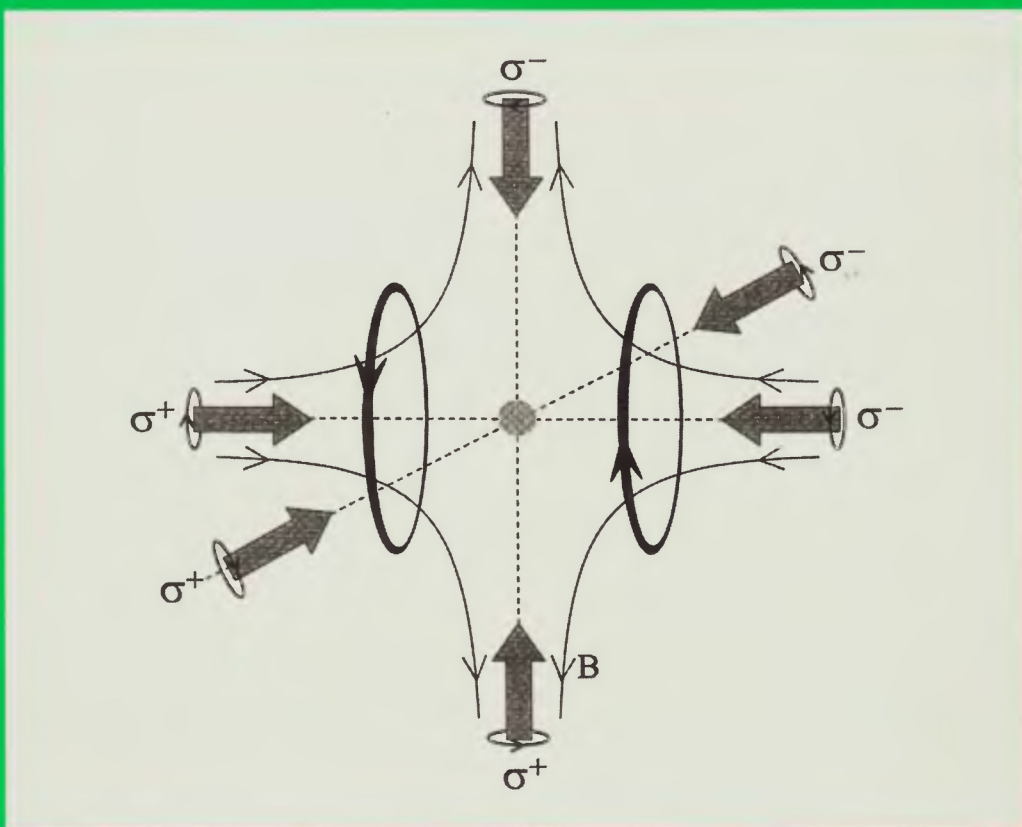


POSTĘPY FIZYKI

TOM **49** ZESZYT **6** ROK **1998**



DWUMIESIĘCZNIK
POLSKIEGO TOWARZYSTWA FIZYCZNEGO



ZDERZENIA ELEKTRON-ATOM

LASEROWE CHŁODZENIE I PUŁAPKOWANIE ATOMÓW

KOLOR RUSZA W POLE

KRAKOWSKA PUŁAPKA MAGNETOPTYCZNA

POLSKIE TOWARZYSTWO FIZYCZNE

ZARZĄD GŁÓWNY

Prezes: Prof. Ireneusz Strzałkowski
Wiceprezisi: Prof. Andrzej Budzanowski
Prof. Józef Szudy
Sekretarz Generalny: Prof. Maciej Kolwas
Skarbnik: Mgr Wanda Doborzyńska-Głazek
Członkowie Zarządu: Prof. Bogdan Cichoński
Prof. Stanisław K. Hoffmann
Prof. Wojciech Suski
Dr Edmund Śniadek
Prof. Jacek Turnau
Mgr Urszula Woźnikowska-Bezak

REDAKTORZY NACZELNI CZASOPISM PTF

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

PRZEWODNICZĄCY ODDZIAŁÓW PTF

Prof. Andrzej Maziewski (Białystok)
Prof. Bronisław Grzegorzewski (Bydgoszcz)
Prof. Marian Głowacki (Częstochowa)
Prof. Eugeniusz Czuchaj (Gdańsk)
Prof. Zygmunt Kleszczewski (Gliwice)
Prof. Jerzy Warczewski (Katowice)
Dr Marek Pajek (Kielce)
Prof. Jacek Turnau (Kraków)
Prof. Stanisław Hałas (Lublin)
Prof. Leszek Wojtczak (Łódź)
Dr Stanisław Chabik (Opole)
Prof. Jerzy Dembczyński (Poznań)
Prof. Marian Kuźma (Rzeszów)
Prof. Henryk Wrembel (Słupsk)
Prof. Tadeusz Rewaj (Szczecin)
Prof. Wacław Bała (Toruń)
Prof. Bronisław Orłowski (Warszawa)
Prof. Witold Ryba-Romanowski (Wrocław)

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

POSTĘPY FIZYKI

RADA REDAKCYJNA

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

KOMITET REDAKCYJNY

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

KORESPONDENCI ODDZIAŁÓW PTF

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

Adres Redakcji: ul. Hoża 69, 00-681 Warszawa, adres elektroniczny: postepy@fuw.edu.pl,
strona WWW: <http://www.fuw.edu.pl/~postepy>.

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

Doświadczalne badania zderzeń elektron–atom sto lat po odkryciu elektronu*

Stanisław Chwirot, Dariusz Dyl

Instytut Fizyki, Uniwersytet Mikołaja Kopernika, Toruń

Experimental studies of electron–atom collisions one hundred years after discovery of electron

Abstract: In recent years the aim of the electron-atom scattering experiments has been increasingly moving towards the so-called complete experiments from which the maximum information inherent to a given process can be deduced. The information derived from such an experiment usually takes the form of a complete set of scattering amplitudes and their relative phases – but it may, of course, be expressed by other equivalent parameter sets. Recent studies of orientation and alignment of states, excited by electron impact, are reviewed with an emphasis on experimental problems and development.

* Nie jest oczywiście możliwe, aby na kilku stronach omówić aktualny stan tak obszernej dziedziny badań, jak zderzenia elektron-atom, i to nawet jeśli ograniczyć się tylko do badań doświadczalnych i pominąć o wiele bardziej obszerny dorobek teoretyków. Dlatego też tytuł tego artykułu, będący powtórzeniem tytułu wykładu ogłoszonego na toruńskiej konferencji „Fizyka u progu trzeciego tysiąclecia” należy traktować umownie. Podobnie zresztą, jak umownie należy traktować setną rocznicę odkrycia elektronu, co przekonująco na tej samej konferencji wykazał prof. A.K. Wróblewski.

Niemniej jednak rocznicowy nieco tytuł znajduje swoje usprawiedliwienie w tym, że przedmiotem artykułu będzie (najnowsza ewolucyjnie) grupa metod doświadczalnych badania procesów zderzeń elektronowych. Są to doświadczenia ukierunkowane na przeprowadzenie tzw. zupełnych lub prawie zupełnych, w sensie kwantowym, badań zderzeń niesprężystych elektronów, tzn. takich, w których wyznacza się wartości oczekiwane zupełnego układu obserwabli przemiennych i tym samym uzyskuje się maksymalną dostępną infor-

mację o badanym układzie kwantowym. Dynamiczny rozwój dziedziny od 1974 r. sprawił, że obecnie właśnie fizyka atomowa dysponuje największym zbiorem wyników tego typu eksperymentów.

Już na pierwszych wykładach mechaniki kwantowej student dowiadyuje się, że nie wszystkie wielkości charakteryzujące układ kwantowy można mierzyć jednocześnie, jak i o tym, że dla pełnego kwantowego opisu stanu układu niezbędna jest znajomość wartości oczekiwanych operatorów wchodzących w skład jednego z wielu możliwych układów zupełnych obserwabli przemiennych. Doświadczalne wyznaczenie takiego zbioru umożliwia przypisanie badanemu układowi funkcji falowej i jest jednoznaczne z tym, że opisany w ten sposób układ znajduje się w stanie czystym. Można też równoważnie stwierdzić, że właśnie stany czyste są stanami dającymi maksimum informacji o układzie [1].

W sposób oczywisty nasuwa się pytanie, czemu, przy naturalnej i właściwej każdej działalności naukowej tendencji do jak najbardziej precyzyjnego badania i opisywania rzeczywistości,

* Artykuł stanowi rozszerzoną wersję wykładu ogłoszonego przez Stanisława Chwirotą na Ogólnopolskiej Sesji Naukowej „Fizyka u progu trzeciego tysiąclecia” w Toruniu w lutym 1998 r.

badania takich nie prowadzi się powszechnie i od dawna?

Współcześnie ich historię datuje się od 1969 r., kiedy to pojawiły się dwie prace B. Bedersona [2,3], w których postawił on kwestię możliwości wykonania zupełnych w sensie kwantowym badań procesów zderzeniowych. Rozważania te zakończył jednak pesymistycznym stwierdzeniem, że badań tego typu nie da się wykonać w dającej się przewidzieć przyszłości.

Problem polega na tym, że dla uzyskania zupełności badań należy w ogólnym przypadku dysponować pełną wiedzą o stanie badanego układu przed i po zajściu zderzenia. Oznacza to, że należy przygotować podukłady mających się zderzyć elektronów i atomów w stanach czystych, a następnie równie kompletnie określić ich stan po zderzeniu. Jeżeli dla ustalenia uwagi przyjmujemy, że interesuje nas atom, dla którego można stosować język sprzężenia LS , to oznacza to, że w doświadczeniu powinniśmy dysponować zbiorem atomów znajdujących się w jednakowym i dobrze określonym stanie $|(LS), JM\rangle$ lub, jeśli dodatkowo posiadają one strukturę nadsubtelną, w stanie $|(JI), FM\rangle$. Uzyskanie tak przygotowanego zbioru atomów jest bardzo trudne i tylko w niewielu przypadkach udaje się przygotować wiązki atomów, w których 90–95% atomów znajduje się w tym samym, dobrze określonym stanie kwantowym. Dla określenia stanu elektronów wystarczy znajomość ich pędów i orientacji spinowej. O ile stosunkowo łatwo jest uzyskać monochromatyczne wiązki elektronów rozchodzących się w jednakowym kierunku, to bardzo trudno jest zapewnić, aby wszystkie posiadały dobrze określony stan polaryzacji spinowej. Istotny postęp w dziedzinie otrzymywania spolaryzowanych wiązek elektronów nastąpił dopiero po wprowadzeniu źródeł opartych na zastosowaniu fotoemisji z katod wykonanych z GaAs, ale z powodu wysokich kosztów źródłami tego typu dysponują tylko nieliczne w skali światowej grupy badawcze [4].

Załóżmy jednak na chwilę, że udało nam się przygotować w stanach czystych dwa podukłady A i B, mające wziąć udział w zderzeniu, i znamy ich funkcje falowe: $\Phi(A)_0$ i $\Phi(B)_0$. Jeśli tak, to stan całego układu przed zajściem oddziaływania będzie jednoznacznie określony jako iloczyn ich funkcji falowych:

$$\Psi(AB)_{\text{przed}} = \Phi(A)_0 \Phi(B)_0 . \quad (1)$$

W procesie oddziaływania możliwe jest jednak, w ogólnym przypadku, zajście całego szeregu procesów modyfikujących stan każdego z podukładów, np. zderzenie elektronu o odpowiednio wysokiej energii z atomem może być zderzeniem sprężystym z rozproszeniem elektronu w jednym z wielu kierunków, zderzeniem niesprężystym prowadzącym do wzbudzenia jednego z wielu stanów atomowych i rozproszenia w jednym z wielu kierunków elektronu o odpowiednio niższej energii, zderzeniem prowadzącym do jonizacji itd., a dodatkowo mogą zajść jeszcze oddziaływania prowadzące do zmiany zmiennych spinowych. Tak więc stan całego układu po oddziaływaniu (zderzeniu) będzie dany jako superpozycja wszystkich możliwych stanów końcowych $\Phi(A)_i, \Phi(B)_j$

$$\Psi(AB)_{\text{po}} = \sum_{i,j} c_{ij} \Phi(A)_i \Phi(B)_j , \quad (2)$$

i każdemu stanowi jednego z podukładów odpowiadać będzie skorelowany z nim stan drugiego podukładu. Na przykład i -temu stanowi podukładu A odpowiada kombinacja liniowa stanów podukładu B

$$\sum_j c_{ij} \Phi(B)_j . \quad (3)$$

Jest to przejaw tzw. zasady nieseparowalności układów kwantowych po oddziaływaniu. W konsekwencji nie jest możliwe wykonanie kompletnych badań opierając się na pomiarach dotyczących własności tylko jednego z podukładów biorących udział w oddziaływaniu. Każdy bowiem z podukładów, badany w taki sposób, z definicji znajduje się w stanie mieszanym i nie można mu przypisać funkcji falowej. Inaczej mówiąc, ograniczenie się do badania własności tylko jednego z oddziałujących w przeszłości podukładów prowadzi zawsze do utraty informacji o jego stanie kwantowym.

Jeśli jako przykład omawianej wyżej sytuacji rozważyć niesprężyste zderzenie elektron–atom, to pomiary dotyczące np. tylko rozproszonych elektronów mogą dać informację co najwyżej o prawdopodobieństwach rozpraszania elektronów w określonych kierunkach, nie pozwalają natomiast na pełne określenie zespolonych amplitud rozpraszania. Podobnie, badania ograniczone jedynie do wzbudzonych atomów, czy emitowanych przez nie fotonów, mogą w najlepszym przy-

padku dostarczyć informacji o prawdopodobieństwach wzbudzenia określonych stanów $|JM\rangle$, ale nie pozwalają na wyznaczenie zespolonych amplitud wzbudzenia do tych stanów.

Rozwiązaniem prowadzącym do pełnego poznania badanego procesu zderzeniowego byłoby poddanie pomiarom pełnego układu, złożonego z obu oddziałujących w zderzeniu podsystemów. Rzut oka na równania (2) i (3) pokazuje, że wykonanie takich doświadczeń jest, w ogólnym przypadku, praktycznie niemożliwe. Wyjściem okazało się jednak zawężenie badań do wybranej pary skorelowanych ze sobą stanów obu podukładów. Metodę pomiarową, która legła u podstaw tej nowej dziedziny badań doświadczalnych, zaproponował H. Kleinpoppen w 1973 r. [5], a już w 1974 r. jego grupa opublikowała wyniki pierwszego pełnego eksperymentu, dotyczące zderzeń niesprężystych elektron-atom prowadzących do wzbudzenia atomów He do stanu $1P_1$ [6].

Idea H. Kleinpoppena sprowadzała się do prostego ideowo pomysłu pomiaru koincydencyjnego pozwalającego na wyodrębnienie spośród wszystkich zachodzących procesów zderzeniowych tylko jednego, prowadzącego do niesprężystego rozproszenia elektronu w określonym kierunku i z określoną stratą energii, przy jednoczesnym wzbudzeniu atomu do stanu będącego przedmiotem badań. Rysunek 1 przedstawia schematycznie pierwszą wersję tego typu doświadczeń, opartą o zastosowanie metody tzw. korelacji kątowych.

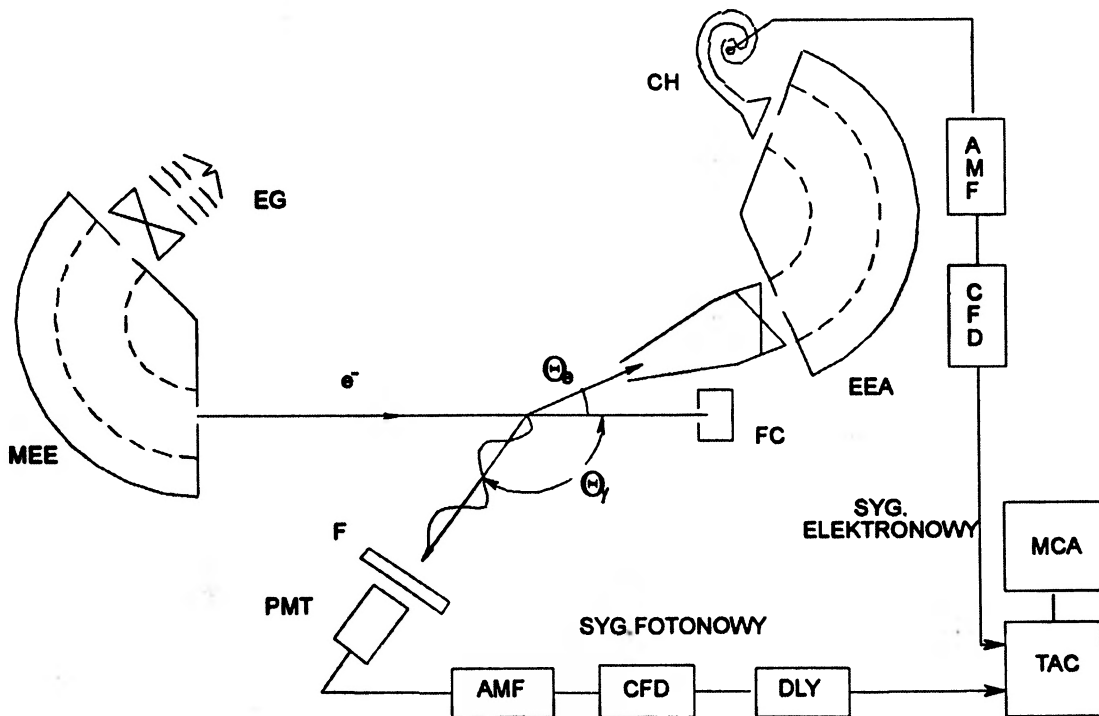
W metodzie tej przedmiotem pomiaru jest rozkład kątowy natężenia fluorescencji fotonów o długości fali 58,4 nm, emitowanych przez atomy helu wzbudzone do stanu 2^1P_1 i zliczanych w koincydencji z elektronami, które w procesie zderzenia straciły energię odpowiadającą wzbudzeniu atomów do tego stanu i zostały rozproszone pod określonym kątem. Tak więc w granicach dokładności pomiaru, określonych dokładnością przygotowania i analizy monochromatycznej wiązki elektronów wzbudzających oraz rozdzielczości kątowej urządzenia, przedmiotem badań jest zawsze ten sam proces zderzeniowy, a wyznaczony doświadczalnie rozkład kątowy emitowanych fotonów jest charakterystyczny dla atomów wzbudzonych w tym właśnie procesie.

Zanim przejdziemy do omówienia zagadnienia kwantowej zupełności takiego doświadczenia, warto zwrócić uwagę na kilka ważnych własno-

ści wynikających z zastosowania takiej metodologii badawczej. Po pierwsze, w odróżnieniu od pomiarów przekrojów czynnych czy polaryzacji fluorescencji zderzeniowo wzbudzanych atomów, w których badamy procesy o symetrii osiowej, w tak wykonywanym pomiarze koincydencyjnym badamy proces wzbudzenia charakteryzujący się symetrią odbiciową względem płaszczyzny zderzenia określonej przez pędy elektronu padającego i rozproszonego. Ta zmiana symetrii niesie ze sobą bardzo istotne konsekwencje fizyczne. Jej efektem jest np. zmiana reguł wyboru dotyczących amplitud przejścia indukowanego zderzeniowo, a w konsekwencji pojawienie się możliwości niezerowego przekazu momentu pędu, który nie może wystąpić w przypadku układów zderzeniowych o symetrii osiowej.

Warto też zauważyć, że koincydencyjnie mierzone rozkłady i polaryzacja fluorescencji wolne są od błędów wynikających z przejść kaskadowych, w których badany stan wzbudzony jest także pośrednim stanem kaskady z wyższych stanów wzbudzonych. Fotony emitowane w wyniku przejść kaskadowych nie są bowiem skorelowane w czasie z elektronami rozpraszonymi w aktach zderzeń prowadzących do wzbudzenia atomów do stanu będącego przedmiotem badań. Tym samym, nawet jeśli zostaną zarejestrowane w formie przypadkowej koincydencji z rozproszonym elektronem, to dadzą one tylko przyczynek do jednorodnego tła przypadkowych koincydencji, a nie do mierzonego sygnału koincydencyjnego, związanego z pojawianiem się rzeczywiście skorelowanych czasowo par: rozproszony elektron-wyemitowany foton.

Oczywiście istnieje cena za osiągnięcie tak znaczącego postępu w zupełności i dokładności pomiaru. Tą ceną jest przede wszystkim czas pomiaru, który w przypadku pomiarów koincydencyjnych sięgać może nawet tysiący godzin integracji, niezbędnych dla wyznaczenia parametrów wzbudzenia związanego z rozproszeniem pod jednym kątem [7]. Z konieczności stosowania tak długich okresów integracji wynikają oczywiste wymagania, jakie spełniać muszą wszystkie elementy układu doświadczalnego. W szczególności dotyczy to niezawodności i długookresowej stabilności podzespołów aparatury, począwszy od układów podtrzymywania próżni, przez układy wytwarzania i detekcji elektronów do podzespołów elektro-



Rys. 1. Układ pomiarowy, zastosowany w koincydencyjnych badaniach procesu zderzeniowego wzbudzenia atomów helu metodą korelacji kątowych. Oznaczenia: EG – działko elektronowe, MEE – monochromator energii elektronów, FC – puszka Faradaya, EEA – elektrostatyczny analizator energii elektronów, CH – kanałowy powielacz elektronów (detektor elektronów), F – filtr interferencyjny, PMT – fotopowielacz, AMF – przedwzmacniacz, CFD – dyskryminatory impulsów, DLY – linia opóźniająca, TAC – przetwornik czas-amplituda, MCA – wielokanałowy analizator wysokości impulsów. Układ elektronicznej obróbki sygnału pozwala zebrać widmo koincydencji opóźnionej, tzn. liczbę zliczeń fotonów w kierunku Θ_γ , które pojawiły się w różnych chwilach od momentu zajścia wzbudzenia, wynikłego na skutek niesprężystego rozproszenia elektronu z określoną stratą energii i pod określonym kątem Θ_e . Na tej podstawie można wydzielić liczbę zliczeń faktycznie skorelowanych w czasie, a więc dotyczącą fotonów związanych z zarejestrowanym elektronem przez ten sam akt wzbudzenia. Zmieniając kąt obserwacji Θ_γ można na podstawie zależności (10) wyznaczyć poszukiwane parametry wzbudzenia.

nicznej obróbki sygnałów. Długi czas badań wymaga zastosowania zautomatyzowanej procedury pomiarowej o takim przebiegu, który zapewnia minimalizację wpływu zmieniających się warunków zewnętrznych.

Przy stosowanych obecnie technikach doświadczalnych z reguły nie jest możliwe zupełne określenie stanu rozproszonych elektronów. Wynika z tego, że wzbudzony układ atomowy, badany w doświadczeniu koincydencyjnym, w ogólności znajduje się w stanie mieszanym (wzbudzenie niespójne), a nie w stanie czystym (wzbudzenie spójne). Z całkowicie spójnym wzbudzeniem mamy do czynienia tylko w szczególnych przypadkach przejść singlet-singlet lub singlet-tryplet, indukowanych w atomach lekkich pierwiastków przez elektrony o odpowiednio dużych energiach.

Niezbędną dla dalszych rozważań analizę teoretyczną doświadczenia z helem przeprowadzimy

przy następujących, dobrze zresztą spełnionych, założeniach:

1. Stany atomowe możemy dobrze opisać w ramach przybliżenia LS , a z racji naturalnego składu izotopowego możemy przyjąć, że wszystkie atomy badane w doświadczeniu mają jądra parzysto-parzyste i tym samym można pominąć problem struktury nadsubtelnej.

2. Ze względu na krótki czas trwania zderzenia można pominąć w rozważaniach oddziaływania zależne od spinu (tzw. hipoteza Percivala-Sea-tona [8]) i przyjąć, że spin układu elektron-atom jest stały przed i po zderzeniu.

Analizę problemu prowadzić będziemy posługując się formalizmem macierzy gęstości obejmującym przypadki wzbudzenia spójnego i niespójnego. Ze względu na symetrię odbiciową procesu wzbudzenia wszystkie wielkości definiowane będą w tzw. naturalnym układzie odniesienia, w któ-

rym oś Oz jest prostopadła do płaszczyzny zderzenia, a oś Ox wyznaczona jest przez pęd padających elektronów.

Wiadomo, że w ogólnym przypadku nie wszystkie elementy macierzy gęstości układu atomowego, wzbudzonego przez zderzenia z elektronami, są niezależne. Ze względu na normalizację, hermitowskość macierzy, symetrię procesu wzbudzenia, a często także zachowanie spinu, liczba niezależnych parametrów potrzebnych do jednoznaczego określenia tej macierzy jest zawsze mniejsza niż liczba jej elementów (szczegółową dyskusję można znaleźć w [9,10]). Można pokazać, że w odniesieniu do stanów P dla pełnego scharakteryzowania procesu wzbudzenia zderzeniowego potrzeba pięciu niezależnych parametrów. Jednym z nich jest różniczkowy przekrój czynny na wzbudzenie, a pozostałe cztery można wybrać na wiele sposobów. Istnieje ogólna zgodność, że najlepszy zestaw tych czterech parametrów zaproponowali w 1986 r. Andersen i Hertel [11]. Parametry

te są obecnie powszechnie stosowane do analizy wyników doświadczalnych i porównań z wynikami teoretycznymi, a ich główną zaletą jest to, że są bardzo ściśle związane z rozkładem kątowym ładunku elektronowego badanych atomów (rys. 2):

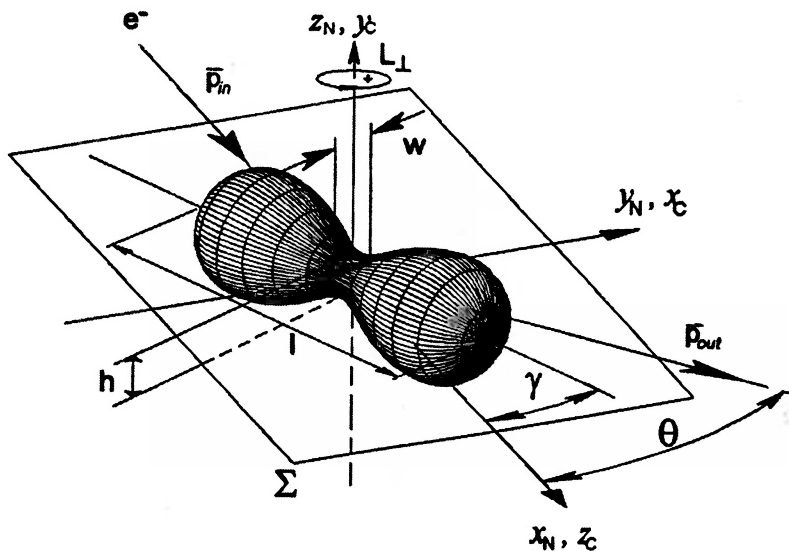
1. γ – kąt między osią symetrii chmury ładunku a kierunkiem wiązki padających elektronów,
2. P_l – polaryzacja liniowa rozkładu ładunku, zdefiniowana jako

$$P_l = (l - w)/(l + w), \quad (4)$$

gdzie l i w to odpowiednio względna długość i szerokość kąowego rozkładu ładunku, mierzone w płaszczyźnie zderzenia,

3. $\rho_{00} = h$ – względna wysokość mierzona wzdłuż osi Oz ,

4. L_{\perp} – moment pędu wzbudzonego atomu w kierunku prostopadłym do płaszczyzny zderzenia.



Rys. 2. Rozkład kątowy gęstości ładunku chmury elektronowej w przypadku stanu typu P. Osie układu współrzędnych naturalnych oznaczono indeksem (N), a układu zderzeniowego indeksem (C). Przez \vec{p}_{in} , \vec{p}_{out} oznaczono odpowiednio pędy elektronów padających i rozproszonych pod kątem Θ w płaszczyźnie zderzenia Σ .

Szczególną cechą tych parametrów jest to, że można je prosto powiązać z wielkościami mierzonymi bezpośrednio w doświadczeniu i z multipolami stanu charakteryzującymi badane atomy. Macierz gęstości dla układu atomowego, wyrażona przez te parametry w naturalnym układzie współrzędnych, przyjmuje postać:

$$\rho = (1 - \rho_{00}) \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 + L_{\perp} & 0 & -P_l e^{-2i\gamma} \\ 0 & 0 & 0 \\ -P_l e^{2i\gamma} & 0 & 1 - L_{\perp} \end{pmatrix} + \rho_{00} \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}. \quad (5)$$

Wspomniana już metoda korelacji kątowych (rys. 1) nie umożliwia wyznaczenia wszystkich czterech niezależnych parametrów. Jeśli pomiar korelacji wykonywany jest w jednej płaszczyźnie, to możliwe jest uzyskanie wartości tylko dwóch z nich. Trzy parametry można wyznaczyć z pomiarów korelacji w dwóch różnych płaszczyznach, ale metoda taka jest stosowana rzadko, gdyż wymaga istotnego skomplikowania układu pomiarowego. Należy jednak w tym miejscu wspomnieć, że w wielu przypadkach dla pełnego opisu procesu zderzenia potrzebne są tylko dwa parametry. I tak np. dwa parametry uzyskane z pomiarów metodą korelacji kątowych dostarczają informacji o wszystkich własnościach wzbudzonego zderzeniowo atomu He, z wyjątkiem znaku przekazanego mu podczas zderzenia momentu pędu L_{\perp} .

Zupełny zestaw wartości wszystkich czterech parametrów charakteryzujących wzbudzenie do stanu P pozwala uzyskać koincydencyjna metoda pomiaru polaryzacji fluorescencji wzbudzonych atomów. Przykład odpowiedniego dla tej metody układu pomiarowego przedstawia rys. 3.

W tej wersji metody koincydencyjnej (w literaturze często stosuje się określenie analiza spójności – ang. coherence analysis) wyznacza się trzy parametry Stokesa P_i ($i = 1, 2, 3$) fluorescencji emitowanej w kierunku prostopadłym do płaszczyzny zderzenia Σ , rejestrując koincydencyjnie tylko te fotony, które są skorelowane w czasie z wybranymi, rozproszonymi elektronami. W przypadkach gdy konieczne jest także wyznaczenie parametru ρ_{00} , jego wartość uzyskuje się z dodatkowego pomiaru polaryzacji liniowej światła emitowanego w płaszczyźnie zderzenia, w kierunku prostopadłym do kierunku wiązki padających elektronów (tzw. parametr Stokesa P_4 [10]).

Jak już wspomniano, metody koincydencyjne z definicji niejako wymagają stosowania bardzo długich czasów akumulacji sygnałów, z reguły od kilku dni do nawet kilku tygodni. Istotne skrócenie czasu integracji można uzyskać stosując „odwróconą w czasie” metodę pomiarów polaryzacyjnych, tzw. metodę zderzeń niesprężystych drugiego rodzaju (ang. superelastic scattering). W podejściu tym, układ atomowy przygotowuje się przed zderzeniem metodą pompowania optycznego w zadanym stanie wzbudzonym, a następnie dokonuje się pomiaru dla elektronów rozpra-

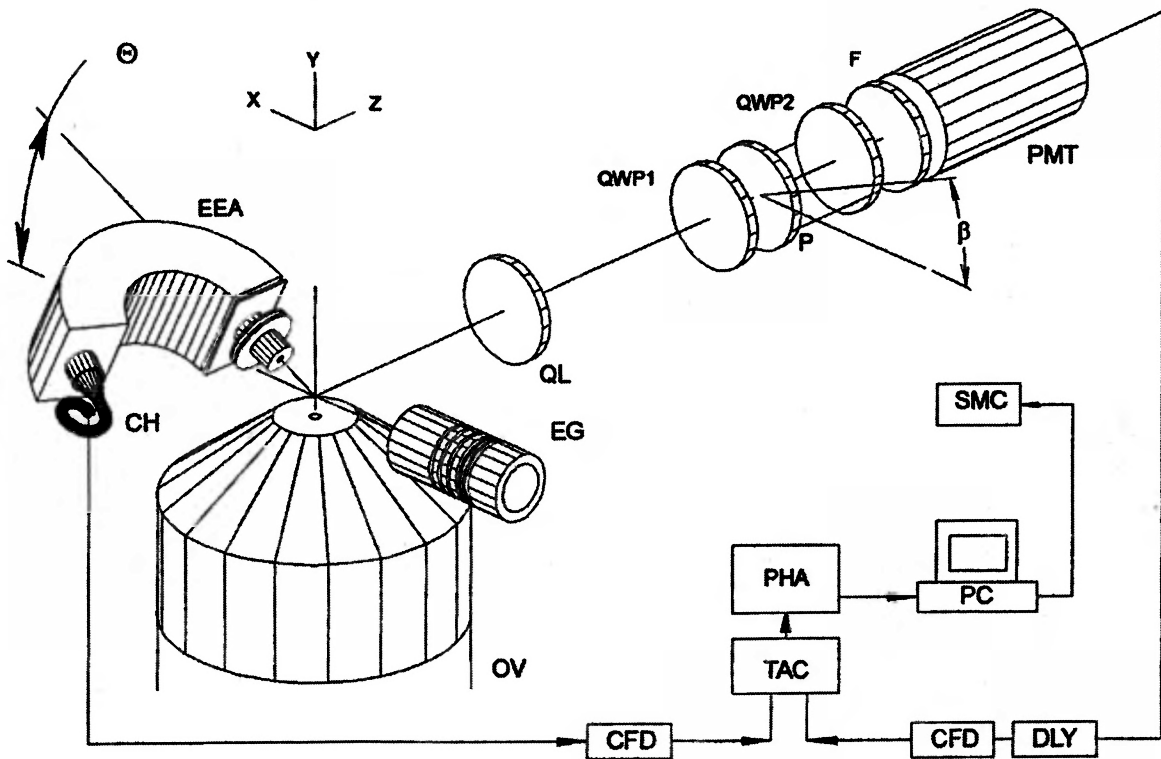
szanych w interesującym nas kierunku, zliczając tylko te elektrony, które w akcie zderzenia zyskały energię równą różnicy energii badanego stanu wzbudzonego i stanu podstawowego (analiza problemów związanych ze stosowaniem tego podejścia, jak i innych doświadczeń rozproszonych zawierających etap pompowania optycznego, przekracza ramy tej pracy i zainteresowani mogą znaleźć omówienie tych zagadnień w pracach przeglądowych, np. [12,13]).

Wzbudzenie atomów He do stanu 2^1P_1 było pierwszym procesem badanym metodą koincydencji elektron-foton i od 1973 r. wiele grup wykonało szerokie badania doświadczalne dotyczące tego układu zderzeniowego. Obecnie dostępne są dla niego doświadczalne wartości parametrów zderzeniowych wyznaczone dla szerokiego zakresu energii elektronów wzbudzających i kątów rozpraszania. Można śmiało uznać, że jest to najlepiej zbadany proces zderzeniowego wzbudzania atomów elektronami.

Zarówno wybór He jako obiektu pierwszych badań, jak i fakt tak dużej liczby wykonanych dla niego badań doświadczalnych można łatwo zrozumieć biorąc pod uwagę prostotę analizy wyników, jak i stosunkowo dużą łatwość wykonywania pomiarów.

Hel występuje w stanie gazowym i łatwo jest dla tego pierwiastka uzyskiwać wiązki atomowe o dobrze określonej geometrii. Przejściom z pierwszych stanów wzbudzonych towarzyszy emisja w zakresie dalekiego nadfioletu próżniowego (53,7 nm i 58,4 nm odpowiednio dla stanów 3^1P_1 i 2^1P_1). Do detekcji tego promieniowania stosuje się detektory o praktycznie zerowym poziomie szumu termicznego. Podobnie, praktycznie bezszumowe są detektory elektronów i łatwo jest z dużą wydajnością wyodrębnić z elektronów rozproszonych te, które w procesie zderzenia niesprężystego straciły ponad 20 eV energii. Przez wiele lat pomiary dla He wykonywane były metodą korelacji kątowych, gdyż trudno było dokonać pomiarów polaryzacyjnych, ale i ten problem został rozwiązany już w połowie lat osiemdziesiątych.

Dla atomów He dobrze jest spełnione przybliżenie sprzężenia LS , można pominąć rolę oddziaływań zależnych od spinu podczas zderzenia, a przy braku struktury subtelnej zespół atomów promieniujących po zderzeniu jest identyczny,



Rys. 3. Schemat układu pomiarowego do koincydencyjnych badań zderzeń atomów wapnia z elektronami. Oznaczenia: OV – piec wytwarzający wiązkę atomów wapnia, EG – działko elektronowe, EEA – elektrostatyczny analizator energii elektronów, CH – kanałowy powielacz elektronów (detektor elektronów), QL – soczewka kwarcowa, QWP1 – płytką ćwierćfalowa (pomiary polaryzacji kołowej), P i QWP2 – współobracające się: polaryzator liniowy i płytką ćwierćfalowa, F – filtr interferencyjny 422,7 nm, PMT – fotopowielacz, SMC – sterownik silnika krokowego, CFD – dyskryminatory impulsów, DLY – linia opóźniająca, TAC – przetwornik czas-amplituda, PHA – wielokanałowy analizator impulsów, PC – mikrokomputer, Θ – kąt rozpraszania, β – kąt pomiędzy osią analizatora polaryzacji liniowej a osią wiązki elektronowej. Pomiary wykonuje się zmieniając odpowiednio kąt osi polaryzatora liniowego względem kierunku padającej wiązki elektronowej β , tak aby ostatecznie wyznaczyć parametry Stokesa P_i .

jak ten powstały bezpośrednio w wyniku zderzenia. Stosunkowo łatwo jest pokazać, że w przypadku doświadczeń koincydencyjnych dla wzbudzenia do stanów n^1P_1 możliwe są tylko przejścia $\Delta M = \pm 1$, tzn. że w bazie $|LM\rangle$ stan wzbudzony opisany jest superpozycją:

$$|n^1P_1\rangle = a_1|1, 1\rangle + a_2|1, -1\rangle. \quad (6)$$

Tym samym, dla pełnego opisu takich stanów wzbudzonych potrzebne są tylko dwa parametry i można je wybrać jako:

$$\gamma = -\frac{1}{2} \arg(a_1 a_{-1}^*) \pm \frac{1}{2}\pi \quad (7)$$

$$L_{\perp} = 2|a_1|^2 - 1 \quad (8)$$

$$P_i = 2|a_1||a_{-1}|. \quad (9)$$

Pomiary korelacji kątowych pozwalają wyznaczyć parametry P_i i γ , gdyż rozkład natężenia

fluorescencji mierzony koincydencyjnie w płaszczyźnie rozpraszania dany jest wzorem:

$$I(\varphi) \propto 1 - P_i \cos 2(\varphi - \gamma). \quad (10)$$

Ponieważ proces wzbudzenia atomów He do stanu 1P_1 jest całkowicie spójny, to

$$|L_{\perp}| = \sqrt{1 - P_i^2}. \quad (11)$$

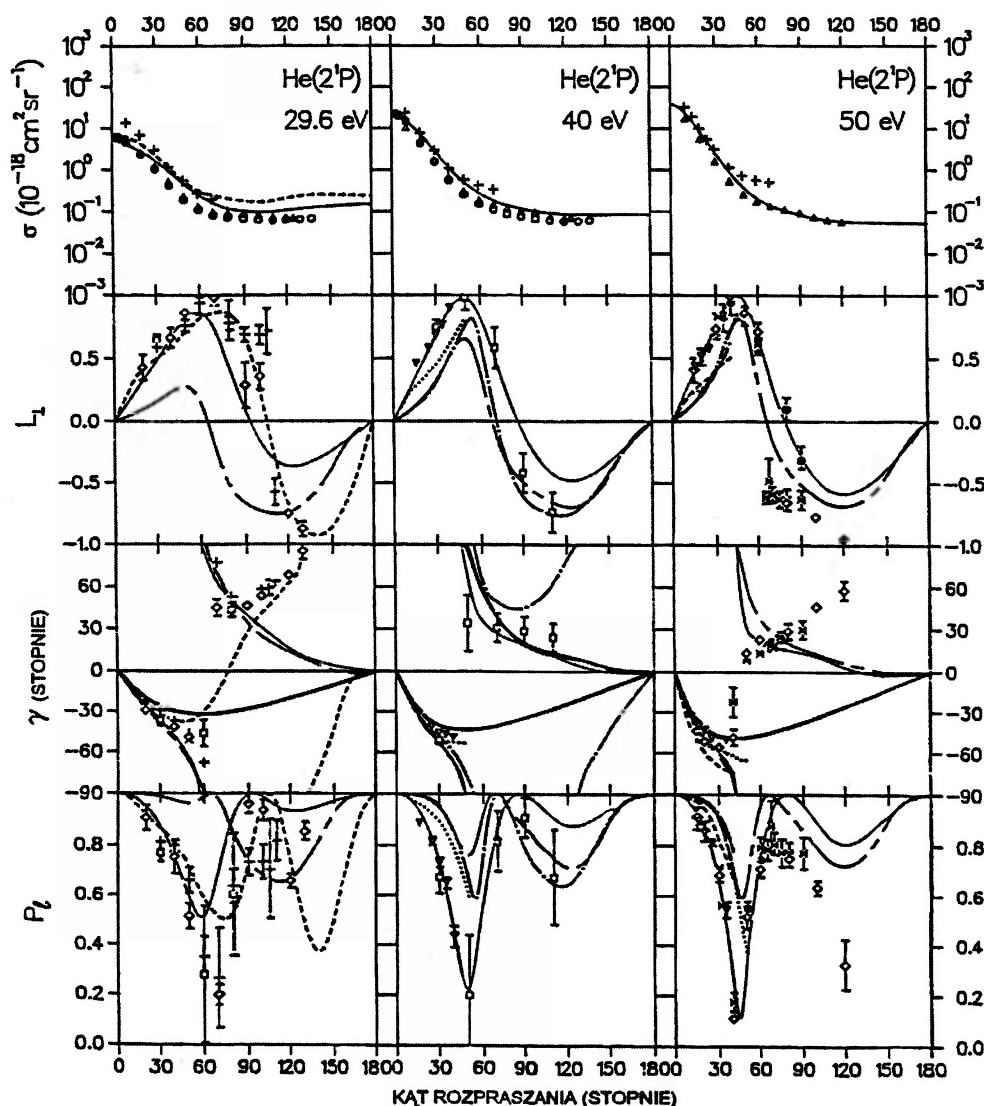
Wiadomo jednak, że dla wielu kątów rozpraszania P_i zmienia swą wartość bardzo powoli, podczas gdy dla tego samego zakresu kątów L_{\perp} może nie tylko znacznie zmienić swą wartość, ale i znak. Pełną informację o wartościach parametrów i znaku L_{\perp} można uzyskać tylko z koincydencyjnych badań polaryzacyjnych. Wówczas bowiem:

$$P_i e^{2i\gamma} = P_1 + iP_2 \quad (12)$$

$$L_{\perp} = -P_3. \quad (13)$$

Koincydencyjne badania zderzeń niesprężystych elektron-atom w przypadku stanów 1P_1 i 3P_1 nie tylko dały możliwość kwantowo zupełnego określenia stanu układu zderzeniowego, ale od samego początku stały się najbardziej ścisłym sprawdzianem obliczeń teoretycznych, prowadzonych dla modelowania procesów zderzeń elektron-atom. Stało się tak dlatego, że w odróżnieniu od wcześniejszych metod pomiarowych, pozwalających na pomiar różnego typu przekrojów czynnych czy względnych prawdopodobieństw przejść, pomiar zupełny daje wartości nie tylko modułów, ale i względnych faz różnych amplitud roz-

praszania. Tym samym staje się możliwe testowanie takich aspektów modeli i przybliżeń, które są czułe na tego typu zależności fazowe. Nową jakość, wniesioną do fizyki zderzeń elektron-atom przez metody koincydencyjne, dobrze obrazuje rys. 4, na którym w ślad za [10] przedstawiono wiele wyników teoretycznych i doświadczalnych dotyczących rozważanych tu parametrów zderzeniowych. Łatwo zauważyć, że o ile rozbieżności są stosunkowo niewielkie w przypadku różniczkowego przekroju czynnego na rozpraszanie (σ), to potrafią one być bardzo znaczne dla wszystkich pozostałych parametrów.

