



UNIVERSITÀ DEL SALENTO

---

---

FACOLTÀ DI SCIENZE MATEMATICHE, FISICHE E NATURALI  
Corso di Laurea in Fisica

# Un nuovo apparato per BEC ad interazione controllabile

Tesi di Laurea Specialistica in Fisica

**Relatore**

*prof.* Massimo Inguscio

**Candidato**

Leonardo Carcagnì

**Correlatore**

*dr.* Marco Fattori

**Relatore interno**

*prof.* Claudio Corianò

---

---

Anno Accademico 2009-2010



*"Leo, io non credo sia un caso che si usi un laser  
sia per ascoltare la musica dai CD,  
sia per ascoltare la musica degli atomi."*

A.N.

*"Non solo Dio gioca a dadi, ma li getta laddove non possiamo vederli."*

Richard Feynman



# Indice

<b>Introduzione al lavoro di tesi</b>	<b>7</b>
<b>1 Concetti fondamentali</b>	<b>11</b>
1.1 Condensazione di Bose-Einstein . . . . .	11
1.2 Raffreddamento laser . . . . .	17
1.2.1 Raffreddamento Doppler . . . . .	17
1.2.2 Raffreddamento sub-Doppler . . . . .	20
1.3 Principio di funzionamento di una MOT . . . . .	28
1.4 Proprietà del $^{39}\text{K}$ . . . . .	31
1.5 Controllo dell'interazione: le risonanze di Feshbach . . . . .	34
1.6 Interferometria con controllo dinamico dell'interazione . . . . .	38
1.6.1 Vantaggi nell'utilizzo degli stati entangled. . . . .	42
<b>2 Apparato sperimentale</b>	<b>45</b>
2.1 Sistema da vuoto . . . . .	47
2.2 Fasci laser a 767 nm . . . . .	52
2.3 Fasci laser a 1064 nm . . . . .	58
2.4 Celle di MOT . . . . .	61
2.5 Sistema di trasporto e parte finale . . . . .	63
2.6 Imaging degli atomi . . . . .	67
<b>3 Procedure, stime e risultati</b>	<b>73</b>
3.1 Fase I: 2D-MOT . . . . .	74
3.2 Fase II: 3D-MOT . . . . .	75
3.3 Fase III: C-MOT . . . . .	76

3.4	Fase IV: Melassa . . . . .	79
3.5	Fase V: Optical pumping . . . . .	82
3.6	Fase VI: Trappola di quadrupolo . . . . .	89
3.7	Fase VII: Trasporto . . . . .	94
3.8	Fase VIII: Trappola ibrida . . . . .	95
3.9	Fase IX: Raffreddamento evaporativo . . . . .	100
	<b>Conclusioni</b>	<b>113</b>
	<b>A Reticoli ottici</b>	<b>115</b>
	<b>Bibliografia</b>	<b>119</b>
	<b>Ringraziamenti - I</b>	<b>123</b>
	<b>Ringraziamenti - II</b>	<b>125</b>

# Introduzione al lavoro di tesi

Sono passati 16 anni da quando Eric Cornell e Carl Wieman[1] ottennero per la prima volta un condensato di Bose-Einstein (BEC) di un gas atomico diluito, lavoro per il quale furono insigniti del premio Nobel sei anni dopo. Dopo questo traguardo, l'interesse per gli atomi ultra-freddi è andato sempre crescendo. La proliferazione di questi esperimenti ha riguardato le maggiori istituzioni di ricerca mondiali, dove i condensati di Bose-Einstein sono stati impiegati per riprodurre su scala macroscopica alcuni dei fenomeni più importanti della meccanica quantistica. Ad esempio è stata simulata la *localizzazione di Anderson*[2][3] per un'onda di materia, fenomeno che era stato predetto, su scala microscopica, per gli elettroni nei semiconduttori[4]. Sono state riprodotte le *onde di Bloch*[5], analoghe a quelle che si formano nelle strutture cristalline. Inoltre, utilizzando un condensato di Bose-Einstein, si è potuto riprodurre alcuni sistemi con profonde analogie alle *giunzioni Josephson*[6] e studiato il comportamento di alcuni sistemi superfluidi[7]. Tutto questo ha reso lo studio degli atomi ultra-freddi profondamente interdisciplinare, con profondi legami con diversi campi come la fisica dello stato solido e l'ottica non-lineare.

In un condensato di Bose-Einstein gli atomi occupano tutti lo stesso stato quantistico, per questo motivo è considerato l'analogo del laser ottico per onde di materia. Questo renderebbe promettente il suo utilizzo in misure di alta precisione, se l'interazione tra le particelle non fosse una grossa sorgente di decoerenza. Lo scopo dell'esperimento, nell'ambito del quale è stato svolto questo lavoro di tesi, è quello di ottenere la condensazione di un gas di  $^{39}\text{K}$ , nel quale l'interazione può essere finemente controllata con l'utilizzo di un campo magnetico esterno ed eventualmente cancellata. Questo sistema non

solo permetterà di costruire interferometri ad altissima precisione e con elevata risoluzione spaziale, ma amplierà lo spettro dei sistemi fisici simulabili mediante un condensato atomico di Bose-Einstein.

In questo lavoro di tesi sono state messe a punto tutte le tecniche di intrappolamento e raffreddamento del gas atomico. Le procedure di ottimizzazione hanno permesso di ottenere *la prima evidenza sperimentale di un raffreddamento sub-Doppler per il  $^{39}K$* . Ulteriori tecniche innovative sono state messe a punto per la preparazione del campione atomico in un opportuno stato interno intrappolabile magneticamente. Infine sono state effettuate alcune prove preliminari di raffreddamento evaporativo per atomi confinati in una trappola magnetica.

Sebbene il raggiungimento della condensazione di Bose-Einstein richiederà l'ottimizzazione delle ultime fasi di raffreddamento, i risultati riportati in questa tesi sono estremamente promettenti ed indicano ottime possibilità di ottenere la condensazione senza l'utilizzo di un secondo gas refrigerante[9] e con elevate velocità di produzione.

**Nota dell'autore.** In questo lavoro di tesi ho preferito esporre le tecniche, i risultati e le previsioni proprie dell'esperimento, basate sul reale lavoro svolto durante questi nove mesi trascorsi nelle strutture del LENS di Firenze. A questo fa eccezione il primo capitolo, dove ho riassunto alcuni dei concetti fondamentali necessari alla comprensione delle strategie sperimentali utilizzate, ovviamente senza nessuna pretesa di completezza. Gli approfondimenti sugli argomenti qui presentati possono essere trovati in libri e articoli, scritti da persone più competenti di me.

L'unica pretesa che ha guidato questo lavoro di tesi è stata quella di imparare qualcosa di questo fantastico mondo degli atomi ultra-freddi.

**Alcune convenzioni.** Nella nostra trattazione indicheremo con *cooling* il fascio meno energetico e *repumping* quello più energetico. Questo è stato fatto anche quando essi non assolvono ad una funzione di raffreddamento vera e propria.

I nomi propri delle bobine verranno indicati con la lettera maiuscola. Questo per non creare confusione tra la *bobina di Quadrupolo*, la fase di *trappola di quadrupolo* o il *campo di quadrupolo*. Questo è fatto per evitare anche un'altra fonte di confusione che è rappresentata dalle frasi *gradiente magnetico* e *bobina di Gradiente*.



# Capitolo 1

## Concetti fondamentali

In questo capitolo verranno introdotti i concetti fondamentali per lo studio e la realizzazione dei condensati di Bose-Einstein (BEC). Si inizia con una breve introduzione al fenomeno della condensazione di Bose-Einstein, contenuta nella sezione 1.1, proseguendo con la descrizione di alcuni metodi finalizzati alla realizzazione di essa. Questi sono le tecniche di raffreddamento laser, descritte nella sezione 1.2, e quelle di intrappolamento magneto-ottico, contenute nella sezione 1.3. La sezione 1.4 è dedicata alla specie atomica utilizzata: il  $^{39}\text{K}$ . Qui vengono elencate le sue proprietà e discusse le difficoltà che si incontrano nei tentativi di condensazione di questo isotopo. Il capitolo continua con la sezione 1.5 che fornisce un'introduzione al problema del controllo dell'interazione in una BEC. Infine, nella sezione 1.6, è stato riportato il motivo che ha spinto alla realizzazione di questo apparato sperimentale, cioè la possibilità di effettuare degli studi interferometrici avanzati.

### 1.1 Condensazione di Bose-Einstein

Un gas atomico all'equilibrio termico, può essere caratterizzato mediante una lunghezza d'onda  $\lambda_{DB}$  detta *lunghezza d'onda termica di De Broglie* data da

$$\lambda_{DB}(T) = \sqrt{\frac{2\pi\hbar^2}{mk_B T}}, \quad (1.1)$$

dove con  $k_B$  è stata indicata la costante di Boltzmann e con  $m$  la massa dell'atomo. Quando la  $\lambda_{DB}$  di un gas atomico bosonico<sup>1</sup> ideale, è comparabile al valore della distanza media tra due atomi, avviene una transizione di fase quantistica. Questa condizione si raggiunge quando la *densità nello spazio delle fasi*  $\rho$ , si trova al di sopra di un certo valore critico dato da

$$\rho = n\lambda_{DB}^3 \simeq 2.612, \quad (1.2)$$

dove  $n$  rappresenta la densità atomica spaziale. Quando ciò avviene gli stati di equilibrio del gas tenderanno allo stato fondamentale di singola particella, e poiché i bosoni non sono vincolati dal principio di Pauli, lo occuperanno. Quello che accade in realtà è che il numero di atomi nello stato fondamentale  $N_0$  inizia a crescere al di sopra del valore critico della densità nello spazio delle fasi, oltre il quale si verifica la transizione di fase. Questa transizione è detta condensazione di Bose-Einstein mentre la frazione di bosoni che occupa lo stato fondamentale è detto condensato di Bose-Einstein o BEC. In questo fenomeno, gli atomi possono essere descritti da un'unica funzione d'onda dello stato fondamentale, data dal prodotto di  $N$  funzioni d'onda identiche di singola particella. Questo rimane valido con buona approssimazione anche in presenza di deboli interazioni tra gli atomi.

La densità nello spazio delle fasi tipica di un gas, tenuto in condizioni standard di temperatura e pressione, è  $12 \div 14$  ordini di grandezza minore rispetto a quella critica che consente di ottenere un condensato di Bose-Einstein. Quest'ultima può essere raggiunta diminuendo la temperatura del gas ed aumentandone la sua densità atomica spaziale, come si evince dall'equazione 1.2. Tuttavia il diagramma di fase in figura 1.1, mostra che l'azione di raffreddamento e compressione deve essere congiunta, altrimenti si rischia di formare degli stati aggregati che ci allontanano dal regime quantistico.

---

<sup>1</sup>Si dimostra che un atomo la cui somma del numero di elettroni, di quello dei protoni e di quello neutroni, è un numero pari, ha uno spin totale intero, quindi è un bosone[10].

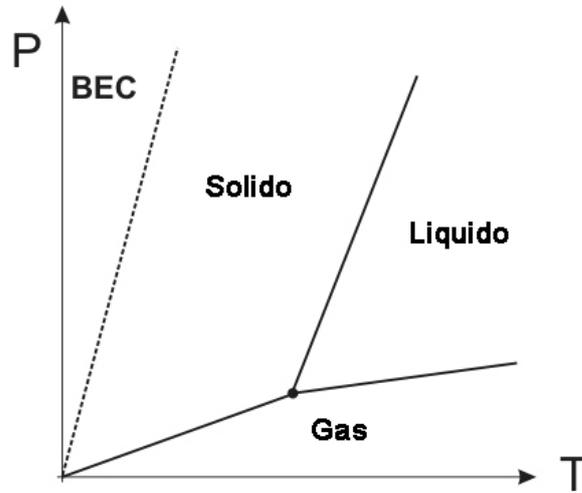


Figura 1.1: *Diagramma di fase schematico per un gas bosonico ideale.*

**Realizzazione di una BEC.** La creazione sperimentale di una BEC è un processo complesso. Infatti, sebbene la sua esistenza fosse nota teoricamente già dal 1924[11][12], la sua prima realizzazione sperimentale avvenne solo nel 1995, utilizzando un gas di  $^{87}\text{Rb}$  ad una temperatura di 170 nK[1]. Per ottenere una BEC, oltre alle operazioni di raffreddamento e compressione, è necessario anche un adeguato intrappolamento ed un ottimo sistema da vuoto. Queste due accortezze servono ad evitare il contatto con le sorgenti di calore, quali le pareti delle camere e i gas termici presenti all'interno di esse. Una BEC viene raggiunta attraverso una serie di passaggi graduali, ciascuno dei quali risulta efficiente solo per un certo intervallo di temperature e densità. Gli esperimenti riguardanti la condensazione di Bose-Einstein si differenziano, per tecniche impiegate e utilizzi. In genere si ha uno stadio di pre-raffreddamento, che agisce sugli atomi caldi ( $\sim 400\text{K}$ ) generati da un forno. Nel nostro esperimento, come vedremo, è stata utilizzata una seconda camera, ma numerose alternative sono state studiate per risolvere questo problema, come ad esempio lo *Zeeman slower*[13]. La nuvola viene poi introdotta in un'altra camera dove avvengono delle fasi mirate a raffreddare e comprimere ulteriormente il campione intrappolato. Infine avviene il raffreddamento evaporativo, che permette la realizzazione del condensato di

Bose-Einstein, che può essere quindi manipolato e studiato.

