

# Pierwszy polski kondensat Bosego–Einsteina\*

Wojciech Gawlik<sup>a</sup>, Włodzimierz Jastrzębski<sup>b</sup>, Andrzej Noga<sup>a</sup>, Jerzy Zachorowski<sup>a</sup>, Michał Zawada<sup>c</sup>

<sup>a</sup> Instytut Fizyki, Uniwersytet Jagielloński

<sup>b</sup> Instytut Fizyki PAN, Warszawa

<sup>c</sup> Instytut Fizyki, Uniwersytet Mikołaja Kopernika, Toruń

---

## First Bose–Einstein condensate in Poland

*Abstract:* A team working in the new Polish National Laboratory for Atomic, Molecular and Optical Physics obtained the first Polish Bose–Einstein condensate of <sup>87</sup>Rb atoms in a magnetic trap. The paper describes the experimental approach as well as the first observations, and discusses the very special methodology of ultra-low-temperature physics.

---

## Wstęp

2 marca 2007 r. grupa fizyków z kilku polskich ośrodków pracująca w Krajowym Laboratorium Fizyki Atomowej, Molekularnej i Optycznej w Toruniu pod kierunkiem Wojciecha Gawlika otrzymała pierwszy w Polsce kondensat Bosego–Einsteina (BE) atomów rubidu-87. Zespół tworzyli fizycy z Uniwersytetu Jagiellońskiego (Wojciech Gawlik, Andrzej Noga, Jerzy Zachorowski i Michał Zawada – ten ostatni od niedawna w UMK), Uniwersytetu Mikołaja Kopernika w Toruniu (Franciszek Bylicki

i Michał Zawada), Instytutu Fizyki PAN w Warszawie (Włodzimierz Jastrzębski), Pomorskiej Akademii Pedagogicznej w Słupsku (Jacek Szczepkowski) i Uniwersytetu Opolskiego (Marcin Witkowski). Duży wkład do projektu w jego wstępnej fazie wnieśli też: Maria Brzozowska i Tomasz Brzozowski z IF UJ oraz Paweł Kruk (pierwotnie IFD UW, potem IF UJ).

Po dwunastu latach od jego doświadczalnego odkrycia, kondensat Bosego–Einsteina jest badany w szesnastu krajach. Od 2 marca br. Polska jest jednym z nich – jedynym między Łabą a Pekinem.



Od lewej: Marcin Witkowski, Michał Zawada, Jerzy Zachorowski, Andrzej Noga, Jacek Szczepkowski, Wojciech Gawlik, Franciszek Bylicki, Włodzimierz Jastrzębski

---

\*Opisane doświadczenia wykonano w Krajowym Laboratorium Fizyki Atomowej, Molekularnej i Optycznej w Toruniu.

Prace nad wytworzeniem polskiego kondensatu mają swoje korzenie w badaniach, które przed 10 laty rozpoczęto w Instytucie Fizyki UJ. W 1998 r. uruchomiono tam pierwszą polską pułapkę magnetooptyczną, w której osiągnięto temperaturę rzędu 100 mikrokelwinów [1]. W tym zakresie temperatury badano metodami spektroskopii laserowej subtelne efekty odrzutu fotonowego i lokalizacji atomów w tzw. sieciach optycznych. Dzięki finansowaniu przez Komitet Badań Naukowych i współpracy całego polskiego środowiska, w 2001 r. stworzone zostało Krajowe Laboratorium Fizyki Atomowej, Molekularnej i Optycznej (KL FAMO) przy UMK w Toruniu. Laboratorium to reprezentuje obecnie światowy poziom w dziedzinie fizyki atomowej, zwłaszcza w badaniach z zakresu optyki i informacji kwantowej (splątane stany fotonowe), zastosowania pułapek jonowych do celów informacji kwantowej oraz fizyki ultrazimnych atomów. Dzięki KL FAMO można było rozszerzyć zakres krakowskich prac na znacznie niższe temperatury, w których możliwa jest już kondensacja Bosego–Einsteina. Stworzenie KL FAMO umożliwiło także włączenie się w tę tematykę innym grupom – do zespołu dołączył m.in. Włodzimierz Jastrzębski z IF PAN w Warszawie, który jako jedyny wówczas polski fizyk eksperymentował już z kondensatem za granicą.

## Wymagania fizyczne i przyjęte rozwiązania

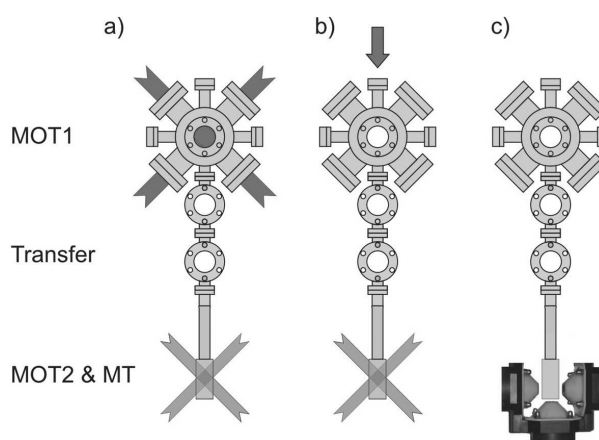
Osiągnięcie kondensacji BE gazu atomowego jest ogromnym wyzwaniem eksperymentalnym. Konieczne jest bowiem osiągnięcie degeneracji kwantowej, która wymaga odpowiednio dużej gęstości w przestrzeni fazowej, a więc równoczesnego zagęszczenia gazu atomowego i jego ochłodzenia przy zachowaniu jednocześnie jego gazowego stanu skupienia. Są to na ogół przeciwstawne wymagania, ich spełnienie wymagało więc bardzo wyrafinowanego przebiegu doświadczenia i skomplikowanej aparatury.

Doświadczenie prowadzące do wytworzenia stanu kondensatu BE w chmurze atomów rubidu sprowadza się do manipulowania atomami Rb w zamkniętej komorze próżniowej, której schemat przedstawia rys. 1. Atomy te są poddawane działaniu wiązek promieniowania laserowego oraz pól magnetycznych (stałych i zmiennych) – w wyniku tych oddziaływań są pułapowane, przemieszczane oraz ochładzane do temperatury kilkuset nanokelwinów.

