



SAPIENZA
UNIVERSITÀ DI ROMA

Laser Cooling e Trappole Magneto Ottiche

Facoltà di Scienze Matematiche Fisiche e Naturali
Corso di Laurea in Fisica

Candidato

Fabrizio Spera

Matricola 1874149

Relatore

Prof. Tullio Scopigno

Correlatore

Prof. Giovanni Batignani

Anno Accademico 2021/2022

Laser Cooling e Trappole Magneto Ottiche

Tesi di Laurea. Sapienza – Università di Roma

© 2021 Fabrizio Spera. Tutti i diritti riservati

Questa tesi è stata composta con L^AT_EX e la classe Saphthesis.

Email dell'autore: fabrizio.spera11@gmail.com

Indice

1	Doppler Cooling	2
1.1	Interazione Radiazione Materia	2
1.2	Effetto Doppler	3
1.3	Considerazioni Dinamiche	4
1.4	Melassa Ottica	6
1.5	Limite del Doppler Cooling	7
1.6	Misurazione della Temperatura	9
2	Trapping e Sub-Doppler Cooling	10
2.1	Rallentamento Zeeman	10
2.2	Trappole Magnetiche	12
2.3	Trappole Magneto Ottiche	13
2.4	Sisyphus Cooling	16
2.5	Limite del Sisyphus Cooling	20
	Bibliografia	22

Introduzione

Per laser cooling si intende un insieme di tecniche sperimentali, il cui fine è il raffreddamento di atomi e molecole neutri a temperature prossime all'ordine dei microkelvin, sfruttando le proprietà dei laser e l'interazione di questi con la materia. La comunità scientifica ha acquisito, a partire dagli anni '70 dello scorso secolo, sempre più interesse nei confronti di questo tipo di approccio sperimentale, sia per un'analisi più approfondita degli spettri atomici, sia per lo studio di particolari proprietà della materia in regimi prima inaccessibili, tra i quali, hanno assunto un rilievo particolare i condensati di Bose-Einstein. Ne sono derivate anche numerose applicazioni, come la realizzazione di orologi ad elevata precisione, utilizzati come riferimento per una corretta definizione operativa del tempo.

I successi ottenuti dal laser cooling hanno raggiunto il loro apice nel 1997, portando all'assegnazione del premio Nobel per la fisica a Steven Chu, Claude Cohen-Tannoudji e William Phillips "per lo sviluppo di metodi per raffreddare e intrappolare gli atomi con luce laser".

In questa tesi verranno ripercorse alcune tappe fondamentali nell'ambito del laser cooling, sviluppate proprio grazie ai lavori degli scienziati sopracitati. A tal fine la tesi è strutturata nelle seguenti due macro-sezioni:

- Nel primo capitolo vengono affrontate le problematiche relative all'interazione del laser con gli atomi. Sono quindi descritti i meccanismi principali che svolgono un ruolo importante nel laser cooling, nel caso più semplice e ideale di un sistema a due livelli. In particolare viene descritto il processo alla base del Doppler cooling, con le sue conseguenti limitazioni sperimentali.
- Nel secondo capitolo si analizza la realizzazione del trapping atomico, ovvero la procedura sperimentale mediante la quale gli atomi possano effettivamente rimanere confinati in una data regione, tramite trappole magneto ottiche, sfruttando opportunamente le proprietà dei campi elettromagnetici. Viene anche riportato un approccio sperimentale, il Sisyphus cooling, in grado di superare i limiti del Doppler cooling.

All'interno di questo lavoro di tesi si farà riferimento agli atomi alcalini neutri, per via della loro struttura atomica più semplice, riportando i valori sperimentali ottenuti con l'impiego delle tecniche descritte nei vari paragrafi, in particolare per l'atomo di sodio. Inoltre le velocità tipiche di questi elementi variano, in funzione della massa atomica, tra 500 m/s e 1000 m/s; verranno pertanto trascurati eventuali effetti relativistici.

Capitolo 1

Doppler Cooling

1.1 Interazione Radiazione Materia

Nel seguito per la descrizione dell'interazione del laser con gli atomi si utilizzerà un'approssimazione semi-classica, in cui la radiazione del campo sarà trattata classicamente, mentre il sistema atomico seguirà le leggi della meccanica quantistica; verrà inoltre trascurato l'effetto della presenza dell'atomo sulla radiazione incidente. Un modello semplice, che consente di avere una buona descrizione dei processi di emissione e assorbimento di un sistema a due livelli immerso in un campo elettromagnetico, fu fornito da Einstein[1], attraverso considerazioni statistiche. Indicando con R_{12} la probabilità di transizione dallo stato a energia minore E_1 verso lo stato a energia superiore E_2 e con R_{21} la probabilità di transizione dallo stato E_2 verso lo stato E_1 , si ha

$$R_{12} = f(\nu)B_{12} \quad (1.1)$$

$$R_{21} = A_{21} + B_{21}f(\nu) \quad (1.2)$$

dove i coefficienti B_{12} e B_{21} si riferiscono, rispettivamente, ai processi di assorbimento ed emissione stimolata, entrambi proporzionali alla densità di energia del campo. Il termine A_{21} indica invece l'esistenza dell'emissione spontanea[2].

Nel caso in cui vi siano N_1 atomi nel primo livello e N_2 nel secondo livello, in condizioni di equilibrio termico e di regime stazionario si verifica la relazione $\frac{dN_1}{dt} = \frac{dN_2}{dt} = 0$. Se il sistema si trova all'equilibrio all'interno di una cavità di corpo nero, la densità di energia, in funzione della frequenza, è data da [3] $f(\nu) = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{k_b T}} - 1}$.

Imponendo queste condizioni e considerando che $\frac{dN_1}{dt} = N_2 R_{21} - N_1 R_{12}$ si verifica facilmente che

$$B_{12} = B_{21} \quad (1.3)$$

$$\frac{A_{21}}{B_{21}} = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} \quad (1.4)$$

in particolare l'espressione 1.4 indica che il rapporto tra emissione spontanea ed emissione stimolata aumenta all'aumentare del cubo della frequenza [2]; poichè i laser sono onde monocromatiche ad alta frequenza, l'emissione spontanea gioca un ruolo chiave nei processi di laser cooling.

Inoltre nel caso $f(\nu) = 0$ e $N_2(t=0) > 0$ si verifica che : $N_2(t) = N_2(0)e^{-A_{21}t}$.

Da ciò si deduce che la relazione tra il tempo di vita media, nello stato eccitato, e l'emissione spontanea è $\frac{1}{\tau} = A_{21}$.

1.2 Effetto Doppler

L'effetto Doppler è un fenomeno che consiste nella variazione della frequenza con cui sono ricevute le onde rispetto alla frequenza di emissione, nel caso vi sia un moto relativo tra la sorgente che emette l'onda e il ricevitore.

La presenza di questo fenomeno pone un problema importante per il rallentamento atomico. Infatti l'interazione continua, tra il singolo atomo e i fotoni della radiazione laser incidente, come descritto più in dettaglio nel prossimo paragrafo, provoca una progressiva diminuzione della velocità dell'atomo, ciò comporta che ad un certo istante, la frequenza del laser, supposta in prima approssimazione costante e prossima a quella di risonanza dell'atomo a riposo, non coinciderà più con la frequenza di risonanza atomica $\nu_0 = \frac{E_2 - E_1}{h}$ tra i due livelli energetici, perciò i fenomeni di assorbimento diventeranno sempre più rari e improbabili, impedendo l'effettiva riuscita del processo. Assumendo per semplicità un moto atomico unidimensionale, se si indica con ω la frequenza angolare misurata nel sistema di riferimento del laboratorio, allora la frequenza angolare osservata in un sistema di riferimento solidale con l'atomo, che si muove con velocità v rispetto al laboratorio, è data da:

$$\omega' = \omega \pm kv \quad (1.5)$$

Rispettivamente per l'atomo che si muove nello stesso verso del fotone ($-$) o nel verso opposto ($+$), come schematizzato nella figura seguente.