Un aspetto importante da sottolineare è che comunemente quando si parla di esperimenti sulla condensazione di Bose-Einstein, si intende in un gas diluito, ovvero in assenza di forti interazioni o di interazioni complesse. In questa maniera è garantito che non si formino aggregati. Inoltre sono utilizzati atomi neutri, che sono notoriamente più difficili da intrappolare rispetto agli ioni. Questa tesi segue la suddetta nomenclatura.

**BEC in una trappola in assenza di interazioni.** In questo capoverso ci proponiamo di studiare il comportamento di una BEC in una trappola. Questo studio verrà fatto inizialmente supponendo che la trappola sia rappresentata da una buca di potenziale quadrata infinita, successivamente questo risultato verrà poi visto nel caso di un potenziale armonico. Tale semplificazione consente di avere informazioni sulla densità spaziale del sistema, in maniera da poter determinare in quale modo la popolazione del livello fondamentale, aumenta con il diminuire della temperatura.

Supponiamo di avere una nuvola di gas classico contenuta in un box, ossia in una buca di potenziale quadrata infinita. Il numero totale di atomi di tutti i suoi livelli energetici del gas  $\tilde{N}$  è dato dall'equazione

$$\tilde{N} - \tilde{N}_0 = \int_0^\infty f(\epsilon) D(\epsilon) d\epsilon, \quad (1.3)$$

dove questa differenza rappresenta il numero di particelle allo stato eccitato.  $D(\epsilon)$  rappresenta la densità degli stati per le particelle, mentre  $f(\epsilon)$  è la distribuzione di Bose-Einstein

$$f(\epsilon) = \frac{1}{e^{\frac{\epsilon-\mu}{k_B T}} - 1}. \quad (1.4)$$

Il potenziale chimico  $\mu$  presente in questa distribuzione può essere trascurato per gli stati eccitati, imponendo la conservazione del numero degli atomi[31]. L'integrale, che compare nell'equazione 1.3 può essere risolto considerando

la densità degli stati tridimensionale classica, data da

$$D(\epsilon) = \frac{1}{2\pi^2} \left( \frac{2m}{\hbar^2} \right)^{3/2} V \epsilon^{1/2} d\epsilon. \quad (1.5)$$

In questo modo l'equazione 1.3 diventa

$$\tilde{N} - \tilde{N}_0 = \frac{1}{2\pi^2} \left( \frac{2m}{\hbar^2} \right)^{3/2} \Phi V (k_B T)^{3/2}, \quad (1.6)$$

dove

$$\Phi = \int_0^\infty \frac{x^{1/2}}{e^x - 1} dx = 2.6 \cdot \frac{\sqrt{\pi}}{2}. \quad (1.7)$$

Questa equazione mostra una variazione del numero degli atomi negli stati eccitati, per una BEC contenuta in un box, del tipo

$$\tilde{N} - \tilde{N}_0 \propto T^{3/2} \text{ (in un box)}. \quad (1.8)$$

La popolazione del livello fondamentale  $\tilde{N}_0$  per un gas termico è molto bassa, essa inizia a crescere significativamente a partire da un valore di temperatura critico  $T_c$ . Quindi possiamo supporre questo valore di temperatura come punto di partenza per il processo di popolazione del livello fondamentale, per cui a  $T_c$  si ha che  $\tilde{N}_0 = 0$ . Si ha allora dall'equazione 1.6

$$\tilde{N} = \frac{1}{2\pi^2} \left( \frac{2m}{\hbar^2} \right)^{3/2} \Phi V (k_B T_c)^{3/2}, \quad (1.9)$$

dividendo la 1.6 per quest'ultima equazione, si ha una stima della frazione di atomi condensata, al variare della temperatura

$$\frac{\tilde{N}_0}{\tilde{N}} = 1 - \left( \frac{T}{T_c} \right)^{3/2} \text{ (in un box)}. \quad (1.10)$$

Supponiamo ora che la nuvola oscilli in una trappola armonicamente con una frequenza  $\omega$ , secondo la relazione

$$\frac{1}{2} m \omega^2 r^2 \simeq \frac{1}{2} k_b T. \quad (1.11)$$

Assumendo una nuvola sferica di volume  $V = (4/3)\pi r^3$ , dall'equazione 1.11 si ha che  $r^2 \propto T$ , di conseguenza  $V \propto T^{3/2}$ . Sostituendo questo valore nell'equazione 1.6 si ricava che

$$\tilde{N} - \tilde{N}_0 \propto T^3 \text{ (in trappola armonica)}. \quad (1.12)$$

Si può, anche in questo caso, ricavare la frazione di condensato in funzione della temperatura

$$\frac{\tilde{N}_0}{\tilde{N}} = 1 - \left(\frac{T}{T_c}\right)^3 \text{ (in trappola armonica)}. \quad (1.13)$$

**BEC in presenza di interazioni.** Le interazioni atomiche a corto raggio sono piuttosto intense, tuttavia nei gas diluiti queste sono poco probabili. In questi sistemi le interazioni sono prevalentemente quelle a lungo raggio che sono molto deboli, inoltre l'utilizzo di atomi neutri non consente le attrazioni coulombiane.

L'effetto più interessante delle interazioni in una BEC è che esse introducono un termine non-lineare nell'equazione di Schrödinger dipendente dal tempo. Questo concetto viene modellizzato mediante *l'equazione di Gross-Pitaevskii*[15][16], che descrive un gas di Bose non-uniforme a temperatura zero, in presenza di deboli interazioni, cioè quando la lunghezza di scattering  $a$  è molto minore della distanza media tra le particelle

$$\left[ -\frac{\hbar^2 \nabla^2}{2m} + V_{est}(r) + g|\psi(r)|^2 \right] \psi(r) = \mu\psi(r), \quad (1.14)$$

dove  $g = 4\pi\hbar a/m$  è la costante di interazione. Le soluzioni di questa equazione mostrano come l'interazione allarghi spazialmente il condensato di Bose-Einstein, come si vede nell'esempio riportato in figura 1.2.

In presenza di forti interazioni la popolazione dello stato fondamentale si modifica, dando luogo ad un effetto noto con il nome di *svuotamento quantistico*. Secondo la *teoria di Bogoliubov*[17], gli atomi che abbandonano lo

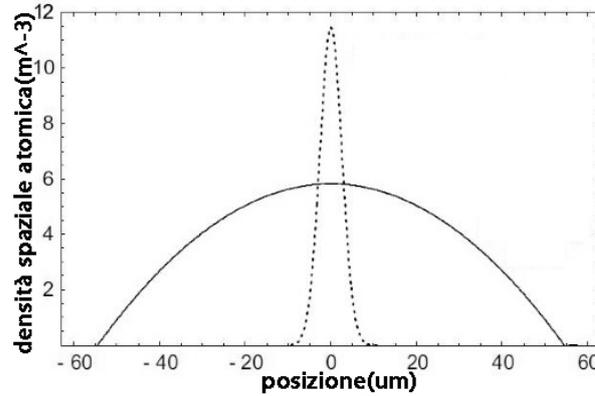


Figura 1.2: *Effetti spaziali dell'interazione in una trappola armonica.* La curva tratteggiata rappresenta una simulazione di un condensato non-interagente, mentre quella solida di un condensato con una debole interazione repulsiva ( $a=57\text{nm}$ ). La posizione presa perpendicolarmente all'asse di trappola.

stato fondamentale a causa di questo effetto  $N_{sq}$  sono stimati essere

$$\frac{N_{sq}}{N} = \frac{8}{3\sqrt{\pi}} \sqrt{n a^3}, \quad (1.15)$$

dove  $a$  rappresenta la lunghezza di scattering.

## 1.2 Raffreddamento laser

La sezione precedente ha evidenziato l'importanza della temperatura nel raggiungimento della condensazione di Bose-Einstein. Una tecnica che consente di raggiungere basse temperature, ormai diventata routine nei laboratori, è il *raffreddamento laser*[18]. Questo nome in realtà comprende una serie di tecniche, che hanno in comune l'utilizzo di luce laser risonante per raffreddare una specie atomica.

### 1.2.1 Raffreddamento Doppler

L'idea alla base del raffreddamento laser Doppler è illustrata nella figura 1.3 e spiegata nelle prossime righe. Supponiamo di analizzare il caso di un atomo

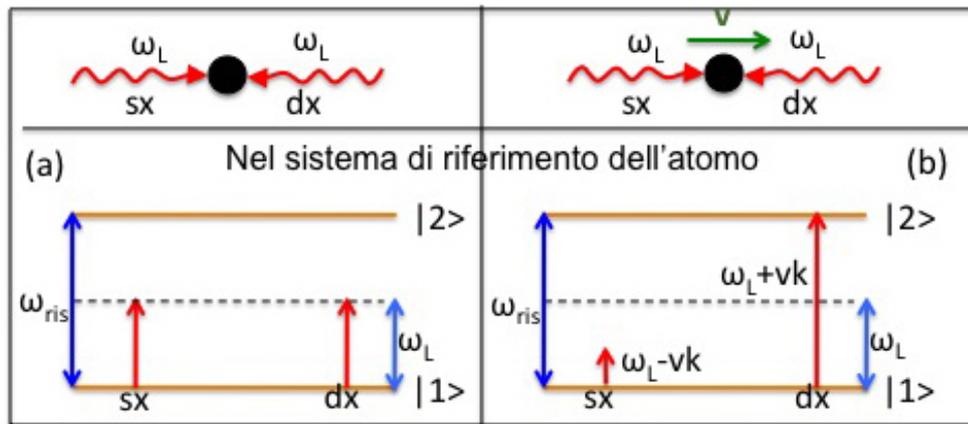


Figura 1.3: *Principio di funzionamento del raffreddamento Doppler.* Le colonne (a) e (b) illustrano rispettivamente cosa accade se un atomo è fermo o se è in movimento.

a due livelli, irradiato da due fasci laser contropropaganti aventi frequenza  $\omega_L$ , minore della frequenza di risonanza di una particolare transizione atomica  $\omega_{ris}$ . Se l'atomo è fermo, come in figura 1.3(a), vede, nel suo sistema di riferimento, entrambi i fasci laser con la stessa frequenza  $\omega_L$ , per cui la probabilità di assorbire l'uno o l'altro è uguale. Se esso ha invece una velocità  $v$ , come in figura 1.3(b), a causa dell'effetto Doppler, esso vede la frequenza del fascio opposto al suo moto maggiore di un valore  $+vk$ , quindi più vicina al valore di risonanza  $\omega_{ris}$ . Per cui il fascio opposto al moto viene assorbito maggiormente dall'atomo. Al contrario, quello avente lo stesso verso del moto, viene visto con una frequenza diminuita di un valore  $-vk$ , che lo porta ulteriormente fuori risonanza, diminuendone l'assorbimento. In virtù di ciò l'atomo assorbe più fotoni dal fascio laser contropropagante e questo genera una forza viscosa, che lo raffredda.

La luce ha tuttavia un duplice potere: uno raffreddante dovuto alla forza di frizione appena descritta, caratterizzato da un *coefficiente di frizione*  $\mu$ , ed uno riscaldante dovuto all'energia che essa trasferisce agli atomi, descritto da un *coefficiente di diffusione del momento*. Supponendo un raffreddamento dovuto puramente al meccanismo Doppler già illustrato, la temperatura

finale sarà data dal bilancio di questi due coefficienti, secondo l'equazione,

$$k_B T = \frac{D}{\mu}. \quad (1.16)$$

Calcoliamo questi coefficienti per aver una stima di questa temperatura.

1. Il calcolo  $D$  si effettua supponendo che la diffusione del momento sia browniana; sotto questa ipotesi la variazione media del quadrato dell'impulso  $\langle p^2 \rangle$ , in un intervallo di tempo  $t$ , è

$$\langle p^2 \rangle = 2Dt, \quad (1.17)$$

caratteristica del moto browniano. Possiamo, inoltre, dire che il rate di riscaldamento sarà proporzionale al rate di scattering dei due fasci contropropaganti e al momento quadro trasferito da un ciclo di assorbimento e riemissione

$$\frac{d}{dt} \langle p^2 \rangle = 2 \frac{\Gamma}{2} S 2(\hbar k)^2. \quad (1.18)$$

$\Gamma$  rappresenta la larghezza naturale di riga, ossia l'inverso del tempo di vita naturale di uno stato eccitato  $\tau$ . In questa espressione  $S$  è il *parametro di saturazione* che tiene conto che  $\Gamma/2$  è il massimo del rate di scattering ed è definito da

$$S = \frac{\Omega^2/2}{\delta^2 + \Gamma^2/4} \ll 1, \quad (1.19)$$

dove  $\Omega$  rappresenta la frequenza di Rabi. Sostituendo 1.17 all'interno di 1.18, si ha il valore del coefficiente di diffusione del momento

$$D = \Gamma S (\hbar k)^2. \quad (1.20)$$

2. Il calcolo di  $\mu$  richiede la conoscenza della forza di richiamo esercitata

da due fasci contropropaganti di luce sugli atomi, ossia

$$F = -\frac{1}{2}\hbar k\Gamma \left[ \frac{\Omega^2/2}{(\delta - kv)^2 + \Gamma^2/4} - \frac{\Omega^2/2}{(\delta + kv)^2 + \Gamma^2/4} \right], \quad (1.21)$$

dove  $\Omega$  rappresenta la frequenza di Rabi. Facendo il minimo comune multiplo e successivamente imponendo la condizione  $kv \ll \delta, \Gamma$  si ha

$$F = -\frac{1}{2}\hbar k\Gamma \frac{\Omega^2}{2} \left[ \frac{4\delta kv}{(\delta^2 + \Gamma^2/4)^2} \right], \quad (1.22)$$

ed introducendo l'espressione di  $S$  si ha

$$F = -\frac{1}{2}\hbar k\Gamma \left[ \frac{4\delta kS}{\delta^2 + \Gamma^2/4} \right] v. \quad (1.23)$$

Poiché  $\mu$  è un coefficiente d'attrito, si ha che  $F = -\mu v$ , per cui quest'ultima equazione ci consente di calcolare il suo valore.