Kolejnymi głównymi etapami prowadzącymi do otrzymania kondensatu BE są:

1. wychwyt atomów z chmury termicznej o temperaturze ok. 300 K i ich wstępne schłodzenie w pierwszej pułapce magnetooptycznej (MOT1),
2. przepchnięcie (transfer) za pomocą światła atomów z MOT1 do drugiej, wysokopróżniowej, komory,
3. przechwycenie ich w drugiej pułapce magnetooptycznej (MOT2),
4. przeładowanie atomów z MOT2 do pułapki magnetycznej (MT),
5. chłodzenie przez odparowanie za pomocą pola magnetycznego oscylującego z częstością radiową (RF),

6. detekcja i diagnostyka otrzymanego „produktu”, pozwalająca wyznaczyć temperaturę atomów oraz stwierdzić, czy nastąpiła kondensacja.



Rys. 1. Schemat układu eksperymentalnego składającego się z górnej pułapki magnetooptycznej (MOT1), kanału przenoszenia atomów (Transfer) i dolnej pułapki (MOT2) wraz z pułapką magnetyczną (MT). Trzy etapy działania układu są przedstawione w kolejnych częściach rysunku: a) MOT1 zbiera ok.  $10^9$  atomów  $^{87}\text{Rb}$  w temperaturze ok. 300  $\mu\text{K}$  (szerokie strzałki obrazują wiązki pułapkujące), b) zimne atomy są wypychane z MOT1 przez wiązkę laserową (pionowa strzałka) i wychwytywane przez MOT2, c) wiązki laserowe są wyłączone, a atomy utrzymywane w ciemności w pułapce magnetycznej i tam chłodzone przez odparowanie. Dla przejrzystości rysunku cewki pułapki magnetycznej są pokazane wyłącznie na rys. c.

Każdy z wymienionych głównych etapów doświadczenia składa się z sekwencji kroków, w trakcie których realizuje się wiele operacji: poszczególne wiązki laserowe są włączane i wyłączane, zmienia się ich częstość i natężenie, zmienia się częstość pola radiowego oraz natężenia pól magnetycznych. Czynności te realizowane są w cyklu pomiarowym trwającym ok. 2 min, kontrolowanym przez program komputerowy. Zapewnia on dobrą powtarzalność i precyzyjną synchronizację poszczególnych etapów doświadczenia z kondensacją BE. Od strony fizycznej zostały one opisane w pracach [2–7]. Poniżej omawiamy niektóre szczegóły ilustrujące złożoność i stopień komplikacji tego przedsięwzięcia.

1. W pierwszej kolejności atomy rubidu zbierane są w pierwszej (górnej) pułapce magnetooptycznej (MOT1), stanowiącej kombinację sześciu parami przeciwbieżnych wiązek laserowych skierowanych wzdłuż trzech wzajemnie prostopadłych kierunków przestrzennych i niejednorodnego pola magnetycznego o symetrii kwadrupolowej. Aby czas zbierania atomów był dostatecznie krótki, w obszarze tej komory prężność par rubidu powinna wynosić ok.  $10^{-8}$  mbar. Podgrzewany emiter jest źródłem atomów o naturalnym składzie izotopowym. Właściwy izotop –  $^{87}\text{Rb}$  – wybiera się, dostrajając lasery pułapki do odpowiednich linii widmowych przejścia  $5^2\text{S}_{1/2} - 5^2\text{P}_{3/2}$

(linii D<sub>2</sub> o długości fali 780 nm). Oprócz lasera pułapkującego potrzebny jest jeszcze laser repompujący, który zapobiega stratom atomów z cyklu pompowania przez ucieczkę do innych poziomów. Na tym etapie zazwyczaj uzyskuje się ok. 10<sup>9</sup> atomów (chmura o średnicy ok. 3 mm i gęstości  $n \approx 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ ) w temperaturze 0,1–1 mK. Prowadzenie dalszych etapów chłodzenia i zwiększania gęstości w górnej komorze byłoby niemożliwe m.in. ze względu na zderzenia z atomami termicznymi pod ciśnieniem tam panującym (10<sup>-8</sup> mbar).

2. Atomy schłodzone w pierwszej pułapce są przeprowadzane do drugiej komory (MOT2). Realizacja tego transferu (prowadzony jest on równocześnie z wychwytem i chłodzeniem w MOT1) polega na oświetleniu atomów w MOT1 dodatkową, niemal rezonansową wiązką laserową skierowaną pionowo w dół (odstrojenie wiązki od częstości rezonansowej wynosi ok. 12 MHz, natężenie ok. 1 mW), która w wyniku ciśnienia światła kieruje atomy do rurki transferowej.

3. Atomy są wychwytywane i zbierane w drugiej (dolnej) pułapce magnetoptycznej (MOT2), po czym MOT1 i wiązka przepychająca są wyłączane. W MOT2 gromadzi się w czasie ok. 30 sekund ok. 10<sup>9</sup> atomów o temperaturze poniżej 100 μK. Aby możliwe było odpowiednio długie (ponad 1,5 min) przechowywanie atomów, w tym obszarze musi być doskonała próżnia (prężność par poniżej 10<sup>-11</sup> mbar), skąd wynika konieczność rozdzielania komory MOT1 do zbierania atomów i komory doświadczalnej (są one połączone jedynie wąską rurką transferową) i stosowania pompowania różnicowego. Moment wyłączenia MOT1 jest chwilą, od której obowiązuje bardzo oszczędna „gospodarka” atomami, gdyż w dalszych etapach chłodzenia uczestniczą wyłącznie atomy dotąd zgromadzone. Obserwacja atomów zarówno w MOT1 jak i MOT2 prowadzona jest przez rejestrację fluorescencji atomów Rb kamerą CCD i wykalibrowaną fotodiodą, która pozwala na pomiar liczby atomów zgromadzonych w MOT1 oraz MOT2.