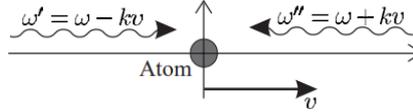


Figura 1.1. Rappresentazione dell'effetto Doppler per un atomo in movimento verso destra.[4]

Pertanto un atomo assorbe radiazione, nel suo sistema di riferimento, ad una certa frequenza angolare ω_0 , se il detuning, definito come $\delta = \omega - \omega_0$, è pari a kv , ovvero :

$$\frac{\delta}{\omega_0} = \frac{v}{c} \quad (1.6)$$

Sfruttando la statistica di Maxwell-Boltzmann è possibile esprimere esplicitamente la densità di probabilità per un ensemble di atomi di avere una certa velocità compresa tra v e $v + dv$:

$$f(v)dv = \sqrt{\frac{M}{\pi 2k_b T}} e^{-\frac{Mv^2}{2k_b T}} dv \quad (1.7)$$

Definendo $u = \sqrt{\frac{2k_b T}{M}}$ ed inserendo la relazione 1.6 nell'equazione 1.7 si ottiene[4]:

$$g_D(\omega) = \frac{c}{u\omega_0\sqrt{\pi}} e^{-\frac{c^2}{u^2} \left(\frac{\omega - \omega_0}{\omega_0}\right)^2} \quad (1.8)$$

Questa espressione mostra come l'assorbimento, tenuto conto dell'effetto Doppler, abbia un'andamento gaussiano centrato attorno alla frequenza angolare ω_0 ; ciò è alla base del fenomeno dell'allargamento Doppler degli spettri atomici e mostra quantitativamente come allontanandosi dalla frequenza di risonanza, gli assorbimenti da parte degli atomi diventino sempre più improbabili. Estrahendo il logaritmo si vede come l'allargamento Doppler diminuisca al diminuire della temperatura, rendendo possibile un'analisi spettrale più accurata[1].

1.3 Considerazioni Dinamiche

I fotoni sono particelle prive di massa, tuttavia possiedono un momento $\mathbf{P}_\gamma = \hbar\mathbf{k}$; ciò fa sì che l'interazione con un atomo, porti uno scambio di momenti tra i due, per la conservazione dell'impulso totale. In particolare, considerando il caso in cui un atomo collide contro un fascio laser contro propagante, se la frequenza del raggio laser è prossima alla frequenza di risonanza tra livelli E_1 e E_2 dell'atomo, quest'ultimo, assorbendo il fotone, subirà un rinculo che provocherà una diminuzione della sua velocità. Se si indica con M la massa dell'atomo, la velocità di rinculo ha modulo pari a :

$$v_r = \frac{\hbar k}{M} \quad (1.9)$$

E' importante osservare che in seguito ad un assorbimento l'atomo si trova nello stato eccitato E_2 , quindi, per assorbire nuovamente un fotone, l'atomo dovrà emettere il fotone, in modo da diseccitarsi; la dinamica di questo processo è mostrata in figura 1.2. L'isotropia nella propagazione dei fotoni emessi comporta che, mediamente, questo processo non influisca sul momento totale dell'atomo, che, perciò, mantiene la velocità acquisita dopo il rinculo[4].

Considerati gli ordini di grandezza delle quantità coinvolte, risulta evidente che il singolo processo di assorbimento produce un effetto netto di riduzione della velocità poco apprezzabile. Affinchè vi sia un rallentamento significativo della velocità è dunque necessario che il processo avvenga un numero significativo di volte. Un esempio, quantitativo, di un processo simile può essere offerto dagli atomi di sodio, Na, interagenti con una radiazione laser prossima alla risonanza: se la velocità media iniziale dell'ensemble atomico è dell'ordine di 10^5 cm/s, il processo di assorbimento ed emissione dovrebbe avvenire circa $3 \cdot 10^4$ volte per far sì che il singolo atomo di sodio risulti a riposo, considerando che la v_r è circa 3 cm/s per un laser in risonanza.[4]

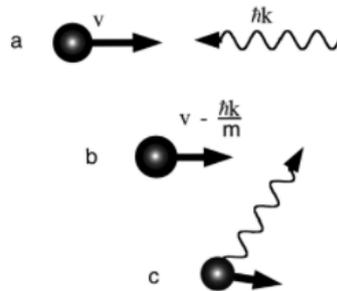


Figura 1.2. Collisione atomo-fotone(a); velocità risultante dell'atomo in seguito all'assorbimento(b); emissione di un fotone da parte dell'atomo(c).[5]

L'intensità della forza a cui è soggetto l'atomo che collide contro un fascio laser è data dal prodotto tra l'impulso dei fotoni e il rate del processo di scattering, $\mathbf{F}_{scatt} = \hbar\mathbf{k}\gamma_{rate}$.

La γ_{rate} risulta essere proporzionale al numero di atomi nel livello eccitato E_2 e all'inverso del tempo di vita media degli stati eccitati $\Gamma = \tau^{-1}$, presentando l'andamento di una curva lorentziana [4]. Dato che al crescere dell'intensità della radiazione la frazione di atomi nello stato energetico inferiore tende ad essere uguale alla frazione del livello di energia superiore [4], ad alte fluenze la forza assume il valore costante:

$$\mathbf{F}_{scatt,max} = \frac{\hbar\mathbf{k}}{2}\Gamma \quad (1.10)$$

di conseguenza il modulo dell'accelerazione può essere espresso come $a_{max} = \frac{\hbar k}{2\tau M}$. Essendo la F_{scatt} opposta al moto degli atomi, l'accelerazione risulta essere negativa; in particolare risolvendo l'equazione $\frac{dv}{dt} = v \frac{dv}{dx} = -a$ si ottiene:

$$v_0^2 - v^2 = 2ax \quad (1.11)$$

Considerando valori dell'accelerazione di $a_{max}/2$, per tenere conto delle fluttuazioni della F_{scatt} , ne deriva che la distanza percorsa prima di fermarsi è [4]

$$L_0 = \frac{v_0^2}{a_{max}} \quad (1.12)$$

La seguente tabella mostra quali sono i parametri e i rispettivi valori tipici in un processo di questo tipo per un atomo di sodio:

Velocità media dell'ensemble atomico ($T = 900K$)	v_0	1000 m/s
Lunghezza d'onda alla risonanza	λ	589 nm
Tempo di vita medio nello stato eccitato	τ	16 ns
Velocità di rinculo	v_r	3 cm/s
Distanza percorsa prima di fermarsi	L_0	1.1 m

Tabella 1.1. Dati riferiti ad un atomo di sodio, Na ($M \simeq 23$ u.m.a)[4].

In realtà l'assunzione che l'accelerazione rimanga costante durante il rallentamento non trova riscontro negli esperimenti. A causa dell'effetto Doppler, solo i fotoni contro propaganti che possiedono una frequenza angolare ω , minore di kv volte rispetto alla frequenza angolare di risonanza dell'atomo a riposo, contribuiscono ai processi di assorbimento e quindi di decelerazione [5]. Il risultato è che solo per un certo numero di atomi le assunzioni precedenti risultano valide, fin quando non rallenteranno; a quel punto, non essendo più in risonanza con il laser, i processi di assorbimento saranno sempre meno probabili; come riportato nel grafico che segue.

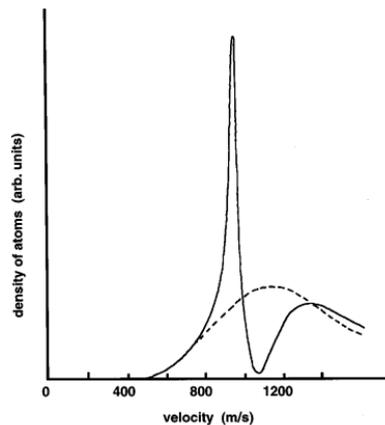


Figura 1.3. La curva tratteggiata è la distribuzione di velocità in assenza di radiazione incidente, quella continua invece è la distribuzione dopo l'interazione con il laser[5].

1.4 Melassa Ottica

Estendendo la trattazione fin qui sviluppata, per sistemi unidimensionali, a situazioni fisiche di maggior rilievo, come può essere ad esempio un gas di atomi di un sistema termodinamico, si incontrano nuove difficoltà.

Una considerazione naturale riguarda il fatto che, in un gas, gli atomi si muovono in tutte le direzioni possibili, perciò, per ottenere un'effettiva riduzione della loro temperatura, fu sviluppata una nuova tecnica sperimentale, la melassa ottica[4].

Questa nuova configurazione, riportata in figura 1.4, fu ideata da Chu e dai suoi collaboratori; consiste nel disporre tre coppie di sorgenti laser contro propaganti con la stessa frequenza, detunata nel rosso rispetto a quella di risonanza dell'atomo in quiete, lungo le tre direzioni di un opportuno sistema cartesiano ortogonale di riferimento, in modo che la radiazione possa interessare il maggior numero di atomi dell'ensemble al centro della melassa.