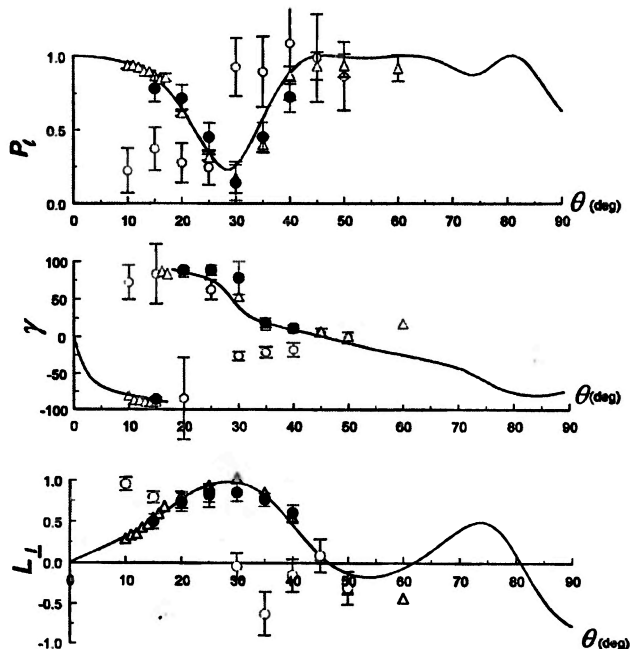


Rys. 4. Przykładowe wyniki badań doświadczalnych (punkty) dla zderzeniowego wzbudzenia stanu 2^1P_1 He, uzyskane w badaniach tradycyjnych – σ – oraz koincydencyjnych pomiarach parametrów wzbudzenia – P_{\perp} , γ , L_{\perp} – dla stanu 2^1P_1 helu przy różnych energiach padających elektronów (29,6, 40 i 50 eV). Liniami przedstawiono rezultaty obliczeń numerycznych, otrzymane za pomocą różnych metod obliczeniowych. Odnosiniki do oryginalnych prac, z których zaczerpnięto wyniki, można znaleźć w artykule przeglądowym [10], z którego pochodzą przedstawiane wykresy.

Przy wszystkich swych zaletach metody koincydencyjne, szczególnie z racji złożoności układów pomiarowych i długotrwałości pomiarów, są podatne na błędy systematyczne. O ile w początkowym okresie wyniki doświadczalne przyjmowano niejako automatycznie za rozstrzygające w przypadku rozbieżności z wynikami obliczeń teoretycznych, o tyle w okresie późniejszym, przy rosnącej dokładności obliczeń numerycznych, obie strony dysputy przejawiają ostrożność przy ferowaniu werdyktów o możliwych przyczynach rozbieżności. Interesująca w tym względzie może być historia badań wzbudzenia atomów Ca do stanu 4^1P_1 . Wyniki doświadczalne uzyskane w grupie H. Kleinpoppena [14] wyraźnie odbiegały od wyników obliczeń numerycznych [15], a jednocześnie dla Sr otrzymywano dobrą zgodność z teorią [16]. W tym przypadku, z racji złożoności układu zderzeniowego, przez dłuższy czas przypuszczano, że przyczyn rozbieżności należy doszukiwać się w niedokładności modelu. Dopiero niedawno (rys. 5), po wykonaniu w Australii niezależnych pomiarów metodą zderzeń niesprężystych drugiego rodzaju [17] oraz powtórzeniu w Toruniu pomiarów polaryzacyjnych [18], okazało się, że z powodów do dzisiaj niezrozumiałych pomiary grupy Kleinpoppena obciążone były znaczącym błędem systematycznym.

Z punktu widzenia badań zderzeń elektron–atom procesem podstawowym jest zderzeniowe wzbudzenie atomu wodoru. Atom wodoru jest jedynym, dla którego znane są dokładnie funkcje falowe, i wszystkie ograniczenia dokładności opisu zderzenia związane są wyłącznie z modelowaniem dynamiki zderzenia. Z drugiej jednak strony badania wodoru atomowego od dawna stanowią wielkie wyzwanie dla doświadczalnej fizyki atomowej. Podstawowym problemem jest otrzymanie i utrzymanie wiązki atomów wodoru o wystarczającej dla badań gęstości i stabilności. Ponadto w przypadku wodoru zderzenia elektron–atom są jawnie zależne od spinu, gdyż sam atom wodoru ma niesparowany spin elektronowy. Do tej pory nie wykonano dla wzbudzenia wodoru badań z użyciem spolaryzowanych wiązek elektronowych i z analizą spinu rozpraszanych elektronów. Dlatego też wszystkie do tej pory zmierzone parametry zderzeniowe są wielkościami uśrednionymi po stanach spinowych i pozwalają na wyznaczenie tylko takich uśrednionych amplitud wzbudzenia.

Obok efektów związanych z istnieniem oddziaływania spinowo-orbitalnego, w ogólnym przypadku atomów o niezerowym spinie jądrowym mogą pojawić się efekty wynikające z istnienia oddziaływań odpowiedzialnych za powstanie struktury nadsubtelnej. Ewolucja układu ato-



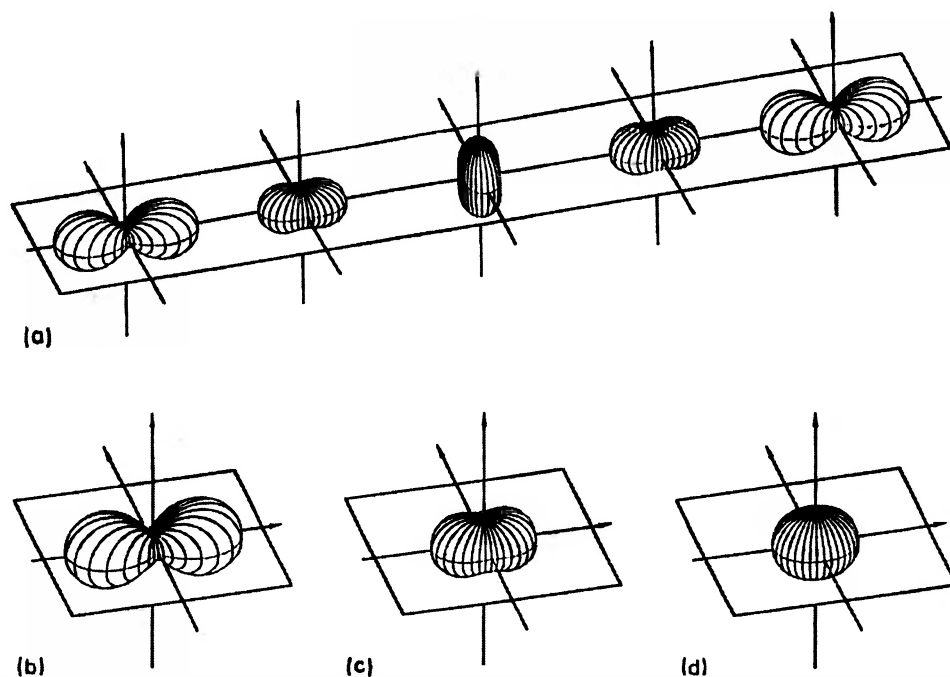
Rys. 5. Zależność parametrów wzbudzenia P_1 , γ i L_1 od kąta rozpraszania θ dla stanu 4^1P_1 wapnia wzbudzonego przez zderzenia z elektronami o energii 45 eV: kropki – wyniki pomiarów koincydencyjnych w wersji analizy spójności (Toruń) [18], kółka – wyniki wcześniejszych pomiarów koincydencyjnych (Stirling, Szkocja) [16], trójkąty – wyniki uzyskane metodą pompowania optycznego i badania zderzeń niesprężystych II rodzaju (Adelaide, Australia) [17]. Jako błąd statystyczny podano jedno odchylenie standardowe. Dane teoretyczne, otrzymane w relatywistycznym przybliżeniu fali odkształconej [15], przedstawiono linią ciągłą.

mowego po zderzeniu pod wpływem obu tych oddziaływań wpływa na własności emitowanego promieniowania, powodując modulacje określone jako dudnienia kwantowe. Okres tych modulacji wyznaczony jest przez częstotliwości charakteryzujące strukturę subtelną i nadsubtelną. W doświadczeniach prowadzonych z rozdzielczością czasową mniejszą niż czas charakteryzujący strukturę subtelną, uśrednienie w czasie obserwacji powoduje eliminację dudnień i depolaryzację rejestrowanego promieniowania.

Bardziej obrazowo przedstawia to ciąg rysunków uwidaczniających schematycznie ewolucję kąтового rozkładu gęstości chmury elektronowej w stanie p pod wpływem oddziaływania spinowo-

-orbitalnego w czasie odpowiadającym okresowi oscylacji (rys. 6a) i, poniżej, kształt chmury odpowiadający wynikowi uzyskiwanym po uśrednieniu w czasie obserwacji. Stopniowe przechodzenie do coraz bardziej izotropowego rozkładu kątownego gęstości ładunku elektronowego, co uwiadcza się w rosnącej depolaryzacji rejestrowa-

nego promieniowania, jest wynikiem uśrednienia po czasie obserwacji w przypadku istnienia efektów związanych z istnieniem struktury subtelnej (rys. 6: b→c). Efekt ten jest jeszcze bardziej widoczny, gdy należy uwzględnić także wpływ oddziaływania związanego ze strukturą nadsubtelną (rys. 6: c→d).



Rys. 6. Ewolucja rozkładu kątownego gęstości ładunku chmury elektronowej pod wpływem oddziaływania spinowo-orbitalnego (a). Schematyczne przedstawienie efektu uśredniania po czasie obserwacji w przypadku występowania oddziaływania spinowo-orbitalnego (b→c), oraz gdy dodatkowo należy uwzględnić istnienie rozszczepienia nadsubtelnego (c→d) [10].

W przypadku stanów 2^2P_J wodoru czas charakteryzujący strukturę nadsubtelną jest na tyle duży w porównaniu z czasem charakteryzującym sprzężenie spinowo-orbitalne i czasem życia stanu wzbudzonego, że istotną rolę w ewolucji pomiędzy wzbudzeniem atomu i emisją promieniowania odgrywa jedynie oddziaływanie prowadzące do sprzężenia LS . Pozwala to w badaniach wyodrębnić wpływ tego zaburzenia i w efekcie uzyskać z pomiarów informację o stanach wzbudzonych atomów w chwili $t = 0$, tzn. bezpośrednio po zderzeniu. Jeśli oznaczyć przez P_i^0 ($i = 1, 2, 3$) parametry Stokesa określone bezpośrednio po zderzeniu, a więc charakteryzujące powstały przy zderzeniu stan układu atomowego, to w przypadku wzbudzenia do stanów 2^2P_J wodoru ich związek z parametrami Stokesa wyznaczanymi w pomia-

rach koincydencyjnych (P_i) przyjmuje postać:

$$P_1 = \frac{3}{7}P_1^0, \quad P_2 = \frac{3}{7}P_2^0, \quad P_3 = P_3^0.$$

Eksperymenty zupełne związane ze wzbudzeniem atomów wodoru do stanu 2^2P_J przez zderzenia z elektronami podjęto stosując koincydencyjną metodę korelacji kątowych. Pierwsze wyniki uzyskane dla energii 54,4 eV w zakresie dużych kątów rozpraszania [19-21] były w jaskrawej sprzeczności z istniejącymi przewidywaniami teoretycznymi [22-26], co wzbudziło zrozumiałe poruszenie, gdyż wydawało się, że gdzie jak gdzie, ale dla wodoru należało oczekiwać przynajmniej jakościowej zgodności wyników obliczeń i pomiarów. Sytuacja ta, ze względu na trudności techniczne związane m.in. z pomiarami polaryzacyjnymi w nadfiolecie próżniowym, przez wiele lat pozostawała

drażniąco nie rozstrzygnięta. W ciągu tego okresu ukazało się kilka nowych wyników, uzyskanych za pomocą różnych metod obliczeniowych. Nie doprowadziło to jednak do jednoznacznego uzgodnienia obrazu. Wykresy, na które nanoszono nowe rezultaty, stawały się coraz mniej przejrzyste, a sytuacja coraz bardziej kłopotliwa. Dopiero stosunkowo niedawno przeprowadzone badania koincydencyjne, zarówno metodą korelacji kątowych [27], jak i pełniejsze, w wersji analizy spójności [28], zgodnie potwierdziły najnowsze wyniki obliczeń *ab initio*, dyskwalifikując tym samym, jak się wydaje – ostatecznie, wcześniejsze rezultaty doświadczalne.

Historia badań zderzeniowego wzbudzenia wodoru atomowego pokazuje, jakie niespodzianki mogą nas czekać przy przejściu do bardziej kompletnego opisu złożonych układów. Czasochłonność tego typu eksperymentów nie pozwala na istnienie wielu niezależnie otrzymanych wyników doświadczalnych, a tym samym na szybkie przeprowadzenie poprawnej weryfikacji założeń modeli teoretycznych, czynionych zarówno na etapie obliczeń, jak i u samych podstaw opisu procesu zderzenia. Od chwili przeprowadzenia pierwszego pełnego eksperymentu zderzeniowego elektron–atom można jednak zaobserwować rosnące zainteresowanie tego typu pomiarami, nie tylko w dziedzinie fizyki atomowej. W dniu dzisiejszym eksperymentami prawie lub w pełni zupełnymi, dotyczącymi zderzeń elektron–atom, zajmuje się około dwudziestu grup doświadczalnych, pracujących w Australii, Holandii, Irlandii, Niemczech, Stanach Zjednoczonych, Wielkiej Brytanii, a od 1989 roku także i w Polsce. Doświadczenia koincydencyjne wykonuje się najczęściej w wersji polaryzacyjnej, tj. przez analizę spójności [29]. Coraz częściej jednak, w przypadkach gdy jest to możliwe, stosuje się metodę pompowania optycznego i badania zderzeń niesprężystych II rodzaju. Pozwala to na znaczące skrócenie czasu pomiaru i w efekcie uzyskanie wyników dla szerszego przedziału kątów rozpraszania i energii padających elektronów. Problemy, jakie pojawiają się na tej drodze, wynikają najczęściej z trudności, jakie wiążą się z wystarczająco precyzyjnym dla badań zupełnych opisem procesu pompowania optycznego. Stan przygotowanego w ten sposób układu atomowego silnie bowiem zależy od parametrów użytej w pomiarach wiązki laserowej oraz mo-

delu, w ramach którego rozpatruje się oddziaływanie atomów z polem wiązki [30]. Zależności te w najprostszych przypadkach powodują jedynie utratę przejrzystości interpretacyjnej, jaka cechowała metodę koincydencyjną. Przy badaniu bardziej skomplikowanych układów, poczynione założenia i silna zależność od parametrów wiązki laserowej mogą jednak prowadzić do zafałszowania obrazu przebiegu procesu. Ponadto, przeprowadzenie badań tą metodą wiąże się z koniecznością rozbudowy aparatury i znaczącym zwiększeniem kosztów eksperymentu. Jest to jednak często jedyna metoda, jaką, nieraz także w połączeniu z metodą koincydencyjną elektron–foton, można z sukcesem zastosować do badania wyższych stanów wzbudzonych i stanów metatrwałych.

Opublikowane do dzisiaj wyniki badań eksperymentów prawie lub całkowicie zupełnych obejmują, oprócz wodoru i helu, głównie pierwiastki alkaliczne i pierwiastki z grupy wapniowców [31], a więc atomy o wodoro- i helopodobnej konfiguracji elektronowej i strukturze poziomów energetycznych. O ile w początkowym okresie można było zaobserwować znaczącą przewagę liczby opublikowanych wyników doświadczalnych w porównaniu z wynikami badań teoretycznych – co stymulowało rozwój metod teoretycznych w kierunku wyznaczania wielkości kompletnie opisujących stan układu – o tyle w dniu dzisiejszym sytuacja jest odwrotna. Rozwój modeli teoretycznych i dostęp do komputerów o dużej mocy obliczeniowej oraz wzrastające zainteresowanie środowisk teoretycznych tą tematyką spowodowały w efekcie lawinowe pojawianie się prac z wynikami obliczeń *ab initio* odnoszących się do wielkości wyznaczanych w eksperymentach zupełnych. Obecna sytuacja wymusza zatem niejako potrzebę zupełnych badań eksperymentalnych dla coraz to niższych energii padających elektronów, w zakresie większych kątów rozpraszania i dla bardziej złożonych układów atomowych. Kierunek ten jest trudnym wyzwaniem dla strony doświadczalnej, głównie ze względu na pogarszanie się, wraz z obniżaniem energii i wzrostem kąta rozpraszania, parametrów rejestrowanych sygnałów. Najlepiej pod względem teoretycznym i eksperymentalnym rozpoznany przypadkiem jest zderzeniowe wzbudzenie atomów ze stanów typu S do stanów typu P przy użyciu niespolaryzowanej wiązki elektronów. Dotyczy to zwłaszcza średnich energii padających

elektronów (20 – 100 eV) i małych kątów rozpraszania (poniżej 60°). Rośnie też zainteresowanie badaniami z zastosowaniem wiązki elektronów spolaryzowanych. Główną przeszkodą na tej drodze jest wciąż zbyt niska wydajność analizatorów polaryzacji elektronów, która jest nadal ok. trzech rzędów wielkości mniejsza niż przypadku analizy polaryzacyjnej światła. Równolegle można zaobserwować wzrost zainteresowania pomiarami zupełnymi w przypadku procesów wzbudzeń zderzeniowych prowadzących do przejść innych niż $S \rightarrow P$.

Eksperyment zupełny dla procesu wzbudzenia zderzeniowego typu $S \rightarrow D$ można zrealizować albo przez zastosowanie metody potrójnej koincydencji elektron-foton-foton, albo przez badania ze wzbudzeniem dwufotonowym. Nietrudno sobie jednak wyobrazić stopień trudności związany z przeprowadzeniem eksperymentu, w którym wyznacza się zliczenia koincydencyjne pomiędzy rozproszonym elektronem i dwoma fotonami pojawiającymi się w wyniku kaskadowego przejścia ze stanu wzbudzonego do stanu podstawowego. Podstawowym ograniczeniem jest czas pomiaru, który musi być na tyle długi, aby można było z tła zliczeń przypadkowych wydzielić zliczenia istotnie koincydencyjne. W badaniach koincydencyjnych dwucząstkowych elektron-foton stosunek sygnału do szumu jest proporcjonalny do odwrotności pierwiastka kwadratowego z czasu pomiaru, co oznacza, że aby dwukrotnie zmniejszyć statystyczny błąd wyznaczenia końcowych wielkości, należy przeprowadzać pomiar cztery razy dłużej niż w kroku poprzednim. W badaniach trójcząstkowych elektron-foton-foton czas potrzebny na uzyskanie statystycznie wiarygodnego wyniku jest co najmniej o rząd wielkości większy. W praktyce sprowadza się to do pomiarów trwających bez przerwy kilka miesięcy dla jednego punktu pomiarowego. Przeprowadzenie zatem całej serii pomiarowej, obejmującej pewien zakres kątów rozpraszania przy zadanej energii padających elektronów, wymaga lat. Badania takie, jedyne jak do tej pory, przeprowadzono w przypadku zderzeniowego wzbudzenia stanu 3^1D helu wykorzystując przejścia kaskadowe $3^1D \rightarrow 2^1P$ (667,8 nm) i $2^1P \rightarrow 1^1S$ (58,4 nm) [32].

Inny rodzaj trudności wiąże się z przypadkami, gdy zderzeniowo wzbudzony stan nie jest poprawnie opisywany w przybliżeniu LS

i w związku z tym trzeba zastosować odpowiednie sprzężenia pośrednie. Taka sytuacja występuje m.in. dla stanu 5^3P_2 kadmu czy 6^3P_1 rtęci. Stany te są w rzeczywistości mieszaniną czystych, w sensie przybliżenia LS , stanów trypletowych i singletowych, a poprawna interpretacja wyników pomiarów koincydencyjnych (i innych równoważnych) wymaga rozwinięcia teorii opisującej emisję promieniowania pojawiającego się w koincydencji z rozproszonym elektronem. Od pewnego czasu prowadzi się częściowo zupełne eksperymenty dla rtęci [np. 33], a koincydencyjne badania zderzeniowego wzbudzenia elektronami stanów P kadmu rozpoczęliśmy właśnie w ośrodku toruńskim.

Z perspektywy ponad 25 lat można stwierdzić, że idea eksperymentów zupełnych zadomowiła się na stałe w badaniach procesów zderzeń pomiędzy elektronami i atomami, a uzyskane do tej pory wyniki dały niezwykle szczegółowy wgląd w dynamikę procesu zderzenia i rodzaj założeń czynionych w przyjętym modelu teoretycznym. Zebrane do dzisiaj dane doświadczalne dla niektórych układów atomowych są wystarczająco pełne, by mogły służyć pełniejszym rozważaniom natury teoretycznej. Wyniki uzyskane dotąd dla prostszych przypadków są na tyle zachęcające, że pomimo zarysowanych wyżej trudności należy oczekiwać dalszego rozwoju w tym kierunku, zarówno w badaniach zderzeniowego wzbudzenia bardziej złożonych atomów, jak i innych procesów, np. jonizacji. Szybkość, z jaką będziemy posuwać się na tej drodze, zdeterminowana jest przez dalszy rozwój techniki (technika laserowa, wytwarzanie i detekcja spolaryzowanych elektronów, elektronika), ale także przez postępy w modelowaniu teoretycznym (wzbudzenie optyczne, przypadki sprzężenia pośredniego) i metodach numerycznych (poszerzenie przestrzeni modelowej, rachunek zaburzeń w wyższym rzędzie, ...). Pierwsze kroki zostały już postawione, a to na nowej drodze jest zawsze najważniejsze.

Literatura

- [1] U. Fano, *Phys. Rev.* **90**, 577 (1957).
- [2] B. Bederson, *Comments At. Mol. Phys.* **1**, 41 (1969).
- [3] B. Bederson, *Comments At. Mol. Phys.* **1**, 65 (1969).
- [4] D.M. Campbell, „Sources and detectors of polarized electrons”, w: *Polarized Electron/Polarized Photon Physics*, red. H. Kleinpoppen, W.R. Newell (Plenum Press, New York and London 1995).

- [5] M. Eminyan, K.B. Mac Adam, J. Slevin, H. Kleinpoppen, *Phys. Rev. Lett.* **31**, 576 (1973).
- [6] M. Eminyan, K.B. Mac Adam, J. Slevin, H. Kleinpoppen, *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **7**, 1519 (1974).
- [7] J.W. McConkey, S. Trajmar, J.C. Nickel, G. Csanak, *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **19**, 2377 (1986).
- [8] I.C. Percival, M.J. Seaton, *Phil. Trans. R. Soc. A* **251**, 113 (1958).
- [9] K. Blum, *Density Matrix Theory and Applications* (Plenum Press, 1981).
- [10] N. Andersen, J.W. Gallagher, I.V. Hertel, *Phys. Rep.* **165**, 1 (1988).
- [11] N. Andersen, I.V. Hertel, *Comments At. Mol. Phys.* **19**, 1 (1986).
- [12] W.R. McGillivray, M.C. Standage, *Phys. Rep.* **168**, 1 (1988).
- [13] A.J. Murray, R. Pascual, W.R. McGillivray, M.C. Standage, *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **23**, 3373 (1990); **25**, 1915 (1991).
- [14] E.I.M. Zohny, M.A.K. El-Fayoumi, H. Hamdy, H.-J. Beyer, Y.A. Eid, F. Shahin, H. Kleinpoppen, w: *Proc. XVI Int. Conf. on Phys. of Electronic and Atomic Collisions* (New York 1989), s.173.
- [15] R. Srivastava, T. Zuo, R.P. McEachran, A.D. Stauffer, *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **25**, 3709 (1992).
- [16] H. Hamdy, H.-J. Beyer, K.R. Mahmoud, E.I.M. Zohny, G. Hassan, H. Kleinpoppen, w: *Proc. XVII Int. Conf. on Phys. of Electronic and Atomic Collisions* (Brisbane 1991), s. 132.
- [17] M.R. Law, P.J.O. Teubner, *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **28**, 2257 (1995).
- [18] D. Dyl, D. Dziczek, M. Piwiński, M. Grądziel, R. Srivastava, R.S. Dygdała, S. Chwirot, wysłane do druku w *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*
- [19] E. Weigold, L. Frost, K.J. Nygaard, *Phys. Rev. A* **21**, 1950 (1980).
- [20] J.F. Williams, *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **14**, 1197 (1981).
- [21] J.F. Williams, *Aust. J. Phys.* **39**, 621 (1986).
- [22] W.L. Wyngaarden, H.R.J. Walters, *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **19**, 929 (1986).
- [23] D.H. Madison, I. Bray, I.E. McCarthy, *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **24**, 3861 (1991).
- [24] T.T. Scholz, H.R.J. Walters, P.G. Burke, M.P. Scott, *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **24**, 2097 (1991).
- [25] I. Bray, A. Stelbovics, *Phys. Rev. A* **46**, 6995 (1992).
- [26] Y.D. Wang, J. Callaway, K. Unnikrishnam, *Phys. Rev. A* **49**, 1854 (1994).
- [27] H.A. Yalim, D. Cvejanović, A. Crowe, *Phys. Rev. Lett.* **79**, 2951 (1997).
- [28] R.W. O'Neill, P.J.M. van der Burgt, D. Dziczek, P. Bowe, S. Chwirot, J.A. Slevin, *Phys. Rev. Lett.* **47**, LK6534 (1998).
- [29] J.A. Slevin, S. Chwirot, *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **23**, 165 (1990).
- [30] W.R. McGillivray, M.C. Standage, *Comments At. Mol. Phys.* **26**, 179 (1991).
- [31] J. Beyer, „Polarization correlations from electron impact excitation of earth alkaline atoms” oraz Albert Crowe, „Correlations studies of electron impact excitation – past, present, future”, w: *Polarized Electron/Polarized Photon Physics*, red. H. Kleinpoppen, W.R. Newell (Plenum Press, New York and London 1995).
- [32] A.G. Mikosza, J.F. Williams, J.B. Wang, *Phys. Rev. Lett.* **79**, 1885 (1997).
- [33] N. Andersen, K. Bartschat, G.F. Hanne, *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **28**, L29 (1995).

Laserowe chłodzenie i pułapkowanie atomów obojętnych*

William D. Phillips

National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, Maryland, USA

Laser cooling and trapping of neutral atoms

Nobel Lecture, 8 December 1997, Stockholm

1. Wstęp

W roku 1978, gdy po doktoracie pracowałem w MIT, przeczytałem artykuł Arta Ashkina [1], w którym opisywał on, jak można spowolnić wiązkę atomów sodu za pomocą ciśnienia promieniowania lasera dostrojonego do częstości rezonansowej atomów. Po spowolnieniu atomy miały być uwięzione w pułapce wytworzonej przez zogniskowane wiązki laserowe, a ruchy atomów stłumione do tego stopnia, by odpowiadały temperaturze rzędu mikrokelwina. Ten artykuł był moim pierwszym bliższym kontaktem z chłodzeniem laserowym, którego pomysł (zmniejszenie prędkości ruchu cieplnego za pomocą sił promienistych) opublikowali trzy lata wcześniej niezależnie Hänsch i Schawlow [2] oraz Wineland i Dehmelt [3]. Choć analiza Ashkina była z konieczności mocno uproszczona, stanowiła dla mnie silny bodziec do podjęcia prac, które następnie prowadziłem przez ok. 10 lat. Drugi impuls pojawił się nieco później w tym samym roku, gdy Wineland, Drullinger i Walls donieśli o wykonaniu pierwszego doświadczenia z chłodzeniem laserowym [4], w którym ochłodzili chmurę jonów Mg w pułapce Penninga. Niemal w tym samym czasie Neuhauser, Hohenstatt, Toschek i Dehmelt dokonali chłodzenia laserowego jonów Ba⁺ w pułapce.

Doświadczenia z chłodzeniem laserowym z 1978 r. wykazały w sposób bardzo dobitny mechaniczne działanie światła, jednak zjawiska te mają znacznie bogatszą przeszłość. Zrozumienie faktu, że promieniowanie elektromagnetyczne wywiera siłę, nabrało charakteru ilościowego w teorii zjawisk elektromagnetycznych Maxwella, lecz istnienie takiej siły postulowano już znacznie wcześniej, zwłaszcza w związku z obserwacją, że ogony komet znajdują się po stronie przeciwnej niż Słońce. Jednak dopiero na przełomie stuleci Lebediew [6] oraz Nichols i Hull [7,8] wykazali w warunkach laboratoryjnych istnienie ciśnienia promieniowania na obiekty makroskopowe oraz dokonali jego pomiarów ilościowych. W 1933 r. Frisch [9] zaobserwował po raz pierwszy ciśnienie światła na atomy, odchyłając wiązkę atomów sodu za pomocą promieniowania rezonansowego z lampy.

Po wynalezieniu laserów Ashkin zwrócił uwagę na znaczenie tych silnych i wąskich widmowo źródeł światła dla manipulowania atomami [10], a w 1972 r. wykonano pierwsze „współczesne” doświadczenia, w których do odchylenia wiązek atomowych użyto laserów [11,12]. W ten sposób przygotowano grunt pod projekty chłodzenia laserowego z 1975 r. i pod pierwsze doświadczenia z jonami z 1978 r.

*Wykład noblowski, wygłoszony 8 grudnia 1997 r. w Sztokholmie, został przetłumaczony za zgodą Autora i Fundacji Nobla [Translated with permission. This lecture was written by Dr. Phillips in the course of his employment by an agency of the U. S. Government. Therefore it is not covered by copyright] (przyp. Red.).

Ogony komet, odchylenie wiązek atomowych i chłodzenie laserowe, zaproponowane w 1975 r., są przejawami siły promienistej, nazwanej przez Ashkina „siłą rozproseniową”, gdyż występuje ona wówczas, gdy światło pada na przedmiot i jest rozpraszane w przypadkowych kierunkach. Inna siła promienista, tzw. siła dipolowa, wynika z oddziaływania indukowanego momentu dipolowego z gradientem pola światła padającego. Istnienie siły dipolowej zauważył Askarian już w 1962 r. [13], a Letochow zaproponował jej wykorzystanie do pułapkowania atomów w 1968 r. [14], a więc zanim jeszcze pojawiła się idea chłodzenia laserowego! Również pułapka rozważana przez Ashkina w 1978 r. [1] opierała się na użyciu tej siły (nazywanej też „gradientową”). Niemniej jednak chłodzenie laserowe, tzn. zmniejszenie prędkości ruchu chaotycznego, uważano w 1978 r. za związane jedynie z siłą rozproseniową. Pułapkowanie laserowe, tj. uwięzienie w potencjale wytworzonym przez światło, pozostające wówczas tylko w sferze marzeń, miało czynić użytek zarówno z siły dipolowej, jak i rozproseniowej. W ciągu kolejnych 10 lat okazało się jednak, że siła dipolowa odgrywa również bardzo istotną rolę w chłodzeniu laserowym.

Nie bardzo zdając sobie sprawę z trudności, na jakie przyjdzie mi się natknąć, i nie zastanawiając się zbytnio, do czego przydadzą się laserowo ochłodzone atomy, postanowiłem spróbować zrobić z atomami obojętnymi to, co zespoły z Boulder i Heidelbergu zrobiły z jonami: uwięzić je i ochłodzić. Była to jednak rzecz istotnie inna: atomów obojętnych nie można było najpierw uwięzić, a dopiero potem ochłodzić. Pułapki jonowe były dostatecznie głębokie, by uwięzić w nich jony o temperaturze znacznie przekraczającej temperaturę pokojową, lecz żadna z projektowanych pułapek dla atomów obojętnych nie miała głębokości większej niż kilka kelwinów. Przed próbą pułapkowania niezbędne było istotne ochłodzenie atomów, jak to wyjaśnił Ashkin w pracy [1], i od tego zamierzałem zacząć.

Zanim opiszę pierwsze doświadczenia nad spowolnieniem wiązek atomowych, chciałbym zrobić małą dygresję i wyjaśnić, dlaczego chłodzenie laserowe jest tak fascynujące i dlaczego wywołało tak znaczne zainteresowanie społeczności naukowej. Badając atomy gazu, mamy zwykle do czynienia z ich bardzo szybkim ruchem. Częstotki

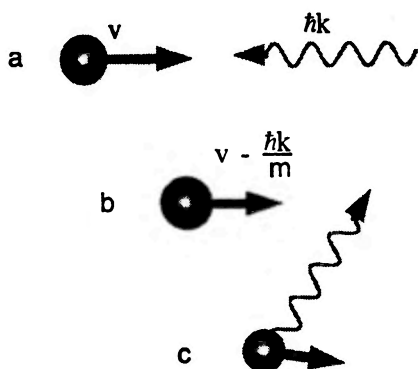
i atomy gazów powietrza w temperaturze pokojowej poruszają się z prędkością ok. 300 m/s (prędkość dźwięku). Prędkość ruchu cieplnego można zmniejszyć ochładzając gaz (prędkość zmienia się jak pierwiastek kwadratowy z temperatury), lecz nawet w temperaturze 77 K, w której azot przechodzi w stan ciekły, cząsteczki N_2 poruszają się z prędkością aż 150 m/s. W temperaturze 4 K, w której skrapla się hel, atomy He mają prędkość 90 m/s. W temperaturze, w której prędkość cieplna atomów jest mniejsza od 1 m/s, każdy gaz w stanie równowagi (poza spolaryzowanym spinowo wodorem atomowym) jest skroplony, a ciśnienie pary jest tak małe, że praktycznie nie ma atomów w fazie gazowej. Wynika stąd, że wszelkie badania swobodnych atomów wykonywano jedynie dla atomów szybkich, a to utrudnia pomiary. Przesunięcie dopplerowskie i relatywistyczna dylatacja czasu prowadzą do przesunięcia i rozszerzenia linii widmowych atomów termicznych, dla których rozkład prędkości jest szeroki. Ponadto duże prędkości atomów ograniczają czas obserwacji (a więc i rozdzielczość widmową) w układzie pomiarowym o dopuszczalnych rozmiarach. Atomom o prędkości 300 m/s przejście przez układ o rozmiarze 1 m zajmuje jedynie 3 ms. Fakt ten stanowi podstawowe ograniczenie możliwości np. tradycyjnych zegarów atomowych.

Ograniczenie zjawisk związanych z ruchem atomów dla celów spektroskopii i zegarów atomowych było i jest głównym celem chłodzenia atomów i jonów. Gdy atomy są dostatecznie chłodne, pojawiają się również nowe, ciekawe zjawiska. Natura falowa (inaczej: kwantowa) cząstek o pędzie p ujawnia się dopiero wówczas, gdy długość fali de Broglie’a, dana przez związek $\lambda_{dB} = h/p$, staje się porównywalna lub większa od charakterystycznego rozmiaru układu, jak zasięg oddziaływania między atomami, odległość między atomami lub rozmiary obszaru uwięzienia. Laserowe chłodzenie atomów umożliwiło badania zderzeń i kwantowych zjawisk kolektywnych w warunkach uprzednio nieosiągalnych. Jednym z nowych zjawisk, obserwowanych dla atomów obojętnych, jest kondensacja Bosego-Einsteina, której wynik okrzyknięto nowym stanem materii, a która dała już początek nowej, ważnej dziedzinie badań. Równie imponujące i fascynujące zjawiska stwierdzono dla jonów w pułapkach, np. przeskoki kwan-

towe [17-19], stany typu kota Schrödingera [20] i kwantowe bramki logiczne [21].

2. Chłodzenie laserowe w wiązkach atomowych

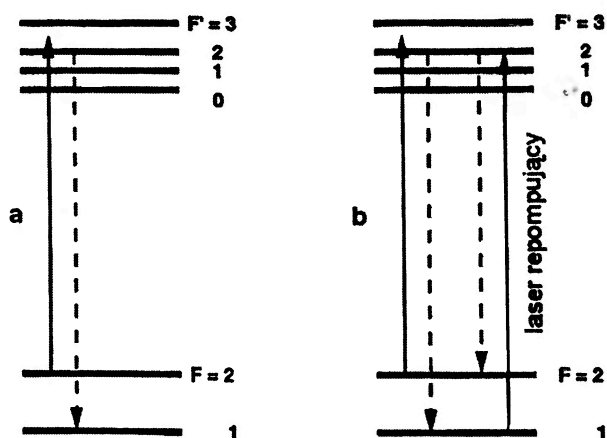
W roku 1978, gdy miałem jeszcze niewielkie pojęcie o wspaniałych zjawiskach, jakie miały się pojawić dla atomów ochłodzonych laserowo, stwierdziłem, że trzeba zacząć od spowolnienia wiązki atomów. Spowolnienie to jest wynikiem przekazu pędu przy pochłanianiu fotonu przez atom. Podstawowe zjawiska prowadzące do pojawienia się siły rozproszeniowej przedstawione są na rys. 1. Wiązka atomowa o prędkości v napotyka rozchodzącą się w przeciwnym kierunku wiązkę laserową. Przy każdej absorpcji fotonu przez atom znajdujący się w stanie podstawowym jego prędkość zmniejsza się o $v_{rec} = \hbar k/m$ ($k = 2\pi/\lambda$, gdzie λ jest długością fali światła). Aby móc znów pochłaniać światło, atom musi powrócić do stanu podstawowego, emitując foton. Fotony te emitowane są w przypadkowych kierunkach, których rozkład jest sferycznie symetryczny, tak że wkład emisji do zmiany pędu atomu uśrednia się do zera. Ten przypadkowy proces jest jednak źródłem opisanego poniżej „ogrzewania” atomu.



Rys. 1. a) Atom o prędkości v napotyka foton o pędzie $\hbar k = h/\lambda$; b) po pochłonięciu fotonu atom jest spowolniony o $\hbar k/m$; c) po reemisji fotonu w przypadkowym kierunku atom jest średnio powolniejszy niż na początku (a).