Inserendo nell'equazione 1.16 i valori dei coefficienti appena calcolati, si ha

$$T \simeq \frac{\hbar}{k_B} \frac{\delta^2 + \Gamma^2/4}{2\delta}. \quad (1.24)$$

Questa funzione presenta un minimo della temperatura per  $\delta = \Gamma/2$ , per cui questo è il valore di  $\delta$  al quale il raffreddamento Doppler funziona meglio. Questo viene detto *limite Doppler* e per il  $^{39}\text{K}$ , dall'equazione 1.24, risulta essere  $145\mu\text{K}$ .

### 1.2.2 Raffreddamento sub-Doppler

Gli esperimenti sul raffreddamento laser hanno mostrato[13] che il meccanismo Doppler non è l'unico responsabile dell'abbassamento della temperatura. Fu dimostrato[35] infatti che la *degenerazione del livello fondamentale* contribuisce in maniera determinante al raffreddamento, abbassando la temperatura minima raggiungibile. Le tecniche che utilizzano questo principio vengono dette *raffreddamenti sub-Doppler*.

Al contrario del raffreddamento Doppler, che è indipendente dall'intensità del fascio del laser, questo tipo di raffreddamenti presenta un andamento della temperatura dato da

$$T \propto I/\delta. \quad (1.25)$$

In questo paragrafo, analizzeremo prima il raffreddamento sub-Doppler che si ottiene con due fasci aventi una polarizzazione lineare ortogonale e successivamente con due fasci polarizzati circolarmente  $\sigma^+/\sigma^-$ . Sebbene nel nostro esperimento si utilizzi quest'ultima configurazione, trattandosi di sistemi tridimensionali non si può sapere con certezza come varia la polarizzazione spazialmente. Questo ci spinge a credere che si verificheranno entrambi gli effetti.

**Raffreddamento per effetto Sisifo.** Il meccanismo sub-Doppler più famoso è quello dovuto all'*effetto Sisifo*. Questo avviene in presenza di due fasci contropropaganti aventi polarizzazioni lineari e ortogonali tra loro. Mostreremo innanzitutto come l'azione congiunta di questi due fasci genera un *gradiente di polarizzazione*, per poi vedere come quest'ultimo agisce sbilanciando i livelli energetici dell'atomo. Infine verrà mostrato come questo sbilanciamento, generi un meccanismo di raffreddamento.

Assumiamo un sistema a due livelli monodimensionale, definendo un sistema di riferimento che elimini la differenza di fase arbitraria tra i due fasci. Supponiamo che essi si propagano lungo  $+\hat{z}$  e lungo  $-\hat{z}$ , allora avranno rispettivamente dei campi elettrici associati

$$\vec{E}_1 = \frac{1}{2}(E_{01}e^{-ikz}e^{i\omega t})\vec{e}_1 + c.c., \quad (1.26)$$

$$\vec{E}_2 = \frac{1}{2}(E_{02}e^{+ikz}e^{i\omega t})\vec{e}_2 + c.c., \quad (1.27)$$

dove  $E_{01}$  ed  $E_{02}$  rappresentano le ampiezze dei due campi elettrici. Poiché la polarizzazione è lineare si ha

$$\vec{e}_1 = \vec{e}_x, \quad (1.28)$$

$$\vec{e}_2 = \vec{e}_y. \quad (1.29)$$

Il campo elettrico risultante sarà la somma delle equazioni 1.26 e 1.27, cioè

$$\vec{E}(z, t) = \frac{1}{2}\vec{E}_{ris}e^{i\omega t} + c.c., \quad (1.30)$$

dove

$$\vec{E}_{ris} = E_{01}e^{-ikz}\vec{\epsilon}_x + E_{02}e^{ikz}\vec{\epsilon}_y. \quad (1.31)$$

Quest'ultima può essere riscritta, supponendo che i fasci abbiano la stessa ampiezza  $E_{01} = E_{02} = E_0$ , nella forma

$$\vec{E}_{ris} = E_0[\cos(kz)(\vec{\epsilon}_x + \vec{\epsilon}_y) - i\sin(kz)(\vec{\epsilon}_x - \vec{\epsilon}_y)]. \quad (1.32)$$

La polarizzazione di questo campo risultante varia quindi con  $z$ , in particolare essa assume per  $z = 0$  un valore lineare lungo la direzione  $(\vec{\epsilon}_x + \vec{\epsilon}_y)/\sqrt{2}$ , mentre per  $z = \lambda/8$  la polarizzazione è circolare  $\sigma^-$ . Si forma in questo modo un gradiente di polarizzazione spaziale, il cui andamento è riportato in figura 1.4.

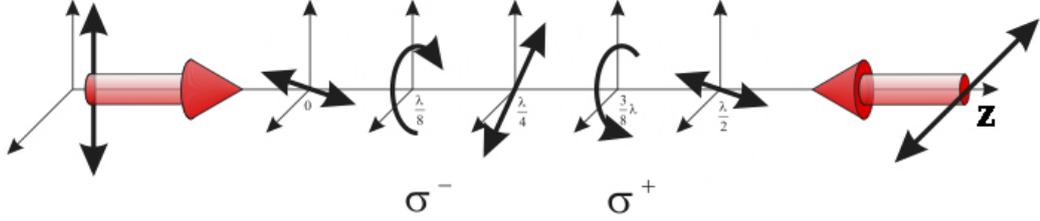


Figura 1.4: *Polarizzazione indotta da due onde stazionarie contropropaganti con polarizzazioni lineari ortogonali.* Si alternano polarizzazioni lineari a polarizzazioni circolari opposte, con una periodicità  $\lambda/2$ [34].

E' noto come i livelli atomici siano perturbati dalla presenza di un campo elettrico esterno, in base all'*effetto Stark*. Nel nostro caso questo campo è variabile nel tempo, per cui si ha il cosiddetto *effetto Stark dinamico o in AC*. Questo può essere visto, in termini di interazione radiazione-materia, come uno spostamento dei livelli atomici, dovuto ad una radiazione esterna quasi risonante con la transizione che li coinvolge. L'intensità dello spostamento di un determinato livello rispetto ad un altro dipende dal valore del coefficiente di Clebsch-Gordan ad essi associato.

Supponiamo che il livello fondamentale  $F = 1/2$  sia composto dai livelli  $m_F = \pm 1/2$ , mentre il livello eccitato  $F' = 3/2$  sia formato dai livelli  $m_F = \pm 1/2$  e  $m_F = \pm 3/2$ .

Analizziamo prima un punto in cui la polarizzazione è lineare<sup>2</sup>, in questo caso l'effetto Stark AC ha l'effetto abbassare tutti i livelli allo stesso modo, in virtù della simmetria dei coefficienti di Clebsh-Gordan riportati in figura 1.5.

Analizziamo ora un punto dove la polarizzazione è  $\sigma^-$ . In questo caso le

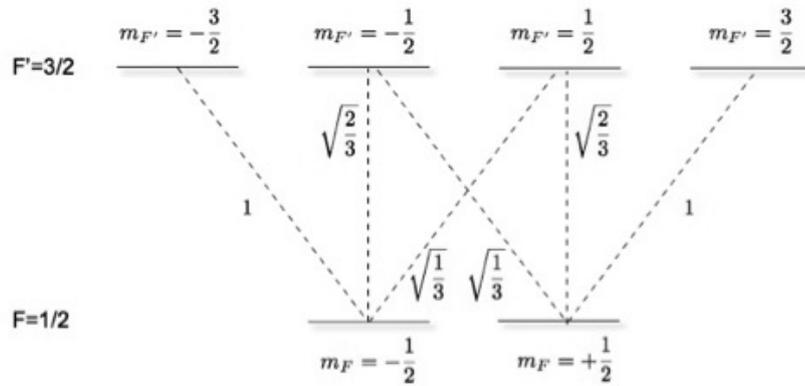


Figura 1.5: *Coefficienti di Clebsh-Gordan per la transizione atomica  $F = 1/2 \rightarrow F' = 3/2$ . Le linee azzurre mostrano le transizioni coinvolte nel caso di una polarizzazione lineare parallela al momento di dipolo, quelle rosse nel caso di una polarizzazione lineare ortogonale.*

regole di selezione cambiano, pertanto l'effetto Stark riguarderà solo i valori dei coefficienti di Clebsh-Gordan associati con transizioni allo stato eccitato con  $\Delta m_F = -1$ . Questi due coefficienti hanno valore 1 e  $\sqrt{1/3}$ , per cui non c'è più simmetria ed i livelli saranno spostati in maniera differente, come si vede nella figura 1.6(a). Da questa figura si evince anche che la luce  $\sigma^-$  pompa gli atomi dal livello  $m_F = 1/2$  al livello  $m_F = -1/2$ . Un ragionamento speculare può essere fatto per la radiazione  $\sigma^+$ , come si vede nella figura 1.6(b).

<sup>2</sup>Le regole di selezione per questo tipo di radiazione sono  $\Delta m_F = \pm 1$ , nel caso in cui il momento di dipolo dell'atomo sia ortogonale alla polarizzazione lineare,  $\Delta m_F = 0$  in caso esso sia parallelo.

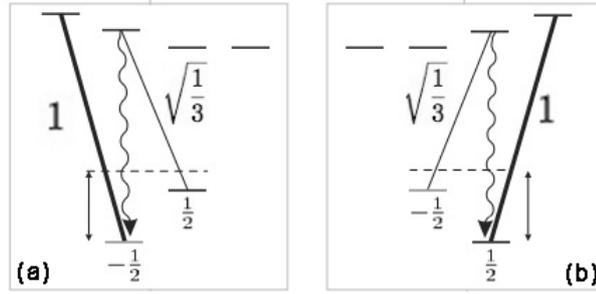


Figura 1.6: *Spostamento dei livelli nei punti dove la luce è polarizzata circolarmente.* L'immagine (a) si riferisce ad un luce polarizzata  $\sigma^-$  mentre la (b) ad una luce polarizzata  $\sigma^+$ . Al fianco delle transizioni sono riportati i valori dei coefficienti di Clebsch-Gordan, responsabili dello sbilanciamento assieme alla polarizzazione.

A causa della forma del gradiente di polarizzazione, lo sbilanciamento dei livelli  $m_F$  del livello fondamentale nei diversi punti dello spazio assume un andamento ondulatorio, come si vede nella figura 1.7. Supponiamo che un atomo viaggi lungo  $z$ , nel punto  $z = 3\lambda/8$  esso vedrà una polarizzazione  $\sigma^+$  per cui verrà portato dal livello  $m_F = -1/2$  al livello eccitato, per poi ricadere su  $m_F = +1/2$ , come è illustrato nella figura 1.6(a). L'atomo proseguendo nel suo viaggio è costretto scalare il lato in salita dell'onda, perdendo energia. Allo stesso modo, quando raggiunge la cima in corrispondenza di  $z = 5\lambda/8$ , la polarizzazione  $\sigma^-$  lo riporta nella valle  $m_F = 1/2$ . L'atomo sarà quindi costretto a risalire nuovamente l'onda, perdendo nuovamente energia. Questo meccanismo di raffreddamento va avanti fino a quando l'energia dell'atomo è dell'ordine dello spostamento dei livelli dovuto all'effetto Stark in AC.

E' fondamentale che l'atomo si muova lentamente in questo gradiente, in maniera che possa sentirne gli effetti. In base a ciò la forza viscosa agirà solo su atomi sufficientemente lenti, come si vede nella figura 1.8. Non a caso i raffreddamenti sub-Doppler funzionano solo a basse temperature.

**Raffreddamento sub-Doppler  $\sigma^+/\sigma^-$ .** Nel caso in cui i due fasci abbiano polarizzazione circolare ortogonale, il meccanismo alla base del raffreddamento sub-Doppler è diverso. Qui l'atomo perde energia a causa dello

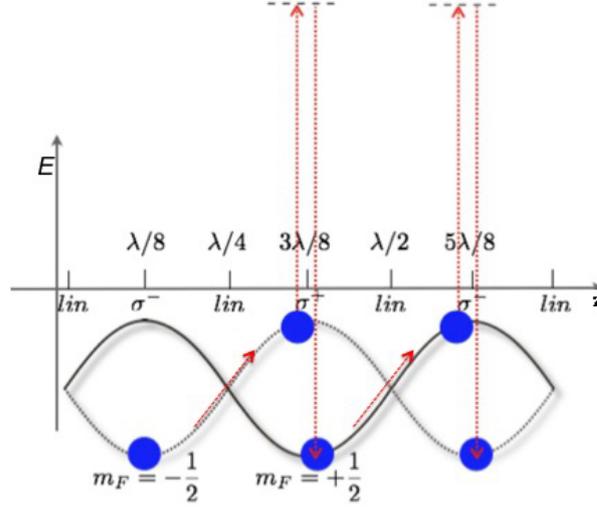


Figura 1.7: *Perdita di energia dovuta all'effetto Sisifo.* L'atomo in figura sale lungo il potenziale, quando è arrivato in cima la radiazione lo riporta di nuovo in basso, costringendolo a salire nuovamente.

sbilanciamento nell'assorbimento dei due fasci, indotto dall'orientazione atomica dovuta al movimento.