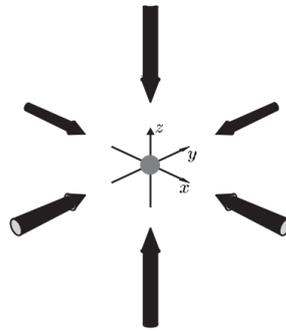


Figura 1.4. Rappresentazione della melassa ottica[4].

Per un atomo in quiete, l'azione dei fasci laser non avrà alcun effetto, infatti i contributi dovuti allo scattering saranno uguali ed opposti. Discorso diverso, invece, per gli atomi in movimento; come schematizzato in figura 1.5, per questi la presenza dell'effetto Doppler porta ad uno squilibrio della forza totale, in particolare per un atomo in moto lungo una certa direzione, l'azione del fascio laser che si propaga nel verso opposto porterà un aumento della frequenza vista dall'atomo, tale da raggiungere la risonanza e permettere all'atomo di assorbire un fotone ed eccitarsi[5].

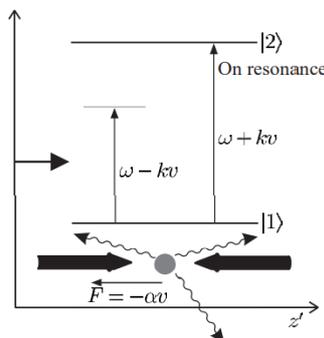


Figura 1.5. Atomo a due livelli: lo spostamento verso destra causa l'eccitazione da parte del fascio laser che viaggia verso sinistra, per via dell'effetto Doppler[4].

Il calcolo della forza esercitata sul singolo atomo può essere effettuato tenendo conto dello squilibrio delle forze di scattering, in particolare:

$$\mathbf{F}_{melassa} = \mathbf{F}_{scatt}(\omega - \omega_0 - \mathbf{k} \cdot \mathbf{v}) - \mathbf{F}_{scatt}(\omega - \omega_0 + \mathbf{k} \cdot \mathbf{v}) \quad (1.13)$$

Svillupando in serie al primo ordine, per basse velocità, si ottiene:

$$\mathbf{F}_{melassa} \simeq \mathbf{F}_{scatt}(\omega - \omega_0) - \mathbf{k} \cdot \mathbf{v} \frac{\partial \mathbf{F}}{\partial \omega} - [\mathbf{F}_{scatt}(\omega - \omega_0) + \mathbf{k} \cdot \mathbf{v} \frac{\partial \mathbf{F}}{\partial \omega}] = -2 \frac{\partial \mathbf{F}}{\partial \omega} \mathbf{k} \cdot \mathbf{v} \quad (1.14)$$

Pertanto la forza totale è espressa come [4]:

$$\mathbf{F}_{melassa} = -\alpha \mathbf{v} \quad (1.15)$$

Quest'ultima equazione chiarisce l'utilizzo del termine melassa per questa particolare configurazione: infatti sotto l'azione congiunta dei laser, gli atomi risentono un attrito viscoso che rallenta la loro velocità[5].

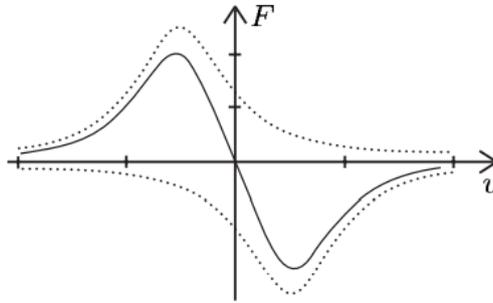


Figura 1.6. Andamento generale della forza in funzione della velocità nella melassa ottica; la linea continua è la somma dei due contributi dati dalle due linee tratteggiate, ognuna delle quali si riferisce alle diverse direzioni percorse dall'atomo posto tra due fasci laser.[4]

Dal punto di vista energetico, si trova che [4]:

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{1}{2} M v^2 \right) = \mathbf{v} \cdot \mathbf{F}_{melassa} = -\alpha v^2 \Rightarrow \frac{dE}{dt} = -\frac{2\alpha}{M} E \quad (1.16)$$

Da questa relazione sembrerebbe che l'energia decresca, idealmente, fino ad annullarsi. Tuttavia, è bene ricordare come questo modello, fin qui sviluppato, non tiene conto di alcuna fluttuazione dalla media delle forze di scattering e soprattutto delle forze dovute ai processi di emissione spontanea.

Come sarà chiarito nel paragrafo successivo, è la presenza di queste deviazioni a porre delle limitazioni al processo di raffreddamento atomico[4].

1.5 Limite del Doppler Cooling

Considerando i processi di assorbimento e di successiva emissione, la forza totale agente su un singolo atomo è data da[4]:

$$\mathbf{F} = \mathbf{F}_{scatt} + \delta \mathbf{F}_{scatt} + \mathbf{F}_{spont} + \delta \mathbf{F}_{spont} \quad (1.17)$$

Per l'isotropia dell'emissione spontanea, il contributo medio della forza di questo processo risulta essere nullo, $\overline{\mathbf{F}}_{spont} = 0$.

Tuttavia, i continui rinculi subiti, portano il sistema a compiere un random walk. In generale la deviazione standard, σ , per un cammino aleatorio di N passi va come \sqrt{N} . Per un tempo t l'atomo interagisce con un numero di fotoni dato da:

$$N = \gamma_{rate} t \quad (1.18)$$

La velocità media lungo un certo asse è quindi [4] :

$$\overline{v^2}_{x,spont} = \eta v_r^2 N \quad (1.19)$$

in accordo con le ipotesi formulate, si ha $\eta = 1/3$.

Assumendo che lo scattering tra atomo e fotone segua una statistica poissoniana, si ottiene, come variazione della velocità, un valore simile al processo di emissione, poichè anche in questo caso la deviazione standard cresce come \sqrt{N} [4],

$$\overline{v^2}_{x,scatt} = v_r^2 N \quad (1.20)$$

Ricordando l'equazione 1.15, è possibile dunque ricavare $\delta \overline{\mathbf{F}}_{spont}$ e $\delta \overline{\mathbf{F}}_{scatt}$, notando come entrambe derivino dalla casualità del processo di emissione spontanea.

Uno dei concetti fondamentali da ricordare è che, mentre il contributo vettoriale delle forze, ad esempio per un atomo posto tra due fasci contro propaganti, tende ad annullarsi, i contributi derivanti dalle fluttuazioni di queste stesse forze, invece, tendono a sommarsi; questi ultimi comportano il riscaldamento del sistema, compromettendo l'azione di raffreddamento.

A questo punto, inserendo le espressioni ricavate delle fluttuazioni, l'equazione 1.16 diventa:

$$\frac{1}{2} M \frac{d\overline{v^2}_x}{dt} = (1 + \eta) \frac{1}{2} M v_r^2 (2\gamma_{rate}) - \alpha \overline{v^2}_x \quad (1.21)$$

La generalizzazione al caso della melassa ottica, in cui gli atomi si trovano tra tre coppie di sorgenti laser contro propaganti, comporta che il fattore $(1 + \eta)$ diventi [4]: $(1 + 3\eta) = 2$. Si ha dunque:

$$\frac{1}{2} M \frac{d\overline{v^2}_x}{dt} = (2) \frac{1}{2} M v_r^2 (2\gamma_{rate}) - \alpha \overline{v^2}_x \quad (1.22)$$

Questo risultato mostra come la variazione dell'energia cinetica nel tempo non risulti essere più strettamente negativa, ciò significa che esiste un valore minimo della velocità tale per cui il processo di raffreddamento si arresta.

Imponendo l'annullamento della derivata temporale ed applicando il teorema di equipartizione dell'energia è possibile ricavare la seguente relazione di equilibrio [5]:

$$M \overline{v^2}_x = k_b T = \frac{\hbar}{4\tau} \left(\frac{1}{2\delta\tau} + 2\delta\tau \right) \quad (1.23)$$

Il minimo di questa equazione si realizza quando $\delta = \omega - \omega_0 = -\frac{1}{2\tau}$, dove τ è il tempo di vita medio nello stato eccitato; in definitiva si ottiene il limite inferiore della temperatura per il Doppler Cooling:

$$k_b T_{min} = \frac{\hbar\Gamma}{2} \quad (1.24)$$

Per gli atomi di sodio, l'uso della melassa ottica ha permesso di ottenere una temperatura, T_{min} pari a $240 \mu K$, corrispondente ad una velocità media lungo un asse di circa 30 cm/s [5].

