

Wstęp do Optyki i Fizyki Materii Skondensowanej

Część I: Optyka, wykład 5

wykład: Piotr Fita

pokazy: Andrzej Wysmołek

ćwiczenia: Aneta Drabińska, Paweł Kowalczyk,
Barbara Piętka

Wydział Fizyki
Uniwersytet Warszawski

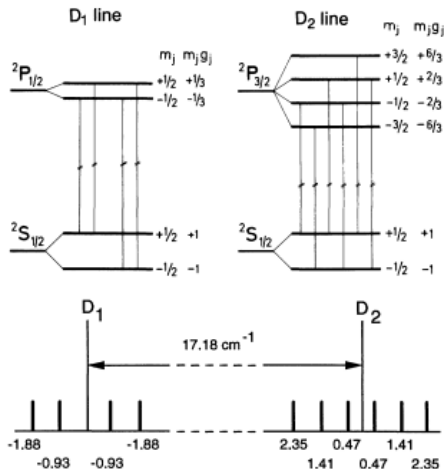
2016/17

Plan

- 1 Efekt Zeemana
- 2 Atom w polu elektrycznym
- 3 Zimne atomy
- 4 Współczynnik załamania

Efekt Zeemana

Widmo sodu w słabym polu magnetycznym



[H. Haken, H.C. Wolf, Atomy i kwanty]

Dozwolone przejścia optyczne:

- $\Delta m_j = \pm 1$
polaryzacja kołowa
- $\Delta m_j = 0$
polaryzacja liniowa

(*anomalny efekt Zeemana;*
normalny = bez spinu)



Atom w polu elektrycznym

Kwantowo - stany niezdegenerowane

Stosujemy rachunek zaburzeń

- W jednorodnym polu elektrycznym $\vec{E} = E\hat{z}$:

$$\mathcal{H} = \mathcal{H}_0 + eEz = \mathcal{H}_0 + \mathcal{H}_E$$

- Poprawka pierwszego rzędu do energii stanu $|\psi_i\rangle$:

$$\mathcal{E}_i^{(1)} = \langle \psi_i | \mathcal{H}_E | \psi_i \rangle = eE \langle \psi_i | z | \psi_i \rangle = 0$$

- Poprawka drugiego rzędu:

$$\mathcal{E}_i^{(2)} = \sum_{j \neq i} \frac{|eE \langle \psi_j | z | \psi_i \rangle|^2}{\mathcal{E}_i - \mathcal{E}_j} = e^2 E^2 \sum_{j \neq i} \frac{|\langle \psi_j | z | \psi_i \rangle|^2}{\mathcal{E}_i - \mathcal{E}_j}$$

- Poprawka proporcjonalna do E^2 - **kwadratowy** efekt Starka

Atom w polu elektrycznym

Kwantowo - stany zdegenerowane

Jeśli $|\psi_1\rangle$ i $|\psi_2\rangle$ są stanami zdegenerowanymi, to

$$\begin{vmatrix} \langle \psi_1 | \mathbf{eEz} | \psi_1 \rangle - \mathcal{E} & \langle \psi_1 | \mathbf{eEz} | \psi_2 \rangle \\ \langle \psi_2 | \mathbf{eEz} | \psi_1 \rangle & \langle \psi_2 | \mathbf{eEz} | \psi_2 \rangle - \mathcal{E} \end{vmatrix} = 0$$

$$\begin{vmatrix} -\mathcal{E} & E_{12} \\ E_{12}^* & -\mathcal{E} \end{vmatrix} = 0$$

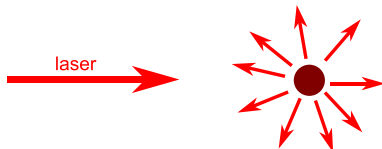
$$\mathcal{E}^2 - |E_{12}|^2 = 0$$

$$\mathcal{E}_{12} = \pm |E_{12}| = \pm \mathbf{eE} | \langle \psi_1 | \mathbf{z} | \psi_2 \rangle |$$

Liniowy efekt Starka (np. w stanach o $n = 2$ atomu wodoru)