Anche in questo caso la spiegazione di questo fenomeno verrà fatta utilizzando un modello analogo a quello utilizzato per descrivere l'effetto Sisifo. Supponiamo i due fasci polarizzati circolarmente si propagano rispettivamente lungo  $+\hat{z}$  e lungo  $-\hat{z}$ , allora essi avranno dei campi elettrici associati dati dalle equazioni 1.26 e 1.27, questa volta però

$$\vec{\epsilon}_1 = -\frac{1}{\sqrt{2}}(\vec{\epsilon}_x + i\vec{\epsilon}_y), \quad (1.33)$$

$$\vec{\epsilon}_2 = \frac{1}{\sqrt{2}}(\vec{\epsilon}_x - i\vec{\epsilon}_y), \quad (1.34)$$

danno le polarizzazioni circolari opposte dei singoli fasci contropropaganti, espresse in termini delle polarizzazioni lineari ortogonali  $\vec{\epsilon}_x$  ed  $\vec{\epsilon}_y$ . Questa volta, il campo elettrico  $\vec{E}_{ris}$ , che compare nell'equazione 1.30, sarà dato da

$$\vec{E}_{ris} = \frac{1}{\sqrt{2}}[\vec{\epsilon}_x(E_{02}e^{ikz} - E_{01}e^{-ikz}) - i\vec{\epsilon}_y(E_{02}e^{ikz} + E_{01}e^{-ikz})]. \quad (1.35)$$

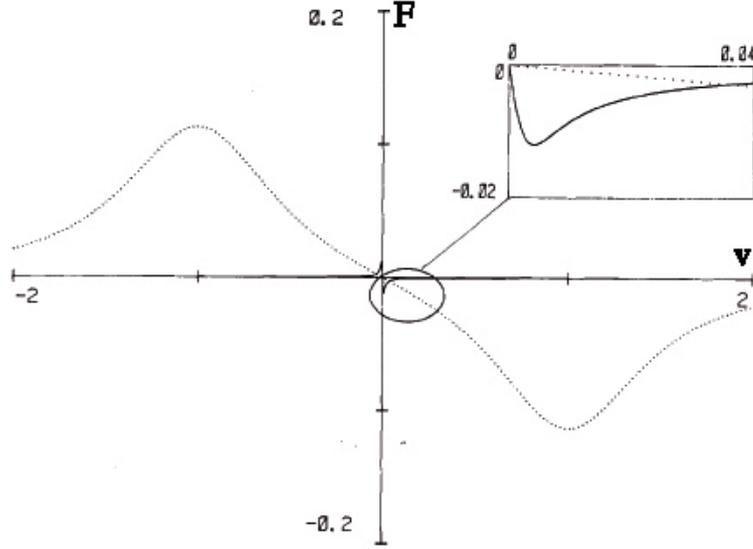


Figura 1.8: *Forza dissipativa generata da due fasci di polarizzazione lineare ortogonale sugli atomi.* La curva tratteggiata rappresenta la forza esercitata dal raffreddamento Doppler secondo l'equazione 1.23, mentre l'altra al centro rappresenta la forza viscosa dovuta al raffreddamento sub-Doppler. La forza è riportata in unità  $\hbar k\Gamma/2$ , mentre la velocità in unità  $\Gamma/2$ [36].

Riscriviamo quest'ultima equazione come

$$\vec{E}_{ris} = -\frac{1}{\sqrt{2}}(E_{01} - E_{02})\vec{\epsilon}_X + \frac{i}{\sqrt{2}}(E_{01} + E_{02})\vec{\epsilon}_Y, \quad (1.36)$$

indicando con

$$\vec{\epsilon}_X = \vec{\epsilon}_x \cos kz + \vec{\epsilon}_y \sin kz, \quad (1.37)$$

$$\vec{\epsilon}_Y = \vec{\epsilon}_x \sin kz - \vec{\epsilon}_y \cos kz. \quad (1.38)$$

Supponendo che i fasci abbiano la stessa ampiezza, esse rappresentano due componenti del campo aventi polarizzazione lineare, ruotante con una periodicità  $\lambda/2$  attorno all'asse di propagazione. Quindi la polarizzazione lineare forma un elicoide attorno quest'asse, come quello in figura 1.9, dando vita ad un gradiente di polarizzazione spaziale. Quest'ultimo, come abbiamo visto, è però ben diverso da quello responsabile dell'effetto Sisifo.

Supponiamo di essere in un sistema a due livelli  $F=1$  e  $F'=2$ . Quando l'ato-

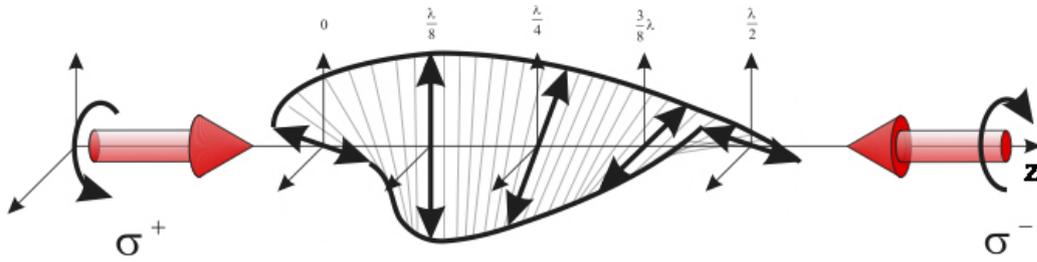


Figura 1.9: Polarizzazione indotta da due onde stazionarie contropropaganti con polarizzazioni circolari opposte. La polarizzazione si mantiene lineare, ruotando con una periodicità  $\lambda$ [34].

mo è fermo, l'interazione con la radiazione luminosa popola maggiormente lo stato magnetico  $m_F = 0$ , piuttosto che gli stati magnetici  $m_F = \pm 1$ , a causa della differenza dei coefficienti di Clebsh-Gordan associati a queste transizioni. Se l'atomo si muove lentamente lungo  $-\hat{z}$ , risente di questo gradiente, vedendo di volta in volta una polarizzazione lineare diversa. Questa ruota attorno all'asse di quantizzazione definito dal campo magnetico, orientando l'atomo, per cui durante il suo moto saranno privilegiate alcune o altre transizioni iperfini[14]. Questo genera uno squilibrio di popolazione atomica tra i livelli iperfini dello stato fondamentale a favore di uno o dell'altro a seconda del verso della velocità dell'atomo, secondo la relazione

$$(N_{m_F=+1} - N_{m_F=-1}) \propto -kv. \quad (1.39)$$

Nel nostro esempio, dove la velocità è negativa, si popolerà maggiormente  $m_F = +1$ , assorbendo di conseguenza maggiormente luce  $\sigma^+$ . In questo modo si ha una spinta opposta al moto che si svolge lungo  $-\hat{z}$ , mentre la radiazione lungo  $+\hat{z}$ . Questo ragionamento è speculare per quanto riguarda gli atomi che si muovono lungo  $+\hat{z}$ , per cui in totale si avrà un raffreddamento del campione atomico.

**Limite di temperatura per i raffreddamenti sub-Doppler.** Anche i raffreddamenti sub-Doppler presentano un limite di temperatura, sebbene più basso di quello ottenibile con un raffreddamento puramente Doppler. Questo

è detto *limite di rinculo* ed è dovuto all'energia di rinculo  $\hbar^2 k^2/m$  prodotta durante l'emissione del fotone. Quando essa uguaglia l'energia termica del campione questo tipo di raffreddamenti smette di funzionare. Da queste semplici considerazioni è possibile ricavare una stima di questo valore

$$T_r \approx \frac{\hbar^2 k^2}{2mk_B}, \quad (1.40)$$

per il  $^{39}\text{K}$  si ha che  $T_r \simeq 0.42\mu\text{K}$ .

### 1.3 Principio di funzionamento di una MOT

La *trappola magneto-ottica* o *MOT* sfrutta l'azione congiunta della pressione di radiazione esercitata da sei fasci laser contropropaganti e di un campo magnetico esterno. Questa configurazione genera una forza di richiamo che intrappola gli atomi al centro di essa. Le coppie di fasci contropropaganti

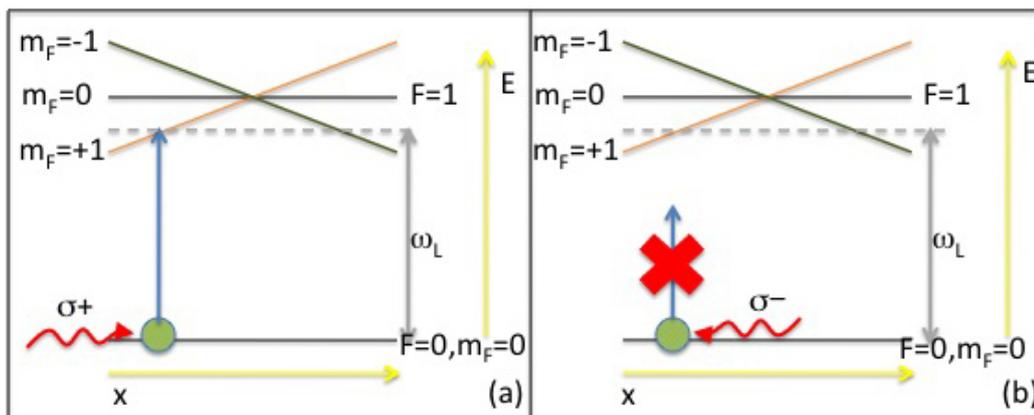


Figura 1.10: *Principio di funzionamento di una MOT*. Il fascio nella configurazione (a) ha un assorbimento privilegiato rispetto al fascio nella configurazione (b).

sono manipolate in maniera da avere polarizzazione circolare opposta. Tutte le luci sono scelte con una frequenza tale da essere sul rosso di una particolare transizione atomica. Due bobine in *configurazione anti-Helmholtz*, generano un campo magnetico statico quadrupolare, che è nullo al centro della trappola ed aumenta linearmente allontanandosi dal centro nelle tre direzioni spaziali.

Per spiegare il meccanismo di funzionamento di una MOT utilizziamo per semplicità la transizione atomica  $|F=0\rangle \rightarrow |F=1\rangle$ , in un sistema a due livelli, dove  $F$  rappresenta il numero quantico associato al momento angolare totale  $\vec{F}$ , somma vettoriale dello spin nucleare  $\vec{I}$  e del momento angolare totale elettronico  $\vec{J}$ . Il campo magnetico, a causa dell'effetto Zeeman, rimuove la degenerazione dando vita agli stati magnetici  $m_F = -1$ ,  $m_F = 0$  ed  $m_F = +1$ , la cui separazione aumenta allontanandosi dal centro della trap-pola  $x_0$ , punto in cui il campo magnetico è nullo.

Supponiamo che un atomo si trovi a sinistra di  $x_0$ , ossia nella posizione  $x = x_0 - \Delta x$ , come si vede nella figura 1.10 ed analizziamo il suo assorbimento di un fascio laser  $\sigma^+$  in figura 1.10(a) e di uno  $\sigma^-$  in figura 1.10(b).

- *Figura 1.10(a)*: la luce  $\sigma^+$  agisce eccitando la transizione atomica  $|F=0, m_F=0\rangle \rightarrow |F=1, m_F=+1\rangle$ . Questa infatti è compatibile con la regola di selezione  $\Delta m_F = (0, +1)$  per luce  $\sigma^+$ . Inoltre questa transizione è risonante con la frequenza del fascio  $\omega_L$ , che abbiamo scelto sul rosso di essa. Per cui sarà molto probabile che un atomo che si trovi a sinistra di  $x_0$ , assorba la luce del fascio proveniente da sinistra, di polarizzazione  $\sigma^+$ .
- *Figura 1.10(b)*: la luce  $\sigma^-$  non ha transizioni con una buona probabilità di eccitazione. Questo perché la  $|F=0, m_F=0\rangle \rightarrow |F=1, m_F=+1\rangle$  è proibita dalla regola di selezione, che in questo caso è  $\Delta m_F = (0, -1)$ . Le transizioni  $|F=0, m_F=0\rangle \rightarrow |F=1, m_F=(0,-1)\rangle$  invece sono fuori risonanza a causa della scelta di  $\omega_L$  sul rosso. Non avendo transizioni sufficientemente probabili, la luce  $\sigma^-$  è assorbita poco da un atomo che si trova in questa posizione.