Si nota come questo valore della temperatura non dipenda nè da proprietà degli atomi, eccetto la lifetime, come ad esempio la massa, nè dalle proprietà del laser e dalla sua intensità.

1.6 Misurazione della Temperatura

Per verificare sperimentalmente la validità dell'equazione 1.24, vari gruppi di ricerca studiarono varie modalità per misurare la temperatura effettivamente raggiunta dagli atomi raffreddati.

Il gruppo di ricerca guidato da Chu, nel 1985, utilizzò il metodo di release and recapture: una volta raggiunta una densità sufficiente di atomi nella regione d'intersezione dei laser nella melassa ottica, i fasci venivano disattivati per qualche millisecondo, permettendo quindi agli atomi di muoversi liberamente. Per via del moto sovra smorzato, tuttavia, non tutti riuscivano ad uscire da quella regione, infatti un atomo per allontanarsi avrebbe avuto bisogno, in media, di un tempo ben maggiore, dell'ordine addirittura dei secondi in qualche circostanza. Perciò al momento della riattivazione dei laser si aveva ancora un numero consistente di atomi situato in quella zona. Conoscendo i parametri geometrici della melassa ottica, comparando la luminosità della fluorescenza degli atomi, prima e dopo lo spegnimento dei fasci di luce, era possibile risalire al loro numero; da queste informazioni si riusciva a determinare la temperatura. Di seguito si riporta uno schema della procedura adottata.

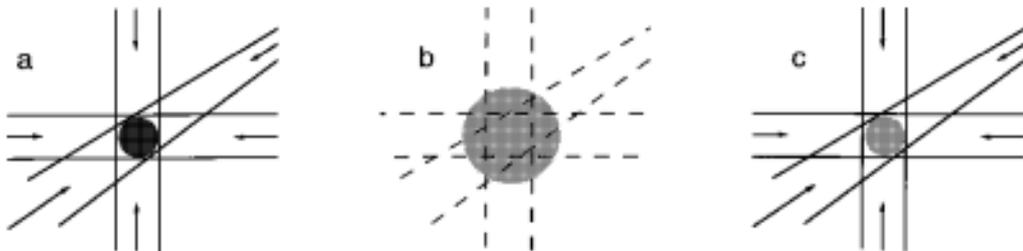


Figura 1.7. Fasi successive della procedura sperimentale del release and recapture[?]

Il gruppo di Chu al Bell Labs, nel 1985, confermò essenzialmente le previsioni teoriche, fornendo come stima per un campione di atomi di sodio una temperatura minima $T = 240_{-60}^{+200} \mu\text{K}$, in seguito al laser cooling. L'elevata incertezza è dovuta al numero e alla densità degli atomi (circa 10^{11} atomi/cm³) nella melassa[5].

Capitolo 2

Trapping e Sub-Doppler Cooling

2.1 Rallentamento Zeeman

L'idea iniziale di utilizzare campi magnetici per ottenere misure più precise e dettagliate fu dello scienziato William D. Phillips, il quale apprese come anziché variare continuamente la frequenza dei fasci laser, fosse molto più congeniale sfruttare l'effetto Zeeman per modificare l'energia dei livelli energetici atomici in funzione della posizione spaziale, permettendo di mantenere costantemente attivo il processo di assorbimento da parte dell'atomo.

La presenza di un campo magnetico orientato lungo un certo asse, in un opportuno sistema di riferimento, porta allo splitting dei livelli energetici dell'atomo. L'hamiltoniana per una particella libera in campo magnetico è data da:

$$H = \frac{p^2}{2m} + \frac{e^2}{8m} B^2 (x^2 + y^2) - \frac{e}{2m} B L_z \quad (2.1)$$

dove nei primi due termini si riconosce l'azione di un oscillatore armonico bidimensionale sul piano $x - y$; l'ultimo termine, invece, rappresenta l'interazione tra il campo magnetico, supposto diretto lungo l'asse z , e il momento angolare dell'atomo. In realtà per una trattazione più completa è necessario considerare anche il contributo dovuto allo spin, l'energia del sistema in questo modo è $E = E_0 + \mu_b B_z (m_l + 2m_s)$, in cui $\mu_b = \frac{e\hbar}{2m_e}$ è il magnetone di Bohr, mentre il fattore 2 presente davanti al numero quantico m_s deriva dal fattore giromagnetico dello spin.

In questo modo sono rimosse le degenerazioni iniziali dei livelli energetici dell'atomo dei numeri quantici m_l e m_s , ovvero le proiezioni, sull'asse z , del momento angolare orbitale e dello spin[1].

Phillips e Metcalf, nel 1979, riuscirono a costruire il primo dispositivo in grado di mantenere gli atomi in risonanza con una frequenza laser fissata, grazie all'uso dell'effetto Zeeman. L'apparato era costituito da una sorgente che aveva il compito di mandare gli atomi all'interno di un solenoide, che possedeva più avvolgimenti in cui scorreva corrente, in corrispondenza dell'ingresso posto vicino alla sorgente; ciò creava all'interno del solenoide un campo magnetico non uniforme.

La frequenza laser era modulata in modo che gli atomi, considerato l'effetto Doppler, fossero in risonanza con la radiazione quando avessero raggiunto il punto in cui il campo magnetico assumesse il suo valore massimo; a quel punto, cominciando ad assorbire fotoni, rallentavano. Anche il loro Doppler shift subiva variazioni, ma l'effetto Zeeman faceva sì che la separazione dei livelli energetici variasse in modo tale da bilanciare il rallentamento atomico e consentire all'atomo di continuare ad assorbire fotoni; uno schema dell'apparato è riportato in figura 2.2.[5]

La distribuzione di velocità dell'ensemble veniva misurata in una regione situata poco dopo la fine del solenoide, lì gli atomi con la velocità attesa producevano fluorescenza tramite l'azione di un altro laser, messo in funzionamento dopo aver disattivato i fasci di luce.[5].

La tecnica appena descritta è conosciuta anche generalmente come 'Zeeman slowing'; questo approccio consente di ridurre la velocità di una frazione più ampia di atomi[5], come si può osservare nell'immagine seguente.

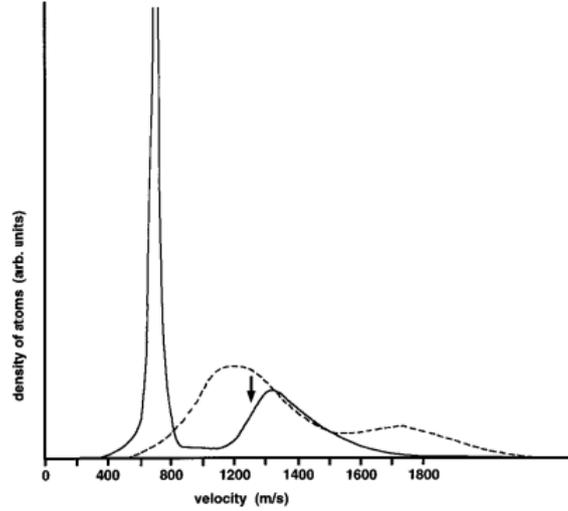


Figura 2.1. La curva continua mostra la frazione di atomi rallentati per Zeeman slowing, mentre quella tratteggiata è la distribuzione che si ha senza l'uso di tale procedura. Immagine da confrontare con il grafico 1.3 del capitolo precedente[5].

Riprendendo le equazioni 1.11 e 1.12, si ricava per la velocità la seguente espressione:

$$v = v_0 \left(1 - \frac{z}{L_0}\right)^{\frac{1}{2}} \quad (2.2)$$

Ora tenendo conto dell'effetto Doppler e dell'effetto Zeeman vale la condizione

$$\omega_0 + \frac{\mu_b B(z)}{\hbar} = \omega + kv \quad (2.3)$$

l'andamento del campo magnetico adesso è facile da determinare, inserendo la 2.3 nella 2.2 e definendo $B_0 = \frac{\hbar v_0}{\lambda \mu_b}$ si ha [4] :

$$B(z) = B_0 \left(1 - \frac{z}{L_0}\right)^{\frac{1}{2}} + \frac{\hbar \omega - \hbar \omega_0}{\mu_b} \quad (2.4)$$

Nel caso in cui il detuning sia circa zero, gli atomi si fermeranno in prossimità della fine del solenoide. Se invece $\delta \neq 0$, gli sarà possibile uscire dal solenoide per raggiungere zone in cui proseguire con il raffreddamento e facilitarne lo studio; la velocità finale può essere ricavata dall'equazione 2.3, tenendo però opportunamente conto dei fenomeni di bordo[4].