Dla atomów sodu oddziałujących ze światłem znanej żółtej linii rezonansowej $v_{rec} = 3$ cm/s, co oznacza, że dla typowej prędkości wiązki rzędu 10^5 cm/s do zatrzymania atomu Na potrzeba ok. 3×10^4 procesów absorpcja-emisja. Atom może absorbować i emitować fotony z szybkością równą

co najwyżej połowie szybkości zaniku promienistego stanu wzbudzonego (atom dwupoziomowy może w warunkach ustalonych przebywać w stanie wzbudzonym w najlepszym razie równie długo, jak w stanie podstawowym). Dla sodu wynika stąd, że emisja fotonów może następować średnio co 32 ns, co prowadzi do zatrzymania atomu po ok. 1 ms. Są dwie przyczyny, dla których tak się nie dzieje: pompowanie optyczne i przesunięcie dopplerowskie. Pierwsze informacje o trudnościach w spowolnieniu wiązki atomowej uzyskałem wkrótce po lekturze artykułu Ashkina z 1978 r. Pracowałem wtedy w MIT z wiązką atomów sodu, używając strojonych laserów barwnikowych do badania właściwości zderzeniowych wzbudzonych optycznie atomów sodu. Dostroiłem laser do rezonansu z linią D_2 sodu, odpowiadającą przejściu $3S_{1/2} \rightarrow 3P_{3/2}$, i skierowałem jego wiązkę przeciwnie do wiązki atomowej. Zobaczyłem, że w pobliżu źródła atomów występuje silna fluorescencja atomów pochłaniających światło laserowe, a dalej od źródła jest ona stosunkowo słaba. Doszedłem do wniosku, że przyczyną tego jest pompowanie optyczne, przedstawione na rys. 2.



Rys. 2. a) Proces pompowania optycznego, uniemożliwiający cykliczne przejścia między parą poziomów stanu podstawowego i wzbudzonego w atomach metali alkalicznych, jak sód; b) użycie lasera repompującego do uzyskania wielu cykli absorpcji i emisji.

Sód nie jest atomem dwupoziomowym, lecz ma w stanie podstawowym dwa poziomy budowy nadsubtelnej ($F = 1$ i $F = 2$ na rys. 2), z których każdy składa się z kilku podpoziomów, zwykle zdegenerowanych. Wzbudzenie laserowe z jednego z poziomów nadsubtelnych może dać w wyniku emisji przejście do innego poziomu nadsubtelnego. Taki proces pompowania optycznego pro-

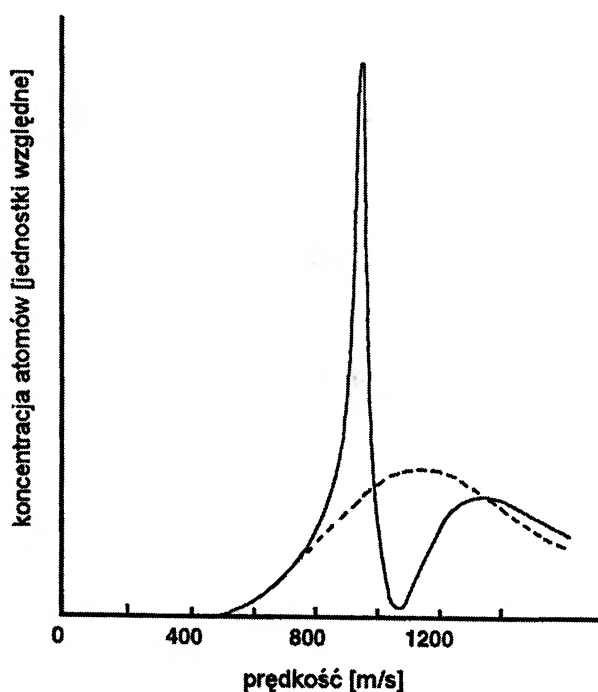
wadzi praktycznie do zaniku absorpcji, ponieważ szerokość przejścia i szerokość linii laserowej są znacznie mniejsze od odległości składowych nadsubtelnych stanu podstawowego. Nawet przy dostrojeniu linii lasera do przejścia $3S_{1/2} (F = 2) \rightarrow 3P_{3/2} (F' = 3)$, gdy dozwolony jest jedynie zanik do stanu $F = 2$, wzbudzenie nierezonansowe stanu $F' = 2$ (szerokość przejścia wynosi 10 MHz, a odstęp poziomów $F' = 2$ i $F' = 3$ jest równy 60 MHz) prowadzi do przepompowania atomów do stanu $F = 1$ po zaledwie ok. 100 aktach absorpcji. To dzięki pompowaniu optycznemu atomy były „ciemne” dla mojego lasera już w niewielkiej odległości od źródła.

Oczywistym rozwiązaniem tego problemu jest użycie drugiego lasera, zwanego laserem repompującym (patrz rys. 2b), do wzbudzania atomów z „niewłaściwego” stanu nadsubtelnego ($F = 1$), tak by mogły przechodzić po emisji do „właściwego” stanu ($F = 2$), w którym będą nadal chłodzone. Po pokonaniu tej trudności pojawia się następna: przesunięcie dopplerowskie. Aby światło laserowe mogło być pochłaniane rezonansowo przez atom nadbiegający z przeciwka z prędkością v , jego częstość ω musi być mniejsza o kv od częstości rezonansowej atomu spoczywającego. Gdy atom wielokrotnie pochłania fotony i – jak tego chcemy – jest spowalniany, przesunięcie dopplerowskie zmienia się i atom przestaje być w rezonansie z częstością światła. Szerokość naturalna $\Gamma/2\pi$ przejścia optycznego w Na wynosi 10 MHz (jest to pełna szerokość w połowie wysokości). Przesunięcie dopplerowskie takiej wielkości daje zmianę prędkości o 6 m/s, a więc po pochłonięciu zaledwie 200 fotonów atom jest już daleko od rezonansu z częstością lasera i prawdopodobieństwo absorpcji jest małe. Wynika stąd, że spowalniane są tylko te atomy, które mają prędkość „odpowiednią” z punktu widzenia rezonansu z częstością lasera, a i one są spowalniane nieznacznie.

Niemniej jednak proces, w którym atomy są spowalniane aż do utraty rezonansu z częstością światła prowadzi do ochłodzenia wiązki, tzn. do zwężenia rozkładu prędkości. W wiązce atomowej mamy zwykle do czynienia z szerokim rozkładem prędkości wokół $v_{th} = 3k_B T/m$. Atomy o odpowiedniej prędkości pochłaniają światło silnie i ulegają spowolnieniu. Te o większej prędkości pochłaniają słabiej, potem – gdy znajdują się w rezonansie – silniej, a następnie znów słabiej, ale cały

czas są spowalniane. Wreszcie atomy o prędkościach mniejszych od odpowiadającej rezonansowi pochłaniają słabo i są spowalniane nieznacznie. W rezultacie zamiast szerokiego rozkładu prędkości uzyskuje się rozkład węższy i o mniejszej prędkości średniej. Proces ten był analizowany teoretycznie przez Minogina [22] i został zastosowany w pierwszym doświadczeniu chłodzenia laserowego atomów obojętnych, wykonanym w 1981 r. w moskiewskim Instytucie Spektroskopii [23].

Rozkład prędkości po takim ochłodzeniu wiązki atomowej przedstawiono na rys. 3. Są to wyniki uzyskane w naszym laboratorium, analogiczne do uzyskanych w Moskwie. Cechą charakterystyczną tego rodzaju chłodzenia jest to, że jedynie niewielka część atomów (o początkowej prędkości bliskiej prędkości odpowiadającej rezonansowi z częstością lasera) ulega spowolnieniu, oraz że to spowolnienie jest niewielkie (atomy są wydajnie spowalniane jedynie wtedy, gdy zachodzi rezonans). Wąskie maksimum jest istotnie przejawem chłodzenia, w tym sensie, że rozkład prędkości jest wąski, lecz atomy są nadal dość szybkie.



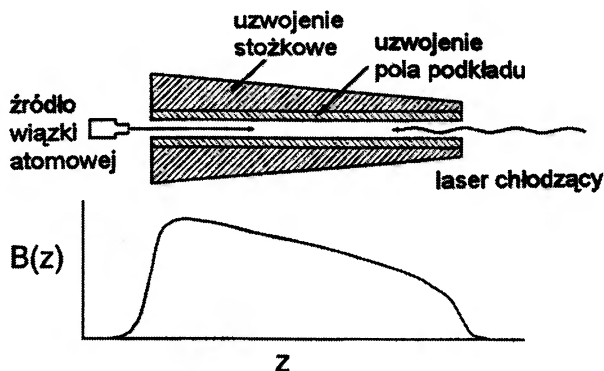
Rys. 3. Chłodzenie wiązki atomowej laserem o ustalonej częstości. Linia przerywana przedstawia rozkład prędkości przed chłodzeniem, a linia ciągła – po chłodzeniu. Atomy z wąskiego zakresu prędkości zostają przeniesione do nieco węższego zakresu o mniejszej prędkości średniej.

Jedno z rozwiązań tego problemu przedstawili Letochow, Minogin i Pawlik już w 1976 r. [24].

Ich metoda polega na zmianie częstości (czyli tzw. świergotcie, ang. chirp) lasera chłodzącego, tak by oddziaływał on ze wszystkimi atomami o szerokim rozkładzie prędkości i by pozostawał z nimi w rezonansie w trakcie chłodzenia. Grupa moskiewska zastosowała tę metodę do spowolnienia wiązki atomowej [25], ale próba nie zakończyła się jednoznacznie sukcesem [26]. Później, w 1983 r., wraz z Johnem Prodanem uzyskałem pierwsze znaczne spowolnienie i ochłodzenie wiązki laserowej tą metodą „chłodzenia ze świergotem” [27-30]. Nie udało nam się jednak zatrzymać atomów, co osiągnęli ostatecznie Ertmer, Blatt, Hall i Zhu [31]. Metoda chłodzenia ze świergotem jest obecnie jedną z dwóch standardowych metod spowalniania wiązek; drugą jest tzw. chłodzenie zeemanowskie.

W końcu 1978 r. przenieśliśmy się do Gaithersburga, do Narodowego Biura Wzorców (NBS: National Bureau of Standards), przemianowanego później na Narodowy Instytut Wzorców i Techniki (NIST: National Institute of Standards and Technology). Zastanawiałem się, jak spowolnić wiązkę atomową, zdając sobie sprawę, że trzeba znaleźć sposób na problemy wynikające zarówno z pompowania optycznego, jak i przesunięcia dopplerowskiego. Rozumiałem, co można będzie uzyskać stosując moskiewską metodę chłodzenia ze świergotem i laser repompujący. Rozważałem też użycie lasera o szerokim pasmie, tak by jego światło zawierało częstości rezonansowe dla wszystkich atomów, niezależnie od ich prędkości (pomyśl ten rozwinął później Hoffnagle [32], a odpowiednie doświadczenie wykonano w zespole Halla [33]). Myślałem także o tym, że zamiast zmieniać częstość lasera, tak by był ciągle w rezonansie z atomami (świergot), można użyć pola magnetycznego do zmiany odległości poziomów atomowych, tak by utrzymywać je w rezonansie z laserem o ustalonej częstości (chłodzenie zeemanowskie). Wszystkie te metody ochłodzenia wiązki atomowej oraz różne sposoby uniknięcia pompowania optycznego opisałem w projekcie badawczym, który przedłożyłem Urzędowi Badań Marynarki USA w 1979 r. Mniej więcej w tym czasie dołączył do mnie w Gaithersburgu Hal Metcalf z Uniwersytetu Stanu Nowy Jork w Stony Brook i zaczęliśmy zastanawiać się, od czego najlepiej zacząć. Hal uważał, że choć wszystkie metody są obiecujące, powinniśmy zacząć od chłodzenia zeemanow-

skiego, bo to powinno być najbardziej zabawne. Hal miał rację – dało nam to wiele radości, a ponadto jego sugestia doprowadziła nas do rozwinięcia metody o bardzo cennych właściwościach. Jej zasadę przedstawia rys. 4.



Rys. 4. U góry: schemat spowalniacza zeemanowskiego; u dołu: zależność natężenia osiowego pola magnetycznego od położenia.

Atomy o szerokim rozkładzie prędkości, wychodzące ze źródła wiązki, kierowane są wzdłuż osi solenoidu stożkowego (kierunek z). Elektromagnes ten ma więcej zwojów na końcu bliskim źródła atomów, tak że po tej stronie pole jest większe. Częstość lasera jest tak dobrana, że – uwzględniając zależne od pola magnetycznego przesunięcie zeemanowskie i zależne od prędkości przesunięcie dopplerowskie – jest ona rezonansowa dla atomów o prędkości v_0 , znajdujących się w najsilniejszym polu magnetycznym. Atomy te pochłaniają więc światło i są spowalniane. Gdy zmienia się ich prędkość, zmienia się przesunięcie dopplerowskie, ale ta zmiana jest kompensowana przez zmianę przesunięcia zeemanowskiego, gdyż atomy przesuwały się w obszar słabszego pola magnetycznego. W nieco słabszym polu rezonans z częstością lasera uzyskują atomy o prędkości nieco mniejszej od v_0 , i też zaczynają zwalniać. Tak więc atomy szybkie są spowalniane, pozostając przez cały czas w rezonansie z częstością lasera, a atomy wolniejsze wpadają w rezonans (i zaczynają być spowalniane) w trakcie ruchu wzdłuż solenoidu. Ostatecznie wszystkie atomy o prędkości mniejszej od v_0 uzyskują prędkość końcową, której wartość zależy od pola magnetycznego i częstości lasera.

Pierwsze solenoidy stożkowe, których używałem z Halem Metcalfem do chłodzenia zeemanowskiego wiązek atomowych, miały tylko kilka sek-

torów uzwojenia i musiały być chłodzone za pomocą wentylatorów lub mokrych ręczników, którymi owijaliśmy uzwojenie. Wkrótce po naszym początkowym sukcesie, tj. uzyskaniu znaczącego spowolnienia wiązki, dołączył do nas mój pierwszy stażysta po doktoracie, John Prodan. Zbudowaliśmy lepsze solenoidy, o wielu warstwach uzwojenia różnej długości, wytwarzające zmieniające się płynnie pole, tak by atomy mogły być spowolnione aż do zatrzymania, pozostając przez cały czas w rezonansie z częstotliwością lasera chłodzącego.

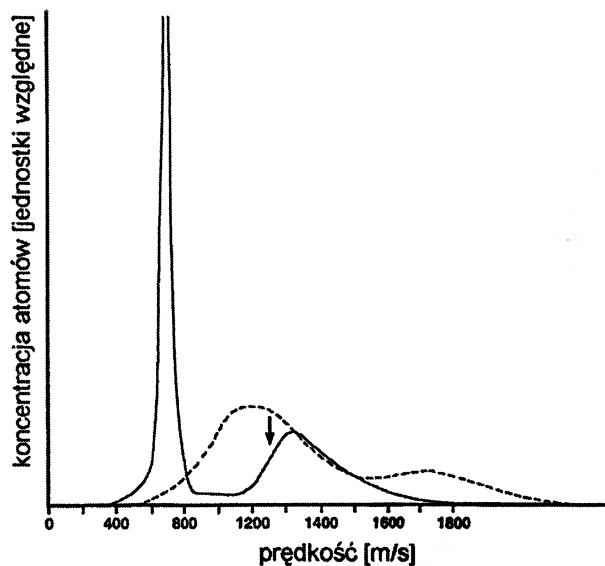
Te późniejsze solenoidy były chłodzone wodą opływającą cewki. Dla polepszenia kontaktu cieplnego wypełnialiśmy przestrzeń pomiędzy drutami różnymi substancjami o dobrej przewodności cieplnej. Jedną z nich był biały smar silikonowy, który nakładaliśmy na druty rękami w trakcie nawijania solenoidu. Smar ten miał mniej więcej taką samą barwę i konsystencję co maść, którą smarowałem wówczas moje małe córeczki, by nie obcierały ich pieluszki, tak więc był to okres w moim życiu, kiedy miałem wrażenie, że i w domu, i w pracy jestem ciągle po łokcie umazany białym smarem.

Pokryte smarem i chłodzone wodą solenoidy w wyniku elektrolizy miały niemiły zwyczaj przepalać się podczas pracy. Czasem mieliśmy wrażenie, że solenoid przepalił się, zanim otrzymamy nowe wyniki, więc zawczasu nawijaliśmy już nowy.

Z drugiej strony częste awarie dawały okazję poszukiwania nowych rozwiązań i ulepszeń. Wkrótce zaczęliśmy nasączać cewki czarną żywicą gumową, która miała chronić je przed wodą. Nie miała ona jednak dobrych właściwości adhezyjnych (nie licząc ubrań i ludzkiej skóry) i solenoidy nadal się przepalały. Ostatecznie odizolowaliśmy solenoid od umożliwiającej elektrolizę wody warstwą żywicy epoksydowej, a jeszcze później zastąpiliśmy wodę cieczą fluorowęglową, która nie przewodzi prądu elektrycznego, a więc nie zachodzi w niej elektroliza. Przy okazji pracy nad uzyskaniem niezawodnego solenoidu nauczyliśmy się też, jak wydajnie spowalniać i zatrzymywać atomy [27,35-41].

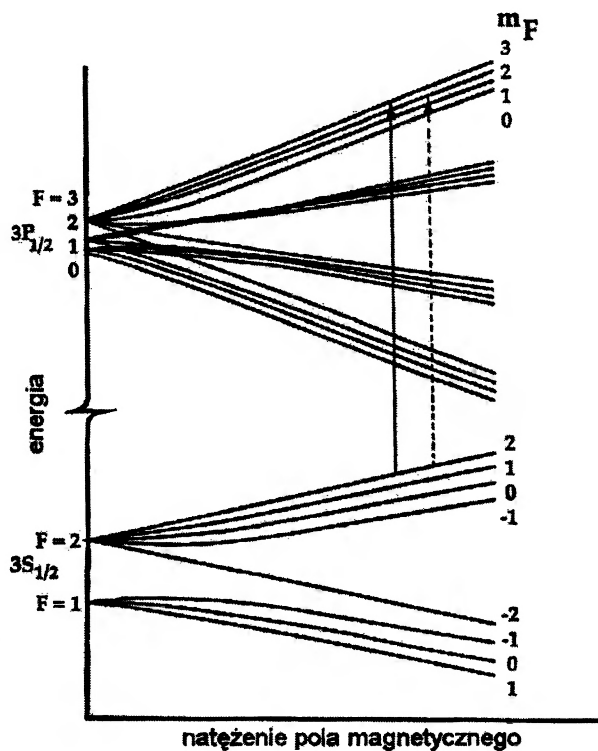
Rozkład prędkości atomów po spowolnieniu mierzyliśmy w pewnej odległości od wyjściowego końca solenoidu. Używając innego lasera – detekcyjnego – wzbudzaliśmy fluorescencję atomów o określonej prędkości, dla której częstota tego lasera była rezonansowa. Zmieniając częstotliwość la-

sera detekcyjnego mogliśmy wyznaczyć rozkład prędkości w wiązce atomowej. Tuż przed tym pomiarem laser chłodzący był wyłączany, by uniknąć problemów, które mogłyby wystąpić w trakcie jednoczesnej pracy obu laserów. Na rysunku 5 przedstawiono rozkład prędkości uzyskany dzięki chłodzeniu zeemanowskiemu: początkowy szeroki rozkład został w znacznym stopniu zastąpiony przez wąskie maksimum przy znacznie mniejszej prędkości.



Rys. 5. Rozkład prędkości przed (linia przerywana) i po (linia ciągła) chłodzeniu zeemanowskim. Strzałka wskazuje największą prędkość, dla której możliwy jest rezonans z częstotliwością lasera chłodzącego (dodatkowe maksimum przy 1700 m/s pochodzi od atomów w stanie $F = 1$, które w trakcie chłodzenia są przepompowywane do stanu $F = 2$).

Jedną z zalet metody chłodzenia zeemanowskiego jest łatwość, z jaką unika się dzięki niej problemów związanych z pompowaniem optycznym. Ponieważ atomy znajdują się zawsze w silnym osiowym polu magnetycznym (właśnie dlatego solenoid na rys. 4 ma także uzwojenie pola podkładu), istnieje dobrze określona oś kwantowania, co pozwala na wykorzystanie reguł wyboru dla przejść promienistych w celu uniknięcia niepożądanego pompowania optycznego. Na rysunku 6 pokazano poziomy energetyczny sodu w polu magnetycznym. Atomy w stanie $3S_{1/2}$ ($m_F = 2$) oddziałujące ze światłem spolaryzowanym kołowo σ^+ muszą przy wzbudzeniu zmienić wartość m_F o jeden, a więc mogą przejść tylko do stanu $3P_{3/2}$ ($m_{F'} = 3$). Natomiast z tego stanu możliwy jest powrót jedynie do stanu $3S_{1/2}$



Rys. 6. Poziomy energetyczny sodu w polu magnetycznym. Strzałką ciągłą pokazano przejście wykorzystywane do chłodzenia laserowego, strzałką przerywaną – niemal zabronione przejście, będące źródłem niepożądanego pompowania optycznego.

($m_F = 2$) i takie samo wzbudzenie może powtarzać się bez końca. Oczywiście polaryzacja kołowa nie jest nigdy doskonała, więc zachodzą także wzbudzenia innych stanów, z których możliwy jest powrót do innych podpoziomów stanu podstawowego. Na szczęście w silnym polu magnetycznym są one mało prawdopodobne [35]: albo wymagają zmiany rzutu spinu jądrowego m_I , co w silnym polu jest zabronione, albo są dalekie od rezonansu. Dzięki tym właściwościom, a także dzięki zapewnieniu wysokiego stopnia polaryzacji kołowej, byliśmy w stanie uzyskać (bez „niewłaściwych” przejść) 3×10^4 wzbudzeń, potrzebnych do zatrzymania atomów. Przy wzbudzeniu światłem spolaryzowanym kołowo występuje także „dobre” pompowanie optyczne: stan $3S_{1/2}$ ($m_F = 2$) jest stanem „skrajnym”, tj. stanem o największym rzucie momentu pędu, i atomy znajdujące się początkowo w innych stanach są doń przepompowywane w miarę przejmowania momentu pędu od światła. Dzięki tym różnym cechom reguł wyboru dla przejść optycznych oraz pompowania optycznego proces chłodzenia zeemanowskiego jest bar-

dzo wydajny i pozwala na spowolnienie dużej części atomów wiązki.

W roku 1983 dyskutowaliśmy niektóre cechy spowalniania laserowego, w tym pierwsze wyniki chłodzenia ze światłem, podczas zorganizowanego w NBS w Gaithersburgu dwudniowego sympozjum nt. atomów chłodzonych i pułapkowanych za pomocą laserów [42]. Uważam, że było to ważne spotkanie, gdyż jego materiały przyczyniły się do wzrostu zainteresowania chłodzeniem laserowym. Na początku 1984 r. Stig Stenholm, wówczas pracownik Uniwersytetu w Helsinkach, zorganizował w Tvärminne, na jednym z dalekich fińskich półwyspów, międzynarodowe spotkanie nt. chłodzenia laserowego. Rysunek 7 przedstawia grupkę jego uczestników (ja byłem fotografem), z których tylko niewielu zajmowało się wówczas aktywnie chłodzeniem laserowym. Należeli do nich: Stig Stenholm (autor pionierskich prac na temat teorii chłodzenia laserowego i mechanicznego działania światła na atomy [43-51]) i jego młodzi współpracownicy, Wiktor Bałykin i Władimir Minogin z Moskwy, oraz Claude Cohen-Tannoudji i Jean Dalibard z Ecole Normale Supérieure (ENS) w Paryżu, którzy właśnie zaczęli pracować nad teorią chłodzenia i pułapkowania laserowego. Obecni byli też Jürgen Mlynek i Wolfgang Ertmer, którzy kierują obecnie dużymi grupami badawczymi, zajmującymi się chłodzeniem laserowym i optyką fal atomowych. Jednak w owym czasie tylko dwa zespoły, nasz i moskiewski, miały na swoim koncie publikacje na temat doświadczeń z chłodzeniem atomów obojętnych.

Podczas spotkania w Tvärminne wiele dyskutowano na temat metod spowalniania wiązek i problemów związanych z pompowaniem optycznym. Postanowiłem dość lekko potraktować nasze zmagania się z pompowaniem optycznym i często żartowałem, że różne niewyjaśnione właściwości naszych wyników mogą być z pewnością przypisane właśnie pompowaniu optycznemu. Oczywiście w Ecole Normale pompowanie optyczne miało długą i zaszczytną przeszłość. Rozwinięte przez Alfreda Kastlera i Jeana Brossela, było podstawą wielu doświadczeń wykonanych w Laboratorium Spektroskopii Hertzowskiej (obecnie noszącym nazwę Laboratorium Kastlera-Brossela). Po jednej z dyskusji, w której żartowałem na temat pompowania optycznego, Jean Dalibard powiedział do mnie na boku: „Wiesz, Bill, w Ecole



Rys. 7. Uczestnicy „Pierwszej Międzynarodowej Konferencji nt. Chłodzenia Laserowego”, zorganizowanej przez Stiga Stenholma w Tvärminne w marcu 1984 r. W tylnym rzędzie, od lewej: Juha Javanainen, Markus Lindberg, Stig Stenholm, Matti Kaivola, Nis Bjerre, ?, Erling Riis, Rainer Salomaa, Władimir Minogin; w przednim rzędzie: Jürgen Mlynek, Angela Guzmann, Peter Jungner, Wolfgang Ertmer, Birger Ståhlberg, Olli Serimaa, Jean Dalibard, Claude Cohen-Tannoudji, Wiktor Balykin.

Normale pompowanie optyczne to nie temat do żartów”. Ta delikatna uwaga przywołała mnie trochę do porządku, a była też zaskakująco prorocza. Jak okazało się kilka lat później, pompowanie optyczne odgrywa w chłodzeniu laserowym ważną, piękną i całkowicie nie oczekiwaną wówczas rolę, i z pewnością nie jest to żart.

3. Zatrzymanie atomów

Choć chłodzenie zeemanowskie pozwoliło nam uzyskać dużą liczbę atomów spowolnionych (por. rys. 5), nie udało nam się jeszcze zaobserwować atomów w spoczynku, ani tym bardziej schwytać ich w pułapkę. Przypominam sobie rozmowę ze Steve’em Chu na Międzynarodowej Konferencji Spektroskopii Laserowej w Interlaken w 1983 r., na której przedstawiałem nasze wyniki dotyczące spowolnienia wiązki [27]. Steve zajmował się wówczas spektroskopią pozytonium, ale interesował się, czy jest coś ciekawego do zrobienia w dziedzinie chłodzenia laserowego atomów obojętnych. Powiedziałem mu, że jest ciągle znaczne pole do popisu, a w szczególności, że nie udało się jeszcze uzyskać pułapkowania atomów. Wkrótce każdy z nas miał osiągnąć ten cel, choć w bardzo różny sposób.

Nasz pomysł polegał na tym, by najpierw uzyskać trochę atomów w spoczynku. Kłopot w tym, że chłodzenie zeemanowskie działało – w pewnym sensie – zbyt dobrze. Dobierając częstość lasera i natężenie pola magnetycznego, mogliśmy – przynajmniej do czasu – decydować, jaka będzie końcowa prędkość atomów po spowolnieniu. Niestety, jeśli wybraliśmy prędkość zbyt małą, do obszaru detekcji w ogóle nie docierały atomy powolne. Po spowolnieniu poniżej pewnej prędkości (około 200 m/s) atomy pochłaniały w drodze od solenoidu do obszaru detekcji dostatecznie wiele światła, by zatrzymać się przed dotarciem do detektora. Wyłączając laser chłodzący i opóźniając pomiar o czas potrzebny atomom powolnym na dotarcie do obszaru obserwacji, udało nam się stwierdzić obecność atomów o prędkości zaledwie 40 m/s i rozrzucie prędkości 10 m/s, co odpowiada temperaturze (w układzie związanym z atomami) równej 70 mK [36].

Następnym krokiem było doprowadzenie do tego, by atomy zatrzymywały się w obszarze obserwacji. Dołączyli do nas wówczas: Alan Migdall, nowy stażysta po doktoracie, Jean Dalibard, gość z ENS, i Ivan So, student Hala Metcalfa. Postanowiliśmy postępować tak jak poprzednio, tzn. wyłączyć światło chłodzące i pozwolić atomom powolnym dotrzeć do obszaru obserwacji, ale wówczas przyłożyć jeszcze dodatkowy, krótki impuls światła laserowego, mający za zadanie zatrzymanie atomów. Potrzebną do tego celu sekwencję impulsów laserowych – długi impuls (kilka milisekund) do spowolnienia wstępnego, przerwa, impuls o długości kilkuset mikrosekund i znowu przerwa przed detekcją – uzyskiwaliśmy za pomocą obracającej się tarczy z otworami odpowiadającymi okresom, gdy wiązka laserowa ma być czynna. Dziś otrzymuje się takie sekwencje impulsów używając sterowanych komputerowo modulatorów akustooptycznych, lecz w owym czasie wymagało to starannego zaprojektowania i wyważenia szybko obracającej się tarczy.

W wyniku zastosowania tej sekwencji impulsów laserowych uzyskaliśmy w obszarze obserwacji atomy w spoczynku o rozrzucie prędkości odpowiadającym temperaturze mniejszej niż 100 mK [52]. Bezpośrednio po naszym artykule w *Physical Review Letters* z 1985 r., w którym przedstawiliśmy ten wynik, wydrukowany został artykuł grupy Jana Halla, donoszący o zatrzy-

maniu atomów metodą chłodzenia ze świergotem [31]. Mieliliśmy wreszcie atomy dostatecznie powolne, by można je było schwytać w pułapkę; postanowiliśmy skupić się na pułapkowaniu magnetostatycznym.

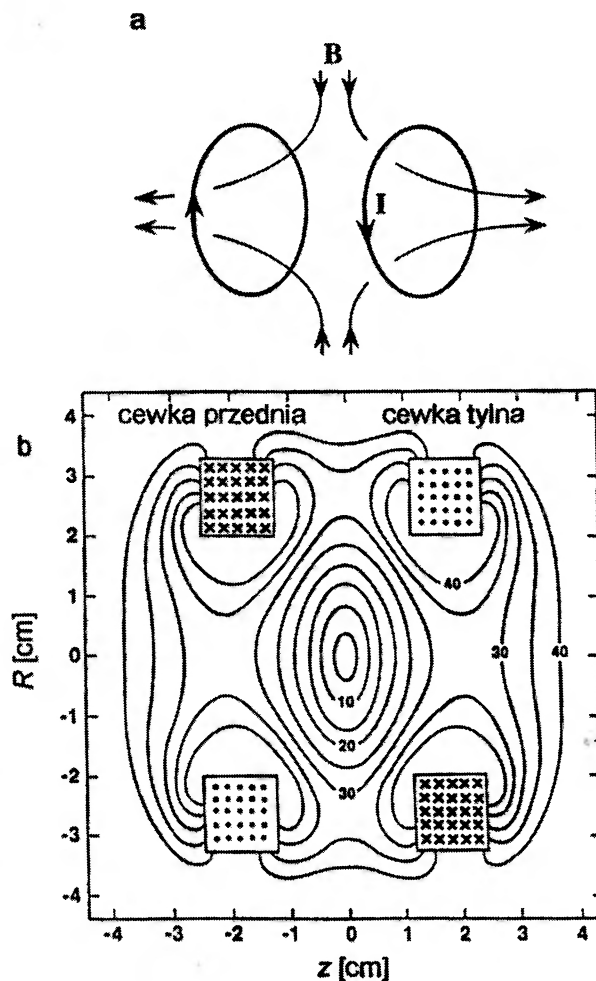
4. Magnetyczne pułapkowanie atomów

Koncepcja pułapek magnetycznych pojawiła się po raz pierwszy w literaturze już w 1960 r. [53-55], choć Wolfgang Paul rozważał ją w swoich wykładach na Uniwersytecie w Bonn jeszcze wcześniej, w połowie lat pięćdziesiątych, jako naturalne rozwinięcie ogniskowania magnetycznego wiązek atomowych [56-58]. Powodem, dla którego zwróciliśmy szczególną uwagę na pułapkowanie magnetyczne, było udane pułapkowanie zimnych neutronów [59]. Dowiedzieliśmy się później, że w laboratorium Paula uzyskano wyniki wskazujące na uwięzienie atomów sodu w pułapce magnetycznej [60], które jednak nie zostały opublikowane.

Pułapkowanie magnetyczne opiera się na tym, że atom obdarzony momentem magnetycznym ma stany kwantowe, dla których ze wzrostem pola energia magnetyczna (zeemanowska) rośnie, i stany, dla których maleje, co zależy od ustawienia momentu względem pola. Atomy w stanach o rosnącej energii, które szukając minimum energii dążą do obszaru, gdzie pole jest słabe, mogą być pułapkowane w polu magnetycznym, którego konfiguracja zawiera lokalne minimum. Pole stałe nie może mieć w swobodnej przestrzeni lokalnego maksimum [61], nie można więc zbudować pułapki dla atomów w stanach dążących do obszaru silnego pola. Aby pułapkowanie było trwałe, trzeba – prócz tego, by energia kinetyczna atomu była dostatecznie mała – by ruch momentu magnetycznego w polu był adiabatyczny, tzn. by ustawienie momentu magnetycznego względem pola nie ulegało zmianie.

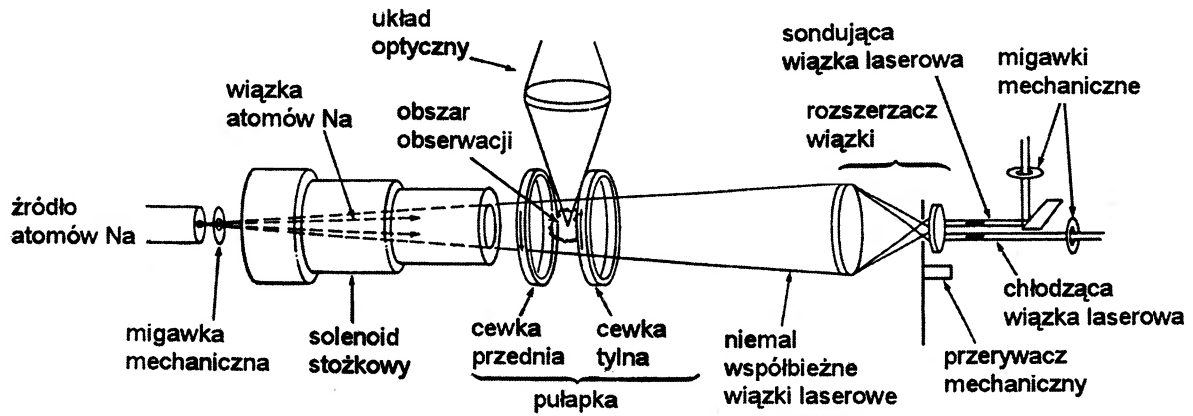
Rozważaliśmy różne znane konfiguracje pola, używane do pułapkowania neutronów, w tym układ heksapola sferycznego [62], który zawiera trzy cewki, ale żaden nie wydawał nam się doskonały. Zdecydowaliśmy się na użycie prostszego układu o dwóch cewkach, który nazwaliśmy kwadrupolem sferycznym. Na rysunku 8 pokazano konfigurację pułapki, linie pola magnetycznego i linie ekwipotencjalne. Wydawało nam się, że

wymyśliliśmy nieznanego dotychczas układ pułapki, lecz dowiedzieliśmy się później, że Wolfgang Paul analizował ten układ przed wieloma laty, ale nie poświęcił mu zbyt wiele uwagi, gdyż pułapka ta nie wiąże atomów harmonicznie. Istotnie, w takiej pułapce potencjał zależy liniowo od odległości od jej środka, w którym ma wierzchołek.



Rys. 8. a) Pułapka w kształcie kwadrupola sferycznego z zaznaczonymi liniami pola magnetycznego; b) linie ekwipotencjalne w naszej pułapce (z zaznaczonymi wartościami natężenia pola magnetycznego w militeslach) w płaszczyźnie zawierającej oś symetrii (z).

Zespołowi, w skład którego oprócz mnie wchodził: Alan Migdall, John Prodan i Hal Metcalf, a wspierał nas w zakresie teorii Tom Bergeman, udało się schwytać atomy w pułapce w układzie pokazanym na rys. 9 [63]. Podobnie jak w doświadczeniach z zatrzymaniem atomów, rozpoczęliśmy od spowolnienia zeemanowskiego, dzięki któremu wyhamowaliśmy atomy do prędkości 100 m/s na końcu solenoidu. Następnie wyłączyliśmy laser spowalniający, pozwalając atomom biec swobodnie przez 4 ms, aż dotarły do obszaru

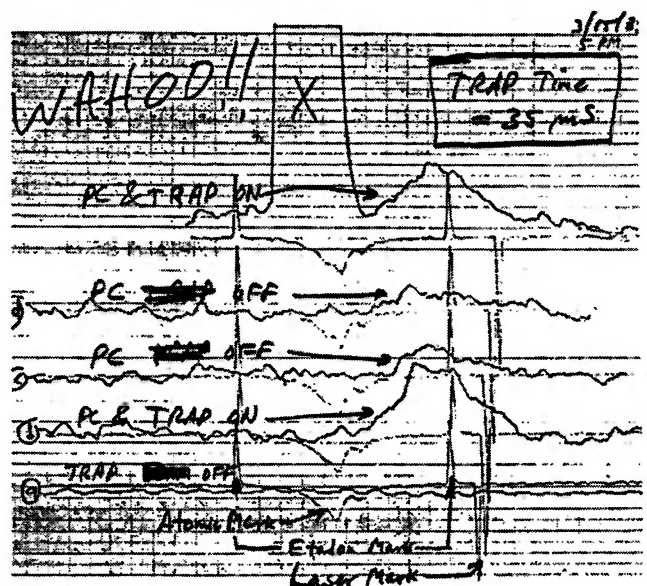


Rys. 9. Schemat układu do magnetycznego pułapkowania atomów.

pułapki. W tym momencie prąd płynął tylko przez jedną cewkę. Wytwarzała ona pole magnetyczne, niezbędne do utrzymania atomów w rezonansie z częstością lasera chłodzącego, który był wtedy włączany na $400 \mu\text{s}$, by zatrzymać atomy. Gdy atomy były już w spoczynku, włączaliśmy prąd w drugiej cewce, dzięki czemu powstawało pole pokazane na rys. 8, a więc następowało uruchomienie pułapki. Atomy pozostawały w pułapce dopóty, dopóki nie zostały z niej uwolnione lub nie wytrąciły ich z niej zderzenia z cząsteczkami gazu resztkowego w siłą rzeczy niedoskonałym układzie próżniowym. Po utrzymaniu atomów w pułapce przez wybrany czas wyłączaliśmy pole magnetyczne i włączaliśmy laser sondujący, by przekonać się, ile atomów pozostało w pułapce. Zmieniając częstość lasera sondującego przy kolejnych powtórzeniach doświadczenia, mogliśmy wyznaczyć rozkład prędkości atomów przez pomiar ich przesunięć dopplerowskich.

Głębokość naszej pułapki wynosiła ok. 17 mK (25 mT), co odpowiada prędkości atomów sodu równej $3,5 \text{ m/s}$. Nasze atomy były tak szybkie, że w nieobecności pola pułapkującego opuszczały obszar pułapki w ciągu kilku milisekund. Rysunek 10 przedstawia fragment zapisu, na którym zarejestrowaliśmy widma atomów pozostających w pułapce po 35 ms od ich zatrzymania. Gdyby pułapka nie działała, po tak długim czasie nie powinniśmy już obserwować żadnego sygnału, lecz ów, choć zaszumiony, był niewątpliwie obecny. Sygnał ten zniknął, gdy wyłączaliśmy pole pułapki, zniknął też, gdy wyłączaliśmy drugi impuls lasera chłodzącego, mający za zadanie zatrzymanie atomów w obszarze pułapki. Wszystko

to dowodziło, że mamy wreszcie to, czego szukaliśmy, a Hal Metcalf z właściwą sobie wylewnością wyraził dumę z udanego pomiaru zapiskiem „WAHOO!!!” (HURRA!!).



Rys. 10. Fragment zapisu z 15 marca 1985 r.; „PC on” i „PC off” odpowiada obecności i nieobecności drugiego impulsu laserowego, zatrzymującego atomy w obszarze pułapkowania (post-cooling).