Un ragionamento speculare porta alla conclusione che un atomo a destra di  $x_0$  assorbe una quantità di fotoni maggiore dal fascio  $\sigma^-$ , proveniente da destra. Questo sbilanciamento nell'assorbimento dei fasci, genera una pressione di radiazione opposta alla posizione relativa dell'atomo rispetto al centro del campo magnetico. Utilizzando la configurazione a sei fasci, gli atomi verranno richiamati verso il centro da tutte le direzioni, per cui si ha l'intrappolamento.

Malgrado ciò non tutti gli atomi che vengono immessi nella MOT vengono intrappolati, ma solo quelli che hanno una velocità minore della *velocità massima di cattura*. Essa può essere calcolata considerando che il numero di processi di assorbimento e riemissione al secondo ( $\frac{\Gamma}{2} \frac{S}{S+1}$ ) moltiplicato per la riduzione della velocità causata dal singolo processo  $\hbar\vec{k}/m$ , ci da la decelerazione subita dell'atomo.  $S$  rappresenta il parametro di saturazione, già visto nell'equazione 1.19, che può essere riscritto come

$$S = \frac{I/I_S}{1 + 4\Delta^2/\Gamma^2}, \quad (1.41)$$

con  $I_S$  intensità di saturazione della transizione atomica. Sapendo che questa decelerazione avviene in uno spazio  $d/2$ , dove  $d$  è il diametro del fascio, si ha che la velocità di cattura è circa

$$v_c = \sqrt{\Gamma \frac{\hbar k}{m} d \left( \frac{S}{S+1} \right)}, \quad (1.42)$$

trascurando gli effetti del campo magnetico.

La MOT agisce anche diminuendo la temperatura della nuvola, secondo il principio del raffreddamento laser. Tuttavia la presenza del campo magnetico penalizza l'efficienza di questo raffreddamento, per cui il vero calo di temperatura avviene in un'altra fase che verrà descritta nella sezione 3.4.

Nonostante il senso comune faccia pensare il contrario, come è stato visto, l'intrappolamento è dovuto alla pressione di radiazione esercitata dalla luce. La debole forza di richiamo puramente magnetica  $\vec{F} = \nabla(\vec{\mu} \cdot \vec{B})$  non contribuisce al confinamento. Infatti se non fosse così, poiché il segno di  $\mu$  varia a seconda dello stato iperfine scelto, solo alcuni stati magnetici sarebbero intrappolati mentre gli altri rigettati. Nella MOT invece coesistono tutti gli stati magnetici.

Questa forza diventa importante in fasi dove si utilizzano elevati gradienti magnetici ed una preparazione opportuna del campione in un preciso stato interno. In questo modo, questa forza può essere utilizzata per creare delle trappole puramente magnetiche.

## 1.4 Proprietà del $^{39}\text{K}$

Il potassio (K) è un metallo alcalino avente numero atomico  $Z=19$ . In questo esperimento è stato utilizzato l'isotopo con numero di massa  $A=39$ , che ha un'abbondanza in natura del 93.26%. Quest'isotopo, in base al criterio visto nella sezione 1.1, è un bosone. Tutti i processi descritti in questa tesi riguardano le transizioni legate alla linea D2 del  $^{39}\text{K}$  le cui principali proprietà sono elencate nella Tabella 1.1. La struttura dei livelli atomici può essere visualizzata invece nella figura 1.11.

Grandezza	Simbolo	Valore
Frequenza	$\nu$	391.01617003(12) THz
Lunghezza d'onda	$\lambda$	766.700921822(24) nm
Larghezza di riga naturale	$\Gamma/2\pi$	6.035(11) MHz
Tempo di vita	$\tau$	26.37(5) ns
Temperatura Doppler	$T_D$	145 $\mu\text{K}$
Temperatura di rinculo	$T_r$	0.41805837 $\mu\text{K}$

Tabella 1.1: Proprietà della linea D2 dell'isotopo 39 del potassio[32].

Nel nostro esperimento, i sali di potassio sono contenuti in quattro dispenser da 3.7mg ciascuno. In più è stato predisposto un campione solido di 5g. Per farlo evaporare è necessario fornire una corrente, a causa della pressione di vapore molto bassa a temperatura ambiente. Questo permette di controllare finemente la quantità di atomi che si trovano nel nostro apparato e di conseguenza le pressioni in gioco.

**Difficoltà principali nella condensazione del  $^{39}\text{K}$ .** Questo isotopo presenta alcune difficoltà in più rispetto al  $^{87}\text{Rb}$ , che non a caso è stato il primo atomo ad essere stato condensato. In primis, come si vede nella figura 1.11, le transizioni iperfini di questo isotopo del potassio sono troppo vicine per poter innescare un raffreddamento sub-Doppler efficiente, come sarà chiaro dalle misure riportate nella sezione 3.4. Questo perché è inevitabile che la luce coinvolga in maniera significativa altri livelli, rendendo impossibile creare un ciclo di raffreddamento chiuso su una singola transizione. Neppure le proprietà collisionali giocano un ruolo favorevole nella condensa-

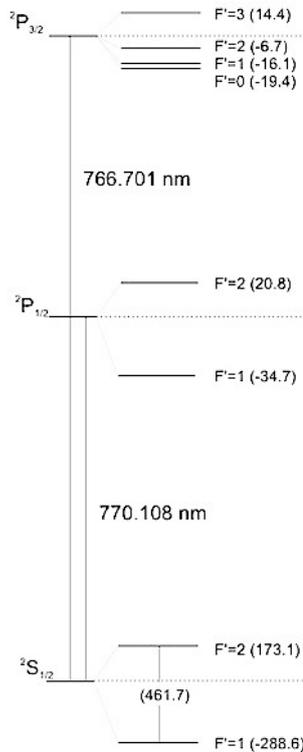


Figura 1.11: *Transizioni ottiche delle linee D1 e D2 del  $^{39}\text{K}$ . Nelle parentesi sono riportate le distanze in frequenza (in MHz) dalla linea in assenza di campo magnetico.*

zione di questo atomo, poiché ha una lunghezza di scattering in onda-s per lo stato di tripletto di  $a_t = -33.48a_0$ . Questo ci dice che il condensato risulterà leggermente attrattivo, tendendo a formare stati legati, a danno della stabilità dello stesso.

Questo isotopo è anche penalizzato nella fase di evaporazione (v. sezione 3.9). L'efficienza di questo stadio, come vedremo, cresce all'aumentare della velocità di ritermalizzazione, che a sua volta dipende dalle proprietà collisionali della specie. Difatti il tempo di ritermalizzazione  $\tau$  è inversamente proporzionale alla sezione d'urto  $\sigma$ , secondo la relazione  $1/\tau \sim nv\sigma$ . L'andamento del rate di collisione, ossia del prodotto  $\sigma v$ , in funzione della temperatura, è illustrato in figura 1.12. Questa mostra la presenza di una larga soppressione del rate di scattering nelle vicinanze dei  $400 \mu\text{K}$ . Questo non accade, ad esempio, per il  $^{87}\text{Rb}$  dove i valori del rate di scattering non presenta-

no questo forte calo [33]. Il motivo di ciò è dovuto ancora una volta alla lunghezza di scattering negativa, che rende l'interazione attrattiva. Questa condizione consente il verificarsi dell'*effetto Ramsauer-Townsend*, analogo all'incremento della trasmissione in una buca quadra di potenziale che si ha in corrispondenza di determinati valori di energia.

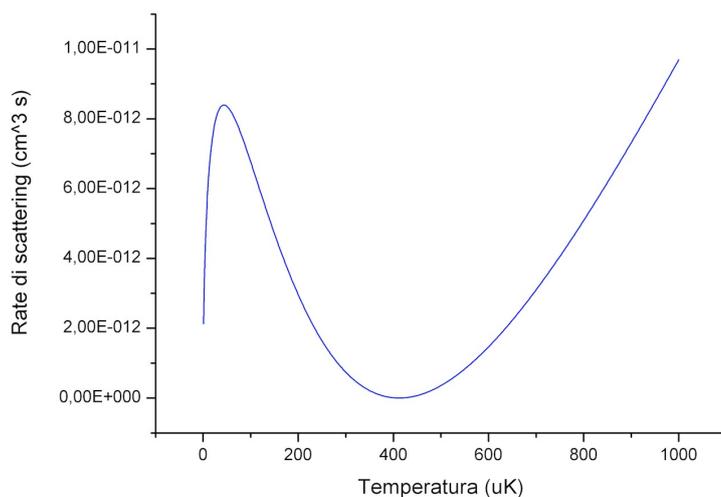


Figura 1.12: *Simulazione della soppressione del rate di scattering al variare della temperatura per nello stato iperfine  $|2,2\rangle$  nel  $^{39}\text{K}$ . Sull'asse y è riportato il rate di scattering, ossia il prodotto tra la sezione d'urto e la velocità, per cui a temperature basse, le velocità mandano questa curva a zero. Quindi questa curva è da intendere asintotica a  $T = 0\text{ K}$ .*

Nonostante queste difficoltà la condensazione del  $^{39}\text{K}$  è stata raggiunta nei laboratori del LENS[9] utilizzando il  $^{87}\text{Rb}$  come refrigerante. Questa tecnica è detta *raffreddamento simpatetico*[20] ed è ormai largamente utilizzata negli esperimenti con atomi ultra-freddi che riguardano il potassio[19].

## 1.5 Controllo dell'interazione: le risonanze di Feshbach

Supponiamo che le interazioni nei gas ultra-freddi siano principalmente interazioni a due corpi, caratterizzate da velocità molto basse. Questo consente di descrivere l'interazione atomica con un'unica grandezza: la lunghezza di scattering[26]. Si può dimostrare che il nostro potenziale dipende solo dalla lunghezza di scattering, ed avrà la forma

$$V(\vec{r}) = \frac{4\pi\hbar^2 a}{\mu} \delta(\vec{r}), \quad (1.43)$$

dove  $\delta(\vec{r})$  è la funzione delta di Dirac. E' chiaro da quest'ultima relazione, come variando la lunghezza di scattering, si vari il potenziale e di conseguenza le interazioni interatomiche. In particolare cambiando il segno della lunghezza di scattering si può creare un potenziale attrattivo o repulsivo.

Questa approssimazione funziona molto bene nel descrivere la realtà, in quanto le distanze tipiche tra atomi in un condensato sono dell'ordine di  $10^2$ nm, mentre le interazioni atomo-atomo sono di un ordine più piccole. Inoltre, come abbiamo già detto, il nostro intero studio riguarda solo sistemi fortemente diluiti per i quali  $\rho|a|^3 \ll 1$ .

Supponiamo di avere un processo di collisione tra due atomi, descritto da un potenziale d'interazione del tipo di Lennard-Jones

$$V(r) = 4\epsilon \cdot \left[ \left( \frac{r_0}{r} \right)^{12} - \left( \frac{r_0}{r} \right)^6 \right], \quad (1.44)$$

dove  $\epsilon$  rappresenta la profondità della buca e  $r_0$  il diametro atomico. Questo potenziale schematizza le tre zone nelle quali si svolge l'interazione atomica, esse sono:

- $r < r_0$ : dove prevalgono le forze repulsive dovute alle cariche elettriche dei nuclei,
- $r > r_0$ : dove si sente la forza dovuta al fatto che gli alcalini hanno un elettrone spaiato. Tale forza è repulsiva se i due elettroni hanno lo stesso

## 1.5. CONTROLLO DELL'INTERAZIONE: LE RISONANZE DI FESHBACH<sup>35</sup>

spin ed attrattiva se hanno spin diverso, nel nostro caso consideriamo questa forza attrattiva

- $r \gg r_0$ : dove in presenza di spin paralleli, prevalgono le interazioni di Van Der Waals, che sono attrattive e sono dovute ai dipoli elettrici indotti. In questo caso il potenziale ha la forma

$$V(r) \simeq -\frac{C_6}{r^6}, \quad (1.45)$$

dove  $r$  è la distanza interatomica. Il coefficiente  $C_6$  esprime la forza di Van Der Waals in unità atomiche, per le interazioni tra atomi di potassio esso ha un valore misurato di  $3927 E_h a_0^6$ [21].