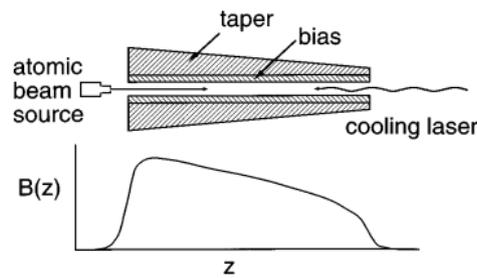


Figura 2.2. Schema dell'apparato sperimentale impiegato da Phillips e Metcalf nella figura in alto. La figura in basso rappresenta l'andamento del campo magnetico nel solenoide[5].

2.2 Trappole Magnetiche

Le tecniche fin qui illustrate permettono di rallentare gli atomi, facilitandone lo studio delle proprietà in particolari regimi, quali basse velocità, energie del sistema minori, riduzione significativa delle collisioni e interazioni a tempi lunghi in ambienti con alta densità. Il problema immediatamente successivo riguarda la realizzazione di apparati sperimentali in grado di confinare gli ensemble atomici in una particolare regione. L'insieme degli apparati sperimentali in grado di svolgere queste procedure prendono il nome, genericamente, di trappole atomiche. Tra le più impiegate vi sono quelle ottiche, magnetiche e loro combinazioni, come si vedrà nel prossimo paragrafo. Le trappole magnetiche sono, concettualmente, tra le più semplici e facilmente implementabili. Il principio di funzionamento si basa sul fatto che un insieme di atomi con momento magnetico intrinseco μ , se immersi in un campo magnetico, vedrà i propri stati quantistici variare la propria energia, per effetto Zeeman, al variare della loro posizione, fin quando non raggiungeranno una zona in cui il campo, essendo nullo, non eserciti più alcuna forza su di loro. Un meccanismo di questo tipo può essere ottenuto, ad esempio, con un campo magnetico di quadrupolo; come mostrato di seguito.[5]

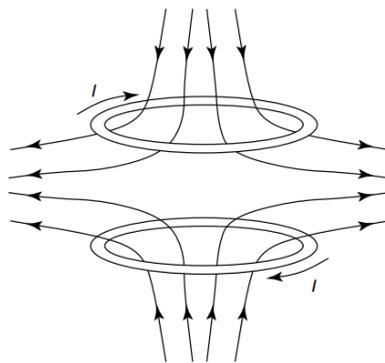


Figura 2.3. Campo magnetico di quadrupolo generato da due spire identiche in cui scorre la stessa corrente ma in versi opposti[5].

Questa configurazione fu ideata, attorno al 1985, da W. Paul; gli atomi posti tra le due spire risentono di una forza $\mathbf{F} = \nabla(\mu \cdot \mathbf{B})$, dove il vettore d'induzione magnetica,

indicato con B , ha un andamento del tipo [6]:

$$\mathbf{B} = \nabla B \sqrt{x^2 + y^2 + 4z^2} \quad (2.5)$$

Il gradiente del campo è costante lungo ogni direzione passante per l'origine, ma per via del contributo non simmetrico sull'asse z , rispetto al piano x - y , risulta dipendente dall'angolo polare. Perciò, la forza che confina gli atomi non può essere nè di tipo armonico nè centrale; in questo modo il momento angolare orbitale totale non risulta conservato. Per questa ragione, gli atomi, devono mantenere l'orientazione del momento magnetico rispetto alla direzione del campo, per evitare che siano espulsi dalla trappola. Affinchè ciò avvenga è necessario che gli atomi abbiano velocità molto basse e che $\boldsymbol{\mu} \cdot \mathbf{B} < 0$, così che nelle zone periferiche della trappola, in cui il modulo del campo aumenta, non vi sia un allontanamento[6].

Per l'apparato in figura 2.3, nel piano in cui $z = 0$ è possibile studiare il moto classicamente, infatti per la simmetria cilindrica le traiettorie circolari sono caratterizzate da una velocità di modulo

$$v = \sqrt{\frac{\rho \nabla B \mu}{M}} = \sqrt{\rho a}, \quad (2.6)$$

dove $\rho = \sqrt{x^2 + y^2}$ è il raggio dell'orbita e $a = \frac{\mu \nabla B}{M}$ rappresenta l'accelerazione centripeta.[6]

Tipicamente le grandezze di queste trappole sono di pochi cm^3 , con un valore per il gradiente dell'induzione magnetica $\nabla B \simeq 1\text{T/m}$; per queste condizioni è necessario che si abbia $\rho \gg (\frac{\hbar^2}{M^2 a})^{\frac{1}{3}}$ e $v \gg (\frac{\hbar a}{M})^{\frac{1}{3}}$ per avere una lunghezza d'onda di De Broglie trascurabile rispetto alle lunghezze delle orbite; se ciò non fosse verificato sarebbe necessaria una trattazione quantistica più sofisticata per descrivere il moto. Con le velocità raggiunte in questo tipo di trappole ($v \simeq 1\text{ cm/s}$), gli atomi riescono a compiere migliaia di volte le loro orbite attorno alla zona centrale, impiegando un tempo, in media, di circa 2 minuti per fuggire dalla trappola[6].

2.3 Trappole Magneto Ottiche

Combinando l'azione delle trappole magnetiche con le proprietà della radiazione elettromagnetica si ottengono le trappole magneto ottiche (MOT).

Vi è una differenza sostanziale tra trappole magnetiche e MOT, infatti nelle prime il valore del gradiente del campo è ben maggiore che nelle seconde; inoltre nelle MOT la forza deriva dalla presenza della radiazione incidente, poichè gli atomi allontanandosi risentono, sempre più, di una forza, derivante dallo scattering con i fotoni, che ne confina quindi il moto.

Un'analisi più dettagliata di una MOT, può essere svolta nel caso più semplice di una transizione a due livelli tra uno stato con momento angolare totale $J = 0$ e uno stato con $J = 1$. Si nota come vicino all'origine, in cui assume un valore nullo, l'induzione magnetica lungo l'asse z ha un andamento lineare del tipo $B(z) = az$; come mostrato in figura 2.4. Ciò implica che i tre sottolivelli dello stato con $J = 1$, rappresentati dai numeri quantici $M_J = -1, 0, +1$, varino la propria energia proporzionalmente alla variazione del campo, infatti

$$\Delta E = g\mu_b B M_J = g\mu_b a z M_J, \quad (2.7)$$

dove g rappresenta il fattore di Landè; in realtà per molte transizioni degli atomi alcalini impiegati nel laser cooling si ha $g \simeq 1$ [4].

Considerando due fasci laser contro propaganti lungo l'asse z , entrambi con polarizzazione circolare e frequenza al di sotto della risonanza, in riferimento alla figura 2.4, indicando con σ^- il fascio incidente verso $-\hat{z}$ e con σ^+ il fascio che si propaga verso $+\hat{z}$, se un atomo si muove ad esempio nella regione in cui $z > 0$, avrà una probabilità maggiore di assorbire fotoni da parte del fascio σ^- e di effettuare la transizione caratterizzata da $\Delta M_J = -1$, poichè più vicino alla risonanza con lo stato $M_J = -1$; discorso speculare per un atomo in moto nella regione in cui $z < 0$, in questo caso l'assorbimento avverrà prevalentemente dal fascio σ^+ verso lo stato con $M_J = +1$. In entrambi i casi l'atomo subisce una forza di richiamo, che lo spinge verso il centro in cui $B = 0$ [7].

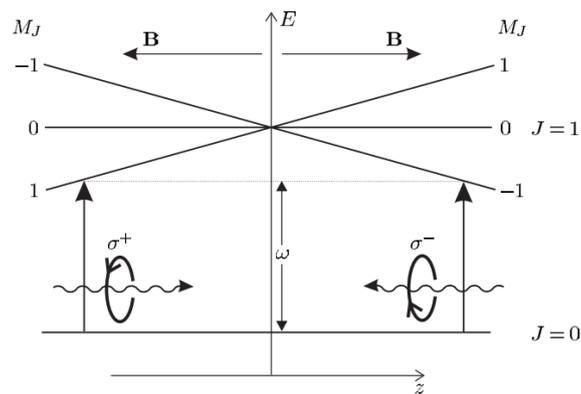


Figura 2.4. Meccanismo di una trappola magneto-ottica per un atomo a due livelli, caratterizzati da uno stato $J = 0$ e $J = 1$ [4].