Laserowe spowalnianie atomów

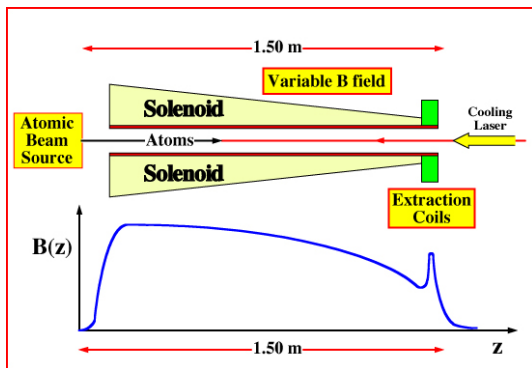
- Przy każdym akcie absorpcji foton przekazuje pęd $p_{fot} = \frac{h}{\lambda}$



- Pędy uzyskiwane przez atom w aktach emisji uśredniają się do zera
- Po N aktach absorpcji-emisji atom uzyskuje wypadkowy pęd w kierunku wiązki $\Delta p = Np_{fot}$

Spowalniacz zeemanowski

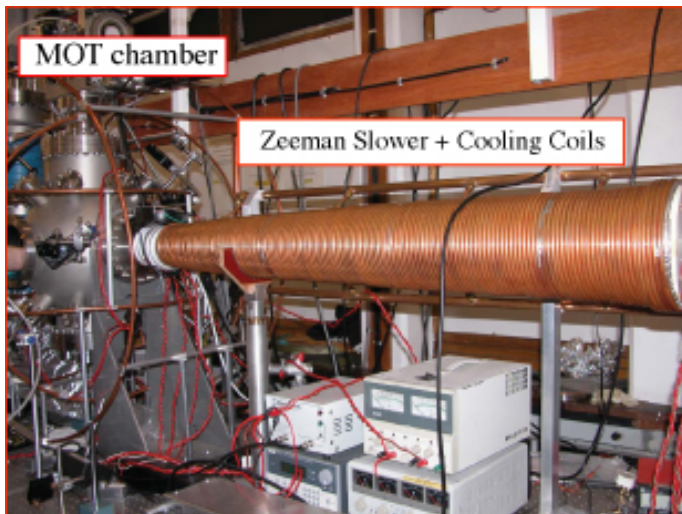
Do zmiany częstości przejść wykorzystuje się efekt Zeemana:



[<http://es1.ph.man.ac.uk/>]

Pole magnetyczne zmienia się wzdłuż kierunku wiązki atomowej.

Spowalniacz zeemanowski



[<http://es1.ph.man.ac.uk/>]

Melasa optyczna

- Atom w przeciwbieżnych wiązках laserowych
- Prawdopodobieństwo absorpcji fotonu opisane profilem Lorentza:

$$\alpha(\omega) = \frac{\alpha_0}{(\omega - \omega_0)^2 + (\gamma/2)^2}$$

- Dopplerowskie przesunięcie częstości

$$\omega(v) = \omega_L \left(1 + \frac{v}{c}\right)$$

- Wypadkowa siła działająca na atom z dwóch wiązek:

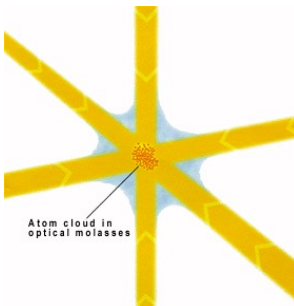
$$F \sim (\omega_L - \omega_0)\omega_L \frac{v}{c}$$

- Dla $\omega_L < \omega_0$ jest $F \sim -v$ (siła oporu)

(szczegóły na tablicy)

Melasa optyczna

- W trzech wymiarach atomy poruszają się jak w środowisku stawiającym bardzo duży opór (o dużej lepkości, jak melasa)

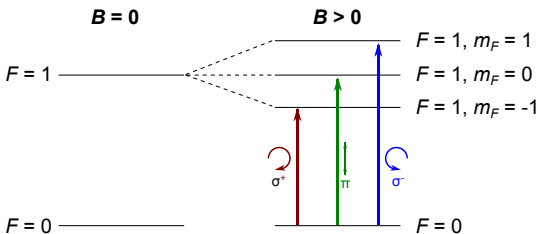


- Siła zależy od prędkości, nie od położenia
- Nie ma pułapkowania, tylko silne spowolnienie ruchu atomów
- Pułapkowanie wymaga siły zależnej od położenia

Pułapkowanie atomów

Atom dwupoziomowy w polu magnetycznym:

- Stan wzbudzony o całkowitym momencie pędu $F = 1$
- Stan podstawowy o $F = 0$
- W polu magnetycznym stan górny ulega rozszczepieniu, a dolny nie