Questo potenziale tuttavia non è unico poiché un sistema di questo tipo presenta molti sottolivelli iperfini. Supponiamo allora che il nostro sistema sia

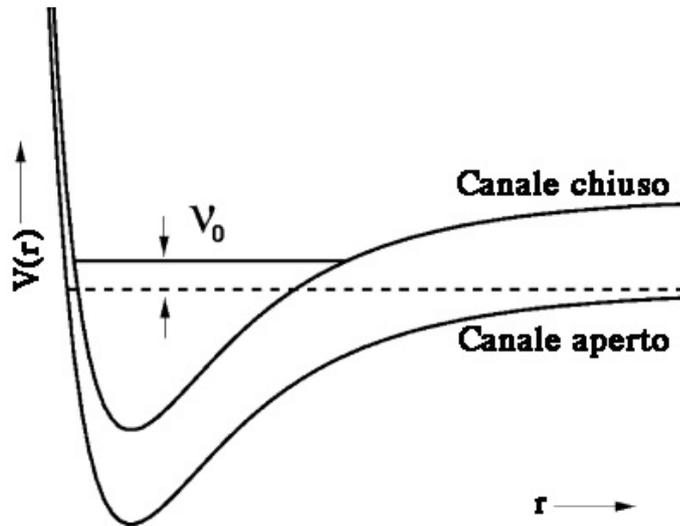


Figura 1.13: *Meccanismo di funzionamento della risonanza di Feshbach*. La risonanza si ha quando  $\nu_0 \rightarrow 0$ .

composto solo da due stati, uno fondamentale detto aperto ed uno eccitato detto chiuso.<sup>3</sup> Il singolo atomo, a lunghe distanze, non risente del potenziale

<sup>3</sup>Questi nomi derivano dal fatto che se due atomi si muovono in un canale di collisione basso in cui l'energia cinetica è minore della separazione energetica iperfine tra i due livelli, la conservazione dell'energia non consente il passaggio allo stato eccitato ossia al canale chiuso.

generato dall'altro atomo per cui si muoverà lungo l'energia di soglia data dalla linea tratteggiata in figura 1.13. Chiameremo questo asintoto orizzontale per  $r \rightarrow +\infty$ , canale di collisione. Può accadere tuttavia che il potenziale d'interazione associato al canale chiuso abbia uno stato legato molto vicino all'energia di soglia dello stato aperto. Questo modifica la dinamica del processo, facendo stazionare gli atomi su questo livello e dopo portandoli fuori da esso mediante il processo di collisione. La probabilità che questo fenomeno accada aumenta al diminuire della differenza di energia  $\nu_0$  tra il valore di soglia del canale aperto e quello dello stato legato del canale chiuso. Infatti per  $\nu_0 \rightarrow 0$ , la sezione d'urto e la lunghezza di scattering hanno un valore infinito. Un fenomeno di questo tipo è detto *scattering risonante*, tuttavia la probabilità che esso avvenga naturalmente è molto bassa. Per far sì che ciò accada, si agisce modificando l'energia dello stato legato portandola in risonanza con l'energia del canale di collisione. A tal fine si sfrutta il fatto che stati iperfini differenti reagiscono in maniera diversa ad un campo magnetico esterno, avendo momenti magnetici differenti. In sostanza controllando lo shift Zeeman, si raggiunge un controllo della lunghezza di scattering secondo la relazione

$$a(B) = a_{fr} \left( 1 - \frac{\Delta}{B - B_r} \right), \quad (1.46)$$

dove  $\Delta$  è la larghezza della risonanza in termini di campo magnetico, ossia la differenza tra il valore di divergenza e lo zero della lunghezza di scattering.  $a_{fr}$  è la lunghezza di scattering fuori risonanza mentre  $B_r$  è il valore del campo magnetico per cui si ha la risonanza. Un fenomeno di questo tipo viene detto *risonanza di Fano-Feshbach*[22][23][24] ed è spesso indicato con la sigla *RFF*. In realtà esistono molti canali accoppiati con il canale aperto, per cui lo studio fatto finora deve essere esteso a questi altri canali.

Sebbene le risonanze di Feshbach consentano teoricamente di raggiungere lunghezze di scattering infinite, oltre un certo limite esse non incrementano il potenziale di scattering. Questo accade quando la lunghezza di scattering è molto più grande della distanza interatomica media, che corrisponde al regime di gas fortemente interagente. Questo limite deriva dal fatto che non è possibile superare il valore massimo della probabilità di diffusione per un

### 1.5. CONTROLLO DELL'INTERAZIONE: LE RISONANZE DI FESHBACH<sup>37</sup>

determinato stato di momento angolare  $l$ . Tale limite viene detto *limite di unitarietà* in quanto deriva dall'unitarietà della matrice S e per collisioni elastiche è dato da

$$\sigma_l \leq \frac{4\pi}{k^2}(2l + 1), \quad (1.47)$$

che per collisioni in onda-s diventa

$$\sigma_0 = \frac{4\pi}{k^2}. \quad (1.48)$$

Un grosso vantaggio del  $^{39}\text{K}$  è di avere una RFF molto larga, come si vede nella figura 1.14, il che consente il controllo dell'interazione in maniera molto fine; nel prossimo capitolo si capirà in che misura questo può giovare al nostro esperimento.

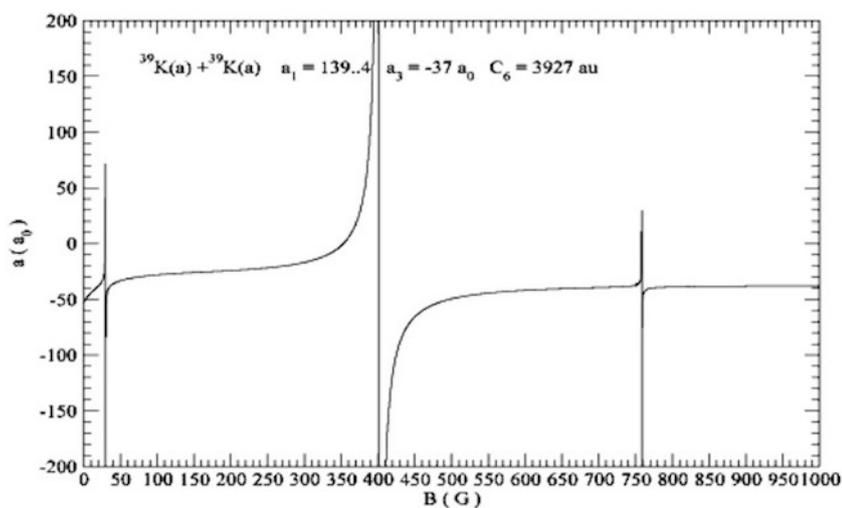


Figura 1.14: *Risonanza di Feshbach nel  $^{39}\text{K}$* . La risonanza larga  $\Delta=52\text{G}$  consente un controllo fine dell'interazione

## 1.6 Interferometria con controllo dinamico dell'interazione

Il condensato di Bose-Einstein è un'onda di materia coerente, per cui si comporta come una sorta di *laser di materia*. Questa proprietà permette di effettuare degli studi interferometrici utilizzando una BEC. In virtù di ciò, il nostro esperimento è stato progettato per riprodurre un *interferometro di Mach-Zender* a due bracci. La differenza con il classico Mach-Zender è che qui al posto della luce ci sono delle onde di materia. Inoltre la divisione dei fasci non viene fatta mediante degli specchi semitrasparenti ma utilizzando dei reticoli ottici, descritti nell'appendice A. Tuttavia l'idea alla base rimane la stessa: generare un input controllato ed ottenere, a seguito di una perturbazione di fase, un diverso output. Questa dinamica è illustrata e descritta in figura 1.15.

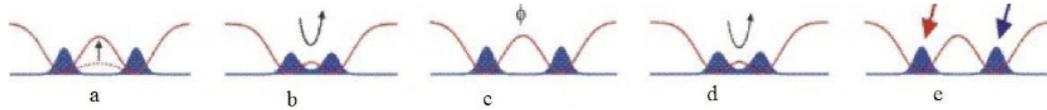


Figura 1.15: *Procedura tipica per l'interferometria atomica*. Si inizia preparando opportunamente gli stati (a), per poi passare ad una prima divisione (b). Si applica quindi una fase proveniente da un fenomeno esterno (c), per poi procedere ad un'ulteriore divisione (d). La perturbazione sugli stati prodotta in questo processo viene infine rilevata (e).

Gli atomi, al contrario dei fotoni, sono particelle massive e questo consente di misurare grandezze come le forze, le accelerazioni e le rotazioni. Ciò permette ad esempio di misurare la costante di accelerazione gravitazionale  $g$ , considerando come perturbazione esterna l'effetto del campo gravitazionale terrestre dato da  $\Delta E = mgh$ .

Tuttavia l'interferometria atomica è soggetta a dei limiti di sensibilità:

- *Limiti fondamentali*, dati dal principio di indeterminazione di Heisenberg,<sup>4</sup> e dal teorema di Margolus-Levitin, entrambi limitano la sensibilità dell'interferometro a  $1/N$ , dove  $N$  è il numero degli atomi.
- *Limiti non-fondamentali*, rappresentati dalle interazioni con l'ambiente. Questi limiti vengono detti *standard quantum limit* e limitano la sensibilità del sistema a  $1/\sqrt{N}$ .

I primi non possono essere superati in quanto intrinseci, mentre i secondi lo possono essere attraverso una opportuna preparazione degli stati, ovvero agendo durante la fase (a) illustrata nella figura 1.15. Faremo vedere infatti che stati fortemente correlati, ossia in presenza di intense interazioni, possono superare questi limiti non-fondamentali. Tuttavia è impensabile fare interferometria con un sistema fortemente interagente poiché così si induce decoerenza, in base ad un meccanismo che verrà discusso a breve. L'ideale sarebbe avere un sistema che abbia forti interazioni durante la preparazione degli stati ma che scompaiano nelle fasi successive. Questo fa capire come un sistema ad interazione controllabile, quale il condensato di Bose-Einstein, consente di fare interferometria in maniera ottimale. In particolare il controllo molto preciso dell'interazione raggiungibile nel  $^{39}\text{K}$ , rende quest'atomo ideale a tale scopo.

**Interferometria atomica in assenza di interazione.** Supponiamo di avere una nuvola di  $N$  atomi in una buca di potenziale. Accendiamo lentamente un reticolo ottico, che formi due buche di potenziale aventi la stessa profondità. Gli atomi si ridistribuiranno adiabaticamente con la stessa probabilità vicino ai due minimi delle buche, realizzando così un *quantum beam-splitter*. Questi stati prodotti sono coerenti e possono essere descritti,

---

<sup>4</sup>Tuttavia possono essere presi degli accorgimenti per minimizzare l'effetto dei limiti fondamentali, ad esempio utilizzando degli *stati squeezed*. Questo si può fare scegliendo due osservabili incompatibili ed misurandone soltanto una accuratamente, a scapito dell'altra. Questo corrisponde a minimizzare le fluttuazione ad esempio per  $\Delta x$ , che poiché  $\Delta x \Delta p \geq \hbar/2$ , massimizzeranno quella della  $\Delta p$ , non di nostro interesse.

utilizzando gli stati di Fock, da una funzione d'onda complessiva

$$|\psi\rangle_N = \sum_{n=-N/2}^{n=+N/2} c_n |N/2 - n, N/2 + n\rangle. \quad (1.49)$$

I coefficienti  $c_n$  rappresentano la probabilità che si abbiano un certo numero di particelle in una buca e il restante nell'altra. Essendo equiprobabili,  $c_n$  sarà un coefficiente binomiale di  $N$  eventi e  $N/2 + n$  successi.

Supponiamo ora di creare un campo che generi una perturbazione solo nella buca a destra, lasciando inalterati gli atomi della buca a sinistra. In questo modo si crea una differenza di energia  $\Delta E$  tra gli atomi delle due buche. Attribuendo il valore zero dell'energia alle particelle nella buca di sinistra, si avrà un contributo alla funzione d'onda totale solo da parte di quelle di destra

$$|\psi(t)\rangle_N = \sum_{n=-N/2}^{n=+N/2} c_n e^{i\frac{\Delta E t}{\hbar}(N/2+n)} |N/2 - n, N/2 + n\rangle, \quad (1.50)$$

quest'ultima espressione presenta un'esplicita dipendenza dal tempo a cui si va a guardare il sistema, considerato che la perturbazione viene applicata per un tempo finito  $t_i$ . Possiamo riscrivere questa equazione trascurando i termini costanti nella somma, che contribuiscono soltanto con un aggiunta di fase allo stato in esame, per cui si ha

$$|\psi(t)\rangle_N = \sum_{n=-N/2}^{n=+N/2} c_n e^{i\frac{\Delta E t}{\hbar}n} |N/2 - n, N/2 + n\rangle, \quad (1.51)$$

dove la fase varia linearmente con  $n$ . In un interferometro l'osservabile chiave è rappresentata proprio dalla differenza di fase accumulata, che può essere stimata conteggiando gli atomi nei due modi a seguito della seconda divisione (fase (e) in figura 1.15). Omettendo i calcoli, si trova che

$$N_{diff} = N_{sx} - N_{dx} = N \sin\left(\frac{\Delta E t_{int}}{\hbar}\right) \quad (1.52)$$

dove  $t_{int}$  è detto tempo di interrogazione e corrisponde alla durata totale della perturbazione. Esso viene scelto in maniera da massimizzare  $\partial N_{diff}/\partial t_i$ . Ad una variazione di  $2\pi$  della fase, corrisponde un cambiamento sinusoidale della differenza di popolazione tra le due buche. Questa modulazione dà luogo alle cosiddette *frange di Ramsey*.

L'errore sulla fase in questo tipo di interferometria sarà dato da

$$\Delta\phi = \frac{\Delta N_{diff}}{\frac{\partial}{\partial\phi} N_{diff}} \quad (1.53)$$

dove  $\Delta N_{diff}$  è l'errore quadratico medio associato alla  $N_{diff}$ .