Dalla configurazione della melassa ottica è possibile generalizzare la procedura appena descritta, ad una situazione più generale, in cui vi siano 3 coppie di fasci laser contro propaganti con polarizzazioni circolari, ortogonali tra loro, incidenti su un ensemble di atomi, con la presenza di un campo di quadrupolo a simmetria sferica per garantire il processo di intrappolamento, come raffigurato di seguito.

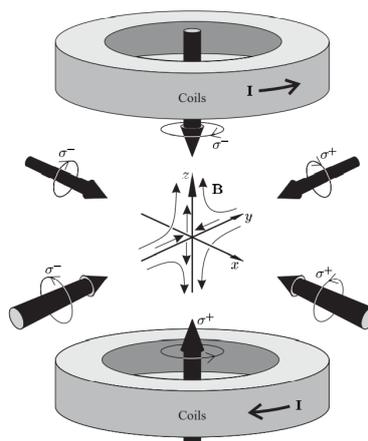


Figura 2.5. Rappresentazione di una trappola magneto ottica a partire dalla configurazione di una melassa ottica[4].

Una descrizione matematica di questa trappola magneto ottica può essere ottenuta a partire dalle equazioni 1.13 e 2.3. Infatti, procedendo con passaggi analoghi a quanto fatto per la melassa ottica, combinando lo squilibrio delle forze agenti sul singolo atomo da parte dei laser con l'effetto Zeeman si trova :

$$\mathbf{F}_{MOT} = \mathbf{F}_{scatt}^{\sigma^+}(\omega - \mathbf{k} \cdot \mathbf{v} - (\omega_0 + \beta z)) - \mathbf{F}_{scatt}^{\sigma^-}(\omega + \mathbf{k} \cdot \mathbf{v} - (\omega_0 - \beta z)) \quad (2.8)$$

dove è stato definito $\beta = \frac{g\mu_b}{\hbar} \frac{dB}{dz} z$ in modo tale che il prodotto βz abbia effettivamente le dimensioni di una frequenza angolare. I termini $(\omega_0 + \beta z)$ e $(\omega_0 - \beta z)$ rappresentano le frequenze angolari di risonanza, riferite rispettivamente alle transizioni $\Delta M_J = +1$ e $\Delta M_J = -1$. Sviluppando in serie la 2.8 si ottiene:

$$\mathbf{F}_{MOT} \simeq -2 \frac{\partial \mathbf{F}}{\partial \omega} \mathbf{k} \cdot \mathbf{v} + 2 \frac{\partial \mathbf{F}}{\partial \omega_0} \beta z \quad (2.9)$$

poichè la forza dipende dal detuning δ , dev'essere $\frac{\partial \mathbf{F}}{\partial \omega} = -\frac{\partial \mathbf{F}}{\partial \omega_0}$; in definitiva quindi [7] :

$$\mathbf{F}_{MOT} = -2 \frac{\partial \mathbf{F}}{\partial \omega} (\mathbf{k} \cdot \mathbf{v} + \beta z) = -\alpha \mathbf{v} - \frac{\alpha \beta}{k} \mathbf{z} \quad (2.10)$$

Si nota come il primo contributo, proporzionale alla velocità, descrive il moto viscoso degli atomi, mentre il secondo indica la presenza di una forza di richiamo di tipo elastico, fondamentale per la realizzazione dell'intrappolamento. Pertanto l'equazione del moto associata è del tipo $\frac{d^2 x}{dt^2} + \frac{\alpha}{M} \frac{dx}{dt} + \frac{\alpha \beta}{kM} x = 0$, ovvero l'equazione di un oscillatore armonico smorzato, dove M rappresenta la massa dell'atomo[7]. Il compito delle trappole magneto ottiche è di accumulare gli atomi già rallentati; una volta che ciò avviene il campo magnetico della trappola viene soppresso in modo che gli atomi vengano raffreddati dalla melassa ottica, poichè nelle MOT le temperature sono più elevate. Il vantaggio delle MOT risiede nel fatto che sono in grado di catturare e confinare atomi a velocità maggiori rispetto alla melassa ottica; ad esempio per una trappola magneto ottica, che utilizza laser con raggio pari a 5 mm, è possibile concentrare atomi di sodio con $v_{MOT} < 70$ m/s, mentre con la tecnica della melassa ottica tipicamente il valore limite è circa $v_{melassa} \simeq 6$ m/s. L'ordine di grandezza del numero di atomi confinati nella trappola è circa 10^7 ; valore che tende poi a riazzerarsi nel tempo, come si evince dalla figura sottostante[4].

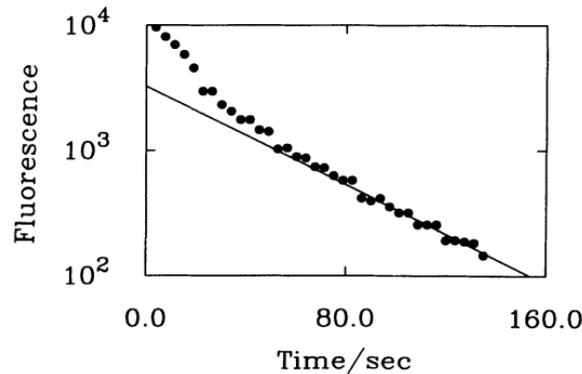


Figura 2.6. Diminuzione del trapping atomico del sodio in funzione del tempo in una MOT[7].

2.4 Sisyphus Cooling

Nel 1987 Phillips, Gould e Lett studiarono il fenomeno del laser cooling ancora più in dettaglio; particolare rilievo aveva assunto la misura della temperatura della melassa ottica, poichè le stime ottenute fino ad allora, come quella descitta al paragrafo 1.6, risultavano piuttosto imprecise. Gli scienziati misurarono la vita media della melassa in funzione del detuning dei raggi laser; confrontando poi i dati con la curva teorica, notarono alcune discrepanze; prima fra tutte il fatto che il picco della curva sperimentale risultava essere in una posizione inaspettata. Questo risultato inatteso, spinse i ricercatori a elaborare nuovi metodi per determinare la temperatura. Metcalf suggerì di sfruttare il metodo del tempo di volo, o TOF(time of flight); il principio era abbastanza semplice: a partire dalla configurazione della melassa ottica, una volta disattivati i raggi laser, gli atomi, per effetto della gravità, avrebbero dovuto incontrare una sonda laser posta in prossimità dell'apparato, emettendo luce fluorescente; in base al tempo intercorso tra spegnimento della trappola e misura del segnale di fluorescenza si sarebbe potuta ottenere una stima della temperatura[5]. Uno schema di questo processo è riportato nella figura sottostante.

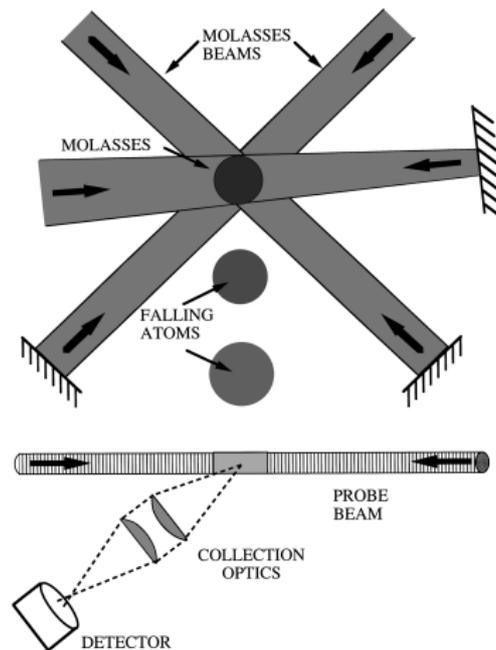


Figura 2.7. Misura della temperatura tramite la tecnica del tempo di volo[5].

Se la sonda veniva posta al di sopra dell'apparato, non veniva registrato alcun tipo di segnale, al contrario, ponendola al di sotto della melassa, veniva segnalato il passaggio degli atomi raffreddati. Analizzando i dati raccolti in quest'ultima configurazione, gli scienziati rimasero sorpresi nel constatare che le temperature raggiunte erano molto inferiori rispetto a quelle predette dall'equazione 1.24, arrivando al valore di $40 \mu\text{K}$ per il sodio, in riferimento al grafico 2.8. Ciò mostrava che gli atomi non riuscivano a raggiungere la sonda laser, se posta in alto, perchè non possedevano sufficiente energia cinetica, a causa del raffreddamento[5].