4. Dalsze chłodzenie atomów przez oddziaływanie z wiązkami światła nie jest możliwe, gdyż graniczna temperatura osiągalna w MOT jest rzędu 100 μK [3]. Pułapka magnetoptyczna jest wyłączana, a w tym samym miejscu włączana jest pułapka innego rodzaju – pułapka magnetyczna (MT). Jest ona pułapką „ciemną” – nie wykorzystuje się w niej działania sił pochodzących od ciśnienia światła, z którymi związane są też procesy ograniczające uzyskiwane temperatury. Dla poprawnej pracy MT konieczne jest zatem staranne zaciemnienie układu, aby atomy nie mogły absorbować żadnych fotonów rezonansowych. W porównaniu z MOT pułapka MT jest bardzo płytka, zachowawcza i gromadzi wyłącznie atomy o określonej orientacji atomowego momentu magnetycznego, zatem przed przeładowaniem atomów do pułapki magnetycznej konieczne są jeszcze dodatkowe zabiegi, aby zminimalizować straty atomów. Mechanizmem, który powoduje pułapkowanie magnetyczne, jest siła działająca na spolaryzowane atomy w niejednorodnym polu magnetycznym. Ponieważ w wolnej przestrzeni nie jest możliwe wytworze-

nie lokalnego maksimum pola magnetycznego, a jest możliwe wytworzenie minimum pola, jedynymi kandydatami do pułapkowania magnetycznego są atomy w tzw. stanach szukających małego pola. W szczególności dla atomów Rb w stanie podstawowym 5<sup>2</sup>S<sub>1/2</sub> są to stany  $|F = 2, m_F = +2\rangle$ ,  $|F = 2, m_F = +1\rangle$  oraz  $|F = 1, m_F = -1\rangle$ ; działa na nie siła skierowana w kierunku minimum pola magnetycznego, podczas gdy atomy w pozostałych stanach zeemanowskich wypychane są z minimum pola. Na sekwencję przeładowania atomów z MOT2 do MT składają się następujące procedury:

a) Przesunięcie chmury atomów z miejsca, gdzie był środek MOT2, do miejsca, gdzie będzie środek MT (ponieważ pułapka MOT jest silniejsza niż magnetyczna, wypadkowy potencjał uwzględniający wpływ grawitacji ma minimum w innym miejscu).

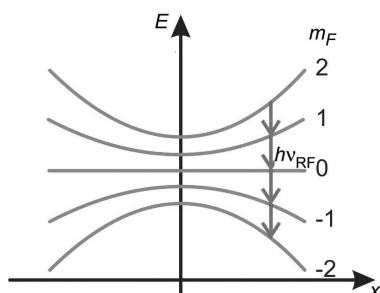
b) Dodatkowe chłodzenie i kompresja chmury atomów przez zwiększenie odstrojenia wiązek laserowych do 35 MHz – tzw. faza zimnego MOT-a: chłodzenie subdopplerowskie polegające na wyłączeniu pola magnetycznego pułapki MOT2 i utrzymaniu dużego odstrojenia lasera pułapkującego. Rezultatem jest ochłodzenie atomów do temperatury ok. 20 μK. Jest to faza tzw. melasy optycznej.

c) Wyłączenie laserów pułapkującego/chłodzącego i repompującego – zastosowana kolejność wyłączania przesądza, w którym stanie nadsubtelnym ( $F = 1$  lub  $F = 2$ ) pozostaną atomy. U nas laser repompujący wyłączany jest w 500 μs po wyłączeniu lasera pułapkującego, co powoduje, że wszystkie atomy zostają przepompowane do stanu 5<sup>2</sup>S<sub>1/2</sub> ( $F = 2$ ). Nadal jednak wszystkie poziomy zeemanowskie o  $m_F = -2, \dots, +2$  są obsadzone, a więc układ nie jest jeszcze przygotowany do pułapkowania magnetycznego.

d) Spolaryzowanie gazu atomów przez przepompowanie optyczne atomów do stanu  $|F = 2, m_F = +2\rangle$ . W tym celu włączane jest słabe pole magnetyczne (ok. 1 Gs) i atomy oświetlane są jednocześnie dwoma krótkimi i bardzo słabymi (ok. 1 ms i 35 μW, aby uniknąć podgrzewania) impulsami światła o polaryzacji  $\sigma^+$  rezonansowego z przejściami 5<sup>2</sup>S<sub>1/2</sub>  $|F = 2\rangle \rightarrow 5^2P_{3/2}$   $|F = 2\rangle$  oraz 5<sup>2</sup>S<sub>1/2</sub>  $|F = 1\rangle \rightarrow 5^2P_{3/2}$   $|F = 2\rangle$  (drugi z błysków światła zawsze powinien kończyć się później, co zapobiega utracie atomów przez przepompowanie do stanu 5<sup>2</sup>S<sub>1/2</sub>  $|F = 1\rangle$ ). W rezultacie wykonania takiego cyklu pompowania większość atomów znajduje się w stanie 5<sup>2</sup>S<sub>1/2</sub>  $|F = 2, m_F = +2\rangle$  i może być już pułapkowana magnetycznie.

e) „Adiabatyczne” włączenie MT trwające ok. 2 s – ma zapobiec podgrzaniu atomów i ewentualnym oscylacjom chmury. Po wykonaniu powyższych kroków ok. 80% atomów zostaje przeładowanych z MOT2 do pułapki magnetycznej.