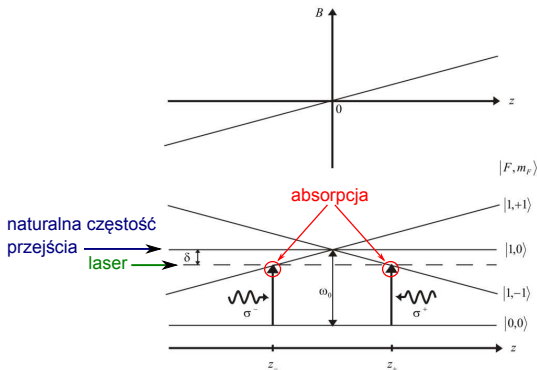


- Działa reguła wyboru na Δm_F - stan końcowy zależy od polaryzacji światła

Pułapkowanie atomów

Pułapka magneto optyczna (MOT) - 1 wymiar

- Chmura atomowa w polu magnetycznym liniowo zależnym od położenia

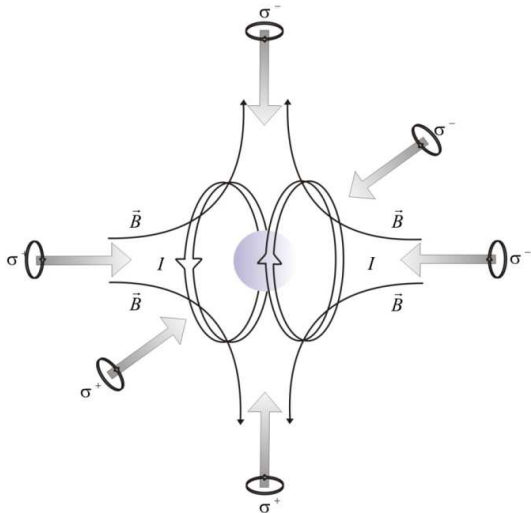


[K. Brzozowski, rozprawa doktorska, UJ, Kraków 2010]

- Siła zwrotna - zależna od położenia

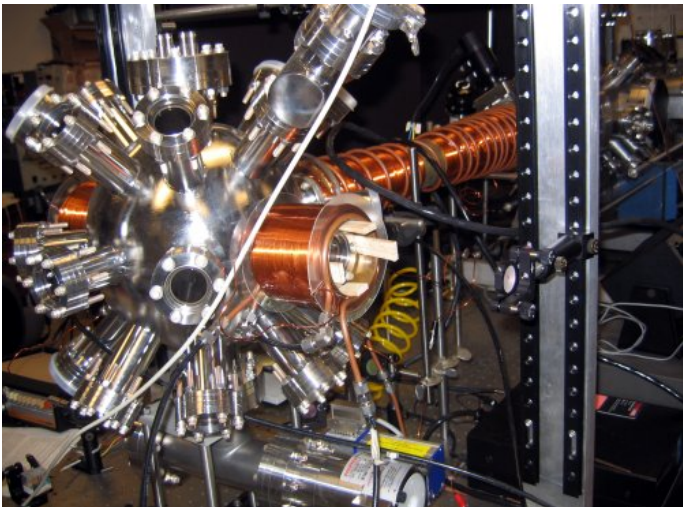
Pułapowanie atomów

Pułapka magnetooptyczna (MOT) - 3 wymiary



[K. Brzozowski, rozprawa doktorska, UJ, Kraków 2010]

Pułapka magneto-optyczna (MOT)



[C. Orzel, scienceblogs.com]

Optyczna pułapka dipolowa

- Dynamiczny efekt Starka - pole elektryczne fali E-M indukuje w atomie oscylujący moment dipolowy $\vec{p} = \alpha \vec{E}$
- α - zespolone, bo oscylacje \vec{p} nie są w fazie z \vec{E} (oscylator z siłą wymuszającą)
- Energia oddziaływania atomu z polem \vec{E}

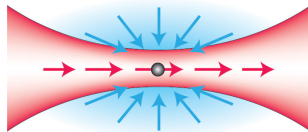
$$\mathcal{E} = -\frac{1}{2} \langle \vec{p} \cdot \vec{E} \rangle = -\frac{1}{2\epsilon_0 c} \Re(\alpha) I$$

