażą się ślepym zaułkiem. Z drugiej strony nie byliśmy w pełni przekonani, że zastosowanie wnęki zamkniętej było w naszym przypadku właściwym rozwiązaniem. Atomy musiały przechodzić przez bardzo małe otwory blisko metalicznych powierzchni, wytwarzając niepożądane pola elektryczne. Taka bliskość metali powodowała znaczne zaburzenia w bardzo wrażliwych na pola elektryczne atomach rydbergowskich, zwłaszcza przygotowanych w stanach superpozycji. Szczególnie zaburzana była ich faza, co uniemożliwiało łatwą manipulację stanem atomu i pola. Pozostaliśmy więc przy układzie otwartej wnęki i pracowaliśmy nad poprawą gładkości zwierciadeł. Osiągnięcie poziomu pozwalającego na przeprowadzenie eksperymentów nad manipulacją i kontrolą fotonów, za które zostaliśmy uhonorowani Nagrodą Nobla, zajęło nam prawie 20 lat. Aby lepiej je przedstawić, odejdę od formuły historycznej na rzecz podejścia bardziej dydaktycznego. Początki elektrodynamiki kwantowej we wnętrzu opisane są w artykule w *Physics Today*, który napisałem wraz z Danielem Kleppnerem w 1989 r. (Haroche i Kleppner, 1989).

### 3. Kwantowe pomiary nieniszczące: nowe „pudło” dla fotonów i kołowe stany rydbergowskie atomów

Naszym celem w końcówce lat osiemdziesiątych było generowanie fotonów we wnęce o wysokiej dobroci oraz nieniszczące obserwacje i manipulacje tymi atomami. Aby osiągnąć ten cel, musieliśmy poradzić sobie z tym, że – tak jak w cytowanej w pierwszym rozdziale wypowiedzi Schrödingera – detekcja światła odbywa się *post mortem*. Fotony – czy to obserwowane ludzkim okiem, czy przez kamerę lub fotodetektor – są przetwarzane na impuls elektryczny w procesie fotoelektrycznym, który kończy się ich absorpcją (zniszczeniem). Nie różni się to właściwie od obserwacji zderzeń cząstek w komorze mgłowej czy akceleratorach. Rejestracja światła prowadzona jest przez zbieranie szczątków pozostawionych po zderzeniu między fotonem a światłoczułą powierzchnią. Każde kliknięcie licznika fotonów oznacza, że po fotonie pozostała próżnia.

Poszukiwaliśmy więc procesu, w którym do zliczania wykorzystywany byłby nieniszczący detektor i możliwa byłaby wielokrotna rejestracja tego samego fotonu. Pomysł na taki kwantowy pomiar nieniszczący (*quantum nondemolition*, QND) dla pola elektromagnetycznego został zaproponowany w latach siedemdziesiątych przez V. Braginskiego i współpracowników (Braginsky i inni, 1977; Braginsky i Vyatchanin, 1981; Braginsky i Khalili, 1996). Aby zaadaptować tę metodę do zliczania kwantów światła, potrzebny był specjalny rodzaj detektora, który byłby przezroczysty dla światła, a jednocześnie dość czuły, aby zarejestrować ślad pojedynczego fotonu. Niezbędne było też odpowiednio dobre, otwarte „pudełko” do długiego przechowywania fotonów, co pozwoliłoby na ich wielokrotną rejestrację przez kolejne atomy. Był to powrót do pomysłu Einsteina i Bohra w radykalnie nowy sposób.

Pudełko, które wymyśliśmy, jest inne od tego zaproponowanego przez Bohra prawie 85 lat wcześniej, ale – co ciekawe – jest rzeczywiście związane z zegarem, o czym poniżej. Problem defektów wnęki, które nękały nas w latach osiemdziesiątych, rozwiązaliśmy przez stopniowe udoskonalanie układu. Najpierw osiągnęliśmy czasy życia fotonów – sięgające od kilkuset mikrosekund do pojedynczych milisekund – przez otoczenie wnęki niobowej pierścieniem aluminiowym, który odbijał fotony rozproszone na niedoskonałościach zwierciadeł z powrotem do wnęki. Prawdziwy przełom osiągnęliśmy jednak po nawiązaniu współpracy z Centrum Energii Atomowej (CEA) w Saclay. Pracowali oni nad wnękami nadprzewodzącymi dla akceleratorów cząstek, dzięki czemu byli ekspertami w konstrukcji mikrofalowych wnęk rezonansowych o wyso-

kiej dobroci, o nieco niższej częstotliwości niż te, jakie nas interesowały (50 GHz). Z ich pomocą w końcu przygotowaliśmy wnęki miedziane, które można wykonać mechanicznie z bardzo wysoką precyzją, zmniejszając rozmiary niedoskonałości do skali kilku nanometrów. Ich powierzchnię pokryliśmy cienką warstwą niobu. Łącząc w ten sposób precyzję mechaniczną z dobrą przewodnością elektryczną, otrzymaliśmy zwierciadła z kwazisferyczną powierzchnią, których parametry ciągle udoskonalaliśmy, a pierścień aluminiowy stał się zbędny. Ostatecznie w 2006 r. osiągnęliśmy czasy życia fotonów sięgające 130 ms (Kuhr i inni, 2007) w całkowicie otwartych wnękach (rysunek 8). Fotony przemierzają między ich zwierciadłami odległość ok. 40 tys. km po zamkniętej trajektorii i istnieją wystarczająco długo, aby przez wnękę zdążyło przelecieć wiele kolejnych pojedynczych atomów, z którymi mogą oddziaływać.



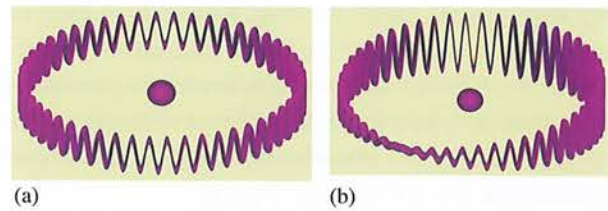
Rys. 8. Pudło dla fotonów z ENS (zdjęcie Michel Brune). Zwierciadła mają średnicę 5 cm i są od siebie oddalone o 2,7 cm (na zdjęciu odległość ta została zwiększona dla przejrzystości)

Aby badać fotony, przesyłamy przez wnękę specjalnie przygotowane atomy w tzw. kołowych stanach rydbergowskich, w których elektron znajduje się na zewnętrznej orbicie kołowej, około tysiąckrotnie większej niż w zwykłym atomie. Wzbudzone atomy rubi-

du są przygotowane przez działanie na nie światłem laserowym oraz promieniowaniem mikrofalowym (Nussenzweig i inni, 1993). Jest to modyfikacja procedury wymyślonej w 1983 r. przez Daniela Kleppnera i Randy’ego Huleta z MIT (Hulet i Kleppner, 1983). Zgodnie z teorią kwantową, orbitujący elektron rydbergowski jest także falą o długości określonej wzorem de Broglie’a. Orbita, aby była stabilna, musi mieć obwód równy całkowitej wielokrotności długości tej fali. Wartość ta, nazywana główną liczbą kwantową, dla naszych atomów rydbergowskich jest równa 50 i 51 (stany te nazywamy odpowiednio  $e$  i  $g$ ). Przewaga, jaką mają te kołowe stany rydbergowskie nad stanami o niższym momencie pędu, związana jest z ich długim czasem życia, dla naszych stanów równym ok. 30 ms. Ten czas jest tego samego rzędu co czas życia fotonu we wnęce i pozwala zaniedbać w pierwszym przybliżeniu procesy zaniku w atomach w czasie oddziaływania z polem wnetki.

W stanach rydbergowskich  $e$  i  $g$  kołowe fale de Broglie’a mają jednorodną amplitudę, więc rozkład gęstości ładunku jest centrowany na jądrze atomowym. Skutkuje to zerowym atomowym momentem dipolowym. Atom można spolaryzować impulsem rezonansowego promieniowania mikrofalowego, wprowadzając go w stan superpozycji stanów  $e$  i  $g$  o odpowiednio 50 i 51 węzłach w ich funkcjach falowych. Ta superpozycja stanów jest przykładem tak zwanego stanu kota Schrödingera, ponieważ jej postać sugeruje znajdowanie się atomu jednocześnie w dwóch stanach. Przypomina to słynnego kota z eksperymentu myślowego Schrödingera w stanie zawieszenia pomiędzy życiem a śmiercią. Lepszą nazwą byłby „kotek”, ponieważ tworzy go pojedynczy atom, co sprawia, że jest bardzo mały. Dwie fale de Broglie’a, które tworzą „kota”, interferują konstruktywnie w jednym miejscu orbity, a destruktywnie dokładnie po przeciwnej stronie, przez co w efekcie powstaje wypadkowy moment dipolowy, rotujący w płaszczyźnie orbitalnej z częstotliwością 51 GHz (rysunek 9(b)). Dipol ten zachowuje się jak wirująca antena, wyjątkowo czuła na promieniowanie mikrofalowe. Taki atom można też sobie wyobrazić jako zegar tykający z częstotliwością 51 GHz.

Promieniowanie mikrofalowe nierezonansowe z przejściem między stanami  $e$  i  $g$  wpływa na atom, chociaż nie jest absorbowane, dzięki czemu fotony pozostają nienaruszone. Zapewnia to spełnienie warunków pomiaru nieniszczącego. Nierezonansowe promieniowanie przesuwania nieznacznie energię poziomów atomowych, zmieniając w ten sposób częstotliwość wirowania dipola – tykania naszego zegara. To przesunięcie energii zostało odkryte w 1961 r. przez Claude’a Cohen-Tannoudjiego w jego twórczych

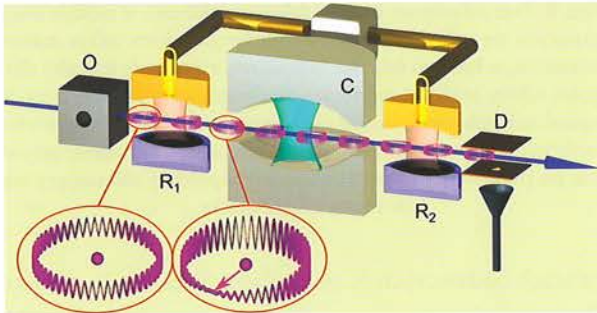


Rys. 9. Przedstawienie funkcji falowej elektronu w atomie znajdującym się w kołowym stanie rydbergowskim: (a) w stanie własnym, w którym fala ma jednakową amplitudę na całej długości orbity, brak jest momentu dipolowego, (b) w superpozycji sąsiednich kołowych stanów rydbergowskich, fale de Broglie’a interferują konstruktywnie po jednej stronie orbity, a destruktywnie po przeciwnej, tworząc moment dipolowy obracający się w płaszczyźnie orbity

pracach badawczych (Cohen-Tannoudji, 1962a, 1962b). Przesunięcia energii poziomów energetycznych światłem są proporcjonalne do energii pola, czyli do liczby fotonów. Ponieważ są one jednocześnie odwrotnie proporcjonalne do odstrojenia częstotliwości rezonansowej wnetki od częstotliwości rezonansowych atomu, można je wzmocnić przez odpowiednie przestrojenie wnetki (w naszych eksperymentach różnica między tymi wielkościami wynosi jedynie 100 kHz). Oczywiście, należy zadbać o to, aby prawdopodobieństwo absorpcji i emisji fotonu przez atom było odpowiednio niskie. W przypadku atomów rydbergowskich obserwowany efekt jest bardzo silny w przeliczeniu na foton, co daje przesunięcia fazowe w ewolucji superpozycji nawet o  $180^\circ$  przy przejściu atomu przez wnetkę. Pomiar tego przesunięcia pozwala na określenie liczby fotonów bez ich niszczenia. Gra ono również kluczową rolę w innych eksperymentach z dziedziny optyki kwantowej, takich jak chłodzenie i pułapkowanie atomów światłem laserowym w eksperymentach Claude’a Cohen-Tannoudjiego, Williama Philipsa oraz Stevensa Chu, za które zostali uhonorowani Nagrodą Nobla w 1997 r. (Chu, 1998; Cohen-Tannoudji, 1998; Philips, 1998).

Propozycję pomiaru tych przesunięć podaliśmy w 1990 r. (Brune i inni, 1990). Zbudowaliśmy interferometr atomowy wokół naszej wnetki (rysunek 10). Atomy przygotowane w stanach kołowych  $e$  przechowywane w pudle  $O$  przepuszczaliśmy przez wnetkę  $C$  pojedynczo, a następnie sprawdzaliśmy, w jakim stanie się znajdują przez ich jonizację w obszarze  $D$ . Kluczową rolę odgrywały w eksperymencie dwa dodatkowe obszary,  $R_1$  i  $R_2$  po obu stronach wnetki, w których generowane było pole mikrofalowe. W pierwszym z nich atomy były wprowadzane w stan kota Schrödingera, czyli superpozycję stanów  $e$  i  $g$ . Odpowiadało to jakby włączeniu wewnętrznego zegarka atomu i ustawianiu jego wskazówki w konkretnym kierunku, przez nadawanie mu określonego momentu dipolowego. Dipol atomo-

wy rozpoczynał wtedy precesję. Kierunek, w którym ustawiony był dipol, był następnie odczytywany w obszarze  $R_2$ , również za pomocą mikrofal, co pozwalało nam zmierzyć, jaką fazę zakumulował w swojej podróży przez wnękę (ile obrotów wykonała w tym czasie wskazówka jego wirtualnego zegara).

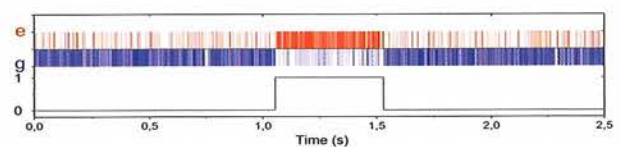


Rys. 10. Interferometr cQED typu Ramseya. Wkładka przedstawia szkic atomów kołowych w stanach własnych energii (po lewej) oraz w superpozycji stanów tworzonych impulsem mikrofalowym w  $R_1$  (strona prawa). Źródło: Haroche, Brune i Raimond, 2013

Łącząc w ten sposób dwa osobne rezonatory  $R_1$  i  $R_2$ , realizowaliśmy ideę tzw. interferometru Ramseya. Urządzenie to zostało wymyślone w 1949 r. przez Normana Ramseya (Ramsey, 1949), który był później promotorem Daniela Kleppnera i Davida Winelanda. Metoda oddzielnych impulsów pola jest dziś powszechnie stosowana w zegarach optycznych działających na mikrofalowych przejściach nadsubtelnych między dwoma poziomami atomowymi. Wzbudzenie przez dwa kolejne impulsy wprowadza sinusoidalną zmianę w prawdopodobieństwach przejść między dwoma poziomami atomowymi, gdy częstotliwość mikrofal jest zmieniana w okolicach częstotliwości rezonansowej atomu. Te tzw. prążki Ramseya są używane do stabilizowania częstotliwości mikrofal do przejść atomowych. W naszym eksperymencie interferometr Ramseya, oparty na wyjątkowo czułych na promieniowanie mikrofalowe atomach rydbergowskich, wykorzystywany był do zliczania fotonów przez pomiar ich zaburzającego wpływu na prążki interferencyjne (Haroche, Brune i Raimond, 2013). Gdy przygotowujemy układ tak, aby przesunięcie fazowe ewolucji superpozycji stanów  $e$  i  $g$  na foton było równe  $180^\circ$ , faza prążków Ramseya zmienia się o pół okresu, gdy liczba fotonów we wnęcie zmienia się o jeden. Interferometr jest wykalibrowany tak, aby atom znajdowany był w stanie  $e$ , gdy we wnęcie jest tylko jeden foton. Kolejny impuls przerywa ewolucję stanu superpozycji atomów opuszczających wnękę  $C$ , pozostawiając je w stanie  $e$ , gdy we wnęcie jest jeden foton, i w stanie  $g$ , jeśli wnęką jest pusta. Stan atomu określamy przez jonizację polem elektrycznym. W ten sposób stany ato-

mu  $e$  i  $g$  są bezpośrednio skorelowane ze stanami 1 i 0 wnęki.

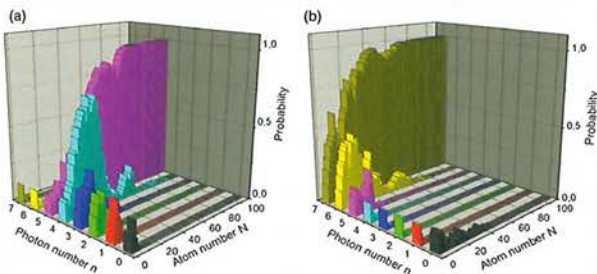
Na rysunku 11 pokazano zliczenia detektora w eksperymencie (rejestracja atomu w stanie  $g$  lub  $e$  jest odpowiednio reprezentowana przez niebieską lub czerwoną kreskę), w którym atomy przechodzą przez wnękę chłodzoną do ok. 0,8 K. Zgodnie z prawem Plancka, przez 95% czasu wnęka ta znajduje się w stanie próżni, a przez 5% czasu zawiera jeden termicznie wytworzony foton (Gleyzes i inni, 2007). Wyraźnie widoczny jest moment, w którym foton wpada do wnęki, żyje w niej przez krótki czas, po czym znika. Ze względu na zakłócenia i niedoskonałości układu korelacja między liczbą fotonów i stanem badających wnękę atomów nie jest stuprocentowa, jednak prosta analiza statystyczna pozwala na jednoznaczne odtworzenie historii zmian liczby. Nagła zmiana liczby fotonów nazywana jest przeskokiem kwantowym. Zjawisko to zostało przewidziane stosunkowo dawno temu przez mechanikę kwantową i zaobserwowane w latach osiemdziesiątych w pułapkach jonowych. Jego opis przedstawia David Wineland w swoim wykładzie. Nasza obserwacja była jednak pierwszą tego typu dla kwantu światła. Rysunek pokazuje również, że setki atomów mogą wykrywać ten sam foton, co potwierdza, że nasza metoda jest dla badanych pól nieniszcząca. Przeskoki harmonicznego oscylatora pola są bardzo podobne do skoków kwantowych obserwowanych między stanami oscylatora cyklotronowego dla pojedynczych elektronów, które również były rejestrowane metodami nieniszczącymi (Peil i Gabrielse, 1999).



Rys. 11. Nieniszcząca detekcja pojedynczego fotonu. Ciąg pojedynczych atomów (górny ślad) wykrywa nagłą zmianę w liczbie fotonów wnęki (ślad dolny), pokazując narodziny, życie i śmierć pojedynczego kwantu światła. Czasy życia fotonów są losowe, a ich średnia jest równa czasowi tłumienia pola wnęki – 130 ms. Pokazany foton miał wyjątkowo długi czas życia – równy ok. 500 ms. Źródło: Gleyzes i inni, 2007

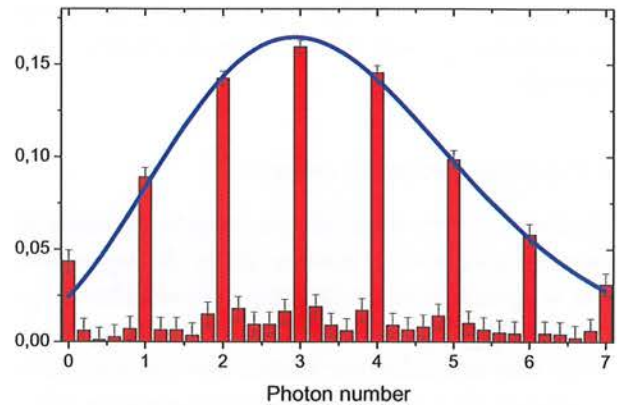
Nasza metoda zliczania fotonów może zostać rozszerzona na większe natężenia światła (Guerlin i inni, 2007). Zaczynamy od wstrzyknięcia do wnęki słabej pola koherentnego, w stanie będącym superpozycją dwóch liczb fotonów 0 i 7. Pole to jest wytwarzane przez rozpraszanie impulsu mikrofalowego generowanego przez klasyczne źródło na zwierciadłach wnęki. Prowadzi to do schwywania kilku fotonów, które po wyłączeniu źródła bardzo długo żyją między zwierciadłami. Wystarczy wtedy przepuścić przez wnękę ciąg ato-

mów, z których każdy zbiera informacje o chwilowym stanie jej pola. Przesunięcie fazowe jest dobierane tak, aby sygnały pochodzące od atomów przechodzących przez stan pola zawierającego 7 i 0 fotonów były wyraźnie rozróżnialne. Na początku eksperymentu nie jesteśmy w stanie przewidzieć, ile fotonów znajduje się we wnętrzu, zakładamy więc płaski rozkład prawdopodobieństwa, tak jak to jest przedstawione po lewej stronie rysunków 12(a) i 12(b), co daje nam równe prawdopodobieństwo znalezienia wnęki w każdym ze stanów. Gdy przez wnękę przechodzą kolejne atomy, nasza wiedza o polu rośnie, aż w końcu jesteśmy w stanie określić precyzyjnie liczbę fotonów [histogramy z jednym pikiem po prawej stronie rysunków 12(a) i 12(b) (po przepuszczeniu przez wnękę wielu atomów) odpowiadają odpowiednio  $n = 5$  i  $n = 7$  fotonów].



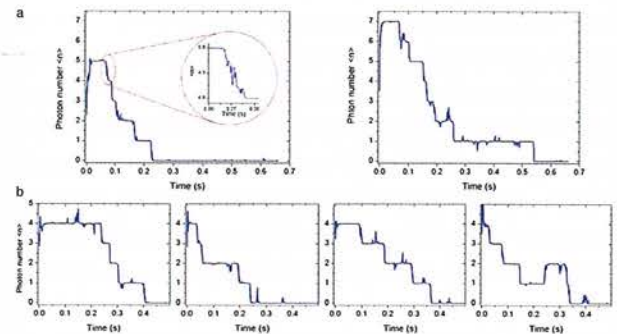
Rys. 12. Postępujący kolaps kwantowego stanu pola, spowodowany nieniszczącym zliczaniem fotonów wnęki. (a) Zmiany w rozkładzie prawdopodobieństwa dla liczby fotonów we wnętrzu wraz z detekcją kolejnych atomów sondujących, prowadzące do stanu Focka o  $n = 5$ . (b) Ewolucja tego samego rozkładu, prowadząca do stanu  $n = 7$ . Źródło: Guerlin i inni, 2007

Ewolucja mierzonego rozkładu prawdopodobieństwa jest otrzymywana z tzw. argumentu Bayesa, opracowanego przez nas w 2006 r. (Haroche i Raimond, 2006). Każdy pomiar stanu atomu dostarcza nam informacji o kierunku dipola atomowego i pozwala na zwiększenie naszej wiedzy o rozkładzie liczby fotonów we wnętrzu. Eksperyment ten może być traktowany jak pomiar w czasie rzeczywistym kolapsu funkcji falowej, spowodowanego aktem pomiaru. Objawia się to przejściem płaskiego rozkładu prawdopodobieństwa w wyraźnie zlokalizowany. Pole znajdujące się początkowo w stanie superpozycji dwóch różnych liczb fotonów jest rzutowane dzięki zbieranym informacjom na stan o określonej liczbie fotonów, tzw. stan Focka o dobrze określonej energii. Proces ten jest losowy, jak pokazują dwie realizacje, pokazujące różne liczby fotonów, przedstawione na rys. 12(a) i 12(b). Statystyka dużej liczby pomiarów odtwarza rozkład prawdopodobieństwa fotonów w stanie początkowym (rysunek). Jak to zostało przewidziane dla stanu koherentnego wytwarzanego przez klasyczne źródło, jest ona zgodna z prawem Poissona (Glauber, 1963).



Rys. 13. Rozkład liczby fotonów stanu koherentnego o średniej liczbie fotonów 3,4, odtworzony z analizy statystycznej 3000 sekwencji pomiarów nieniszczących. Źródło: Guerlin i inni, 2007

Gdy liczba fotonów zostanie już dobrze określona, jej zmiany można obserwować przez kontynuację pomiaru, przepuszczając przez wnękę kolejne atomy. Widoczne są wtedy przeskoki kwantowe spowodowane utratą fotonów na ściankach wnęki (Guerlin i inni, 2007), co nieuchronnie prowadzi do osiągnięcia przez nią stanu próżni. Na rysunku 14 pokazano



Rys. 14. Skoki kwantowe pola zarejestrowane przez nieniszczące liczenie fotonów. (a) Ewolucja liczby fotonów wnęki po uprzednim określeniu jej w stanie Focka o  $n = 5$  (po lewej) i  $n = 7$  (po prawej). Zbliżenie we wkładce pokazuje, że stwierdzenie zajścia skoku odbywa się przez detekcję wielu atomów w czasie kilku ms. (b) Cztery losowe „trajektorie” liczby fotonów dla wnęki początkowo w stanie  $n = 4$ . Różne przebiegi pokazują fluktuującą naturę procesu zaniku pola. Ślad po prawej pokazuje także pojawienie się we wnętrzu fotonu pochodzącego od wzbudzenia termicznego (wnęka chłodzona do 0,8 K). Źródło: Guerlin i inni, 2007

„trajektorie”, po których ewoluuje stan wnęki o różnej początkowej liczbie fotonów. Statystyczna analiza tych trajektorii pozwoliła nam na zmierzenie czasów życia różnych stanów Focka. Czas życia stanu  $n$  fotonowego we wnętrzu, wykazujący losowe fluktuacje, rozkłada się zgodnie z prawem zaniku potęgowego o stałej czasowej  $T_c/n$ , gdzie  $T_c$  to czas tłumienia energii pola wnęki (Brune i inni, 2008). Wariacja czasu zaniku, zachowująca się jak  $1/n$ , jest oznaką rosnącej kruchości tych nieklasycznych stanów promieniowa-

nia wraz ze wzrostem ich energii. Ta cecha jest właściwa także stanom kota Schrödingera dla światła (patrz poniżej).

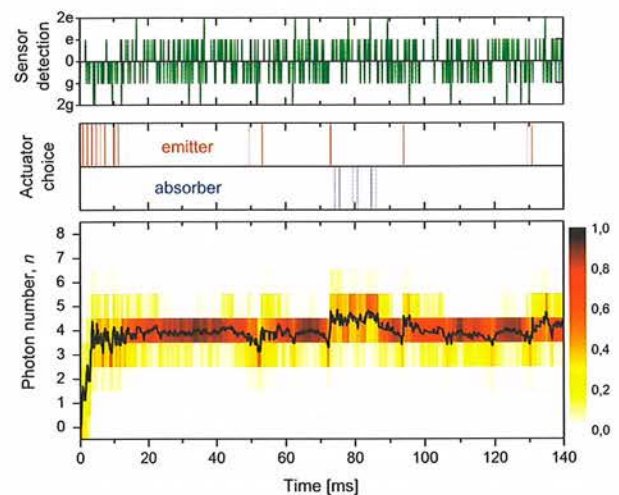
#### 4. Kwantowe sprzężenie zwrotne

Możliwość dokonywania nieniszczących pomiarów na układzie kwantowym otwiera drogę do wpływania nań w sposób deterministyczny i wprowadzania go w konkretnie wybrany stan. Na krótko po tym, jak udało nam się zrealizować liczenie fotonów w procesie nieniszczącym (QND), zaproponowaliśmy wraz z Pierrem Rouchonem i jego podopiecznymi z *Ecole des Mines* w Paryżu zastosowanie takiej metody kwantowego sprzężenia zwrotnego do „okiełznania” pola kwantowego przez jego przygotowanie i utrzymanie w określonym stanie Focka przez dowolnie długi czas (Dotsenko i inni, 2009). Udało nam się zrealizować dwie wersje tego eksperymentu (Sayrin i inni, 2011; Zhou i inni, 2012). Interferometr Ramseya, działający jako licznik fotonów, jest wykorzystywany w charakterze czujnika monitorującego stan układu i przesyłającego informację do komputera, który z kolei szacuje w czasie rzeczywistym stan pola i decyduje, jakie kroki należy podjąć, aby doprowadzić go do stanu o żądanej liczbie fotonów. Po jego osiągnięciu procedura ta służy nam do monitorowania skoków kwantowych i natychmiastowego reagowania na nie, co pozwala na utrzymywanie układu w oczekiwanym stanie. Metoda ta jest podobna do żonglowania. Sensory spełniają tu funkcję oczu żonglera, informacja jest przetwarzana w jego mózgu, gdzie podejmowane są decyzje co do działań, jakie mają wykonać ręce. W kwantowej wersji klasyczne kule zastępujemy fotonami odbijającymi się od zwierciadeł wnęki. Kwantowe oko interferometru Ramseya śledzi ewolucję układu, przekazując informacje do komputerowego mózgu, który kontroluje aparaturę doświadczalną.

Ten kwantowy żongler stawia jednak czoła wyzwaniom innym niż w klasycznej zabawie. W przypadku klasycznym sam akt obserwacji kul nie ma na nie żadnego zauważalnego wpływu, podczas gdy w przypadku kwantowym prowadzi nieuchronnie do ich zaburzenia, zgodnie z postulatami rzutowania działającymi w mechanice kwantowej. Zaburzenie układu jest losowe, ponieważ zależy od nieprzewidywalnego wyniku pomiaru przeprowadzanego na układzie. Jednak gdy atom zostanie już wykryty, oddziaływanie na stan pola jest określone przez jego rzutowanie zgodnie z wynikiem pomiaru przeprowadzonego na atomie. Komputer jest więc w stanie na bieżąco monitorować stan układu przez pomiar stanu kolejnych badających go atomów. W każdym kroku określa on, jak bardzo różni się ten stan od zadanego wcześniej i oblicza, jakie działa-

nia należy podjąć, aby tę różnicę zminimalizować. Podobnie jak w klasycznym sprzężeniu zwrotnym, procedurę tę przeprowadza się w pętłach kolejnych pomiarów i poprawek do czasu osiągnięcia stanu pożądanego. Układ jest następnie dalej monitorowany, aby wykrywać i korygować efekty skoków kwantowych.

Co spełnia funkcję ręki żonglera w tym eksperymencie? W jednej z wersji (Sayrin i inni, 2011) jest to źródło mikrofal, okresowo wprowadzanych do wnęki  $C$ . W zależności od swojej fazy zwiększają one bądź zmniejszają amplitudę pola we wnęcie. W innej wersji (Zhou i inni, 2012) tę rolę odgrywają atomy o częstotliwości rezonansowej zgodnej z częstotliwością wnęki. W zależności od stanu, w którym zostaną przygotowane, mogą one zaabsorbować (stan  $g$ ) lub wyemitować (stan  $e$ ) pojedynczy foton we wnęcie. Atomy te należą do tego samego strumienia co atomy sondujące. Zmianę roli atomu wprowadzanego do wnęki z sensora na manipulator urzeczywistnia się przez wyłączenie odstrojonego jego częstotliwości rezonansowej od częstotliwości wnęki i wyłączenia pól Ramseya  $R_1$  i  $R_2$ . Pętla sprzężenia zwrotnego składa się z kilku atomów sondujących i idących w ich ślad kilku atomów manipulujących. Sygnał demonstrujący kwantowe sprzężenie zwrotne dla stanu Focka o  $n = 4$  przedstawiony jest na rysunku 15. Wnętka jest początkowo w stanie próżni



Rys. 15. Stabilizacja liczby fotonów we wnęcie do  $n = 4$  przez kwantowe sprzężenie zwrotne. Górny i środkowy ślad przedstawiają detekcję atomów sondujących i manipulujących, wysyłanych do wnęki (badające, emitujące i absorbujące atomy oznaczono odpowiednio kreskami w kolorach zielonym, czerwonym i niebieskim). Dolny wykres pokazuje stan wnęki widziany przez komputer obsługujący eksperyment (prawdopodobieństwa odpowiadające kolorom przedstawione zostały na skali po prawej).