5. Atomy w pułapce magnetycznej są następnie chłodzone w procesie wymuszonego odparowania: pod wpływem pola magnetycznego oscylującego z częstością rezonansową momentów magnetycznych, orientacja momentu magnetycznego niektórych atomów jest odwracana – atomy te nie są pułapkowane, lecz wyrzucane z pułapki (rys. 2). Przez dobór częstości oscylacji można zapewnić,



Rys. 2. Wymuszone odparowanie w pułapce magnetycznej: schemat pokazuje poziomy atomowe i przejścia wywołane oscylującym polem magnetycznym, które przenoszą atomy ze stanów pułapkowanych do stanów niepułapkowanych

że usuwane są atomy o największej energii kinetycznej (najcieplejsze). Pozostałe atomy przez zderzenia termalizują się do stanu równowagi o niższej temperaturze średniej. W ten sposób, sukcesywnie obniżając częstość pola od 30 MHz do 800 kHz, usuwa się najcieplejsze atomy, aż pozostaje chmura ok.  $10^5$  atomów w temperaturze ok. 200 nK. Ten proces musi zachodzić na tyle wolno, aby atomy pozostałe w pułapce mogły wydajnie termalizować się przez zderzenia do coraz niższej temperatury średniej. Wymagany jest zatem korzystny stosunek zderzeń sprężystych (termalizacja) do innych źródeł strat: zderzeń niesprężystych, zderzeń z gazem resztkowym i podgrzewania przez fluktuacje pola magnetycznego. Gdyby atomy nie ulegały termalizacji, ich odparowanie prowadziłoby tylko do zmniejszenia gęstości, bez obniżenia temperatury. Dobranie optymalnej dynamiki odparowania pozwala na ta-

kie chłodzenie, że mimo spadku liczby atomów gęstość w przestrzeni fazowej wzrasta, co jest niezbędne dla osiągnięcia kondensacji.

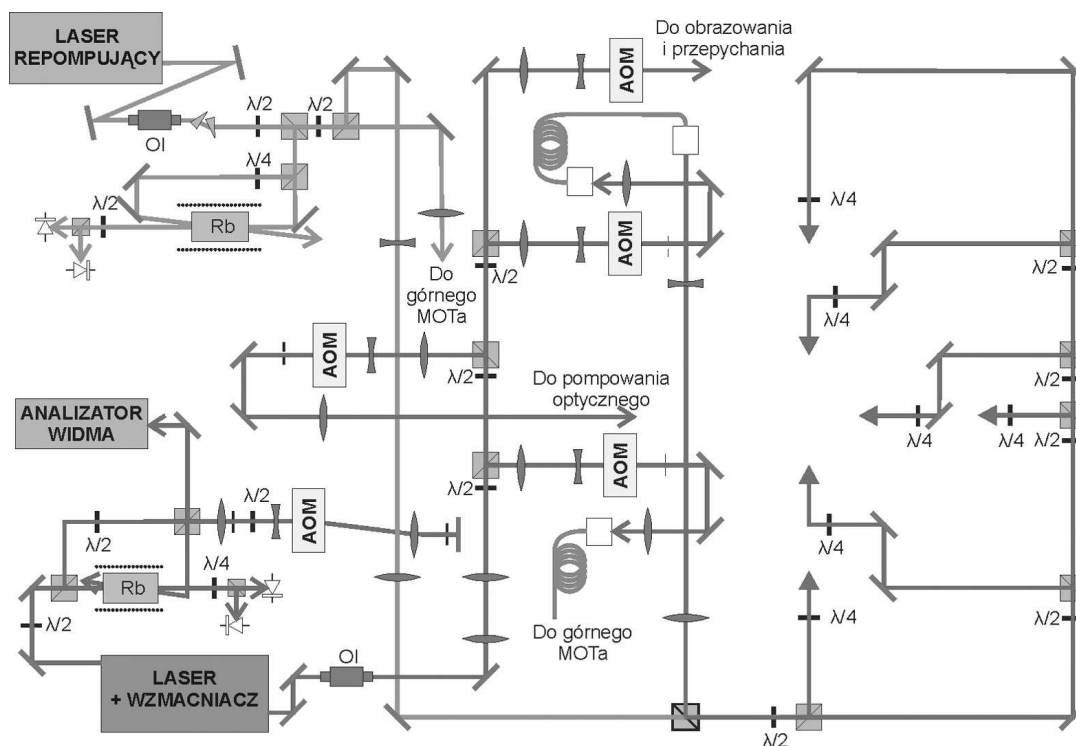
6. Ostatnim etapem jest obrazowanie chmury atomów, wykonywane zazwyczaj po uwolnieniu ich z pułapki, które pozwala na wyznaczenie rozkładu pędu uwolnionych atomów i na rozróżnienie, czy chmura atomów jest w stanie termicznym, czy zaszła już kondensacja BE.

## Omówienie wybranych elementów i zastosowanych procedur doświadczalnych

Główne części aparatury doświadczalnej były następujące.

**Lasery.** Wykorzystujemy lasery półprzewodnikowe (diody) z zewnętrznymi rezonatorami optycznymi (rys. 3). Muszą one spełniać następujące wymagania:

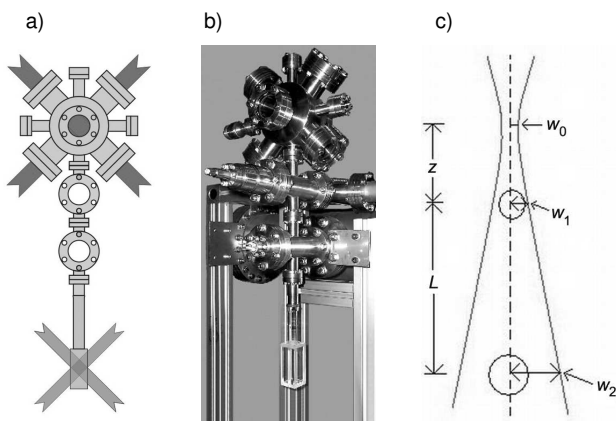
- mała szerokość linii, mniejsza od naturalnej szerokości przejścia optycznego,
- dobra stabilność częstości; w naszym przypadku oznacza to absolutną stabilność częstości na poziomie 1 MHz, a więc stabilność względną ok.  $3 \cdot 10^{-9}$  – wymaga to stabilizowania częstości promieniowania laserowego do częstości przejścia atomowego,
- wystarczająca moc, od ok. 100 mW do 1 W,
- dobra stabilność mocy,
- w celu zapewnienia jednorodnego poprzecznego kształtu wiązek laserowych są one kierowane do doświadczenia przez odcinki jednomodowego włókna światłowodowego – ułatwia to zestawienie eksperymentu, ale wiąże się ze stratami mocy.