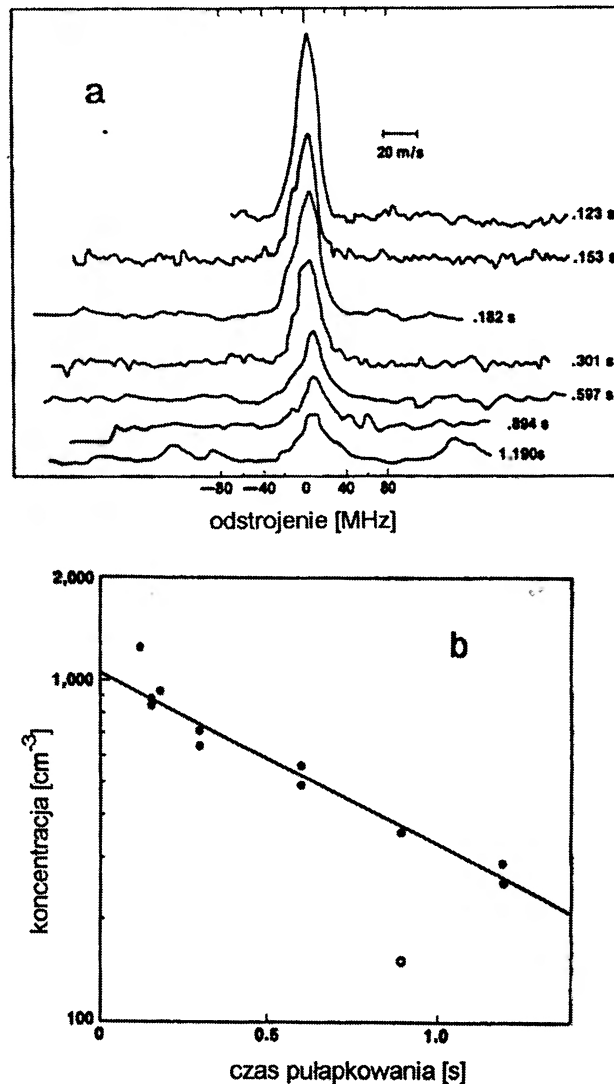
Pracując przez cały wieczór udało nam się poprawić jakość sygnału, ale stwierdziliśmy, że atomy nie pozostają w pułapce zbyt długo, co nieco nas zmartwiło. Wreszcie, już dość późnym wieczorem, postanowiliśmy pójść coś zjeść, porozmawiać o tym, co się dzieje, i spróbować potem od nowa. Gdy wróciliśmy do pracowni, sygnał się poprawił i byliśmy w stanie pułapkować atomy znacznie dłużej. Stwierdziliśmy szybko, że w trakcie naszej przerwy na kolację pułapka ochłodziła

się, przestała gazować i próżnia w jej okolicy znacznie się poprawiła. Wiedzieliśmy już więc, że trzeba od czasu do czasu dać cewkom ostygnąć, co pozwoliło nam uzyskać wiele użytecznych danych pomiarowych. Kontynuowaliśmy pomiary aż do około piątej rano, a więc była już pewnie niemal szósta, gdy moja żona Jane, szykując się do wyjścia do pracy, zastała w naszej kuchni Hala i mnie, zjadających lody. Jej dezaprobata dla pory naszego powrotu z pracy oraz wyboru pożywienia o tej porze trochę osłabła, gdy Hal zapewnił ją, że tej nocy dokonaliśmy rzeczy naprawdę ważnej.

Na rysunku 11a przedstawiono widma uzyskane po różnych czasach utrzymania atomów w pułapce. Widać, że sygnał spada w miarę jak atomy są wyrzucane z pułapki w zderzeniach z cząsteczkami gazu resztkowego. Rysunek 11b pokazuje, że zgodnie z przewidywaniem liczba atomów w pułapce maleje z czasem wykładniczo, a czas zaniku jest nieco mniejszy od 1 s, gdy ciśnienie w układzie próżniowym wynosi kilka mikropaskali. Punkt odpowiadający pomiarowi przy celowo pogorszonej próżni pokazuje, że przy gorszej próżni liczba atomów w pułapce maleje szybciej. W późniejszym okresie zarówno w naszym laboratorium, jak i w innych uzyskano znacznie dłuższe czasy pułapkowania, głównie dzięki polepszeniu próżni. W naszym układzie obserwujemy obecnie czasy pułapkowania rzędu jednej minuty i dłuższe.

Od czasu, gdy zaobserwowaliśmy pułapkowanie magnetyczne atomów w 1985 r. [63], skonstruowano wiele różnych pułapek magnetycznych dla atomów. W MIT zespół Dave'a Pritcharda schwytał w pułapce [64] i ochłodził [65] atomy sodu w liniowym kwadrupolowym polu magnetycznym z osiowym polem podkładu, podobnym do pułapki rozważanej po raz pierwszy przez Ioffego i współpracowników w 1962 r. [66], a później także przez innych [67,68]. Podobne pułapki były używane przez zespół Kleppnera i Greytaka do pułapkowania [69] i chłodzenia przez parowanie [70] wodoru atomowego oraz przez zespół Walravena do pułapkowania [71] i chłodzenia laserowego [72] wodoru. Zaletą pułapki Ioffego jest niezerowe pole magnetyczne w punkcie równowagi – w konfiguracji kwadrupola sferycznego pole w punkcie równowagi jest równe zero. W zerowym polu magnetycznym możliwe są zmiany ustawienia momentu magnetycznego (nazywane często przejściami Ma-

lorany), w wyniku których atom może przejść do stanu, dla którego pułapkowanie nie zachodzi. Nie stwarzało to problemu w naszym doświadczeniu z 1985 r., lecz dla chłodniejszych atomów, które częściej przebywają w pobliżu środka pułapki, może to stanowić bardzo istotny mechanizm ucieczki atomów z pułapki [73,74]. W 1995 r. dzięki modyfikacji prostej pułapki kwadrupolowej rozwiązano problem zmian ustawienia spinu w pobliżu środka pułapki, co pozwoliło na osiągnięcie kondensacji Bosego-Einsteina [15,16].



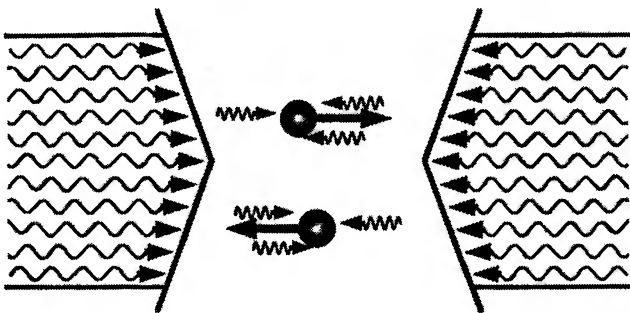
Rys. 11. a) Widma atomów w pułapce po różnym czasie pułapkowania; b) spadek liczby atomów w pułapce z upływem czasu. Punkt oznaczony kółkiem został zarejestrowany przy ciśnieniu w układzie próżniowym dwukrotnie większym niż dla pozostałych punktów.

5. Melasy optyczne

W tym samym czasie, gdy my wykonywaliśmy w Gaithersburgu pierwsze doświadczenia

z pułapkowaniem magnetycznym, w Laboratoriach Bella zespół kierowany przez Steve'a Chu pracował nad innym, niezwykle ważnym wariantem chłodzenia laserowego. Po pięknej demonstracji użycia sił optycznych do zogniskowania wiązki atomowej w 1978 r. [75] zespół z Bell Labs przeprowadził wstępne próby spowolnienia wiązki atomowej, a potem zajął się czym innym. Zachęcony wynikami doświadczeń ze spowolnieniem wiązek, wykonanych w Gaithersburgu i Boulder, Steve Chu zebrał ponownie większość zespołu i zaczął prace nad wariantem chłodzenia laserowego, zaproponowanym w 1975 r. przez Hänscha i Schawlowa [2]¹. W istocie rzeczy oba podejścia – zwężenie rozkładu prędkości w trakcie laserowego spowolnienia wiązki atomowej oraz chłodzenie laserowe nieruchomych atomów – wykorzystują te same podstawy fizyczne chłodzenia dopplerowskiego (patrz rozdziały 2 i 3 pracy [76]). Jednakże w 1985 r. chłodzenie laserowe gazu obojętnych atomów w spoczynku, proponowane w pracy [2], nie zostało jeszcze zrealizowane doświadczalnie.

Koncepcja Hänscha i Schawlowa jest zilustrowana na rys. 12. Gaz atomowy, przedsta-



Rys. 12. Chłodzenie dopplerowskie w jednym wymiarze.

wiony tu w jednym wymiarze, jest oświetlony z obu stron wiązkami laserowymi o częstości nieco mniejszej od częstości rezonansowej atomów. Dla atomu poruszającego się w lewo częstość biegnącej ku niemu wiązki laserowej jest w wyniku zjawiska Dopplera przesunięta w stronę częstości rezonansu atomowego, a częstość wiązki, rozchodzącej się w tym samym kierunku co atom, jest odsunięta od rezonansu. Atom pochłania zatem więcej fotonów z wiązki rozchodzącej się ku niemu i ulega spowolnieniu. Podobnie jest dla atomu bie-

gnącego w prawo, a więc w tym układzie wiązek laserowych spowalniane są wszystkie atomy. Dodając pary wiązek laserowych wzdłuż pozostałych osi układu współrzędnych otrzymujemy chłodzenie w trzech wymiarach. Ze względu na rolę zjawiska Dopplera w tym procesie nazywa się go obecnie chłodzeniem dopplerowskim.

W późniejszych pracach [4,5,43,46,77-79] stwierdzono, że graniczna temperatura, możliwa do osiągnięcia tą metodą chłodzenia, jest rzędu $\hbar\Gamma$, gdzie Γ jest szybkością emisji spontanicznej ze stanu wzbudzonego (Γ^{-1} jest czasem życia stanu wzbudzonego). Ta wartość temperatury jest wynikiem równowagi między chłodzeniem laserowym a ogrzewaniem wynikającym z przypadkowego charakteru zarówno absorpcji, jak i emisji fotonów. Dodanie przyczynka przypadkowego do średniego przekazu pędu powoduje błędzenie przypadkowe pędu atomowego i wzrost jego wartości średniej kwadratowej. Ogrzewaniu przeciwdziała siła chłodząca F , skierowana przeciwnie do kierunku ruchu atomu. Siła ta jest proporcjonalna do prędkości atomu, bo przesunięcie dopplerowskie jest proporcjonalne do prędkości. Siła chłodząca jest więc podobna do siły tarcia, doznawanego przez ciało poruszające się w lepkiej cieczy. Szybkość, z jaką atom traci energię w trakcie chłodzenia, jest równa $F \cdot v$, a więc jest proporcjonalna do v^2 , czyli szybkość chłodzenia jest proporcjonalna do energii kinetycznej. Natomiast szybkość ogrzewania, proporcjonalna do całkowitej szybkości rozpraszania fotonów, jest dla małych prędkości niezależna od energii kinetycznej atomu. Tak więc dla pewnej wartości średniej energii kinetycznej ustala się równowaga procesów ogrzewania i chłodzenia. Ta wartość energii wyznacza temperaturę uzyskaną w wyniku chłodzenia dopplerowskiego:

$$m\langle v_i^2 \rangle = k_B T = \frac{\hbar\Gamma}{4} \left(\frac{\Gamma}{2|\delta|} + \frac{2|\delta|}{\Gamma} \right), \quad (1)$$

gdzie δ jest częstością kątową odstrojenia lasera od rezonansu atomowego, a v_i jest prędkością wzdłuż pewnej osi. Wyrażenie to jest słuszne dla trójwymiarowego chłodzenia dopplerowskiego w granicy małych natężeń i pod warunkiem, że

¹ Podstawy fizyczne propozycji Hänscha i Schawlowa są oczywiście takie same, jak innej propozycji z 1975 r., autorstwa Winelanda i Dehmelta [3], i doprowadziły nieco później do chłodzenia laserowego jonów w pułapce [4,5]. Dzięki celom, które postawili sobie przede wszystkim autorzy prac [2] i [3], nazwiska Hänscha i Schawlowa kojarzy się z atomami obojętnymi, a Winelanda i Dehmelta – z jonami.

energia odrzutu $\hbar^2 k^2 / 2m \ll \hbar\Gamma$. Ciekawe, że równowagowy rozkład prędkości, uzyskany w wyniku chłodzenia dopplerowskiego, jest rozkładem Maxwella-Boltzmanna. Wynika to z faktu, że równanie Fokkera-Plancka, opisujące tłumienie i ogrzewanie w trakcie chłodzenia laserowego, ma taką samą postać jak równanie opisujące równowagę zderzeniową w gazie [51]. Numeryczne symulacje przypadków rzeczywistych, w których energia odrzutu nie znika, pokazują, że otrzymuje się rozkład nadal bardzo bliski maxwellowskiego [80]. Minimalną wartość temperatury, nazywaną granicą chłodzenia dopplerowskiego, otrzymujemy dla $\delta = -\Gamma/2$. Jest ona dana wyrażeniem

$$k_B T_{\text{Dopp}} = \frac{\hbar\Gamma}{2}. \quad (2)$$

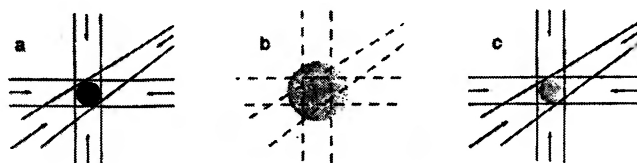
Granice chłodzenia wyznaczyli w sposób ścisły po raz pierwszy – jak się wydaje – Letochow, Minogin i Pawlik [77] (choć należy zauważyć, że ich równanie (32) nie opisuje, jak twierdzą autorzy, prędkości średniej kwadratowej). Wineland i Itano [78] podali wyprowadzenia dla kilku różnych przypadków, w których atomy są w pułapce lub swobodne, w tym dla przypadku, gdy energia odrzutu nie jest mała, ale atomy są w równowadze zderzeniowej.

Granica chłodzenia dopplerowskiego dla atomów sodu chłodzonych przy użyciu przejścia rezonansowego o długości fali 589 nm, dla którego $\Gamma/2\pi = 10$ MHz, wynosi $240 \mu\text{K}$, co odpowiada prędkości średniej kwadratowej wzdłuż danej osi równej 30 cm/s . Granice dla innych atomów i jonów są podobne. Perspektywa osiągnięcia tak niskiej temperatury wydawała się bardzo zachęcająca, jednak do 1985 r. te graniczne temperatury nie zostały uzyskane ani dla jonów, ani dla atomów obojętnych.

Cechą chłodzenia laserowego, z której początkowo nie zdawano sobie sprawy, jest fakt, że ruch atomu w próbce o rozsądnych rozmiarach musi mieć charakter dyfuzyjny. Na przykład, proste obliczenie [80] pokazuje, że atomy sodu ochłodzone do granicy dopplerowskiej mają „średnią drogę swobodną” (średnią drogę przebywaną przez atom, zanim jego prędkość ulegnie zmianie na inną prędkość o przypadkowej wartości) równą jedynie $20 \mu\text{m}$, podczas gdy średnice wiązek laserowych używanych do chłodzenia mogą być nawet rzędu 1 cm . Tak więc atom wykonuje ruch

dyfuzyjny w rodzaju ruchów Browna i czas, po którym ucieka z obszaru chłodzenia, jest znacznie dłuższy od zwykłego czasu przelotu przez ten obszar. Oznacza to, że atomy efektywnie „przyklejają się” do wiązek laserowych, które je chłodzą. Ta właściwość, a także podobieństwo chłodzenia laserowego do tarcia w lepkiej cieczy skłoniły zespół z Laboratoriów Bella do nazwania obszaru przecinających się wiązek laserowych „melasą optyczną” [81]. W NBS niezależnie wprowadziliśmy termin „melasa” na określenie konfiguracji chłodzenia, używaliśmy też słowa „przyklejone” [41]. Zauważmy, że melasa optyczna to nie pułapka. Nie ma w niej siły zwrotnej, utrzymującej atom w pewnym obszarze, a tylko lepkie utrudnienie ucieczki.

Chu i jego współpracownikom z Laboratoriów Bella udało się umieścić chłodne atomy sodu w melasie optycznej w doświadczeniu [81], w którym wykorzystali rozwiniętą w NBS i JILA metodę chłodzenia wiązki atomowej ze świergotem [31] oraz impulsowe źródło wiązki o nowej konstrukcji. Stwierdzili oni, że zgodnie z oczekiwaniami „czas życia” atomów w melasie (czas, po jakim atomy opuszczają obszar wiązek laserowych w wyniku dyfuzji) jest długi, oraz wprowadzili metodę pomiaru temperatury atomów, nazywaną obecnie metodą „uwolnienia i ponownego uwięzienia”. Jej zasada jest przedstawiona na rys. 13. Atomy są najpierw umieszczane w me-



Rys. 13. Metoda pomiaru temperatury przez „uwolnienie i ponowne uwięzienie”.

lasie, gdzie przez krótki czas – dzięki silnemu tłumieniu ich ruchu – są praktycznie nieruchome (rys. 13a). Następnie wiązki laserowe tworzące melasę zostają wyłączone i atomy swobodnie wybiegają z obszaru, w którym więziła je „lepkość” (rys. 13b). Na koniec wiązki laserowe zostają ponownie włączone i znów wiążą atomy, które pozostały w obszarze przecięcia wiązek, tzn. w obszarze melasy (rys. 13c). Mierząc ułamek liczby atomów, pozostałych w obszarze melasy po różnych czasach swobodnej ekspansji, można wyznaczyć rozkład prędkości, a stąd temperaturę ato-

mów w chwili uwolnienia. Pomiar w Bell Labs dał wynik 240_{-60}^{+200} μK . Znaczny błąd wynikał z silnej zależności metody analizy pomiarów od rozmiaru chmury atomów w melasie i rozkładu ich koncentracji, lecz wynik ten był w sposób zadowalający zgodny z przewidywaną granicą chłodzenia dopplerowskiego².

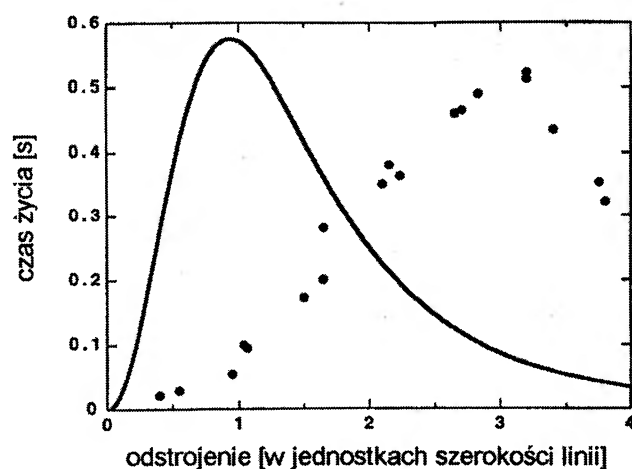
W końcu 1986 r. do naszego zespołu dołączyli Phil Gould oraz Paul Lett i wraz z nimi w laboratorium w NBS zbudowaliśmy melasę optyczną, umieszczając w niej atomy wprost ze spowolnionej wiązki (dziś standardowo wprowadza się atomy do pułapki magnetooptrycznej (MOT: magneto-optical trap) [83], a następnie do melasy, wprost z nie ochłodzonej pary atomowej [84,85]). Powtórzyliśmy pomiary temperatury metodą uwolnienia i ponownego uwięzienia, stwierdziliśmy, że ich wyniki są zgodne z wynikami opublikowanymi przez zespół z Bell Labs, i zajęliśmy się innymi doświadczeniami. W szczególności wraz z Paulem Julienne, Helen Thorsheim i Johnem Wienerem zbudowaliśmy dwuogniskową pułapkę laserową i zastosowaliśmy ją do pierwszych badań pewnego procesu zderzeniowego (jonizacji asocjatywnej) dla atomów ochłodzonych laserowo [86] (wcześniej Steve Chu ze współpracownikami zastosował melasę optyczną do wprowadzenia atomów do jednoogniskowej pułapki laserowej – była to pierwsza działająca pułapka optyczna dla atomów [87]). To doświadczenie zderzeniowe stanowiło dla mnie zamknięcie pewnego etapu prac, gdyż jego elementem była budowa pułapki dwuogniskowej, zaproponowanej w artykule Ashkina z 1978 r., artykule, który skłonił mnie do zainteresowania się chłodzeniem i pułapkowaniem laserowym. Było to też ważne wydarzenie dla naszego zespołu, gdyż rozpoczęło nowy, bardzo owocny kierunek badań zderzeń zimnych atomów, który przyniósł wiele naprawdę zaskakujących i ważnych wyników [88-94]. Z drugiej jednak strony doświadczenie to stanowiło zejście z drogi prowadzącej nas do nowego spojrzenia na działanie melasy optycznej i chłodzenia laserowego.

6. Subdopplerowskie chłodzenie laserowe

Przez cały rok 1987 wraz z Gouldem i Lettem badałem bardziej szczegółowo właściwości melasy

optycznej. Ponieważ było trudno zmierzyć temperaturę, a niepewność jej pomiaru była znaczna, główną uwagę zwróciliśmy na czas życia w melasie, tzn. czas, po którym atomy w wyniku dyfuzji opuszczają obszar przecięcia się wiązek laserowych. Korzystając z teorii chłodzenia dopplerowskiego obliczyliśmy, jak ten czas powinien zależeć od odstrojenia i natężenia lasera. Obliczyliśmy też, jak powinien się on zmienić, gdy celowo wprowadzimy niewielką różnicę właściwości wiązek, tworzących parę wiązek przeciwbieżnych. Następnie wykonaliśmy pomiary, by wyniki tych obliczeń porównać z doświadczeniem. Wynik był pewną niespodzianką.

Rysunek 14 pokazuje wyniki naszych pomiarów czasu życia w melasie jako funkcję odstrojenia [80] oraz zależność przewidywaną przez teorię chłodzenia dopplerowskiego. Spodziewaliśmy się



Rys. 14. Czas życia melasy w funkcji odstrojenia lasera chłodzącego: wynik doświadczenia (punkty) i krzywa teoretyczna.

wprawdzie, że wyniki teorii dla jednego wymiaru nie będą ilościowo zgodne ze zmierzonymi czasami dyfuzji w trzech wymiarach, ale zaskoczyła nas niezgodność jakościowa: doświadczalny czas życia był największy dla odstrojenia równego około trzem szerokościom linii, a teoria przewidywała maksimum poniżej jednej szerokości linii. Nie wiedzieliśmy, jak wytłumaczyć tę różnicę, a wyniki dla zmiany czasu życia wywołanego zróżnicowaniem wiązek były również w wyraźnej niezgodności z teorią chłodzenia dopplerowskiego. W pracy z 1987 r. opisaliśmy nasze nieudane wysiłki dopro-

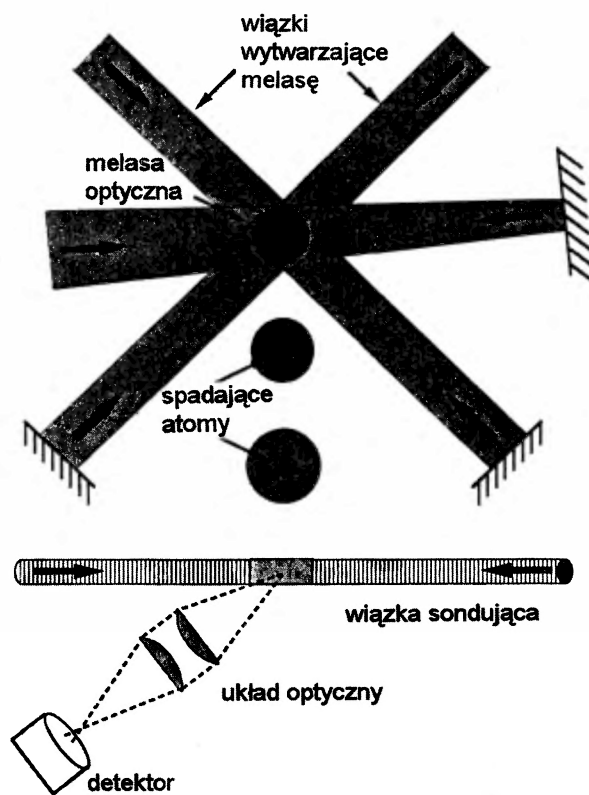
² Później stwierdzono, że pomiar ten dał zawyżoną wartość temperatury ze względu na wpływ pola magnetycznego wytwarzanego przez pompę jonową [82].

wadzenia do zgodności teorii chłodzenia dopplerowskiego z wynikami naszych doświadczeń i zakończyliśmy ją zdaniem [95]: „Pozostaje zbadać, czy mnogość poziomów i podpoziomów Na, wielość częstości laserowych lub subtelne właściwości ruchu atomów w trzech wymiarach mogą wyjaśnić niespodziewane cechy melasy optycznej”. Były to oczywiście czyste domysły, lecz – jak przekonamy się dalej – było w nich ziarno prawdy.

Stwierdziwszy wyraźną niezgodność teorii chłodzenia dopplerowskiego z wynikami doświadczeń i nie widząc sposobu jej wytłumaczenia, postanowiliśmy – jak to doświadczalnicy – zebrać więcej danych pomiarowych. Paul Lett był zdania, że powinniśmy ponownie zmierzyć temperaturę, tym razem w funkcji odstrojenia, by przekonać się, czy i w tym przypadku uzyskamy wyniki niezgodne z przewidywaniami teorii. Wydawało nam się jednak, że metoda uwolnienia i ponownego uwięzienia, która w przeszłości dawała mało dokładne wyniki, nie będzie odpowiednia. Hal Metcalf zaproponował inne podejście, które ilustruje rys. 15.

W tej metodzie, nazywanej metodą czasu przelotu (TOF: time-of-flight), atomy są najpierw więzione w melasie optycznej, a następnie uwalniane przez wyłączenie wiązek laserowych. Chmura atomów rozbiega się swobodnie z prędkościami wyznaczonymi przez ich rozkład. Po dotarciu do wiązki sondującej atomy są wzbudzone, a następnie wysyłają światło fluorescencji. Rozkład czasowy natężenia fluorescencji daje rozkład czasów przelotu atomów od melasy do wiązki sondującej, a stąd można wyznaczyć temperaturę. Pomiary temperatury metodą czasu przelotu wykonałem z zespołem, w skład którego wchodził – oprócz mnie i Hala Metcalfa – Paul Lett, Rich Watts, Chris Westbrook i Phil Gould. Wiązkę sondującą umieściliśmy w odległości zaledwie 1 cm od środka melasy o promieniu 4,5 mm. W najniższej spodziewanej temperaturze, tzn. w granicy chłodzenia dopplerowskiego, dla atomów Na równej $240 \mu\text{K}$, znaczna część atomów powinna móc dotrzeć do wiązki sondującej, nawet gdyby znajdowała się ona nad melasą, a tak właśnie było nam wygodniej ją umieścić. Nie zaobserwowaliśmy jednak zupełnie fluorescencji atomowej po wyłączeniu melasy. Zużyliśmy wiele czasu na sprawdzenie układu detekcyjnego, by upewnić się, że wszystko działa jak należy. Specjalnie „wstrze-

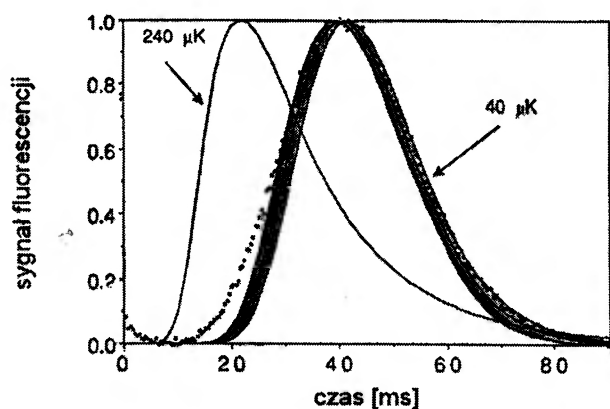
liliśmy” atomy do wiązki sondującej, ogrzewając je za pomocą pary wiązek laserowych w płaszczyźnie poziomej, i przekonaliśmy się, że tak podgrzane atomy po dotarciu do wiązki sondującej dają oczekiwany sygnał fluorescencji.



Rys. 15. Pomiar metodą czasu przelotu temperatury atomów ochłodzonych laserowo.

Wreszcie umieściliśmy wiązkę sondującą pod melasą i natychmiast zarejestrowaliśmy sygnał czasu przelotu. Nie chcieliśmy jednak wyciągać wniosku, że atomy są chłodniejsze niż przewidyuje teoria chłodzenia dopplerowskiego, dopóki nie stworzymy szczegółowego opisu sygnału czasu przelotu. Rysunek 16 przedstawia typowy rozkład czasów przelotu dla jednej z niższych temperatur, uzyskanych w doświadczeniu, oraz przewidywania naszego modelu. Wniosek był nieodparty: nasze atomy miały temperaturę ok. $40 \mu\text{K}$, a więc znacznie niższą od granicy chłodzenia dopplerowskiego, równej $240 \mu\text{K}$. Miały niewystarczającą energię kinetyczną, by dotrzeć do wiązki sondującej, umieszczonej nad melasą. Było to całkiem jasne, lecz ciągle nie byliśmy przekonani do końca. Teoria chłodzenia dopplerowskiego była prosta i przekonująca. W granicy małych natężeń granicę dopplerowską oblicza się w kilku liniach (patrz np. [80]); najbardziej obszerna teoria

chłodzenia atomu dwupoziomowego [96] nie przewiduje, aby granica chłodzenia była choć trochę niższa. Oczywiście każdy wie, że atom sodu nie jest atomem dwupoziomowym, lecz wydawało się mało prawdopodobne, by miało to wiele zmieniać (pomimo naszych spekulacji w pracy [95]). Dla małych natężeń temperatura zależy od odstrojenia lasera i szerokości przejścia. Ponieważ szerokość linii jest jednakowa dla wszystkich przejść składających się na linię sodu D_2 i ponieważ przejście używane do chłodzenia ($3S_{1/2} (F = 2) \rightarrow 3P_{3/2} (F = 3)$) było dobrze oddzielone od przejść sąsiednich, a wszystkie podpoziomy ze-emanowskie były zdegenerowane, wydawało się rozsądne przyjąć, że wielość poziomów nie ma wpływu na wyznaczenie granicy chłodzenia.



Rys. 16. Otrzymane doświadczalnie rozkłady czasów przelotu (punkty) i krzywe obliczone dla temperatur $40 \mu\text{K}$ i $240 \mu\text{K}$ (przewidywanej dolnej granicy chłodzenia dopplerowskiego). Obszar zaciemniony wokół krzywej dla $40 \mu\text{K}$ odpowiada niepewności pomiarów rozmiarów melasy i wiązki sondującej.

Jak się okazało, założenie to było całkowicie błędne. Jednak w owym czasie granica dopplerowska miała silne poparcie teorii i wciąż wahał się ogłosić, że jest ona naruszona w doświadczeniu. Postanowiliśmy więc potwierdzić wyniki naszych doświadczeń innymi metodami pomiaru temperatury. Po pierwsze, ulepszyliśmy opisaną wyżej metodę uwolnienia i ponownego uwięzienia. Znaczna niepewność poprzednich pomiarów [81] pochodziła głównie z niepewności rozmiaru melasy i obszaru ponownego uwięzienia atomów. Rozwiązaliśmy ten problem przez staranne aperturowanie wiązek laserowych, wytwarzających melasę, dzięki czemu obszary melasy i ponownego uwięzienia zostały dobrze określone. Stwierdziliśmy też, że jest istotne, by ana-

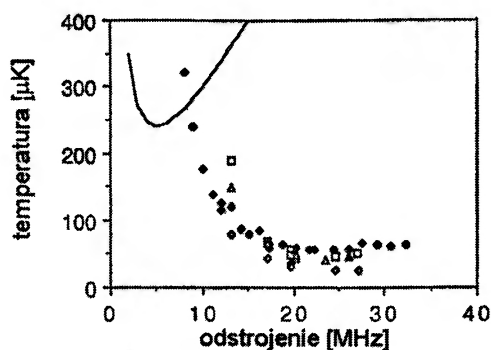
liza pomiaru uwzględniała obecność pola ciężkości (jak to zrobiliśmy uprzednio w przypadku metody czasu przelotu). Ponieważ po uwolnieniu atomy spadają w polu ciężkości, niemożność ich ponownego uwięzienia można interpretować – jeśli zapomni się o grawitacji – jako skutek temperatury wyższej niż rzeczywista.

Inna metoda to „metoda fontanny”, nawiązująca do naszej początkowej niemożności zaobserwowania sygnału czasu przelotu, gdy wiązka sondująca umieszczona była nad melasą. Zmieniając wysokość wiązki sondującej nad melasą możemy zmierzyć wysokość, na jaką wznoszą się atomy, nim zaczną spadać pod wpływem siły ciężkości. W istocie rzeczy mierzymy tu energię kinetyczną atomów przez porównanie jej z energią potencjalną w polu ciężkości, a więc metoda ta opiera się na zupełnie innych podstawach niż metoda czasu przelotu. Wreszcie użyliśmy też „metody prysznica”, w której mierzy się, jak daleko rozbiegają się atomy w płaszczyźnie poziomej w trakcie spadku po uwolnieniu z melasy. W tym celu mierzyliśmy natężenie fluorescencji atomów docierających do rozchodzącej się poziomo wiązki sondującej w różnych miejscach wzdłuż tej wiązki. Z tego poprzecznego rozkładu fluorescencji można wyznaczyć rozkład prędkości poprzecznych, a stąd temperaturę.

Dokładne modelowanie sygnałów uzyskiwanych różnymi metodami pomiaru temperatury było istotnym elementem ustalenia, że temperatury atomów są znacznie niższe od granicy dopplerowskiej. Modelowaniem tym zajmował się głównie Rich Watts, który przyszedł do nas z laboratorium Hala Metcalfa, a pracę doktorską wykonał pod kierunkiem Carla Wiemana. Wcześniej wraz z Wiemanem zapoczątkował użycie laserów diodowych do chłodzenia laserowego. Wraz z Metcalfem po raz pierwszy dokonał chłodzenia laserowego rubidu, pierwiastka, dla którego po raz pierwszy uzyskano kondensację Bosego-Einsteina. Był jednym z pionierów chłodzenia laserowego, a po odbyciu stażu podoktorskiego w naszym zespole kontynuował wybitną karierę naukową w NIST. Rich zmarł w 1996 r. w wieku 39 lat. Bardzo nam go brakuje.

Choć żadna z tych dodatkowych metod nie okazała się równie dokładna jak metoda czasu przelotu (która stała się standardową metodą pomiaru temperatury układów chłodzonych la-

serowo), każda z nich dała wartość temperatury znacznie niższą od granicy dopplerowskiej. Temperatury subdopplerowskie nie były jedynym zaskakującym wynikiem naszych doświadczeń. Zmierzyliśmy również, jak sugerował Paul Lett, temperaturę w funkcji odstrojenia lasera, wytwarzającego melasę, od częstości rezonansu atomowego. Wyniki wraz z przewidywaniami teorii chłodzenia dopplerowskiego przedstawione są na rys. 17. Zależność temperatury od odstrojenia jest uderzająco odmienna od przewidywań teorii chłodzenia dopplerowskiego, co przypomina rozbieżność widoczną na rys. 14. Nasze wstępne badania wskazywały, że temperatura nie zależy od natężenia lasera (choć późniejsze pomiary [80,97,98] wykazały, że temperatura w istocie zależy od natężenia liniowo). Stwierdziliśmy też, że temperatura zależy od polaryzacji wiązek laserowych, wytwarzających melasę, oraz że jest niezwykle czuła na zewnętrzne pole magnetyczne. Gdy laser był odstrojony od rezonansu o 20 MHz, zmiana pola o 0,2 mT zwiększyła temperaturę z 40 do 120 μK (w późniejszych pomiarach [80] stwierdzono nawet większe zmiany). Ta zależność od pola była szczególnie niespodziewana, zważywszy, że przesunięcia zeemanowskie poziomów (ok. 14 MHz/mT) były znacznie mniejsze zarówno od odstrojenia, jak i szerokości przejścia, równej 10 MHz.



Rys. 17. Zależność temperatury melasy od odstrojenia lasera. Punkty pochodzą z doświadczenia, krzywa – z teorii chłodzenia dopplerowskiego. Różnie oznaczone punkty odpowiadają różnym odległościom wiązki sondującej od melasy.

Zebrawszy te wszystkie niezwykle wyniki, wczesną wiosną 1988 r. posłaliśmy wersję próbną artykułu opisującego te doświadczenia [99] do wielu zespołów doświadczalnych i teoretycznych, zajmujących się chłodzeniem laserowym. Ja sam

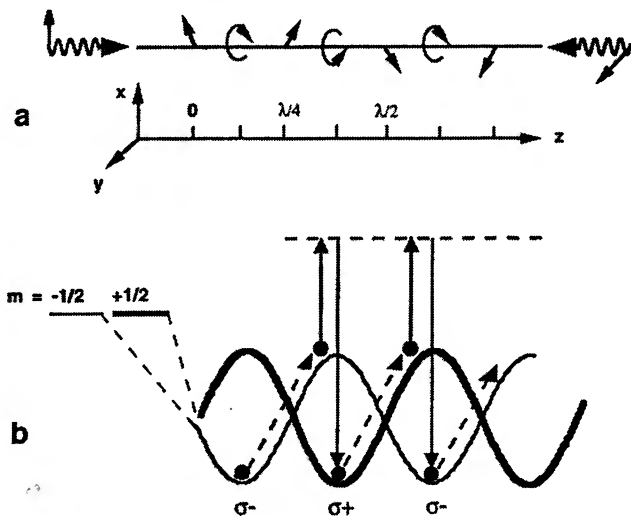
wyprawilem się do kilku czołowych laboratoriów w tej dziedzinie, aby osobiście opisać nasze doświadczenia i przedyskutować ich wyniki. Wielu kolegów było bardzo sceptycznych, co jest zrozumiałe, gdy wziąć pod uwagę, jak zaskakujące były te wyniki. Jednakże w laboratoriach Claude'a Cohena-Tannoudjiego i Steve'a Chu uzyskałem odpowiedź: „Chodźmy do pracowni i zobaczymy, czy to prawda”. W rzeczy samej, wkrótce potwierdzili oni istnienie temperatur subdopplerowskich we własnych doświadczeniach i rozpoczęli prace nad zrozumieniem, jak to jest możliwe, że uzyskuje się tak niskie temperatury. Z prac tych powstał zupełnie nowy obraz procesu chłodzenia laserowego, całkowicie różny od oryginalnych koncepcji Hänscha i Schawlowa oraz Winelanda i Dehmelta.

Wiosną i latem 1988 r. nasz zespół utrzymywał bliski kontakt z Jeanem Dalibardem i Claude'em Cohenem-Tannoudjim w czasie, gdy oni pracowali nad nową teorią chłodzenia optycznego, a my kontynuowaliśmy nasze doświadczenia. Ich rozumowanie koncentrowało się na wielopoziomowym charakterze atomu sodu, gdyż wyprowadzenie granicy dopplerowskiej było ściśle jedynie dla atomu dwupoziomowego. Czułość temperatury na pole magnetyczne i polaryzację wiązek laserowych sugerowała duże znaczenie podpoziomów zeemanowskich, i tak się właśnie okazało. Steve Chu (teraz już w Stanfordzie) i jego współpracownicy szli tym samym tropem, lecz model fizyczny, stworzony przez Dalibarda i Cohena-Tannoudjiego, zdominował obraz chłodzenia laserowego w układach wielopoziomowych. Jego podstawowe składniki to atomy wielopoziomowe, gradienty polaryzacji, przesunięcia świetlne i pompowanie optyczne. Jak to wszystko działa razem i daje w wyniku chłodzenie laserowe, przedstawiono w uproszczonej postaci na rys. 18; zachęcam Czytelnika do przeczytania również wykładów noblowskich Cohena-Tannoudjiego i Chu³ oraz prac szczegółowych [100-103].

Rysunek 18a przedstawia jednowymiarowy układ wiązek przeciwbieżnych o równych natężeniach, spolaryzowanych liniowo w kierunkach prostopadłych do siebie. W wyniku interferencji tych wiązek powstaje fala stojąca, której polaryzacja jest różna w różnych punktach. W miejscach, gdzie drgania wektorów pola elektrycznego obu

³ Wykłady te, w polskim przekładzie, ukazały się w następnych zeszytach *Postępów* (przyp. Red.).

wiązek są zgodne w fazie, polaryzacja wypadkowa jest polaryzacją liniową o kierunku dwusiecznej kąta tworzonego przez wektory polaryzacji obu wiązek. Tam gdzie fazy są w kwadraturze, polaryzacja wypadkowa jest kołowa, a w innych miejscach eliptyczna. Na stan atomu, znajdującego się w obszarze takiej fali stojącej, mają wpływ przesunięcia świetlne i pompowanie optyczne, których łączne działanie daje bardzo korzystny wynik.



Rys. 18. a) Gradient polaryzacji, powstający w wyniku interferencji wiązek przeciwbieżnych o wzajemnie prostopadłej polaryzacji liniowej. b) Przesunięcia różnych podpoziomów zeemanowskich w polu światła o różnej polaryzacji są różne; pompowanie optyczne dąży do umieszczenia atomów na najniższym poziomie energetycznym, lecz ich ruch nieadiabatyyczny daje chłodzenie „syzyfowe”.