Źródło: Zhou i inni, 2012

i komputer przepuszcza przez nią kilka atomów-emitatorów – aż do osiągnięcia pożądanego stanu. Późniejsze przeskoki kwantowe są kompensowane w ten sam

sposób. Jeśli w procesie korekty liczba fotonów pola włączy przekroczy żadaną, komputer decyduje o wysłaniu atomów-absorberów. Średnia liczba fotonów jest stabilizowana do oczekiwanej wartości z niewielkimi fluktuacjami kwantowymi. Eksperymenty te otwierają drogę do deterministycznego wytwarzania i ochrony przed dekoherencją innych nieklasycznych stanów promieniowania.

## 5. Rekonstrukcja stanów pola

Pomiary nieniszczące, powtórzone wielokrotnie na tym samym stanie pola, pozwoliły nam odtworzyć rozkład prawdopodobieństwa dla liczby fotonów, który dla pola koherentnego jest opisany funkcją Poissona, centrowaną na średniej liczbie fotonów  $\langle n \rangle$  (patrz rysunek 13). Histogramy  $P(n)$  pozwalają nam tylko na częściową znajomość stanu pola. Ponieważ widzimy jedynie natężenie światła i jego fluktuacje, pozostajemy niewrażliwi na ewentualne koherencje. Stan pola jest w ogólności opisany przez macierz gęstości  $\rho$ , której elementy diagonalne  $\rho_{nn}$  w bazie stanów Focka są prawdopodobieństwami typu  $P(n)$ , a elementy poza-diagonalne  $\rho_{nn'}$ , opisują istniejące pomiędzy nimi koherencje. Wyrażone w liczbie fotonów prawdopodobieństwa  $P(n)$  są jednowymiarowymi obiektami, podczas gdy koherencje  $\rho_{nn'}$  są dwuwymiarowe. Odtworzenie informacji o koherencjach z pomiaru pokazującego liczbę fotonów to jakby transformacja z 1D do 2D w reprezentacji pola, analogiczna do przejścia między dwu- a trójwymiarową fotografią.

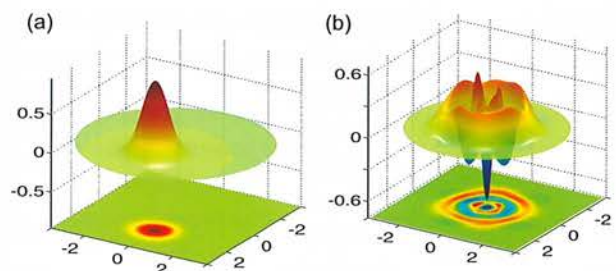
Rozkład liczby fotonów stanu pola jest niczym płaska fotografia otrzymywana jedynie z pomiaru natężenia światła odbitego od obrazowanego obiektu i trafiającego przez obiekt na element światłoczuły. By otrzymać informacje o trzecim wymiarze, musimy wykonać hologram, czyli dodać informację o fazie do istniejącego rozkładu natężenia (Gabor, 1971). W fotografii osiąga się ten cel przez interferowanie światła odbitego od obiektu ze światłem referencyjnym, niewielką częścią wiązki obrazującej trafiającej do obiektu z pominięciem obrazowanego obiektu. Obraz interferencyjny zapisany w hologramie jest transformacją Fouriera obiektu. Gdy oświetlimy go światłem laserowym podobnym do tego, który go wytworzył, hologram odtwarza wygląd obiektu na drodze odwrotnej transformaty Fouriera.

Podobnie pełna dwuwymiarowa informacja o  $\rho_{nn'}$ , zawarta w polu kwantowym, może być odtworzona przez zmieszanie go z polami referencyjnymi o różnych fazach i amplitudach, a następnie rekonstruowanie rozkładów prawdopodobieństwa liczby fotonów pól interferujących. Procedura ta nazywana jest tomo-

grafią stanów kwantowych (Smithey, Beck i Raymer, 1993). W naszych eksperymentach z dziedziny cQND interferometr Ramseya na atomach rydbergowskich jest wykorzystywany do przeprowadzenia takiej właśnie rekonstrukcji (Deleglise i inni, 2008). Jednakowe kopie pola są przygotowywane, a następnie mieszane z koherentnymi polami referencyjnymi wytwarzanymi przez klasyczne źródła. Następnie wykonywane jest nieniszczące liczenie fotonów takich mieszanych pól. Z otrzymywanych w wielu różnych pomiarach danych dla różnych amplitud i faz pól referencyjnych można uzyskać wystarczająco kompletną informację do rekonstrukcji całej macierzy gęstości  $\rho$ .

Ponieważ stan pola jest formalnie taki sam jak stan oscylatora harmonicznego w potencjale parabolicznym, istnieje wygodniejszy sposób jego opisu niż macierz gęstości  $\rho$ . Jest nim rzeczywista funkcja Wignera (Schleich, 2005; Haroche i Raimond, 2006) o wartościach w przestrzeni fazowej oscylatora (współzrędnymi są tutaj położenie  $x$  i pęd  $p$  wirtualnego oscylatora odpowiadającego „kwadratom pola”). Funkcja ta uogólnia klasyczną koncepcję rozkładu prawdopodobieństwa w przestrzeni fazowej na pole kwantowe i zawiera tę samą informację co macierz gęstości  $\rho$ , z którą związana jest przez transformatę Fouriera. W naszej holograficznej analogii funkcja Wignera jest dla macierzy gęstości tym samym, czym hologram jest dla rzeczywistego obiektu. Widoczne w niej wzory interferencyjne pokazują nam najważniejsze cechy pola kwantowego.

Na rysunku 16 przedstawiono funkcje Wignera dla dwóch stanów pola odtworzone z danych doświadczalnych w procesie interferometrii Ramseya (Deleglise i inni, 2008). Na rysunku 16(a) pokazano funkcję



Rys. 16. Zmierzone doświadczalnie funkcje Wignera przedstawione w dwóch i trzech wymiarach: (a) stan koherentny o  $\langle n \rangle = 2,5$ , (b) stan Focka o  $n = 3$ . Źródło: Haroche, Brune i Raimond, 2013

Wignera stanu koherentnego o średniej liczbie fotonów  $\langle n \rangle = 2,5$ . Ma ona kształt gaussowski, centrowany w punkcie przestrzeni fazowej, którego współrzędne biegunowe odpowiadają fazie i amplitudzie pola. Ta dodatnio określona funkcja zawiera więcej informacji niż rozkład prawdopodobieństwa liczby fotonów z rysun-

ku 13 i może być interpretowana jak klasyczny rozkład prawdopodobieństwa w przestrzeni fazowej z nieokreślonościami  $x$  i  $p$ , odpowiadającymi liczbie fotonów i fluktuacjom fazy stanu koherentnego. Na rysunku 16(b) pokazano eksperymentalnie zmierzoną funkcję Wignera stanu Focka o  $n = 3$  przygotowanego w procesie nieniszczącego rzutowania, odtworzoną później zgodnie z naszą procedurą tomografii stanów wnętrza. Składa się ona z falek o kołowych kształtach centrowanych w środku układu współrzędnych przestrzeni fazowej. Ciekawą cechą tego rozkładu jest przyjmowanie przez niego ujemnych wartości, co jest charakterystycznym objawem kwantowości tego stanu. Centralna symetria funkcji Wignera pokazuje, że stan Focka ma całkowicie nieokreśloną fazę.

## 6. Stany typu kot Schrödingera dla światła oraz badania nad dekoherencją

Opisując to, w jaki sposób liczymy fotony i manipulujemy stanami pola we wnęce, skupiałem się na korpuskularnej naturze światła. Jednak jak wspomniałem we wstępie, światło jest także falą. To, który z aspektów natury światła jest unaoczniany, zależy od rodzaju eksperymentu, który przeprowadzamy na danym polu promieniowania. Omówię teraz eksperymenty, dla których falowe cechy pola przetrzymywanego we wnęce są kluczowe: badanie fotonowych stanów typu kot Schrödingera oraz ich dekoherencji.

Na tym etapie wypada przypomnieć eksperyment myślowy Schrödingera z 1935 r. (Schrödinger, 1935). Ten austriacki fizyk wyobraził sobie duży układ cząstek (kota) sprzężony do pojedynczego atomu, przygotowanego pierwotnie w konkretnym stanie wzbudzonym. Atom taki może w wyniku emisji spontanicznej przejść do stanu podstawowego, emitując foton lub cząstkę. Emisja ta wyzwalała specjalne urządzenie, które zabiło kota. Po czasie połowicznego zaniku stanu wzbudzonego atom przechodzi w superpozycję dwóch stanów. Jeden z nich jest sprzężony ze stanem kota żywego, a drugi ze stanem kota martwego (rysunek 17). W tej chwili atom i kot są w stanie splątany, a kot zawieszony jest w stanie pomiędzy życiem a śmiercią. W naszej wersji tego eksperymentu mamy pojedynczy atom w superpozycji dwóch stanów, który kontroluje stan koherentnego, kilkofotonowego pola wnętrza, a to z kolei może przyjmować jednocześnie dwie różne fazy (jest to nasz kot Schrödingera). Fazy te możemy nazwać kotem żywym i kotem martwym. Sposób, w jaki przeprowadziliśmy ten eksperyment, opracowaliśmy w 1991 r., wspólnie z naszymi brazylijskimi kolegami Louizem Davidovichem i Nicim Zagurym (Brune i inni, 1992). Podobna propozycja przygotowania stanu ko-

ta Schrödingera dla światła w zakresie fal optycznych była też wysuwana wcześniej w innym kontekście (Savage, Braunstein i Walls, 1990).



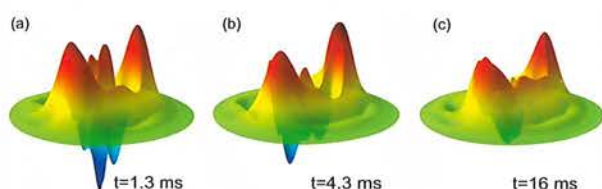
Rys. 17. Kot Schrödingera. Źródło: *Science et Vie Junior*

Nasza metoda znów opiera się na interferometrze Ramseya. Zaczynamy od przygotowania koherentnego pola wnętrza, którego funkcja Wignera ma kształt gaussowski (rysunek 16(a)). Pojedynczy nierezonansowy atom jest następnie przygotowywany w koherentnej superpozycji dwóch stanów, tworząc – jak to wcześniej nazwałem – atomowego kota Schrödingera. Po wprowadzeniu takiego atomu do wnętrza każdy ze stanów składających się na jego superpozycję przesuwają fazę pola w innym kierunku. Związane jest to po prostu z ich współczynnikami załamania dla światła. Jest to możliwe dzięki bardzo silnemu sprzężeniu atomu rydbergowskiego ze światłem, co sprawia, że nawet współczynnik załamania związany tylko z jednym atomem wystarczy do otrzymania makroskopowych efektów. Na wyjściu z wnętrza atom i pole są w stanie splątany. Każdy ze stanów składowych atomu wiąże się jednoznacznie ze stanem wnętrza o innej fazie (w typowych eksperymentach faza ta wynosiła  $135^\circ$ ). Możemy przyjąć, że pole charakteryzowane funkcją Wignera centrowaną w punkcie przestrzeni fazowej jest niczym miarka do pomiaru energii atomu. Po tym, jak atom zostanie zbadany kolejnym impulsem Ramseya, nie ma już możliwości stwierdzenia, w jakim stanie przebywał on we wnęce, w związku z czym pole kolapsuje do stanu kota Schrödingera. Innymi słowy, atomowy kot Schrödingera wytworzył fotonowy stan kota Schrödingera o średnio kilku fotonach.

W 2008 r., sondując wnękę kolejnymi atomami, byliśmy w stanie odtworzyć stan jej pola na drodze nieniszczącej tomografii kwantowej. Kompletna rekonstrukcja funkcji Wignera pola wnętrza znajdującego się w stanie kota Schrödingera znalazła się w pracy Deléglise'a (Deléglise i inni, 2008). Na rysunku 18(a) wy-



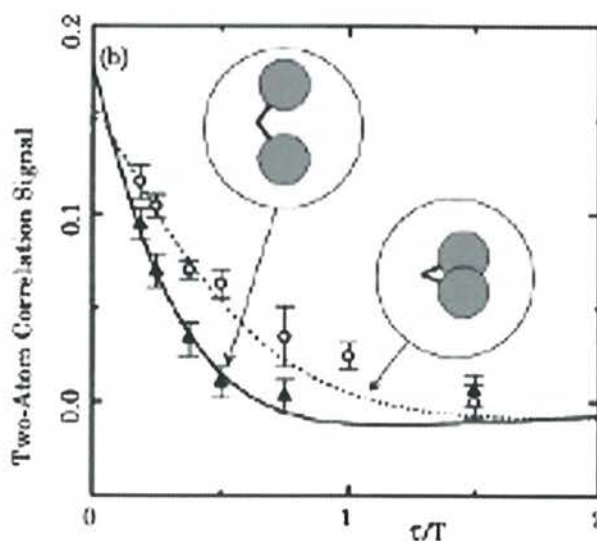
raźnie przedstawiono widoczne dwa piki odpowiadające dwóm klasycznym polom składającym się na superpozycję. Prążki między nimi pokazują, iż w superpozycji występuje koherencja, a przyjmowanie przez nie wartości ujemnych jest całkowicie kwantową właściwością tych stanów. Teoria pokazuje, że sprzężenie pola z otoczeniem bardzo szybko zabija kwantową koherencję i sprowadza układ do czysto statystycznej mieszanki stanów. Wojciech Żurek odegrał bardzo ważną rolę w wyjaśnianiu roli otoczenia w tym procesie, który zachodzi tym szybciej, im większy jest kot, przyjmując za jego rozmiar kwadrat odległości między jego składowymi w przestrzeni fazowej (Żurek, 1991). Dla danej różnicy faz między komponentami gaussowskimi rozmiar ten jest proporcjonalny do średniej liczby fotonów składających się na danego kota.



Rys. 18. Kot Schrödingera i dekoherencja: (a) Rekonstrukcja funkcji Wignera dla stanu kota o średniej liczbie fotonów  $\langle n \rangle = 3,5$ , w krótkim czasie (1,3 ms) po jego przygotowaniu przez pojedynczy atom przechodzący przez wnękę. (b, c) Ten sam stan po odpowiednio 4,3 i 16 ms. Zanik struktur interferencyjnych jest wynikiem dekoherencji. Źródło: Haroche, Brune i Raimond, 2013

Badaliśmy zjawisko dekoherencji przez rekonstrukcję funkcji Wignera opisujących pole w różnych chwilach (Deléglise i inni, 2008). Rysunki 18(b) i 18(c), na których pokazano zmianę kształtu funkcji w zależności od opóźnienia pomiaru względem momentu wytworzenia „kota”, ilustrują postępujący proces dekoherencji. W czasie znacznie krótszym niż charakterystyczny czas tłumienia wzbudzeń rezonatora (130 ms) występuje całkowite zatracenie właściwości kwantowych układu i przyjęcie przez funkcję Wignera kształtu odpowiadającego sumie klasycznych rozkładów kwazi-gaussowskich. Pokazaliśmy także, że szybkość dekoherencji wzrasta proporcjonalnie ze wzrostem rozmiarów kota (średniej liczby fotonów). Należy wyraźnie zaznaczyć, że pomiar funkcji Wignera, tak jak każda rekonstrukcja stanu pola kwantowego, odbywa się poprzez skomplikowaną analizę statystyczną danych zebranych w wielu realizacjach eksperymentalnych (Deléglise i inni, 2008). Zdobywanie wiedzy o stanie kwantowym zawsze wymaga procedur statystycznych i wiele zależy od zdolności przygotowania wielu kopii tego samego stanu oraz później od możliwości obserwacji ich ewolucji.

Wcześniejsze wersje tego eksperymentu były prowadzone w 1996 r., we wnętrzu o znacznie krótszych charakterystycznych czasach tłumienia, bo rzędu  $100 \mu\text{s}$  (Brune, Hagley i inni, 1996). Ponieważ nie możliwe jest wysyłanie licznej sekwencji atomów pomiarowych, cały pomiar oparto na sondowaniu stanu wnęki pojedynczym atomem wysyłanym w ślad za atomem przygotowującym stan kota. Zamiast odtwarzania całej funkcji Wignera odzyskiwaliśmy jedynie informację o stanie pola w początku przestrzeni fazowej, miejscu, w którym jej kształt jest szczególnie wrażliwy na istnienie koherencji. Porównując sygnał z rejestracji pierwszego atomu – tego, który wytwarza stan kota we wnętrzu – z atomem sondującym dla różnych opóźnień między atomami, otrzymujemy sygnał korelacji dwuatomowych. Możliwe było odzyskanie z niego informacji o czasie dekoherencji stanu wnęki. Rysunek 19 pokazuje właśnie taki zanik koherencji dla dwóch stanów o różnej separacji między ich składowymi (jak pokazano na wkładce). Wyraźnie widoczne jest skrócenie czasów koherencji wraz ze zwiększaniem separacji.



Rys. 19. Obserwacja dekoherencji w eksperymencie dwuatomowym. Sygnał korelacji przedstawiony jest w zależności od opóźnienia  $\tau$  między atomem przygotowującym i sprawdzającym stan kota. Opóźnienie podane jest w jednostkach stałej czasu zaniku pola wnęki  $T_c$  (w tym eksperymencie  $160 \mu\text{s}$ ). Punkty przedstawiają dane eksperymentalne, krzywe są teoretyczne. Dwie krzywe odpowiadają stanom „kota” o różnej separacji (we wkładce koła przedstawiają schematycznie składowe gaussowskie). Źródło: Brune, Hagley i inni, 1996

Udało nam się też przygotować stany typu kota Schrödingera w polu promieniowania przez rezonansowe oddziaływanie atomów z polem (Auffeves i inni, 2003; Meunier i inni, 2005). Pozostawienie przez jakiś czas układu pola koherentnego sprzężonego rezonansowo z atomem rydbergowskim prowa-

dzi do powstania stanu splątanej superpozycji atomu z polem o dwóch składowych z przeciwnymi fazami. Dwie składowe tego kota łączą się ze sobą po pewnym czasie. Taki efekt rozszczepienia faz pola i późniejszej ich rekombinacji jest analogiczny do kolapsu i ożywiania oscylacji Rabiiego (Eberly, Narozhny i Sanchez-Mondragon, 1980). Badanie stanów kota Schrödingera we wnękach rezonansowych pozwala na ukazanie kruchości wielokwantowych stanów koherentnych. Pozwala nam więc na zbadanie granicy między światem kwantowym, gdzie stany superpozycji są wszechobecne, a światem klasycznym, w którym układy zachowują się w całkiem przyziemny sposób. Dokładny opis badań stanów kota Schrödingera w cQND wraz z przeglądem różnych propozycji ich wytwarzania metodami optyki kwantowej można znaleźć w książce *Exploring the Quantum: Atoms, Cavities and Photons* (Haroche i Raimond, 2006). Książka ta zawiera również szczegółową analizę dekoherencji takich stanów.

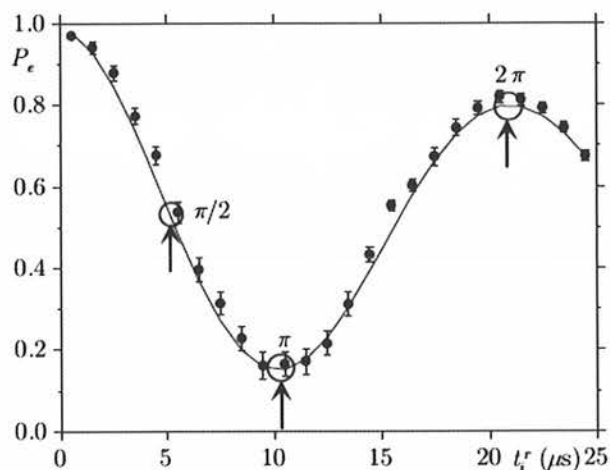
### 7. Informacja kwantowa w kwantowej elektrodynamice wnęk rezonansowych

Doświadczenia z wnęką fotonową z ENS i pułapkami dla pojedynczych jonów z NIST są tylko reprezentantami bardzo szerokiej dziedziny fizyki. Kontrola i manipulacja pojedynczymi cząstkami kwantowymi przy pomocy metod nieniszczących badana jest obecnie w wielu laboratoriach na całym świecie z powodu jej możliwych zastosowań w teorii informacji kwantowej. Dziedzina ta stała się bardzo popularna w połowie lat dziewięćdziesiątych – w czasach, gdy przygotowywaliśmy naszą wnękę fotonową do eksperymentów z nieniszczącą manipulacją i detekcją światła. Chociaż rozważania Feynmana o symulatorach kwantowych (Feynman, 1985) i propozycje metod rozprawiania kluczy kryptograficznych zgodnie z zasadami mechaniki kwantowej (Bennett i Brassard, 1984; Ekert, 1991) pochodzą z lat osiemdziesiątych oraz wczesnych dziewięćdziesiątych, to początkowo nie miały one wpływu na nasze prace w ENS. Wszystko zmieniło się wraz z propozycją budowy komputera kwantowego, opierającego się na kubitach złożonych ze światła i atomów (Ekert i Josza, 1996; Nielsen i Chuang, 2000) i odkryciem algorytmów kwantowych, które mogły je wykorzystywać (Deutsch i Josza, 1992; Shor, 1994).

Gdy nasz układ doświadczalny osiągnął gotowość, czyli gdy czasy życia fotonów we wnęce stały się dłuższe niż czasy oddziaływania atomu z wnęką (ok. 20  $\mu\text{s}$ ), byliśmy w końcu gotowi doświadczalnie zweryfikować te pomysły. Mniej więcej w tym samym czasie znaleźliśmy też prace teoretyczne na temat dekoheren-

cji (Żurek, 1991; Giulini i inni, 1996) i możliwość ich przetestowania w prostych eksperymentach była dla nas silną motywacją. Badania nad tą tematyką okazały się bardzo owocne. Przegląd rozwiniętych przez nas metod eksperymentalnych sprawdzania weryfikacji fundamentalnych koncepcji teorii informacji kwantowej można znaleźć w opracowaniu Raimonda, Brune’a i Haroche’a (2001).

Zliczanie fotonów we wnękach w sposób nieniszczący i badanie stanów kota Schrödingera korzysta z dyspersyjnego nierezonansowego oddziaływania między atomami i polem wnęki. Eksperymenty z informacji kwantowej są bardziej związane z oddziaływaniem rezonansowym. Podstawowym zjawiskiem są tu oscylacje Rabiiego, o których była mowa we wstępie tego wykładu. Na rysunku 20 pokazano dane



Rys. 20. Oscylacje Rabiiego przedstawiające prawdopodobieństwo znalezienia atomu w stanie początkowym  $e$  po oddziaływaniu przez czas  $t$  z wnęką początkowo w stanie próżni ustawionej w rezonansie z przejściem  $e \rightarrow g$ . Punkty pochodzą z eksperymentu, a krzywa jest dopasowaną tłumioną sinusoidą. Trzy strzałki oznaczają odpowiednio impulsy Rabiiego typu  $\pi/2$ ,  $\pi$  i  $2\pi$

doświadczalne ilustrujące prawdopodobieństwo znalezienia atomu w stanie  $e$  w funkcji czasu  $t$ , jeśli wnęka jest początkowo w stanie próżni 0. Sygnał zarejestrowany w 1996 r. (Brune, Schmidt-Kaler i inni, 1996) przedstawia tłumione oscylacje o próżniowej częstotliwości Rabiiego  $\Omega_0/2\pi = 50$  kHz (tłumienie wynika z różnych niedoskonałości układu doświadczalnego). Oscylacja jest bezpośrednią konsekwencją osiągnięcia zakresu silnego sprzężenia z wnęką, co było naszym celem od wczesnych lat osiemdziesiątych. Pierwszy raz dokonaliśmy tego już w 1987 r. – jeszcze z zamkniętą wnęką cylindryczną dwuatomowego masera na atomach rydbergowskich (Brune i inni, 1987). Potem znów w 1996 r., kiedy osiągnęliśmy czasy życia fotonów w otwartej wnęce dłuższe niż czas przelotu przez nią atomu rydbergowskiego.

Był to warunek konieczny dla kontynuacji naszych badań, bo dopiero z otwartą wnęką mogliśmy łatwo zmieniać czas oddziaływania atomów i wnęki, a dzięki temu przeprowadzić pomiary oscylacji Rabięgo. W tym celu wprowadzaliśmy do wnęki pola elektryczne, które modyfikuje energię kołowych stanów rydbergowskich  $e$  i  $g$  przez efekt Starka. Pozwala to dostrajać częstotliwość przejścia atomowego do częstotliwości rezonansowej wnęki w określonym momencie. Konsekwencją impulsowego przygotowania atomów jest ustalenie ich szybkości, wiemy więc, kiedy wpadają do wnęki i przez to kiedy należy włączyć impuls Starka, żeby zestroić wnękę z atomami (Raimond, Brunne i Haroche, 2001). Badania nad kwantową informacją prowadziliśmy w układzie doświadczalnym podobnym do tego z rysunku 10. Wykorzystywaliśmy oscylacje Rabięgo w głównej wnęcie  $C$ , połączone z klasycznym impulsem mikrofalowym wytwarzanym w dodatkowych wnękach  $R_1$  i  $R_2$ . Eksperymenty te korzystały więc z właściwości interferometru Ramseya.

Eksperymenty z teorii informacji kwantowej opierają się na manipulacji układami dwupoziomowymi, nazywanymi kubitami. W naszym przypadku tę funkcję pełnią albo atomy ewoluujące między dwoma stanami podczas przechodzenia przez wnękę, albo dwa stany wnęki oscylujące między stanami  $|0\rangle$  i  $|1\rangle$ , składającymi się odpowiednio z 0 i 1 fotonów. Sprzężenie między kubitami wprowadzane jest za pomocą impulsów Rabięgo o różnym czasie trwania. Wnęki dodatkowe  $R_1$  i  $R_2$ , znajdujące się po przeciwnych stronach  $C$ , służą do przygotowywania i badania kubit atomowego, odpowiednio przed i po jego oddziaływaniu z polem wnęki.

Kiedy czasy oddziaływania atomu i pola dobrane są tak, aby  $\Omega_0 t = \pi/2$ , oscylacje Rabięgo maksymalnie splątują stan atomu ze stanem pola wnęki. Odpowiada temu transformacja  $|e, 0\rangle \rightarrow (|e, 0\rangle + |g, 1\rangle)/\sqrt{2}$ . Dla  $\Omega_0 t = \pi$  atom i pole wymieniają kwant wzbudzenia, czyli przechodzą transformację  $|e, 0\rangle \rightarrow |g, 1\rangle$  lub  $|g, 1\rangle \rightarrow |e, 0\rangle$ . Inną przydatną operacją jest impuls  $\Omega_0 t = 2\pi$ . Przesuwa on fazę stanu układu atom + pole o  $\pi$ , czyli wykonuje transformacje:  $|e, 0\rangle \rightarrow -|e, 0\rangle$  i  $|g, 1\rangle \rightarrow -|g, 1\rangle$ . Atom w stanie  $g$ , przechodząc przez pustą wnękę, nie zmienia stanu:  $|g, 0\rangle \rightarrow |g, 0\rangle$ .

Aby maksymalnie splatać dwa atomy – pierwszy w stanie  $e$ , a drugi w stanie  $g$  – przesyłaliśmy je kolejno przez wnękę początkowo znajdującą się w stanie próżni i działaliśmy impulsem typu  $\pi/2$  na atom pierwszy, a typu  $\pi$  na atom drugi (Hagley i inni, 1997). Pierwszy impuls splątuje atom z wnęką, podczas gdy drugi wymienia wzbudzenie wnęki na wzbudzenie drugiego atomu, prowadząc ostatecznie do stanu splątanego  $(|e, g\rangle - |g, e\rangle)/\sqrt{2}$ . Pole wnęki, przejściowo sprzężone

z pierwszym atomem, kończy swoją ewolucję w stanie próżni, pełniąc tym samym funkcję przekaźnika dla deterministycznego splątania dwóch atomów.

Zrealizowaliśmy także pamięć kwantową, przechowując we wnęcie informację pierwotnie przynoszoną przez pierwszy z atomów, a następnie przekazując ją na drugi (Maitre i inni, 1997). Pierwszy z atomów przygotowywany był w stanie  $a|e\rangle + b|g\rangle$  i przepuszczany przez pustą wnękę mikrofalową  $R_1$ , gdzie poddawany był działaniu impulsu  $\pi$ , zostawiając ją w stanie  $a|1\rangle + b|0\rangle$ . Drugi atom, pierwotnie w stanie  $|g\rangle$ , podczas przechodzenia przez to pole poddawany jest impulsowi  $\pi$ , po czym opuszcza wnękę w stanie  $-a|e\rangle + b|g\rangle$ , który jest identyczny we wszystkich z wyjątkiem przesunięcia fazy ze stanem pierwotnym pierwszego atomu. Sprawdzenie poprawności kopiowania stanu odbywa się impulsem mikrofalowym w  $R_2$ , gdy przechodzi przez niego drugi atom.

Pokazaliśmy również operację bramki kwantowej (Rauschenbeutel i inni, 1999), urządzenia elementarnego sprzęgającego kubit kontrolny i docelowy w sposób, który pozwala na przeprowadzenie na kubicie docelowym transformacji unitarnej, jeśli kubit kontrolny jest w jednym stanie, a przepuszczenie go bez modyfikacji, gdy kontrola jest w drugim stanie (stan kubit kontrolnego jest niezmienny w obu przypadkach). Do tego celu potrzebowaliśmy trzech rydbergowskich stanów kołowych. Przejście między stanami  $50(g)$  i  $51(e)$  jest rezonansowe z częstotliwością wnęki. Trzeci stan,  $49$ , nazywany poniżej  $i$ , jest dobrany tak, aby przejście  $g \rightarrow i$  było silnie niezrezonansowe z wnęką, dzięki czemu atom w tym stanie jest całkowicie niewrażliwy na stan jej pola. Rolę kubit kontrolnego odgrywała wnęka w stanie 0 lub 1, a kubit docelowym był atom ewoluujący między stanami  $g$  i  $i$ .

