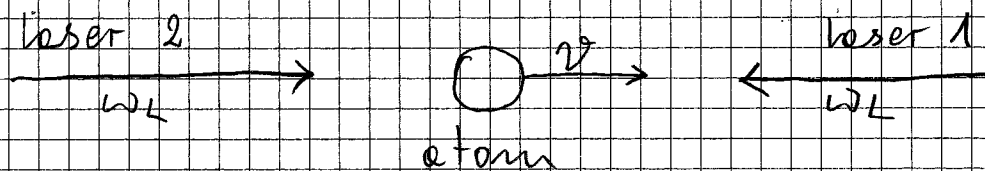


Wykład 14 - chłodzenie i pułapkowanie atomów

Melasa optyczna

Rozważmy atom w polu dwóch przeciwbieżnych wiązek laserowych o częstotliwości ω_L :



Niech atom porusza się z prędkością v w kierunku lasera 1. Ze względu na efekt Dopplera atom „widzi” inną częstotliwość światła niż ω_L z lasera 1 atom „widzi”:

$$\omega_1 = \omega_L \left(1 + \frac{v}{c}\right)$$

z lasera 2 atom „widzi”:

$$\omega_2 = \omega_L \left(1 - \frac{v}{c}\right)$$

Niech kształt linii absorpcyjnej atomu będzie opisany profilem Lorentza (poszerzenie naturalne), o częstotliwości centralnej ω_0 i szerokości γ . Wówczas prawdopodobieństwo absorpcji fotonu o częstotliwości ω jest opisane funkcją:

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

gdzie α_0 - prawdopodobieństwo absorpcji fotonu o częstotliwości ω_0 .

Prawdopodobieństwo absorpcji fotonu z wiązek laserów 1 i 2 wynosi, więc, odpowiednio:

$$\alpha_1 = \frac{\alpha_0}{(\omega_1 - \omega_0)^2 + (\gamma/2)^2}$$

$$\alpha_2 = \frac{\alpha_0}{(\omega_2 - \omega_0)^2 + (\gamma/2)^2}$$

Siła działająca na atom jest równa szybkości przekazu pędu, $F = \frac{dp}{dt}$, a więc jest proporcjonalna do szybkości absorpcji fotonów, czyli do prawdopodobieństwa ich absorpcji.

Sily działające na atom w związku z absorpcją fotonów z wiązek 1 i 2 są proporcjonalne do d_1 i d_2 , $F_1 \sim d_1$, $F_2 \sim d_2$, przy czym F_1 jest skierowana w lewo, a F_2 w prawo. Wyprowadź siłę działającą na atom:

$$F = F_2 - F_1 \sim d_2 - d_1 = \frac{d_0}{(\omega_L - \omega_0)^2 + (\gamma/2)^2} - \frac{d_0}{(\omega_L + \omega_0)^2 + (\gamma/2)^2} =$$

$$= \frac{d_0}{(\omega_L - \omega_L \frac{v}{c} - \omega_0)^2 + (\gamma/2)^2} - \frac{d_0}{(\omega_L + \omega_L \frac{v}{c} - \omega_0)^2 + (\gamma/2)^2} =$$

$$= \frac{d_0}{M} \left[(\omega_L + \omega_L \frac{v}{c} - \omega_0)^2 + \left(\frac{\gamma}{2}\right)^2 - (\omega_L - \omega_L \frac{v}{c} - \omega_0)^2 - \left(\frac{\gamma}{2}\right)^2 \right]$$

gdzie M to iloczyn mas atomów (dodatni, bo to iloczyn sum kwadratów)

Wyrzucić $(\gamma/2)^2$ skraca się. Upraszczamy trochę inną część wyrażenia w nawiasach:

$$F \sim \frac{d_0}{M} \left[(\omega_L - \omega_0 + \omega_L \frac{v}{c})^2 - (\omega_L - \omega_0 - \omega_L \frac{v}{c})^2 \right] =$$

$$= \frac{d_0}{M} \left[(\omega_L - \omega_0)^2 + 2\omega_L(\omega_L - \omega_0) \frac{v}{c} + (\omega_L \frac{v}{c})^2 - \right.$$

$$\left. - (\omega_L - \omega_0)^2 + 2\omega_L(\omega_L - \omega_0) \frac{v}{c} - (\omega_L \frac{v}{c})^2 \right] =$$

$$= \frac{d_0}{M} \cdot 4\omega_L(\omega_L - \omega_0) \frac{v}{c}$$

Ostatecznie siła działająca na atom jest proporcjonalna do:

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

Jeśli $\omega_L - \omega_0 < 0$ (laser przesłajemy ku czerwieni względem częstotliwości przejścia w atomie):

$$F \sim -v$$

Czyli F ma charakter siły oporu, analogicznej do siły działającej na obiekt poruszający się w cieczy.