Rys. 3. Schemat układu laserowego do pułapkowania i chłodzenia atomów

**Układ próżniowy.** Jak już było powiedziane, konieczne jest rozgraniczenie obszarów zbierania atomów i ich wstępnego ochłodzenia poniżej 1 mK oraz obszaru kondensacji o ciśnieniach odpowiednio ok.  $10^{-8}$  i  $10^{-11}$  mbar. Wynika z tego konieczność zastosowania dwóch komór połączonych wąską rurką i różnicowego pompowania obu stref (rys. 4).

**Transfer atomów między pułapkami.** Grawitacyjny spadek atomów z obszaru MOT1 do MOT2 trwałby zbyt długo i wiązałby się ze znaczną ekspansją atomów uwolnionych z pułapki MOT1 oraz w konsekwencji ogromnych strat ich liczby przy przejściu przez kapilarę. Dokonuje się więc transferu atomów przez wydmuchiwanie atomów z pracującej pułapki MOT1 za pomocą wiązki przepychającej, działającej na atomy ciśnieniem światła. Konieczne jest odpowiednie dobranie profilu tej wiązki, aby miała ona odpowiednie natężenia i działała z różnymi siłami na atomy w różnych obszarach. W górnej pułapce musi być ona porównywalnie silna z wiązkami pułapki, co osiąga się, ogniskując ją do średnicy  $w_1 = 1,1$  mm. W dolnej pułapce MOT2 musi mieć małe natężenie, niepowodujące destabilizacji dolnej pułapki, i dlatego jest rozszerzona do  $w_2 = 3,3$  mm (rys. 4c).

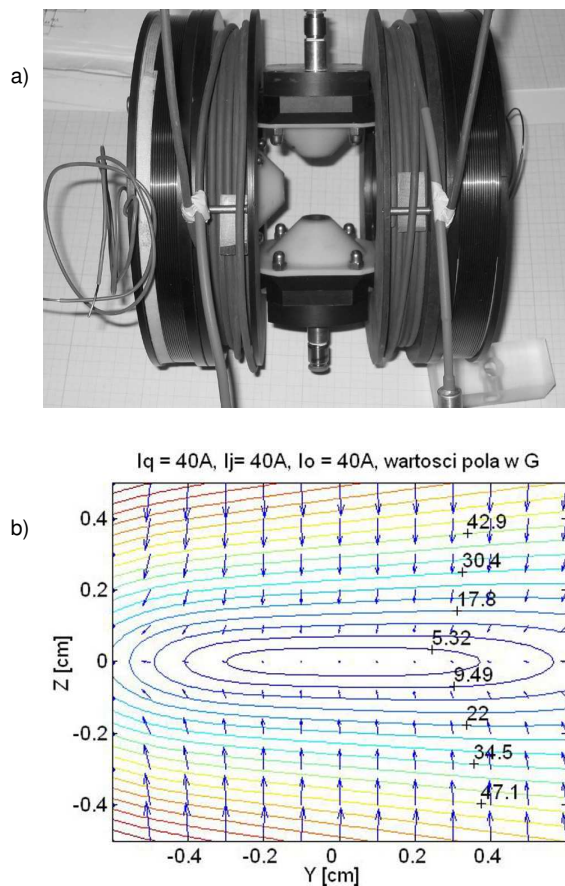


Rys. 4. Schemat układu próżniowego (a), zdjęcie układu (b), ukształtowanie wiązki przepychającej (c);  $w_0$  oznacza promień wiązki w przewężeniu,  $w_1$  i  $w_2$  – promień wiązki odpowiednio w miejscu górnej i dolnej pułapki magnetoptycznej

**Pułapka magnetyczna.** Najprostszym typem pułapki magnetycznej jest pułapka kwadrupolowa tworzona przez dwie cewki o przeciwbieżnych prądach: potencjał narasta w niej liniowo w miarę oddalania się od centrum pułapki – zapewnia to skuteczne pułapkowanie, ale w centrum pułapki pole magnetyczne ma zerowe natężenie, a zatem powolne atomy przelatujące przez centrum mogą doznać odwrócenia momentu magnetycznego (ang. Majorana spin flip) [8,9], w wyniku czego atomy przestają być pułapkowane. Rozwiązaniem okazuje się taka konfiguracja pól, w której nigdzie w obszarze pułapki nie osiągają one zerowego natężenia. Przykładem jest tzw. pułapka Joffego, złożona z czterech prętów z przeciwbieżnymi prądami, które tworzą kwadrupolowy rozkład pola w płaszczyźnie prostopadłej do osi pułapki, oraz dwóch cewek na osi usta-

wionych w odległości większej niż w konfiguracji Helmholtza, które wytwarzają pole osiowe z minimum w centrum. W celu zwiększenia gradientu (i silniejszego pułapkowania) dodawane jest jeszcze jednorodne tzw. pole off-setowe. Całkowite pole w okolicy środka tak wytworzonej pułapki zależy od kwadratu odległości od centrum, zatem pułapka ma potencjał harmoniczny, bez symetrii sferycznej (rys. 5b), w związku z czym częstości własne w kierunku osiowym i w kierunkach poprzecznych są wyraźnie różne.

W naszym układzie pole wytwarzane jest przez trzy cewki umieszczone blisko komórki próżniowej (w celu osiągnięcia odpowiednio dużego gradientu pola) i dwie większe cewki wytwarzające pole jednorodne (rys. 5a). Aby cewki nie ograniczały dostępu wiązek świetlnych do komórki z atomami, mają one małe rozmiary i stożkowy kształt uzwojeń. We wszystkich cewkach płynie jednakowy prąd o natężeniu ok. 40 A, zatem niebagatelnym problemem jest ich chłodzenie, zwłaszcza że dla minimalizacji wymiarów cewki stożkowe nawinięte są cienkim drutem ( $\phi = 1$  mm). Skuteczne chłodzenie zapewnione jest przez przepływ wody między uzwojeniami cewek stożkowych. W cewkach pola jednorodnego zamiast drutu użyto cienkiej rurki miedzianej, wewnątrz której przepływa woda chłodząca.