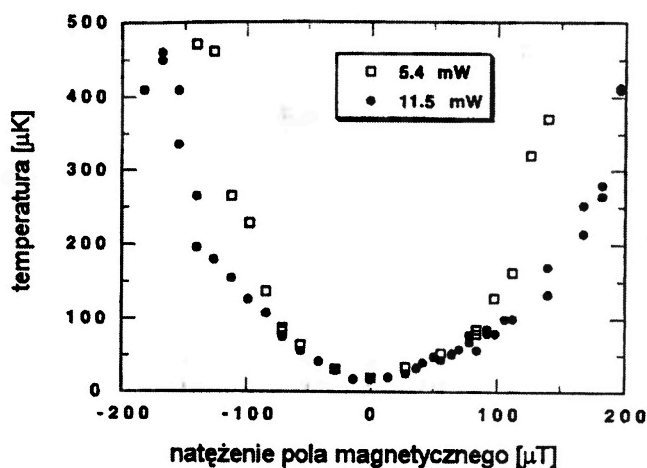
Ponieważ współczynniki Clebscha-Gordana, wyznaczające siłę sprzężenia podpoziomów stanu podstawowego i wzbudzonego atomu, są różne dla różnych podpoziomów, to różne są dla nich również przesunięcia świetlne, które ponadto zależą od polaryzacji (a więc od miejsca w fali stojącej). Rysunek 18b przedstawia sinusoidalną zmienność energii podpoziomów stanu podstawowego (wynikającą ze zmian przesunięć świetlnych, czyli siły dipolowej) dla hipotetycznego układu atomowego o momencie pędu $J_g = 1/2$ w stanie podstawowym, a $J_e = 3/2$ we wzbudzonym. Wyobraźmy sobie teraz, że atom jest w spoczynku w miejscu, gdzie polaryzacja jest kołowa σ^- , jak w punkcie $z = \lambda/8$ na rys. 18a. W wyniku absorpcji światła o ujemnym momencie pędu i reemisji światła, atom zostaje przepompowany do podpoziomu stanu podstawowego

o $m_g = -1/2$, a następnie oscyluje między tym podpoziomem a podpoziomem stanu wzbudzonego o $m_e = -3/2$. Dla niezbyt dużych natężeń i znacznego odstrojenia można pominąć czas, spędzany przez atom w stanie wzbudzonym, i badać jedynie ruch atomu w potencjale stanu podstawowego. W punkcie $z = \lambda/8$ atom znajdujący się w stanie $m_g = -1/2$ jest w stanie o mniejszej energii, jak widać z rys. 18b. Jeśli atom porusza się, wspina się na wzgórze potencjału dla stanu $m_g = -1/2$, lecz gdy zbliża się do szczytu wzgórza w punkcie $z = 3\lambda/8$, polaryzacja światła zmienia się na σ^+ i pompowanie optyczne działa teraz w ten sposób, że atom jest przepompowywany do stanu $m_g = +1/2$. Lecz w stanie $m_g = +1/2$ atom jest znów u podnóża wzgórza i znów musi się wspinać, tracąc energię kinetyczną w trakcie ruchu. To powtarzające się wspinanie na wzgórze przypomina grecki mit o Syzyfie, dlatego proces, w którym atom gwałtownie zwalnia podczas ruchu w gradiencie polaryzacji, nazywa się chłodzeniem syzyfowym. Mechanizm ten i sam termin były znane już wcześniej, gdyż Dalibard i Cohen-Tannoudji rozważali uprzednio inny rodzaj chłodzenia syzyfowego, zachodzący dla atomu dwupoziomowego [104]. W obu rodzajach chłodzenia syzyfowego fotony emitowane mają energię większą od absorbowanych o wartość przesunięcia świetlnego, podczas gdy w przypadku chłodzenia dopplerowskiego ta różnica energii pochodzi od przesunięcia dopplerowskiego.

Szczegóły tej teorii były jeszcze dopracowywane latem 1988 r., gdy nadszedł czas Międzynarodowej Konferencji Fizyki Atomowej, odbywającej się tego roku w Paryżu. Przedstawiono na niej prace na temat doświadczeń z chłodzeniem subdopplerowskim i nowe koncepcje ich interpretacji. Korzystając z okazji odbyłem żywe dyskusje z Dalibardem i Cohenem-Tannoudjim na temat ich nowej teorii. Jednym z wyników tych dyskusji było zrozumienie, dlaczego obserwowaliśmy tak silną zależność temperatury od pola magnetycznego. To, co było ważne, to nie wielkość przesunięcia zeemanowskiego w porównaniu z szerokością linii lub odstrojeniem. Istotne było, że gdy przesunięcie zeemanowskie jest już porównywalne ze znacznie mniejszym przesunięciem świetlnym (równym ok. 1 MHz) i szybkością pompowania optycznego, proces chłodzenia jest zaburzany, gdyż zależy od obu tych zjawisk. Zaproponowaliśmy rozstrzyga-

jące doświadczenie: wpływ pola magnetycznego powinien być mniejszy przy większym natężeniu światła. Z Paryża zatelefonowałem do laboratorium w Gaithersburgu i namawiałem kolegów do wykonania takich pomiarów.

Wyniki spełniły nasze nadzieje. Rysunek 19 przedstawia temperaturę w funkcji natężenia pola magnetycznego dla dwóch różnych wartości natężenia światła. W polach magnetycznych o natężeniu większym od $100 \mu\text{T}$ (1 Gs) temperatura jest niższa dla większego natężenia światła, odwrotnie niż dla zwykłej liniowej zależności temperatury od natężenia światła [80,98]. Uznaliśmy



Rys. 19. Temperatura w funkcji natężenia pola magnetycznego dla trójwymiarowej melasy optycznej. Obserwacja spadku temperatury dla dużych natężeń w silnym polu magnetycznym była jednym z pierwszych potwierdzeń doświadczalnych nowej teorii chłodzenia subdopplerowskiego.

ten wynik za ważne, wczesne potwierdzenie jakościowe poprawności nowej teorii, wykazujące, że w mechanizmie chłodzenia podstawową rolę odgrywają przesunięcia świetlne i podpoziomy magnetyczne. Wraz z Paulem Lettem, Richem Wattsem, Chrisem Westbrookiem oraz nowymi członkami zespołu, Steve'em Rolstonem i Carol Tanner, przeprowadziłem dodatkowe badania właściwości melasy optycznej, dające możliwość jakościowego sprawdzenia przewidywań nowej teorii. W pracy z 1989 r., zatytułowanej „Melasa optyczna” [80], zebraliśmy wyniki tych doświadczeń, konfrontując przewidywania teorii chłodzenia dopplerowskiego i nowej teorii. W tym samym czasie zespół Steve'a Chu także opublikował wyniki dalszych badań [105]. Inne, jeszcze bardziej szczegółowe pomiary, wykonane w Paryżu (gdzie miałem przyjemność spędzić rok aka-

demicki 1989/90), rozwiały resztki wątpliwości co do poprawności nowego modelu chłodzenia laserowego. W doświadczeniach tych ochłodziliśmy atomy cezu do temperatury $2,5 \mu\text{K}$. Był to wspaniały okres, gdy postępy teorii i doświadczenia wspomagały się wzajemnie w dążeniu do lepszego zrozumienia mechanizmów chłodzenia i uzyskania coraz niższych temperatur. Mniej więcej w tym czasie Jan Hall (którego pionierskie prace na temat chłodzenia ze świergotem [31] tak znacznie przyczyniły się do rozwoju dziedziny kilka lat wcześniej) powiedział, że być teraz badaczem chłodzenia laserowego to podobne doznanie, jak żyć w Paryżu w czasach impresjonistów. Niech rys. 20 posłuży za ilustrację tego stwierdzenia.



Rys. 20. Hal Metcalf, Claude Cohen-Tannoudji i autor artykułu na słynnym moście w ogrodzie Moneta w Giverny (ok. 1990 r.).

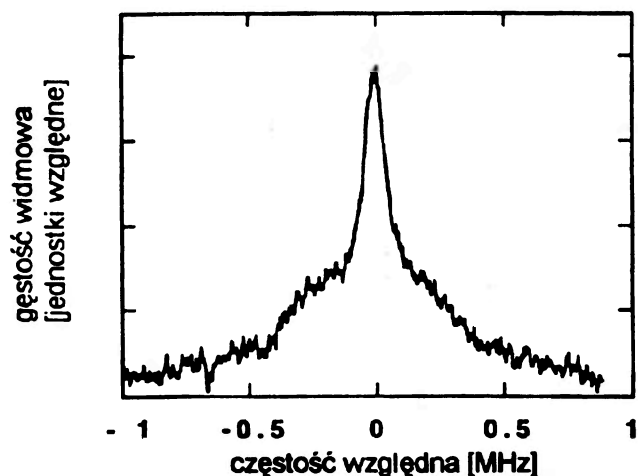
7. Sieci optyczne

W 1989 r. rozpoczęliśmy dla atomów ochłodzonych laserowo pomiary nowego rodzaju, dzięki którym otworzył się przed nami nowy, bardzo

owocny obszar badań. Zawsze nas trochę martwiło, że wszystkie nasze pomiary temperatury dawały informacje o rozkładzie prędkości atomów po ich uwolnieniu z melasy optycznej, i chcieliśmy znaleźć sposób pomiaru temperatury *in situ*. Phil Gould zaproponował pomiar widma światła emitowanego przez atomy w trakcie chłodzenia. Przy ciągłym wzbudzeniu wąską linią o małym natężeniu i dużym odstrojeniu fluorescencja atomów powinna składać się głównie ze światła rozproszonego „sprężysto”, a nie z trypletu Mollowa fluorescencji rezonansowej przy dużym natężeniu [106]. Światło rozproszone sprężysto podlega przesunięciu dopplerowskiemu, pochodzącemu od ruchu atomów, a więc rozszerzenie dopplerowskie jego widma jest miarą temperatury chmury atomów. Widmo jest również zależne od fluktuacji częstości lasera. Ponieważ jednak dla lasera barwnikowego fluktuacje te są względnie powolne, Gould sugerował użycie metody detekcji heterodynowej, która polega na tym, że światło fluorescencji miesza się za pomocą fotodiody ze światłem „generatora lokalnego”, pochodzącym od lasera chłodzącego, w wyniku czego otrzymuje się sygnał dudnień, który nie zależy od fluktuacji częstości lasera.

Doświadczenie nie było łatwe i jego sukces zawdzięczamy głównie umiejętnościom i uporowi Chrisa Westbrooka. Rysunek 21 przedstawia przykład otrzymanego widma [107], którego kształt był dla nas zaskoczeniem. Jego składowa szeroka dobrze pasowała do obrazu, który wytworzyliśmy sobie na podstawie pomiarów temperatury metodą czasu przelotu dla podobnych melas optycznych, lecz wąskie maksimum na środku było niespodzianką. Po odrzuceniu szaleńczych podejrzeń, że np. uzyskaliśmy kondensację Bosego-Einsteina (rozkład prędkości gazu, będącego częściowo kondensatem Bosego, wygląda bardzo podobnie do krzywej na rys. 21), stwierdziliśmy, że odpowiedź jest bardzo prosta – jest to zwężenie Lamba-Dickego [108], obserwowane, gdy atomy są zlokalizowane w obszarze o rozmiarach mniejszych od długości fali światła. Atomy są uwięzione przez siłę dipolową w okresowo rozmieszczonych studniach potencjału, jak na rys. 18b. Wiedzieliśmy zarówno z teorii, jak i z doświadczeń, że energia cieplna atomów jest mniejsza od przesunięć świetlnych, będących źródłem studni potencjału, więc założenie, że atomy zostają w tych studniach

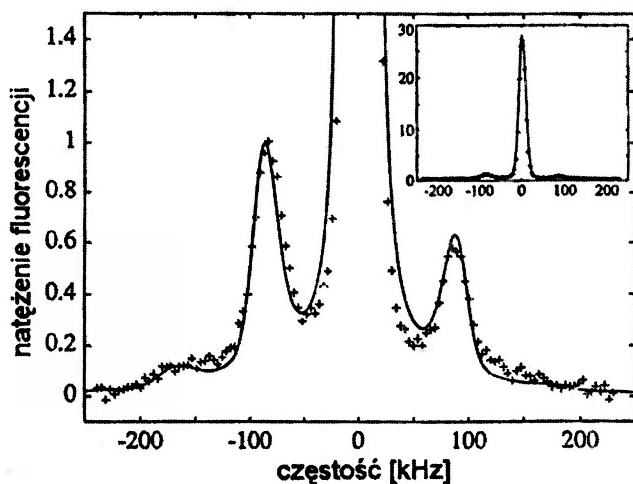
uwięzione, było całkiem uzasadnione. W przypadku ograniczenia ruchu atomów do obszaru o rozmiarach znacznie mniejszych od długości fali światła widmo emitowanego przez nie światła charakteryzuje się zmniejszeniem rozszerzenia dopplerowskiego, co nazywa się zjawiskiem Lamba-Dickego; jest ono optycznym odpowiednikiem zjawiska Mössbauera. Od tego pomiaru [107] rozpoczęło się nasze zainteresowanie tym, co się dziś nazywa sieciami optycznymi, czyli przestrzenne okresowymi strukturami studni potencjału, wytworzonymi w wyniku przesunięć świetlnych, w których atomy mogą być pułapkowane, a więc dobrze zlokalizowane. Jest to również realizacja propozycji Letochowa z 1968 r. [14], by zmniejszyć szerokość dopplerowską przez pułapkowanie atomów w polu fali stojącej.



Rys. 21. Widmo heterodynowe fluorescencji atomów Na znajdujących się w melasie optycznej. Składowa szeroka odpowiada temperaturze $84 \mu\text{K}$, w dobrej zgodności z wartością $87 \mu\text{K}$, zmierzoną metodą czasu przelotu. Składowa wąska jest świadectwem lokalizacji atomów w obszarach o rozmiarach mniejszych od długości fali.

W zespole powiększonym o doktoranta Poula Jessena ulepszyliśmy metodę detekcji heterodynowej i zmierzaliśmy widmo atomów rubidu w jednowymiarowym polu laserowym, takim jak na rys. 18a. Wynik, przedstawiony na rys. 22 [109], wykazuje oprócz centralnego maksimum rozpraszania sprężystego dobrze rozdzielone pasma boczne. Są one odległe od maksimum środkowego o częstość drgań atomu w jednowymiarowych studniach potencjału. Pasma boczne można interpretować jako linie spontanicznego rozpraszania ramanowskiego – stokesowską i antystokesowską. Poszczególne maksima odpowiadają przeje-

ściom, dla których poziomem wyjściowym jest pewien oscylacyjny poziom kwantowy atomu związanego w potencjale optycznym, a poziomem końcowym jest wyższy poziom oscylacyjny (dolne pasmo boczne), ten sam poziom (maksimum rozpraszania sprężystego) lub niższy poziom oscylacyjny (górne pasmo boczne). Przyczyną, dla której we wcześniejszych doświadczeniach dla trójwymiarowej melasy optycznej w układzie o sześciu wiązkach laserowych [107] nie obserwowaliśmy pasm bocznych był – przynajmniej w części – brak stałości fazowej wiązek laserowych [111]. Otrzymaliśmy natomiast widmo zawierające pasma boczne w sieci trójwymiarowej, wytworzonej przez cztery wiązki laserowe [112].



Rys. 22. Widmo światła emitowanego przez atomy Rb znajdujące się w jednowymiarowej sieci optycznej (w całości i w powiększeniu pionowym). Punkty odpowiadają wynikom doświadczenia [109], a krzywa jest wynikiem obliczenia widma z pierwszych zasad [110]. Jedynym parametrem zmiennym obliczeń była szerokość aparaturowa.

Widmo pokazane na rys. 22 zawiera wiele informacji o atomach uwięzionych w studniach potencjału. Wielkość natężenia pasm bocznych w stosunku do natężenia maksimum rozpraszania sprężystego pozwala wyznaczyć stopień lokalizacji, stosunek natężeń obu pasm bocznych jest miarą temperatury, a odstęp pasm bocznych jest związany z głębokością studni potencjału. Podobne, choć pod wieloma względami uzupełniające informacje można otrzymać z widma absorpcji atomów w takiej sieci optycznej, co wykazały doświadczenia przeprowadzone wcześniej w Paryżu [113]. Kształt widma z rys. 22 można wyznaczyć z pierwszych zasad [110], a więc porównanie

pokazanych na rysunku widm doświadczalnych i teoretycznych stanowi najbardziej dokładne potwierdzenie naszej zdolności teoretycznego opisu własności atomów chłodzonych laserowo.

W naszym laboratorium nadal prowadziliśmy badania sieci optycznych, wykorzystując rozprężanie adiabatyczne do uzyskania temperatury zaledwie 700 nK [114], stosując rozprężanie braggowskie do badania dynamiki ruchu atomów [115-118], a także wykonując metodą heterodynową pomiary widm w układach trójwymiarowych [112]. Zespół paryski również wykonał wiele doświadczeń dla sieci optycznych [119-122], podobnie jak kilka innych zespołów z całego świata.

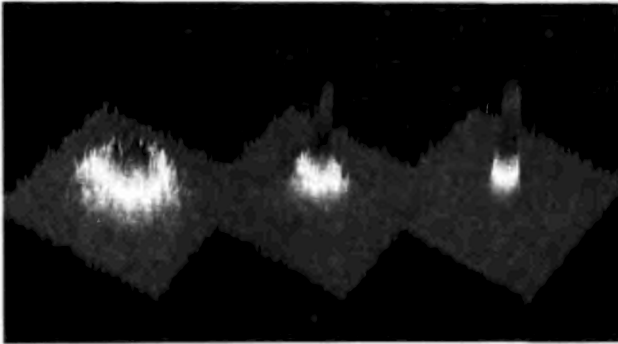
Badania sieci optycznych wykazały, że typowy atom jest bardzo dobrze zlokalizowany w studni potencjału, co sugeruje inny obraz fizyczny niż chłodzenie syzyfowe (rys. 18), w którym atomy przemieszczają się z jednej studni do drugiej. Choć obliczenia numeryczne dla atomów uwięzionych w sieci optycznej dają wyniki doskonale zgodne z doświadczeniem, nie pojawił się dotąd model fizyczny o prostocie i sile przekonywania modelu chłodzenia syzyfowego. Niemniej jednak prostota wyników doświadczalnych pozwala sądzić, że taki model można zbudować, i pozostaje tylko czekać, aż komuś uda się tego dokonać. Prace [123,124] wskazują być może drogę takich poszukiwań.

8. Zakończenie

Opowiedziałem tutaj tylko część historii badań chłodzenia i pułapkowania laserowego w NIST w Gaithersburgu, a nie wspominałem o większości prac, wykonanych w innych laboratoriach na całym świecie. Przedstawiłem obraz rozwoju tych badań widziany z mego osobistego punktu widzenia – doświadczalnika z Gaithersburga. Czytelnik uzyska znacznie pełniejszy ich obraz, zapoznając się także z wykładami noblowskimi Steve'a Chu i Claude'a Cohena-Tannoudjiego. Opisując prace wykonane w naszym laboratorium, starałem się iść szlakiem prowadzącym od spowolnienia i chłodzenia wiązek atomowych [30,35,36,52] przez pułapkowanie magnetyczne [63] i odkrycie chłodzenia subdopplerowskiego [80,99] do początku badań sieci optycznych [107,109]. O niektórych pracach, jak późniejsze badania sieci optycznych przez Steve'a Rol-

stona i badania zderzeń zimnych atomów przez Paula Letta, ledwie wspomniałem, a o innych, jak prace Krisa Helmersona dotyczące szczypczyków optycznych, nie mówiłem wcale.

Chłodzenie i pułapkowanie laserowe wciąż rozwija się bardzo szybko, a szczególnie intensywny jest rozwój ich zastosowań. Są to z jednej strony zastosowania „techniczne”, jak zegary atomowe, interferometry laserowe, litografia atomowa i szczypczyki optyczne, z drugiej – zastosowania „naukowe”, jak badania zderzeń, pomiary niezachowania parzystości w zjawiskach atomowych i kondensacja Bosego-Einsteina. Ta ostatnia jest szczególnie pięknym i fascynującym skutkiem chłodzenia i pułapkowania laserowego. Już po uroczystościach noblowskich 1997 r. nasz zespół dołączył do coraz liczniejszej grupy laboratoriów, w których uzyskano kondensację Bosego-Einsteina, czego dowód przedstawia rys. 23. Większość wymienionych zastosowań była nie do przewidzenia, gdy zaczynano prace nad chłodzeniem laserowym, a wiele z nich nie byłoby możliwych bez nieoczekiwanego odkrycia chłodzenia subdopplerowskiego.



Rys. 23. Jednym z najnowszych zastosowań chłodzenia i pułapkowania laserowego jest kondensacja Bosego-Einsteina w parze atomowej. Na rysunku pokazano serię map dwuwymiarowego rozkładu prędkości w gazie atomów Na w różnych fazach chłodzenia przez parowanie, wskazujących na przejście do stanu BEC. Rozkład prędkości jest najpierw szeroki (po lewej stronie), następnie pojawia się w nim wąskie maksimum kondensacyjne (pośrodku), aż osiągnięty zostaje stan niemal czystego kondensatu (po prawej stronie). Jest to wynik doświadczenia przeprowadzonego w naszym laboratorium w lutym 1998 r. przez zespół w składzie: L. Deng, E. Hagley, K. Helmerson, M. Kozuma, R. Lutwak, Y. Ovchinnikov, S. Rolston, J. Wen oraz autor artykułu. Metoda pomiarowa była podobna do stosowanej w pierwszych obserwacjach BEC, wykonanych dla Rb w laboratorium NIST/JILA w 1995 r. [15].

Do badań chłodzenia i pułapkowania laserowego skłaniało ludzi od początku połączenie na-

dziei na zastosowania praktyczne i czystej ciekawości. Ja sam zaczynając te badania byłem zdecydowany, że moim celem jest zbudowanie lepszych zegarów atomowych. Z drugiej strony, odkrycie chłodzenia subdopplerowskiego wynikało z chęci lepszego zrozumienia podstaw procesu chłodzenia. W końcu jednak bez chłodzenia subdopplerowskiego nie byłoby obecnej generacji zegarów atomowych, wykorzystujących zjawisko fontanny atomowej.

Nie podejmuję się przewidzieć stanu badań chłodzenia i pułapkowania laserowego nawet za kilka lat. Prognozy takie często okazywały się błędne i zwykle były zbyt pesymistyczne. Wierzę jednak mocno, że do postępów – i w dziedzinie zastosowań, i zrozumienia podstaw – najbardziej przyczynią się badania, inspirowane obiema wspomnianymi motywacjami.

Podziękowania

Zawdzięczam bardzo wiele wszystkim badaczom w wielu laboratoriach na całym świecie, którzy tak bardzo przyczynili się do rozwoju dziedziny chłodzenia i pułapkowania laserowego atomów obojętnych. Ich przyjacielskie współzawodnictwo oraz gotowość wymiany poglądów inspirowały mnie i kształciły w stopniu trudnym do przecenienia. Szczególne podziękowania winien jestem badaczom, z którymi miałem zaszczyt pracować w Gaithersburgu: Halowi Metcalfowi, który uczestniczył w doświadczeniach nad chłodzeniem laserowym od samego początku i brał udział w większości prac opisanych w tym artykule; stażystom po doktoracie: Johnowi Prodanowi, Alanowi Migdallowi, Philowi Gouldowi, Chrisowi Westbrookowi i Richowi Wattswowi, których praca doprowadziła nasz zespół do odkrycia chłodzenia subdopplerowskiego, a którzy przenieśli się następnie do innych laboratoriów, gdzie nadal prowadzą ważne badania; Paulowi Lettowi, Steve'owi Rolstonowi i Krisowi Helmersonowi, którzy również odegrali ważną rolę w rozwoju chłodzenia i pułapkowania laserowego w Gaithersburgu i stali się załączkiem obecnego Zespołu Chłodzenia i Pułapkowania Laserowego (i którzy bardzo pomogli mi w przygotowaniu tego artykułu); wszystkim innym stażystom, gościom, doktorantom i studentom, którzy wzbogacili nasze badania. Wszystkim

im jestem bardzo wdzięczny nie tylko za współpracę naukową, lecz i za ich przyjaźń.

Wiem, że Claude Cohen-Tannoudji i Steve Chu uważają, podobnie jak ja, iż tegoroczna Nagroda Nobla w dziedzinie fizyki jest uznaniem dokonania nie tylko nas trzech, lecz również wszystkich innych badaczy w naszej dziedzinie, dzięki którym pułapkowanie i chłodzenie laserowe stało się tak wdzięczną i pasjonującą dyscypliną.

Chciałbym podziękować władzom NIST za zapewnienie mi w przeszłości oraz obecnie atmosfery intelektualnej i środków finansowych, dzięki którym mogłem podjąć badania w nowej dziedzinie i brać udział w jej rozwoju od kilku luźnych koncepcji do dużej gałęzi współczesnej fizyki. Dziękuję też Urzędowi Badań Marynarki USA, który wsparł mnie w kluczowym momencie, gdy wartość moja i moich koncepcji nie była jeszcze znana, i który nadal dostarcza mi nieocenionego wsparcia i zachęty.

Wiele zawdzięczam też innym ludziom: przyjaciółom, rodzinie i nauczycielom. Jestem szczególnie wdzięczny mojej żonie i córkom, które zawsze udzielały mi wsparcia i zachęty oraz stwarzały taką atmosferę emocjonalną i duchową, w której osiągnięcia nabierają wartości. Na koniec dziękuję Bogu za to, że dał nam do badania tak wspaniałą i ciekawy świat, że dał mi satysfakcję dowiedzenia się o nim czegoś nowego, i że pozwolił mi tego dokonać w towarzystwie tak dobrych przyjaciół i kolegów.

Tłumaczył Miroslaw Łukaszewski
Instytut Fizyki PAN
i Szkoła Nauk Ścisłych
Warszawa

Literatura

- [1] A. Ashkin, „Trapping of atoms by resonance radiation pressure”, *Phys. Rev. Lett.* **40**, 729 (1978).
- [2] T. Hänsch, A. Schawlow, „Cooling of gases by laser radiation”, *Opt. Commun.* **13**, 68 (1975).
- [3] D. Wineland, H. Dehmelt, „Proposed $10^{14} \Delta\nu < \nu$ laser fluorescence spectroscopy on Tl^+ mono-ion oscillator III”, *Bull. Am. Phys. Soc.* **20**, 637 (1975).
- [4] D. Wineland, R. Drullinger, F. Walls, „Radiation-pressure cooling of bound resonant absorbers”, *Phys. Rev. Lett.* **40**, 1639 (1978).
- [5] W. Neuhauser, M. Hohenstatt, P. Toschek, H. Dehmelt, „Optical-sideband cooling of visible atom cloud confined in parabolic well”, *Phys. Rev. Lett.* **41**, 233 (1978).
- [6] P. Lebedev, „Untersuchungen über die Druckkräfte des Lichtes”, *Ann. Phys. (Leipzig)* **6**, 433 (1901).
- [7] E.F. Nichols, G.F. Hull, „A preliminary communication on the pressure of heat and light radiation”, *Phys. Rev.* **13**, 307 (1901).
- [8] E.F. Nichols, G.F. Hull, „The pressure due to radiation”, *Phys. Rev.* **17**, 26 (1903).
- [9] R. Frisch, „Experimenteller Nachweis des Einsteinschen Strahlungsrückstosses”, *Z. Phys.* **86**, 42 (1933).
- [10] A. Ashkin, „Atomic-beam deflection by resonance-radiation pressure”, *Phys. Rev. Lett.* **25**, 1321 (1970).
- [11] R. Schieder, H. Walther, L. Wöste, „Atomic beam deflection by the light of a tunable dye laser”, *Opt. Commun.* **5**, 337 (1972).
- [12] J.-L. Picqué, J.-L. Vialle, „Atomic-beam deflection and broadening by recoils due to photon absorption or emission”, *Opt. Commun.* **5**, 402 (1972).
- [13] G.A. Askar'yan, „Effects of the gradient of a strong electromagnetic beam on electrons and atoms”, *Sov. Phys. JETP* **15**, 1088 (1962).
- [14] V. Letokhov, „Narrowing of the Doppler width in a standing light wave”, *Pis'ma Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **7**, 348 (1968).
- [15] M.H. Anderson, J.R. Ensher, M.R. Matthews, C.E. Wieman, E.A. Cornell, „Observation of Bose-Einstein condensation in a dilute atomic vapor below 200 nanokelvin”, *Science* **269**, 198 (1995).
- [16] K.B. Davis, M.-O. Mewes, M.R. Andrews, N.J. van Druten, D.S. Durfee, D.M. Kurn, W. Ketterle, „Bose-Einstein condensation in a gas of sodium atoms”, *Phys. Rev. Lett.* **75**, 3969 (1995).
- [17] W. Nagourney, J. Sandberg, H. Dehmelt, „Shelved optical electron amplifier: observation of quantum jumps”, *Phys. Rev. Lett.* **56**, 2797 (1986).
- [18] T. Sauter, W. Neuhauser, R. Blatt, P. Toschek, „Observation of quantum jumps”, *Phys. Rev. Lett.* **57**, 1696 (1986).
- [19] J.C. Bergquist, R.G. Hulet, W.M. Itano, D.J. Wineland, „Observation of quantum jumps in a single atom”, *Phys. Rev. Lett.* **57**, 1699 (1986).
- [20] C. Monroe, D.M. Meekhof, B.E. King, D.J. Wineland, „A ‘Schrödinger cat’ superposition state of an atom”, *Science* **272**, 1131 (1996).
- [21] C. Monroe, D.M. Meekhof, B.E. King, W.M. Itano, D.J. Wineland, „Demonstration of a fundamental quantum logic gate”, *Phys. Rev. Lett.* **75**, 4714 (1995).
- [22] V.G. Minogin, „Deceleration and monochromatization of atomic beams by radiation pressure”, *Opt. Commun.* **34**, 265 (1980).
- [23] S. Andreev, V. Balykin, V. Letokhov, V. Minogin, „Radiative slowing and reduction of the energy spread of a beam of sodium atoms to 1.5 K in an oppositely directed laser beam”, *Pis'ma Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **34**, 463 (1981).
- [24] V. Letokhov, V. Minogin, B. Pavlik, „Cooling and trapping of atoms and molecules by a resonant laser field”, *Opt. Commun.* **19**, 72 (1976).

- [25] V. Balykin, V. Letokhov, V. Mushin, „Observation of the cooling of free sodium atoms in a resonance laser field with a scanning frequency”, *Pis'ma Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **29**, 614 (1979).
- [26] V. Balykin, „Cyclic interaction of Na atoms with circularly polarized laser radiation”, *Opt. Commun.* **33**, 31 (1980).
- [27] W. Phillips, J. Prodan, H. Metcalf, „Laser cooling of free neutral atoms in an atomic beam”, w: *Laser Spectroscopy VI*, red. H. Weber, W. Luthy (Springer-Verlag, Berlin 1983), s. 162.
- [28] W.D. Phillips, J.V. Prodan, „Chirping the light – fantastic?”, w: *Laser-Cooled and Trapped Atoms*, red. W.D. Phillips (Natl. Bur. Stand., Washington, DC 1983), Spec. Publ. 653, s. 137.
- [29] J.V. Prodan, W.D. Phillips, „Chirping the light – fantastic? Recent NBS atom cooling experiments”, *Prog. Quantum Electron.* **8**, 231 (1984).
- [30] W.D. Phillips, J.V. Prodan, „Cooling atoms with a frequency chirped laser”, w: *Coherence and Quantum Optics V*, red. L. Mandel, E. Wolf (Plenum, New York 1984), s. 15.
- [31] W. Ertmer, R. Blatt, J. Hall, M. Zhu, „Laser manipulation of atomic beam velocities: Demonstration of stopped atoms and velocity reversal”, *Phys. Rev. Lett.* **54**, 996 (1985).
- [32] J. Hoffnagle, „Proposal for continuous white-light cooling of an atom beam”, *Opt. Lett.* **13**, 102 (1988).
- [33] M. Zhu, C.W. Oates, J.L. Hall, „Continuous high-flux monovelocity atomic beam based on a broadband laser-cooling technique”, *Phys. Rev. Lett.* **67**, 46 (1991).
- [34] W.D. Phillips, „Laser cooling, trapping of neutral atoms”, Proposal to the Office of Naval Research from the National Bureau of Standards (1979).
- [35] W. Phillips, H. Metcalf, „Laser deceleration of an atomic beam”, *Phys. Rev. Lett.* **48**, 596 (1982).
- [36] J. Prodan, W. Phillips, H. Metcalf, „Laser production of a very slow monoenergetic atomic beam”, *Phys. Rev. Lett.* **49**, 1149 (1982).
- [37] W.D. Phillips, J.V. Prodan, H.J. Metcalf, „Neutral atomic beam cooling experiments at NBS”, w: *Laser-Cooled and Trapped Atoms*, red. W.D. Phillips (Natl. Bur. Stand., Washington, DC 1983), Spec. Publ. 653, s. 1.
- [38] W.D. Phillips, J.V. Prodan, H.J. Metcalf, „Laser-cooled atomic beams”, w: *Atomic Physics IX*, red. R.S. Van Dyck, E.N. Fortson (World Scientific, Singapore 1984), s. 338.
- [39] W.D. Phillips, J.V. Prodan, H.J. Metcalf, „Neutral atomic beam cooling experiments at NBS”, *Prog. Quant. Electr.* **8**, 119 (1984).
- [40] H. Metcalf, W.D. Phillips, „Laser cooling of atomic beams”, *Comments At. Mol. Phys.* **16**, 79 (1985).
- [41] W.D. Phillips, J. Prodan, H. Metcalf, „Laser cooling and electromagnetic trapping of neutral atoms”, *J. Opt. Soc. Am. B* **2**, 1751 (1985).
- [42] *Laser-Cooled and Trapped Atoms*, red. W.D. Phillips (Natl. Bur. Stand., Washington, DC 1983), Spec. Publ. 653.
- [43] S. Stenholm, „Theoretical foundations of laser spectroscopy”, *Phys. Rep.* **43**, 151 (1978).
- [44] S. Stenholm, „Redistribution of molecular velocities by optical processes”, *Appl. Phys.* **15**, 287 (1978).
- [45] J. Javanainen, S. Stenholm, „Broad band resonant light pressure I: Basic equations”, *Appl. Phys.* **21**, 35 (1980).
- [46] J. Javanainen, S. Stenholm, „Broad band resonant light pressure II: Cooling of gases”, *Appl. Phys.* **21**, 163 (1980).
- [47] J. Javanainen, S. Stenholm, „Laser cooling of trapped particles I: The heavy particle limit”, *Appl. Phys.* **21**, 283 (1980).
- [48] J. Javanainen, S. Stenholm, „Laser cooling of trapped particles II: The fast particle limit”, *Appl. Phys.* **24**, 71 (1981).
- [49] J. Javanainen, S. Stenholm, „Laser cooling of trapped particles III: The Lamb-Dicke limit”, *Appl. Phys.* **24**, 151 (1981).
- [50] S. Stenholm, „Dynamics of trapped particle cooling in the Lamb-Dicke limit”, *J. Opt. Soc. Am. B* **2**, 1743 (1985).
- [51] S. Stenholm, „The semiclassical theory of laser cooling”, *Rev. Mod. Phys.* **58**, 699 (1986).
- [52] J. Prodan, A. Migdall, W.D. Phillips, I. So, H. Metcalf, J. Dalibard, „Stopping atoms with laser light”, *Phys. Rev. Lett.* **54**, 992 (1985).
- [53] C.V. Heer, „A low temperature atomic beam oscillator”, w: *Quantum Electronics*, red. C.H. Townes (Columbia University Press, New York 1960), s. 17.
- [54] V.V. Vladimirkii, „Magnetic mirror, channels and bottles for cold neutrons”, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **39**, 1062 (1960).
- [55] C.V. Heer, „Feasibility of containment of quantum magnetic dipoles”, *Rev. Sci. Instrum.* **34**, 532 (1963).
- [56] R. Vauthier, „Dispositif de focalisation pour particules électriquement neutres”, *C. R. Acad. Sci. (Paris)* **228**, 1113 (1949).
- [57] H. Friedburg, W. Paul, „Optische Abbildung mit neutralen Atomen”, *Naturwissenschaften* **38**, 159 (1951).
- [58] H. Friedburg, „Optische Abbildung mit neutralen Atomen”, *Z. Phys.* **130**, 493 (1951).
- [59] K.-J. Kugler, W. Paul, U. Trinks, „A magnetic storage ring for neutrons”, *Phys. Lett.* **72B**, 422 (1978).
- [60] B. Martin, rozprawa doktorska (Universität Bonn 1975), Report No. Bonn-IR-75-8.
- [61] W. Wing, „On neutral particle trapping in quasistatic electromagnetic fields”, *Prog. Quantum Electron.* **8**, 181 (1984).
- [62] R. Golub, J. Pendlebury, „Ultra-cold neutrons”, *Rep. Prog. Phys.* **42**, 439 (1979).
- [63] A. Migdall, J. Prodan, W. Phillips, T. Bergeman, H. Metcalf, „First observation of magnetically trapped neutral atoms”, *Phys. Rev. Lett.* **54**, 2596 (1985).
- [64] V. Bagnato, G. Lafyatis, A. Martin, E. Raab, R. Ahmad-Bitar, D.E. Pritchard, „Continuous slowing and

- trapping of neutral atoms”, *Phys. Rev. Lett.* **58**, 2194 (1987).
- [65] K. Helmerson, A. Martin, D. Pritchard, „Laser cooling of magnetically trapped neutral atoms”, *J. Opt. Soc. Am. B* **9**, 1988 (1992).
- [66] Y.V. Gott, M.S. Ioffe, V.G. Telkovsky, „Some new results on confining of plasmas in a magnetic trap”, w: *Nuclear Fusion* (International Atomic Energy Agency, Vienna 1962), s. 1045.
- [67] D.E. Pritchard, „Cooling neutral atoms in a magnetic trap for precision spectroscopy”, *Phys. Rev. Lett.* **51**, 1336 (1983).
- [68] T. Bergeman, G. Erez, H.J. Metcalf, „Magnetostatic trapping fields for neutral atoms”, *Phys. Rev. A* **35**, 1535 (1987).
- [69] H.F. Hess, G.P. Kochanski, J.M. Doyle, N. Masuhara, D. Kleppner, T.J. Greytak, „Magnetic trapping of spin-polarized atomic hydrogen”, *Phys. Rev. Lett.* **59**, 672 (1987).
- [70] N. Masuhara, J.M. Doyle, J.C. Sandberg, D. Kleppner, T.J. Greytak, H.F. Hess, G.P. Kochanski, „Evaporative cooling of spin-polarized atomic hydrogen”, *Phys. Rev. Lett.* **61**, 935 (1988).
- [71] R. van Roijen, J.J. Berkhout, S. Jaakkol, J.T.M. Walraven, „Experiments with atomic hydrogen in a magnetic trapping field”, *Phys. Rev. Lett.* **61**, 931 (1988).
- [72] I.D. Setija, H.G.C. Werij, O.J. Luiten, M.W. Reynolds, T.W. Hijmans, J.T.M. Walraven, „Optical cooling of atomic hydrogen in a magnetic trap”, *Phys. Rev. Lett.* **70**, 2257 (1994).
- [73] W. Petrich, M.H. Anderson, J.R. Ensher, E.A. Cornell, „Stable, tightly confining magnetic trap for evaporative cooling of neutral atoms”, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 3352 (1995).
- [74] K.B. Davis, M.-O. Mewes, M.A. Joffe, M.R. Andrews, W. Ketterle, „Evaporative cooling of sodium atoms”, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 5202 (1995).
- [75] J. Bjorkholm, R. Freeman, A. Ashkin, D. Pearson, „Observation of focusing of neutral atoms by the dipole forces of resonance-radiation pressure”, *Phys. Rev. Lett.* **41**, 1361 (1978).
- [76] W.D. Phillips, „Laser cooling and trapping of neutral atoms”, w: *Laser Manipulation of Atoms and Ions (Proceedings of the International School of Physics "Enrico Fermi", Course CXVIII)*, red. E. Arimondo, W. Phillips, F. Strumia (North-Holland, Amsterdam 1992), s. 289.
- [77] V.S. Letokhov, V.G. Minogin, B.D. Pavlik, „Cooling and capture of atoms and molecules by a resonant light field”, *Sov. Phys. JETP* **45**, 698 (1977).
- [78] D. Wineland, W. Itano, „Laser cooling of atoms”, *Phys. Rev. A* **20**, 1521 (1979).
- [79] J. Javanainen, „Light-pressure cooling of trapped ions in three dimensions”, *Appl. Phys.* **23**, 175 (1980).
- [80] P.D. Lett, W.D. Phillips, S.L. Rolston, C.E. Tanner, R.N. Watts, C.I. Westbrook, „Optical molasses”, *J. Opt. Soc. Am. B* **6**, 2084 (1989).
- [81] S. Chu, L. Hollberg, J. Bjorkholm, A. Cable, A. Ashkin, „Three-dimensional viscous confinement and cooling of atoms by resonance radiation pressure”, *Phys. Rev. Lett.* **55**, 48 (1985).
- [82] S. Chu, informacja prywatna (1997).
- [83] E. Raab, M. Prentiss, A. Cable, S. Chu, D. Pritchard, „Trapping of neutral sodium atoms with radiation pressure”, *Phys. Rev. Lett.* **59**, 2631 (1987).
- [84] C. Monroe, W. Swann, H. Robinson, C. Wieman, „Very cold trapped atoms in a vapor cell”, *Phys. Rev. Lett.* **65**, 1571 (1990).
- [85] A. Cable, M. Prentiss, N.P. Bigelow, „Observations of sodium atoms in a magnetic molasses trap loaded by a continuous uncooled source”, *Opt. Lett.* **15**, 507 (1990).
- [86] P.L. Gould, P.D. Lett, P.S. Julienne, W.D. Phillips, H.R. Thorsheim, J. Weiner, „Observation of associative ionization of ultracold laser-trapped sodium atoms”, *Phys. Rev. Lett.* **60**, 788 (1988).
- [87] S. Chu, J. Bjorkholm, A. Ashkin, A. Cable, „Experimental observation of optically trapped atoms”, *Phys. Rev. Lett.* **57**, 314 (1986).
- [88] P.D. Lett, P.S. Jessen, W.D. Phillips, S.L. Rolston, C.I. Westbrook, P.L. Gould, „Laser modification of ultracold collisions: Experiment”, *Phys. Rev. Lett.* **67**, 2139 (1991).
- [89] P.D. Lett, K. Helmerson, W.D. Phillips, L.P. Ratliff, S.L. Rolston, M.E. Wagshul, „Spectroscopy of Na₂ by photoassociation of ultracold Na”, *Phys. Rev. Lett.* **71**, 2200 (1993).
- [90] L.P. Ratliff, M.E. Wagshul, P.D. Lett, S.L. Rolston, W.D. Phillips, „Photoassociative spectroscopy of 1g, 0_u⁺ and 0_g⁻ states of Na₂”, *J. Chem. Phys.* **101**, 2638 (1994).
- [91] P.D. Lett, P.S. Julienne, W.D. Phillips, „Photoassociative spectroscopy of laser-cooled atoms”, *Annu. Rev. Phys. Chem.* **46**, 423 (1995).
- [92] K. Jones, P. Julienne, P. Lett, W. Phillips, E. Tiesinga, C. Williams, „Measurement of the atomic Na(3P) lifetime and of retardation in the interaction between two atoms bound in a molecule”, *Europhys. Lett.* **35**, 85 (1996).
- [93] E. Tiesinga, C.J. Williams, P.S. Julienne, K.M. Jones, P.D. Lett, W.D. Phillips, „A spectroscopic determination of scattering lengths for sodium atom collisions”, *J. Res. Natl. Inst. Stand. Technol.* **101**, 505 (1996).
- [94] M. Walhout, U. Sterr, C. Orzel, M. Hoogerland, S.L. Rolston, „Optical control of ultracold collisions in metastable xenon”, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 506 (1995).
- [95] P.L. Gould, P.D. Lett, W.D. Phillips, „New measurements with optical molasses”, w: *Laser Spectroscopy VIII*, red. W. Persson, S. Svanberg (Springer-Verlag, Berlin 1987), s. 64.
- [96] J.P. Gordon, A. Ashkin, „Motion of atoms in a radiation field”, *Phys. Rev. A* **21**, 1606 (1980).
- [97] W.D. Phillips, C.I. Westbrook, P.D. Lett, R.N. Watts, P.L. Gould, H.J. Metcalf, „Observation of atoms la-