**Decoerenza indotta dall'interazione.** La decoerenza è la trasformazione temporale di una sovrapposizione di stati quantistici in un insieme statistico. Questa avviene in genere quando il sistema quantistico interagisce con una o più entità esterne, facenti parte dell'ambiente. Nel nostro caso questa entità indesiderata è rappresentata proprio dall'interazione, che agisce solo su alcuni stati, creando un'evoluzione differente tra di essi ed quindi inducendo la decoerenza. Vediamo nei dettagli cosa accade, considerando lo stesso problema visto nel capoverso precedente, questa volta però in presenza di un'interazione a due corpi a corto raggio. Supponendo che l'interazione non corrompa il processo di divisione si ha

$$|\psi(t)\rangle_N = \sum_{n=-N/2}^{n=+N/2} c_n e^{[i\frac{\Delta E t}{\hbar}n]} e^{[i\frac{E_{int}t}{\hbar}(\frac{N}{2}+n)^2 + (\frac{N}{2}-n)^2]} |N/2 - n, N/2 + n\rangle, \quad (1.54)$$

che trascurando i termini di fase globale diventa

$$|\psi(t)\rangle_N = \sum_{n=-N/2}^{n=+N/2} c_n e^{[i\frac{\Delta E t}{\hbar}n]} e^{[i\frac{E_{int}t}{\hbar}n^2]} |N/2 - n, N/2 + n\rangle. \quad (1.55)$$

Confrontando questa equazione con la 1.51, ottenuta in assenza di interazioni, si nota che la fase è modificata da un termine non-lineare  $n^2$ . Si può dimostrare che questo termine riduce il *contrasto* del pattern di interferen-

za. Per cui è necessario eliminarlo con un'opportuna scelta del tempo di interrogazione, ossia imponendo

$$t_i = 2\pi m \frac{\hbar}{E_{int}}. \quad (1.56)$$

In questo modo però si fissa il tempo di interrogazione, che non può essere più utilizzato per massimizzare  $\partial N_{diff}/\partial t_i$ . Questo fenomeno rende quindi l'interferometro meno sensibile. Si dice allora che l'interazione ha indotto decoerenza.

### 1.6.1 Vantaggi nell'utilizzo degli stati entangled.

Verrà ora studiato un modo per incrementare la sensibilità dell'interferometro mediante un'opportuna preparazione degli stati in ingresso. Quest'analisi si basa su un confronto tra l'utilizzo di stati classici coerenti e l'utilizzo di stati entangled. La produzione di questi ultimi è un processo che richiede forti interazioni, necessarie a correlare opportunamente gli atomi. Il sistema di confronto adottato si basa sull'idea che uno stato che diventa ortogonale a se stesso più velocemente di un altro, permetterà di misurare quest'ultimo con minore indeterminazione. Definiamo un operatore di evoluzione della fase

$$\hat{U}(\phi) = e^{-i\hat{G}\phi}, \quad (1.57)$$

dove è indicato con  $\hat{G}$  il generatore delle traslazioni della fase  $\phi$ . Definendo le funzioni d'onda in ingresso  $|\psi_{in}\rangle$  ed in uscita  $|\psi_{out}\rangle$  dall'interferometro, questo operatore è tale che

$$|\psi_{out}\rangle = \hat{U}(\phi) |\psi_{in}\rangle. \quad (1.58)$$

Questo verrà utilizzato nei due capoversi successivi per stabilire quali vantaggi può portare l'utilizzo di stati non classici.

**Stati classici.** Definiamo la  $|\psi_{in}\rangle$  come uno stato classico coerente secondo l'equazione

$$|\psi_{in}\rangle = \left( \frac{|1\rangle + |0\rangle}{\sqrt{2}} \right)^N, \quad (1.59)$$

e scriviamo la probabilità  $P$  che lo stato in ingresso sia uguale a quello in uscita

$$P = |\langle\psi_{out} | \psi_{in}\rangle|^2 = |\langle\psi | \hat{U} | \psi\rangle|^2 = \left( \frac{e^{-ig_1\phi} + e^{+ig_0\phi}}{2} \right)^{2N}, \quad (1.60)$$

dove  $g_0$  e  $g_1$  rappresentano le diverse evoluzioni dei due stati  $|0\rangle$  e  $|1\rangle$ . Questa equazione può essere riscritta come

$$P = \left[ \cos \left( \frac{g_1 - g_0}{2} \phi \right) \right]^{2N} \approx 1 - N \frac{(g_1 - g_0)^2 \phi^2}{4} \approx e^{\frac{-\phi^2}{2(\Delta\phi)^2}}. \quad (1.61)$$

Quest'ultima è una gaussiana di larghezza  $\Delta\phi$ , definita da

$$\Delta\phi = \frac{\sqrt{2}}{\sqrt{N}(g_1 - g_2)}, \quad (1.62)$$

che rappresenta la *sensibilità di fase*, grandezza che costituirà il nostro parametro di confronto. L'utilizzo di stati classici ha quindi limitato la sensibilità dell'interferometro ad un valore  $\sim 1/\sqrt{N}$ , pertanto esso è soggetto ai limiti non-fondamentali.

**Stati entangled.** Utilizziamo ora per il calcolo lo stato entangled così composto

$$|\psi\rangle_{in} = \frac{|\overbrace{1, \dots, 1}^N\rangle + |\overbrace{0, \dots, 0}^N\rangle}{\sqrt{2}}, \quad (1.63)$$

al posto dello stato definito nella 1.59. La probabilità che dopo l'interferometria lo stato iniziale sia uguale a quello finale è data

$$P = |\langle\psi_{out} | \psi_{in}\rangle|^2 = |\langle\psi | \hat{U} | \psi\rangle|^2 = \left( \frac{e^{-iNg_1\phi} + e^{+iNg_0\phi}}{2} \right)^2, \quad (1.64)$$

che può essere riscritta come

$$P = \left[ \cos \left( \frac{Ng_1 - Ng_0}{2} \phi \right) \right]^2 \approx 1 - N \frac{(g_1 - g_0)^2 \phi^2}{4} \approx e^{\frac{-\phi^2}{2(\Delta\phi)^2}}, \quad (1.65)$$

dove questa volta si ha

$$\Delta\phi = \frac{\sqrt{2}}{N(g_1 - g_2)}, \quad (1.66)$$

per cui la sensibilità ha un limite di  $\sim 1/N$ . Dal confronto di questa equazione con la 1.66, si vede come è stato possibile, utilizzando stati entangled, superare i limiti non fondamentali dell'interferometria.

**Conclusioni.** La sezione appena conclusa ha mostrato la duplice faccia delle interazioni nello studio interferometrico, in quanto:

- annullare le interazioni consente non indurre decoerenza,
- la produzione di stati entangled, necessari per un'interferometria più precisa, richiede la presenza di forti interazioni.

La soluzione proposta a questo problema consiste nell'utilizzare le risonanze di Feshbach in maniera dinamica, ossia controllando l'intensità delle interazioni nelle diverse fasi dell'interferometria.

## Capitolo 2

# Apparato sperimentale

L'apparato sperimentale, realizzato e messo a punto, è costituito da due camere di MOTs, dette *2D-MOT* e *3D-MOT*, collegate tramite un tubo ad una cella finale di vetro, detta *camera della scienza*, designata per riprodurre la condensazione di Bose-Einstein. Lo stadio di trasferimento degli atomi dalla cella di 2D-MOT a quella di 3D-MOT è fatto spingendoli con un fascio laser detto di *push*. Dalla 3D-MOT essi vengono trasportati successivamente nella camera della scienza con un sistema di traslazione meccanico. Un'immagine generale dell'apparato è visibile nella figura 2.1, si rimanda alle singole sezioni per la descrizione particolareggiata.

In questo capitolo è stato descritto il sistema da vuoto (v. sezione 2.1), atto a garantire tempi di intrappolamento del campione atomico elevati ed evitare le collisioni con altri gas termici. Successivamente descriviamo come avviene la manipolazione della luce laser necessaria alle varie fasi dell'esperimento, sia nel caso della luce risonante a 767 nm (v. sezione 2.2), sia nel caso della luce non risonante a 1064 nm (v. sezione 2.3), necessaria per realizzare l'intrappolamento ottico. Nella sezione 2.4 è descritto il sistema di bobine per la generazione dei campi magnetici necessari per l'intrappolamento e la manipolazione degli atomi. La camera della scienza, e i campi magnetici, qui utilizzati, sono descritti nella sezione 2.5.

Qui è contenuta anche la descrizione del sistema di trasporto impiegato per portare gli atomi in questa cella finale. Infine, la sezione 2.6 è dedicata alla descrizione del sistema di *imaging* impiegato per tutte le misure contenute nel capitolo successivo.

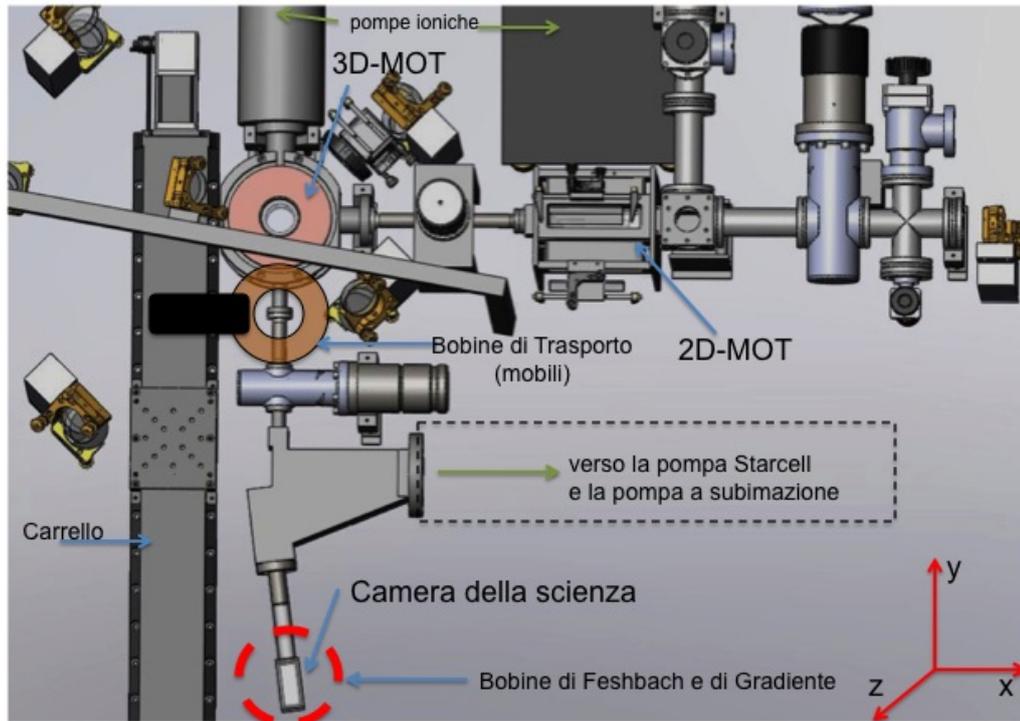


Figura 2.1: *Illustrazione dell'apparato sperimentale.* La figura riguarda la parte dell'esperimento nella quale si muove il campione atomico, questa non include il setup ottico dell'esperimento. In basso a sinistra è raffigurato il sistema di assi cartesiani che verrà utilizzato durante tutta la nostra trattazione.

## 2.1 Sistema da vuoto

Per ottenere la condensazione di Bose-Einstein è indispensabile avere delle camere da vuoto con pressioni molto basse. Ciò infatti permette di diminuire le collisioni del campione atomico con le altre particelle termiche presenti nel sistema, garantendo lunghi tempi di vita. Il sistema da vuoto può essere schematizzato in tre macro aree collegate tra loro, come illustrato nella figura 2.1, che tuttavia possono essere separate da opportune valvole. Queste zone hanno tra loro pressioni molto diverse:

1. 2D-MOT:  $\simeq 1 \cdot 10^{-8} \text{mbar}$
2. 3D-MOT:  $\simeq 2 \cdot 10^{-9} \text{mbar}$
3. Camera della Scienza:  $\simeq 5 \cdot 10^{-11} \text{mbar}$

Queste misure sono state effettuate con dei metodi differenti. Nella 2D-MOT, dove la pressione parziale principale è quella dovuta ai vapori di K, il tempo di vita è stato monitorato mediante l'assorbimento di un fascio laser, risonante con una transizione atomica del K. Negli altri due casi sono misure ricavate dai tempi di vita medi del campione atomico. Un'indicazione ulteriore del vuoto nella zona della camera della scienza è data da un vacuometro Varian UHV-24p, a ionizzazione del tipo Bayard-Alpert. Questo ha una pressione minima misurabile di  $3.5 \cdot 10^{-12} \text{mbar}$  e si trova a fondo scala. Tale misura è da considerarsi in difetto, visto che questo vacuometro si trova a ridosso del sistema di pompaggio della camera della scienza.

In tutti e tre i comparti è stato raggiunto un prevuoto di  $1.2 \cdot 10^{-6} \text{mbar}$ , utilizzando una pompa turbomolecolare a secco Varian V-70. Questo valore di pressione è stato letto utilizzando un vacuometro a ionizzazione a catodo freddo Varian 525, posto verticalmente alla conduttura che collega la turbomolecolare al resto sistema.

Il pompaggio della 2D-MOT è affidato ad una Varian Diode da 20 l/s, sufficiente a garantire un buon vuoto per questa cella, dove non sono richieste pressioni bassissime, poiché gli atomi vi stazionano per poco tempo.

Per la 3D-MOT si è optato per una Varian Diode da 55 l/s la cui velocità di pompaggio è stata scelta per motivi che vedremo nel paragrafo successivo.

La Camera della Scienza invece ha un duplice sistema di pompaggio con una Varian Starcell ed una pompa a sublimazione di titanio. La Starcell è una pompa ion-getter a triodo ottimizzata per il pompaggio di gas inerti ed è messa perpendicolarmente al tubo principale in maniera che non vada a pompare il titanio emesso dalla pompa a sublimazione. Essa è stata scelta nella configurazione nominale da 50 l/s e ha bisogno, come tutte le altre pompe ioniche utilizzate, di un prevuoto di almeno  $5 \cdot 10^{-2}$ mbar.