Czas oddziaływania między atomem i polem wnęki został tak dobrany, aby doprowadzić do impulsu  $2\pi$  w próżni dla atomu ewoluującego między stanami  $e$  i  $g$ . Sprzężenie między fotonem a kubit atomowym mapuje wtedy stany w następujący sposób:  $|i, 0\rangle \rightarrow |i, 0\rangle$ ,  $|g, 0\rangle \rightarrow |g, 0\rangle$ ,  $|i, 1\rangle \rightarrow |i, 1\rangle$ , i  $|g, 1\rangle \rightarrow -|g, 1\rangle$ . Jest to bramka zmieniająca fazę docelowego kubit o  $\pi$  tylko wtedy, gdy bit kontrolny ma stan 1. Przez działanie na atomowy bit docelowy dwoma impulsami w obszarach  $R_1$  i  $R_2$ , co jest odpowiednikiem jednokubitowej bramki Hadamarda, ta fazowa bramka została zmieniona na bramkę „CNOT”, pozostawiającą stan docelowy niezmienny, jeśli kubit kontrolny miał stan 0, a zmieniający stany  $g$  w  $i$  – i na odwrót, jeśli kontrolny kubit miał stan 1. Taka bramka działała jak 0–1-fotonowy licznik nieniszczący, ponieważ atom znajdował się po przejściu przez wnękę w stanie  $i$  lub  $g$  w zależności od liczby fotonów, które się w niej znajdowały (0 lub 1). Fotony

pozostawały przy tym niezmienione w procesie pomiaru. Eksperyment ten, zrealizowany w 1999 r. (Nogues i inni, 1999), był prekursorem naszych późniejszych badań QND (Gleyzes i inni, 2007). Zliczanie większej liczby fotonów i powtarzanie pomiarów na tym samym fotonie nie było jeszcze możliwe – ze względu na krótkie czasy zaniku pola we wnęce.

Wykorzystanie impulsów Rabiego o kontrolowanym czasie trwania do manipulacji stanami atomów przelatujących przez wnękę jeden za drugim można opisać jako swego rodzaju deterministyczne kwantowe „tkanie” (przeplatanie). Przez rozszerzenie tej procedury na trzy atomy byliśmy w stanie przygotować tryplet cząstek splątanych, tzw. stan GHZ (Rauschenbeutel i inni, 2000). Przygotowanie takiego stanu wymaga zadziałania impulsem  $\pi/2$  na pierwszy z atomów, który tworzy stan splątany z wnęką tak, jak to opisano wcześniej. Stan pola jest następnie odczytywany przez zadziałanie impulsem  $2\pi$  na drugi z atomów. Realizowany jest w ten sposób także nieniszczący pomiar liczby fotonów pozostawionych we wnęce przez pierwszy atom. W ten sposób stan obydwu atomów zostaje splątany ze stanem wnęki  $(|e, 0, i\rangle + |g, 1, g\rangle)/\sqrt{2}$ . Trzeci atom, początkowo w stanie  $g$ , jest następnie przepuszczany przez wnękę i poddawany działaniu impulsu  $\pi$ . Kopiuje on stan pola i wprowadza wnękę w stan próżni. Ostateczny stan trzyatomowy ma postać  $(|e, i, g\rangle + |g, g, e\rangle)/\sqrt{2}$ , gdzie kolejność symboli odpowiada chronologicznie kolejności, w jakiej atomy przechodziły przez wnękę.

W kolejnym eksperymencie ze splątaniem sprawdziliśmy zasadę komplementarności – przez studiowanie, jak prążki w atomowym interferometrze Ramseya znikają, gdy informacja o ścieżce atomu w interferometrze jest magazynowana w polu mieszającym poziomy atomowe (Bertet i inni, 2001). Używając ponownie układu cQED, pokazaliśmy także, jak wykorzystać wspomaganą wnęką rezonansową zderzeniowe splątanie dwu atomów przechodzących przez wnękę jednocześnie (Osnaghi i inni, (2001) i jak splatać dwa mody pola przez rezonansowe oddziaływanie z pojedynczym atomem (Rauschenbeutel i inni, 2001). Pokazaliśmy także, jak wykorzystać dyspersyjne oddziaływanie atomów z polem wnęki, by wykrywać atomy nieniszcząc przez przesunięcie fazowe, jakie powodują w słabym polu koherentnym (Maioli i inni, 2005). Wszystkie te eksperymenty są szczegółowo opisane w pracy Haroche’a i Raimonda (2006).

## 8. Przyszłość prac w ENS

W trakcie badań nad elektrodynamiką wnęk rezonansowych nauczyliśmy się, jak mierzyć nieniszcząc po-

la kwantowe, jak przygotowywać i obrazować różne nieklasyczne stany promieniowania oraz jak wykorzystać sprzężenie tych pól do atomu rydbergowskiego w celu testowania procedur z teorii informacji kwantowej. Obecnie rozwijamy te metody dzięki finansowaniu z grantu dla starszych badaczy Europejskiej Rady ds. Badań Naukowych. Celem tego projektu jest lepsze poznanie granicy między światem klasycznym i kwantowym przez przygotowanie nieklasycznych stanów Focka i kota Schrödingera z dużej liczby fotonów oraz studiowanie nielokalnych właściwości stanów splątanych przechowywanych w dwóch różnych wnękach i szukanie sposobów na uodpornienie nieklasycznych stanów pola na procesy dekoherencji.

Kolejny kierunek naszych badań będzie się składał z przygotowania Hamiltonianu kierującego ewolucją stanu pola dzięki wykorzystaniu kwantowego efektu Zeno. Udało nam się już pokazać, że możliwe jest zamrożenie wzrostu spójnego pola we wnęce przez kolejne pomiary liczby fotonów (Bernu i inni, 2008). Wraz z naszymi współpracownikami z Włoch – S. Pascazio i P. Facchi – zaproponowaliśmy uogólnienie tego eksperymentu. Poprzez wykonywanie kolejnych pomiarów nieniszczących (sprawdzających, czy wnęka znajduje się w zadanym stanie  $n_0$ ) moglibyśmy sprawić, że układ nigdy w ten stan nie wejdzie, a zamiast tego będzie ewoluował w wybranej podprzestrzeni stanów o  $n > n_0$  lub  $n < n_0$ . Ograniczając w ten sposób przestrzeń stanów dozwoloną dla ewolucji, opracujemy nowe metody tworzenia stanów typu kot Schrödingera, a mówiąc bardziej ogólnie – nowe metody do przygotowywania arbitralnych stanów superpozycji we wnęce (Raimond i inni, 2010, 2012). Dla tych i innych eksperymentów jest już przygotowywany układ, w którym atomy oddziałują z polem wnęki przez czas rzędu milisekund. Będzie to fontanna atomowa, która spowolni atomy trafiające do wnęki do szybkości kilku metrów na sekundę. Atomy będą najpierw chłodzone w pułapce magnetoptycznej (Cohen-Tannoudji, 1998), a następnie przepychane w górę i wysyłane do nadprzewodzącej wnęki znajdującej się ponad pułapką w punkcie nawrotu atomów. Atomy będą przygotowywane w stacjach kołowych i będą wykrywane przez jonizację polową wewnątrz wnęki.

## 9. Związki z innymi działami teorii informacji kwantowej

Eksperymenty nad układem atom rydbergowski – nadprzewodząca wnęka rezonansowa są powiązane z innymi badaniami, które studiują różne aspekty oddziaływań atomów z fotonami w strukturach kształtujących przestrzennie pole elektromagnetyczne. Elek-

trodynamika optycznych wnęk rezonansowych rozwijała się równoległe z wnękami mikrofalowymi i w 1992 r. osiągnięty w niej został zakres silnego sprzężenia (Thompson, Rempe i Kimble, 1992). W tej aktualnie bardzo silnie eksploatowanej dziedzinie badań wiele eksperymentów z ostatnich 20 lat testowało kwantowe właściwości światła lub prezentowało podstawowe operacje na kwantowej informacji. Te eksperymenty często zajmują się oddziaływaniem zimnych atomów z fotonami optycznymi i wykorzystują metody laserowego chłodzenia atomów na obwodach scalonych. Stosowane są różne typy wnęk rezonansowych, włączając w to rezonatory Fabry-Pérot o wysokim współczynniku dobroci (*finesse*) oraz rezonatory mikrosferyczne i mikrotoroidalne podtrzymujące mody typu „galeria szeptów” (*whispering gallery*). Różnorodność badań jest tak wielka, że nie sposób wymienić wszystkich w tym jednym wykładzie. Przegląd wczesnych badań można znaleźć w pracy Mabuchiego i Doherty’ego (2002), a bardziej aktualny stan w prac przygotował Rempe (2009). Należy też wspomnieć osiągnięcia z dziedziny fizyki ciała stałego. Tam funkcję atomów spełniają kropki kwantowe umieszczone w warstwach Bragga lub w materiałach z przerwą fotoniczną zdolnych przechować fotony (Reithmaier, 2008). Wiele interesujących efektów dotyczących cQED obserwowano właśnie w takich układach. Silne sprzężenie emiterów światła z mikrownękami zostało opracowane w poszukiwaniu możliwości realizacji układów przydatnych do przesyłania i wykonywania operacji na informacji kwantowej. Na tym, niestety, skończył swój skrótowy przegląd.

Na specjalną uwagę zasługuje elektrodynamika kwantowa obwodów elektrycznych (*circuit QED*) (Schoelkopf i Girvin, 2008) – ze względu na jej bliskie związki z cQND. Na tym polu, które w ostatnim czasie przeszło bardzo intensywny okres rozwoju, atomy są zastępowane przez małe nadprzewodzące obwody ze złączami Josephsona. Zachowują się one jak atomy dwupoziomowe sprzężone z dwuwymiarowymi układami linii paskowych lub trójwymiarowymi zamkniętymi wnękami z polem mikrofalowym. Sprzężenie między tymi wirtualnymi atomami i polem jest opisywane tym samym Hamiltonianem Jaynesa-Cummingsa, który stosujemy w naszych układach wnęka – atom rydbergowski (Fink i inni, 2008). Wiele grup z całego świata pracuje obecnie w tej nowej dziedzinie, a ich eksperymenty są bardzo podobne do tych, które prowadzimy w ENS, łącznie z tworzeniem i analizą stanów Focka (Schuster i inni, 2007; Hofheinz i inni, 2008) i fotonowych stanów kota Schrödingera. (Hofheinz i inni, 2009; Kirchmair i inni, 2013). Bardzo silne sprzężenia sztucznych atomów Josephso-

na z częstotliwościami radiowymi prowadzi do szybszej dynamiki niż w przypadku układu atom rydbergowski – wnęka nadprzewodząca. Przetwarzanie informacji kwantowej w takich układach odbywa się w czasach rzędu nanosekund w porównaniu z mikrosekundami dla atomów rydbergowskich. Układy te mogą być produkowane z zastosowaniem dobrze znanych i sprawdzonych metod litografii, co sprawia, że są obiecującą metodą produkcji skalowalnych podzespołów do zastosowania w informacji kwantowej. Pozostaje jedynie kwestia polepszenia kontroli nad zjawiskiem dekoherencji.

Środowisko badaczy pułapek jonowych, podobnie jak nasze związane z pułapkami dla fotonów, jest bardzo różnorodną społecznością. David Wineland w swoim wykładzie wspomina o wielu eksperymentach prowadzonych w grupach na całym świecie, które są bardzo podobne do jego własnych. Ponadto należy zaznaczyć, że istnieje wiele doświadczeń z optyki kwantowej, wykorzystujących detekcję korelacji fotonów wytwarzanych w różnych źródłach dwuwiązkowych, które również sprawdzają hipotezy teorii informacji kwantowej. To w nich w latach siedemdziesiątych i wczesnych osiemdziesiątych pokazano przypadki naruszenia nierówności Bella (Freedman i Clauser, 1972; Aspect, Dalibard i Roger, 1982). Te same grupy zdołały od tamtej pory zademonstrować różne właściwości nieklasycznego światła i zbadać ich możliwe aplikacje dla kwantowej telekomunikacji (Gisin i inni, 2002), kwantowej teleportacji (Bouwmeester i inni, 1997) i kwantowych komputerów (Walther i inni, 2005). Badania nad QND w zakresie optycznym (Grangier, Levenson i Poizat, 1998) jeszcze nie osiągnęły czułości na poziomie pojedynczych kwantów, ale współdzielą wiele cech z naszą pracą we wnękach. Stany kota Schrödingera dla światła, mające wiele wspólnego z naszymi wersjami tych stanów dla pola wnęki, wytworzono też w eksperymentach z kwantowej optyki (Ourjoumteev i inni, 2007). Również ta dziedzina jest zbyt rozległa, aby wymienić wszystkie konkretne prace. Eksperymenty prowadzone na zimnych atomach – w szczególności te z sieciami optycznymi w jednym, dwóch i trzech wymiarach – również są ukierunkowane na manipulację pojedynczymi cząstkami w kontrolowanych warunkach. Ma to prowadzić do znalezienia dla nich zastosowań w teorii informacji kwantowej (Garcia-Ripoli i Cirac, 2003; Negretti, Treutlein i Calarco, 2011). W końcu rozwój nanomechanicznych oscylatorów sprzężonych do układów atomowych lub elektromagnetycznych rezonatorów pola zbliża i tę dziedzinę do badania superpozycji stanów i splątania (Rocheleau i inni, 2009; Chan i inni, 2011). Wiele z koncepcji i pomysłów rozwijanych w tych doświadczeniach

ma cechy wspólne z tymi z cQED i fizyki pułapek jonowych.

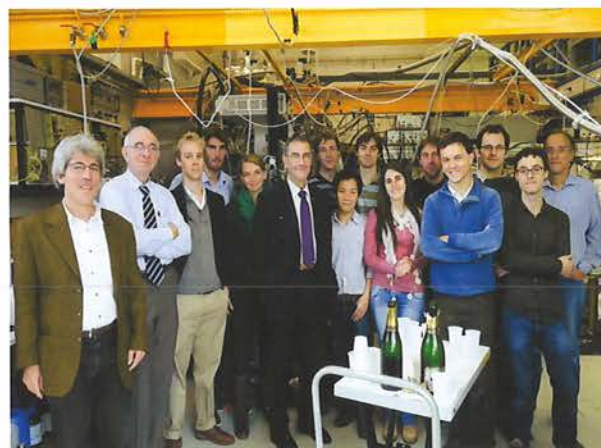
Bez porównywania zalet i ograniczeń różnych kierunków badań nad kontrolą systemów kwantowych możemy spróbować przewidzieć ogólną przyszłość tej gałęzi fizyki. Komputer kwantowy, który realizowałby dowolne algorytmy, wciąż pozostaje jedynie marzeniem (Haroche i Raimond, 1996). Dekoherecja okazuje się największym problemem – mimo zastosowania technik korekcji błędów (Schindler i inni, 2011; Reed i inni, 2012). Symulatory kwantowe do badań zagadnień z fizyki ciała stałego przy zastosowaniu sieci optycznych (Jaksch i Zoller, 2005) lub pułapek jonowych (Schneider, Porras i Schaetz, 2012) wydają się bardziej realistyczne. Prawdopodobnie doprowadzą do znacznych postępów w niedalekiej przyszłości. Komunikacja kwantowa przy pomocy fotonów i stworzenie węzłów, w których informacja będzie wymieniana między układami atomowymi i fotonami w celu zbudowania wydajnych powielaczy kwantowych, również powinny pojawić się w niedługim czasie (Kimble, 2008). Przy tym wnęki rezonansowe wydają się szczególnie wygodnym środowiskiem do ich realizacji. Dzięki narzędziom do kwantowej kontroli pojedynczych cząstek można też spodziewać się ważnych postępów w dziedzinie metrologii kwantowej (Giovannetti, Lloyd i Maccone, 2011). Jestem jednak w pełni świadomy, że przewidywania tego rodzaju są raczej daremne. Najważniejsze zastosowania fizyki kwantowej przychodziły dotychczas z zaskakujących kierunków, odkryte przez naukowców, którzy nigdy nie spodziewali się tego, na jakie rzeczy trafią w czasie swoich badań. Z kontrolą pojedynczych cząstek będzie pewnie podobnie.

### Podziękowania

Chciałbym na zakończenie poruszyć kilka kwestii bardziej dla mnie osobistych. Wszystkie osiągnięcia laboratorium ENS ostatnich trzech dekad były wynikiem wspólnej pracy wielu ludzi. Należy wyróżnić kluczową rolę dwóch moich byłych studentów, a dziś współpracowników: Jean-Michela Raimonda i Michela Brune'a. Miałem wielkie szczęście, że zostali ze mną przez te wszystkie lata i że mogliśmy nawiązać tak silną współpracę (rysunek 21 pokazuje nasze laboratorium jesienią 2012 r.). Wszystkie nasze projekty zawsze omawialiśmy wspólnie i otwarcie. Razem decydowaliśmy o tym, jakie kroki podjąć. Wiele z oryginalnych i twórczych pomysłów w naszej pracy pochodzi od Jean-Michela i Michela, dlatego też mam pełną świadomość, że uznanie, z którym się dziś spotykamy, jest naszą wspólną zasługą. Wiem, że oni też tak czują! W naszą pracę zaangażowanych było tak wiele osób, prawie setka



Rys. 21. Autor oraz Jean-Michel Raimond i Michel Brune (od lewej do prawej) w laboratorium, jesień 2012 r. Źródło: J. P. Dars, Phototheque de l'ENS



Rys. 22. Grupa z ENS, październik 2012 r. Od lewej do prawej: M. Brune, J.-M. Raimond, A. Facon, A. Signoles, E.-K. Dietsche, S. Haroche, T. Rybarczyk, N. T. Long, I. Dotsenko, C. Herman, S. Guerlich, B. Peaudecerf, S. Gleyzes, R. Texeira i J. Hare (były pracownik grupy)

studentów, doktorów i gości z innych instytucji. Ostatnie pokolenie pokazane jest na rysunku 22. Zdjęcie to zrobiono w październiku 2012 r. – trzy dni po ogłoszeniu werdyktu komisji noblowskiej. Ponadto chciałbym wspomnieć dwóch naszych młodych współpracowników – Sebastiena Gleyzesa i Igora Dotsenko – którzy wnieśli istotny wkład w doświadczenia z nieniszczącą detekcją fotonów, stanami kota Schrödingera i kwantowym sprzężeniem zwrotnym. Stefan Kuhr, obecnie zatrudniony na Uniwersytecie Strathclyde w Glasgow, był na stażu podoktorskim w czasie, gdy przeprowadzaliśmy pierwsze eksperymenty z nieniszczącym zliczaniem fotonów w 2006 r. i jego wkład w nie był kluczowy. Gilles Nogues po obronie pracy doktorskiej pracował z nami aż do 2010 r., kiedy to przyjął ofertę pracy w Grenoble. Wśród naszych współpracowników z wczesnych lat muszę wspomnieć Philipp'e'a Goy'a, którego zdolności techniczne i głęboki wgląd w fizykę były dla nas niesłychanie pomocne. Michael Gross i Je-

an Hare również odgrywali ważną rolę w rozwoju metod przygotowania rydbergowskich stanów kołowych. Valerie Lefevre-Seguín była członkiem naszej grupy, gdy dojrzała koncepcja pomiarów nieniszczących, a Ferdinand Schmidt-Kaler, teraz pracujący w Mouguncji, pomógł nam wykonać pierwsze eksperymenty w zakresie silnych sprzężeń w otwartych wnękach. Ze strony badań teoretycznych bardzo owocna i ważna współpraca łączyła nas z Louizem Davidovichem i Nicim Zagurym z Brazylii. Inni studenci, stażyści, goście i współpracownicy są wymienieni jako współautorzy w bibliografii podanej na końcu tej pracy. Mam nadzieję, że wybaczą mi oni to, że nie wymieniam ich z imienia. Wszyscy przez swój wkład zwiększali naszą wiedzę i umiejętności, pomagając w zabawie w zonglerkę fotonami. Pochodzili z wielu krajów i ciężko oraz entuzjastycznie pracowali, mimo wszystkich tych trudności właściwych życiu fizyka doświadczalnego. Będę zawsze pamiętał te wspaniałe chwile, kiedy nasze starania były nagradzane, a trudności przestawały się liczyć. Dzień Bastylli w 1987 r., kiedy to wraz z Louizem Davidovichem pierwszy raz zobaczyliśmy dowód na działanie naszego masera dwufotonowego. Wczesny poranek w hotelu w Sydney w czerwcu 1996 r., kiedy faksem otrzymałem informacje, które miałem przedstawić na konferencji, że Michel, Jean-Michel i nasi studenci właśnie znaleźli długo poszukiwane stany typu kot Schrödingera. Gdy ja spałem 20 000 km dalej, przy dziesięciu strefach czasowych różnicy! No i 11 września 2006 r., kiedy Stephan Kuhr wezwał mnie telefonicznie do laboratorium, żebym mógł zobaczyć pierwsze ślady narodzin i śmierci pojedynczych fotonów w naszej wnęce. Pamiętam też ten wyjątkowy klimat Laboratorium Kastler Brossel, w którym pracowaliśmy przez te wszystkie lata w atmosferze zaufania. Gdzie zawsze mogliśmy realizować swoje pomysły – bez konieczności wymyślania dla nich uzasadnień w postaci wydumanych zastosowań. Ten duch swobody jest spuścizną po naszych wielkich poprzednikach – Alfredzie Kaslerze i Jeanie Brosselu, którzy zbudowali to laboratorium, pracując nad pompowaniem optycznym 60 lat temu. Claud Cohen-Tannoudji poszedł w ich ślady i przy okazji zaraził mnie pasją do świata kwantów. Fotografia z rysunku 23 pochodzi z ENS z tego samego pokoju co na rysunku 22, prawie co do dnia 46 lat wcześniej, kiedy to ogłoszona została Nagroda Nobla dla Alfreda Kastlera. Mimo iż fizycznie trochę się z Claudem zmieniliśmy, to nasz entuzjazm do fizyki pozostał. Na początku kariery o moje finansowanie dbał Instytut, nie wymagając przy tym żadnych męczących formalności. Czasy się zmieniły i już pod koniec lat osiemdziesiątych badania z procesów stały się projektami. Metody pracy mojej grupy musiały się zmienić, aby mieć szansę na gran-

ty z CNRS, *Agence Nationale de la Recherche* i z agencji europejskich. Ukoronowaniem tych wysiłków było otrzymanie przez nas grantu ERC dla doświadczonych badaczy w 2009 r. Chciałbym też podziękować *Japanese Science and Technology Corporation (JST)* za grant, który współdzieliłem z Yoshisha Yamamoto od 1999 do 2009 r. Pozwolił on nam na swobodne prowadzenie badań nad splątaniem kwantowym, bez użerania się z problemami biurokratycznymi. Muszę również podkreślić, jak ważne i stymulujące było dla mnie zawsze nauczanie – na Uniwersytecie Paryski m VI i w ENS. Przygotowywanie wykładów i kontakty ze studentami pomogły mi lepiej zrozumieć fizykę i przyniosły co najmniej kilka pomysłów na eksperymenty. Od 2001 r. musiałem w College de France co roku prowadzić nowy kurs z dziedziny mechaniki kwantowej, bezpośrednio związanej z badaniami moimi lub moich współpracowników z teorii informacji kwantowej. Doświadczenia te były dla mnie niesamowicie owocne i satysfakcjonujące. Chciałbym także podziękować za wpływ, jaki na moją pracę mieli wszyscy moi koledzy i współpracownicy z całego świata. Bardzo często w ich wykładach, publikacjach i prowadzonych tu w Paryżu



Rys. 23. Dzień, w którym ogłoszono przyznanie Nagrody Nobla Alfredowi Kastlerowi, ten sam pokój co na rys. 22. Od lewej do prawej: F. Laloë, C. Cohen-Tannoudji (Nobel 1997), A. Kastler (Nobel 1966), S. Haroche, J. Brossel oraz A. Omont

i w innych laboratoriach całego świata dyskusjach znajdowałem natchnienie do dalszej pracy. Takie przyjaźnie to przywilej pracy w zawodzie naukowca. Bardzo doceniam to, że swoje zainteresowania i pasję do odkrywania tajemnic natury mogłem dzielić z tak wieloma, tak różnymi ludźmi. Moja długoletnia przyjaźń z Davidem Winelandem wymaga tu szczególnego podkreślenia, ponieważ z nim teraz dzielę to szczególne wyróżnienie Nagrodą Nobla. Wreszcie nic nie byłoby możliwe, gdyby nie moja żona Claudine, którą poznałem na długo przed tym, jak dowiedziałem się, co to foton, oraz nasze dzieci – Julien i Judith. Rozjaśnili moje

życie swoją miłością, humorem i wsparciem intelektualnym. Ale tę część historii opowiem już gdzie indziej (Haroche, 2013).

## Bibliografia

- Aspect, A., J. Dalibard, G. Roger, 1982, *Phys. Rev. Lett.* 49, 1804.
- Auffeves, A., P. Maioli, T. Meunier, S. Gleyzes, G. Nogues, M. Brune, J.-M. Raimond, S. Haroche, 2003, *Phys. Rev. Lett.* 91, 230405.
- Bennett, C. H., G. Brassard, 1984, w *Proceedings of the IEEE International Conference on Computers, Systems Signal Processing* (IEEE, New York), 175.
- Bernu, J., S. Deléglise, C. Sayrin, S. Kuhr, I. Dotsenko, M. Brune, J.-M. Raimond, S. Haroche, 2008, *Phys. Rev. Lett.* 101, 180402.
- Bertet, P., S. Osnaghi, A. Rauschenbeutel, G. Nogues, A. Auffeves, M. Brune, J.-M. Raimond, S. Haroche, 2001, *Nature* (London) 411, 166.
- Bohr, N., 1949, Discussion with Einstein on epistemological problems in atomic physics, w *Albert Einstein, Philosopher-scientist*, Paul Arthur Shilpp (red., Harper, New York).
- Bonifacio, R., P. Schwendimann, F. Haake, 1971, *Phys. Rev. A* 4, 302.
- Bouwmeester, D., J. M. Pan, K. Mattle, M. Eibl, H. Weinfurter, A. Zeilinger, 1997, *Nature* (London) 390, 575.
- Braginsky, V. B., F. Y. Khalili, 1996, *Rev. Mod. Phys.* 68, 1.
- Braginsky, V. B., Y. I. Vorontsov, F. Y. Khalili, 1977, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* 73, 1340 [*Sov. Phys. JETP* 46, 705 (1977)].
- Braginsky, V. B., S. P. Vyatchanin, 1981, *Dokl. Akad. Nauk SSSR* 259, 570 [*Sov. Phys. Dokl.* 26, 686 (1981)].
- Brune, M., J. Bernu, C. Guerlin, S. Deléglise, C. Sayrin, S. Gleyzes, S. Kuhr, I. Dotsenko, J.-M. Raimond, S. Haroche, 2008, *Phys. Rev. Lett.* 101, 240402.
- Brune, M., E. Hagley, J. Dreyer, X. Maître, A. Maali, C. Wunderlich, J.-M. Raimond, S. Haroche, 1996, *Phys. Rev. Lett.* 77, 4887.
- Brune, M., S. Haroche, V. Lefevre-Seguin, J.-M. Raimond, N. Zagury, 1990, *Phys. Rev. Lett.* 65, 976.
- Brune, M., S. Haroche, J.-M. Raimond, L. Davidovich, N. Zagury, 1992, *Phys. Rev. A* 45, 5193.
- Brune, M., J.-M. Raimond, P. Goy, L. Davidovich, S. Haroche, 1987, *Phys. Rev. Lett.* 59, 1899.
- Brune, M., F. Schmidt-Kaler, A. Maali, J. Dreyer, E. Hagley, J.-M. Raimond, S. Haroche, 1996, *Phys. Rev. Lett.* 76, 1800.
- Chan, J., T. P. M. Alegre, A. H. Safavi-Naeini, J. T. Hill, A. Krause, S. Groblacher, M. Aspelmeyer, O. Painter, 2011, *Nature* (London) 478, 89.
- Chu, S., 1998, *Rev. Mod. Phys.* 70, 685.
- Cohen-Tannoudji, C., 1962a, *Ann. Phys. (Paris)* 7, 423.
- Cohen-Tannoudji, C., 1962b, *Ann. Phys. (Paris)* 7, 469.
- Cohen-Tannoudji, C., 1998, *Rev. Mod. Phys.* 70, 707.
- Cohen-Tannoudji, C., S. Haroche, 1965, *C. R. Acad. Sci., Paris* 261, 5400.
- Cohen-Tannoudji, C., S. Haroche, 1969, *J. Phys. France* 30, 153.
- Cohen-Tannoudji, C., S. Haroche, C. Audoin, J.-P. Schermann, 1970, *Phys. Rev. Lett.* 24, 861.
- Deléglise, S., I. Dotsenko, C. Sayrin, J. Bernu, M. Brune, J.-M. Raimond, S. Haroche, 2008, *Nature* (London) 455, 510.
- Deutsch, D., R. Josza, 1992, *Proc. R. Soc. A* 439, 553.
- Dicke, R. H., 1954, *Phys. Rev.* 93, 99.
- Dotsenko, I., M. Mirrahimi, M. Brune, S. Haroche, J.-M. Raimond, and P. Rouchon, 2009, *Phys. Rev. A* 80, 013805.
- Dukas, T. W., M. G. Littman, R. R. Freeman, D. Kleppner, 1975, *Phys. Rev. Lett.* 35, 366.
- Eberly, J. H., N. B. Narozhny, J. J. Sanchez-Mondragon, 1980, *Phys. Rev. Lett.* 44, 1323.
- Ekert, A., 1991, *Phys. Rev. Lett.* 67, 661.
- Ekert, A., R. Josza, 1996, *Rev. Mod. Phys.* 68, 733.
- Fabre, C., P. Goy, S. Haroche, 1977, *J. Phys. B. Letters* 10, L183.
- Fabre, C., P. Goy, S. Haroche, 1978, *Phys. Rev. A* 18, 229.
- Feynman, R., 1985, *Opt. News* 11, 11.
- Fink, J. M., M. Göppl, M. Baur, R. Bianchetti, P. J. Leek, A. Blais, and A. Wallraff, 2008, *Nature* (London) 454, 315.
- Freeman, S. J., J. F. Clauser, 1972, *Phys. Rev. Lett.* 28, 938.
- Gabor, D., 1971, *Holography 1948–1971*, wykład noblowski, *Nobelprize.org*.
- Gabrielse, G., H. Dehmelt, 1985, *Phys. Rev. Lett.* 55, 67.
- Garcia-Ripoli, J. J., J. I. Cirac, 2003, *Phil. Trans. R. Soc. A* 361, 1537.
- Giovannetti, V., S. Lloyd, L. Maccone, 2011, *Nat. Photonics* 5, 222.
- Gisin, N., G. G. Ribordy, W. Tittel, H. Zbinden, 2002, *Rev. Mod. Phys.* 74, 145.
- Giulini, D., E. Joos, C. Kiefer, J. Kupsch, I. O. Stamatescu, H. D. Zeh, 1996, *Decoherence the Appearance of a Classical World in Quantum Theory* (Springer, Berlin).
- Glauber, R. J., 1963, *Phys. Rev.* 131, 2766.
- Gleyzes, S., S. Kuhr, C. Guerlin, J. Bernu, S. Deleglise, U. Busk Hoff, M. Brune, J.-M. Raimond, S. Haroche, 2007, *Nature* (London) 446, 297.
- Goy, P., J.-M. Raimond, M. Gross, S. Haroche, 1983, *Phys. Rev. Lett.* 50, 1903.
- Grangier, P., J. A. Levenson, J. P. Poizat, 1998, *Nature* (London) 396, 537.
- Gross, M., P. Goy, S. Haroche, C. Fabre, J.-M. Raimond, 1979, *Phys. Rev. Lett.* 43, 343.
- Gross, M., S. Haroche, 1982, *Phys. Rep.* 93, 301.
- Guerlin, C., J. Bernu, S. Deléglise, C. Sayrin, S. Gleyzes, S. Kuhr, M. Brune, J.-M. Raimond, S. Haroche, 2007, *Nature* (London) 448, 889.
- Hagley, E., X. Maître, G. Nogues, C. Wunderlich, M. Brune, J.-M. Raimond, S. Haroche, 1997, *Phys. Rev. Lett.* 79, 1.
- Haroche, S., 1971a, *Ann. Phys. (Paris)* 6, 189.
- Haroche, S., 1971b, *Ann. Phys. (Paris)* 6, 327.
- Haroche, S., 1984, in *Les Houches Summer School Lecture Notes*, G. Grynberg, R. Stora (red., North-Holland, Amsterdam).
- Haroche, S., 2013, *Autobiography*, ukaże się na *Nobelprize.org*.
- Haroche, S., M. Brune, J.-M. Raimond, 2013, *Phys. Today* 66, No. 1, 27.
- Haroche, S., C. Cohen-Tannoudji, 1969, *J. Phys. (France)* 30, 125.
- Haroche, S., M. Gross, M. Silverman, 1974, *Phys. Rev. Lett.* 33, 1063.
- Haroche, S., D. Kleppner, 1989, *Phys. Today* 42, No. 1, 24.