Rys. 5. a) Układ cewek pułapki magnetycznej, b) rozkład pola w pułapce magnetycznej: pokazane są linie jednakowego natężenia pola i kierunki pola w różnych miejscach pułapki

Pole pułapki magnetycznej musi być w kontrolowany sposób włączane (adiabaticznie) i wyłączane (szybko): potrzebny jest zatem układ elektroniczny do przełączania prądów w cewkach w czasie ok. 1 ms, co wobec indukcyjności cewek nie jest łatwe.

**Sterowanie doświadczeniem.** Eksperyment wymaga precyzyjnej i doskonale zsynchronizowanej regulacji wielu parametrów, z których najważniejsze to:

- częstotści modulatorów akustooptycznych (AOM),
- momenty włączania i wyłączania modulatorów AOM,
- otwieranie i zamykanie przesłon,
- natężenia prądów cewek pułapki magnetycznej,
- częstość pola radiowego,
- wyzwalamie kamery CCD.

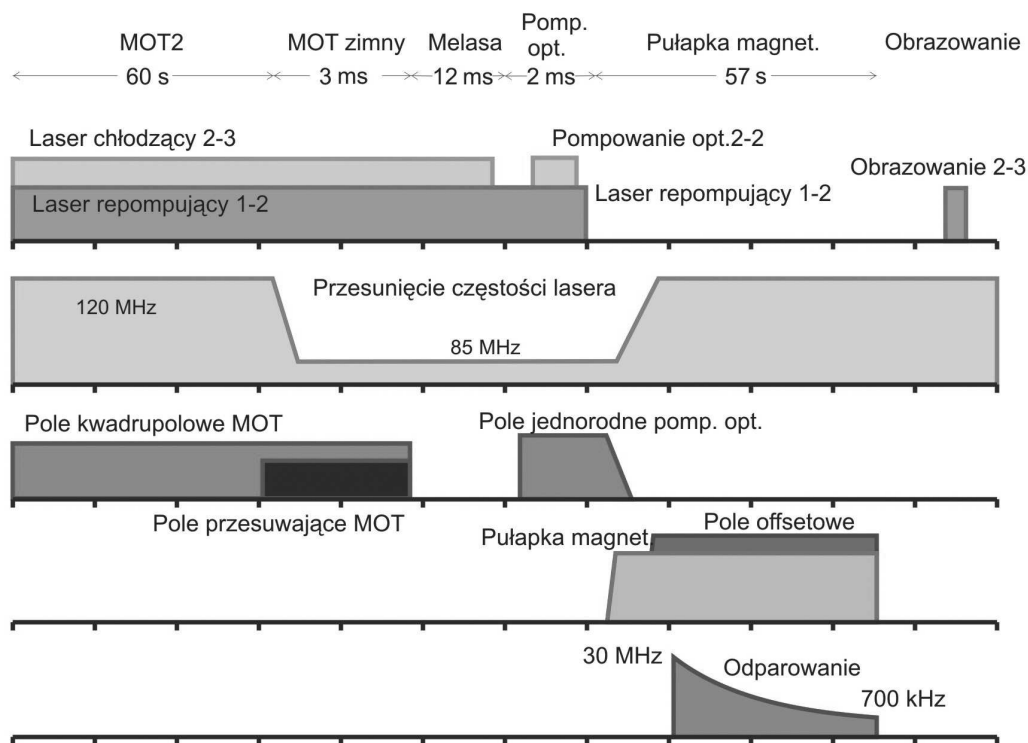
Sterowanie to przeprowadzane jest przy użyciu dwóch komputerów, z których jeden steruje całym doświadczeniem z rozdzielczością 25  $\mu$ s, a drugi kamerą oraz służy do akwizycji i analizy obrazów atomów. Rysunek 6 przedstawia kolejność przełączania wartości poszczególnych parametrów.

## Główne trudności

Otrzymanie kondensatu BE było przedsięwzięciem niezwykle trudnym do zrealizowania i czasochłonnym, zarówno pod względem technicznym jak i logistycznym. Paradoksalnie, główną przeszkodą okazał się ten drugi aspekt. Zlokalizowanie KL FAMO w Toruniu zrodziło konieczność dojazdów naukowców z ośrodków oddalonych

o kilkaset kilometrów (Kraków, Warszawa, Opole, Słupsk) i ich pogodzenie z pracą w macierzystych jednostkach.

Pierwszy etap budowy aparatury, zrealizowany w IF UJ w Krakowie, obejmował zbudowanie od podstaw całej aparatury próżniowej oraz zestawienie toru optycznego i uruchomienie dwóch pułapek magnetoptycznych. Równolegle w IF PAN budowana była pułapka magnetyczna, a w Toruniu organizowano laboratorium wymagające m.in. odpowiednich pomieszczeń z instalacjami bezpyłowymi. Realizacja tego etapu trwała ponad 2 lata. Zbudowaną w Krakowie aparaturę należało przetransportować do Torunia praktycznie bez demontażu, w przeciwnym razie zmarnowana zostałaby wielomiesięczna praca naukowców. To, co wielu osobom wydawało się niemożliwe, zostało zrealizowane z pełnym sukcesem 16 września 2004 r. Ważący ponad 400 kg stół optyczny wraz z kilkuset elementami optycznymi został zapakowany w specjalnie przygotowaną skrzynię, a najdelikatniejsza część aparatury, czyli komora próżniowa wraz z komórką kwarcową (cały czas zachowujące wysoką próżnię!), została umieszczona i unieruchomiona wewnątrz drugiej skrzyni. Cała ta nietypowa przesyłka została załadowana na ciężarówkę i przewieziona do laboratorium w Toruniu. Już po dniu od momentu rozpakowania skrzyń w toruńskim laboratorium przywrócono pełne działanie układu ze stanu sprzed wysyłki, co oznaczało pełny sukces „operacji transport”. Rysunek 7 pokazuje początkowe chwile montażu pierwszej części aparatury w KL FAMO po jej przywiezieniu z Krakowa.