- ser-cooled below the Doppler limit”, w: *Atomic Physics 11*, red. S. Haroche, J.C. Gay, G. Grynberg (World Scientific, Singapore 1989), s. 633.
- [98] C. Salomon, J. Dalibard, W.D. Phillips, A. Clairon, S. Guellati, „Laser cooling of cesium atoms below 3 microkelvin”, *Europhys. Lett.* **12**, 683 (1990).
- [99] P.D. Lett, R.N. Watts, C.I. Westbrook, W.D. Phillips, P.L. Gould, H.J. Metcalf, „Observation of atoms laser cooled below the Doppler limit”, *Phys. Rev. Lett.* **61**, 169 (1988).
- [100] J. Dalibard, C. Cohen-Tannoudji, „Laser cooling below the Doppler limit by polarization gradients: simple theoretical models”, *J. Opt. Soc. Am. B* **6**, 2023 (1989).
- [101] P.J. Ungar, D.S. Weiss, E. Riis, S. Chu, „Optical molasses and multilevel atoms: theory”, *J. Opt. Soc. Am. B* **6**, 2058 (1989).
- [102] C. Cohen-Tannoudji, W.D. Phillips, *Phys. Today* **43** (10), 33 (1990).
- [103] C. Cohen-Tannoudji, „Atomic motion in laser light”, w: *Fundamental Systems in Quantum Optics*, red. J. Dalibard, J.-M. Raimond, J. Zinn-Justin (North-Holland, Amsterdam 1992), s. 1.
- [104] J. Dalibard, C. Cohen-Tannoudji, „Dressed-atom approach to atomic motion in laser light: the dipole force revisited”, *J. Opt. Soc. Am. B* **2**, 1707 (1985).
- [105] D.S. Weiss, E. Riis, Y. Shevy, P.J. Ungar, S. Chu, „Optical molasses and multilevel atoms: experiment”, *J. Opt. Soc. Am. B* **6**, 2072 (1989).
- [106] B.R. Mollow, „Power spectrum of light scattered by two-level systems”, *Phys. Rev.* **188**, 1969 (1969).
- [107] C.I. Westbrook, R.N. Watts, C.E. Tanner, S.L. Rolston, W.D. Phillips, P.D. Lett, P.L. Gould, „Localization of atoms in a three dimensional standing wave of light”, *Phys. Rev. Lett.* **65**, 33 (1990).
- [108] R.H. Dicke, „The effect of collisions upon the Doppler width of spectral lines”, *Phys. Rev.* **89**, 472 (1953).
- [109] P.S. Jessen, C. Gerz, P.D. Lett, W.D. Phillips, S.L. Rolston, R.J.C. Spreeuw, C.I. Westbrook, „Observation of quantized motion of Rb atoms in an optical field”, *Phys. Rev. Lett.* **69**, 49 (1992).
- [110] P. Marte, R. Dum, R. Taieb, P. Lett, P. Zoller, „Wave function calculation of the fluorescence spectrum of 1-D optical molasses”, *Phys. Rev. Lett.* **71**, 1335 (1993).
- [111] G. Grynberg, B. Lounis, P. Verkerk, J.-Y. Courtois, C. Salomon, „Quantized motion of cold cesium atoms in two- and three-dimensional optical potentials”, *Phys. Rev. Lett.* **70**, 2249 (1993).
- [112] M. Gatzke, G. Birkel, P.S. Jessen, A. Kastberg, S.L. Rolston, W.D. Phillips, „Temperature and localization of atoms in 3D optical lattices”, *Phys. Rev. A* **55**, R3987 (1997).
- [113] P. Verkerk, B. Lounis, C. Salomon, C. Cohen-Tannoudji, J.-Y. Courtois, G. Grynberg, „Dynamics and spatial order of cold cesium atoms in a periodic optical potential”, *Phys. Rev. Lett.* **68**, 3861 (1992).
- [114] A. Kastberg, W.D. Phillips, S.L. Rolston, R.J.C. Spreeuw, P.S. Jessen, „Adiabatic cooling of cesium to 700 nK in an optical lattice”, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 1542 (1995).
- [115] G. Birkel, M. Gatzke, I.H. Deutsch, S.L. Rolston, W.D. Phillips, „Bragg scattering from atoms in optical lattices”, *Phys. Rev. Lett.* **75**, 2823 (1995).
- [116] G. Raithel, G. Birkel, A. Kastberg, W.D. Phillips, S.L. Rolston, „Cooling and localization dynamics in optical lattices”, *Phys. Rev. Lett.* **78**, 630 (1997).
- [117] G. Raithel, G. Birkel, W.D. Phillips, S.L. Rolston, „Compression and parametric driving of atoms in optical lattices”, *Phys. Rev. Lett.* **78**, 2928 (1997).
- [118] W.D. Phillips, „Quantum motion of atoms confined in an optical lattice”, *Mater. Sci. Eng. B* **48**, 13 (1997).
- [119] B. Lounis, P. Verkerk, J.-Y. Courtois, C. Salomon, G. Grynberg, „Quantized atomic motion in 1D cesium molasses with magnetic field”, *Europhys. Lett.* **21**, 13 (1993).
- [120] D.R. Meacher, D. Boiron, H. Metcalf, C. Salomon, G. Grynberg, „Method for velocimetry of cold atoms”, *Phys. Rev. A* **50**, R1992 (1994).
- [121] P. Verkerk, D.R. Meacher, A.B. Coates, J.-Y. Courtois, S. Guibal, B. Lounis, C. Salomon, G. Grynberg, „Designing optical lattices: an investigation with cesium atoms”, *Europhys. Lett.* **26**, 171 (1994).
- [122] D.R. Meacher, S. Guibal, C. Mennerat, J.-Y. Courtois, K.I. Pestas, G. Grynberg, „Paramagnetism in a cesium lattice”, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 1958 (1995).
- [123] Y. Castin, rozprawa doktorska (Ecole Normale Supérieure 1992), rozdz. IV-3-e.
- [124] Y. Castin, K. Berg-Sorensen, J. Dalibard, K. Mølmer, „Two-dimensional Sisyphus cooling”, *Phys. Rev. A* **50**, 5092 (1994).
- [125] K. Helmerson, R. Kishore, W.D. Phillips, H.H. Weetall, „Optical tweezers-based immunosensor detects femtomolar concentration of antigens”, *Clin. Chem.* **43**, 379 (1997).
- [126] M. Mammen, K. Helmerson, R. Kishore, S.-K. Choi, W.D. Phillips, G.M. Whitesides, „Optically controlled collisions of biological objects to evaluate potent polyvalent inhibitors of virus-cell adhesion”, *Chemistry and Biology* **3**, 757 (1996).

Kolor rusza w pole*

Frank Wilczek

School of Natural Sciences, Institute for Advanced Study, Princeton, New Jersey, USA

Colour takes the field

Abstract: The phenomenon of colour coherence is described, together with its role of a sort of antenna for detecting the colour field.

Czasami odkrycia w fizyce przychodzą jako nagle objawienia: istnienie nowego rodzaju cząstki elementarnej lub nowej fazy materii. Ale czasem głębokie wyniki nabierają kształtu stopniowo, pojawiając się najpierw jako sugestywne, ale nie jedyne interpretacje ograniczonych danych, stając się w pełni uświadomionymi dopiero gdy są rozpoznane w różnych kontekstach i opisane ilościowo. Zjawisko spójności kolorowej należy do tego drugiego rodzaju. Jego obserwacja [1,2] jest bardzo niezwykłym wynikiem, pokazującym w dramatyczny sposób jedność i moc przewidywania fundamentalnych teorii fizycznych, choć odsłaniało się ono przed nami tak stopniowo, że pozostało prawie nie zauważone.

Dla wprowadzenia przypomnę w skrócie bliskie analogie między elektrodynamiką kwantową (QED) i chromodynamiką kwantową (QCD), teorią „silnego” oddziaływania, wiążącego w całość jądra atomowe i rządzącego większością oddziaływań cząstek przy wysokich energiach. Obie teorie opierają się na idei, że obecność i ruch ładunków wpływają na pole. W QED pole elektromagnetyczne reaguje na ładunki elektryczne. W QCD bardziej złożony układ ośmiu różnych pól reaguje na obecność i ruch trzech różnych rodzajów ładunków, niezbyt trafnie nazwanych kolorami („czerwony”, „zielony” i „niebieski”). Chociaż matematyka QCD jest bardziej zawiła, a więc dla miłośników bardziej symetryczna, piękna i porywająca

niż w przypadku QED, podstawowe oddziaływania postulowane przez te dwie teorie cechuje głębokie podobieństwo.

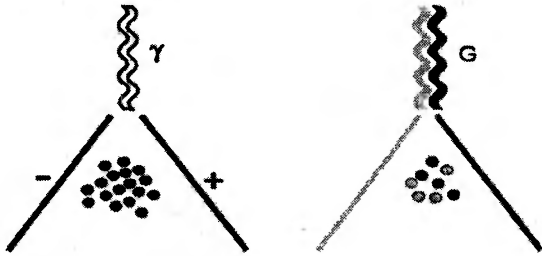
Elektrony i pozytony niosą przeciwny ładunek elektryczny, zaś kwarki i antykwarki są ich odpowiednikami z punktu widzenia koloru. Fotony są nośnikami pola elektromagnetycznego QED; ich analogami w QCD jest osiem „kolorowych” gluonów. Gluony obserwuje się obecnie na co dzień jako pojedyncze obiekty, a ich sygnałem są pęki wysokoenergetycznych cząstek, które za sobą pozostawiają. Przy tych bliskich analogiach jest jedna zasadnicza różnica między QED i QCD, która jest odpowiedzialna za ich bardzo odmienną dynamikę: o ile foton jest obojętny elektrycznie, to gluony same już niosą ładunek kolorowy (rys. 1).

Duszą QED jest pole elektromagnetyczne. Gdy Faraday i Maxwell zaproponowali istnienie tego pola, współcześni im ludzie uznali je za twór bardzo abstrakcyjny i tajemniczy. Ale gdy wynaleziono anteny reagujące na każdą jego zmianę, pole elektromagnetyczne stało się niezaprzeczalnie realne i prawie namacalne.

Czy można skonstruować antenę, reagującą na pola kolorowe silnych oddziaływań? Nie można tego zrobić bezpośrednio, gdyż w grę wchodzi śmiesznie małe długości fal – poniżej 10^{-14} cm, znacznie mniejsze niż te, które odpowiadają promieniowaniu rentgenowskiemu, a nawet zwykłym

* Artykuł, opublikowany w *Nature* 390, 659 (1997), został przetłumaczony za zgodą Autora i Wydawcy [Translated with permission. Copyright ©1997 by Macmillan Magazines Ltd.] (przyp. Red.).

promieniom γ . Na szczęście spójność kolorowa otwiera nam pośrednią drogę do celu.



Rys. 1. Dodawanie kolorów. Te dwa typy przypadków z trzema pękami powstają w anihilacji elektronów i pozytonów. Gdy parze kwark-antykwarik towarzyszy foton (γ), wówczas kwark i antykwark mają równy i przeciwny co do znaku ładunek kolorowy (np. „czerwony”, reprezentowany na rysunku przez czerń). Gdy natomiast mamy gluon (G), to kwark i antykwark mają różne, ale nie przeciwnego znaku, ładunki kolorowe (drugi kolor – „zielony” lub „niebieski” – jest pokazany jako szary). Spójnie wzmocnione pole kolorowe w pierwszym przypadku tworzy znacznie więcej cząstek niż niespójne pola w drugim.

Podam teraz przykład spójności kolorowej, który robi szczególne wrażenie, gdyż pozwala przeciwstawić sobie fotony i gluony.

Gdy elektron o wysokiej energii i jego antycząstka, pozyton, anihilują ze sobą, na ogół pojawiają się dwie wąskie wiązki cząstek – pęki, produkowane przez krótkożyciową parę kwark-antykwarik. Z tyłu zostają też jakieś powolne cząstki. Liczba tych cząstek, produkowanych w danym czasie i miejscu, jest miarą siły pola kolorowego, podobnie jak reakcja anteny jest miarą siły pola elektromagnetycznego. Krotność cząstek jest z grubsza proporcjonalna do energii pola, która rośnie jak kwadrat jego natężenia. Tak więc, te powolne cząstki stanowią szczególny rodzaj anteny – dość prymitywnej, ale jedynej, jeśli chodzi o czułość na niezwykle krótkofalowe pole kolorowe, już gotowej i bardzo taniej.

Użyto tej anteny do rozróżnienia pól spójnych i niespójnych, które powstają w dwóch rzadkich przypadkach zderzenia e^+e^- . W ok. 10% przypadków istnieje trzeci pęk, zawierający kilka cząstek silnie oddziałujących. Ten trzeci pęk sygnalizuje wypromieniowanie kolorowego gluonu. Jeszcze rzadziej, w mniej niż 1% przypadków, kwarkowi i antykwarkowi towarzyszy foton o wysokiej energii (rys. 1). Ponieważ badano miliony przypadków anihilacji elektron-pozyton, mamy na szczęście do analizy wiele przykładów obydwu rzadkich typów.

Ładunek kolorowy, tak jak ładunek elektryczny, jest zachowany. Ponieważ pierwotny elektron i pozyton mają zerowy ładunek kolorowy, ładunki kolorowe produktów anihilacji muszą w sumie dać zero. Gdy kwarkowi i antykwarkowi towarzyszy foton, ich ładunki kolorowe muszą być równe i przeciwnego znaku, gdyż foton jest obojętny kolorowo. Ładunek dodatni (powiedzmy, czerwony) tworzy czerwone pole kolorowe, które jest skierowane od niego na zewnątrz, a pole ujemnego ładunku czerwonego jest skierowane ku źródłu. W obszarze pomiędzy kwarkami te dwa wkłady się wzmacniają – pola są spójne. Ale gdy kwarkowi i antykwarkowi towarzyszy gluon, ich ładunki kolorowe są na ogół zupełnie innych typów, a nie równe i przeciwnego znaku, i pola między nimi się nie wzmacniają.

QCD przewiduje zatem, że więcej cząstek zostaje wyprodukowanych między pękami kwarkowym i antykwarkowym, gdy towarzyszy im foton, niż wtedy, gdy towarzyszy im pęk gluonowy. Taki właśnie efekt się obserwuje. Cząstek jest dwa razy więcej, co zgadza się całkiem dobrze ze ścisłymi rachunkami teoretycznymi [3].

Inne, bardziej złożone skutki spójności kolorowej są obserwowane w innych typach przypadków. Na przykład w zderzeniach cząstek innych niż elektrony i pozytony – np. kwarków i antykwarków [4] lub kwarków i elektronów – pola kolorowe początkowych cząstek mogą wzmacniać lub znosić pola kolorowe cząstek powstających.

W miarę jak rysują się te prawidłowości, pola kolorowe stają się coraz bardziej namacalnym aspektem rzeczywistości. Zgromadzone ostatnio rozstrzygające wyniki, pochodzące z bogactwa rozmaitych eksperymentów, sprawiają, że nadszedł czas, by ogłosić tryumf.

Tłumaczyła *Magdalena Staszal*
Instytut Fizyki Doświadczalnej UW
Warszawa

Literatura

- [1] W. Bartel i in., *Z. Physik C* **21**, 37 (1983).
- [2] The ALEPH collaboration, *Phys. Rep.* **24**, 1 (1998).
- [3] V. Khoze, W. Ochs, *Int. J. Mod. Phys. A* **12**, 2949 (1997).
- [4] B. Abbot i in., preprint hep-ex/9706012 (xxx.lanl.gov).

Krakowska pułapka magnetoptyczna

Jerzy Zachorowski, Tadeusz Pałasz, Wojciech Gawlik

Instytut Fizyki im. Mariana Smoluchowskiego, Uniwersytet Jagielloński, Kraków

Magneto-optical trap in Cracow

Abstract: We describe a magneto-optical trap for neutral atoms which has recently been constructed in our laboratory. A difference between traps for charged and neutral particles is outlined. Some construction details and the main experimental difficulties are presented and physical objectives are briefly discussed.

1. Wstęp

Osiąganie najniższych temperatur stanowiło od dawna wyzwanie dla fizyków. W zależności od rodzaju próbki (składu, stanu skupienia, wielkości itd.) stosowane były różne metody i osiągnięto różne temperatury. W Polsce prace z niskimi temperaturami mają znakomitą tradycję, sięgającą doświadczeń ze skraplaniem gazów, prowadzonych przez Zygmunta Wróblewskiego i Karola Olszewskiego na Uniwersytecie Jagiellońskim.

Przez wiele lat najniższe temperatury (rzędu 1 mK) osiągnęto w próbkach ferromagnetyków metodą przemagnesowania adiabatycznego. Podobnie jak w wielu innych dziedzinach, także i w zakresie osiągnięcia niskich temperatur odkrycie laserów i ich rozwój (zwłaszcza laserów przestrajalnych) otworzyły zupełnie nowe możliwości. Punktem wyjścia była możliwość selektywnego oddziaływania światła laserowego (przez dostrojenie go do określonej linii widmowej) nie tylko z atomami określonego pierwiastka, ale jeszcze dodatkowo wybranie atomów poruszających się z określonymi prędkościami przez umiejętne wykorzystanie zjawiska Dopplera. Zaowocowało to z jednej strony rewolucją w spektroskopii przez rozwój tzw. metod bezdopplerowskich (Nagroda

Nobla dla Arthura Schawlowa i Nicolaasa Bloembergena w 1981 r. [1]), a z drugiej strony zrozumieniem mechanicznych efektów oddziaływania światła na atomy i stworzeniem możliwości wpływania na ruch atomów przez wywieranie na nie tzw. sił optycznych. W szczególności dzięki siłom optycznym możliwe stało się ochłodzenie gazu atomowego do rekordowo niskich temperatur rzędu 1 nK.

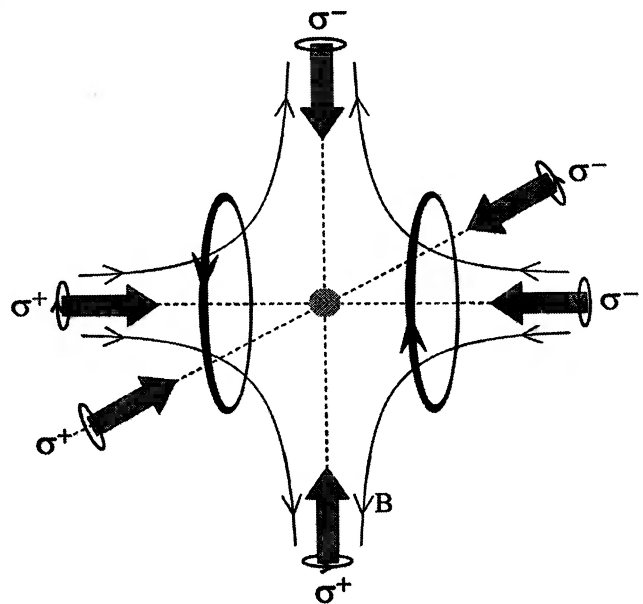
Badania optycznie ochłodzonych atomów rozwinęły się lawinowo, a ich główni pionierzy: Steven Chu, Claude Cohen-Tannoudji i William Phillips zostali w 1997 r. laureatami Nagrody Nobla. Ponieważ w *Postęпах Fizyki* ukażą się teksty ich wykładów noblowskich z dokładnym opisem zasad chłodzenia i pułapkowania optycznego (jeden już w tym zeszycie na s. 310 – przyp. Red.), zamiast omawiania podstaw działania pułapek atomowych ograniczymy się tu jedynie do wyjaśnienia różnic pomiędzy pułapkami dla neutralnych atomów a znanymi już wcześniej pułapkami jonowymi, za których opracowanie Wolfgang Paul i Hans Dehmelt otrzymali w 1989 r. Nagrodę Nobla [2] (w Polsce pierwszą pułapkę jonową zbudował i stosuje do spektroskopii atomowej zespół prof. Jerzego Dembczyńskiego z Politechniki Poznańskiej).

Różnice te są rzeczywiście ogromne, jako że zupełnie inna jest natura sił elektrostatycznych działających na cząstki naładowane niż sił optycznych wykorzystywanych do pułapkowania atomów obojętnych elektrycznie. Po pierwsze, potencjał pułapki jonowej jest na tyle głęboki, że do uwięzienia jonów nie jest konieczne ich ochładzanie. Co więcej, pułapki takie lokalizując jony nie zmieniają w istotny sposób ich początkowych rozkładów prędkości, w szczególności nie oziębiają jonów (ściślej biorąc zmienia się jednak charakter ruchu uwięzionych jonów – a więc i ich rozkłady prędkości – przez pojawienie się regularnych oscylacji i rotacji). Oczywiście, ponieważ jony także oddziałują rezonansowo z promieniowaniem świetlnym, istnieją metody chłodzenia laserowego, które mogą być (i są!) z powodzeniem stosowane w pułapkach jonowych. Po drugie, w pułapkach jonowych łatwe jest uwięzienie pojedynczych cząstek, a także otrzymywanie „kryształów” złożonych z kilku zaledwie jonów.

Pułapki atomowe mogą wykorzystywać albo siły magnetyczne (takie pułapki są jednak bardzo płytkie), albo siły optyczne (ciśnienie światła) – znacznie słabsze od elektrostatycznych, pozwalające za to na jednoczesne ochładzanie atomów. Możliwe jest też zbudowanie pułapki wykorzystującej siły dipolowe (zależne od gradientu pola elektrycznego), np. takiej pułapki, w której uwięzienie schłodzonych wcześniej innym sposobem atomów następuje w ognisku silnej wiązki laserowej. W rezultacie pułapki atomowe są stosowane głównie do pracy z gęstymi i zimnymi obłokami gazu.

Wśród narzędzi używanych w doświadczeniach z zimnymi atomami znaczące miejsce zajmuje pułapka magnetoptyczna, często określana skrótem MOT (od ang. Magneto-Optical Trap). Pułapka taka to trójwymiarowy układ tzw. melasy optycznej, czyli trzy pary przeciwbieżnych wiązek laserowych skierowanych w trzech prostopadłych kierunkach i o częstotliwości światła dobranej poniżej częstotliwości przejścia atomowego, tak aby mogły one ochładzać atomy. Dla osiągnięcia przestrzennego lokalizowania atomów, umieszcza się je dodatkowo w niejednorodnym polu magnetycznym, które powoduje rozszczepienie podpoziomów magnetycznych zależne od położenia, a wiązki laserowe odpowiednio polaryzuje (rys. 1). W ten sposób każde przesunięcie atomu

ze środka pułapki w dowolnym kierunku powoduje, że tylko jeden z podpoziomów magnetycznych zbliża się do rezonansu z promieniowaniem laserowym jednej z przeciwbieżnych wiązek, tak że efekt ciśnienia światła od tej jednej wiązki spycha atom z powrotem ku środkowi pułapki. Oprócz tej lokalizacji działa wciąż mechanizm chłodzący. Należy zwrócić uwagę na to, że siły powodujące pułapkowanie pochodzą od ciśnienia promieniowania, a nie są to siły magnetyczne. Oddziaływania magnetyczne ograniczają się tylko do sterowania prawdopodobieństwem absorpcji zależnym od położenia poprzez efekt Zeemana.



Rys. 1. Schemat układu wiązek laserowych (szare strzałki z zaznaczonymi polaryzacjami kołowymi) i pola magnetycznego (cienkie, ciągłe krzywe przedstawiają linie pola kwadrupolowego) w pułapce magnetoptycznej.

Miło nam donieść, że pułapka magnetoptyczna dla atomów rubidu działa od czerwca 1998 r. w Instytucie Fizyki Uniwersytetu Jagiellońskiego. Została ona zbudowana w naszym zespole w ramach grantu KBN 2P03B113-10.

2. Budowa pułapki

2.1. Układ laserowy

Do chłodzenia i pułapkowania atomów konieczne są lasery o przestrajalnej długości fali. Najczęściej stosowane są lasery barwnikowe i półprzewodnikowe. Ponieważ chcieliśmy pracować z zimnymi atomami rubidu, których przejścia rezonansowe mają długość fali osiąganą przez ma-

sowo produkowane lasery diodowe, zdecydowaliśmy się na ich zastosowanie w naszej pułapce. Lasery takie są łatwo przestrajalne przez regulację natężenia prądu diody i temperatury złącza, ponadto są tanie (ok. 100 USD) i wygodne. Na ogół emitują jednak promieniowanie w zbyt szerokim zakresie widmowym. Aby zawęzić linię laserową i poprawić własności przestrajania, diody laserowe wyposaża się w zewnętrzny rezonator optyczny. Tak właśnie zrobiliśmy z naszymi laserami, które dzięki tym zabiegom osiągnęły szerokość widmową poniżej 1 MHz, tzn. znacznie poniżej naturalnej szerokości linii przejścia atomowego. Laser działający z takim sprzężeniem zwrotnym jest niestety dość słaby (w naszym przypadku moc spadła z 20 do ok. 5 mW) i na ogół nie pozwala na utworzenie trzech wiązek pułapkujących o dostatecznie dużym przekroju poprzecznym (im większa średnica wiązek, tym większa objętość gazu atomowego jest dostępna do ochładzania, a więc większa liczba atomów, które możemy umieścić w pułapce). Układ lasera chłodzącego składa się zatem zwykle z generatora laserowego o niewielkiej mocy, emitującego wąską linię, precyzyjnie dostrajanego i stabilizowanego do częstości atomowej, oraz ze wzmacniacza, czyli drugiego, silniejszego lasera diodowego. Sam wzmacniacz emituje szeroką linię, ale gdy padnie nań światło z wąskopasmowego generatora, wymuszana jest w nim akcja laserowa o częstości i szerokości widmowej światła takiej, jak w laserze wymuszającym. W naszej pułapce zastosowaliśmy taki właśnie zestaw generatora oraz wzmacniacza i uzyskaliśmy moc ok. 40 mW, co w zupełności wystarczyło do pracy pułapki z wiązkami o średnicy ok. 10 mm.

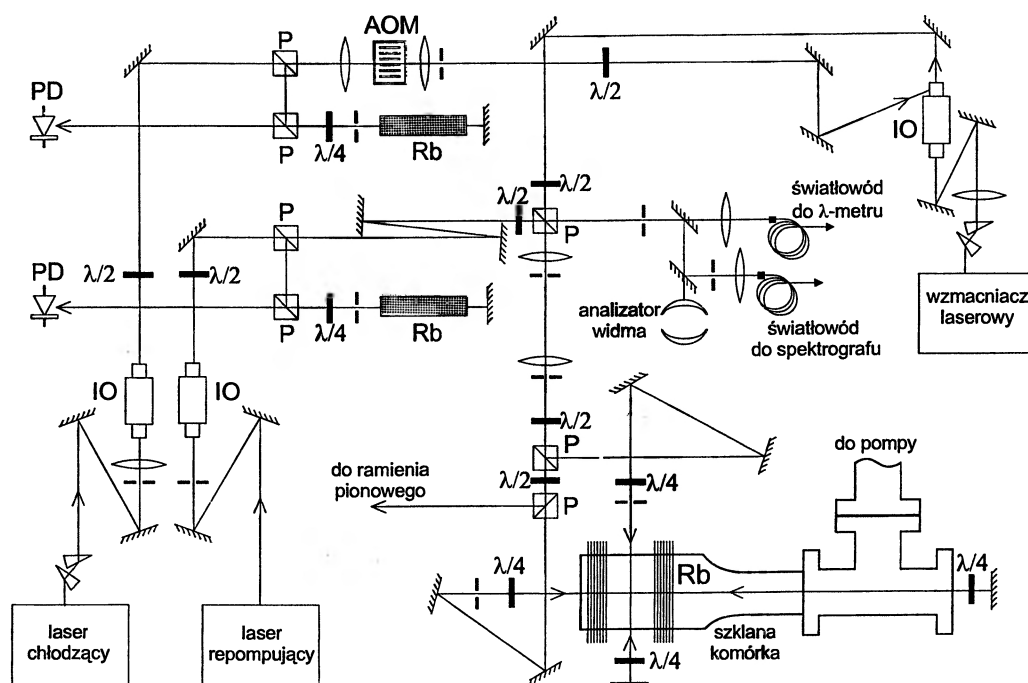
Ponieważ podczas ochładzania atomów musi zajść bardzo wiele (rzędu 10^4) cykli absorpcja-emisja, to musimy także zadbać o to, aby w tym czasie nie zachodziło zmniejszanie liczby ochładzanych atomów przez ich przepompowanie do innego, nie absorbującego stanu. Takie niebezpieczeństwo istnieje dla atomów alkalicznych, gdzie stan podstawowy ma dwa znacznie od siebie oddalone podpoziomy struktury nadsubtelnej, do których możliwa jest emisja spontaniczna ze stanu wzbudzonego. Konieczne zatem jest stosowanie jeszcze jednego lasera, tzw. lasera repompującego, który atomy przepompowane optycznie do nie absorbującego stanu nadsubtelnego przywraca

do dalszego chłodzenia. Ten laser nie musi być ani bardzo monochromatyczny, ani intensywny, a więc może być zwykłą diodą laserową bez specjalnych sprzężeń ani wzmacniaczy.

Osobnym problemem jest zapewnienie właściwej częstości lasera chłodzącego (dostrojenie do składowej nadsubtelnej $F_g = 3 \rightarrow F_e = 4$ linii D_2 rubidu). W naszym doświadczeniu dostrajamy zgrubnie lasery posługując się spektrografem siatkowym i tzw. λ -metrem, pozostaje jeszcze bardzo precyzyjne dopasowanie się do wybranej składowej nadsubtelnej. Dobrze znane są metody stabilizacji częstości laserowej do częstości przejścia atomowego np. w standardowym układzie spektroskopii nasyceniowej [3], co pozwala na osiągnięcie dokładności nie ograniczonej przez rozszerzenie dopplerowskie. Trudnością, z jaką ma się do czynienia w pułapce optycznej, jest to, że wymagana częstość lasera chłodzącego nie jest dokładnie częstością przejścia atomowego, lecz musi być od niego odstrojona o kilka naturalnych szerokości przejścia (np. dla linii D_2 rubidu: 3×6 MHz). Dla takiej częstości nie występują jednak żadne wyraźne struktury widm atomowych, do których można by dostroić laser w standardowy sposób. Rozwiązanie tej trudności polega na stabilizacji częstości lasera do wyraźnego rezonansu w widmie nasyceniowym (w naszym przypadku odległego o 92 MHz od częstości właściwego przejścia). Następnie wykorzystujemy modulator akustooptyczny, który przesuwaa częstość lasera o zadaną częstość modulacji (74 MHz) i w ten sposób umożliwia osiągnięcie właściwego odstrojenia lasera chłodzącego.

2.2. Komora próżniowa

Do napełniania pułapki stosowane są dwie strategie: albo w miejscu pułapki tworzymy bardzo wysoką próżnię, a atomy dostarczamy w postaci skolimowanej wiązki, albo godzimy się z obecnością par atomów w komorze i pułapka wychwytuje najwolniejsze atomy z całego ich rozkładu termicznego. Rozwiązanie pierwsze zapewnia mniejsze zaburzenie pułapki przez zderzenia z szybkimi atomami gazu resztkowego, ale wymaga bardziej skomplikowanego układu: wiązki atomowej, różnicowo pompowanej komory próżniowej, systemu spowalniania atomów w wiązce itd. Zdecydowaliśmy się na drugie z opisanych rozwiązań, które jest prostsze eksperymentalnie,



Rys. 2. Schemat układu optycznego do wytworzenia pułapki magnetooptrycznej. IO oznacza izolator optyczny, PD fotodiode, AOM modulator akustooptyczny, P polaryzacyjny dzielnik wiązki, czarne prostokąty oznaczają płytki fazowe pół- i ćwierćfalowe, zaś szare prostokąty – komórki z parami rubidu.

bo wymaga tylko jednej komory próżniowej. Jej główną częścią jest prostopadłościenna kuweta szklana o wymiarach $3 \times 3 \times 5$ cm. Ta szklana komórka jest połączona z metalową aparaturą ultrawysokiej próżni z małą pompą jonową. Stosując tylko jedną komórkę musimy liczyć się z obecnością w niej szybkich atomów, które mogą się zderzać z pułapkowanymi atomami i wybijać je z pułapki, co nieco zmniejsza wydajność pułapkowania. Pracując z jedną komórką regulujemy ciśnienie par pułapkowanych atomów przez zmianę temperatury komory lub przez odpowiednie pompowanie i dopuszczanie atomów ze zbiornika.

2.3. Pole magnetyczne i wiązki pułapkujące

Pole magnetyczne pułapki magnetooptrycznej ma konfigurację kwadrupolową i jest wytwarzane przez dwie cewki, w których prąd płynie w przeciwnych kierunkach, jak zaznaczono na rys. 1. Układ taki wytwarza w środku komórki pole magnetyczne, którego natężenie jest równe zero w środku i liniowo zmienia się w każdym kierunku. Nasze cewki mają średnicę 5 cm i przy prądzie o natężeniu 2 A wytwarzają gradient rzędu 10 Gs/cm.

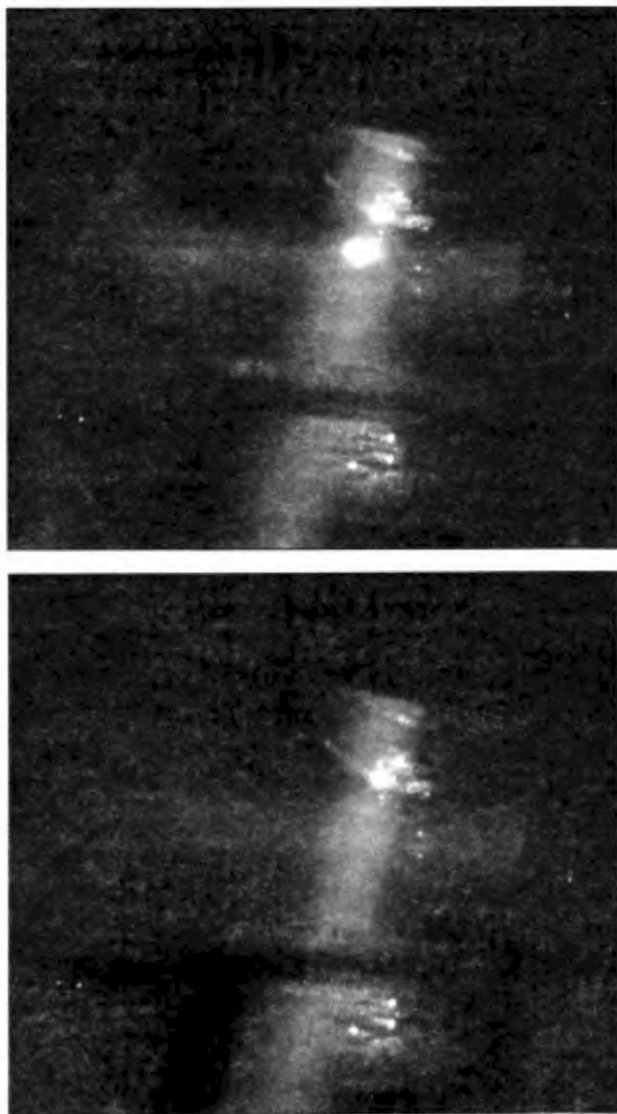
Wiązka wychodząca ze wzmacniacza laserowego oraz wiązka repompująca nakładane są na

siebie z dobrą dokładnością, rozszerzane przez układ teleskopowy i następnie dzielone na trzy wiązki pułapkujące, rozchodzące się w trzech prostopadłych kierunkach. Musimy przy tym zapewnić równowagę mocy w trzech ramionach oraz wytworzyć w każdej z trzech wiązek polaryzację kołową. Po przejściu przez komórkę wiązki są odbijane dokładnie przeciwnie, a dodatkowa płytką ćwierćfalowa zapewnia odpowiednią zmianę polaryzacji na taką, jaka jest zaznaczona na rys. 1. Schemat całego układu optycznego naszej pułapki przedstawia rys. 2. Dokładniejszy opis układu laserowego i całej pułapki mamy zamiar wkrótce opublikować w *Optica Applicata*.

2.4. Obserwacja uwięzionych atomów

Atomy uwięzione w pułapce są poddane ciągłemu wzbudzeniu przez światło laserowe i dlatego wciąż reemitują promieniowanie fluorescencji rezonansowej. Dzięki temu można je łatwo obserwować. W przypadku atomów rubidu, z którymi pracujemy, wymaga to jednak zastosowania detektorów oraz przetworników bliskiej podczerwieni (780 nm). Bardzo spektakularnym efektem jest pojawianie się chmury zimnych atomów, gdy włączamy niejednorodne, pułapkujące pole magnetyczne. Bez tego pola w objętości wyznaczonej

przez przecięcie trzech wiązek w komórce zachodzi chłodzenie laserowe tworzące melasę optyczną. Jeśli początkowa koncentracja atomów jest nie zbyt duża, fluorescencja melasy jest zbyt słaba, aby można ją było rejestrować, i atomów tych nie widać. Środek pułapki jest więc ciemny. Po ich lokalizacji i zwiększeniu koncentracji za pośrednictwem niejednorodnego pola magnetycznego, pojawia się bardzo wyraźne, jasne świecenie atomów w środku pułapki (rys. 3).



Rys. 3. Obraz z kamery obserwującej pułapkę magnetoptyczną przy włączonym (u góry) i wyłączonym (u dołu) polu magnetycznym – w pierwszym przypadku widoczna świecąca chmura spułapkowanych atomów, w drugim tylko odbicia wiązek laserowych w komórce. Warunki są dobrane tak, aby widoczna też była fluorescencja od przecinających się wiązek laserowych.

Ten efekt Czytelnicy mogą obserwować za pośrednictwem Internetu, odwiedzając stronę <http://silly.if.uj.edu.pl/mot>.

Badając dokładnie zależności czasowe świecenia chmury przy włączaniu i wyłączaniu pułapki, można określić różne parametry pułapki.

3. Parametry pułapki

Pułapka magnetoptyczna pozwala na zgromadzenie ok. $10^6 - 10^8$ atomów przy wielkości chmury rzędu ułamka milimetra – rozmiar zależy od wielkości gradientu pola magnetycznego, natężenia wiązek laserowych i liczby zgromadzonych atomów. Gęstości atomów uwięzionych w takiej pułapce są ograniczone do ok. 10^{11} cm^{-3} , przy czym ograniczenie to wynika z samej natury sił w pułapce, a nie z oddziaływań międzyatomowych tego typu, co w fazie stałej. Przy takiej gęstości chmura atomów w pułapce przestaje mianowicie być ośrodkiem optycznie rzadkim, światło wiązek chłodzących jest silnie osłabiane przy przejściu przez nią, co więcej, znaczące staje się światło rozproszone przez atomy i prawdopodobieństwo jego reabsorpcji. Mamy więc, oprócz mechanizmu skupiania atomów w pułapce, mechanizm odpychania międzyatomowego, a ich bilans wyznacza ostateczną gęstość atomową.