- Haroche, S., J. Paisner, A. L. Schawlow, 1973, *Phys. Rev. Lett.* 30, 948.
- Haroche, S. J.-M. Raimond, 1996, *Phys. Today* 49, No. 8, 51.
- Haroche, S., J.-M. Raimond, 2006, *Exploring the Quantum: Atoms, Cavities Photons* (Oxford University Press, Oxford, England).
- Hofheinz, M., E. M. Weig, M. Ansman, R. C. Bialczak, E. Lucero, M. Neeley, A. D. O'Connell, H. Wang, J. M. Martinis, A. N. Cleland, 2008, *Nature (London)* 454, 310.
- Hofheinz, M., E. M. Weig, M. Ansman, R. C. Bialczak, E. Lucero, M. Neeley, A. D. O'Connell, D. Sank, J. Wenner, J. M. Martinis, A. N. Cleland, 2009, *Nature (London)* 459, 546.
- Hulet, R. G., E. S. Hilfer, D. Kleppner, 1985, *Phys. Rev. Lett.* 55, 2137.
- Hulet, R. G., D. Kleppner, 1983, *Phys. Rev. Lett.* 51, 1430.
- Jaksch, D., P. Zoller, 2005, *Ann. Phys. (Amsterdam)* 315, 52.
- Jaynes, E. T., F. W. Cummings, 1963, *Proc. IEEE* 51, 89.
- Jhe, W., A. Anderson, E. Hinds, D. Meschede, L. Moi, S. Haroche, 1987, *Phys. Rev. Lett.* 58, 666.
- Kaluzny, Y., P. Goy, M. Gross, J.-M. Raimond, S. Haroche, 1983, *Phys. Rev. Lett.* 51, 1175.
- Kimble, H. J., 2008, *Nature (London)* 453, 1023.
- Kirchmair, G., B. Vlastakis, Z. Leghtas, S. E. Nigg, H. Paik, E. Ginossar, M. Mirrahimi, L. Frunzio, S. M. Girvin, R. J. Schoelkopf, 2013, *Nature (London)* 495, 205.
- Kleppner, D., 1981, *Phys. Rev. Lett.* 47, 233.
- Kuhr, S., S. Gleyzes, C. Guerlin, J. Bernu, U.-B. Hoff, S. Deléglise, S. Osnaghi, M. Brune, J.-M. Raimond, S. Haroche, E. Jacques, P. Bosland, B. Visentin, 2007, *Appl. Phys. Lett.* 90, 164101.
- Mabuchi, H., A. C. Doherty, 2002, *Science* 298, 1372.
- Maioli, P., T. Meunier, S. Gleyzes, A. Auffeves, G. Nogues, M. Brune, J.-M. Raimond, S. Haroche, 2005, *Phys. Rev. Lett.* 94, 113601.
- Maître, X., E. Hagle, G. Nogues, C. Wunderlich, P. Goy, M. Brune, J.-M. Raimond, S. Haroche, 1997, *Phys. Rev. Lett.* 79, 769.
- Meekhof, D. M., C. Monroe, B. E. King, W. M. Itano, D. J. Wineland, 1996, *Phys. Rev. Lett.* 76, 1796.
- Meschede, D., H. Walther, G. Muller, 1985, *Phys. Rev. Lett.* 54, 551.
- Meunier, T., S. Gleyzes, P. Maioli, A. Auffeves, G. Nogues, M. Brune, J.-M. Raimond, S. Haroche, 2005, *Phys. Rev. Lett.* 94, 010401.
- Meystre, P., G. Rempe, H. Walther, 1988, *Opt. Lett.* 13, 1078.
- Negretti, A., P. Treutlein, T. Calarco, 2011, *Quantum Inf. Process.* 10, 721.
- Nielsen, M. A., I. L. Chuang, 2000, *Quantum Computation Quantum Information* (Cambridge University Press, Cambridge, England).
- Nikolaus, B., D. Z. Zangh, P. Toscheck, 1981, *Phys. Rev. Lett.* 47, 171.
- Nogues, G., A. Rauschenbeutel, S. Osnaghi, M. Brune, J.-M. Raimond, S. Haroche, 1999, *Nature (London)* 400, 239.
- Nussenzveig, P., F. Bernardot, M. Brune, J. Hare, J.-M. Raimond, S. Haroche, W. Gawlik, 1993, *Phys. Rev. A* 48, 3991.
- Osnaghi, S., P. Bertet, A. Auffeves, P. Maioli, M. Brune, J.-M. Raimond, S. Haroche, 2001, *Phys. Rev. Lett.* 87, 037902.
- Ourjoumtsev, A., H. Jeong, R. Tualle-Brouiri, P. Grangier, 2007, *Nature (London)* 448, 784.
- Peil, S., G. Gabrielse, 1999, *Phys. Rev. Lett.* 83, 1287.
- Phillips, W. D., 1998, *Rev. Mod. Phys.* 70, 721.
- Purcell, E. M., 1946, *Phys. Rev.* 69, 681.
- Raimond, J.-M., M. Brune, S. Haroche, 2001, *Rev. Mod. Phys.* 73, 565.
- Raimond, J.-M., P. Facchi, B. Peaudecerf, S. Pascazio, C. Sayrin, I. Dotsenko, S. Gleyzes, M. Brune, S. Haroche, 2012, *Phys. Rev. A* 86, 032120.
- Raimond, J.-M., P. Goy, M. Gross, C. Fabre, S. Haroche, 1982a, *Phys. Rev. Lett.* 49, 1924.
- Raimond, J.-M., P. Goy, M. Gross, C. Fabre, S. Haroche, 1982b, *Phys. Rev. Lett.* 49, 117.
- Raimond, J.-M., C. Sayrin, S. Gleyzes, I. Dotsenko, M. Brune, S. Haroche, P. Facchi, S. Pascazio, 2010, *Phys. Rev. Lett.* 105, 213601.
- Ramsey, N. F., 1949, *Phys. Rev.* 76, 996.
- Rauschenbeutel, A., P. Bertet, S. Osnaghi, G. Nogues, M. Brune, J.-M. Raimond, S. Haroche, 2001, *Phys. Rev. A* 64, 050301(R).
- Rauschenbeutel, A., G. Nogues, S. Osnaghi, P. Bertet, M. Brune, J.-M. Raimond, S. Haroche, 1999, *Phys. Rev. Lett.* 83, 5166.
- Rauschenbeutel, A., G. Nogues, S. Osnaghi, P. Bertet, M. Brune, J.-M. Raimond, S. Haroche, 2000, *Science* 288, 2024.
- Reed, M. D., L. DiCarlo, S. E. Nigg, L. Sun, L. Frunzio, S. M. Girvin, R. J. Schoelkopf, 2012, *Nature (London)* 482, 382.
- Reithmaier, J. P., 2008, *Semicond. Sci. Technol.* 23, 123001.
- Rempe, G., 2009, w *Proceedings of Lasers Electro-optics 2009 and the European Quantum Electronics Conference CLEO Europe-EQEC (IEEEExplore)*.
- Rempe, G., F. Schmidt-Kaler, H. Walther, 1990, *Phys. Rev. Lett.* 64, 2783.
- Rocheleau, T., T. Ndikum, C. Macklin, J. B. Hertzberg, A. A. Clerk, and K. C. Schwab, 2009, *Nature (London)* 463, 72.
- Savage, C. M., S. L. Braunstein, D. F. Walls, 1990, *Opt. Lett.* 15, 628.
- Sayrin, C., I. Dotsenko, X. X. Zhou, B. Peaudecerf, T. Rybarczyk, S. Gleyzes, P. Rouchon, M. Mirrahimi, H. Amini, M. Brune, J.-M. Raimond, S. Haroche, 2011, *Nature (London)* 477, 73.
- Schindler, P., J. T. Barreiro, T. Monz, V. Nebendahl, D. Nigg, M. Chwalla, M. Hennrich, R. Blatt, 2011, *Science* 332, 1059.
- Schleich, W., 2005, *Quantum Optics in Phase Space* (Wiley, New York).
- Schneider, C., D. Porras, T. Schaetz, 2012, *Rep. Prog. Phys.* 75, 024401.
- Schoelkopf, R. J., S. M. Girvin, 2008, *Nature (London)* 451, 664.
- Schrödinger, E., 1935, *Naturwissenschaften* 23, 844.
- Schrödinger, E., 1952, *Brit. J. Philos. Sci.* 3, 233.
- Schuster, D. I., A. A. Houck, J. A. Schreier, A. Wallraff, J. M. Gambetta, A. Blais, L. Frunzio, J. Majer, B. Johnson, M. Devoret, S. M. Girvin, R. J. Schoelkopf, 2007, *Nature (London)* 445, 515.
- Scully, M. O., B.-G. Englert, H. Walther, 1991, *Nature (London)* 351, 111.

Shor, P. W., 1994, w *Proceedings of the 35th Annual Symposium on the Foundations of Computer Science* (IEEE Computer Society Press, Los Alamitos, CA), 124.  
 Smithey, D. T., M. Beck, M. G. Raymer, 1993, *Phys. Rev. Lett.* 70, 1244.  
 Thompson, R. J., G. Rempe, H. J. Kimble, 1992, *Phys. Rev. Lett.* 68, 1132.

Walther, P., K. J. Resch, T. Rudolph, E. Schenck, H. Weinfurter, V. Vedral, M. Aspelmeyer, A. Zeilinger, 2005, *Nature (London)* 434, 169.  
 Zhou, X. X., I. Dotsenko, B. Peaudecerf, T. Rybarczyk, C. Sayrin, S. Gleyzes, J.-M. Raimond, M. Brune, S. Haroche, 2012, *Phys. Rev. Lett.* 108, 243602.  
 Zurek, W. H., 1991, *Phys. Today* 44, No. 10, 36.

Wykład noblowski, wygłoszony 8 grudnia 2012 roku w Sztokholmie, został przetłumaczony za zgodą Autora i Nobel Foundation. Translated with permission. (©) The Nobel Foundation 2012.

#### KRONIKA POLSKIEGO TOWARZYSTWA FIZYCZNEGO

**/Toruń/** W czwartek 26 lutego 2015 r. w Instytucie Fizyki UMK odbył się dwudziesty ósmy z corocznych Wykładów im. Aleksandra Jabłońskiego, organizowanych od 1988 r. w kolejne rocznice urodzin twórcy toruńskiej szkoły fizyki. Tym razem prelegentem był prof. Marek Żukowski, profesor Instytutu Fizyki Teoretycznej i Astrofizyki Uniwersytetu Gdańskiego, a tytuł wystąpienia brzmiał *Splątanie – „esencja mechaniki kwantowej”*.

\*\*\*

**/Toruń/** Rektor UMK nadał tytuł doktora honoris causa Uniwersytetu Mikołaja Kopernika profesorowi Jamesowi G. Fujimoto (Massachusetts Institute of Technology, Cambridge, MA), pionierowi w dziedzinie obrazowania biomedycznego.

\*\*\*

**/Katowice/** Młodzież z Grupy Twórczej Quark (GTQ) działającej w Pracowni Fizyki Pałacu Młodzieży w Katowicach zdobyła dwa medale podczas XXII Międzynarodowej Konferencji Młodych Naukowców. KWARKI zdobyły srebrny medal w kategorii fizyka oraz medal specjalny w kategorii ekologia. Czoro pozostałych reprezentantów również zakwalifikowało się do finału Konferencji. Młodzież

GTQ rokrocznie odnosi sukcesy na konferencji ICYS, przywołując z niej medale i wyróżnienia. Opiekunem grupy jest mgr Urszula Woźnikowska-Bezak, fizyk, autorka i pomysłodawczyni oraz przewodnicząca Komisji Popularyzacji i Promocji Fizyki w ZG PTF.

\*\*\*

**/Poznań/** W dniach 14–16 kwietnia 2015 roku w Poznaniu odbył się osiemnasty Poznański Festiwal Nauki i Sztuki. Tegoroczna edycja obejmowała wydarzenia na 8 poznańskich uczelniach i w jednostce naukowej Polskiej Akademii Nauk, oddział w Poznaniu. Strona internetowa festiwalu: [www.festiwal.amu.edu.pl](http://www.festiwal.amu.edu.pl).

\*\*\*

**/Kraków/** Dnia 21 kwietnia 2015 roku została podpisana umowa o współpracy i patronacie pomiędzy Polskim Towarzystwem Fizycznym i Narodowym Centrum Promieniowania Synchrotronowego SOLARIS w Krakowie. W NCPS SOLARIS powstaje pierwszy w Polsce synchrotron – nowoczesne multidyscyplinarne urządzenie badawcze, które otworzy nowe możliwości w wielu dziedzinach nauki takich jak: biologia, chemia, fizyka, inżynieria materiałowa, medycyna,

farmakologia, geologia czy krystalografia. Umowę podpisała, w imieniu Polskiego Towarzystwa Fizycznego, pani prezes prof. Katarzyna Chałasińska-Macukow, a w imieniu NCPS SOLARIS prof. Stanisław Kistryn – prorektor Uniwersytetu Jagiellońskiego. Uczestniczący w uroczystości przedstawiciele NCPS SOLARIS, Polskiego Towarzystwa Fizycznego oraz zaproszeni goście mieli okazję wysłuchać wystąpień prezentujących budowę krakowskiego synchrotronu i perspektywy jego wykorzystania dla dobra nauki i nowoczesnej gospodarki w Polsce.

\*\*\*

**/Warszawa/** W dniu 22 kwietnia 2015 roku, podczas uroczystości zorganizowanej w Pałacu Kazimierzowskim Uniwersytetu Warszawskiego, pani dr Anna Kaczorowska z Zakładu Dydaktyki Fizyki Wydziału Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego otrzymała Medal Komisji Edukacji Narodowej, przyznany jej przez ministra edukacji narodowej za ofiarną działalność publiczną w zakresie edukacji i popularyzacji nauki. Pani dr Anna Kaczorowska jest m.in. organizatorką Ogólnopolskiego Konkursu Fizycznego „Poszukiwanie Talentów”.

Z uwagi na termin, w jakim został wydany bieżący numer *Postępów Fizyki* (czerwiec 2015 r.), zakres kroniki został powiększony o informacje z 2014 roku i część z 2015 r.. Zapraszamy do przesyłania informacji na temat działalności w Państwie oddziale PTF.

---

# Indeterminizm obliczeniowy w złożonych układach społecznych

Krzysztof Kułakowski

Wydział Fizyki i Informatyki Stosowanej AGH, Kraków

Witam Państwa uprzejmie i dziękuję organizatorom Zjazdu za zaproszenie, którym czuję się zaszczycony. Będę mówił o działalności fizyków w socjologii. Jest w użyciu termin „socjofizyka”, wprowadzony w 1982 r. [1]. Będę argumentował, że zastosowanie fizyki w socjologii jest sprawą dyskusyjną ze względów metodologicznych. Za myśl przewodnią mojego wystąpienia obrałem twierdzenie Thomasów, dwojga socjologów amerykańskich. Brzmi ono: „If men define situations as real, they are real in their consequences” [2]. Twierdzenie odnosi się więc do relacji między rzeczywistym a wyobrażonym, która to relacja w naukach ścisłych jest dobrze znaną opozycją. Rzeczywistą treścią socjologii jest to, co wyobrażone.

O czym będę mówił konkretnie? Skoro fizyka, to trzeba powiedzieć coś o danych doświadczalnych. Chcę też powiedzieć o miejscu, jakie socjofizyka zajmuje na obrzeżach nauk społecznych. W tej geografii nauk opinia fizyka, Philipa Andersona, laureata Nagrody Nobla w 1977 r., dostarcza pewnego rodzaju mapy drogowej. Centralnym tematem tego wykładu jest przyczynowość w układach społecznych; zaczniemy od automatów komórkowych jako alegorii świata w pełni deterministycznego, odwołamy się też do formalizmu sieci przyczynowych. Te narzędzia wymagają danych liczbowych. W układach społecznych mamy jednak do czynienia z treścią umysłów. Tylko pośrednio poddaje się ona pomiarowi.

Danych dla socjofizyki dostarcza Internet, na wielką skalę. Można by na ten temat zrobić cykl seminariów, nie jest to jednak moim zadaniem, pokażę tylko trzy przykłady. Miliony osób spośród tych mających konta na Facebooku wypełniły ankietę dotyczącą cech osobowości. To pozwoliło na ich opis przy pomocy pięciu parametrów, znanych jako wielka piątka: otwartość, ukierunkowanie na cel, ekstrawersja, ugodowość i stabilność emocjonalna. Jednocześnie kontakt między dwiema osobami, który w XX wieku wyobrażaliśmy sobie jako temat literacki, został zredukowany

w portalach społecznościowych do jednego lub kilku parametrów. W szczególności każdej osobie można przypisać liczbę kontaktów. Mamy więc temat badawczy: korelacja między liczbą kontaktów i cechami osobowości, sparametryzowanymi na podstawie wypełnionych ankiet i zgodnie z zasadami psychologii [3]. Inny przykład: sieci blogów politycznych w USA w 2004 r. (z wiązaniami, jeśli jeden blog odwołuje się do innego). Pytaniem badawczym były różnice między sieciami blogów konserwatywnych i liberalnych; struktura pierwszej z nich okazała się bardziej zwarta [4]. Trzeci przykład dotyczy gier online, znanych jako RPG; grają w to na świecie dziesiątki milionów ludzi. Badano proces usuwania dysonansu poznawczego, prowadzący do tzw. równowagi Heidera. W tym stanie równowagi gracze są podzieleni na dwie spójne grupy, z pozytywnymi więziami w ramach każdej z nich i negatywnymi więziami międzygrupowymi; znak więzi to przyjaźń lub wrogość. Badania wykazały, że proces usuwania dysonansu jest obecny w przestrzeni wirtualnej, podobnie jak w rzeczywistej [5].

Mostem między fizyką a socjologią może być mechanika statystyczna [6]; wspólna jest duża liczba zmiennych i metody probabilistyczne. Nie cofając się zbyt daleko, można uznać, że pionierem budowy tego mostu był Wolfgang Weidlich ponad 40 lat temu [7] (o miano ojca socjofizyki ubiega się też Serge Galam [8], argumentując nieco ryzykownie, że nie trzeba być pierwszym, żeby być ojcem). Most, o którym mówimy, sięga socjologii pozytywistycznej, dotyczącej danych statystycznych, której czołowym reprezentantem był Emil Durkheim. Ale dzisiejsza socjologia w swoim głównym nurcie odrzuca pozytywizm. Główny nurt to tzw. socjologia rozumiejąca, stawiająca sobie za zadanie interpretację społecznych aspektów stanu umysłów. Za inicjatora tej socjologii uważa się Maksa Webera. Paradoksalnie, bliżej Weidlichowi do Durkheima niż Durkheimowi do Webera. Jak socjofizyka może pokonać tę granicę paradygmatu? Może poprzez symula-

cje agentowe, gdzie człowiek jest reprezentowany przez algorytm podejmujący decyzje na podstawie modelowych przesłanek? Nie wiemy, jak daleko można się posunąć na tej drodze.

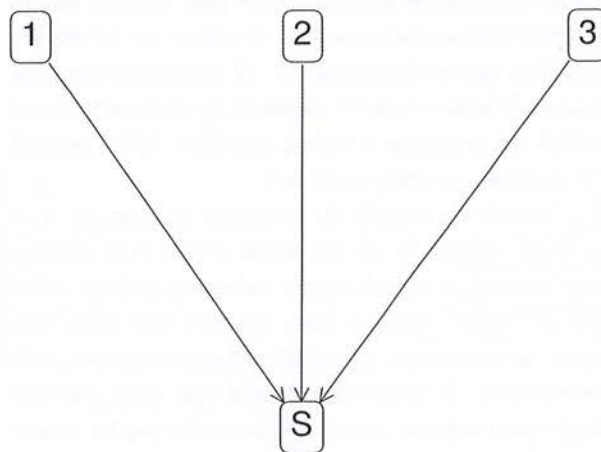
Ilustracją rozszczępienia w ramach nauk społecznych może być zestawienie dwóch cytatów. Autorem pierwszego jest Karl Popper, entuzjasta fizyki. Chociaż był znanym krytykiem prorocstwa Marksa, dotyczącego społeczeństwa bezklasowego, sam popełnił coś na podobną skalę: „(...) dzięki naszej powoli wzrastającej wiedzy o społeczeństwie, tzn. dzięki badaniom niezamierzonych skutków naszych planów i działań (...), pewnego dnia ludzie będą mogli stać się świadomymi twórcami (...) ogromnej części własnego losu” [9]. Będę argumentował, że do tego nie dojdzie. Autorem drugiego cytatu jest socjolog Norbert Elias: „(...) że przy takich społecznych oddziaływaniach chodzi o zjawiska zupełnie specyficzne, nie byłoby trudno zrozumieć, gdyby naszego mówienia i myślenia nie przenikały w tak wielkiej mierze słowa i pojęcia w rodzaju *konieczność kauzalna, determinizm, prawo naukowe* itd., pojęcia, dla których modelem były doświadczenia w obszarze fizykochemicznych nauk przyrodniczych” [10]. Podsumowując, pojęcia fizyczne powinno się trzymać z dala od socjologii. W swoim dominującym nurcie socjologia poszła za opinią wyrażoną przez Eliasa. Może o tym świadczyć pierwsze zdanie z deklaracji programowej światowego kongresu socjologów w 2010 r.: „W naukach społecznych determinizm jest martwy” [11].

W słynnym eseju „More is Different” Philip Anderson sformułował swoistą zasadę korespondencji między różnymi dziedzinami wiedzy, dając jednocześnie podstawę do dzisiejszego rozumienia złożoności i emergencji [12]. Jak pisze Anderson, w ramach każdej dziedziny X możemy formułować prawa dla niej swoiste, jeżeli zdecydujemy się przyjąć założenia dostarczone przez dziedzinę Y. Można więc szukać prawidłowości wyłaniających się w badaniach socjologicznych, zakładając dane własności psychiki ludzkich jednostek. W ten sposób Anderson stał się prekursorem dzisiejszych rozważań o złożoności i emergencji. 27 lat później Bruce Edmonds definiuje złożoność jako charakterystykę teorii [13]: „Złożoność jest własnością modelu, która sprawia, że trudno określić zachowanie układu w danej reprezentacji matematycznej, nawet gdy dana jest niemal pełna informacja o składnikach układu i o ich wzajemnych relacjach”. Co uważamy za układ złożony, zależy więc od etapu badań. 30 lat temu przykładem przytoczonym przez Stephena Wolframa był płatek śniegu, którego proces wzrostu był symulowany techniką automatów komórkowych [14]. W niedawnej pracy przeglądowej Jarosław Kwapien i Stanisław

Drożdź przytaczają jako przykłady mózg, tekst literacki i rynek finansowy [15]. W wywiadzie, który przeprowadził z samym sobą, Edmonds stwierdza prowokacyjnie, że wyodrębnianie układów złożonych nie ma sensu, ponieważ wszystko, co nie jest trywialne, jest złożone [16]. Patrząc z tego punktu widzenia, trzeba by uznać, że teoria złożoności jest naukowym mitem. Co nie znaczy, że ten mit nie może być użyteczny.

Ze złudzenia, że przyczynowość jest zagadnieniem prostym, odarł nas, jak wiadomo, David Hume bez mała trzysta lat temu [17]. Hume określił warunki, aby można było mówić o przyczynie i skutku – oto jeden z nich: „Ta sama przyczyna zawsze wywołuje ten sam skutek i ten sam skutek może powstać tylko dzięki tej samej przyczynie”. Jak widać, warunek ten określa sytuację wyidealizowaną; często sprawa jest bardziej złożona. Można mówić o różnych rodzajach złożoności, stosunkowo rzadko mówi się o złożoności przyczynowej [18]. Na przykładzie zobrazowanym na rysunku 1 widać, że założenia Hume’a nie są spełnione, kiedy dany skutek może być wywołany przez jedną z kilku przyczyn. Dlaczego zламаłem nogę na schodach? Może dlatego, że pośliznąłem się na jakiejś skórcie? No tak, ale przecież schodzę tam codziennie, tam zawsze jest pełno różnych śmieci. Może dlatego, że wypilem dwa drinki? No tak, ale przecież piję od dwóch lat i dotąd nic takiego się nie stało. Więc może dlatego, że latał tam piękny, niebieski motyl, a ja się na niego zagapiłem? Takiego motyla widziałem pierwszy raz. I tak, szukając dla wyjątkowego zdarzenia wyjątkowej przyczyny, bezwiednie wracamy w ślady Hume’a.

Jeżeli odwołać się do wizji Laplace’a o świecie kompletnie deterministycznym, to matematyczną alegorią takiego świata jest deterministyczny automat komórkowy [19]. Na rysunku 2 mamy coś w rodzaju stożka



Rys. 1. Skutek S może być wywołany przez każdą z trzech przyczyn. W naszym przykładzie są to: motyl, nadużycie alkoholu i zaśmiecone schody. Warunek Hume’a może być spełniony tylko w przypadku motyla.

światła; w przypadkowym stanie początkowym ktoś zmienił stan jednej komórki. Pokazane są tylko te komórki, których stan został zmieniony na skutek tego pojedynczego uszkodzenia [20]. Widzimy, że skutki lokalnej zmiany rozchodzą się bez ograniczeń. Takie automaty nazywamy chaotycznymi. A teraz rozpatrzmy sytuację lokalnego obserwatora; zmienne, które on może obserwować, to stany komórek jego otoczenia. Ponieważ układ nie jest izolowany, obserwator nie będzie w stanie przewidzieć jego dalszej przyszłości. Lokalna zmiana komórki gdzieś daleko będzie miała wpływ na zmienne obserwowane, ale obserwator nie może znać tej przyczyny. To mam na myśli, mówiąc o indeterminizmie. Istnieją przypadki, kiedy wiadomo, że automat nie jest chaotyczny; można szukać kryteriów, ale generalnie takie kryteria działają tylko w jednowymiarowej przestrzeni [21]. Mamy tu do czynienia z problemami złożoności obliczeniowej, nieredukowalnością obliczeniową, problemami NP-zupełnymi i nierozstrzygalnością obliczeniową. W świecie deterministycznych automatów komórkowych jest wiele takich problemów [22].

Nasz problem jest jednak jeszcze trudniejszy. Trudność polega na tym, że nie znamy rzeczywistych reguł automatu, który mógłby nam służyć jako model zjawisk społecznych. Szukamy reguły, znając tylko wyniki lokalnych obserwacji. Możemy wysuwać hipotezy, ale ich weryfikacja nigdy nie będzie pewna. W tym sensie o deterministycznych automatach można powiedzieć to samo, co powiedział Stephen Hawking o fizyce w ogóle: „Każda teoria fizyczna jest zawsze prowizoryczna, pozostaje tylko hipotezą; nigdy nie można jej udowodnić. Niezależnie od tego, ile razy rezultaty eksperymentu zgadzały się z teorią, nadal nie można mieć pewności, czy kolejne doświadczenie jej nie zaprzeczy. Z drugiej strony łatwo obalić teorię, znajdując choć jeden wynik eksperymentalny sprzeczny z jej przewidywaniami” [23]. Okazuje się więc, że nawet jeżeli reguły istnieją, to określenie uniemożliwia

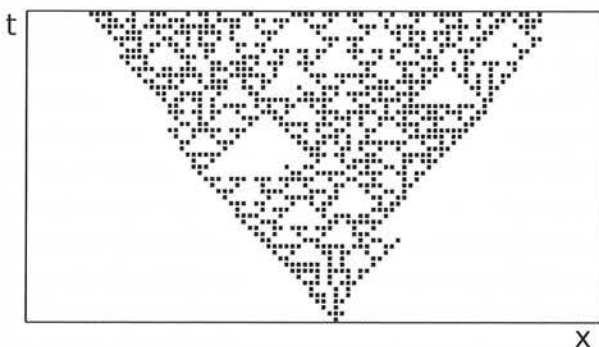
niekontrolowany wpływ otoczenia oraz związana z nim niepowtarzalność pomiaru.

Trudność, jaką zarysowaliśmy na przykładzie deterministycznych automatów komórkowych, ukazuje się jeszcze wyraźniej, jeśli sięgniemy po narzędzia bardziej specjalistyczne: modele równań strukturalnych czy sieci Bayesa [24, 25]. Oba wymagają wstępnej orientacji w związkach między zdarzeniami, opisanych czy to przez odpowiednie współczynniki równań, czy przez prawdopodobieństwa warunkowe. Jeżeli tych zmiennych jest więcej, gubimy się w ich wielowymiarowej przestrzeni. Mogłaby je podpowiedzieć teoria, ale gdy właśnie teorii szukamy, koło się zamyka. Kluczowym pytaniem jest, co można zaniedbać? W praktyce trzeba mieć doświadczenie w badanej materii, zdać się na modele robocze i zdrowy rozsądek. Ale regułą jest, że relacje przyczyny i skutku trzeba postulować; samo doświadczenie ich nie określi.