Struktura niedsubtelna

Orientacje elektronowego $\vec{J}$ i jądrowego $\vec{I}$ momentu pędu w wyniku oddziaływania magnetycznych momentów $\vec{\mu}_J$ i $\vec{\mu}_I$:

$\vec{F} = \vec{J} + \vec{I}$ - wypadkowy (jądrowy + elektronowy) moment pędu.

Wartości maksymalne $\vec{F}$: $F = J + I$.

Wartości minimalne $\vec{F}$: $F = |J - I|$

- Jeśli $J > I$ to $\vec{F}$ przyjmuje wartości:
 $J - I, J - I + 1, \dots, J, J + 1, J + 2, \dots, J + I$

I możliwości

I możliwości

Razem $2I + 1$ możliwości ruchu I na J

- Jeśli $J < I$, to $\vec{F}$ przyjmuje wartości:

$$I - J, I - J + 1, \dots, I, I + 1, \dots, I + J$$

J możliwości

J możliwości

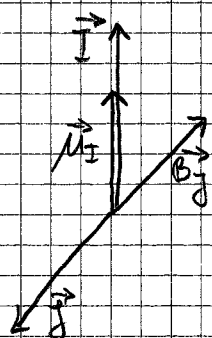
Razem $2J + 1$ możliwości

Energia oddziaływania momentu magnetycznego jądra z elektronami można opisać jako energię momentu magnetycznego jądra $\vec{\mu}_I$ w polu magnetycznym $\vec{B}_J$ wytwarzanym przez elektrony atomu w stanie o momencie pędu $\vec{J}$:

$$E = -\vec{\mu}_I \cdot \vec{B}_J = -\mu_I \cdot B_J \cdot \cos \angle(\vec{\mu}_I, \vec{B}_J)$$

$\vec{\mu}_I$ ma kierunek vzdłuż $\vec{I}$

$\vec{\mu}_J$ nie jest równoległy do $\vec{J}$, ale wykonuje precesję wokół $\vec{J}$, tak że średnie pole magnetyczne utworzone przez elektrony $\vec{B}_J$ jest antyrównoległe do $\vec{J}$



$$\cos \angle(\vec{\mu}_I, \vec{B}_J) = -\cos \angle(\vec{I}, \vec{J})$$

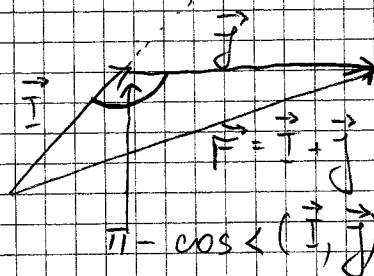
$$E = \mu_I \cdot B_J \cos \angle(\vec{I}, \vec{J})$$

Wartość jądrowego momentu magnetycznego;

$$\mu_I = g_I \mu_N \sqrt{I(I+1)}$$

$\cos \angle(\vec{I}, \vec{J})$ możemy wyliczyć z liczb kwantowych poprzez twierdzenie cosinusów:

$$\vec{F} = \vec{I} + \vec{J}$$



Tw. cosinusów:

$$\begin{aligned} |\vec{F}|^2 &= |\vec{I}|^2 + |\vec{J}|^2 - 2|\vec{I}||\vec{J}| \cos(\pi - \cos \angle(\vec{I}, \vec{J})) = \\ &= |\vec{I}|^2 + |\vec{J}|^2 + 2|\vec{I}||\vec{J}| \cos \angle(\vec{I}, \vec{J}) \end{aligned}$$

Uwaga na oznaczenie i różnice pomiędzy długościami wektorów $|\vec{F}|$, $|\vec{I}|$, $|\vec{J}|$, a liczbami kwantowymi F , I , J !

$$|\vec{F}| = \hbar \sqrt{F(F+1)}$$

$$|\vec{I}| = \hbar \sqrt{I(I+1)}$$

$$|\vec{J}| = \hbar \sqrt{J(J+1)}$$

Wstawiamy do równania wyżej i skracamy przez $\hbar^2$:

$$F(F+1) = I(I+1) + J(J+1) + 2\sqrt{I(I+1)}\sqrt{J(J+1)} \cos \angle(\vec{I}, \vec{J})$$

$$\cos \angle(\vec{I}, \vec{J}) = \frac{F(F+1) - I(I+1) - J(J+1)}{2\sqrt{I(I+1)}\sqrt{J(J+1)}}$$

Wstawiamy do wyrażenia na energię oddziaływania:

$$E = \mu_I B_J \cos \angle(\vec{I}, \vec{J}) = g_I \mu_N \sqrt{I(I+1)} B_J \cdot \frac{F(F+1) - I(I+1) - J(J+1)}{2\sqrt{I(I+1)}\sqrt{J(J+1)}}$$

$$E = g_I \mu_N \frac{B_J}{2\sqrt{J(J+1)}} \cdot [F(F+1) - I(I+1) - J(J+1)]$$

Czynnik zależny od stanu elektronowego Tyle możliwych wartości, ile wartości F , czyli $2I+1$ lub $2J+1$

Rozszczepienie poziomów na linie zależny od I i J .