- Siła działająca na atom:

$$\vec{F} = -\nabla \mathcal{E} = \frac{1}{2\epsilon_0 c} \Re(\alpha) \nabla I$$

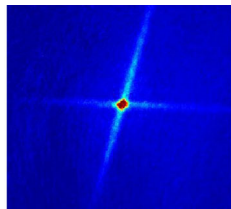
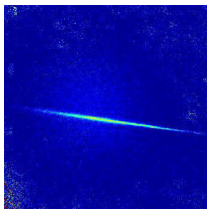
- Znak $\Re(\alpha)$ zależy od $\Delta\omega = \omega - \omega_0$
- Dla $\Delta\omega < 0$ atom jest wciągany w obszar większego natężenia światła I

Optyczna pułapka dipolowa



Atomy są pułapowane w ognisku wiązki laserowej

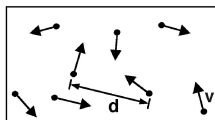
[T. A. Nieminen, Nature Phot. 4, 737 (2010)]



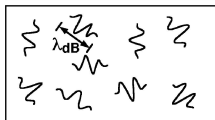
Atomy ^{87}Rb w jednej i w dwóch skrzyżowanych wiązkach laserowych

[www.physics.uq.edu.au]

Kondensat Bosego-Einsteina



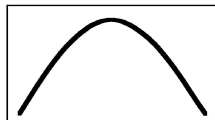
wysoka temperatura T :
 prędkość termiczna v
 koncentracja d^{-3}
 „kule bilardowe”



niższa temperatura T :
 długość fali de Broglie'a
 $\lambda_{dB} = h/mv \sim T^{-1/2}$
 „paczki falowe”



$T = T_c$:
 BEC
 $\lambda_{dB} \approx d$
 „atomowe paczki falowe
 zachodzą na siebie”



$T = 0$ K:
 czysty kondensat
 „gigantyczna fala materii”

- Makroskopowa liczba atomów obsadza stan podstawowy
- Atomy w kondensacie mają ten sam pęd
- Atomy zachowują się kolektywnie (“jak jedna cząstka”)

[W. Ketterle, Postępy Fizyki **54**, 11 (2003)]

Kondensat Bosego-Einsteina

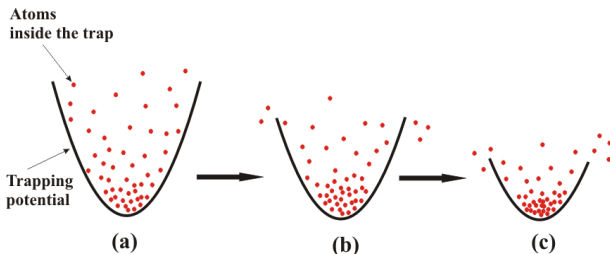
Trudności

- Atomy muszą być uwięzione za pomocą pól, bo w komórcie osiadłyby na ściankach
- Atomy muszą zostać schłodzone tak, by nie skondensowały "klasycznie" - do cieczy lub ciała stałego
- Chłodzenie w pułapce magnetoptycznej nie zapewnia dostatecznie niskiej temperatury

Kondensat Bosego-Einsteina

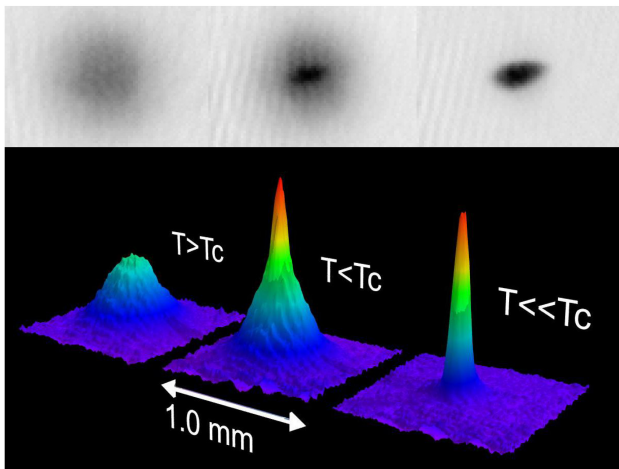
Chłodzenie przez odparowanie

- Atomy o największej energii uciekają z układu
- Stopniowo obniżając potencjał obniża się temperaturę układu pozostającego w pułapce (magnetycznej)
- W trakcie schładzania następuje kondensacja