A najwyższa bariera stoi przed zastosowaniami fizyki w socjologii rozumiejącej. Barierą jest nieokreślony charakter zmiennych, które trzeba by uwzględnić, żeby ująć działanie ludzkiego umysłu. Umysł interpretuje całość odbieranych wrażeń w ramach pewnej teorii, którą wypracowuje w ciągu całego życia. Socjologia rozumiejąca stawia sobie zadanie odtworzenia tej interpretacji. Nie można tego opisać jedną czy dwiema zmiennymi, których zakresy można by potem zbadać. Nikt tych zmiennych nie zdefiniował w powszechnie akceptowany sposób, a jeśli je zdefiniować, trzeba by je umieć mierzyć.

Rozdział między naukami ścisłymi i socjologią rozumiejącą jest pogłębiony przez fakt, że te atrybuty rzeczywistości, które fizyka traktuje jako przeszkody, socjologia rozumiejąca wzięła na sztandar. Jeżeli układ jest izolowany i powtarzalny, to – powiadają – nie jest to rozumiejący człowiek albo rozumienie nie gra tu żadnej roli, więc nie jest to problem, który socjologa interesuje. Taki jest na przykład model dynamiki tłumy Helbinga, gdzie przechodnie są opisani jako cząstki gazu, każda z własnym napędem; pęd i energia nie są w tym gazie zachowane [26]. Dla fizyka jest to opis zachowania się ludzi, ale taki opis będzie całkowicie zignorowany przez socjologa spod znaku Maksa Webera.

Przykładem zjawisk, których przewidzenie jest dla nas zbyt trudnym wyzwaniem, są ruchy społeczne. Wymieńmy cztery: słynny Marsz Solny prowadzony przez Gandhiego w 1930 r., a z bardziej współczesnych protesty mnichów buddyjskich przeciw okupacji Tybetu podczas olimpiady w Pekinie w 2008 r., demonstrację poparcia dla WikiLeaks w Sydney w 2010 r. oraz protesty przeciw uniewinnieniu mordercy Trayvona Martina w Baltimore w 2013 r. Teorie działań zbio-



Rys. 2. Uszkodzenie rozprzestrzeniające się w wyniku zmiany stanu jednej komórki. Użyto reguły elementarnego automatu jednowymiarowego  $22=00010110$  [19].

rowych istnieją, owszem. Przykładem niech będzie teoria dumy i wstydu, sformułowana przez Thomasa Scheffa [27]. Uproszczony schemat tej teorii przytoczony jest na rysunku 3. Jak widać z tego schematu, teoria używa wielu zmiennych, które poddają się pomiarowi tylko pośrednio. W szczególności kluczowy okazuje się poziom świadomości, który decyduje o interpretacji danego zdarzenia. Pod hasłem „poziom świadomości” kryją się jednak nienazwane indywidualne czynniki, które są określone – jeżeli wolno użyć tego słowa – przez historię danego umysłu i których nikt jeszcze nie wydzielił.

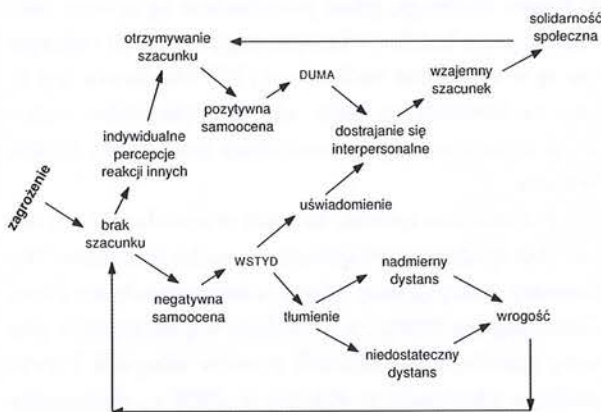
Te ograniczenia mają konsekwencje; chciałbym wymienić dwie. Pierwsza dotyczy modelowania. Spotyka się czasem prace, w których postuluje się związki między wielkościami, opisującymi liczne własności umysłów, nie podając sposobu pomiaru tych wielkości. Nie bada się przy tym, jak przyjęte wartości tych wielkości wpływają na wyniki badań. Wszyscy wiemy, że jeśli tych parametrów jest wiele, zrobić tego się nie da. Jaki stąd wniosek? Nie da się ocenić wyników liczbowych tych prac. Wyniki liczbowe nie mogą więc być argumentem na rzecz ich publikacji.

Druga konsekwencja jest poważniejsza. Gdy nie potrafimy budować relacji przyczyny i skutku w wielu sytuacjach naszego codziennego życia, to nie możemy opierać naszych decyzji na argumentach racjonalnych. Racjonalność zakłada bowiem, że jesteśmy w stanie przewidzieć skutki naszych decyzji; wizja tych skutków pozwala na wybór między decyzjami. Nie znając skutków, jaki jest sens decydować o przyczynach? Stąd – powtórzmy – tytułowy indeterminizm, nasza główna teza. Jak w takiej sytuacji podejmujemy decyzje? Proces ten, znany jako *heureza*, został opisany w literaturze psychologii społecznej. Jak pisze Cristina Bicchieri [28], polega on na klasyfikacji sytuacji przez porównanie wskazówek – okoliczności i kontekstu –

– z doświadczeniem przeszłości, w której podobna sytuacja była już napotkana. Proces *heurezy* przebiega bez analizowania argumentów, a nawet bez udziału świadomości, i może trwać ułamki sekund. Po sklasyfikowaniu sytuacji aktywowany jest skrypt, czyli podstawowa teoria sytuacji, zawierająca nasze przekonania, role, preferencje i normy, które wobec danej sytuacji powinny być przestrzegane.

Kończąc, nie chcę pominąć okazji do nawiązania do odwiecznej dyskusji implikacji determinizmu dla wolnej woli, w której mają już zwolenników wszystkie możliwe koncepcje [29]. Chciałbym jednak odnotować stanowiska zajęte przez dwóch fizyków. Pierwszym jest Artur Compton; rozważania nad mechaniką kwantową doprowadziły go do wniosku, że zasada nieoznaczoności uwalnia nasze decyzje od determinizmu praw fizyki [30]. Compton, którego drugim powołaniem było nauczanie religii [31], witał ten wniosek z radością jako argument na rzecz wiary w wolną wolę. Drugim jest Włodzisław Duch, profesor fizyki na Uniwersytecie Mikołaja Kopernika w Toruniu, zajmujący się kognitywistyką i neurofizjologią. Duch powołuje się na fakt, że decyzje podejmowane są w mózgu wcześniej niż mamy tego świadomość i wnioskuje, że wolna wola jest iluzją [32]. Jak widać, argument Ducha jest wsparciem przytoczonego powyżej opisu *heurezy*. Co do mechaniki kwantowej, świadomie pominęliśmy tu indeterminizm mikroskopowy, aby wyeksponować rolę klasycznej złożoności przyczynowej. Z tego samego powodu pominięty został chaos deterministyczny związany z niestabilnością rozwiązań równań różniczkowych. Czy nasze konkluzje wzmacniają wnioskowanie Comptona? Powiedziałbym, że nie; trudności w ocenie sytuacji nie zwiększają naszych możliwości decydowania. Co do opinii Ducha, dotyczy ona decyzji podejmowanych nieświadomie. Nie podważamy tej opinii w żaden sposób. Naszą tezą jest, że w opisie zjawisk społecznych nawet racjonalne i świadome rozumowanie, przeprowadzone w świecie klasycznych i dyskretnych zmiennych, napotyka swoiste bariery obliczeniowe i pojęciowe.

Przedstawiłem główne, moim zdaniem, problemy związane z uprawianiem socjofizyki. Fizyk może działać w ramach socjologii empirystycznej – i to się robi. Pułapką na tej drodze jest chęć wiernego opisu wielu zjawisk jednocześnie; jeżeli użyjemy zbyt wielu parametrów, nasz model stanie się nieużyteczny. Kolejnym celem jest nawiązanie do socjologii rozumiejącej, ale tu osiągnąć coś jest bardzo trudno. Na szali zysków jest nadzieja, że można się uwolnić od zachowania określonego deterministycznie, do którego nas skłaniają różne mechanizmy społeczne. Jak to osiągnąć? Co w ogóle



Rys. 3. Pętle dumy i wstydu w modelu Thomasa Scheffa. Rysunek jest nieznacznie modyfikacją schematu podanego w pracy [27] (wykorzystane za zgodą Wydawnictwa Naukowego PWN).

jest osiągnięciem w socjologii? Najlepsza odpowiedź, jaką słyszałem, brzmi „trafny opis”. Fizyki, który uprawia socjologię, powinien chyba zaakceptować skromność tego celu.

Pani dr Małgorzacie Krawczyk jestem wdzięczny za pomoc w przygotowaniu rysunków do tego tekstu.

## Bibliografia

- S. Galam, Y. Gefen, Y. Shapir: *Sociophysics: a new approach of sociological collective behavior*. „J. Math. Sociology” 9/1982, s. 1.
- R.K. Merton: *The Thomas theorem and the Matthew effect*. „Social Forces” 74/1995, s. 379.
- D. Quercia, R. Lambiotte, D. Stillwell, M. Kosinski, J. Crowcroft: *The personality of popular Facebook users*. CSCW’12 Proceedings of the ACM 2012 Conference on Computer Supported Cooperative Work, ACM New York, 2012, s. 955.
- L.A. Adamic, N. Glance: *The political blogosphere and the 2004 U.S. election: divided they blog*. LinkKDD’05 Proceedings of the 3rd International Workshop on Link Discovery, ACM New York, 2005, s. 36.
- M. Szell, R. Lambiotte, S. Thurner: *Multirelational organization of large-scale social networks in an online world*. „PNAS” 107/2010, s. 13636.
- C. Castellano, S. Fortunato, V. Loreto: *Statistical physics of social dynamics*. „Rev. Mod. Phys.” 81/2009, s. 591.
- W. Weidlich: *The statistical description of polarization phenomena in society*. „Br. J. Math. Statist. Psychol.” 24/1971, s. 251.
- S. Galam: *Sociophysics – a personal testimony*. „Physica A” 336/2004, s. 49.
- K. Popper: *Spoleczeństwo otwarte i jego wrogowie*. Wyd. Nauk. PWN. Warszawa 2007, t. 2, s. 132.
- N. Elias: *Czym jest socjologia?* Aletheia. Warszawa 2010, s. 22.
- XVII ISA World Congress of Sociology, Gothenburg, 11-17.07.2010.
- P.W. Anderson: *More is different*. „Science” 177/1972, s. 393.
- B. Edmonds: *Syntactic Measures of Complexity*. PhD Thesis. University of Manchester, Manchester (UK) 1999 (<http://bruce.edmonds.name/thesis/> – dostęp: 20.05.2015).
- S. Wolfram: *Complex system theory, based on a talk presented at a workshop on „A response to the challenge of emerging syntheses in science” held in Santa Fe, NM 6-7.10.1984* (<http://www.stephenwolfram.com/pdf/Complex-Systems-Theory-Stephen-Wolfram-Article.pdf> – dostęp: 20.05.2015).
- J. Kwapien, S. Drożdż: *Physical approach to complex systems*. „Physics Reports” 515/2012, s. 115.
- B. Edmonds: *5 questions about complexity* (<http://bruce.edmonds.name/5qu/be-5qu.html> – dostęp: 20.05.2015).
- D. Hume: *Traktat o naturze ludzkiej*, 1739, r. XV ([www.4shared.com/office/rqQScXIp/Hume\\_David\\_-\\_Traktat\\_o\\_naturze.html](http://www.4shared.com/office/rqQScXIp/Hume_David_-_Traktat_o_naturze.html) – dostęp: 20.05.2015).
- M. Baumgartner: *Inferring causal complexity*. „Sociological Methods Research”, 38/2009, s. 71.
- S. Wolfram: *A New Kind of Science*. Wolfram Media Inc., 14.05.2002.
- G. Bofetta, M. Cencini, M. Falcioni, A. Vulpiani: *Predictability – a way to characterize complexity*. „Phys. Reports” 356/2002, s. 367.
- K. Culik II, S. Yu: *Undecidability of CA classification scheme*. „Complex Systems” 2/1988, s. 177.
- S. Wolfram: *Undecidability and intractability in theoretical physics*. „Phys. Rev. Lett.” 54/1985, s. 735.
- S. Hawking: *Krótką historia czasu*. Zysk i S-ka. Poznań 2007.
- P. Spirtes, C. Glymour, R. Scheines: *Causation: Prediction, and Search*. MIT 2000.
- F.V. Jensen, T.D. Nielsen: *Bayesian Networks and Decision Graphs*. Springer 2007.
- D. Helbing, I. Farkas, T. Vicsek: *Simulating dynamical features of escape panic*. „Nature” 407/2000, s. 487.
- J.H. Turner, J.E. Stets: *Socjologia emocji*. Wyd. Nauk. PWN. Warszawa 2009.
- C. Bicchieri: *The Grammar of Society*. Cambridge UP. 2006, s. 5.
- D. Pereboom: *Living Without Free Will*, Cambridge UP. 2001, s. XIX.
- A.H. Compton: *The uncertainty principle and free will*. „Science” 74/1931, s. 1911. <http://www.aip.org/history/gap/Compton/Compton.html> – dostęp: 20.05.2015).
- Włodzisław Duch cytowany w A. Wojnar: *O mózgu interdyscyplinarnie*. „Alma Mater”, 134-135/2011, s. 23.

Wykład został wygłoszony na XLII Zjeździe Fizyków Polskich, który się odbył w Poznaniu w dniach 8–13 września 2013 roku.

## INFORMACJE

/Facebook/ Paweł Janowski, tegoroczny laureat nagrody Polskiego Towarzystwa Fizycznego zaprasza wszystkich zainteresowanych na stronę na Facebo-

oku „Z-naukowego-kalendarza”. Jest to bardzo cenna inicjatywa, przypominająca o rocznicach urodzin i śmierci osób związanych z naukami przyrodni-

czymi, ścisłymi i technicznymi oraz ważnych bądź ciekawych wydarzeniach z historii tych nauk.

---

# CERN – poszukiwania antymaterii

Małgorzata Nowina-Konopka

Instytut Fizyki Jądrowej PAN im. Henryka Niewodniczańskiego, Kraków

---

Po ogromnym sukcesie, jakim było odkrycie bozonu Higgsa, nastąpił okres przebudowy wielkiego zderzacza LHC, mający na celu osiągnięcie pełnej świetlności przy energii zderzeń 14 TeV. Detektory będą wtedy mogły zbierać 10 razy więcej danych niż w stadium początkowym. Obecnie dochodzą do głosu eksperymenty na innych niż LHC akceleratorach i urządzeniach. Programy badawcze zapewniają CERN-owi możliwość zbadania szerokiego spektrum najważniejszych tematów w fizyce: od kaonów do promieniowania kosmicznego i od Modelu Standardowego do supersymetrii. Front badawczy stanowią zagadnienia dotyczące ciemnej materii oraz antymaterii.

## 1. Wytworzono pierwszą wiązkę atomów antywodoru do badania struktury nadsubtelnej

Antymateria nigdy wcześniej nie była obserwowana we Wszechświecie, a jej brak stanowi wielką naukową tajemnicę. W styczniu 2014 r. zespół eksperymentu ASACUSA<sup>1</sup> z sukcesem wytworzył wiązkę atomów antywodoru. Okazało się możliwe wyprodukowanie znaczącej liczby atomów antywodoru przez mieszanie antyelektronów (pozytronów) i niskoenergetycznych

---

1. ASACUSA jest eksperymentem opartym na Antyprotonowym Spowalniaczu (*Antiproton Decelerator* – AD), czyli urządzeniu badającym własności antymaterii. Głównym przeznaczeniem programu ASACUSA było badanie anywodoru i egzotycznych atomów znanych jako antyprotonowy hel (to znaczy hel zawierający antyproton i elektron krążący po orbicie wokół jądra helu). Celem anywodorowego eksperymentu (grupa CUSP) jest wysokiej precyzji spektroskopia. Na Antyprotonowym Spowalniaczu niskiej energii wiązki anywodorowej już pracuje pięć eksperymentów, a ostatnio dochodzą jeszcze dwa: BASE i GBAR. Eksperymenty ALPHA i ATRAP skupiają się na badaniu atomów antywodoru. AEgIS jest eksperymentem w budowie i będzie badać wpływ grawitacji na antymaterię, podczas gdy ACE bada efektywność antyprotonów jako ewentualnie możliwych w terapii niektórych postaci raka.

antyprotonów wytwarzanych w Antyprotonowym Deceleratorze, czyli Antyprotonowym Spowalniaczu.

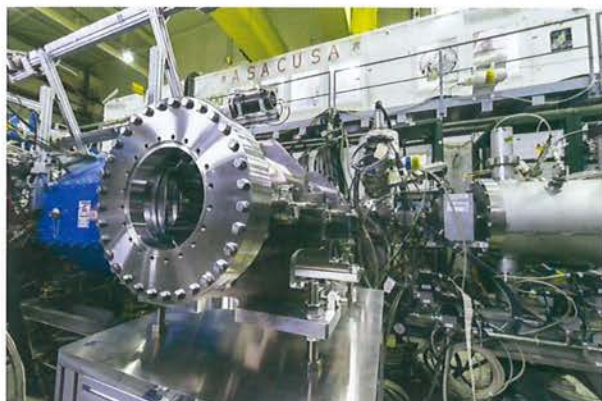
W pracy opublikowanej w *Nature Communications* czytamy, że jednoznacznie zarejestrowano 80 atomów antywodoru na drodze 2,7 m wzdłuż toru ich produkcji, gdzie zaburzający wpływ pól magnetycznych użytych początkowo do wytworzenia antyatomów jest mały. Ten wynik jest znaczącym krokiem w kierunku nadsubtelnej spektroskopii atomów antywodoru.

Widma wodoru i antywodoru powinny być identyczne, więc każda subtelna różnica pomiędzy nimi natychmiast otworzyłaby okno do nowej fizyki i mogłaby pomóc w rozwiązaniu tajemnicy antymaterii. Atom wodoru, posiadający jeden proton i jeden elektron, jest najprostszym istniejącym atomem, jednym z najlepiej przebadanych i najlepiej rozumianym układem w nowoczesnej fizyce. Toteż porównanie atomów wodoru i antywodoru stanowi znakomitą drogę do przeprowadzenia wysokiej dokładności testów symetrii pomiędzy materią i antymaterią.

Kiedy materia i antymateria się spotkają, natychmiast anihilują, więc oprócz wytworzenia antywodoru wyzwaniem dla fizyków jest utrzymanie antyatomów z dala od zwykłej materii. Aby tego dokonać, eksperymetatorzy wykorzystują magnetyczne właściwości antywodoru (które są identyczne jak wodoru) i używają bardzo silnych pól magnetycznych, aby możliwie długo zatrzymać antyatomy. Dla zrealizowania czystej spektroskopii, o wysokiej zdolności rozdzielczej, zespół ASACUSA opracował innowacyjny układ do przenoszenia atomów antywodoru do regionu, gdzie mogą być badane w locie, daleko od silnego pola magnetycznego (rys. 1).

– *Wyprowadzenie atomów antywodoru, niemających ładunku, z ich pułapki było wielkim wyzwaniem. Nasze wyniki są obiecujące dla wysokiej precyzji badań atomów antywodoru, szczególnie ich nadsubtelnej struktury, jednej z dwóch najlepiej znanych własności wodoru. Jej pomiar dla antywodoru pozwoli na najbardziej*





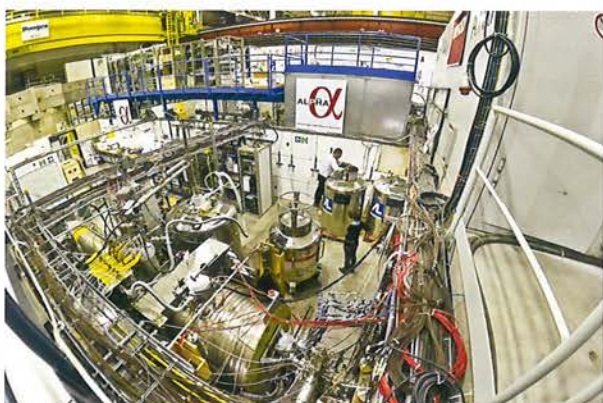
Rys. 1. Aparatura eksperymentu ASACUSA

czuły test symetrii układu materia–anty materia. Oczekujemy powtórzenia tego eksperymentu w lecie, z jeszcze ulepszonym układem pomiarowym – powiedział Yasunori Yamazaki z RIKEN (Japonia), lider zespołu ASACUSA. Zadaniem eksperymentu ASACUSA na następny rok będzie optymalizacja natężenia i energii kinetycznej wiązki antywodoru i lepsze zrozumienie ich stanu kwantowego.

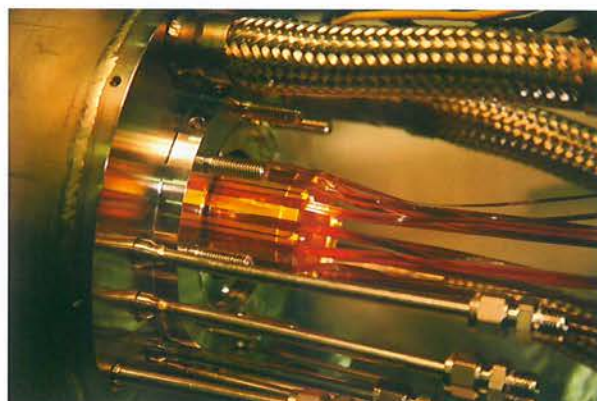
Postęp badań eksperymentalnych nad antymaterią wyraźnie przyspieszył. W 2011 r. eksperyment ALPHA ogłosił pułapkowanie atomów antywodoru na 1000 sekund, a w 2012 r. relacjonował obserwację przejścia nadsubtelnych pułapkowanych antyatomów.

## 2. Eksperyment ALPHA bada grawitację antymaterii

Eksperyment ALPHA (rys. 2) był pierwszym eksperymentem, który wychwycił atomy antywodoru – neutralne atomy antymaterii – i za pomocą silnego pola magnetycznego utrzymał je w miejscu przez 1000 sekund! Głównym celem kolejnego eksperymentu ALPHA nie było zbadanie grawitacji, lecz analiza zebranych wcześniej danych, które mogą być istotne dla efektów grawitacyjnych. – Przyrząd ALPHA może zatrzymywać atomy antywodoru, które następnie



Rys. 2. Eksperyment ALPHA



Rys. 3. Elektrody (złote) do pułapkowania ALPHA, wprowadzone do komory próżniowej układu kriostatu. Jest to pułapka używana do połączenia pozytronów i antyprotonów w celu utworzenia antywodoru

zamierzamy uwalniać – powiedział Jeffrey Hangst z Uniwersytetu w Aarhus, koordynator eksperymentu ALPHA. – Użyliśmy naszego detektora (rys. 3.), czulego na lokalną anihilację, aby zbadać, czy możliwe jest zaobserwowanie wpływu grawitacji na uwalniane atomy.

Badania teoretyczne przewidują, że atomy wodoru i antywodoru mają taką samą masę, więc powinny podlegać grawitacji w identyczny sposób. Na uwolniony atom działa siła skierowana w dół – bez względu na to, z czego jest on zbudowany – z materii czy antymaterii. Uczni z eksperymentu ALPHA powtórnie przeanalizowali, jak się poruszają uwolnione atomy antywodoru, co pozwoliło im wstępnie oszacować efekty grawitacyjne.

– To jest pierwsza propozycja eksperymentalnej bezpośredniej metody mającej na celu zbadanie grawitacyjnej natury antymaterii. Spodziewamy się jej ulepszenia po rozpoczęciu pomiarów w 2014 r., jeśli uzyskamy więcej danych i, być może, atomów antywodoru o jeszcze mniejszych ruchach termicznych, które poddamy grawitacji. Mamy nadzieję, że będziemy w stanie zbadać, czy antymateria rzeczywiście spada – powiedział Jeffrey Hangst.

– W przeciwnym przypadku, tzn. gdyby antymateria poruszała się do góry, musielibyśmy zrewidować nasz pogląd na wyobrażenie, jak działa Wszechświat – powiedział Joel Fajans, członek współpracy ALPHA z Uniwersytetu California w Berkeley. – Zrobiliśmy pierwszy krok w kierunku eksperymentalnego testu pytań, które nurtują fizyków i nie-fizyków od ponad 50 lat.

W 2014 r. zostanie wznowiony eksperyment, jako ALPHA-2, z odnowionym i ulepszonym pułapkowaniem antymaterii. Program antymaterii w CERN-ie się rozwija. Powstają dwa nowe eksperymenty – AEGIS i GBAR – skupione na pomiarze wpływu grawitacji na antywodór.

### 3. Eksperyment ATRAP

Eksperyment ATRAP (*Antihydrogen Trap*, rys. 4) służy do porównania atomów wodoru z ich odpowiednikami – atomami antywodoru. W 2002 r. ATRAP jako pierwszy „zajrzał” do wnętrza atomów antywodoru, kiedy z sukcesem wytworzono i zmierzono ich dużą liczbę. Jedną z trudności w tworzeniu antymaterii jest energia, jaką mają antyprotony, kiedy są po raz pierwszy wyprodukowane i opuszczają urządzenie z prędkością bliską prędkości światła. Fizycy stosują proces zwany „oziębianiem”, polegający na spowalnianiu antyprotonów, tak aby mogły być badane.



Rys. 4. Eksperyment ATRAP

ATRAP był pierwszym eksperymentem, w którym zastosowano zimne pozytrony do oziębiania antyprotonów. Jeśli dwa składniki – antyproton i pozytron poruszający się po orbicie – zostały uwięzione w tej samej pułapce i osiągnęły tę samą temperaturę, to niektóre mogły się połączyć, tworząc antywodór. Ta technika jest rozwijana w CERN-ie poprzez eksperyment ATRAP, który pracuje, tworząc zimne atomy antywodoru do dalszych badań. W 2013 r. ogłosił pierwszy bezpośredni pomiar momentu magnetycznego antyprotonu z dokładnością 4,4 części na milion.

### 4. Eksperyment AMS mierzy nadwyżkę antymaterii w przestrzeni

Eksperyment AMS – *Alpha Magnetic Spectrometer* – jest prowadzony przez międzynarodowy zespół pod kierunkiem prof. Samuela Tinga (laureata Nagrody Nobla w 1976 r.). Współpracuje ze sobą ok. 600 osób z Chin, Danii, Finlandii, Francji, Niemiec, Włoch, Korei, Meksyku, Holandii, Portugalii, Hiszpanii, Szwajcarii, Tajwanu i Stanów Zjednoczonych. Detektor AMS (rys. 5) został zmontowany w CERN-ie, przetestowany w Holandii, a w maju 2011 r., na pokładzie Kosmicznego Wahadłowca Endeavour z NASA, wysłany do

Międzynarodowej Stacji Kosmicznej. Tam rejestruje ślady padających cząstek naładowanych (protony, elektrony) i cząstek antymaterii (np. pozytrony), tworząc z niezwykłą precyzją mapę strumienia promieni kosmicznych.

Pierwsze wyniki dotyczące poszukiwania ciemnej materii zostały opublikowane w *Physical Review Letters*. Wykazują one obserwację nadwyżki pozytronów w strumieniu promieniowania kosmicznego. Są oparte na ok. 25 miliardach zdarzeń zarejestrowanych w okresie półtora roku, wśród których zaobserwowano 400 000 pozytronów o energiach pomiędzy 0,5 GeV a 350 GeV. To największa



Rys. 5. Detektor AMS

ilość antymaterii, jaką kiedykolwiek zarejestrowano w kosmosie. Zaobserwowano wzrost udziału pozytronów o energii pomiędzy 10 GeV a 250 GeV. Dane nie wskazują, żeby jakkolwiek kierunek, z którego pozytrony przylatują, był wyróżniony. Nie widać też żadnej zmiany w czasie. Te wyniki potwierdzają hipotezę, że pozytrony kosmiczne pochodzą z anihilacji ciemnej materii w kosmosie, jednak nie wystarczają do wykluczenia innych hipotez.

– *Te wyniki są najdokładniejszym, jak dotąd, pomiarem strumienia pozytronów w promieniowaniu kosmicznym i jednoznacznie świadczą o ogromnych możliwościach detektora AMS – powiedział koordynator AMS, Samuel Ting. – W najbliższych miesiącach AMS da nam ostateczną odpowiedź na pytanie, czy pozytrony potwierdzają istnienie ciemnej materii, czy też pochodzą z innego źródła.*

Promieniowanie kosmiczne to naładowane, wysokoenergetyczne cząstki poruszające się w przestrzeni kosmicznej. Eksperyment AMS, umieszczony na Międzynarodowej Stacji Kosmicznej, ma na celu badanie promieniowania kosmicznego, zanim wejdzie ono w oddziaływanie z atmosferą ziemską. Nadwyżka pozytronów w strumieniu promieni kosmicznych została po raz pierwszy zaobserwowana ok. 20 lat temu.

Jednak ich pochodzenie nadal pozostaje niewyjaśnione. Według przewidywań tzw. teorii supersymetrycznej, pozytrony powstają podczas zderzenia i anihilacji dwóch cząstek ciemnej materii. Zakładając izotropowy rozkład ciemnej materii w kosmosie, teoria ta tłumaczyłaby obserwację dokonaną przez AMS. Niemniej dotychczasowa obserwacja nie może wykluczyć innego wytłumaczenia: że pozytrony pochodzą z pulsarów rozrzuconych wokół płaszczyzny galaktyki. Teorii supersymetryczne dodatkowo przewidują istnienie górnego obcięcia widma pozytronów, związanego z zakresem masy cząstek ciemnej materii. Takie obcięcie nie zostało, jak dotąd, zaobserwowane. W nadchodzących latach eksperyment AMS planuje poprawić dokładność swoich pomiarów i wyjaśnić zachowanie się udziału pozytronów w zakresie energii powyżej 250 GeV.

– *Kiedy zaczynamy korzystać z nowego, precyzyjnego urządzenia, spodziewamy się uzyskać wiele nowych wyników, więc ten będzie pierwszym z wielu* – powiedział prof. S. Ting. – *AMS jest pierwszym urządzeniem pomiarowym zdolnym do zmierzenia strumienia pozytronów w kosmosie z dokładnością 1%. Taka dokładność pozwoli nam stwierdzić, czy obserwowane pozytrony pochodzą od ciemnej materii, czy też z pulsarów.*

Ciemna materia stanowi jedną z najważniejszych zagadek współczesnej fizyki. Odpowiada za ponad czwartą część masy Wszechświata i może być obserwowana pośrednio dzięki oddziaływaniu z widzialną materią, ale, jak dotąd, nie została bezpośrednio wykryta. Poszukiwania ciemnej materii są prowadzone zarówno w kosmosie, jak w przypadku eksperymentu AMS, jak i na Ziemi na Wielkim Zderzaczu Hadronów oraz innych eksperymentach mieszczących się głęboko w podziemnych laboratoriach.