Rys. 6. Schemat czasowy przebiegu doświadczenia (skala czasu jest nieliniowa)





Rys. 7. Rozpakowywanie stołu optycznego po przewiezieniu go z Krakowa do Torunia

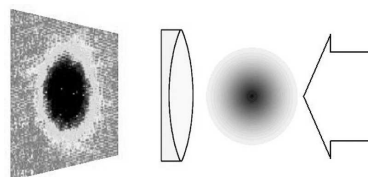
Dalsze prace nad kondensacją były już prowadzone wyłącznie w Toruniu, choć nie bez trudności i przygód wydłużających drogę do celu. Bardzo nieprzyjemną przygodą było zniszczenie cewek pułapki magnetycznej przez omyłkowe włączenie prądu bez chłodzenia uzwojenia. To zdarzenie było najdramatyczniejsze, ale najwięcej czasu pochłonęło zdiagnozowanie i usunięcie problemów z niewłaściwie pracującym pompowaniem różnicowym. Zwiększenie ciśnienia rubidu w górnej komorze powodowało znaczne pogorszenie próżni w komorze dolnej i tym samym ograniczenie czasu życia pułapki magnetycznej do kilkunastu sekund, podczas gdy czas życia wymagany do osiągnięcia kondensatu BE powinien wynosić co najmniej 60 s. Po (również niepozabawionej dramaturgii) naprawie i przebudowie aparatury osiągnięto doskonałe parametry: ciśnienie w komorze MOT2 poniżej  $10^{-11}$  mbar i czas życia atomów w pułapce magnetycznej ok. 120 s.

Okazało się jednak, że utrudnieniem większym od wymagań eksperymentu był dorywczy charakter pracy dojeżdżającego zespołu. Sytuacja na szczęście uległa znacznej poprawie, gdy na początku 2006 r. doktorant IF UJ Andrzej Noga osiadł w Toruniu na ponad pół roku, a w październiku 2006 r. dr Michał Zawada został zatrudniony w UMK i przeprowadził się z Krakowa do Torunia. Od tego czasu eksperyment był prowadzony w systematyczny sposób i po kilku miesiącach ciągłej pracy, 2 marca 2007 r. o godzinie 20.30, wysiłki zespołu zostały uwieńczone sukcesem – zarejestrowano pierwsze dane doświadczalne świadczące niezbicie, że uzyskano kondensat Bosego–Einsteina.

## Detekcja i charakterystyka otrzymanego kondensatu

Do atomów w chmurze o ultraniskiej temperaturze oczywiście nie można przyłożyć termometru ani linijki. Po pierwsze dlatego, że są umieszczone w bardzo wysokiej próżni, a po drugie, ponieważ linijka i termometr miałyby własną temperaturę o wiele większą od badanej.

Standardową metodą detekcji kondensatu BE jest oświetlenie chmury atomów wiązką światła laserowego będącego w rezonansie z przejściem atomowym i oglądanie za pomocą kamery CCD cienia atomów na tle tej wiązki. Cień ten powstaje, gdyż atomy pochłaniają fotony z wiązki – im większa gęstość atomów, tym jest głębszy. Obraz cienia jest odwzorowywany na matrycy kamery CCD za pomocą prostego układu optycznego (rys. 8).

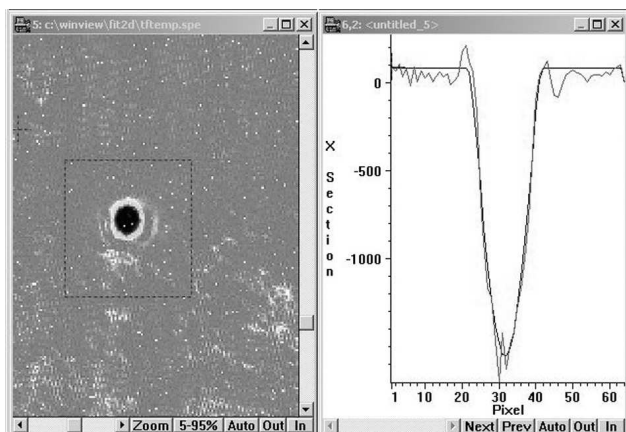


Rys. 8. Schemat detekcji kondensatu BE – układ optyczny odwzorowuje na kamerze CCD cień powstały w wiązce laserowej w wyniku jej absorpcji przez atomy

Jeżeli atomy będące pierwotnie w pułapce zostaną z niej uwolnione, to zaczną po pierwsze spadać pod wpływem grawitacji, a po drugie „rozbiegać się” we wszystkich kierunkach. To rozbieganie się odzwierciedla rozkład prędkości, jaki był w chmurze atomów znajdujących się w pułapce (czyli jej temperaturę). Jeżeli więc zrobimy absorpcyjne „zdjęcie” atomów w jakiś czas po wypuszczeniu ich z pułapki, to otrzymamy informację właśnie o rozkładzie pędu, jaki istniał w spuławkopowanej chmurze. Zakładając jedynie rodzaj rozkładu pędu w chmurze (dla chmury jeszcze nieskondensowanej jest to rozkład Gaussa wynikający z rozkładu Maxwella–Boltzmannna), możemy z dużą dokładnością wyznaczyć z takiego zdjęcia liczbę atomów, ich gęstość, temperaturę i rozmiary chmury.

Chmura termiczna (czyli klasyczny gaz atomowy, jeszcze przed kondensacją) i kondensat BE mają zupełnie różne rozkłady pędowe. Kondensat ma rozkład Thomasa–Fermiego, odpowiadający z grubsza odwróconej paraboli. Pojawienie się go jest pierwszą i chyba najbardziej spektakularną oznaką zajścia kondensacji (rys. 9), podczas której obserwuje się wyraźne przejście fazowe między obydwoma rozkładami. Kondensat przez nas otrzymywany ma około 100 tys. atomów i powstaje przy temperaturze poniżej 250 nK. Przy tej temperaturze zaczyna zachodzić przejście fazowe. Poniżej temperatury 70 nK obserwujemy już czysty kondensat BE (rys. 10).