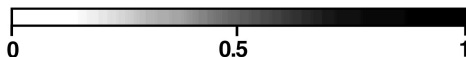
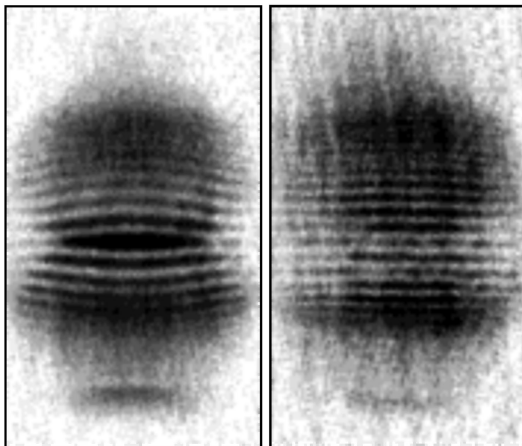
[cold-atoms.physics.lsa.umich.edu]

Kondensat Bosego-Einsteina



Kondensat Bosego-Einsteina

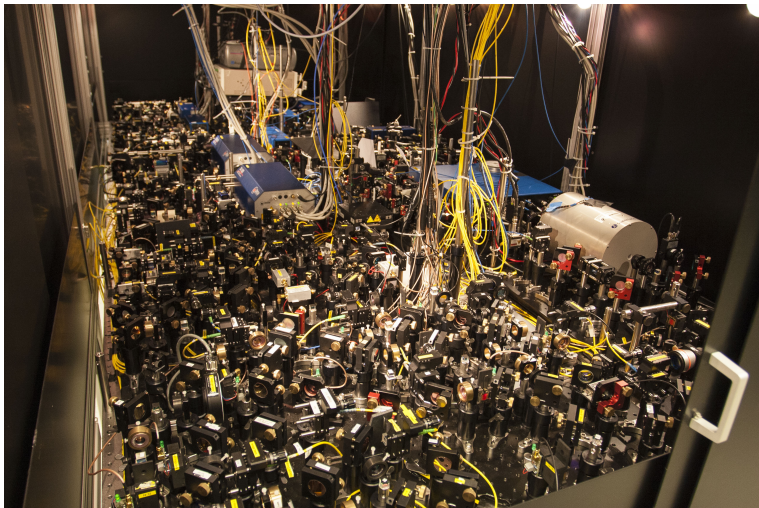
Interferencja dwóch kondensatów



Absorption

Kondensat Bosego-Einsteina

Układ doświadczalny



[www.quantum-munich.de]

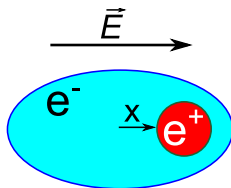
Zastosowania zimnych atomów

- "Platforma testowa" dla mechaniki i elektrodynamiki kwantowej
- Ultraprecyzyjna spektroskopia atomowa
- Ultraprecyzyjne wzorce czasu
(zegary optyczne o dokładności lepszej niż 10^{-17})
- Pomiar bardzo słabych pól magnetycznych
- Poszukiwania "nowej fizyki" – wpływ nieznanymi pól na zachowanie atomów w kondensacie (aksjony)

Klasyczny model współczynnika załamania

Oscylatorowy model ośrodka

- Opisujemy ośrodek przez zbiór klasycznych oscylatorów harmonicznym, o częstości własnej ω_0 i tłumieniu γ
- Oscylatory są pobudzone do drgań polem elektrycznym fali elektromagnetycznej $\vec{E}(t) = \vec{E}_0 e^{i\omega t}$



- Równanie ruchu oscylatora z siłą wymuszającą:

$$\frac{d^2x}{dt^2} + \gamma \frac{dx}{dt} + \omega_0^2 x = -\frac{e}{m} E_0 e^{i\omega t}$$

Klasyczny model współczynnika załamania

Rozwiązanie równania ruchu

- Rozwiązanie jest postaci

$$x(t) = x_0 e^{i\omega t}$$

- z amplitudą zespoloną x_0 zależną od ω :

$$x_0 = \frac{eE_0}{m} \frac{1}{\omega^2 - \omega_0^2 - i\omega\gamma}$$

- Polaryzacja ośrodka o koncentracji atomów N :

$$\vec{P} = -Ne\vec{x}$$

- Polaryzacja ośrodka o podatności χ zależy liniowo od pola E

$$\vec{P} = \epsilon_0 \chi \vec{E}$$