– *Wynik ogłoszony przez AMS jest wspaniałym przykładem uzupełniania się eksperymentów na Ziemi i w kosmosie* – powiedział dyrektor naczelny CERN-u, Rolf Heuer. – *Myszę, że dzięki takiej współpracy możemy się spodziewać rozwiązania zagadki ciemnej materii w ciągu następných kilku lat.*

## 5. Eksperyment LHCb zauważył asymetrię w rozpadzie cząstki znanej pod nazwą $B_s^0$

Współpraca LHCb w CERN-ie przekazała do publikacji w *Physical Review Letters* komunikat o pierwszej obserwacji asymetrii pomiędzy materią i antymaterią w rozpadzie cząstki znanej pod nazwą  $B_s^0$ . Jest to już czwarta subatomowa cząstka znana z takiego zachowania.

Uważa się, że materia i antymateria istniały w równych ilościach na początku Wszechświata. Dzisiaj wy-

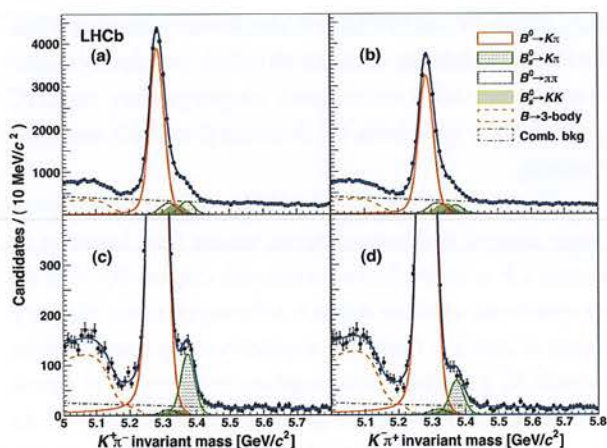
daje się, że Wszechświat jest zbudowany głównie z materii. Przez badanie subtelnych różnic pomiędzy zachowaniem cząstek i antycząstek eksperymenty na LHC poszukują wyjaśnienia tej dominacji materii nad antymaterią.

Ostatnio eksperyment LHCb zaobserwował przewagę materii nad antymaterią, znaną jako łamanie symetrii CP w rozpadzie neutralnych cząstek  $B_s^0$ . Wyniki są oparte na analizie danych zebranych przez eksperyment w 2011 r. – *Odkrycie asymetrycznego zachowania cząstki  $B_s^0$  z dokładnością większą niż 5 sigma to wynik, który był możliwy jedynie dzięki dużej liczbie danych dostarczonych przez LHC i zdolnościom identyfikacji cząstek detektora LHCb* – powiedział Pierluigi Campana, koordynator współpracy LHCb. – *Żadne inne eksperymenty nie miały możliwości zarejestrowania takiej liczby rozpadów  $B_s^0$ .*

W fizyce mówimy, że przekształcenie jest symetryczne, jeśli nie można rozróżnić, czy obserwujemy układ przed tym przekształceniem, czy już po nim. Takim przekształceniem jest np. zmiana ładunku C cząstki na przeciwny albo odbicie lustrzane P w przestrzeni lub odwrócenie kierunku czasu T. Przez długie lata myślano, że wszystkie symetrie C, P oraz T są zachowane w przyrodzie. I rzeczywiście oddziaływania elektromagnetyczne oraz silne są symetryczne względem tych przekształceń. Łamanie symetrii CP zaobserwowano pierwszy raz w 1960 r. w Brookhaven Laboratory w USA w rozpadach neutralnych cząstek zwanych kaonami. Około 40 lat później w USA i Japonii zauważono podobne zachowanie cząstki o nazwie mezon  $B^0$ . Ostatnio eksperymenty w tzw. B fabrykach i eksperyment LHCb w CERN-ie wykazały, że symetria CP jest łamana również w rozpadzie mezonu  $B^+$ .

Wszystkie zjawiska łamania symetrii CP mogą być opisane przez Model Standardowy, chociaż niektóre rozbieżności wymagają dokładniejszych badań. – *Wiemy również, że całkowite efekty wywołane przez łamanie CP w Modelu Standardowym są za małe, aby wytłumaczyć dominację materii nad antymaterią we Wszechświecie* – powiedział Pierluigi Campana. – *Jednakże przez badanie tych efektów szukamy kawałków brakujących puzzli, które stanowią test dla teorii i są istotną próbą dla wyjaśnienia, czy istnieje fizyka poza Modelem Standardowym.*

Wyniki LHCb przedstawiono w postaci czterech wykresów rozpadu niezmiennika masy  $K \cdot \pi$  (rys. 6). Zgodnie z legendą w górnym prawym rogu rysunku, są wydzielone różne składowe. Różna kombinacja ładunku K i  $\pi$  pokazuje, czy rozpadająca się cząstka  $B^0$  lub  $B_s^0$  jest cząstką materii, czy antymaterii. Na dwóch górnych wykresach widać, że szybkości rozpadu mezonów  $B^0$  są różne, jak już ustalono w poprzednich



Rys. 6. Wyniki LHCb

eksperymentach. Powiększenie na dwóch dolnych wykresach pokazuje, że różnica jest też widoczna wokół masy mezonu  $B_s^0$ , jak wskazano przez dwa zielone rozkłady Gaussa. Matematycznie ta różnica jest opisana przez asymetrię  $A_{CP}(B_s^0 \rightarrow K^- \pi^+) = +0,27 \pm 0,04 \pm 0,01$ , która jest różna od zera z dokładnością przewyższającą pięć odchyłeń standardowych. Ten wynik oznacza pierwszą obserwację łamania symetrii CP dla mezonu  $B_s^0$ . Odpowiednia asymetria dla rozpadu mezonu  $B^0$  przedstawionego na dwóch górnych rysunkach wynosi  $A_{CP}(B^0 \rightarrow K^+ \pi^-) = -0,080 \pm 0,007 \pm 0,003$



Rys. 7. Współpraca z LHCb

i jest obecnie najdokładniejszym pomiarem tej wielkości.

Z LHCb współpracuje ok. 620 fizyków (rys. 7) reprezentujących 63 różne uniwersytety i laboratoria (włącznie z pięcioma instytucjami stowarzyszonymi) z 17 krajów, a także 250 techników i inżynierów, którzy utrzymują aparaturę w sprawności eksperymentalnej. Z Polski pracują tam zespoły z Krakowa (z Instytutu Fizyki Jądrowej PAN oraz Akademii Górniczo-Hutniczej) i z Warszawy (z Narodowego Centrum Badań Jądrowych).

#### KRONIKA POLSKIEGO TOWARZYSTWA FIZYCZNEGO

**/Katowice/** W dniach 24-27 kwietnia 2015 roku koło naukowe studentów Uniwersytetu Śląskiego zorganizowało Piknik Naukowy. Jest to cykliczna impreza, w której udział biorą studenci i doktoranci z całej Polski. Mają oni okazję pochwalić się wynikami pierwszych własnych badań w dziedzinie fizyki. Spotkanie rozpoczęło wykład inauguracyjny wygłoszony przez dr. hab. Andrzeja Mola, pracownika Zakładu Fizyki Ferroelektryków Uniwersytetu Śląskiego. Jego referat zawierał dokładny opis perowskitów i ich

możliwych zastosowań. Kolejne dni konferencji były zdominowane już tylko i wyłącznie przez studentów. Zakres tematyczny prezentowanych wystąpień był bardzo szeroki: od zaawansowanej fizyki ciała stałego, poprzez fizykę jądrową po fizykę cząstek elementarnych. W Pikniku wzięło udział 29 uczestników, w tym 12 spoza Uniwersytetu Śląskiego. W sumie zostało wygłoszonych 16 referatów. W komisji oceniającej poziom wystąpień zasiadło trzech doktorantów: mgr Kamila Gąsior, mgr Szymon Pułaski oraz

mgr Paweł Klimasara. Nagroda dla najlepszej prezentacji trafiła w ręce pani inż. Marty Roman, studentki Uniwersytetu Gdańskiego. Tematem jej referatu były doświadczalne metody identyfikacji nadprzewodnictwa. Konferencja odbyła się już po raz czternasty. Za każdym razem ma miejsce w beskidzkich górach, dzięki czemu uczestnicy mają okazję korzystać z niewątpliwych uroków otaczającej przyrody. W tym roku spotkanie odbyło się w Ustroniu. Szczegóły dotyczące konferencji można znaleźć na stronie [www.pikniknaukowy.edu.pl](http://www.pikniknaukowy.edu.pl).

---

# Pierwsze próby zastosowania spektroskopii NMR w medycynie

Genowefa Ślósarek

Zakład Biofizyki Molekularnej, Wydział Fizyki, Uniwersytet im. Adama Mickiewicza w Poznaniu

---

**Streszczenie.** Początki badań prowadzących do przygotowania aparatury i procedur stosowanych w tomografii magnetycznego rezonansu jądrowego sięgają wczesnych lat 70. XX w. Choć, jak zwykle, do uzyskania pierwszych istotnych wyników przyczyniła się praca wielu uczonych, to na uwagę zasługują na pewno osiągnięcia Paula Lauterbura i Petera Mansfielda, których wyróżniono Nagrodą Noblą w dziedzinie medycyny lub fizjologii w roku 2003.

---

## Wprowadzenie

W zakresie zarówno badań podstawowych fizyki ciała stałego i fizyki cieczy, chemii oraz biochemii, jak i diagnostyki medycznej spektroskopia magnetycznego rezonansu jądrowego jest obecnie jedną z najczęściej stosowanych metod eksperymentalnych. Współczesne spektrometry i tomografy NMR są wyposażone w zaawansowane systemy elektroniczne i szybkie jednostki liczące. Jednak pierwsze doświadczenia, jak zwykle, nie były proste.

W pierwotnym zamyśle magnetyczny rezonans jądrowy wykorzystano do badania momentów magnetycznych jąder atomowych. Pierwsze doświadczenia prowadzone przez Izydora I. Rabiego w latach 1930–1940 polegały na śledzeniu trajektorii wiązki molekularnej wprowadzonej do układu niejednorodnych pól magnetycznych [1]. Wkrótce metoda Rabiego została zmodyfikowana tak, by można było badać właściwości magnetyczne jąder atomowych w fazie skondensowanej. Pod koniec 1946 r. zespół pod kierunkiem Feliksa Blocha opracował metodę indukcji jądrowej [2], natomiast zespół prowadzony przez Edwarda M. Purcella metodę absorpcji rezonansowej [3]. Odkrycie efektu przesunięcia chemicznego już na początku lat 50. XX w. otworzyło drogę do rozbudowania doświadczeń i wprowadzenia nowej techniki do kanonu podstawowych metod pomiarowych wykorzystywanych w fizyce molekularnej i chemii organicznej. Nowa technika otrzymała nazwę spektroskopii magnetycznego rezonansu jądrowego (ang. *Nu-*

*clear Magnetic Resonance spectroscopy – NMR spectroscopy*).

Bardzo szybko rozpoczęły się próby zastosowania spektroskopii NMR do badania cząsteczek organicznych. Początkowo były to badania metabolitów, ale wkrótce, bo już w roku 1957, rozpoczęły się badania biomakrocząsteczek. Początkowo, na podstawie prostych pomiarów, można było jedynie wnioskować o procesach denaturacji makrocząsteczek. Przełom pojawił się na początku lat 70., gdy wprowadzono spektroskopię dwuwymiarową [4] i kolejno, w późniejszym okresie, trój- [5] i czterowymiarową [6]. Otworzyła się droga do zastosowania spektroskopii NMR w bardzo ważnej obecnie analizie strukturalnej białek.

W latach 70. opracowano również metodę obrazowania wnętrza ciała człowieka przez analizę właściwości magnetycznych jąder wodoru wbudowanych w cząsteczki wody i kwasów tłuszczowych. Powstała tomografia magnetycznego rezonansu jądrowego, zwana też obrazowaniem rezonansu magnetycznego lub, w żargonie medycznym, po prostu „rezonansem”. Ten ostatni aspekt zastosowania spektroskopii NMR jest przedmiotem niniejszej pracy, zaś pretekstem do jej napisania jest kolejna rocznica przyznania Nagrody Nobla Paulowi Lauterburowi i Peterowi Mansfieldowi. Uczni ci otrzymali ją wspólnie za osiągnięcia związane z opracowaniem metod obrazowania przy wykorzystaniu magnetyzmu jądrowego.

## Pierwsze eksperymenty

Pierwsze doniesienia na temat zastosowania spektroskopii NMR w medycynie pojawiły się już w połowie lat 50. XX w. [7]. Autorami jednej z takich prac byli Erik Odeblad i Gunnar Lindström ze Sztokholmu. W 1952 r. w czasie pobytu na uniwersytecie w Berkeley Odeblad próbował zastosować spektroskopię opartą na analizie magnetyzmu jądrowego do badania fragmentów ciała człowieka, ale F. Bloch mu to odradzał, twierdząc, że NMR jest metodą dla fizyków i nie nadaje się do badań w zakresie fizjologii lub biologii. Po powrocie do Sztokholmu Odeblad podjął współpracę z Lindströmem. Już w grudniu 1954 r. obaj uczeni przygotowali pierwszą publikację dotyczącą obserwacji protonowego rezonansu magnetycznego w próbkach biologicznych [8].

Wkrótce ukazały się także prace dotyczące pomiaru czasów relaksacji  $T_1$  i  $T_2$  jąder wodoru w tkance mięśniowej żaby [9], które szybko zostały rozszerzone na preparaty pochodzące z najróżniejszych tkanek. Od roku 1968 podobne badania dotyczyły już żywych organizmów, w tym wybranych tkanek z organizmu człowieka [10, 11].

Początki spektroskopii NMR w biologii i medycynie wiążą się również z pracami prowadzonymi w laboratorium znanego i cenionego uczonego, Olega Jardetzky'ego. Pierwsze publikacje pochodzą z lat 1956–1960 [12]. Początkowo była to analiza uwodnionych jąder sodu  $^{23}\text{Na}^+$  w oddziaływaniu z wybranymi kwasami organicznymi [13]. W swojej pracy doktorskiej Jardetzky opisał też inne badania dotyczące jąder sodu we krwi i w jej składnikach. W 1959 r. powstało pierwsze laboratorium spektroskopii NMR poświęcone badaniom biologicznym.

Opracowanie współczesnej metody obrazowania za pomocą spektroskopii NMR poprzedziły również badania sygnału rezonansu magnetycznego w niejednorodnym polu magnetycznym o zdefiniowanym gradientie. Pierwsze próby zmierzały głównie do opracowania sposobu pomiaru dyfuzji substancji zawierających jądra wodoru. Wprowadzone w tym celu metody generowania echa spinowego wykorzystywane są do dziś [14, 15].

Na uwagę zasługują również pierwsze badania przepływu krwi. Za pionierską w tym zakresie uznaje się pracę Singera z roku 1959 [16]. Szybkość przepływu była określana na podstawie pomiaru czasu relaksacji dla jąder biorących udział w rezonansie. Autor opracował kilka możliwych eksperymentów, a ich przebieg przedstawił na przykładzie pomiaru przepływu krwi przez ogon myszy. W drugiej połowie lat 60. Ganssen skonstruował aparat do pomiaru przepływu

krwi w ciele człowieka, ale nie został on rozpowszechniony [7].

Pracami poprzedzającymi bezpośrednio pierwsze doświadczenia dotyczące obrazowania MRI (ang. *Magnetic Resonance Imaging*) były badania prowadzone przez Raymonda Damadiana. W jednej z pierwszych publikacji wykazał on, że fragmenty tkanki zmienionej nowotworowo „widoczne są” inaczej w polu magnetycznym niż podobne fragmenty tkanki zdrowej [17]. Parametrami definiującymi różnice były czasy relaksacji  $T_1$  i  $T_2$  jąder wodoru. Damadian uznał, że udało się opracować nową metodę nieinwazyjnego rozpoznawania zmian nowotworowych i w roku 1972 zgłosił wniosek patentowy [18]. Opracowanie to zawierało jednak jedynie szkic pewnej nowatorskiej idei, a nie podano w nim konkretnych rozwiązań technicznych, za pomocą których można byłoby śledzić zmiany w całym ciele człowieka [19]. Podobny patent w Japonii zgłosili naukowcy z grupy Zenuemona Abe. Ich konstrukcja została później opisana w pracy z 1974 r. [20].

## Prace Paula Lauterbura

Paul Lauterbur urodził się w 1929 r. w Sidney, Ohio [21]. Studiował chemię w Case Institute of Technology w Cleveland. Doktorat w dziedzinie chemii uzyskał w roku 1962 na uniwersytecie w Pittsburghu. W latach 1969–1985 był profesorem chemii i radiologii na uniwersytecie stanowym Nowego Jorku w Stony Brook. Karierę naukową kontynuował na uniwersytecie stanu Illinois w Urbana-Champaign.

Lauterbur rozpoczął swoją pracę naukową od badania jąder krzemu  $^{29}\text{Si}$  i jąder węgla  $^{13}\text{C}$ , posługując się spektroskopią magnetycznego rezonansu jądrowego. Spektroskopia węgla  $^{13}\text{C}$  stała się też podstawą dla jego rozprawy doktorskiej.

Pierwsze badania zmierzające do opracowania metody obrazowania Lauterbur rozpoczął w uniwersytecie stanowym Nowego Jorku w Stony Brook (SUNY). Inspiracją do tych prac były dane opublikowane przez Damadiana w 1971 r. [21]. Lauterbur obserwował próby identyfikacji zmienionych nowotworowo tkanek zwierzęcych, prowadzone metodą *in vitro*. Pomiar czasu relaksacji prowadzono na preparatach pobranych od szczurów lub psów. Pojawiły się jednak pewne problemy ze zbyt dużym zróżnicowaniem próbek. Lauterbur doszedł do wniosku, że znacznie lepsze wyniki dadzą podobne badania prowadzone *in vivo*, gdy możliwe będzie zdefiniowanie lokalizacji przestrzennej badanej tkanki. Swoje próbne eksperymenty mógł prowadzić jedynie nocami, gdyż jedyny aparat NMR, jaki wówczas działał na uczelni, był w ciągłym użyciu przez profesorów chemii. Pierwsze doświadczenia dotyczyły

próbówek o średnicy wewnętrznej 1 mm, umieszczonych w próbówce o średnicy 4,2 mm, wypełnionej ciężką wodą. Układ taki był umieszczony w stałym, niejednorodnym polu magnetycznym o gradiencie liniowym  $700 \text{ Hz cm}^{-1}$ . Pomiar widm metodą fali ciągłej prowadzono przy pomocy pola zmiennego o częstotliwości 60 MHz. Przeprowadzono też analogiczny eksperyment, umieszczając w jednej z cienkich próbek roztwór wodny  $\text{MnSO}_4$  o stężeniu 0,19 mM. Pierwsze z tych doświadczeń pokazywało, że za pomocą proponowanej metody można obrazować rozkład stabilnych izotopów (w tym przypadku  $^1\text{H}$  i  $^2\text{H}$ ) w obrębie badanego obiektu. W drugim doświadczeniu wykazano natomiast możliwość różnicowania obrazu ze względu na czasy relaksacji jąder. Wprowadzenie bowiem do objętości wody jonów manganu powodowało silne skrócenie czasów relaksacji jąder  $^1\text{H}$  w porównaniu z analogiczną wartością odpowiedniego parametru w czystej wodzie. Obraz odtwarzano na podstawie otrzymanych widm, stosując metodę projekcji – rekonstrukcji, znaną wcześniej m.in. z eksperymentów prowadzonych podczas obrazowania wnętrza obiektów za pomocą promieniowania rentgenowskiego.

Bardzo szybko powstała pierwsza publikacja dotycząca tego nowego rozwiązania. Lauterbur przesłał ją do redakcji „Nature”, ale początkowo praca ta została odrzucona. Dopiero po długich dyskusjach została przyjęta i opublikowana w roku 1973 [22].

Lauterbur nazwał opracowaną przez siebie metodę zeugmatografią. Uznał bowiem, że skoro eksperyment polega na umieszczeniu obiektu w dwóch różnych polach magnetycznych (stałe pole magnetyczne  $H_0$  oraz pole niejednorodne z gradientem liniowym), to można posłużyć się greckim określeniem  $\zeta\epsilon\upsilon\gamma\mu\alpha$ , czyli „wykorzystywany w łączeniu”.

W doświadczeniu opisanym przez Lauterbura zakładano stosowanie gradientów liniowych w wielu różnych kierunkach (na płaszczyźnie, w odstępach kątowych  $45^\circ$ ). Idea pól gradientowych została nieco rozbudowana przez Hinshawa [23], który wprowadził zmienne w czasie pola gradientowe w trzech prostopadłych kierunkach. Nowe rozwiązanie stało się podstawą dwóch eksperymentów, z których jeden zyskał nazwę „metody czulego punktu” (ang. *sensitive point method*). W trakcie tego eksperymentu zmiany w czasie liniowych pól gradientowych na kierunkach  $x$  i  $y$  są tak dobrane, by wyznaczyć możliwie mały fragment objętości badanego obiektu, w którym będzie jedynie stałe pole magnetyczne  $H_0$ . Rejestrowany w trakcie eksperymentu sygnał rezonansowy pochodzi właśnie z tego obszaru.

W roku 1975 Richard Ernst i jego współpracownicy opublikowali pracę, w której przedstawi-

li nową metodę realizacji eksperymentu Lauterbura [24]. Zamiast stosowanej przez Lauterbura metody fali ciągłej zaproponowali rozwiązanie, w którym wykorzystano impulsy zmiennego pola magnetycznego oraz tzw. kodowanie fazowe i częstościowe. Metoda ta była znacznie szybsza i pozwalała na łatwiejszą rekonstrukcję obrazu z sygnałów NMR. To nowe rozwiązanie było możliwe dzięki wprowadzonej wcześniej przez Ernsta technice impulsowej w spektroskopii NMR [25]. Zaproponowano nie tylko wprowadzenie impulsów pola zmiennego, ale również impulsowe włączanie liniowego gradientu pola magnetycznego w trzech prostopadłych kierunkach. Nowa procedura znacznie upraszczała i przyspieszała otrzymywanie obrazu. Autorzy zademonstrowali działanie tej metody na układzie dwóch kapilar zawierających  $\text{H}_2\text{O}$ , zanurzonych w rurce zawierającej  $\text{D}_2\text{O}$ , tak jak to uczynił Lauterbur. Na marginesie należy dodać, że idea będąca podstawą tego doświadczenia została z powodzeniem wykorzystana przy konstrukcji sekwencji impulsowych we wspomnianych wyżej eksperymentach spektroskopii wielowymiarowej.

#### Peter Mansfield – inne podejście

Peter Mansfield urodził się w roku 1933 w Londynie [26]. Studiował fizykę w Queen Mary College w Londynie i tam również uzyskał doktorat w roku 1962. Od roku 1964 aż do emerytury pracował na Wydziale Fizyki Uniwersytetu Nottingham. Początkowo pozostawał pod kierunkiem Jacka Powellsa, od którego otrzymywał zadania konstrukcji kolejnych, coraz bardziej wyspecjalizowanych spektrometrów NMR do badania ruchów molekularnych w różnych materiałach, głównie w fazie stałej. Mansfield posługiwał się techniką impulsową zaproponowaną przez Richarda Ernsta. Projektowane przez członków jego zespołu sekwencje impulsowe miały umożliwić otrzymywanie widm o możliwie wąskich liniach rezonansowych. Prowadzone wówczas badania dotyczyły m.in. monokryształów  $\text{CaF}_2$  [27]. W roku 1972 Mansfield i jego współpracownicy wprowadzili niejednorodne pola magnetyczne, które, włączane czasowo, przyczyniały się do istotnej poprawy widma NMR ciała stałego [28]. Za pomocą dodatkowych pól magnetycznych starano się określić kierunki w monokryształach. Nie uzyskano jednak wystarczającego zwężenia linii rezonansowej. Kolejne próby prowadzono na specjalnie przygotowanym układzie warstw kamfory. W tym przypadku sygnały pochodzące od jąder wodoru wbudowanych w cząsteczki znajdujące się w stanie ciekłym pojawiały się na

widmie jako znacznie zawężone linie rezonansowe (wynika to z faktu uśrednienia oddziaływania dipolowego pomiędzy jądrami). Warstwy kamfory miały imitować jednowymiarową sieć krystaliczną. Wyniki tych prac były przedstawione w Krakowie w 1973 r. na pierwszej z serii konferencji „Specialized Colloque Ampère”. W trakcie pobytu w Krakowie Mansfield zapoznał się z prezentowanymi tam przez Paula Lauterburya nowymi propozycjami obrazowania, które w swojej istocie były w dużym stopniu zbieżne z jego pierwszymi eksperymentami. W ten sposób Mansfield zainteresował się konstrukcją aparatury do obrazowania wnętrza ciała człowieka. W początkowym okresie badań prowadzonych w zespole Mansfielda ważne były sprawy wyodrębnienia za pomocą pól magnetycznych warstwy, której obraz miał być rejestrowany, oraz problem skrócenia czasu rejestracji sygnału, który przecież należało ograniczyć do niezbędnego minimum. Punktem przełomowym w tych dążeniach było opracowanie w 1977 r. przez Mansfielda metody oznaczanej w skrócie EPI (ang. *echo-planar imaging*) [29]. Pozwoliła ona m.in. na znaczne skrócenie czasu potrzebnego na zebranie danych potrzebnych do odtworzenia obrazu – do ok. 20–50 ms. Bardzo ważne w tym przypadku okazało się wprowadzenie ekranowania magnetycznego cewek wytwarzających pola magnetyczne z gradientem liniowym.

### Podsumowanie

Przedstawione tu zagadnienia dotyczą jedynie początkowej fazy konstrukcji aparatów do otrzymywania obrazów tomograficznych metodą magnetycznego rezonansu jądrowego. Dzisiaj tomografia NMR stała się jedną z podstawowych, bardzo ważnych metod diagnostycznych. Aparatura została znacznie bardziej rozbudowana. Opracowano szereg sekwencji impulsowych sterujących zmiennym polem magnetycznym oraz polami niejednorodnymi. Wzbogacono proponowane metody eksperymentalne przez dodatkowe wprowadzanie substancji kontrastujących. Przypomnienie tych pionierskich badań wydaje się jednak bardzo pomocne w pracy nad innymi, nowymi rozwiązaniami.

Przyznanie Paulowi Lauterburyowi Nagrody Nobla wiązało się z pewnymi kontrowersjami, gdyż R. Damadian domagał się uznania swojego wkładu w powstanie tomografii [30]. Opublikował w tej sprawie całostronicowe ogłoszenia w „The New York Times”, „The Washington Post” i „The Los Angeles Times”. Nie spotkały się one jednak z żadną istotną odpowiedzią ze strony środowiska naukowego. Przeciwnie – przez pe-

wien czas były nawet inspiracją do dyskusji na temat upowszechniania i wykorzystywania wyników badań naukowych.

### Literatura

- I.I. Rabi, S. Millman, P. Kusch, J.R. Zacharias: *The molecular beam resonance method for measuring nuclear magnetic moments. The magnetic moments of  ${}^3\text{Li}^6$ ,  ${}^3\text{Li}^7$  and  ${}^9\text{F}^{19}$* . „Phys. Rev.” 55/1939, s. 526–535.
- F. Bloch, W.W. Hansen, M. Packard: *Nuclear induction*. „Phys. Rev.” 69/1946, s. 187.
- E.M. Purcell, H.C. Torrey, R.V. Pound: *Resonance absorption by nuclear magnetic moments in a solid*. „Phys. Rev.” 69/1946, s. 37–38.
- W.P. Aue, E. Bratholdi, R.R. Ernst: *Two-dimensional spectroscopy. Application to nuclear magnetic resonance*. „J. Chem. Phys.” 64/1976, s. 2229–2246.
- H. Oschkinat, C. Griesinger, P.J. Kraulis, O.W. Sørensen, R.R. Ernst, A.M. Gronenborn, G.M. Clore: *Three-dimensional NMR spectroscopy of a protein in solution*. „Nature” 332/1988, s. 374–376.
- L.E. Kay, G.M. Clore, A. Bax, A.M. Gronenborn: *Four-dimensional heteronuclear triple-resonance NMR spectroscopy of interleukin-1 $\beta$  in solution*. „Science” 249/1990, s. 411–414.
- P.A. Rinck: *Magnetic Resonance in Medicine*, <http://resonancia-magnetica.org/MagRes%20Chapters> (dostęp: 27.05.2014).
- E. Odeblad, G. Lindström: *Some preliminary observations on the proton magnetic resonance in biological samples*. „Acta Radiol.” 43/1955, s. 469–476.
- C.B. Bratton, A.L. Hopkins, J.W. Weinberg: *Nuclear magnetic resonance studies in living muscle*. „Science” 147/1965, s. 738.
- T.F. Budinger, P.C. Lauterbur: *Nuclear magnetic resonance technology for medical studies*. „Science” 226/1984, s. 288–298.
- J.A. Jackson, W.H. Langham: *Whole-body NMR spectrometer*. „Rev. Sci. Instrum.” 39/1968, s. 510–513.
- O. Jardetzky: *fNMR in Brain Research in its Historical Context*. „Am. J. Bioethics” 8(9)/2008, s. 43–45.
- O. Jardetzky, J.E. Wertz: *The complexing of sodium ion with some common metabolites*. „Arch. Biochem. Biophys.” 65(2)/1956, s. 569–572.
- E.L. Hahn: *Spin echoes*. „Phys. Rev.” 80/1950, s. 580–594.
- H.Y. Carr, E.M. Purcell: *Effects of diffusion on free precession in nuclear magnetic resonance experiments*. „Phys. Rev.” 94/1954, s. 630–638.
- R.J. Singer: *Blood-flow rates by NMR measurements*. „Science” 130/1959, s. 1652–1653.
- R.V. Damadian: *Tumor detection by nuclear magnetic resonance*. „Science” 171/1971, s. 1151–1153.
- United States Patent no. 3789832. Filed 17 March 1972, awarded 5 February 1974, Apparatus and method for detecting cancer in tissue. Inventor: R. Damadian.