Typowa temperatura atomów osiągnięta w pułapce jest rzędu ułamka milikelwina. Ograniczenie to wynika ze statystycznego charakteru procesu chłodzenia, w którym wprawdzie średnia prędkość atomowa zmierza do zera, ale dyspersja rozkładu prędkości rośnie. Dokładne pomiary temperatury atomów rubidu uwięzionych w naszej pułapce są dopiero przed nami. Z samej zasady działania pułapki magnetoptycznej wynika jednak, że jeśli widoczna jest chmura spułapkowanych atomów, ich temperatura jest nie większa niż tzw. temperatura dopplerowska rzędu $100 \mu\text{K}$.

4. Podsumowanie

Zasada działania pułapki magnetoptycznej jest stosunkowo prosta, a jej koszt (szacujemy koszt aparatury na ok. 150 000 zł) niższy niż wielu zaawansowanych urządzeń współczesnej fizyki, można więc zapytać, dlaczego nie pojawiła się ona w Polsce wcześniej. Otóż jej zbudowanie wcale nie było banalnym przedsięwzięciem; postaramy się wymienić trudności, jakie wydają się nam najistotniejsze. I tak, konieczne są dwa,

a w praktyce trzy lub cztery lasery (jeśli chce się mieć jeszcze niezależną wiązkę światła do detekcji). Wprawdzie diody laserowe są niedrogie, ale muszą one współpracować ze stabilnymi zasilaczami i być utrzymywane w temperaturze ustalonej z dokładnością rzędu 0,01 K. Ponadto budowa (stabilnego, ale przestrajalnego) zewnętrznego rezonatora wymaga nie byle jakich umiejętności z zakresu technik laserowych. Stabilizacja częstości lasera do linii atomowej wymaga z kolei znacznej biegułości w zakresie laserowej spektroskopii wysokiej zdolności rozdzielczej i stworzenia układu elektronicznego o bardzo niskich szumach. Zastosowanie modulatorów akustooptycznych do precyzyjnego ustalenia częstości lasera pociąga za sobą konieczność opanowania techniki częstości radiowych (ok. 100 MHz) i to przy mocach do 1 W. Dalej, do stworzenia pułapki konieczne jest nałożenie wiązek z tych laserów, a następnie ich rozdzielenie na sześć wiązek laserowych o bardzo dokładnie określonych parametrach natężenia, polaryzacji, profilu przestrzennego. Zmusza to do użycia ogromnej liczby elementów optycznych (patrz schemat aparatury na rys. 2) i to koniecznie wysokiej jakości. Do tego trzeba jeszcze dodać aparaturę próżniową ultra-wysokiej próżni i komputerowe sterowanie niektórymi parametrami eksperymentu.

W sumie więc o sukcesie przedsięwzięcia decydował nie tyle brak ograniczeń finansowych, bo te oczywiście istnieją i są znaczące, ale w większym stopniu umiejętności i zgromadzone doświadczenie z bardzo wielu dziedzin fizyki i spektroskopii laserowej. W Zakładzie Optyki Atomowej IF UJ od dłuższego czasu systematycznie zajmowano się

siłami optycznymi i w ramach współpracy z różnymi ośrodkami zagranicznymi pracowano z pułapkami atomowymi. Zdobyte w ten sposób doświadczenie doprowadziło do uruchomienia pierwszej w Polsce pułapki magnetoptycznej.

Nasze plany pracy z zimnymi, uwięzionymi atomami przewidują – po określeniu ich podstawowych własności, a zwłaszcza temperatury – badanie zjawisk nieliniowych i kolektywnych. Chcielibyśmy m.in. wykorzystać fakt, że w pułapce zimne atomy mają bardzo niewielkie prędkości (i w związku z tym zaniedbywalne dopplerowskie rozszerzenie linii widmowych) i prawie się nie zderzają. W takich warunkach powinny być widoczne bardzo subtelne efekty oddziaływania uwięzionych atomów ze światłem, a także kolektywnego oddziaływania pomiędzy atomami. Chcemy także zbadać, czy możliwe jest osiągnięcie w pułapce większej gęstości niż to wynika z opisanego wcześniej ograniczenia, poprzez odpowiednie modyfikowanie kształtu linii absorpcji i emisji dla atomów, chcemy wreszcie badać kolektywne zachowanie chmury atomowej związane z periodycznymi modulacjami potencjału pułapki.

Literatura

- [1] A. Schawlow, *Postępy Fizyki* 34, 245 (1983); N. Bloembergen, *Postępy Fizyki* 34, 385 (1983).
- [2] H. Dehmelt, *Postępy Fizyki* 42, 489 (1991); W. Paul, *Postępy Fizyki* 42, 503 (1991).
- [3] W.S. Letochow, W.P. Czebotajew, *Nieliniowa spektroskopia laserowa* (PWN, Warszawa 1982); W. Demtröder, *Spektroskopia laserowa* (PWN, Warszawa 1993).

V Polska Konferencja Wzrostu Kryształów

Polskie Towarzystwo Wzrostu Kryształów istnieje od 1991 r., tj. od czasu gdy odbyła się pierwsza Polska Konferencja Wzrostu Kryształów (PCCG-I) w Częstochowie. Pierwszym Prezesem Towarzystwa została prof. Anna Pajęczkowska, wybrana w czasie PCCG-I. Wybrano wówczas również prezesa-elekta, którym został prof. Stanisław Hodorowicz. Dwie następne Konferencje odbyły się w Warszawie. W 1993 r. prezesem Towarzystwa został prof. Hodorowicz, a prezesem-elektem prof. Marian A. Herman. Konferencja PCCG-IV odbyła się w Krakowie w 1995 r., prezesem Towarzystwa został prof. M.A. Herman, a prezesem-elektem prof. Keshra Sangwal.

Tym razem był to już mały jubileusz – piąta konferencja, która odbyła się w pięknym polskim Nałęczowie w dniach 10 – 13 maja 1998 r. Obowiązującym językiem był angielski, ze względu na dużą liczbę uczestników zagranicznych (dodam tu, że część z nich jest nawet członkami PTWK). Konferencja została zorganizowana przez Instytut Fizyki oraz Katedrę Inżynierii Materiałowej Politechniki Lubelskiej. Głównym organizatorem był prof. Keshra Sangwal, rozpoczynający kadencję prezes PTWK.

Konferencja odbyła się w Centrum Szkoleniowo-Wypoczynkowym „Energetyk”, i trzeba tu przyznać organizatorom, że nieczęsto się zdarza mieszkać w hotelu tej klasy (w każdym pokoju czajnik z filiżankami i herbatą).

Pierwszy wykład, zwany wykładem im. prof. Jana Czochralskiego, wygłosił prof. W. Piekarczyk (IF PAN, Warszawa). Był to wykład poświęcony otrzymywaniu cienkich warstw diamentu za pomocą metody CVD (Chemical Vapour Deposition). Wygłoszone też zostały dwa wykłady opisujące wykorzystanie metody Czochralskiego do otrzymywania kryształów krzemu w przemyśle (A. Bukowski, Cemat Silicon S.A., Warszawa) oraz do otrzymywania monokryształów związków $A^{III}B^V$ (A. Hruban, Instytut Technologii Materiałów Elektronicznych, Warszawa). Spośród 20 wykładów wygłoszonych na zaproszenie, 12 miało autorów zagranicznych. Tematyka była bardzo zróżnicowana, począwszy od otrzymywania cienkich warstw półprzewodników (M.A. Herman, Instytut Technologii Próźniowej i IF PAN, Warszawa) i kryształów tlenkowych (H.A. Dabkowska, Hamilton, Kanada; K. Polgár, Budapeszt, Węgry) aż do zagadnień kryształów organicznych (Y. Ando, Nagoya, Japonia; Ch. Kloc, Bell Laboratories, USA) oraz epitaksjalnego wzrostu sławnych w świecie chemii organicznej w ostatnich latach fullerenów (H. Sitter, T.N. Manh, Linz, Austria). Nie zabrakło też wykładu o otrzymywaniu pod wysokim ciśnieniem kryształu azotku galu GaN, kryształu budzącego ostat-

nio ogólne zainteresowanie (S. Krukowski, Unipress, Warszawa). Dość obszernie była reprezentowana tematyka dotycząca wzrostu epitaksjalnego (Z.R. Żytkiewicz, IF PAN, Warszawa, T. Boeck, Berlin, Niemcy). Kilka wykładów dotyczyło charakteryzacji kryształów transmisyjną mikroskopią elektronową (W. Neumann, Berlin, Niemcy) oraz cienkich warstw konwencjonalną metodą rentgenowską (S. Gali, Barcelona, Hiszpania), topografią rentgenowską (H. Klapper, Bonn, Niemcy) i metodami spektroskopowymi (A. Watterich, Budapeszt, Węgry). Dowiedzieliśmy się również, jak otrzymywać kryształy metodą bezkontaktową (K. Graszka, IF PAN, Warszawa). Słuchacze mogli obejrzeć na własne oczy ampułę z kryształem w środku, nie dotykającym ścianek. Aby dopełnić różnorodności tematyki dodam jeszcze, że był też wykład poświęcony zastosowaniu ciekłych kryształów w medycynie (S.J. Kłosowicz, WAT, Warszawa).

Trzeciego dnia konferencji odbyła się sesja plakatowa, poprowadzona na pięknym tarasie hotelowym, a że pogoda dopisała wyjątkowo, było to bardzo przyjemne spotkanie i toczyły się tak żywe dyskusje, że organizatorom trudno było zagonić towarzystwo na wystawną kolację, którą podano po sesji plakatowej.

Konferencja była połączona z zebraniem wyborczymi poszczególnych sekcji PTWK, które odbyły się pierwszego dnia wieczorem, oraz z generalnym zebraniem całego Polskiego Towarzystwa Wzrostu Kryształów, na którym odbyły się wybory prezesa-elekta oraz członków zarządu PTWK. Prezesem został prof. Keshra Sangwal (Politechnika Lubelska), trzy lata temu wybrany na prezesa-elekta, natomiast nowym prezesem-elektem została prof. Anna Pajęczkowska (ITME, Warszawa). Został też poprawiony statut PTWK oraz odbyło się głosowanie, w wyniku którego nadano PTWK imię Jana Czochralskiego. Na zebraniu był również obecny dyrektor ITME, dr Z. Łuczyński, który złożył deklarację materialnej pomocy dla PTWK oraz zgody na zlokalizowanie stałego sekretariatu PTWK przy ITME.

Uczestnicy konferencji otrzymali materiały zawierające streszczenia wykładów, komunikatów oraz plakatów. Wykłady konferencyjne będą opublikowane w specjalnym numerze niemieckiego czasopisma *Crystal Research and Technology* pod redakcją prof. K. Sangwala. Trzeba przyznać, że organizacja była bardzo dobra. I miejmy nadzieję, że następne konferencje będą równie udane.

Dorota Pawlak

Instytut Technologii Materiałów Elektronicznych
oraz Wydział Chemii UW
Warszawa

I Europejska Konferencja „Od skali Plancka do skali elektrostałej” w Kazimierzu Dolnym

Ośrodki fizyki teoretycznej wielkich energii z Bonn, CERN-u, Oksfordu, Padwy, Paryża, Pizy, Triestu (ICTP i SISSA) i Warszawy zainicjowały nową serię corocznych konferencji „Od skali Plancka do skali elektrostałej”. Celem tych konferencji ma być wzmocnienie więzów naukowych między grupami o podobnym profilu badawczym, którego dominującą składową są badania fenomenologiczne nad teoriami wykraczającymi poza Model Standardowy.

Pierwsza konferencja z tej serii odbyła się w dniach 24 – 30 maja 1998 r. w Domu Architekta w Kazimierzu Dolnym. Spotkanie to było zarazem kontynuacją trzech Warszawskich Spotkań Roboczych „Fizyka od skali Plancka do skali elektrostałej”, jakie odbyły się w latach 1994–97. Tematyka konferencji uwzględniała najnowsze wyniki doświadczalne, formalizm i fenomenologię modeli supersymetrycznych ze szczególnym uwzględnieniem minimalnego supersymetrycznego Modelu Standardowego, problemy naruszenia supersymetrii i niezachowania parzystości R, fenomenologiczne aspekty teorii M (tj. pewnego uogólnienia teorii strun), problemy wielu generacji i niezachowania CP oraz związki fizyki cząstek elementarnych i kosmologii.

Model Standardowy po raz kolejny został potwierdzony przez najnowsze dane z HERY, LEP2 i Tevatronu. Na początku 1997 r. grupy doświadczalne pracujące przy akceleratorze HERA w DESY w Hamburgu podały informacje o zaobserwowaniu nadwyżki, w porównaniu do przewidywań Modelu Standardowego, przypadków oddziaływań pozytonów z protonami przy bardzo dużych przekazach pędu $Q^2 \approx 10\,000 \text{ (GeV}/c)^2$. Jednym z proponowanych wyjaśnień tych przypadków mogłoby być mechanizm produkcji skwarków (tj. supersymetrycznych partnerów kwarków) w modelu supersymetrycznym z naruszoną parzystością R. Nadzieje na odkrycie odstępstw od Modelu Standardowego oddziaływań fundamentalnych nie zostały jednak potwierdzone przez dane doświadczalne zebrane w ciągu 1997 r. Te anomalne przypadki z HERY okazały się fluktuacjami statystycznymi, podobnie jak wcześniejsze doniesienia o odstępstwie zmierzonej szerokości cząstkowej bozonu Z w kanale rozpadu na kwarki powabne, czy też wyniki pomiarów kąta Weinberga. Przegląd najnowszych danych doświadczalnych wykazał bardzo dobrą zgodność z przewidywaniami Modelu Standardowego, przy czym z globalnej analizy wszystkich danych doświadczalnych wynika, że masa bozonu Higgsa, ostatniej brakującej cząstki w ramach tego modelu, powinna wynosić ok. $100 \text{ GeV}/c^2$.

Model Standardowy oddziaływań elektrostałych i silnych nie jest jednak uważany za teorię fundamentalną. Fizycy dyskutują wiele możliwości rozszerzenia tego modelu: nowe oddziaływania cechowania, nowe fermiony, substruktura czy też supersymetria. Z teoretycznego punktu widzenia supersymetria jest jedyną spójną ma-

tematycznie teorią o dużej mocy przewidywania, zgodną z obecnymi danymi doświadczalnymi. Idea supersymetrii jest bardzo atrakcyjna, gdyż dotyka tak różnych problemów, jak rozszerzenie grupy Lorentza, rozwiązanie problemu istnienia dwóch skal w modelu standardowym: skali naruszenia symetrii cechowania oddziaływań elektrostałych $v = 246 \text{ GeV}/c^2$ i skali Plancka $m_{\text{Pl}} = 2 \times 10^{19} \text{ GeV}/c^2$, odpowiadającej unifikacji stałych sprzężenia i włączeniu grawitacji do teorii cząstek elementarnych. Z tego też powodu cała część teoretyczna konferencji poświęcona była dyskusji różnych aspektów supersymetrii, sposobów jej naruszenia i próbie skonstruowania teorii M obejmującej wszystkie rodzaje oddziaływań i będącej zwieńczeniem wysiłków teoretyków.

Zgodność doświadczeń z przewidywaniami Modelu Standardowego nie wyklucza możliwości wykrycia niektórych cząstek supersymetrycznych przy użyciu urządzeń już istniejących czy też obecnie budowanych. Na konferencji przedstawione zostały nowe dolne granice doświadczalne mas cząstek supersymetrycznych. Wartość masy bozonu Higgsa, wynikająca z dopasowania danych doświadczalnych, jest zgodna z przewidywaniem modelu supersymetrycznego, w którym lżejszy z neutralnych bozonów Higgsa musi mieć masę poniżej $130 \text{ GeV}/c^2$. Na konferencji szeroko dyskutowano możliwości wykrycia bozonów Higgsa w LEP2 i przy użyciu budowanych akceleratorów e^+e^- i pp. Dotychczasowy brak sygnału produkcji cząstek Higgsa w LEP2 wyklucza już punkt kwazistały w podczerwieni (małe wartości parametru $\tan \beta$) w przypadku minimalnego mieszania w sektorze skwarków.

W kontekście poszukiwań cząstek supersymetrycznych sporo czasu poświęcono dyskusji modeli naruszenia supersymetrii, w których rozszczepienie mas znanych cząstek i ich superpartnerów spowodowane jest przez grawitację lub oddziaływanie cechowania. Ten ostatni model dopuszcza istnienie grawitina, i z analizy danych otrzymano dosyć silne dolne ograniczenia dla masy tej cząstki.

Motyacją do dyskusji modeli wychodzących poza Model Standardowy jest też nie rozwiązany problem zapachu. Obejmuje on pytania dotyczące mas fermionów i ich mieszania, naruszenia symetrii CP (i szerzej fizyki mezonów K i B) oraz problemy masy i oscylacji neutrin. Na konferencji przedstawiono najnowsze wyniki dotyczące neutrin słonecznych i atmosferycznych, uzyskane przez grupę fizyków pracujących w eksperymencie Super-Kamiokande. Najbardziej spektakularny wynik, świadczący o istnieniu oscylacji neutrin, został ogłoszony przez tę grupę w kilka dni po zakończeniu konferencji.

W czasie sesji poświęconej związkom fizyki cząstek elementarnych i kosmologii, najwięcej uwagi poświęcono problemowi ciemnej materii i asymetrii barionowej i leptonowej Wszechświata. Jako źródła ciemnej materii rozważano neutrina z niezerową masą i neutralne cząstki supersymetryczne. Przedstawiono też wyniki poszukiwań barionowej ciemnej materii.

Jednym z szerzej dyskutowanych tematów konferencji była teoria M, która jest pewnym uogólnieniem teorii strun, unifikującym różne modele strunowe. W cza-

się konferencji dyskutowano przede wszystkim efektywny model supergrawitacyjny, zaproponowany przez Horavę i Wittena, będący „niskoenergetyczną” (czyli zaniedbującą stany wzbudzone strun) granicą teorii M. Zainteresowanie tym modelem wynika z faktu, że umożliwia on unifikację stałych sprzężenia trzech znanych oddziaływań elementarnych z oddziaływaniem grawitacyjnym. Zwykła teoria strun też wprawdzie przewiduje taką unifikację, ale z niezgodną z doświadczeniem skalą unifikacji.

Konferencja została zorganizowana przez Instytut Fizyki Teoretycznej Uniwersytetu Warszawskiego przy dofinansowaniu przez Komitet Badań Naukowych, Uniwersytet Warszawski i Fundację Współpracy Polsko-Niemieckiej. Uczestnikami konferencji było 44 fizyków z zagranicy (z CERN-u, Francji, Grecji, Hiszpanii, Niemiec, Szwajcarii, W. Brytanii, Włoch i USA) oraz 26 fizyków polskich (z Katowic, Krakowa, Lublina i Warszawy). Łącznie przedstawiono 56 referatów, w tym 14 wystąpień mieli uczestnicy polscy.

Kolejne konferencje z tej serii odbędą się w Bad Honnef (19 – 24 kwietnia 1999 r.) i Gran Sasso (2000 r.).

Zygmunt Ajduk, Jan Kalinowski, Stefan Pokorski
Instytut Fizyki Teoretycznej UW
Warszawa

Oddziaływania foton–foton i foton–proton

W dniach 12–14 czerwca 1998 r. odbyło się na Wydziale Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego międzynarodowe spotkanie robocze poświęcone oddziaływaniu fotonów z hadronami w procesach wysokich energii (International Workshop on Photon-Photon and Photon-Proton Processes). Uczestniczyło w nim ok. 50 fizyków z Polski, Anglii, Czech, Francji, Niemiec, Rosji, Szwecji i Włoch. Wygłoszono kilkanaście referatów, w większości przeglądowych, na tematy aktualnie prowadzonych badań doświadczalnych i teoretycznych w ośrodkach polskich (Warszawa, Kraków, Katowice i Łódź) i zagranicznych.

Przedstawiono najnowsze wyniki dotyczące pomiaru funkcji struktury fotonu w procesach e^+e^- w akceleratorze LEP (S. Söldner-Rembold, Uniwersytet we Fryburgu – grupa doświadczalna OPAL; J. Fayot, Uniwersytet Paryż VI – grupa DELPHI; P. Nieżurawski, UW – grupa DELPHI) oraz wyznaczania rozkładów partonów w fotonie w akceleratorze HERA w zderzeniach ep (J. Chyla, Uniwersytet w Pradze; M. Tasevsky, Uniwersytet w Pradze – grupa ZEUS). Żywą dyskusję wzbudziło zagadnienie pomiaru funkcji struktury elektronu, cząstki bezpo-

średnio sprzężonej z fotonem (J. Szwed, UJ; B. Muryn, AGH). Funkcję tę mierzy się bezpośrednio w rozpraszaniu głęboko nieelastycznym w zderzeniach e^+e^- . Przedyskutowano również pomiar całkowitego przekroju czynnego dla zderzeń wirtualnych fotonów (G. Pancheri, Istituto Nazionale di Fisica Nucleare, Frascati), zachodzące w takich zderzeniach procesy dyfrakcyjne (L. Motyka, UJ), efekty spinowe towarzyszące produkcji mezonów wektorowych w oddziaływaniach $\gamma\gamma$ (M. Anzelmino, Uniwersytet Turyński) i wreszcie próby opisu tych procesów w ramach modeli chromodynamiki kwantowej.

Ważną rolę w poznawaniu charakteru oddziaływań fotonów z hadronami odgrywają procesy z produkcją fotonów z dużymi pędami poprzecznymi; przedstawiono problemy teoretyczne związane z produkcją tzw. izolowanych fotonów (M. Fontanaz, Laboratorium Fizyki Teoretycznej, Orsay; A. Zembrzuski, UW). Interesujące aspekty procesów niskoenergetycznych w zderzeniach foton-foton przedstawiono w referatach L. Łukaszuka i S. Wycecha (IPJ), B. Muryna oraz w przeglądzie G. Pancheri, dotyczącym zderzacza DAΦNE.

Interesującym wzbogaceniem głównej tematyki były referaty M. Zrałka (UŚI) o porównaniu własności fotonu i neutrina, dwóch fundamentalnych cząstek Modelu Standardowego, K. Zalewskiego (UJ) o korelacjach Bosego-Einsteina w produkcji cząstek oraz K. Wódkiewicza (UW) o możliwości obserwacji pojedynczego fotonu. Fotonom w promieniowaniu kosmicznym poświęcony był referat W. Tkaczyka (UŁ). Spotkanie robocze zakończyły dwa referaty I. Ginzburga z Uniwersytetu w Nowosybirsku: o fizyce bozonów Higgsa oraz o programie fizycznym przyszłych liniowych zderzaczy fotonowych.

Rolą spotkania było zintegrowanie środowiska fizyków (w Polsce i na świecie) zajmujących się oddziaływaniami i strukturą fotonu, a także przegląd kierunków badań i ostatnich wyników oraz umożliwienie polskim studentom i doktorantom przedstawienia swoich wyników na forum międzynarodowym.

Barbara Badetek, Krzysztof Doroba
Instytut Fizyki Doświadczalnej UW
Warszawa

Maria Krawczyk
Instytut Fizyki Teoretycznej UW
Warszawa

Bogdan Muryn
Wydział Fizyki i Techniki Jądrowej AGH
Kraków

Chemia i światło

Paul Suppan: *Chemia i światło*, z jęz. angielskiego tłumaczył Jerzy Prochorow, Wydawnictwo Naukowe PWN, Warszawa 1997, s. 329 (tytuł dotowany przez Ministra Edukacji Narodowej).

Paul Suppan jest znanym specjalistą w dziedzinie fotochemii i fotofizyki roztworów drobin organicznych. Szczególnie szeroko cytowane są jego prace dotyczące efektów solwatochromowych i metod wyznaczania elektrycznych momentów dipolowych drobin w stanach wzbudzonych. Nakładem The Royal Society of Chemistry (Wielka Brytania) ukazały się dwie jego książki *Chemistry and light* (1994) i *Solvatochromism* (1997).

Z dużym zadowoleniem powitałem polskie tłumaczenie podręcznika *Chemistry and light*. W ostatnich latach na polskim rynku wydawniczym dawał się odczuć brak nowych książek z zakresu fotochemii i fotofizyki; *Chemia i światło* ten niedobór łagodzi. Lekturę tego podręcznika można polecić nauczycielom, studentom chemii, fizyki, biologii i innych kierunków przyrodniczych i technicznych, a także pracownikom naukowym nie będącym specjalistami z zakresu fotochemii i fotofizyki, którzy chcieliby szybko, bez wnikania w szczegóły, zorientować się w najważniejszych zagadnieniach fotochemii.

Dość ryzykowne stwierdzenie P. Suppana, że oparta na jego kursowym wykładzie książka została wzbogacona o najświeższe osiągnięcia nauki, można niestety podważyć. Otóż w podrozdziale 5.3 pod tytułem „Widzenie i fototaksja” Autor, a za nim i Tłumacz, stwierdzają, że „rezultatem absorpcji kwantu światła przez rodopsynę jest wywołanie dopływu strumienia jonów Na^+ ” w wyniku otwarcia kanałów jonowych w błonie komórkowej komórek fotoreceptorów. Według dostępnych mi nowych źródeł (L. Stryer, *Biochemia* (Wydawnictwo Naukowe PWN, Warszawa 1997), S. Archer, „Molecular biology of visual pigments”, w: *Neurobiology and Clinical Aspects of the Outer Retina*, red. M.B.A. Djamgoz, S.N. Archer, S. Valterga (Chapman and Hall, Londyn 1995), s. 79–104) jest jednak dokładnie na odwrót, czyli światło blokuje przepływ jonów Na^+ przez błonę komórkową!

Muszę też stwierdzić, że umieszczony na końcu podręcznika spis literatury uzupełniającej i źródłowej nie imponuje swą aktualnością (nie ma w nim prac i książek, które ukazały się po 1993 r.).

Ponieważ dysponuję również oryginalnym wydaniem książki w jęz. angielskim, mam możliwość porównania obu wersji. Porównanie to wypada zdecydowanie na korzyść polskiego wydania, przede wszystkim ze względu na

dużo staranniejsze opracowanie graficzne (rysunki). Tłumaczenie Jerzego Prochorowa jest również bardzo staranne. Nie jestem przy tym do końca przekonany o słuszności pisowni typu „triplet”, „ekscimer”, „ekscipleks”, zamiast której raczej wolałbym pisownię: „tryplet”, „ekscimer”, „ekscypleks”. Tłumaczowi można zresztą wytknąć pewien brak konsekwencji, gdyż obok terminów takich jak „ekscimer”, „ekscipleks”, używa on jednak określenia „ekscyton”. A oto lista dostrzeżonych usterek:

- 7¹: zamiast „Elektrofotografia” pb. (powinno być) „Elektrofotografia”;
- 19: w dolnej części rys. 1.3 na osi odciętych zamiast „kJ” pb. „kJ/mol”;
- 29³: zamiast „obywa się” pb. „odbywa się”;
- 63: w podpisie pod rys. 3.22 zamiast „wbudzenia” pb. „wzbudzenia”;
- 68¹: zamiast „Większość” pb. „Większość”;
- 69: w podpisie pod rys. 3.28 zamiast „96 ms” pb. „96 ns”;
- 76¹¹: zamiast „pomiedzy” pb. „pomiędzy”;
- 81: zdanie „Oddziaływanie dipol-dipol może działać niekiedy na odległości ok. 100 Å” jest nieprecyzyjne i nieco niezgrabne. Sądzę, że lepiej byłoby napisać: „Oddziaływanie dipol-dipol może niekiedy odgrywać istotną rolę nawet przy odległościach rzędu 100 Å”;
- 99¹: zamiast „wzudzony” pb. „wzbudzony”;
- 117⁶: zamiast „orital” pb. „orbital”;
- 134¹⁰: zamiast „dysycjacji” pb. „dysocjacji”;
- 192₁: zamiast „mitochondrię” pb. „mitochondria” („mitochondria” jako liczba mnoga od „mitochondrium”);
- 193: na rys. 5.11 pb. „tylakoidy”, a nie „tylokoidy”;
- 203¹⁷: zamiast „nowowrodków” pb. „noworodków”.

Uważam, że polskie wydanie *Chemia i światła* stanowi cenne uzupełnienie naszego rynku wydawniczego w zakresie polskojęzycznych podręczników z dziedziny fotochemii i fotofizyki, których było dotąd niewiele (spis zawierający kilka tytułów z tej dziedziny został zamieszczony w wykazie literatury uzupełniającej i źródłowej – ja dodałbym jeszcze książkę A. Kawskiego *Fotoluminescencja roztworów* (PWN, Warszawa 1992)).

Miłym akcentem książki P. Suppana jest wielokrotne powoływanie się przezeń na schemat poziomów Jabłońskiego oraz przypisek Tłumacza z biografią prof. Aleksandra Jabłońskiego, pioniera współczesnej fotofizyki i twórcy toruńskiej szkoły fizyki, którego stulecie urodzin obchodzimy w tym roku.

Aleksander Balter
Instytut Fizyki UMK
Toruń

Nagroda im. Aleksandra Jabłońskiego

Laureatem Międzynarodowej Nagrody im. Aleksandra Jabłońskiego został w 1998 r. prof. Michael Kasha z Instytutu Biofizyki Molekularnej Uniwersytetu Stanowego Florydy w Tallahassee. Kasha (ur. w 1920 r.) wniósł wiele nowego do fotofizyki i fotochemii; powszechnie znana jest tzw. reguła Kasha (mówiąca, że stanem emitującym jest najniższy stan wzbudzony o danej krotności). Jest laureatem wielu nagród, członkiem Amerykańskiej Akademii Nauk. Obecnie zajmuje się m.in. sondami luminescencyjnymi białek, muzykologią i budową gitar.

Nagroda przyznawana jest co roku przez amerykańskie Towarzystwo Biofizyczne za największe osiągnięcia w rozwoju zasad i zastosowań spektroskopii fluorescencyjnej. Sponsorowana jest przez Spectronic Instruments Inc. Składa się na nią okolicznościowa plakietka i 2500 USD. Nagrodę wręczył laureatowi w gotyckim Ratuszu Staromiejskim Torunia dr J.B. Alexander Ross (USA), przewodniczący jury.

Profesor Jabłoński był twórcą toruńskiej szkoły fizyków, pracował w Instytucie Fizyki UMK kilkadziesiąt lat, zatem miejsce wręczenia Nagrody jest chyba najwłaściwsze.

Świadkami uroczystości było ponad 250 fizyków z 30 krajów, biorących udział w konferencji poświęconej luminescencji i fotofizyce, zorganizowanej przez Instytut Fizyki UMK w stulecie urodzin Aleksandra Jabłońskiego (22 – 27 lipca 1998 r.).

Wiesław Nowak

Nagroda Boltzmann

Eliot Lieb i Benjamin Widom otrzymali w 1998 r. wspólnie nagrodę Boltzmann, przyznaną co trzy lata przez Międzynarodową Unię Fizyki Czystej i Stosowanej (IUPAP). Nagrodę wręczono im podczas XX Międzynarodowej Konferencji Fizyki Statystycznej, która odbyła się w Paryżu w lipcu 1998 r.

Lieb, który jest profesorem fizyki matematycznej na Uniwersytecie w Princeton, został uhonorowany za „wybitne badania matematyczne podstawowych problemów klasycznej i kwantowej fizyki statystycznej, m.in. za ścisłe rozwiązanie wielu zagadnień o istotnych zastosowaniach”.

Widom, profesor chemii Uniwersytetu Cornella, został nagrodzony za „kształtujące badania mechaniki statystycznej płynów i mieszanin płynów oraz właściwości ich międzypowierzchni, szczególnie za jasne i ogólne sformułowanie hipotezy skalowania dla równania stanu i napięcia powierzchniowego płynów w pobliżu punktów krytycznych”.

Phys. Today 51, nr 8, cz. 1 (1998)

B. W.

Rotblat uhonorowany

Na liście honorów nadawanych przez królową Elżbietę II z okazji jej urodzin znalazł się fizyk – Józef Rotblat, emerytowany profesor fizyki Kolegium Medycznego Szpitala św. Bartłomieja w Londynie, laureat Pokojowej Nagrody Nobla (1995).

Rotblat urodził się w Warszawie w 1908 r., studiował fizykę na Uniwersytecie Warszawskim, prowadził badania reakcji jądrowych w Pracowni Radiologicznej Towarzystwa Naukowego Warszawskiego, kierowanej przez Ludwika Wertensteina. W 1939 r. wyjechał do Anglii, gdzie kontynuował prace z fizyki jądrowej, a następnie zajął się zastosowaniami fizyki w medycynie. Był przez wiele lat działaczem i w latach 1989–96 prezesem Konferencji Pugwash.

Został odznaczony przez Królową Orderem św. Michała i św. Jerzego za „zasługi oddane w służbie wzajemnego zrozumienia narodów”.

Phys. Today 51, nr 8, cz. 1 (1998)

B. W.

Fizyk ministrem edukacji w Japonii

W lipcu 1998 r. Ministrem Edukacji, Nauki, Sportu i Kultury został w Japonii fizyk jądrowy Akito Arima, były rektor Uniwersytetu Tokijskiego.

Arima ma 67 lat, był w latach 1993–98 dyrektorem Instytutu Badań Fizycznych i Chemicznych (RIKEN). Fizycy japońscy (m.in. Hirokata Sugawara, dyrektor generalny ośrodka akceleratorowego KEK) mają nadzieję, że Arima, który świetnie prowadził Uniwersytet Tokijski, będzie mógł wiele zdziałać dla fizyki japońskiej. Sam Minister jest jednak sceptyczny. Z budżetu o wartości 60 mlrd USD ministerstwo musi finansować bardzo różne dziedziny: od przedszkoli przez trening sportowców olimpijskich do konserwacji zabytków buddyjskich.

Arima powiedział, że wszystkie dziedziny podlegające ministerstwu uważa za ważne, jednak najważniejsza jest edukacja i przeprowadzenie reformy szkolnictwa podstawowego i średniego. Plan tej reformy został wytyczony już w początkach roku przez komisję, której przewodniczył (jeszcze nie minister) Arima.

Science 281, nr 5378 (1998)

B. W.

Stulecie urodzin Infelda

Dla uczczenia setnej rocznicy urodzin Leopolda Infelda (1898 – 1968), twórcy i wieloletniego dyrektora Instytutu Fizyki Teoretycznej Uniwersytetu Warszawskiego, Instytut ten zorganizował w dniach 20 – 23 czerwca 1998 r. konferencję „The Infeld Centennial Meeting”. W skład Komitetu Organizacyjnego weszli profesorowie: Iwo Białynicki-Birula, Marek Demiański i Andrzej Traut-

man. Konferencja rozpoczęła się uroczystą kolacją, wydaną przez prezesa Polskiej Akademii Nauk prof. Leszka Kuźnickiego w ośrodku PAN w Jabłonie. Podczas kolacji przemówienia przedstawiające postać Leopolda Infelda i jego zasługi wygłosili prof. Leszek Kuźnicki i sir Hermann Bondi. W niedzielę 21 czerwca zagraniczni uczestnicy konferencji oraz uczestnicy z innych ośrodków zwiedzili Wydział Fizyki UW oraz uczestniczyli w imprezach kulturalnych.

Oficjalne otwarcie konferencji nastąpiło 22 czerwca. Uroczystość otwarcia zaszczylicili swoją obecnością: prof. Włodzimierz Siwiński – rektor Uniwersytetu Warszawskiego, prof. Andrzej Jamiołkowski – rektor Uniwersytetu Mikołaja Kopernika w Toruniu, dr Jan Krzysztof Frąckowiak – podsekretarz stanu w Komitecie Badań Naukowych, pani Angela Bogdan – chargé d'affaires Ambasady Kanady w Warszawie, oraz pani Louise Starkman – przedstawicielka University of Toronto. Podczas konferencji wygłoszono następujące referaty: Hermann Bondi – „The foundation of general relativity”; Theo Richmond – „Infeld: hope lost, hope regained”; Iwo Białynicki-Birula – „The Born-Infeld electrodynamics”; John Stachel – „Einstein and Infeld, seen through their correspondence”; Włodzimierz Tulczyjew – „Legendre transformations for singular Lagrangians”; Roger Penrose – „Spinors and general relativity”; Igor D. Nowikow – „Cosmology then and now”; Hermann Bondi – „Infeld and gravitational waves”; Ryszard Gajewski – „Leopold Infeld as I remember him”; Isaac M. Khalatnikov – „From instantons to inflation”.

Ostatniego dnia konferencji z powodu choroby prof. Krystyny Kerstenowej jej wykład „Leopold Infeld and the communist Poland” został odwołany. Aby zapłacić lukę w programie, sir Roger Penrose wygłosił wykład „Science and the mind”.

Dnia 22 czerwca sir Roger Penrose i prof. Igor Nowikow uczestniczyli w godzinnym spotkaniu ze słuchaczami Programu III Polskiego Radia, odpowiadając na pytania radiosłuchaczy z całej Polski.

W konferencji uczestniczyło 135 osób, w tym 24 z zagranicy i 30 spoza Warszawy. Planowane jest wydanie materiałów konferencji w postaci specjalnego zeszytu *Acta Physica Polonica B*.

Konferencja została zorganizowana dzięki finansowemu wsparciu Komitetu Badań Naukowych, Komitetu Fizyki PAN oraz Instytutu Fizyki Teoretycznej UW.

Marek Demiański

Francuska strategia kształcenia w naukach ścisłych

Czasopismo *Science* z 24 lipca zamieszcza wypowiedź francuskiego Ministra Edukacji, Badań i Techniki, Claude'a Allègre'a, na temat wytycznych francuskiej strategii kształcenia w naukach ścisłych. Allègre stwierdza, że w dotychczasowym francuskim systemie edukacyjnym zbyt mały nacisk kładziono na dyscypliny doświadczalne. Główną rolę w kształceniu i, co bardzo ważne, w formowaniu elit grała matematyka. Wprawdzie poziom badań naukowych jest we Francji wysoki, a osiągnięcia techniczne są również znaczne (np. szybkie koleje, przemysł jądrowy, „inteligentne” karty bankowe), jednak osiągnięcia nauki nie są przenoszone do przemysłu w stopniu dostatecznym, by sprzyjało to powstawaniu nowych przedsięwzięć wysokiej technologii. Ustalenie jasnej strategii kształcenia i badań naukowych jest konieczne w epoce, gdy sukces ekonomiczny zależy od stopnia rozwoju nauki i techniki, a także od poziomu ogólnej kultury danego kraju. Dlatego, zdaniem Ministra, musi we Francji powstać program drastycznych zmian w edukacji i organizacji badań naukowych i technicznych.

Jest propozycja, aby w nauczaniu podstawowym skupić się na podstawowych umiejętnościach (wypowiadania myśli, czytania, pisanie, rachowanie), a także uczyć co najmniej jednego języka obcego, udziału w przeprowadzaniu doświadczeń i posługiwania się nowymi metodami informatycznymi (w roku 2000 wszystkie szkoły mają być podłączone do Internetu).

W szkołach średnich należy unowocześnić programy nauczania bez zwiększania liczby godzin lekcyjnych – obecnie programy są zbyt obszerne, a równocześnie w niedostatecznym stopniu uwzględniają postęp nauki. Przeprowadzono szerokie konsultacje, szukając odpowiedzi na pytania, jakiej matematyki należy uczyć (biorąc pod uwagę rozpowszechnienie komputerów osobistych), czy nauczanie biologii należy zaczynać od komórki, DNA i genetyki, czy w fizyce należy kłaść większy nacisk na doświadczenie i obserwację niż na koncepcje matematyczne.

Zmiany w kształceniu wyższym, wprowadzane w ostatnim dziesięcioleciu, idą, zdaniem Ministra, we właściwym kierunku. Konieczne jest jednak umiędzynarodowienie studiów. Dyplomy uczelni francuskich powinny być równoważne dyplomom uczelni w Niemczech, Wielkiej Brytanii i Włoszech. Należy wprowadzić niższy stopień naukowy (odpowiednik angielskiego *Bachelor*), skrócić studia magisterskie, wydłużyć doktorskie, skasować nadmierną różnorodność francuskich stopni naukowych.

Inną reformą będzie wprowadzanie studiów ciągłych, co pozwoli osobom, które przerwały studia, powrócić do nich, i bądź uzyskać nowy dyplom, bądź uaktualnić swoją wiedzę. W tym roku po raz pierwszy 13 uniwersytetów będzie czynnych przez cały rok kalendarzowy, przeprowadzając eksperyment studiów ciągłych prowadzących do dyplomu.

W badaniach naukowych ma być przeprowadzona restrukturalizacja instytucji i ustalenie kierunków priorytetowych. Obecnie we Francji na badania naukowe przeznaczona jest 2,3% produktu narodowego brutto (podobnie jak w Niemczech i nieco mniej niż w USA) i wydaje się, że to jest wystarczające. Natomiast bardzo ważne jest odmłodzenie kadry naukowej. Średni wiek stałego pracownika nauki wynosi 46 lat, czyli zbyt dużo. Należy też wzmocnić powiązania instytutów pozauniwersyteckich z wyższymi uczelniami, ułatwić przechodzenie pracowników naukowych do przemysłu. Dla odmłodzenia kadry wprowadzono cały system stypendiów i grantów dla młodych naukowców. Opracowuje się też przepisy finansowe zachęcające

do inwestowania w firmy innowacyjne. Badania podstawowe będą silniej finansowane, szczególnie w biologii, ochronie środowiska, materiałoznawstwie i nowych technikach informatycznych. Będzie się unikać rozpraszania funduszy na przestarzałe kierunki badań.