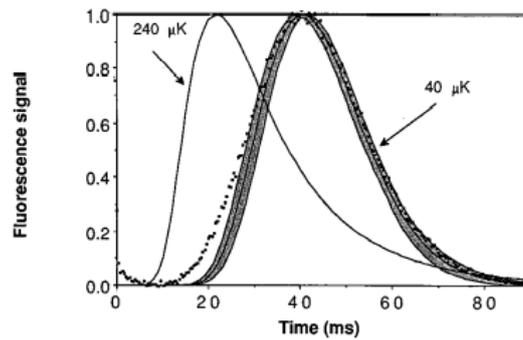


Figura 2.8. Fluorescenza degli atomi dopo il laser cooling in funzione del tempo; la curva continua mostra l'andamento aspettato, mentre l'altra rappresenta i dati raccolti[5].

Alla luce di questi risultati, era chiaro che alcune assunzioni del modello teorico precedente dovessero essere riviste.

Jean Dalibard e Claude Cohen-Tannoudji nel 1989 svilupparono una nuova teoria del laser cooling, non più basata sulla semplificazione, troppo estrema, di un sistema a due livelli per un atomo, ma fondata sulla considerazione dell'esistenza di più stati accessibili per una singola transizione; nel seguito si prenderà come riferimento un atomo il cui momento angolare totale nel livello energeticamente inferiore è $J = 1/2$, mentre il momento angolare nel livello superiore è $J = 3/2$, come può essere il sodio per i suoi stati $3S_{1/2}$ e $3P_{3/2}$. La caratteristica principale di questo modello, che lo distingue dal precedente, è l'inclusione della molteplicità dei sottolivelli che formano lo stato atomico, dovuta all'interazione con la radiazione incidente [5]; in particolare la presenza del campo magnetico rimuove la degenerazione energetica dei livelli per via dell'effetto Zeeman, mentre il contributo del campo elettrico si manifesta attraverso l'effetto Stark, responsabile dello Stark-shift[6].

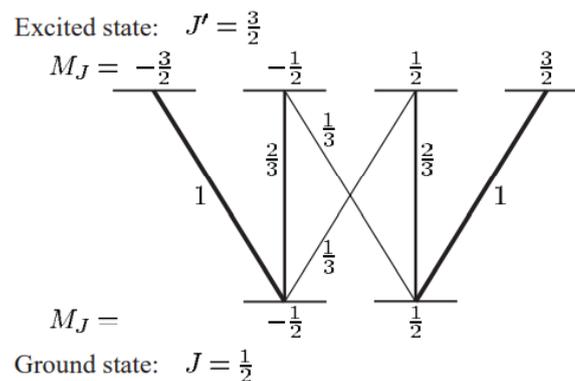


Figura 2.9. Esempio con delle possibili transizioni tra i sottolivelli di un atomo[4].

Le transizioni tra i livelli atomici dipendono dal tipo di polarizzazione incidente, per via delle regole di selezione, perciò atomi che si muovono in un gradiente di polarizzazione avranno transizioni differenti a seconda della posizione. L'intensità dell'interazione con la radiazione dipende dallo stato iniziale e dallo stato finale, ad esempio, in riferimento alla figura 2.9, osservando i quadrati dei coefficienti di

Clebsch-Gordan si nota come l'ampiezza di transizione tra lo stato inferiore caratterizzato da $M_J = 1/2$ e lo stato superiore con $M_{J'} = 3/2$ sia maggiore rispetto a quella dallo stato con $M_J = -1/2$ allo stato $M_{J'} = 1/2$, nonostante siano entrambe date dallo stesso tipo di luce polarizzata[4].

La dinamica del pompaggio ottico tra questi sottolivelli, ossia il trasferimento di popolazione da uno stato all'altro, è la chiave che permette di raggiungere temperature ancora più basse rispetto al Doppler limit[6]. Di seguito se ne riporta una rappresentazione.

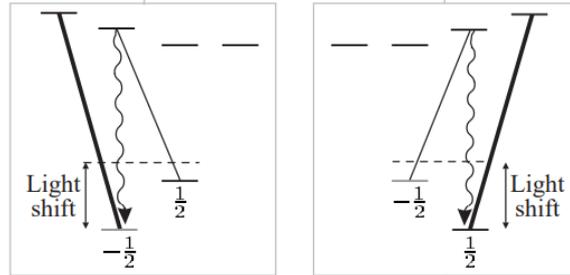


Figura 2.10. Nell'immagine a sinistra viene illustrato il pompaggio ottico con la polarizzazione σ^- , mentre nell'immagine a destra in presenza di polarizzazione σ^+ [4].

Una modalità per ottenere un pompaggio ottico, dipendente dalla posizione dell'atomo, è quella di utilizzare un gradiente di polarizzazione, dovuto alla sovrapposizione di due fasci laser contro propaganti, con le stesse caratteristiche, le cui polarizzazioni sono perpendicolari fra loro; in questo modo la polarizzazione risultante dipenderà dalla fase relativa dei due raggi di luce, variando con la posizione e generando un'onda stazionaria[8]. Se i due laser viaggiano lungo uno stesso asse, ad esempio z , il campo elettrico totale è dato dalla somma vettoriale dei due contributi; utilizzando la notazione complessa si può riscrivere come [9]:

$$\mathbf{E} = \text{Re}[\epsilon_0(e^{ik_l z} \hat{\mathbf{x}} + e^{i\Delta} e^{-ik_l z} \hat{\mathbf{y}})e^{-i\omega t}] \quad (2.11)$$

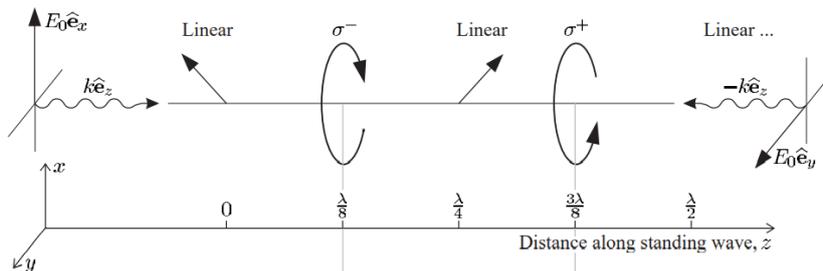


Figura 2.11. Polarizzazione totale della radiazione al variare della posizione.[4]

Lungo l'asse, la polarizzazione totale della luce varia ogni ottavo di lunghezza d'onda tra lineare e circolare, a seconda della fase relativa, come mostrato nella figura 2.11. L'intensità totale rimane costante, ma le intensità dei singoli fasci variano al variare

della posizione. Ad esempio, se all'istante iniziale la differenza di fase fra i due raggi laser è $\Delta = -\pi/2$, allora [9]:

$$I(z) = I_0 \cos^2(k_l z) + I_0 \sin^2(k_l z) \quad (2.12)$$

Poichè lo Stark-shift è proporzionale all'intensità della radiazione e inversamente proporzionale al detuning, ovvero $U_0 \propto \frac{I(z)}{\delta}$, lo spostamento dei livelli dipende dalla posizione in cui si trova l'atomo, quindi dal tipo di polarizzazione presente. Perciò considerando valori negativi di δ , entrambi i livelli con $J = 1/2$ vedranno diminuire la propria energia[9]. E' possibile verificare come varia il contributo del light shift per i due sottolivelli con $M_J = \pm 1/2$, a partire dai moduli quadrati dei coefficienti di Clebsch-Gordan in figura 2.9. Per lo stato con spin up si trova [9]:

$$U_{1/2}(z) = U_{1/2}^{\sigma^+}(z) + U_{1/2}^{\sigma^-}(z) = -U_0 \sin^2(k_l z) - \frac{1}{3}U_0 \cos^2(k_l z) \quad (2.13)$$

mentre per lo stato con spin down :

$$U_{-1/2}(z) = U_{-1/2}^{\sigma^+}(z) + U_{-1/2}^{\sigma^-}(z) = -U_0 \cos^2(k_l z) - \frac{1}{3}U_0 \sin^2(k_l z) \quad (2.14)$$

Queste espressioni mostrano come lo Stark-shift dei due livelli energetici vari periodicamente in funzione della posizione. In particolare per la scelta, assolutamente arbitraria, compiuta sulla differenza di fase iniziale, in $z = 0$, con radiazione σ^- , lo stato $M_J = -1/2$ ha energia minore rispetto a $M_J = +1/2$.