- T. Geva: *Magnetic Resonance Imaging: Historical Perspective*. „J. Cardiovascul. Magn. Res.” 8/2006, s. 573–580.
- K. Tanaka, Y. Yamada, T. Shimizu, F. Sano, Z. Abe: *Fundamental investigations (in vitro) for a non-invasive method of tumor detection by nuclear magnetic resonance*. „Biotelemetry” 1/1974, s. 337–350.
- P.C. Lauterbur: *Paul C. Lauterbur – Biographical*. Nobelprize.org. Nobel Media AB 2013; [http://www.nobelprize.org/nobel\\_prizes/medicine/laureates/2003.lauterbur-bio.html](http://www.nobelprize.org/nobel_prizes/medicine/laureates/2003.lauterbur-bio.html) (dostęp: 19.05.2015).
- P.C. Lauterbur: *Image formation by induced local interactions: examples of employing nuclear magnetic resonance*. „Nature” 242/1973, s. 190–191.
- W.S. Hinshaw: *Spin mapping: the application of moving gradients to NMR*. „Phys. Lett.” 48/1974, s. 87–88.
- A. Kumar, D. Welti, R.R. Ernst: *NMR Fourier zeugmatography*. „J. Magn. Res.” 18/1975, s. 69–83.
- R.R. Ernst, W.A. Anderson: *Application of Fourier Transform Spectroscopy to Magnetic Resonance*. „Rev. Sci. Instrum” 37/1966, s. 93–102.
- P. Mansfield: *Sir Peter Mansfield – Biographical*. Nobelprize.org. Nobel Media AB 2013; [http://www.nobelprize.org/nobel\\_prizes/medicine/laureates/2003.mansfield-bio.html](http://www.nobelprize.org/nobel_prizes/medicine/laureates/2003.mansfield-bio.html) (dostęp: 19.05.2015).
- P. Mansfield: *Snap-shot MRI*. Nobel lecture, [http://www.nobelprize.org/nobel\\_prizes/medicine/laureates/2003/mansfield-lecture.pdf](http://www.nobelprize.org/nobel_prizes/medicine/laureates/2003/mansfield-lecture.pdf) (dostęp: 19.05.2015).
- P. Mansfield, P.K. Grannell: *NMR Diffraction in solids?* „J. Phys.” C6/1973 s. L422.
- P. Mansfield: *Multi-planar imaging formation using NMR spin echoes*. „J. Phys.” C.10/1977, s. L55–L58.
- K. Chang: *Paul C. Lauterbur, 77, Dies; Won Nobel Prize for M.R.I.* „Magn. Res. Med.” 58/2007, s. 439–440.

## NOWI PROFESOROWIE

Z rąk prezydenta RP nominacje profesorskie w dziedzinie nauk fizycznych otrzymali:

- ❖ 11 października 2013 r. – Kvetoslava Burda (AGH),
- ❖ 8 listopada 2013 r. – Michał Horodecki (UG), Józef Krok-Kowalski (UŚ),
- ❖ 28 stycznia 2014 r. – Piotr Białas (UJ), Piotr Durka (UW), Wojciech Słomiński (UJ), Bartłomiej Szafran (AGH),
- ❖ 28 lutego 2014 r. – Władysław Borgiel (UŚ), Bogdan Dąbrowski (Department of Physics, Northern Illinois University DeKalb, USA), Marek Gaździcki (UJK),
- ❖ 14 marca 2014 r. – Janusz Chwastowski (IFJ PAN Kraków),
- ❖ 1 kwietnia 2014 r. – Tomasz Cichorek (INTiBS PAN Wrocław), Marek Idzik (AGH), Krzysztof Rogacki (INTiBS PAN Wrocław), Dariusz Wasik (UW),
- ❖ 10 kwietnia 2014 r. – Jakub Tworzydło (UW),
- ❖ 11 kwietnia 2014 r. – Tadeusz Chmaj (IFJ PAN Kraków), Jan Cieśliński (UwB), Jerzy Wołowski (IFPiLM),
- ❖ 21 maja 2014 r. – Krzysztof Byczuk (UW), Maria Bzowska (UW), Cezary Gonera (UŁ), Jolanta Nastula (CBK PAN), Zygmunt Patyk (NCBJ Otwock),
- ❖ 25 czerwca 2014 r. – Andrzej Baczański (AGH), Bogusław Kusz (PG), Adam Miranowicz (UAM), Edward Piotrowski (UwB), Igor Soszyński (UW),
- ❖ 30 czerwca 2014 r. – Krzysztof Stefański (UMK),
- ❖ 06 października 2014 r. – Lech Baczewski (IF PAN Warszawa), Mikołaj Misiak (UW), Zbigniew Tarnawski (AGH),
- ❖ 08 października 2014 r. – Vitalii Dugaev (PRz),
- ❖ 23 października 2014 r. – Krzysztof Belczyński (UW).

Źródło informacji: [www.prezydent.pl](http://www.prezydent.pl)

---

# Autobiografia

## Wspomnienie fizyka teoretyka w 90-lecie urodzin i w 60-lecie promocji doktorskiej

Bronisław Średniawa (1917–2014)

### Młodość

Urodziłem się 17 czerwca 1917 r. Ojciec mój, Edward, był lekarzem weterynarii, matka, Bronisława, nauczycielką. Mój brat Jerzy urodził się trzy lata później.

Od wczesnych lat objawiałem zainteresowanie zjawiskami przyrodniczymi. Widząc to, Ojciec, gdy miałem 10 lat, pożyczył dla mnie popularną książkę Flammariona o astronomii. Przeczytałem ją z większym zapalem niż zrozumieniem. Duże wrażenie wywarł na mnie przeczytany w tej książce opis śmierci cieplej wszechświata.

W latach 1927–1935 uczęszczałem do bardzo dobrej szkoły średniej – do Polskiego Gimnazjum Państwowego w Bielsku. Uczyli tam doskonali pedagodzy, z których wspomnę tutaj fizyka, Tadeusza Bernera, matematyka, Włodzimierza Mykiłę, germanistę, Antoniego Nikła, późniejszego lektora UJ, oraz Mariana Bielawkę, nauczyciela łaciny i kultury klasycznej. Gimnazjalny gabinet fizyczny był dobrze wyposażony. Nauczyciele przygotowali nas, uczniów, dobrze i wszechstronnie do studiów.

W tych latach powstały i rozwinęły się moje zainteresowania fizyką i astronomią. Czytałem książki popularne z tych dziedzin, wśród nich „Jak powstają światy” Svanye Arrheusa, „Budowę wszechświata” Feliksa Burdeckiego i książki Jeannsa, a później na pierwszych latach studiów książki Eddingtona.

Gdy miałem 17 lat, przeczytałem książkę Leopolda Infelda pt. „Nowe drogi nauki”, popularyzującą ideę powstającej w tych latach mechaniki kwantowej. Pod wpływem tej świetnej książki postanowiłem studiować fizykę. Jako przedmioty egzaminu dojrzałości oprócz obowiązkowych – historii i literatury polskiej – obrałem fizykę i język niemiecki.

### Studia

Całe moje dorosłe życie było ściśle związane z Uniwersytetem Jagiellońskim. Uniwersytetem interesowałem się od młodych lat. W roku 1933 czytałem w „Ilustrowa-

nym Kurierze Codziennym” sprawozdanie z uroczystości obchodzonych w pięćdziesiątą rocznicę skroplenia składników powietrza przez Zygmunta Wróblewskiego i Karola Olszewskiego. Pięćdziesiąt lat później, w roku 1983, wygłosiłem w Collegium Novum wykład o historii skroplenia składników powietrza na konferencji zorganizowanej przez Uniwersytet w stuletnią rocznicę tego faktu.

W 1935 r. wstąpiłem na studia fizyki i matematyki na Wydziale Filozoficznym tegoż Uniwersytetu. Uczęszczałem na wykłady analizy matematycznej profesora Witolda Wilkosza, geometrii analitycznej profesora Tadeusza Ważewskiego, teorii funkcji analitycznych profesora Franciszka Lei, teorii równań różniczkowych zwyczajnych oraz mechaniki teoretycznej profesora Ważewskiego, fizyki doświadczalnej profesora Konstantego Zakrzewskiego i fizyki teoretycznej przybyłego niedawno z Wilna profesora Jana Weysenhoffa, który wykładał zarówno klasyczne działy fizyki, jak i nowe – teorię względności i mechanikę kwantową.

Uczęszczałem też na seminaria teorii funkcji analitycznych, prowadzone przez profesorów Franciszka Leję i Stanisława Gołęba, oraz na seminaria fizyki teoretycznej prowadzone przez dr. Adama Bieleckiego.

Zainteresowałem się szczególnie wykładami i działalnością naukową profesora Weysenhoffa oraz zagadnieniami fizyki teoretycznej.

Profesor Weysenhoff zajmował się teorią względności. W Wilnie i początkowo w Krakowie badał podstawy tej teorii. Około 1937 r. zainteresował się pracami warszawskiego fizyka, docenta Myrona Mathissona, który zajmował się zagadnieniem wyprowadzenia równań ruchu cząstki z równań pola grawitacyjnego ogólnej teorii względności. Problem ten zaczęto badać wkrótce po powstaniu w 1916 r. teorii względności. Najbardziej znana była praca Einsteina i Grommiera oraz prace Weyla. Zajmowali się oni najprostszym przypadkiem cząstki o symetrii sferycznej. Mathisson jako pierwszy rozważał cząstki o bardziej skompliko-

wanej strukturze, która m.in. była źródłem wewnętrznego momentu pędu cząstki, będącego relatywistycznym odpowiednikiem spinu cząstki.

Profesor Weysenhoff zaprosił Myrona Mathissona do współpracy, zapewniwszy mu stypendium ufundowane przez kilku zamożnych przemysłowców polskich, które by mu umożliwiło zajęcie się wyłącznie pracą naukową. Mathisson przeniósł się do Krakowa. Weysenhoff i Mathisson wraz z asystentem Adamem Bieleckim i stypendystą Józefem Kazimierzem Lubińskim pracowali nad wyprowadzeniem ruchu cząstki z równań pola grawitacyjnego. Wiosną 1939 r. Mathisson wyjechał przez Francję do Anglii, gdzie zmarł w 1940 r. Lubiński wyjechał do Holandii, gdzie zmarł w 1948 r.

Studia na pierwszych dwóch latach były wspólne dla studentów fizyki i matematyki. Na pierwszy rok studiów wpisało się około 80 osób, na drugim roku studiowało już tylko ok. 30 osób, z tego fizykę obrały, jako kierunek studiów, cztery osoby. Z kilkoma kolegami utrzymywałem bliższe i przyjazne kontakty. Byli to: Jerzy Rayski, Jerzy Gieruła, Janina Zach-Kuczborska, Józef Kalisz, Józef Rabsztyn, Adam Myśliński, Edward Waćław, Waćław Pawelski, Józef Massalski i Roman Leitner. Niestety, wszyscy już nie żyją.

W 1939 r. po złożeniu wymaganych egzaminów na studiach fizyki i studiach matematyki otrzymałem absolutorium z obu kierunków studiów.

W maju 1939 r. wziąłem udział w zorganizowanym w Krakowie przez profesora Weysenhoffa ogólnopolskim konwersatorium fizyki teoretycznej, w którym oprócz fizyków krakowskich wzięli udział profesor Ludwik Wertenstein i Roman Smoluchowski (syn Marianna Smoluchowskiego) z Warszawy, profesor Szczepan Szczeniowski i docent Jan Błaton z Wilna oraz fizycy lwowscy.

Kończąc studia, zacząłem realizować drugą moją, oprócz fizyki, pasję życiową – żeglarstwo morskie. Ukończyłem przed wojną dwa kursy żeglarskie – morski w Jastarni i śródlądowy w Międzybrodziu Bielskim. Po wojnie dalej uprawiałem żeglarstwo morskie. Najpierw zdobyłem stopień instruktora żeglarstwa, a po przepłynięciu w rejsach morskich wymaganej liczby mil morskich i złożeniu przepisanych egzaminów otrzymałem w 1962 r. stopień jachtowego kapitana żeglugi wielkiej, co pozwoliło mi prowadzić rejsy morskie po Bałtyku, Morzu Północnym i Adriatyku.

Do lat dziewięćdziesiątych brałem, jako instruktor, udział w 15 kursach żeglarstwa morskiego i przepłynąłem w rejsach pełnomorskich ok. 13,5 tys. mil morskich. Niestety, nic spełniły się moje marzenia i nie wyszedłem na ocean, a także nie wziąłem udziału w dalekim rejsie.

## Wybuch wojny, ucieczka do Lwowa i powrót

Studia przerwał wybuch wojny dnia 1 września 1939 r.

4 września moja rodzina: Rodzice, mój brat i ja wzięliśmy udział w masowej ucieczce przed armią niemiecką. Do Lwowa dotarliśmy 10 września, potem, 16 września, do Monasterzysk na Podolu. 17 września wojska sowieckie wkroczyły do Polski. Kilkanaście dni później przyjechaliśmy do Lwowa, gdzie nawiązałem kontakt z fizykami i matematykami lwowskimi oraz ludźmi z innych polskich miast, którzy na skutek działań wojennych znaleźli się we Lwowie. Spotkałem tam profesora Weysenhoffa, kolegów Jerzego Rayskiego i Romana Leitnera, a także dr. Romana Smoluchowskiego. Poznałem profesora Wojciecha Rubinowicza, Brunona Winawera i wielu innych interesujących ludzi. Uczęszczałem na niektóre wykłady i seminaria prowadzone na Uniwersytecie Lwowskim.

W pierwszych dniach grudnia 1939 r. we Lwowie zaczęły rozprzestrzeniać się wiadomości o mającym się rozpocząć poborze młodych ludzi do Armii Czerwonej. Postanowiliśmy wtedy wrócić jak najszybciej do Krakowa. Wyjechaliśmy do Białegostoku i podjechaliśmy do linii demarkacyjnej między armią sowiecką i niemiecką w pobliżu Małkini. Linię demarkacyjną przekraczaliśmy w nocy i przez Warszawę wróciliśmy do Krakowa. Okazało się, że decyzja powrotu do Krakowa była słuszna, gdyż w styczniu 1940 r., podczas pierwszej fali wywózek obywateli polskich do Związku Radzieckiego, patrol NKWD przyszedł do mieszkania, gdzie byliśmy zameldowani, aby zaprosić nas na Kołymę lub do Kazachstanu, ale nas już nic zastał.

## Lata wojny i okupacji

W chwili naszego powrotu do Krakowa rozpoczął się czwarty miesiąc okupacji niemieckiej, która trwała tu do stycznia 1945 r. Niemcy zamknęli szkoły wyższe i średnie na okupowanym przez siebie terytorium Polski. W listopadzie 1939 r. aresztowano w *Sonderaktion Krakau* i wywieziono do obozu koncentracyjnego Sachsenhausen większość profesorów i asystentów UJ oraz innych uczelni krakowskich. Studia i pracę naukową można było podjąć tylko w trybie tajnym. Trwał okres terroru.

Aby przeżyć, trzeba było znaleźć pracę i posadę, o co wcale nie było łatwo. Kilka miesięcy pracowałem jako robotnik w wodociągach miejskich. Później byłem zatrudniony w urzędzie statystycznym, mieszczącym się w gmachu Collegium Novum. Gdy profesorem Akademii Górniczej zorganizowali średnią szkołę górniczo-hutniczo-mierniczą, zapisałem się do niej na

oddział mierniczy, który po roku ukończyłem. Potem pracowałem jako technik mierniczy.

Wkrótce po powrocie do Krakowa nawiązałem łączność z profesorem matematyki, Witoldem Wilkoszem, jednym z nielicznych profesorów, którzy uniknęli wywiezienia do obozu koncentracyjnego. Profesor Wilkosz zaopiekował się w latach 1940–1941 moimi studiami i pod jego kierunkiem napisałem pracę magisterską z matematyki pt. „Metoda izoklin dla równań różniczkowych zwyczajnych”. Profesor Wilkosz zmarł po ciężkiej chorobie wiosną 1941 r.

Latem 1941 r. wrócił do Krakowa ze Lwowa profesor Weysenhoff, a razem z nim przyjechał młody warszawski fizyk teoretyk, Antoni Raabe. Wkrótce po przybyciu do Krakowa profesor Weysenhoff rozpoczął z Raabem i ze mną pracę naukową nad teorią relatywistycznej cząstki spinowej, będącą kontynuacją przedwojennych prac Mathissona i Weysenhoffa. Wynikiem współpracy Weysenhoffa i Raabego były dwie prace, wydane po wojnie w „Acta Physica Polonica”. Niestety, ich współpraca została przerwana – latem 1942 r. Raabe został aresztowany i wywieziony do Oświęcimia, gdzie wkrótce zmarł.

Moja praca pod kierunkiem profesora Weysenhoffa, która z biegiem lat zmieniła się we współpracę, trwała przez 30 lat, do śmierci Profesora w 1972 r. Profesorowi Weysenhoffowi zawdzięczam bardzo wiele i uważam Go za swojego mistrza. W 1942 r. pisałem pod jego kierunkiem pracę magisterską z fizyki teoretycznej. Pracę tę, pt. „O momentorze Henriota”, ukończyłem w 1943 r., po czym złożyłem tajny egzamin magisterski przed komisją, której członkami byli profesorowie Weysenhoff i Konstanty Zakrzewski. Wkrótce potem zwróciłem się do profesora Tadeusza Ważewskiego z prośbą o ocenę napisanej w 1941 r. pracy magisterskiej z matematyki, a po jej przyjęciu w 1943 r. złożyłem u niego tajny egzamin magisterski.

Jesienią 1943 r. otrzymałem od profesora Weysenhoffa temat pracy doktorskiej, nad którą pracowałem do 1946 r. Powierzono mi tajne wykłady z fizyki dla kompletu studentów medycyny, biorących udział w zorganizowanych o rok wcześniej przez prof. Mieczysława Małeckiego studiach tajnego uniwersytetu.

### Pierwsze lata powojenne

W styczniu 1945 r. Kraków został wyzwolony spod okupacji niemieckiej. Kilka dni po wycofaniu się armii niemieckiej Uniwersytet wznowił jawną działalność. Na Wydziale Filozoficznym reaktywowano Katedrę Fizyki Doświadczalnej, kierowaną przez profesora Konstantego Zakrzewskiego, w której pracę podjęli jego przedwojenni asystenci, a także Katedrę Fizyki Teoretycznej,

kierowaną przez profesora Jana Weysenhoffa, który jako asystentów przyjął Jerzego Rayskiego oraz mnie. Jerzy Rayski po kilku miesiącach przeniósł się na Uniwersytet Warszawski, a stamtąd na Uniwersytet Mikołaja Kopernika w Toruniu. Na asystenturę profesor Weysenhoff przyjął Antoninę Kowalską, a po paru latach jeszcze Zygmunta Cylińskiego.

Bezpośrednio po uwolnieniu Warszawy spod okupacji niemieckiej przyjechali z Warszawy do Krakowa młodzi fizycy, Ryszard Kołodziejcki i Marian Günther, a ze Lwowa Julian Ulan. Po kilkumiesięcznym pobycie w Krakowie Kołodziejcki i Günther wrócili do Warszawy, a Ulan wyjechał do Francji.

Na Wydziale Filozoficznym utworzono dwie nowe katedry fizyki. Powstała druga Katedra Fizyki Doświadczalnej, którą objął przybyły z Wilna profesor Henryk Niewodniczański. Asystentami w tej Katedrze zostali przybyli z Wilna młodzi współpracownicy profesora Niewodniczańskiego: Bolesław Makiej, Maria Danuta Kunisz oraz długoletni współpracownik profesora, Aleksander Garnysz. Bolesław Makiej przeniósł się wkrótce na Uniwersytet Wrocławski. Utworzono też Katedrę Mechaniki Teoretycznej, w której kierownikiem został profesor Jan Blaton, a asystentami Wiesław Czyż i Halina Pidek.

Przed społecznością uniwersytecką stało przede wszystkim zadanie wznowienia wykładów i zajęć ze studentami oraz konieczność odbudowy zniszczonych przez okupanta. Zaczęto działalność dydaktyczną i naukową fizyków w pomieszczeniach Katedry Matematyki przy ul. Gołębiej 20, gdyż Collegium Witkowskiego było zdewastowane. Seminarium z fizyki teoretycznej były poświęcone powstającej w tych latach kwantowej teorii pól i elektrodynamice kwantowej. Zorganizowano też pierwsze ogólnopowojenne polskie seminarium fizyki teoretycznej, z których trzy odbyły się w Toruniu. Braли w nich udział fizycy teoretyczni z Torunia i Krakowa, profesor Szczepan Szczeniowski z Poznania oraz dr Jan Rzewuski z Wrocławia.

Wiosną 1946 r. ukończyłem pracę doktorską pt. „Relativistic equations of motion of dipole and quadrupole particles” [1], której promotorem był profesor Weysenhoff. W pracy tej zostały wyprowadzone z zasady wariacyjnej Mathissona równania ruchu cząstek o nieznikającej masie w bardzo stałym polu grawitacyjnym, cząstki określonej przez (grawitacyjny) moment dipolowy (rozpatrywanej przez H. Hönlą i A. Papapetrou), cząstki określonej przez biwektor spinu (rozpatrywanej przez Mathissona w jego fundamentalnej pracy z 1937 r.) oraz cząstki określanej przez moment kwadrupolowy. Zbadano też pewne własności rozwiązań ich równań ruchu. Praca została wprawdzie ukończona w 1946 r., ale egzaminy na stopień doktora zło-

żyłem wiosną 1947 r. Promocja doktorska odbyła się 12 czerwca 1947 r.

Z inicjatywy profesora Weysenhoffa, który był wówczas wiceprezesem Międzynarodowej Unii Fizyki Czystej i Stosowanej (IUPAP), zaczęto odnawiać zerwane przez wojnę kontakty z nauką światową. Zorganizowano w Krakowie międzynarodową konferencję promieni kosmicznych, na której profesor Weysenhoff poznał profesora Waltera Heitlera z uniwersytetu zurychskiego. Kilka lat później profesor Heitler, dzięki poleceniu profesora Weysenhoffa, przyjął mnie do swojego zespołu badawczego w Zurychu.

W roku 1948 fizyka krakowska i fizyka w Polsce poniosły dotkliwe straty. W styczniu zmarł profesor Zakrzewski, a w kwietniu zginął w Tatrach profesor Błaton. Katedra Mechaniki Teoretycznej pozostała nieobsadzona i mnie Rada Wydziału Filozoficznego powierzyła, jako drugiemu, oprócz profesora Weysenhoffa, obowiązki wykładowcy fizyki teoretycznej. W latach 1950–1955 wykladałem dla studentów fizyki: algebrę, geometrię analityczną, mechanikę analityczną, hydrodynamikę i teorię sprężystości. Wspólnie z profesorem Weysenhoffem pełniłem obowiązki, które obecnie są rozdzielane na kilku wykładowców. Wykładanie i egzaminowanie roczników powojennych, liczących wielu studentów, było dla początkującego wykładowcy bardzo męczące. Gdy stopień doktora otrzymali w 1954 r. Zygmunt Chyliński i Wiesław Czyż, oni przejęli część moich dotychczasowych wykładów, co pozwoliło mi zająć się bardziej intensywnie pracą naukową.

W 1954 r. ukazało się pierwsze wydanie mojego skryptu pt. „Mechanika ośrodków rozciągliwych”. Drugie wydanie tego skryptu ukazało się w 1967 r.

Na przełomie lat czterdziestych i pięćdziesiątych zaczęły następować zmiany. Rozwiązano Towarzystwo Asystentów, polecając jego członkom zapisanie się do związku zawodowego. Związek Nauczycielstwa Polskiego zaczął odgrywać aktywną rolę. Polegała ona na zorganizowaniu dla pomocniczych pracowników naukowych obowiązkowego kursu marksizmu-leninizmu, kończącego się egzaminem, na organizowaniu narad produkcyjnych, w których oprócz pracowników uniwersyteckich brali udział działacze wojewódzkiej organizacji związków zawodowych i na organizowaniu dla młodszych pracowników naukowych prasówek polegających na wspólnym czytaniu i dyskusowaniu wiadomości z bieżącej pracy. Natomiast Związek nie okazywał większego zainteresowania sprawami bytowymi członków, a jeśli któryś wspominał o nich na naradzie produkcyjnej, słyszał w odpowiedzi: „Towarzysz ma konsumpcyjny stosunek do Związku”, co kończyło dyskusje na te tematy.

W roku 1951 zostałem mianowany prodziekanem Wydziału Matematyki, Fizyki i Chemii. W tych latach rektorzy i dziekani nie byli wybierani, lecz mianowani. Ponieważ nominacja dziekana odbyła się później, przez te parę miesięcy reprezentowałem Wydział wobec władz uniwersyteckich. Funkcję prodziekana pełniłem do roku 1955.

W tym czasie zajmowałem się mechaniką kwantową i tworzącą się w tych latach elektrodynamiką kwantową. W 1957 r. wydałem pracę porównującą wyniki teorii elektronu Diraca i cząstki Majorany [2].

W roku 1956 ogłosiłem pracę z mechaniki kwantowej pt. „O związku między metodą operatorów statystycznych a równaniem Schrödingera dla układów nieodosobnionych” [3]. Praca była gotowa w roku 1954, jednak z powodu ówczesnych stosunków wydawniczych ukazała się dwa lata później. Wykazano w niej przybliżoną zgodność pomiędzy wynikami metody operatorów statystycznych V. Neumanna i metody perturbacji zależnych od czasu dla układu mikroskopowego współdziałającego z układem mającym cechy układu makroskopowego. Za pracę tę w 1956 r. otrzymałem stopień docenta.

W pierwszych latach powojennych zacząłem się też interesować historią fizyki, zwłaszcza historią fizyki polskiej, w tym krakowskiej. Wpłynęła na to w dużym stopniu świadomość żywej w Krakowie tradycji oraz udział w pracach Konwersatorium Naukoznawczego, założonego na Uniwersytecie przez dr. Mieczysława Choynowskiego. Ogłosiłem kilka artykułów w wydawanym przez Konwersatorium „Życiu Nauki”.

Jeszcze bardziej na moje zainteresowania wpłynęły rozmowy z profesorami Janem Weysenhoffem i Tadeuszem Piechem. Zainteresowania te pogłębiły się w ciągu następnych lat, stając się w kolejnych dziesięcioleciach równorzędnymi z zainteresowaniami i pracą w dziedzinie fizyki teoretycznej.

Wziąłem udział, wraz z profesorami Weysenhoffem i Piechem, w przygotowaniu monografii o działalności Władysława Natansona i Mariana Smoluchowskiego. Monografia pt. „Wkład polskich uczonych do fizyki statystyczno-molekularnej” [4] ukazała się, z powodu długich cykli wydawniczych, dopiero w 1962 r.

Przez wiele lat prowadziłem dyskusje z profesorami Weysenhoffem, Piechem i Adamem Strzałkowskim o historii fizyki, matematyki i chemii w Krakowie i w Polsce.

W roku 1950 wrócił z Kanady do Polski profesor Leopold Infeld. Objął w Uniwersytecie Warszawskim Katedrę Fizyki Teoretycznej po przechodzącym na emeryturę profesorze Wojciechu Rubinowiczu. Profesor Infeld odwiedził ośrodki fizyki teoretycznej w Polsce. Podczas wizyty w Krakowie zaproponował mi przej-

ście na Uniwersytet Warszawski, na co jednak nie mogłem się zdecydować ze względu na silne więzy łączące mnie z Krakowem.

Profesor Infeld organizował ogólnopolskie konferencje fizyki teoretycznej. Odbywały się one co roku w miesiącach wakacyjnych od 1951 r. kolejno w Zakopanem, Otwocku i Spale. Brałem udział w nich wszystkich do 1956 r., do czasu mojego wyjazdu do Szwajcarii.

### Dwuletni pobyt w Szwajcarii

W roku 1956 otrzymałem zgodę profesora Waltera Heitlera na pracę w jego katedrze na uniwersytecie zurychskim. Na wizę szwajcarską czekałem półtora roku. W grudniu 1957 r. przyjechałem do Zurychu. Tam pracowałem do jesieni 1959 r. wraz z fizykiem szwajcarskim, Charlesem Terreaux, i fizykiem irlandzkim, Lochlainnem O’Raifeartaighem nad obliczaniem różnicy mas protonu i neutronu na podstawie ówczesnej kwantowej teorii pól. W pracy „On the proton-neutron mass difference according to muon. theory” [5] obliczyliśmy energię własną w najniższym przybliżeniu protonu i neutronu w oddziaływaniu z polem mezonowym pseudoskalarnym i pseudowektorowym, stosując pędy wyższe niż  $1 \text{ GeV}/c$ . Rachunki wykazały, że dla pola pseudowektorowego otrzymujemy różnicę mas bliższą doświadczalnej. Po jej ukończeniu zająłem się zjawiskiem anihilacji pozytonu w metalach alkalicznych i ziem alkalicznych. W pracy „On the Breadths of Angulation Times in One- and Two Valued Metals” [6] wykazałem, że anihilacja pozytonu odbywa się głównie z elektronowych powłok atomowych, a nie, jak sądzono wcześniej, w zderzeniach pozytonu z elektronami swobodnymi w metalu. Pracę tę zreferowałem w 1960 r. na konferencji w Berlinie.

Brałem udział w seminariach. Prowadzili je profesorowie Wolfgang Pauli, który był profesorem politechniki związkowej (ZTH) w Zurychu, oraz Walter Heitler. Na jednym z seminariów miał wykład Werner Heisenberg. Pauli zmarł w 1958 r. Na jego pogrzeb przyjechali znani fizycy, m.in. Niels Bohr i Victor Weisskopf.

W Zurychu zaprzyjaźniłem się z Lochlainnem O’Raifeartaighem, który w latach późniejszych wizytował krakowski Instytut Fizyki i wziął udział w konferencji w Warszawie, a mnie dwukrotnie zaprosił na krótki pobyt w Instytucie Studiów Zaawansowanych w Dublinie.

### Powrót do Krakowa

Z Zurychu wróciłem do Krakowa jesienią 1959 r. Również do Krakowa wrócił z Torunia powołany przez Ra-

dę Wydziału profesor Jerzy Rayski i objął Katedrę Fizyki Teoretycznej po odchodzącym na emeryturę profesorze Weysenhoffie.

Po powrocie do Krakowa wykładałem: elektromagnetykę, ogólną teorię względności, mechanikę kwantową, kwantową teorię pól i teorię jądra atomowego. W 1962 r. otrzymałem nominację na stanowisko profesora nadzwyczajnego i objąłem kierownictwo nowo utworzonej Katedry Teoretycznej Fizyki Jądrowej.

W tym samym roku zawarłem małżeństwo z Olgą Solarz, historyczką sztuki. Nasze dwie córki ukończyły studia fizyki: Bronisława jest doktorem nauk fizycznych, Maria – uczestnikiem studiów doktorskich.

W czasie mojego powrotu do Krakowa na uczelniach w Polsce rozpoczął się okres niepokoju. W 1960 r. grupa profesorów wystosowała do władz PRL-u tzw. list 34. Niepokoje doprowadziły do wydarzeń marcowych i następujących po nich represji. Podczas wydarzeń marcowych pełniłem funkcję dziekana Wydziału Matematyki, Fizyki i Chemii, starając się interweniować w sprawach represjonowanych studentów. Instytut Fizyki był celem ataku władz. Jednym z aktów represji było wymówienie pracy w Uniwersytecie asystentowi, mgr. Kazimierzowi Urbańczykowi. Szczególnie nieprzyjaznym stosunkiem do pracowników naukowych wyróżniał się przedstawiciel władz partyjnych, docent M. K.