O ile chmura atomów termicznych w czasie swobodnego spadku dość szybko przyjmie kształt sferycznie symetryczny, o tyle kondensat BE, jako obiekt kwantowy, a nie klasyczny, zachowa się zupełnie inaczej. Jeżeli, tak jak w naszym przypadku, kondensat miał w pułapce kształt leżącego poziomo cygara, to po krótkim czasie spadania można zaobserwować, że zaczyna być wydłużony w kierunku pionowym! Jest to bezpośrednia konsekwencja zasady nieoznaczoności Heisenberga. Kondensat w pułapce w kierunku pionowym miał dobrze określone położenie, a więc musiał mieć dużą nieokreśloność pędu. To właśnie



Rys. 9. Przykładowe zdjęcie kondensatu BE (po lewej) oraz jego poziomy przekrój (po prawej); różne stopnie szarości na zdjęciu reprezentują różne natężenia światła rejestrowane przez kamerę

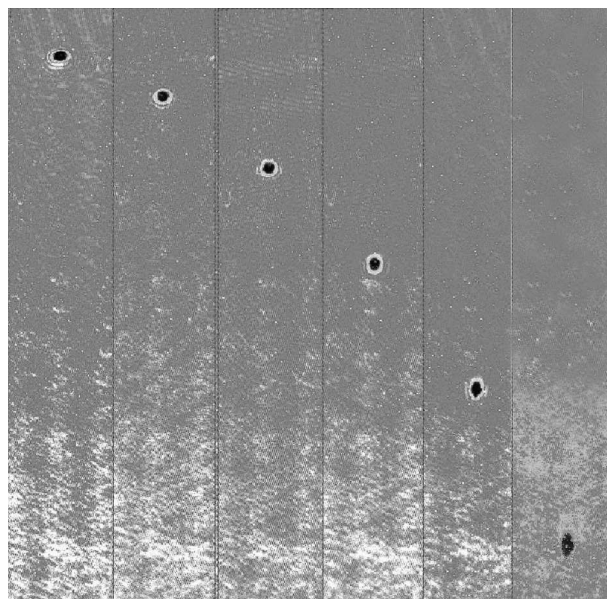


Rys. 10. Trójwymiarowe mapy rozkładów pędowych w przypadku (od lewej): chmury atomów termicznych ( $T = 500$  nK), przejścia fazowego ( $T = 250$  nK) i czystego kondensatu BE ( $T < 70$  nK)

jest przyczyną szybszego rozbiegania się atomów w kondensacie w kierunku pionowym niż poziomym (rys. 11).

## Dalsze perspektywy

Zbudowanie aparatury i doprowadzenie jej do stanu, w którym możliwe jest wytwarzanie i badanie kondensatu Bosego–Einsteina, to oczywiście dopiero początek nowej epoki. Epoki, w której możliwe jest prowadzenie w Polsce badań doświadczalnych na światowym poziomie w niezwykle żywo rozwijającej się dziedzinie. Jak szybko uda się nam w tym rozwoju zaznaczyć istnienie Krajowego Laboratorium FAMO, zależy od wielu czynników – głównie zaangażowania młodych ludzi, którzy w KL mogą znaleźć szansę na ciekawą pracę. Pierwsze plany zespołu obejmują badania efektów zderzeniowych i koherencji fal materii bozonowej. Następne, do których realizacji już przystępujemy wspólnie z innym zespołami z KL FAMO (Czesław Radzewicz, Konrad Banaszek, Roman Ciuryło), to ul-



Rys. 11. Zdjęcia opadającego kondensatu BE (co 5 ms) – kondensat ściśnięty pierwotnie w kierunku pionowym (o dobrze określonym położeniu) ma zgodnie z zasadą Heisenberga dużą nieokreśloność pędu, co prowadzi do szybszego rozbiegania się atomów w tym kierunku

traprecyzyjne pomiary (m.in. ultrastabilny zegar atomowy nowej generacji) z zimnymi atomami strontu i rubidu oraz grzebieniem częstotliwości [10,11].

## Literatura

- [1] J. Zachorowski, T. Pałasz, W. Gawlik, *Postępy Fizyki* **49**, 338 (1998).
- [2] S. Chu, *Rev. Mod. Phys.* **70**, 685 (1998); przekład polski: *Postępy Fizyki* **50**, 113 (1999).
- [3] C. Cohen-Tannoudji, *Rev. Mod. Phys.* **70**, 707 (1998); przekład polski: *Postępy Fizyki* **50**, 2 (1999).
- [4] W.D. Phillips, *Rev. Mod. Phys.* **70**, 721 (1998); przekład polski: *Postępy Fizyki* **49**, 297 (1998).
- [5] W. Gawlik, *Postępy Fizyki* **53D**, 54 (2002)\*\*.
- [6] E.A. Cornell, C.E. Wieman, *Rev. Mod. Phys.* **74**, 875 (2002); przekład polski: *Postępy Fizyki* **53**, 221 (2002).
- [7] W. Ketterle, *Rev. Mod. Phys.* **74**, 1131 (2002); przekład polski: *Postępy Fizyki* **54**, 11 (2003)\*\*.
- [8] M. Inguscio, *Proc. of Science (EMC2006)* 008.
- [9] E. Majorana, *Nuovo Cimento* **9**, 43 (1932).
- [10] J.L. Hall, *Rev. Mod. Phys.* **78**, 1279 (2006); przekład polski ukaże się wkrótce w *Postępiach Fizyki*.
- [11] T.W. Hänsch, *Rev. Mod. Phys.* **78**, 1297 (2006); przekład polski: *Postępy Fizyki* **58**, 111 (2007)\*\*.

\*\*Pełny tekst na stronie [postepy.fuw.edu.pl](http://postepy.fuw.edu.pl).