Il pompaggio ottico, combinato con l'azione dell'effetto Stark, per l'atomo immerso in quest'onda stazionaria, porta al processo finale di raffreddamento, attraverso la perdita continua di energia cinetica[5].

Per intensità non elevate e per valori significativi del detuning, è possibile trascurare il tempo che l'atomo trascorre nello stato eccitato, considerando solo la dinamica data dal potenziale del Stark-shift a cui è soggetto l'atomo nello stato non eccitato.[5].

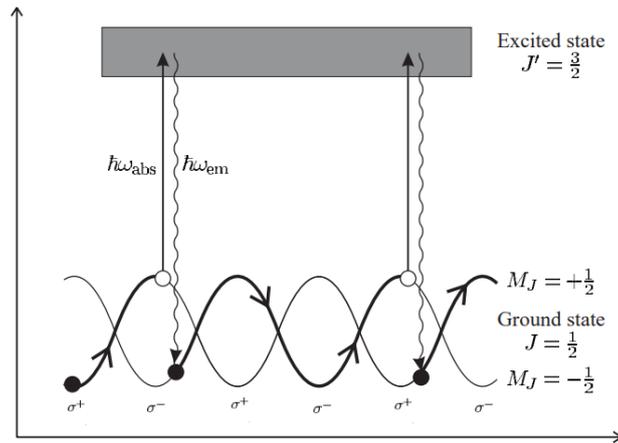


Figura 2.12. Illustrazione del processo dello Stark-shift e del pompaggio ottico per un atomo che si trova immerso in un campo con gradiente di polarizzazione. Immagine principale tratta da [4].

Muovendosi attraverso il campo, gli atomi devono aumentare la propria energia potenziale, poichè la polarizzazione nel frattempo varia e lo stato con $M_J = -1/2$ aumenta la propria energia rispetto allo stato $M_J = +1/2$, che invece la vede diminuire. Dopo aver percorso una distanza pari a $\Delta z = \lambda/4$ gli atomi si troveranno in una posizione in cui il campo è polarizzato come σ^+ , eccitandosi così nello stato $M_J = +1/2$; successivamente, diseccitandosi, andranno poi a popolare lo stato con $M_J = +1/2$, che è diventato, nel frattempo, lo stato con energia minore; a quel punto ricomincerà il processo appena descritto fin quando gli atomi non dissiperanno progressivamente la loro energia cinetica. In particolare, nel pompaggio ottico, l'energia persa dal sistema sotto forma di emissione è maggiore rispetto a quella assorbita per eccitamento di circa una quantità pari in modulo a U_0 , provocando perciò l'effetto di raffreddamento voluto[6]. La dinamica di questo processo è riportata in figura 2.12. Dalla forma del potenziale si intuisce il perchè dell'attribuzione di questo nome; il riferimento è al mito greco di Sisifo, condannato dagli dèi a spingere eternamente un macigno lungo una collina, ma una volta arrivato in cima il suo percorso ricominciava dai piedi della collina, per poi ripetersi.

2.5 Limite del Sisyphus Cooling

Dopo ogni ciclo del Sisyphus cooling l'energia totale E dell'atomo diminuisce di un fattore dell'ordine di U_0 , fin quando non risulterà minore del potenziale stesso; a quel punto l'atomo risulta confinato nella regione attorno al minimo dello Stark-shift, senza l'energia cinetica necessaria per superare la barriera[8].

Una stima qualitativa può quindi essere ottenuta a partire dalla relazione[4]:

$$k_b T_{sis} \simeq U_0 \quad (2.15)$$

poichè il potenziale è proporzionale all'intensità della radiazione incidente, si potrebbe pensare che diminuendo progressivamente l'intensità della luce sia possibile ottenere temperature sempre minori. Ciò è vero in linea di principio, fin quando il potenziale U_0 non raggiunge l'ordine di grandezza dell'energia cinetica di rinculo, acquisita dall'atomo nei processi di emissione spontanea, data da $E_R = \frac{\hbar k^2}{2M}$ [8].

Perciò quando $U_0 \simeq E_R$ la perdita di energia causata dal passaggio dal massimo della curva di potenziale al minimo, non compensa l'energia guadagnata dall'atomo; ciò causa quindi un arresto al processo di raffreddamento.

In definitiva, la temperatura minima raggiungibile in un processo di questo tipo è[4]:

$$k_b T_{sis} = \frac{\hbar k^2}{M} \quad (2.16)$$

Per il sodio la temperatura teorica minima, T_{sis} , è solo $2.4 \mu\text{K}$, mentre con il Doppler cooling era stata misurata una temperatura $T_{min} = 240 \mu\text{K}$ [4].

Inoltre è possibile apprezzare come in questa trattazione la T_{sis} dipenda dalle proprietà specifiche degli atomi e dalle caratteristiche della radiazione incidente, contrariamente a quanto avveniva nel Doppler cooling.

Conclusioni

Il laser cooling e il trapping atomico hanno acquisito, ormai, uno spazio sempre più rilevante all'interno del panorama scientifico internazionale.

All'interno di questa tesi è stata fornita una panoramica sui principali meccanismi di questo tipo di metodo sperimentale, descrivendo quelli che sono stati i punti salienti del suo sviluppo. Inizialmente si è posta l'attenzione sul Doppler cooling, che ha rappresentato un primo importante successo, con la successiva implementazione di tecniche sempre più sofisticate, come la melassa ottica.

In seguito è stata affrontata la questione del confinamento degli atomi, operazione necessaria per una maggiore precisione nelle misurazioni in laboratorio. In questa parte è stato sottolineato il ruolo fondamentale svolto dai campi magnetici e conseguentemente dall'effetto Zeeman per realizzare le trappole magnetiche e magneto ottiche.

In conclusione è stato analizzato il Sisyphus cooling, partendo da considerazioni teoriche meno approssimative rispetto ai casi precedenti; mostrando quindi le potenzialità di questo tipo di approccio sperimentale, riuscendo ad ottenere temperature inferiori rispetto al Doppler limit.

La possibilità di raffreddare gli atomi a temperature sempre minori, ha aperto un nuovo modo di indagare molte caratteristiche della materia. La loro manipolazione e il raggiungimento di temperature sempre più vicine allo zero assoluto hanno messo in evidenza alcuni comportamenti prima soltanto teorizzati, dimostrando sperimentalmente l'esistenza di stati esotici della materia, come i condensati di Bose-Einstein, teorizzati nel 1924 ed osservati per la prima volta nel 1995 proprio grazie a tecniche di raffreddamento atomico. Anche l'interferometria atomica ha implementato nuove tecniche che ne hanno aumentato le prestazioni, realizzando sensori ultra sensibili. Inoltre tra le applicazioni più rilevanti vi sono gli orologi atomici ad alta precisione, progettati a partire dallo studio delle transizioni degli atomi di Cesio e di Rubidio.

Bibliografia

- [1] Brian H. Bransden, Charles J. Joachain, *Physics of atoms and molecules*, Longman Scientific & Technical, 1983.
- [2] Grant R. Fowles, *Introduction To Modern Optics*, Dover edition, 1989, republication of the second edition, 1975.
- [3] Rodney Loudon, *The Quantum Theory of Light*, Third edition, Department of Electronic Systems Engineering, University of Essex, Oxford University Press, 2000.
- [4] Christopher J. Foot, *Atomic physics*, Oxford University Press, 2005.
- [5] William D. Phillips, *Laser cooling and trapping of neutral atoms*, National Institute of Standards and Technology, Physics Laboratory, Atomic Physics Division, Gaithersburg, Maryland 20899, Reviews of Modern Physics, Vol. 70, No. 3, July 1998.
- [6] Harold J. Metcalf, Peter van der Straten, *Laser Cooling and Trapping of Neutral Atoms*, Journal of the Optical Society of America B, May 2003.
- [7] Eric L. Raab, Mara Prentiss, Alex Cable, Steven Chu and David E. Pritchard, *Trapping of Neutral Sodium Atoms with Radiation Pressure*, Physical Review Letters, Volume 59, Number 23, 1987.
- [8] Claude Cohen-Tannoudji, Jean Dalibard, *Manipulating Atoms with Photons*, Laboratoire Kastler Brossel and Collège de France, 24 rue Lhomond, 75005 Paris, France.
- [9] Ivan H. Deutsch, *Lecture notes of the Course of Modern Physics*, University of New Mexico, Department of Physics and Astronomy.