Jaśniejszym momentem w tym okresie były w 1964 r. uroczystości z okazji 600. rocznicy założenia Uniwersytetu.

Profesor Niewodniczański zmarł w 1968 r.

W 1969 r. otrzymałem nominację na tytuł profesora nadzwyczajnego.

W 1963 r. ogłosiliśmy wspólnie z profesorem Weysenhoffem rozszerzoną przez nas moją pracę z 1956 r., nadając jej tytuł „On the approximate applicability of the Schrödinger equation to non-isolated systems” [7].

Profesor Weysenhoff zmarł w 1972 r.

Wydaliśmy też dwa podręczniki. Przerobiliśmy gruntownie skrypt z mechaniki środowisk rozciągniętych, który ukazał się jako podręcznik pt. „Hydrodynamika i teoria sprężystości” [8]. Opracowałem również skrypt pt. „Mechanika kwantowa”, wydany w 1970 r. i wznowiany w latach 1972, 1978 i 1981, który po znacznym rozszerzeniu został wydany jako podręcznik pt. „Mechanika kwantowa” [9] w 1988 r.

W latach tych nadal wzrasta moje zainteresowanie historią fizyki. Napisałem wtedy artykuły o Albercie Einsteinie oraz fizykach i matematykach krakowskich, profesorach Weysenhoffie i Wilkoszu oraz szkic o historii fizyki w okresie międzywojennym.

### Wykłady fizyki teoretycznej w Katowicach

W latach 1954–1957 i 1959–1964 wykładałem również fizykę teoretyczną w Wyższej Szkole Pedagogicznej w Katowicach, przekształconej kolejno w filię Uniwersytetu Jagiellońskiego i w Uniwersytet Śląski. Z początku, za kadencji dziekana profesora Kwapniewskiego, praca układała się bardzo dobrze, później, za jego następców, współpraca zaczęła się psuć z powodu wtrącania się kierownictwa Instytutu Fizyki i dziekanatu do moich zajęć (co podczas 60-letniej pracy na Uniwersytecie Jagiellońskim nigdy mi się nie zdarzyło). Doprowadziło to w 1964 r. do rozstania się z Uniwersytetem Śląskim.

### Praca w Zjednoczonym Instytucie Badań Jądrowych w Dubnej

W Instytucie w Dubnej pracowałem trzykrotnie: w latach 1965–1967 w Laboratorium Fizyki Teoretycznej i w latach 1976–1977 oraz 1988–1990 w Laboratorium Wysokich Energii. W Laboratorium Fizyki Teoretycznej pracowałem z wietnamskimi fizykami, Nguyenem van Hien i Kucho Chi, nad symetrią rodzin cząstek elementarnych  $U(12)$  i  $SU(6)$ . Obaj koledzy wietnamscy byli bardzo sympatyczni i współpraca z nimi przebiegała w przyjemnej atmosferze. W 1965 r. zostałem wydelegowany na dwie konferencje poświęcone ogólnej teorii względności, w Tbilisi i w Londynie, i wziąłem w nich udział.

Podczas następných dwóch pobytów w Dubnej pracowałem jako teoretyk w Laboratorium Wysokich Energii w polskiej grupie fizyków, kierowanej przez profesora Zbigniewa Strugalskiego. Zajmowaliśmy się badaniem zderzeń pionów o pędzie  $3,5 \text{ GeV}/c$  z jądrami ksenonu w komorze ksenonowej. Wyniki badań były ogłoszone jako kolejne publikacje zespołowe kilku autorów w komunikatach Instytutu, a niektóre w czasopiśmie pt. „Jaderna Fizika”. Ukazało się 25 komunikatów.

### Lata 1967–1976 i 1978–1987 w Krakowie

W latach tych, prowadząc normalną pracę dydaktyczną, zajmowałem się fizyką wysokich energii i historią fizyki (moje prace z historii fizyki do roku 2000 są cytowane w pozycjach [10] i [11]).

W roku 1969 otrzymałem nominację na profesora zwyczajnego.

W latach siedemdziesiątych ogłosiłem trzy prace z Andrzejem Kotańskim i Kacprem Zalewskim o właściwościach tensorów statystycznych, a w roku 1974 wraz z Andrzejem Białasem i Józefem Turnauem pra-

cę o promieniowaniu multipolowym podczas procesu wzbudzonej produkcji cząstek. Prace te zostały ogłoszone w „Acta Physica Polonica”.

Późniejsze moje prace dotyczyły historii teorii względności. W 1980 r. ogłosiłem pracę teorii relatywistycznych cząstek spinowych, prowadzoną przez profesora Weysenhoffa, docenta Myrona Mathissona i ich współpracowników w Krakowie w drugiej połowie lat trzydziestych i współpracy profesora Weysenhoffa z Antonim Raabem w latach okupacji w Krakowie. Później, odpowiadając na sugestię profesora T. Glicka z Bostonu, zająłem się recepcją teorii względności w Polsce, poświęcając temu zagadnieniu prace w latach 1986–1987.

Moje badania prowadzone do połowy lat osiemdziesiątych zebrałem w monografii pt. „History of Theoretical Physics at Jagiellonian University in Cracow in the Second Part of XIXth Century and in the First Half of XXth Century” (1985) i w artykule o współpracy fizyków, matematyków i astronomów krakowskich w tym okresie (1986) [10].

Wyniki tych prac przedstawiłem na konferencjach w Erice, Como, Londynie, Ulm, Liège i kilku innych. Brałem też udział w akcji wymiany wizyt profesorów, referowałem wyniki moich badań z historii fizyki w Dublinie, Arhus, Padwie i Uppsali.

Do roku 1987 ogłosiłem 20 prac z historii fizyki w „Życiu Nauki”, kwartalniku „Historia Nauki i Techniki”, „Postęпах Fizyki”, w „Polskim Słowniku Biograficznym” i „Pracach Fizycznych Zeszytów Naukowych UJ”.

W latach osiemdziesiątych powołano mnie na członka Komisji Historii Nauki PAN w Warszawie i później PAU w Krakowie.

### Emerytura

W roku 1987, po ukończeniu siedemdziesiątego roku życia, przeszedłem na emeryturę. Nie zaprzestałem jednak pracy. Prowadziłem i nadal prowadzę wykłady z historii fizyki dla studentów fizyki.

Z początkiem lat dziewięćdziesiątych zainteresowała mnie historia współpracy Mariana Smoluchowskiego i Theo Svedberga nad badaniem ruchów Browna na początku XX wieku. Na podstawie materiałów zebranych w archiwach Krakowa i Uppsali ogłosiłem o tej współpracy i o dalszych pracach Smoluchowskiego dwie publikacje – w latach 1991 i 1992.

W związku z 75. rocznicą utworzenia w 1909 r. Katedry Nauk Ścisłych Uniwersytetu Jagiellońskiego w 1995 r. przedstawiłem dzieje tej katedry i działalność dwóch jej kierowników – Ludwika i Aleksandra Birkenmajerów.

Pod koniec lat dziewięćdziesiątych wzięłem udział w przygotowaniu „Złotej Księgi Wydziału Matematyki i Fizyki UJ”, wydanej w 2001 r. z okazji 600-lecia Odnowienia Uniwersytetu, do której jako autor lub współautor napisałem pięć życiorysów wybitnych fizyków krakowskich i z A. Strzałkowskim artykułów o historii fizyki w UJ.

W 2001 r. w „Kwartalniku Historii Nauki i Techniki” opublikowałem pracę o historii nauki o elektryczności w Polsce w XIX wieku, którą przedstawiłem na konferencji w Como.

W latach 2001–2003 w „Monografiach Komisji Historii Nauki” ogłosiłem artykuł o Marianie Smoluchowskim i Ludwiku Antonim Birkenmajerze, artykuł o fundamentalnych pracach Einsteina z roku 1905 i pracę o kontaktach Einsteina z fizykami polskimi w „Concepts of Physics”, obie w języku angielskim.

W druku znajduje się praca o Władysławie Natansonie i teksty w języku polskim wymienionych wyżej prac o Einsteinie.

Wieloletnia praca nad historią fizyki krakowskiej i polskiej pozwoliła mi też na napisanie monografii pt. „Historia filozofii przyrody i fizyki w Uniwersytecie Jagiellońskim” [11] i wydanie jej w 2002 r., obejmującej okres od założenia Uniwersytetu do pierwszego Kongresu Nauki Polskiej w 1952 r.

Pierwodruk: „Kwartalnik Historii Nauki i Techniki” 52/3–4, s. 7–19 (2007). Redakcja „Postępów Fizyki” uprzejmie dziękuje za zgodę na przedruk.

W związku z cudownym rokiem fizyki, jak nazwano rok 1905, napisałem po polsku pracę o pięciu podstawowych kwantowych pracach Einsteina, napisanych w tymże roku, i o kontaktach personalnych i naukowych z fizykami polskimi. Prace te przyjęto do druku przez „Concepts of Physics” i Komisję Historii Nauki PAN.

#### Literatura

- B. Średniawa, „Acta Physica Polonica” 9, 99 (1947–1948).  
 B. Średniawa, „Acta Physica Polonica” 14, 407 (1957).  
 B. Średniawa, „Zeszyty Naukowe UJ, Prace Fizyczne” z. 2, 11/1958.  
 B. Średniawa, J. Weysenhoff i T. Piech: *Wkład polskich uczonych do fizyki statystyczno-molekularnej*, Ossolineum. Wrocław 1962.  
 L. O’Raifeartaigh, B. Średniawa, „Nuova Cimento” 14, 346 (1959).  
 B. Średniawa, „Acta Physica Polonica” 20, 235 (1961).  
 J. Weysenhoff, B. Średniawa, „Acta Physica Polonica” 23, 117 (1963).  
 B. Średniawa: *Hydrodynamika i teoria sprężystości*. PWN. Warszawa 1977.  
 B. Średniawa: *Mechanika kwantowa*. PWN. Warszawa 1988.  
 B. Średniawa, „Zeszyty Naukowe UJ, Prace Fizyczne” z. 1 24/1985.  
 B. Średniawa: *Historia filozofii przyrody i fizyki w Uniwersytecie Jagiellońskim*. Wyd. „Retro”. Warszawa 2001.

#### INFORMACJE

/Warszawa/ W dniach 15–18 września 2015 roku odbędzie się konferencja naukowa pt.: „Nanoscale phase separations in spintronic materials, superconductors, and other systems”. Więcej informacji można uzyskać pod adresem: <http://www.emrs-strasbourg.com>.

\*\*\*

/Szczecin/ W dniach 27–29 września 2015 r. odbędzie się I Krajowa Konferencja „Grafen i inne materiały 2D”. Więcej informacji pod adresem: <http://grafen2d.zut.edu.pl/>.

\*\*\*

/Konkurs dla nauczycieli/ Rok 2015 został ogłoszony Międzynarodowym Rokiem Światła i Technologii

Opartych na Świetle. W związku z tym wydarzeniem Komisja Nauczania Fizyki Zarządu Głównego Polskiego Towarzystwa Fizycznego ogłosiła konkurs dla nauczycieli na scenariusz lekcji na temat światła „Jak uczyć o świetle?”. Celem konkursu jest rozpropagowanie dobrych i sprawdzonych pomysłów na zapoznanie uczniów z zagadnieniami związanymi ze światłem. Nagrodą główną jest wyjazd autora najlepszej pracy na Europejski Festiwal Science on Stage, który odbędzie się w dniach 17–20 czerwca 2015 r. w Londynie. Dnia 15 kwietnia 2015 r., na stronie internetowej [www.ptf.net.pl/konkurs](http://www.ptf.net.pl/konkurs), ogłoszone zostaną wyniki konkursu oraz wysłane listy gratulacyjne do laureata pierwszej nagrody i do autorów prac wyróżnionych.

Nauczyciel nagrodzony pierwszą nagrodą oraz nauczyciele – autorzy 3 wyróżnionych prac otrzymają: roczną prenumeratę czasopisma *Foton* oraz bezpłatne (wstęp, noclegi, dojazd) uczestnictwo w sesji dydaktycznej XLIII Zjazdu Fizyków Polskich, który odbędzie się w dniach 6–11 września 2015 r. w Kielcach. Szczegółowe informacje na stronie: <http://www.ptf.net.pl/pl/jak-uczyc-o-swietle-konkurs/>.

\*\*\*

/Kielce/ W dniach 6–11 września 2015 r. w Kielcach odbędzie się XLIII Zjazd Fizyków Polskich. Wszystkich zainteresowanych serdecznie zapraszamy. Więcej informacji na stronie: <http://43zfp.kielce.pl>.



---

# Wspomnienie o Andrzeju Krzywickim

Zdzisław Burda, Krzysztof Fiałkowski, Jerzy Jurkiewicz

Instytut Fizyki im. Mariana Smoluchowskiego, Uniwersytet Jagielloński, Kraków

Drugiego czerwca 2014 r. zmarł we Francji, w wieku 77 lat, Andrzej Krzywicki, jeden z najwybitniejszych polskich fizyków przełomu wieków. Nie tylko jego ogromny dorobek naukowy, ale także niezwykle życiorys warte są przypomnienia społeczności Polskiego Towarzystwa Fizycznego.

Andrzej Krzywicki urodził się 17 października 1937 r. Był synem Ireny Krzywickiej, znanej literatki i publicystki, oraz Jerzego Krzywickiego, warszawskiego adwokata, syna wybitnego socjologa Ludwika Krzywickiego. Jego szczęśliwe dzieciństwo zostało brutalnie przerwane przez wybuch wojny. Rozpoczęło się pasmo nieszczęść, które spadały jedno po drugim na rodzinę Krzywickich. Ojciec Andrzeja, polski oficer, został osadzony w obozie jenieckim w Starobielsku i zamordowany prawdopodobnie w Charkowie w 1940 r. Matka, podlegająca ustawom norymberskim, musiała ukrywać się wraz z dziećmi. Wkrótce zmarł na sepsę ukochany starszy brat Andrzeja, Piotr. Po wojnie, w wieku piętnastu lat, Andrzej zapadł na chorobę Heinego-Medina i doznał niemal całkowitego paraliżu. Z trudem udało się go uratować. Codzienna heroiczna rehabilitacja i wytężona pomoc ze strony zarówno matki, jak i przyjaciela rodziny, Tadeusza Gulika (który później przyjął nazwisko Gulik-Krzywicki) sprawiły, iż możliwe stało się prowadzenie przez niego samodzielnego życia, jednak przez wszystkie późniejsze lata poruszał się o kulach na skutek trwałego bezwładu nóg.

Wybitne zdolności w zakresie przedmiotów ścisłych skierowały go na studia fizyczne na Uniwersytecie Warszawskim. Dzięki przychylności władz Wydziału mógł, mimo swojego kalectwa, zaliczać nie tylko egzaminy teoretyczne, ale również pracownie. Studia ukończył w 1959 r. i wkrótce rozpoczął pracę naukową. Od 1960 r. współpracował z wybitnym fizykiem japońskim, Ziro Kobą, który przez kilka lat przebywał wtedy w Warszawie. Pod jego kierunkiem prowadził badania nad zderzeniami hadronów przy wysokich energiach



i rozwijał multiperyferyczny model produkcji hadronów. W 1961 r. obronił rozprawę doktorską.

W 1963 r. Andrzej Krzywicki uzyskał stypendium naukowe Fundacji Forda, które umożliwiło mu wyjazd na badania naukowe do ośrodka CERN w Genewie. Znaczny rozgłos przyniosły mu opublikowane w tym czasie, wspólnie z Olegiem Czyżewskim z Krakowa, prace na temat zastosowania modelu nieskorelowanych jetów do fenomenologicznego opisu proce-

sów wielorodnej produkcji. W 1964 r. zaproponowano mu stanowisko adiunkta na XI Uniwersytecie Paryskim w Orsay. Stanowisko to przyjął i zamieszkał na stałe we Francji. Dwa lata później, w wieku 29 lat, został profesorem CNRS (*Centre National de la Recherche Scientifique*). Swoje życie zawodowe związał z Laboratorium Fizyki Teoretycznej CNRS przy Uniwersytecie Paryskim w Orsay, gdzie pracował do końca życia. Wykładał również na École Polytechnique. Od 1990 r. do emerytury pełnił funkcję profesora zwyczajnego w CNRS. W 1968 r. otrzymał obywatelstwo francuskie.

Dorobek naukowy Andrzeja Krzywickiego charakteryzuje się dużą różnorodnością tematyczną. W początkowym okresie pobytu we Francji w naturalny sposób kontynuował prace nad fenomenologią silnych oddziaływań. Ważną rolę odegrała współpraca naukowa z kolegami z Laboratorium Fizyki Teoretycznej i Wysokich Energii na Uniwersytecie w Orsay, a w szczególności z Philippem Dennerym, która zaowocowała nie tylko artykułami naukowymi, ale również opublikowaniem w 1967 r. podręcznika akademickiego „*Mathematics for Physicists*”. Podręcznik jest do dziś wznawiany. Plasuje się wysoko na listach rankingowych i jest polecany przez wykładowców na wiodących uniwersytetach jako jeden z podstawowych podręczników matematycznych metod fizyki. W roku 1967 powstała też pionierska praca Andrzeja Krzywickiego i Piotra Słomskiego, dotycząca sekwencji protein w białkach, która o parę dekad wyprzedziła swoją epokę. Do zainteresowań problemami z pogranicza fizyki i biologii Andrzej Krzywicki powrócił w ostatnich latach swojej działalności naukowej.

W związku z zainteresowaniami fenomenologią silnych oddziaływań wielokrotnie odwiedzał ośrodek CERN pod Genewą, a także inne wiodące ośrodki naukowe, w tym kalifornijski instytut technologii Caltech, amerykańskie laboratoria narodowe w Brookhaven i Argonne oraz Uniwersytet w Bielefeld w Niemczech. Pobyt w Bielefeld dał początek wieloletniej bliskiej współpracy z Bengtem Peterssonem, która obejmowała fenomenologię oddziaływań silnych, siećową regularizację kwantowej chromodynamiki oraz kwantową grawitację.

Lata 80. ubiegłego wieku to czas, kiedy nastąpił szybki rozwój komputerów. Fizyka teoretyczna zaczęła sięgać po nowe metody obliczeniowe. Andrzej Krzywicki aktywnie włączył się w ten nowy nurt. Szybko docenił możliwości stosowania technik numerycznych w badaniach oddziaływań fundamentalnych, a w szczególności we wspomnianej sieciowej regularizacji kwantowej chromodynamiki i kwantowej grawitacji. W nowym sformułowaniu teoria pola zbliżyła się do fizyki statystycznej, a kwantowa grawitacja do statystycznej teorii losowych zregulowanych rozmaitości riemannowskich. Tematyka ta okazała się jednym z głównych obszarów zainteresowań Andrzeja Krzywickiego w kolejnych latach. Ważnymi partnerami w tym okresie byli fizycy z ośrodka krakowskiego, związani z grupą Jerzego Jurkiewicza z Uniwersytetu Jagiellońskiego.

W ostatnich latach Andrzej Krzywicki zajmował się teorią układów złożonych oraz sieciami złożonymi i ich zastosowaniami w badaniach interdyscyplinarnych. Napisał cykl prac na temat genetycznych sieci regulacyjnych i złożoności układów o wielu lokalnych minimach energetycznych.

Przez cały czas utrzymywał bliskie kontakty naukowe z fizykami z Uniwersytetu Jagiellońskiego: Andrzejem Białasem, Krzysztofem Fiałkowskim, Jerzym Jurkiewiczem, Zdzisławem Burdą i Marcinem Zagórskim, z którymi napisał kilkadziesiąt artykułów naukowych.

W dorobku Andrzeja Krzywickiego znajduje się wiele ważnych i oryginalnych prac. Wśród nich najbardziej znany jest cykl publikacji na temat dynamiki nieuporządkowanego kondensatu chiralnego DCC (*Disordered Chiral Condensate*) i miękkiej emisji pionów, które powstały we współpracy z Jean-Paulem Blaizotem z Instytutu Fizyki Teoretycznej w Saclay. Prace te przeszły już do kanonu fizyki wysokich energii.

Andrzej Krzywicki po matce odziedziczył talent pisarski. Na wpuł hobbystycznie zajmował się tłumaczeniem tekstów literackich. Napisał książkę autobiograficzną pt. „*Diabelski Młyn*”, w której m.in. opisał swoje spotkania z Kennethem Wilsonem i Richardem Feynmanem.

Jego odejście stanowi wielką stratę dla całego środowiska naukowego.

## Nagrody Polskiego Towarzystwa Fizycznego w 2014 roku

W 2014 r. Polskie Towarzystwo Fizyczne przyznało następujące nagrody i wyróżnienia:

☛ Nagrodę naukową PTF im. Wojciecha Rubinowicza otrzymał dr hab. Bartłomiej Dybiec z Instytutu Fizyki im. Mariana Smoluchowskiego Uniwersytetu Jagiellońskiego za nowatorskie wyniki badań w obszarze nierównowagowej fizyki statystycznej, zaś prof. dr hab. inż. Sławomir Maksymilian Kaczmarek otrzymał wyróżnienie za badania o dużym potencjale innowacyjnym nowych materiałów dla potrzeb optoelektroniki.

☛ Nagrodę PTF za rozprawę doktorską pt.: „Electronic structure of artificial atoms and molecules: spin-orbit coupling effects” otrzymał dr Michał Nowak z Wydziału Fizyki i Informatyki Stosowanej AGH w Krakowie.

☛ Nagrodę PTF I stopnia im. Arkadiusza Piekary otrzymał mgr Paweł Leon Swaczyna z Uniwersytetu Warszawskiego za pracę magisterską wykonaną pod kierunkiem prof. dr hab. Marii

Krawczyk, zatytułowaną „Efekty ciemnej materii w Inert Doublet Model w świetle najnowszych danych LHC”. Wyróżnienie otrzymał mgr inż. Krzysztof Kolasiński z Wydziału Fizyki i Informatyki Stosowanej AGH w Krakowie za pracę „Modelowanie doświadczenia mapowania lokalnej gęstości stanów techniką sondy skaningowej dla półprzewodnikowych otwartych kropek kwantowych”, wykonaną pod opieką dr. hab. inż. Bartłomieja Szafrana, profesora AGH.

☛ Nagrodę za artykuł popularnonaukowy „Wszczęświat w łazience”, opublikowany w czasopiśmie *Delta* nr 1/2013, otrzymał dr Krzysztof Turzyński.

☛ Nagrodę PTF za Popularyzację Fizyki i medal im. Krzysztofa Ernsta otrzymał mgr inż. Paweł Janowski ze względu na indywidualną, niezwykle intensywną i bardzo różnorodną działalność popularyzatorską.

☛ Nagrodę PTF I stopnia im. Grzegorza Białkowskiego dla wyróżniających się nauczycieli i Medal im. Grzegorza

Białkowskiego otrzymała dr Elżbieta Zawistowska z XIV LO im. Stanisława Staszica w Warszawie. Nagrodę II stopnia dla wyróżniających się nauczycieli otrzymała mgr Małgorzata Olędzka z Zespołu Szkół Ponadgimnazjalnych nr 1 im. KEN w Białymstoku. Nagrodę PTF III stopnia dla wyróżniających się nauczycieli otrzymały *ex aequo* mgr Dorota Matuszczak z LO im. Armii Krajowej w Białobrzegach i mgr Danuta Hewelt z Zespołu Szkół Ogólnokształcących nr 10 w Poznaniu. Kapituła Nagród dla Nauczycieli w 2014 r. przyznała również dwa wyróżnienia: dla mgr Natalii Buczak z ZSO nr 5 i Dwujęzycznego Gimnazjum nr 26 we Wrocławiu oraz dla mgr. Pawła Grzyła z Gimnazjum w Lubnie.

☛ Zarząd Główny PTF podjął decyzję o uhonorowaniu Centrum Nauki Kopernik w Warszawie Nagrodą Specjalną Polskiego Towarzystwa Fizycznego za popularyzację fizyki w latach 2010–2014.

Źródło: <http://www.ptf.net.pl>



Uroczystość wręczenia nagród odbyła się w nowej siedzibie Wydziału Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego przy ul. Pasteura 5 w Warszawie 21 lutego 2015 roku. Wywiady z nagrodzonymi osobami zostaną zaprezentowane w najbliższych numerach *Postępów Fizyki*.

**Informacje dla autorów** Czekamy na przystępnie napisane artykuły przeglądowe i monograficzne. Układ pracy (tytuł, autor, afiliacja, streszczenie po polsku, tytuł angielski, streszczenie po angielsku, słowa kluczowe polskie i angielskie, tekst, odnośniki literaturowe, podpisy pod ilustracjami itd.) powinien odpowiadać formie przyjętej w *Postępach Fizyki* (patrz artykuły w ostatnich zeszytach). Prace złożone w systemie  $\LaTeX$  (Microsoft Office, OpenOffice) z ilustracjami o rozdzielczości co najmniej 300 dpi w osobnych plikach 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. Redakcja zastrzega sobie prawo do skracania tekstów, ich opracowywania oraz niezbędnych zmian terminologicznych. Autorzy powinni wykonać korektę autorską złożonego artykułu. Publikowanie w *Postępach Fizyki* wiąże się z nieodpłatnym udostępnieniem utworu autorskiego na stronie *Postępów Fizyki* na podstawie licencji Creative Commons.

Prenumeratę dla osób/institucji niebędących członkami Polskiego Towarzystwa Fizycznego prowadzi Ruch (<http://www.prenumerata.ruch.com.pl>). Prenumeratorzy, którzy nie chcą korzystać z usług pośredników, powinni wpłacić odpowiednią kwotę

na konto główne PTF w Banku Handlowym: 74 1030 0019 0109 8530 0046 3033, a następnie przesłać e-mailowo kopię potwierdzenia wpłaty ZG PTF i do redakcji *Postępów Fizyki*, podając adres, pod który mają być przesyłane *Postępy Fizyki*. Proszę też określić, jakie numery lub jaki rocznik obejmuje wpłata. Pojedynczy numer kosztuje 12 zł, a rocznik 72 zł. Koszty przesyłki pokrywa redakcja.

*Avances 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).

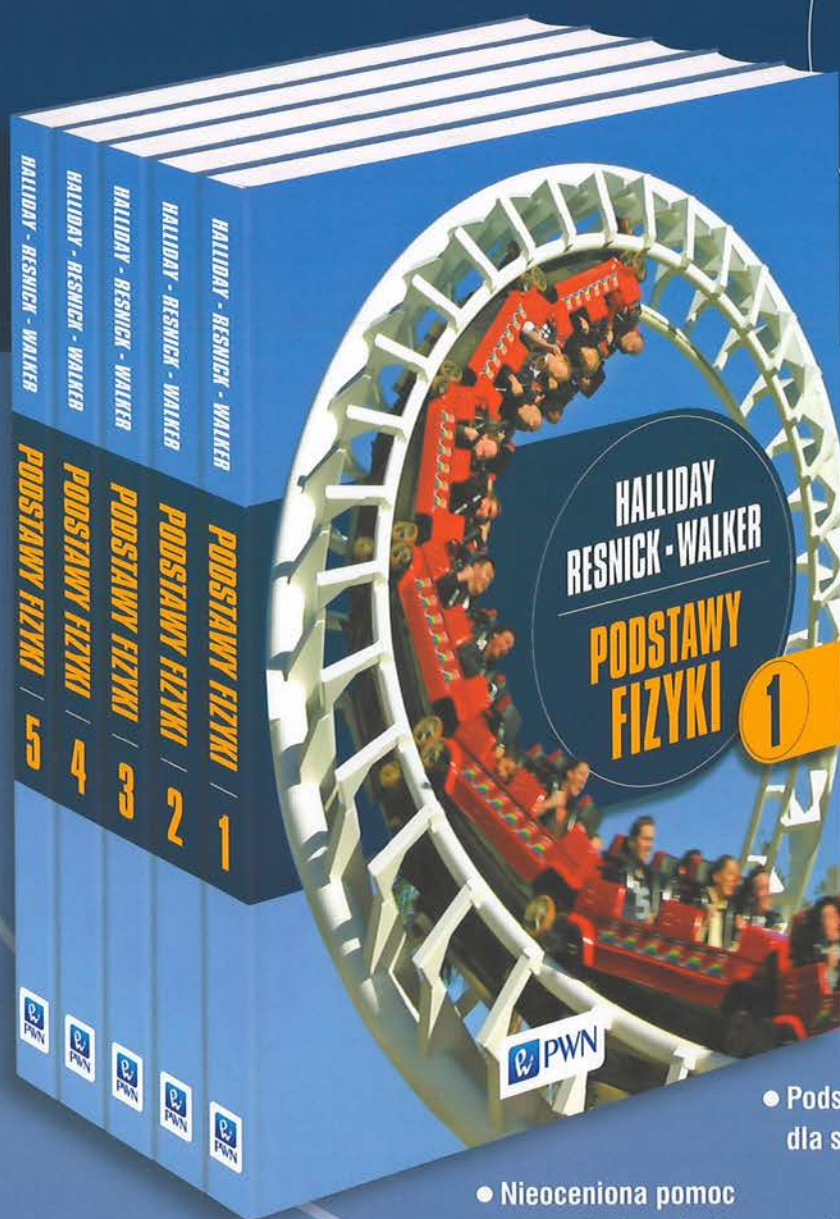
Nowoczesny, przejrzyste napisany, kompletny podręcznik podstaw fizyki, który powstał na podstawie legendarnej już książki Resnicka i Hallidaya. Przedstawia aktualny stan wiedzy, zarówno w rozdziałach związanych z fizyką współczesną, jak i w tych dotyczących fizyki klasycznej. Prezentowany materiał jest bogato ilustrowany i poparty wieloma przykładami, a aparat matematyczny ograniczony do niezbędnego minimum. Uzupełnieniem książki są wykazy niektórych danych astronomicznych, współczynników zamiany jednostek, wzorów matematycznych, właściwości pierwiastków, wybranych stałych i właściwości fizycznych, a także układ okresowy pierwiastków oraz skorowidz pojęć.

## Kultowy podręcznik NOWE WYDANIE!

# HALLIDAY RESNICK · WALKER

# PODSTAWY FIZYKI

tom  
1-5



Drugie wydanie polskie opiera się na najnowszym, już dziesiątym, wydaniu amerykańskim.

Najważniejsze zmiany:

- podzielona na nowo treść książki, niektóre rozdziały napisano na nowo
- dodana lista celów nauczania oraz informacja o podstawowych faktach, które należy przyswoić
- 16 nowych przykładów oraz 250 nowych zadań i 50 pytań
- w Internecie na stronie książki dostępne pomoce dydaktyczne (np. animacje, wskazówki do zadań)

• Podstawowy podręcznik dla studentów i uczniów

• Nieoceniona pomoc dla wykładawców i nauczycieli