Science 281, nr 5376 (1998)

B. W.

Neutrino mają niezerową masę!

Z analizy rozkładu energii i pędu w procesach z udziałem neutrino można było określić jedynie górne granice na masę neutrino: $15 \text{ eV}/c^2$ dla ν_e , $170 \text{ keV}/c^2$ dla ν_μ , $18,2 \text{ MeV}/c^2$ dla ν_τ (ściśle mówiąc, są to ograniczenia na średnią masę takich neutrino). Jeśli neutrino rzeczywiście mają niezerową masę, to można oczekiwać, podobnie jak to zachodzi w sektorze kwarków, że każde z nich jest określoną kombinacją różnych stanów masowych. Z upływem czasu zmieniają się dodatkowo względne fazy różnych składowych mieszaniny i obserwujemy oscylacje neutrino, czyli neutrino, które początkowo było np. mionowe, przekształca się z niezerowym prawdopodobieństwem w neutrino innych rodzajów.

W sierpniowym numerze *Physical Review Letters* (81, 1562–67 (1998)) przedstawione zostały nowe wyniki z podziemnego detektora Super-Kamiokande (Japonia), które dowodzą bezpośrednio istnienia oscylacji neutrino, a pośrednio tego, że neutrino mają niezerową masę. Grupa 121 fizyków (głównie z Japonii i USA, ale również dr hab. Danuta Kiełczewska z Instytutu Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Warszawskiego) przeanalizowała neutrino produkowane w atmosferze przez promienie kosmiczne. Neutrino takie mogą docierać do detektora, znajdującego się w kopalni na głębokości jednego kilometra, od góry i od dołu: neutrino docierające pionowo od góry przebywają ok. 15 km, podczas gdy neutrino docierające pionowo od dołu przebywają ok. 13 tys. km. Przy braku oscylacji neutrino można oczekiwać w dobrym przybliżeniu jednakowej liczby neutrino docierających do detektora z obu kierunków, gdyż strumień promieni kosmicznych jest taki sam (poza małym zaburzeniem przez pole geomagnetyczne), a neutrino są cząstkami bardzo słabo oddziałującymi z materią. Okazuje się jednak, że liczba neutrino mionowych wchodząca do detektora od dołu jest niemal dwukrotnie mniejsza niż liczba takich neutrino wchodzących od góry. Podobnego efektu nie obserwuje się dla atmosferycznych neutrino elektronowych.

Analiza otrzymanego wyniku prowadzi do wniosku, że neutrino mionowe muszą w wyniku oscylacji przechodzić w neutrino nie rejestrowane w detektorze, czyli neutrino taonowe, i na poziomie ufności 90% otrzymujemy następujące ograniczenia na kąt mieszania i różnicę mas neutrino mionowych i taonowych: $\sin^2 2\theta > 0,82$; $5 \times 10^{-4} < \Delta m^2 [\text{eV}^2/c^4] < 6 \times 10^{-3}$. Oscylacja neutrino elektronowych była już od dawna rozważana jako wyjaśnienie zagadki neutrino słonecznych – obserwowany strumień neutrino słonecznych jest przeszło dwa razy mniejszy od strumienia przewidywanego przez modele Słońca. Różnica mas konieczna do wyjaśnienia tej zagadki jest znacz-

nie mniejsza ($\Delta m^2 < 10^{-5} \text{ eV}^2/c^4$). Uwzględnienie analiz neutrino atmosferycznych i słonecznych oraz ograniczeń bezpośrednich prowadzi więc do wniosku, że masy wszystkich rodzajów neutrino sięgają co najwyżej $15 \text{ eV}/c^2$.

W Modelu Standardowym neutrino mają masę zerową i dlatego powyższe odkrycie bezpośrednio dowodzi konieczności wyjścia poza ten model. Warto dodać, że od lat dyskutowane były rozszerzenia Modelu Standardowego (np. model wielkiej unifikacji z symetrią $SO(10)$), w których pojawiają się neutrino z niezerową masą. Neutrino z niezerową masą pozwalają także wyjaśnić dużą część „ciemnej materii”, istotnej dla modeli kosmologicznych.

Zygmunt Ajduk

Polowanie na antymaterię i ciemną materię

Panuje powszechne przekonanie, że w Wielkim Wybuchu zostały wytworzone jednakowe ilości materii i antymaterii. Obecnie nasza część Wszechświata składa się prawie całkowicie z materii. Oczywiście dręczącym pytaniem jest, co się stało z antymaterią. Jedną z możliwości jest, że antymateria utworzyła galaktyki, które znajdują się daleko, poza możliwościami wykrywania ich z Ziemi.

Naukowcy z 11 krajów pod przewodnictwem Sama Tinga (MIT, Nagroda Nobla 1976) przeprowadzają doświadczenie, które może przynieść wyniki wyjaśniające tę kwestię. Zbudowano spektrometr magnetyczny ze stałym magnesem – Alpha Magnetic Spectrometer (AMS), który został wysłany w przestrzeń kosmiczną, aby tam mierzyć widma energetyczne pozytonów i antyprotonów oraz wykrywać antyhel i antywęgiel. Prom kosmiczny *Discovery* zabrał AMS na stację kosmiczną *Mir*, gdzie AMS dokonywał pomiarów w czasie rozładowywania zapasów przywiezionych przez *Discovery*. Jest projekt, aby po swojej pierwszej misji AMS został udoskonalony i w 2002 r. znowu wysłany na stację kosmiczną, jeśli taka będzie wówczas czynna.

Za pomocą przyrządu AMS są podejmowane próby wykrywania znikomych ilości antycząstek, które mogłyby przychodzić z promieniowaniem kosmicznym przybywającym z zewnątrz naszej Galaktyki. AMS został tak zaprojektowany, że może również wykrywać ciemną materię. Jakkolwiek ciemna materia nie emituje i nie absorbuje promieniowania elektromagnetycznego, jej obecność może być wykrywana przez oddziaływanie grawitacyjne. Nasza dotychczasowa wiedza sugeruje, że 99% materii we Wszechświecie jest materią ciemną. Część ciemnej materii stanowią bariony, jednak większość, jak się sądzi, to nowe cząstki, nie objęte Modelem Standardowym. Mogą to być cząstki supersymetryczne, które w zderzeniach produkują pozytony i antyprotony. Badanie widm energii tych właśnie cząstek może przynieść wyjaśnienie natury ciemnej materii. Pomiar na wysokości 400 km, tj. całkowicie poza atmosferą ziemską, nie będą zakłócone przez wtórną produkcję promieniowania kosmicznego.

Phys. World 11, nr 6 (1998)

B. W.

A jednak się ociepla

Pomiary temperatury powietrza wykonywane przy powierzchni Ziemi w ciągu ostatnich kilkunastu lat wykazują wzrost o ok. 0,13 K na dekadę, natomiast z pomiarów temperatury niższych warstw atmosfery na wysokości 3,5 km, przeprowadzonych z satelitów, wynika, że temperatura obniża się o 0,05 K na dekadę. Taka rozbieżność wyników między pomiarami naziemnymi i satelitarnymi wywoływała oczywiście ostre dyskusje wśród klimatologów, a przy tym wyniki pomiarów satelitarnych dawały podstawę do mniej zdecydowanego działania przeciw wypuszczaniu w atmosferę związków chemicznych powodujących efekt cieplarniany.

Ostatnio naukowcy z ośrodka badań satelitarnych w Kalifornii wykazali, że małe zmiany wysokości satelity prowadzą do błędnych wyników pomiaru temperatury. Opór atmosfery powoduje niewielkie opadanie satelity ku Ziemi. Obliczono, że zmiana orbity w przeciągu 17 lat może wynieść nawet 20 km, przy czym największe zmiany zachodzą w czasie silnej aktywności Słońca. Promieniowanie nadfioletowe o większym natężeniu silniej ogrzewa atmosferę, co powoduje zwiększenie oporu, gdyż rośnie siła zderzeń satelity z cząsteczkami powietrza. Zmiana orbity powoduje zmianę kąta, pod jakim satelita widzi atmosferę. Po uwzględnieniu poprawek na ten efekt okazało się, że atmosfera ogrzewa się o 0,07 K na dekadę. Jest to wprawdzie mniej niż wynik pomiarów naziemnych, niemniej wskazuje na ten sam kierunek zmian – ocieplenie.

Nature 394, 6694 (1998)

B. W.

Konkursy na Stypendium Naukowe i Letnie Warsztaty w INTiBS

Panuje zupełnie nieuzasadnione przekonanie, że instytut PAN są naukowymi wieżami z kości słoniowej, trudno dostępnymi i nieprzeniknionymi nie tylko dla szerszej publiczności, ale nawet dla studentów wyższych uczelni, studiujących dyscypliny naukowe uprawiane w tych instytutach. To prawda, że podstawowym zadaniem instytutów PAN jest prowadzenie badań naukowych na możliwie wysokim poziomie, i że instytuty wywiązują się z tego zadania całkiem nieźle. Każdy jednak, kto myśli serio o rozwoju tych placówek, a także o efektywnym wykorzystaniu ich potencjału intelektualnego, zdaje sobie sprawę, że ich funkcjonowanie nie jest możliwe bez pewnego minimum zajęć dydaktycznych, ułatwiających rozwój kadry naukowej instytutów i będących najprostszą drogą pozyskiwania młodych pracowników nauki. Nie wystarczają do realizacji tych zadań prowadzone zwykle w instytutach studia doktoranckie.

Instytut Niskich Temperatur i Badań Strukturalnych PAN we Wrocławiu od wielu lat stara się iść tą drogą. Pracownicy Instytutu tak często, jak tylko jest to możliwe, prowadzą wykłady i ćwiczenia na wyższych uczelniach. Instytut chętnie przyjmuje do swoich pracowni studentów na zajęcia laboratoryjne, bądź dyplomantów wykonujących swoje prace magisterskie. Już dwuletnią tra-

dycję ma konkurs na Stypendium Naukowe im. Włodzimierza Trzebiatowskiego przyznawane absolwentom wyższych uczelni za wyróżniające się prace magisterskie z fizyki lub chemii ciała stałego. Stypendium składa się z dwóch części: z jednorazowej nagrody pieniężnej oraz z 12-miesięcznego stypendium, wypłacanego co miesiąc w przypadku podjęcia przez laureata badań naukowych w Instytucie. Konkurs cieszy się sporym zainteresowaniem wśród absolwentów wyższych uczelni. W 1997 r. zgłoszono do niego 10 prac dyplomowych z 4 uczelni. Laureatem został mgr Paweł Szyszuk z Politechniki Wrocławskiej, autor pracy „Przewodnictwo Landauera aperiodycznych supersieci”, wykonanej pod opieką dra Włodzimierza Salejdy. W roku 1998 komisja konkursowa wybierała spośród 6 zgłoszonych prac magisterskich z 3 uczelni. Stypendium przyznano mgr Małgorzacie Samsel za pracę „Rekonstrukcja gęstości pędowych elektronów z ich projekcji powierzchniowych – zastosowanie do profili komptonowskich”, wykonaną w Instytucie Fizyki Teoretycznej Uniwersytetu Wrocławskiego oraz w Instytucie Niskich Temperatur i Badań Strukturalnych PAN pod kierunkiem doc. dr hab. Grażyny Sznajd.

W bieżącym roku Instytut postanowił zrealizować jeszcze jeden pomysł na kontakt z młodymi ludźmi zainteresowanymi fizyką lub chemią ciała stałego. W dniach od 1 do 7 lipca 1998 r. odbyły się I Letnie Warsztaty Fizykochemii Ciała Stałego „Niskie Łąki '98”. Organizatorzy Warsztatów postanowili zaprosić na tydzień do Instytutu grupę studentów wyższych uczelni. Uczestnicy mieli zapewnić wikt, a przyjezdni spoza Wrocławia – zakwaterowanie w hotelu instytutowym. Program naukowy stawił sobie za cel przedstawienie uczestnikom najważniejszych kierunków naukowych uprawianych w Instytucie. Zaproponowano więc serię 10 przedpołudniowych wykładów opowiadających o aktualnym stanie wiedzy w wybranych dziedzinach fizykochemii ciała stałego oraz wybrano 10 laboratoriów badawczych otwartych dla słuchaczy popołudniami, w których wspólnie rozwiązywano typowe dla Instytutu problemy badawcze, nie kryjąc przy tym kuchni badań naukowych.

Laboratoria obejmowały następujące działy fizykochemii ciała stałego: otrzymywanie temperatur milikelwinowych, badania nadprzewodnictwa, badania magnetyzmu, spektroskopię molekularną, laserową spektroskopię w niskich temperaturach, wysokorozdzielczą mikroskopię elektronową, niskotemperaturowe badania przewodnictwa ciepła, rentgenograficzną analizę strukturalną poli- i monokryształów, fizykę komputerową.

Już na etapie przyjmowania zgłoszeń na Warsztaty organizatorów spotkała miła niespodzianka. Pomimo obaw o zainteresowanie imprezą zgłosiło się na nią 55 osób z kilku uczelni: przede wszystkim z Wrocławia, ale także z Opola, Poznania, Gdańska, Torunia i Krakowa. Okazało się więc, że mimo rozpoczynających się wakacji impreza znajduje chętnych, jest potrzebna i odpowiada zapotrzebowaniu studentów. Postanowiono zaprosić na Warsztaty 24 osoby – w efekcie przyjechały 23. Było wśród nich 7 osób z Politechniki Wrocławskiej, 7 z Uni-

wersytetu Wrocławskiego, 6 z Uniwersytetu Opolskiego, 2 z Uniwersytetu Poznańskiego i 1 z AGH w Krakowie. Studenci reprezentowali głównie fizykę, chociaż było wśród nich także kilkoro chemików. „Rozkład wiekowy” uczestników pokrywał dość równomiernie wszystkie lata studiów, poczynając od pierwszego, a kończąc na piątym roku.

Przebieg i pożytki płynące z Warsztatów najlepiej ocenić mogli sami uczestnicy. Ankieta przeprowadzona po zakończeniu imprezy pokazała, że byli z nich bardzo zadowoleni. Przyznali Warsztatom wysoką ocenę ogólną – prawie 9 punktów w skali od 1 do 10; co najmniej 6 z 10 wygłoszonych wykładów okazało się dla nich bardzo interesującymi, a jeszcze bardziej spodobały się uczestnikom zajęcia w laboratoriach połączone z dyskusją i wymianą poglądów na rozmaite, nie tylko ściśle naukowe tematy.

Nie dopisała tylko pogoda, deszczowa i wietrzna. Rozgrywki siatkówki i tenisa na instytutowych obiektach sportowych, planowane na wieczory po zakończeniu laboratoriów, nie mogły się odbywać bez przeszkód. Zastąpiły je finały piłkarskich mistrzostw świata we Francji, transmitowane przez telewizję. Udało się jednak zaplanowane ognisko.

Pozostaje więc tylko życzyć sobie kolejnych równie udanych Warsztatów. Na II Warsztaty Fizykochemii Ciała Stałego INTiBS PAN zaprasza wszystkich zainteresowanych w dniach 30.VI. – 6.VII. 1999 r.

Informacje o Stypendium Naukowym oraz o Warsztatach można znaleźć w Internecie pod adresem <http://www.int.pan.wroc.pl>.

Marek Wołczyr

Medal dla Kwarków

Grupa Twórcza Kwarki pracuje w Katowicach pod moją opieką już 20 lat (patrz Kronika 1/98). Wśród różnorodnej działalności Kwarki biorą też udział w Międzynarodowych Turniejach Młodych Fizyków. Turnieje te odbywają się w dwóch etapach: 1) Etap korespondencyjny (pisemny) – drużyny opracowują rozwiązania dowolnych 10 zadań spośród 17 i przysyłają odpowiedzi do komitetu regionalnego; 2) Etap właściwy (ustny, w języku angielskim) – publiczne przedstawienie rozwiązań i dyskusja nad nimi. W tym etapie każda drużyna (jej przedstawiciel) występuje kolejno w roli referenta własnych rozwiązań, oponenta opinii przeciwników oraz recenzenta rozwiązań innych drużyn.

W bieżącym roku ekipa Kwarków zwyciężyła w eliminacjach krajowych i brała udział w Turnieju Międzynarodowym, który odbył się w Donauschingen (RFN), zajmując drugie miejsce wśród 18 drużyn i zdobywając medal.

W skład drużyny Kwarków wchodziło: Paweł Nowak – kapitan (Zespół Szkół Elektryczno-Elektronicznych, Bytom), Piotr Laskowski (VIII LO, Katowice), Tomasz Bilczyński (I Zespół Społecznych Szkół Ogólnokształcących, Katowice), Anna Duława (VIII LO, Katowice), Anna Kauch (I LO, Rybnik).

Sędziowie międzynarodowi byli zachwyceni polskimi zawodnikami – ich znajomością fizyki, języka angielskiego oraz ich piękną walką w roli referenta, oponenta i recenzenta. Po raz pierwszy wśród sędziów był Japończyk.

Grupa Twórcza Kwarki zawdzięcza swoje sukcesy współpracy ze środowiskami naukowymi. W szczególności za opiekę, udostępnianie pracowni i życzliwość chcę podziękować najbliższym uczelniom: Zakładowi Fizyki Teoretycznej Uniwersytetu Śląskiego w Katowicach i Instytutowi Fizyki Politechniki Śląskiej w Gliwicach, jak również podziękować Polskiemu Towarzystwu Fizycznemu za pomoc w sfinansowaniu wyjazdu drużyny na Turniej.

Urszula Woźnikowska-Bezak

Jarmark Fizyczny w Krakowie

W dniach 25–26 września 1998 r. odbył się w Krakowie Jarmark Fizyczny zorganizowany przez Oddział Krakowski PTF, Sekcję Nauczycielską PTF, Wydział Fizyki i Techniki Jądrowej Akademii Górniczo-Hutniczej oraz Instytut Fizyki Uniwersytetu Jagiellońskiego. Przewodniczącym Komitetu Organizacyjnego Jarmarku był prof. Andrzej Zięba z AGH. Jarmark odbywał się w budynkach Wydziału Fizyki i Techniki Jądrowej AGH oraz Instytutu Fizyki UJ. Wsparcia finansowego oraz logistycznego udzielili: rektor AGH, dziekani obu Wydziałów (Mat-Fiz UJ oraz WFiTJ AGH), dyrekcje obu Instytutów, oraz firmy produkujące pomoce dydaktyczne i wydawcy książek.

W ramach dwudniowej imprezy odbyły się: wykład z demonstracjami dra Zdzisława Stęgowskiego z AGH, zatytułowany „Od Newtona do promieni kosmicznych”; wykład z demonstracjami mgra Adama Starnawskiego z UJ, zatytułowany „Ruch falowy: od fujarki do lasera”; konkurs na doświadczenie pokazowe z fizyki, w którym główną nagrodę zdobył mgr Jan Tokar (nauczyciel Szkoły Podstawowej z Krowiarek k. Raciborza) za „Serię doświadczeń dotyczących własności promieniowania podczerwonego” (jury przyznało również trzy równorzędne drugie nagrody oraz jedno wyróżnienie); pokazy doświadczeń w wykonaniu pana Wojciecha Dindorfa z Vienna International School; warsztaty metodyczne „Rola pokazu w lekcji fizyki”, połączone z konkursem na lekcję pokazową z fizyki, który również wygrał mgr Jan Tokar za lekcję z optyki z pokazami załamania światła. Jury uhonorowało wyróżnieniem mgr Krystynę Raczkowską-Tomczak za inscenizowaną lekcję o fizyce w poezji w wykonaniu uczniów; wystawa zabawek fizycznych, zorganizowana przez pracowników Uniwersytetu Trydenckiego, wystawa pomocy dydaktycznych oraz kiermasz książek; dyskusja panelowa na temat „Fizyka w zreformowanej szkole”, której kulminacją było spotkanie z krakowskim kuratorem oświaty, mgr. Jerzym Lackowskim (Przewodniczący Zarządu Oddziału Krakowskiego PTF, prof. Wojciech Gawlik, następująco podsumował ożywioną dyskusję: „Świata nie zbawiliśmy, ale daliśmy mu szansę. Jeżeli będzie chciał być zbawiony, to wie, gdzie może się zgłosić”); obserwacje astronomiczne przy użyciu teleskopów firmy „Uniwersał”

z Żywca, fundatora nagrody publiczności (którą również zdobył mgr Jan Tokar).

Zainteresowanie Jarmarkiem do tego stopnia przerosło oczekiwania organizatorów, że wykłady z pokazami musiały zostać dwukrotnie powtórzone. Wydaje się, że impreza jest warta wpisania na stałe w kalendarz wydarzeń. Warto również rozważyć rozszerzenie formuły, aby dotrzeć do jak najszerszej publiczności, oraz zachęcić całego środowiska naukowego (nie tylko fizyków) do współdziałania.

Jacek Bieroń

Komputerowa sieć bezprzewodowa

Na Uniwersytecie Carnegie'ego-Mellona w Pittsburghu powstaje na wzór telefonii komórkowej bezprzewodowa lokalna sieć komputerowa (LAN – Local Area Network). Sieć powszechnie nazywają też „Local Andrew Network” lub „Wireless Andrew”, czyli „Bezprzewodowy Andrew”, gdyż tak mieli na imię obaj patroni Uniwersytetu.

Można oczywiście podłączyć komputer przez modem radiowy do telefonii komórkowej. Jednak LAN jest o wiele bardziej wszechstronna. Włączając swój „laptop”, użytkownik automatycznie łączy się z całą siecią bezprzewodową, która ma 400 stacji podstawowych, rozproszonych po całym miasteczku uniwersyteckim. Każda stacja stanowi centrum „komórki” analogicznej do komórki w sieci telefonii komórkowej. Stacja odbiera sygnały z komputerów w swoim zasięgu i może je przesyłać do stacji podstawowej w żądanym sąsiednim obszarze. Użytkownik może więc poruszać się po miasteczku, nie tracąc kontaktu z innymi odbiorcami. Każda stacja podstawowa pracuje na nieco innej częstotliwości, co pozwala uniknąć nakładania się sygnałów. Sukces Bezprzewodowego Andrew polega na liczbie informacji, którą każda stacja podstawowa może przetwarzać. Stacja może przesyłać do każdego komputera w sieci 3 megabity na sekundę, tzn. ok. 1000 razy więcej niż standardowy modem. Co więcej, student, który znajdzie się w mieście, poza kampusem, może łączyć się przez sieć miejską z Uniwersytetem, choć wtedy prędkość przekazywania informacji jest nieco mniejsza.

Dużo pomysłowości wymagało opracowanie elektroniki, umożliwiającej to przejście między różnymi prędkościami przesyłania. Stanowi to znaczący krok w projektowaniu systemów, które mogłyby działać wszędzie. Może to mieć wielkie znaczenie dla regionów, gdzie nie ma gęstej sieci elektrycznej. Bezprzewodowy Andrew wymaga jeszcze na pewno wielu ulepszeń. Na przykład przejście między stacjami o różnych prędkościach przesyłania powoduje niedostatecznie dobrą jakość obrazów filmowych. Twórcą sieci jest Alex Hills.

The Economist, 18-24 lipca 1998

B. W.

Elektroniczne Muzeum Noblowskie

Fundacja Nobla tworzy elektroniczne muzeum (Electronic Nobel Museum – ENM), zawierające dokumenty

dotyczące prac i biografii laureatów Nagrody Nobla. Są tam informacje o wszystkich laureatach tych nagród od pierwszego roku ich przyznania (1901); są to przede wszystkim artykuły z wydawnictwa *Les Prix Nobel*, autobiografie laureatów pisane w roku nadania Nagrody, także nowsze prace laureatów i ich najwybitniejszych uczniów.

ENM będzie miało także sekcję dla młodzieży „Young Scholars” z dokumentami animowanymi i interaktywnymi. Zaprojektowano również przewodnik do publikacji laureatów, drukowanych i elektronicznych.

W październiku każdego roku podawane są informacje dla prasy o przyznaniu nagród i o samych laureatach. Fundacja Nobla spodziewa się, że ENM stanie się ważnym źródłem informacji kulturalnych i edukacyjnych, dostępnych na całym świecie.

Informacje o ENM można znaleźć w Internecie pod <http://www.nobel.se/about/enmpress.html>, oraz w poczcie elektronicznej pod info@enm.nobel.se.

IUC Newslett. 6, nr 1 (1998)

B. W.

Czy AIP straci tłumaczenia czasopism rosyjskich?

Rosyjska Akademia Nauk postanowiła (widząc w tym większe dla siebie korzyści finansowe) sama wydawać i rozprowadzać anglojęzyczne tłumaczenia swoich czasopism. W 1992 r. zawiązała w tym celu z amerykańską firmą Pleades Publishing spółkę wydawniczą pod nazwą MAIK-Nauka.

Od 1955 r. tłumaczenie i rozpowszechnianie rosyjskich czasopism fizycznych było w rękach Amerykańskiego Instytutu Fizyki (AIP). Czasopisma te to: *JETP*, *JETP Letters*, *Physics of Solid State*, *Semiconductors*, *Technical Physics*, *Technical Physics Letters*. Kontrakt na tłumaczenia *JETP* i *JETP Letters* kończy się w tym roku, na pozostałe czasopisma – w roku następnym. Wydaje się, że Akademia chce wykorzystać tę okazję, aby przejąć wydawnictwa. Wprawdzie strona rosyjska godzi się na przedłużenie kontraktu jeszcze o rok, jednak warunkiem jest podwyższenie opłat wnoszonych przez AIP o 50%.

Wielu fizyków rosyjskich jest zaniepokojonych tą sytuacją, obawiając się, że po przejęciu tłumaczeń i rozpowszechniania przez Akademię krąg odbiorców znacznie się zmniejszy.

Science 281, nr 5375 (1998)

B. W.

Nuovo Cimento D łączy się z *Eur. Phys. J.*

W styczniu 1999 r. *Il Nuovo Cimento D*, czasopismo Włoskiego Towarzystwa Fizycznego poświęcone fizyce fazy skondensowanej, połączy się z *European Physical Journal*. To europejskie czasopismo powstało w styczniu 1998 r. przez połączenie francuskiego *Journal de Physique* i niemieckiego *Zeitschrift für Physik* (por. Kronika 2/98).

Phys. Today 51, nr 8, cz. 1 (1998)

B. W.

KALENDARZ IMPREZ

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

1999

2 – 13 lutego 1999, Karpacz lub Polanica

35. Zimowa Szkoła Fizyki Teoretycznej: *Frontiers in Gravity*

Inst. Fizyki Teoretycznej Uniw. Wrocławskiego, pl. Maksy Borny 9, 50-204 Wrocław; dr hab. Jerzy Kowalski-Glikman, tel. (71) 222363 lub (71) 201388, adr.el.: dobno@ift.uni.wroc.pl, P, U: 80, O: 400 USD, ang.

11 – 16 lipca 1999, Warszawa

Int. Conf. on Phenomena in Ionized Gases

Inst. Fizyki Plazmy i Laserowej Mikrosyntezy; Tadeusz Pisarczyk, IFPiLM, Hery 23, 00-908 Warszawa 49, skr. poczt. 49, tel. (22) 6859605 lub 6857096, fax: (22)

6668372, adr.el.: icpig99@ifpilm.waw.pl, informacje: http://ifpilm.waw.pl/icpig99/ICPIG_99.html.

Z: 1.3.99, A: 30.1.99, O: 350–400 USD, ang.

20 – 23 września 1999, Białystok

XXXV Zjazd Fizyków Polskich

Oddział Białostocki PTF; prof. Andrzej Maziewski, IF UB, Lipowa 41, 15-424 Białystok, tel.: (85) 7457228, fax: (85) 7457222, adr.el.: ptf@alpha.uwb.edu.pl, Internet: <http://www.zft.uwb.edu.pl/if/PTF.html>.

20 – 23 września 1999, Pułtusk

Interferometry '99

Polska Sekcja SPIE i Politechnika Warszawska; fax: (22) 6608602, adr.el.: zto@mp.pw.edu.pl

A: 31.12.98, P, O: 350 USD, studenci 250 USD, ang.

NOWE KSIĄŻKI

- John Gribbin, *Kosmologia*, z jęz. angielskiego tłum. Stanisław Bajtlik; Prószyński i S-ka, Warszawa 1998, s. 52, cena 6,00 zł.
- Frank E. Manuel, *Portret Izaaka Newtona*, z jęz. angielskiego tłum. Stefan Amsterdamski; Prószyński i S-ka, Warszawa 1998, s. 489, cena 24,00 zł.
- James Reston Jr., *Galileusz*, z jęz. angielskiego tłum. Adam Szymanowski; Prószyński i S-ka, Warszawa 1998, s. 396, cena 22,00 zł.
- Wojciech Rubinowicz, Wojciech Królikowski, *Mechanika Teoretyczna*, wyd. VIII, PWN, Warszawa 1998, s. 468, cena 35,00 zł.
- Andrzej Oleś, *Metody doświadczalne fizyki ciała stałego*, WNT, Warszawa 1998, str. 510, cena 57,00 zł.
- Jerzy Bronisław Brojan, *Reperytorium z fizyki. Elektryczność, magnetyzm, optyka, fizyka współczesna*, WNT, Warszawa 1998, str. 253, cena 18,00 zł.
- Igor Nowikow, *Rzeka czasu – czarne dziury, białe dziury i podróże w czasie*, z jęz. angielskiego tłum. Piotr Amsterdamski; Prószyński i S-ka, Warszawa 1998, str. 398, cena 22,00 zł.
- Paul Halpern, *Struktura Wszechświata*, z jęz. angielskiego tłum. Agata Różańska; Prószyński i S-ka, Warszawa 1998, str. 118, cena 12,00 zł.
- Albert Einstein, Leopold Infeld, *Ewolucja fizyki*, z jęz. angielskiego tłum. Ryszard Gajewski; Prószyński i S-ka, Warszawa 1998, str. 258, cena 22,50 zł.
- Charles M. Wynn, Arthur W. Wiggins, *Pięć największych idei w nauce*, z jęz. angielskiego tłum. Joanna Ap-belt, Piotr Łuczyński, Radosław Przeniosło; Prószyński i S-ka, Warszawa 1998, str. 216, cena 15,00 zł.
- Edmond de Hoffmann, Jean Charette, Vincent Strobant, *Spektroskopia mas*, z jęz. francuskiego tłum. Leszek Konopski, WNT, Warszawa 1998, s. 323, cena 23,50 zł.
- Robert Greenler, *Tęcze, glorie i halo, czyli niezwykle zjawiska optyczne w atmosferze*, z jęz. angielskiego tłum. Monika Krzyżanowska; Prószyński i S-ka, Warszawa 1998, str. 198, cena 32,00 zł.
- Tadeusz Morawski, Wojciech Gwarek, *Pola i fale elektromagnetyczne*, wyd. III rozszerzone, WNT, Warszawa 1998, s. 303, cena 21,00 zł.
- Andrzej A. Czerwiński, *Energia jądrowa i promieniotwórczość*, Oficyna Edukacyjna - Krzysztof Pazdro, Warszawa 1998, s. 198, cena 25,60 zł.
- Edward Jacek Gorzelańczyk, Andrzej Hańczewski, Juliusz Renz, Helena Sikorska, Piotr Woźniak, *Ilustrowany słownik fizyczny dla kandydatów na Akademii Medyczne i studia przyrodnicze*, Oficyna Wydawnicza Medsystem, Poznań 1998, s. 336, cena 25,70 zł.
- *Fizyka polska u progu trzeciego tysiąclecia – Sesja naukowa z okazji stulecia urodzin Aleksandra Jabłońskiego*, red. Józef Szudy, Wydawnictwo UMK, Toruń 1998, s. 104.
- Gregory L. Baker, Jerry P. Gollub, *Wstęp do dynamiki układów chaotycznych*, z jęz. angielskiego tłum. Krzysztof Stefański; PWN, Warszawa 1998, s. 261+dysk.

SPIS TREŚCI TOMU 49 (1998)

Zeszyt 1

L. Jacak, A. Wójs – Kropki kwantowe	1
D.D. Osheroff – Nadciekłość ^3He : odkrycie i zrozumienie (tłum. J. Czerwonko)	15
D. Hitlin – Nowy sprawdzian Modelu Standardowego (tłum. M. Staszal)	34
RÓŻNE	
Granty KBN z fizyki: XII i XIII konkurs	42
ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI	
A. Szmyrka-Grzebyk – Dokładne metody pomiaru temperatury	48
RECENZJE	
D. Stauffer, H.E. Stanley: Od Newtona do Mandelbrota. Wstęp do fizyki teoretycznej (rec. M. Wolf)	49
LISTY DO REDAKCJI	
A. Walanus – O szkodliwości pojęcia nieskończoności	51
KRONIKA	52

Zeszyt 2

SĄTULECIE ODKRYCIA POLONU I RADU	
M. Skłodowska-Curie – Poszukiwania nowego metalu w pechblendzie	63
J. Pniewski – Maria Skłodowska-Curie (1867 – 1934)	69
J. Hurwic – Sylwetka naukowa Marii Skłodowskiej-Curie	71
J. Werle – Jak odkrycie promieniotwórczości otworzyło bramy do poznania fizycznego mikroświata ..	74
RÓŻNE	
T. Dietl – Krytyka naukowa wobec hermetyczności badań	90
A.B. Więckowski, G. Spichał – Wybrane zagadnienia teorii liczb w fizyce	93
D. Kleppner – Laser atomowy: poradnik dla początkujących (tłum. M. Łukaszewski)	102
ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI	
W. Zipper – XXXIV Zjazd Fizyków Polskich w Katowicach	106
R. Tanaś – Quantum Optics IV	109
A. Jadczyk – Sympozjum Makska Borna	110
RECENZJE	
D.L. Goodstein, J.R. Goodstein: Zaginiony wykład Feynmana. Ruch planet wokół Słońca (rec. I. Białyński-Birula)	111
KRONIKA	113

Zeszyt 3

A. Zastawny – Wzmacniacze energii	121
M. Heller – Teoria grawitacji i kosmologia	131
R.L. Mössbauer – Problem neutrin słonecznych (tłum. J. Warczewski)	137
W. Cochran – Planety poza Układem Słonecznym (tłum. K. Włodarczyk)	142
K. Eberl – Lasery na kropkach kwantowych (tłum. M. Bugajski)	151

DYDAKTYKA FIZYKI

J. Turnau – O popularyzacji fizyki	158
NOWOŚCI NAUKOWE	
Z. Białyńska-Birula – Trojańskie paczki falowe ...	164
ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI	
D. Stróż – Konferencja i Szkoły Krystalografii w Wiśle	168
W. Kopczyński – „Gauge Theories of Gravitation”	169
S. Hałas – Sympozjum AIG-2	169
RECENZJE	
M. Faraday: Dzieje świecy (rec. J. Turnau)	170
LISTY DO REDAKCJI	
S. Surma – Jeszcze o Romanie Smoluchowskim ..	171
KRONIKA	172

Zeszyt 4

C. Radzewicz, P. Wiewiór – Ultrakrótkie impulsy laserowe	181
WSPOMNIENIA – ROCZNICE	
S. Dembiński – Droga życiowa Aleksandra Jabłońskiego	214
DYDAKTYKA FIZYKI	
W. Świątkowski – Doświadczenie Francka i Herta: 85 lat później	221
ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI	
J. Raużuszkiewicz – Skaningowa Spektroskopia Próbkująca i Metody Pokrewne	226
RECENZJE	
K. Zalewski: Wykłady z nierelatywistycznej mechaniki kwantowej (rec. J. Kamiński)	227
KRONIKA	230

Zeszyt 5

W. Zawadzki – Półwzględność w półprzewodnikach	237
J. Żylicz – Nuklidy dalekie od ścieżki trwałości β ..	247
M. Padgett, L. Allen – Szczypczyki i klucze optyczne (tłum. H. Rostkowska-Kowalczyk)	254
M. Freyberger, P. Bardroff, C. Leichtle, G. Schrade, W. Schleich – Sztuka pomiaru stanów kwantowych (tłum. K. Banaszek)	260
WSPOMNIENIA – ROCZNICE	
S. Hałas – Od odkrycia polonu i radu do wyjaśnienia rozgałęzionego rozpadu potasu-40	268
NOWE URZĄDZENIA I METODY DOŚWIADCZALNE	
M. Aleszkiewicz – Skaningowy mikroskop optyczny bliskiego pola	274
ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI	
K. Chałasińska-Macukow – Fizyka u progu trzeciego tysiąclecia	283
RECENZJE	
S. Quinn: Życie Marii Curie (rec. J. Hurwic)	287

WARUNKI PRENUMERATY

Cena prenumeraty krajowej w 1999 r. wynosi 15,00 zł za pół roku, 30,00 zł za rok. Prenumeratę można zamówić za pośrednictwem:

I. RUCH-u

1. Wpłaty na prenumeratę przyjmują jednostki kolportażowe „RUCH” S.A. właściwe dla miejsca zamieszkania lub siedziby prenumeratora. Dostawa egzemplarzy następuje w uzgodniony sposób.

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

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

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

II. ZARZĄDU GŁÓWNEGO PTF

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

III. ODDZIAŁÓW PTF

Prenumeratę można zamówić również w oddziale PTF. Członkowie PTF, którzy opłacają prenumeratę w oddziałach PTF na cały rok, otrzymują 20% zniżki. W przypadku, gdy oddział zamawia liczbę egzemplarzy przekraczającą 50% liczby członków, zniżka wynosi 30%. Taka sama zniżka (30%) przysługuje studentom, niezależnie od odsetka prenumeratorów w danym oddziale. Dostawa *Postępów Fizyki* odbywa się za pośrednictwem oddziału PTF.

INFORMACJE DLA AUTORÓW

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

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

2. Maszynopisy pracy (**oryginał i jedną pełną – z rysunkami, tabelami itd. – kopię**) należy nadsyłać pod adresem: Redakcja *Postępów Fizyki*, ul. Hoża 69, 00-681 Warszawa. W liście towarzyszącym prosimy podać dokładny adres (również komputerowy) do dalszej korespondencji.

3. Maszynopis winien być napisany **na arkuszach formatu A4 jednostronnie, z podwójną interlinią** (nie więcej niż 30 wierszy na stronie) i marginesem 3.5 cm z lewej strony.

4. Rysunki należy wykonać starannie na oddzielnych arkuszach w rozmiarze 2 do 4 razy większym niż mają być w druku. Napisy, ograniczone do minimum, winny być czytelne i tylko w języku polskim. Na odwrocie rysunku należy podać jego numer, nazwisko autora i pierwsze wyrazy tytułu pracy. Podpisy do rysunków, tabele (z ich tytułami) i spis literatury winny być napisane na oddzielnych stronach.

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

6. *Postępy Fizyki* są składane komputerowo. Aby skrócić cykl wydawniczy prosimy autorów przygotowujących swe artykuły na komputerach o nadsyłanie, **wraz z maszynopisami, tekstów artykułów pocztą elektroniczną** (nasz adres: postepy@fuw.edu.pl) lub na dyskietkach, najlepiej w T_EX-u, w formacie MeX. Redakcja gwarantuje zwrot dyskietek natychmiast po skopiowaniu zapisów.

7. Autora obowiązuje wykonanie korekty autorskiej.

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

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

INFORMATION FOR SUBSCRIBERS

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

SPIS TREŚCI

CONTENTS

S. Chwirot, D. Dyl – Doświadczalne badania zderzeń elektron–atom sto lat po odkryciu elektronu	297	S. Chwirot, D. Dyl – Experimental studies of electron–atom collisions one hundred years after discovery of electron	297
W.D. Phillips – Laserowe chłodzenie i pułapkowanie atomów obojętnych	310	W.D. Phillips – Laser cooling and trapping of neutral atoms	310
NOWOŚCI NAUKOWE		SCIENTIFIC NEWS	
F. Wilczek – Kolor rusza w pole	336	F. Wilczek – Colour takes the field	336
NOWE URZĄDZENIA I METODY DOŚWIADCZALNE		NEW DEVICES AND EXPERIMENTAL TECHNIQUES	
J. Zachorowski, T. Pałasz, W. Gawlik – Krakowska pułapka magnetoptyczna	338	J. Zachorowski, T. Pałasz, W. Gawlik – Magneto-optical trap in Cracow	338
ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI	344	MEETINGS AND CONFERENCES	344
RECENZJE	347	REVIEWS	347
KRONIKA	348	CHRONICLE	348
ROZNY SPIS TREŚCI	355	ANNUAL TABLE OF CONTENTS	355

WKRÓTCE

- *Wykłady noblowskie Stevena Chu i Claude'a Cohena-Tannoudjiego*
- *Wspomnienia Jana Rzewuskiego*
- *Mojżesz Doliny Krzemowej (rzecz o Williamie Shockleyu)*
- *Mirosław Grudzień o realizacji badań naukowych w warunkach samofinansowania na przykładzie VIGO-System Sp. z o.o.*
- *O Polskiej Akademii Umiejętności i Fundacji Alfreda Jurzykowskiego*