La Starcell ha tuttavia velocità di pompaggio relativamente basse per i gas non inerti. Per questo motivo è stata aggiunta una pompa a sublimazione di titanio (Varian TSP con TSP Cartige Filament Source). Questa ha tre filamenti in titanio-molibdeno che vengono riscaldati da una corrente di 48 A depositando 1.1 g di titanio su una larga area, composta da una croce di acciaio e una camera di acciaio trapezoidale di superficie interna  $\sim 150$  cm<sup>2</sup>. Questo sistema garantisce una velocità di pompaggio proporzionale alla superficie, per questo essa diminuirà con il trascorrere del tempo poiché il numero di siti attivi di getter decresce. Una stima della velocità di pompaggio intrinseca data dalla camera trapezoidale, che non tiene conto di questo effetto, per l'H<sub>2</sub> è di  $\sim 450$  l/s. Anche questa pompa ha bisogno di un prevuoto di almeno  $\sim 10^{-2}$ mbar.

Le due pompe sono collegate tra loro e al trapezioide mediante conduttanze elevate, è stato scelto in tal senso lo standard CF63. In generale si è optato per tubi di diametro 63mm per le conduttanze pompe-celle, mentre le varie celle sono collegate tra loro da tubi di diametro 16 mm. In questo modo le celle mantengono la rispettiva pressione, pur facendo passare gli atomi e la luce laser, assicurando quindi una condizione di *vuoto differenziale*.

**Dimensionamento delle pompe.** Ci proponiamo ora di giustificare la scelta di una pompa da 55 l/s per il pompaggio della 3D-MOT. Il procedimento utilizzato per questa pompa può essere utilizzato per calcolare in dimensionamento delle altre.

Le dimensioni della cella di 3D-MOT sono ottimizzate in maniera da avere le bobine di campo magnetico più vicine possibili agli atomi ma allo stesso tempo da essere abbastanza grande da poter garantire un largo accesso otti-

co. Essa ha un ingresso per la pompa di diametro 5.5 cm per cui può essere collegata al sistema con condutture CF40, tenendo conto della dimensione della flangia. Per ottenere la conduttività massima il collegamento verso la pompa è fatto con un tubo lungo 10 cm di sezione 40 mm e da uno lungo 40 cm di sezione 63 mm. Tenendo a mente queste conduttanze tra la cella e la pompa, svolgiamo il calcolo.

Le pressioni raggiunte con il prevuoto consentono di svolgere i calcoli in *regime molecolare libero*, ovvero assumendo che il libero cammino medio delle particelle sia molto maggiore delle dimensioni caratteristiche del tubo. Questa assunzione è giustificata poiché il libero cammino medio, dato da

$$\lambda = \frac{RT}{\sqrt{2}\pi N_A \tilde{\sigma}^2 P} \quad (2.1)$$

dove  $\tilde{\sigma}$  è il doppio del raggio atomico, che per il  $^{39}\text{K}$  è 440 pm,  $N_A$  il numero di Avogadro ed  $k_B$  la costante di Boltzmann, è stimato essere molto maggiore delle dimensioni tipiche delle condutture utilizzate.

Alla luce di ciò possiamo applicare la formula della conduttanza in regime molecolare data da

$$C_m = C_a \alpha \quad (2.2)$$

dove  $C_a$  è la conduttanza dell'apertura e  $\alpha$  è il coefficiente di trasmissione. A sua volta si ha che

$$C_a = A \sqrt{\frac{RT}{2\pi M_m}} \quad (2.3)$$

dove  $T$  è la temperatura ed  $M_m$  la massa molare. Poiché il nostro gas è aria ed è a temperatura ambiente si ha che

$$C_a = 11.6 \cdot A \frac{l}{\text{cm}^2 \text{s}}. \quad (2.4)$$

I valori di  $\alpha$  sono tabulati in base al rapporto lunghezza/diametro e sono:

1.  $\alpha = 0.35$  per il tubo lungo 10 cm, da 40 mm di diametro
2.  $\alpha = 0.18$  per il tubo lungo 40 cm, da 63 mm di diametro

utilizzando questi valori, la (2.2) e la (2.4) si ottengono delle conduttanze di  $C_1 = 51$  l/s per il primo tubo e di  $C_2 = 65$  l/s per il secondo tubo. Essendo

“tubi in serie”, la conduttanza totale sarà data da

$$\frac{1}{C_{TOT}} = \frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2} = 28.6 \frac{l}{s}. \quad (2.5)$$

Questo valore è il collo di bottiglia del pompaggio per la 3D-MOT, tenendo conto dei prodotti in vendita si è optato per una pompa da 55 l/s.

**Scelta dei materiali.** Un requisito fondamentale del nostro esperimento è di avere dei campi magnetici che si spengono e si accendono molto velocemente. Questo è fatto affinché si abbiano delle compressioni rapide, indispensabili in alcune fasi dell’esperimento. Questo vincolo ha reso necessario progettare un sistema da vuoto, con l’utilizzo di materiali a bassa conducibilità elettrica ed amagnetici. Ad esempio le celle di MOT sono state realizzate in strutture di  $Ti_2Al_6V$ , materiale noto per la robustezza, l’amagneticità e l’alta resistività di  $1.710 \cdot 10^{-6} \Omega \cdot m$ . I tradizionali o-ring di rame sono stati sostituiti da una speciale colla per vuoto, che però ha un rate di degassazione molto più alto,  $1.3 \cdot 10^{-9} (mBar \cdot l) / (s \cdot cm^2)$ , rispetto ad essi. Questo influisce sulla pressione minima ottenibile nelle camere.

Valvole e tubi sono stati realizzati in acciaio inossidabile SS304, mentre i soffietti sui tubi di collegamento sono in SS321, anche essi amagnetici.

I montaggi in alluminio circolari delle bobine, sono stati tagliati radialmente, così da interrompere l’eventuale circolazione di correnti parassita orizzontali. Nonostante ciò, l’alluminio si è rivelato un punto debole del nostro sistema. Le bobine della cella finale infatti presentano delle correnti parassita che si generano verticalmente al montaggio. Queste ritardano lo spegnimento del campo magnetico di  $\sim 5$  ms dopo il segnale di trigger, ritardo inaccettabile per il nostro esperimento. A breve l’esperimento sarà dotato di montaggio plastico, che ospita le bobine immerse totalmente nel fluido refrigerante.

Anche la scelta del banco ottico, su cui poggia il sistema, è stata fatta prediligendo l’amagneticità. E’ stato usato un banco ottico fatto su misura dalla TMC, composto da due leghe di acciaio inossidabile fatte principalmente da cromo e nichel. Queste sono la lega 304 per il corpo principale e la lega 316L per la parte superiore, essendo quest’ultima più amagnetica. Quest’ultima

garantisce anche una buona resistenza alla corrosione rispetto alla lega 304, grazie ad una percentuale di molibdeno maggiore.

Come si è detto la canalizzazione trapezoidale è realizzata in acciaio come del resto la maggior parte delle condutture. Questo è stato precotto a 400°C in maniera che gran parte dell'idrogeno possa evaporare dal metallo, diminuendo la presenza dello stesso all'interno delle condutture. L'intero sistema è stato successivamente riscaldato a 200°C sotto vuoto in maniera da eliminare la maggior parte dell'acqua e dell'idrogeno, mediante le pompe.

## 2.2 Fasci laser a 767 nm

Il sistema laser dell'esperimento si sviluppa su due tavoli ottici. Il primo, un TMC 800 Series, contiene le ottiche che servono a manipolare la luce necessaria per le fasi di 2D-MOT, 3D-MOT, di optical pumping e di imaging. La luce viene qui amplificata con degli amplificatori MOPA, acronimo di *Master Oscillator Power Amplifier*. La modulazione invece avviene mediante dei modulatori acusto-ottici, detti AOM.

Il secondo tavolo è il banco composito già descritto nella sezione precedente. Questo ospita principalmente gli splitters per ottenere i diversi fasci nelle varie direzioni nelle celle e le ottiche per la trappola di dipolo.

La trasmissione della luce tra i due tavoli avviene mediante delle fibre ottiche che mantengono la polarizzazione.

**Laser a 767 nm.** Il laser principale utilizzato in questo esperimento è un Toptica DL Pro 780 con cavità esterna. È un laser a diodo a singolo modo, molto stabile, controllato da un driver Toptica che permette di variare e di stabilizzare la temperatura, la corrente e l'angolo d'incidenza del fascio sul reticolo. Questo laser ha una lunghezza d'onda controllabile tra i 765 nm ed i 795 nm, che si presta naturalmente ad essere impostata sul valore di 766.7 nm, proprio della riga D2 del  $^{39}\text{K}$ . Avendo una potenza in uscita di  $\sim 50$  mW, fornisce una potenza di iniezione sufficiente per un amplificatore MOPA e per la spettroscopia, necessaria per l'aggancio. Inoltre la sua larghezza di riga a  $5 \mu\text{s}$  è di  $\sim 100$  KHz, che è molto più stretta della  $\Gamma$  caratteristica del  $^{39}\text{K}$ , e questo rende possibile un aggancio in frequenza ottimale.

Questo laser, grazie agli amplificatori MOPA, produce la luce necessaria per tutte le fasi illustrate nel capitolo 3, eccetto per la trappola ibrida dove verranno usati dei laser di potenza a 1064 nm, come verrà illustrato in seguito.

**Aggancio in Frequenza.** Un laser a diodo ha una frequenza che può variare di alcuni THz nell'arco di una giornata. L'esigenza di avere un controllo della frequenza al di sotto della larghezza di riga naturale ha portato

alla creazione di un sistema di stabilizzazione della frequenza, detto di *aggancio*. Questa stabilizzazione viene fatta utilizzando un sistema di feedback in frequenza che va a modificare l'angolo di incidenza del fascio sul reticolo interno, responsabile della selezione della frequenza di emissione del laser. Il segnale di errore viene ottenuto per vie spettroscopiche, che verranno descritte a breve. Questo viene poi inviato ad un controller PI che lo confronta con un valore di riferimento, fornendo la tensione opportuna ad un controllo piezoelettrico che, muovendo il reticolo, modifica l'angolo d'incidenza. Il valore di riferimento per il calcolo della funzione d'errore è dato dalla transizione  $|F = 2 \rangle \rightarrow |F' = 3 \rangle^1$  della riga D2 del  $^{39}\text{K}$ .

La tecnica spettroscopica utilizzata è nota come *MTS*, acronimo di *Modulation Transfer Spectroscopy*. Questa riproduce lo schema della spettroscopia di saturazione, ossia viene realizzata con una coppia di fasci laser contropropaganti detti di *pump* e *probe*, incidenti su un campione atomico gassoso di  $^{39}\text{K}$ , che si trova a temperatura ambiente. Il primo svuota la popolazione di una certa classe di atomi aventi velocità comprese tra  $v$  e  $v + dv$ . Se il fascio di *probe* è risonante con la stessa classe di atomi, passerà indisturbato attraverso il campione, non vedendo atomi per quella classe di velocità, per cui verrà assorbito pochissimo in corrispondenza di essa. Questo viene visualizzato come una caduta del segnale di assorbimento in prossimità di una certa frequenza, tale ventre viene detto *Lamb dip*.

L'MTS aggiunge a questo schema alcune caratteristiche che permettono di avere un segnale d'errore dispersivo in corrispondenza del dip. Il *pump* e il *probe* hanno un'intensità di  $\sim 2.6 \text{ mW/cm}^2$  ciascuno e sono collineari. Il fascio di *pump* è stato fatto passare attraverso un EOM, acronimo di Electro-Optical Modulator (New Focus - 4001), che modula la sua fase di  $\omega_{EOM} = +21 \text{ MHz}$ . Così facendo, il *pump* sarà composto da un'onda intensa di frequenza  $\omega_C$  più due deboli onde, aventi frequenze  $\omega_C \pm \omega_{EOM}$  per questo dette *sidebands*. Il campo risultante sarà allora

$$E = E_0 \sin[\omega_C t + \delta \sin(\omega_{EOM} t)], \quad (2.6)$$

---

<sup>1</sup>In realtà la struttura degli stati eccitati non è risolta, pertanto il livello superiore non è ben conosciuto.

con  $\delta$  indice di modulazione. Il campione nella cella vedrà allora l'onda  $\omega_C$  del pump, la sideband del pump e la frequenza propria del probe. Gli effetti non lineari dell'interazione tra questi fasci e il campione, generano una modulazione di fase anche nel probe (*Modulation Transfer*), dando vita ad un'onda supplementare che funge da sideband per il probe.

A questo punto il fascio di probe, dotato delle nuove sideband, viene inviato su un fotodiodo che genera un segnale di output dotato di una componente proporzionale al quadrato del campo elettrico ed un'altra la componente in fase di esso. Mediante un amplificatore lock-in, sensibile alla fase, è possibile ricavare la componente di assorbimento e di dispersione della risonanza. Quest'ultima può essere utilizzata come segnale d'errore, in quanto è una funzione dispari rispetto al centro della risonanza e presenta un forte gradiente in prossimità dello zero. La figura 2.2 mostra come appaiono queste curve nel nostro esperimento. Attualmente il nostro sistema di feedback agisce solo

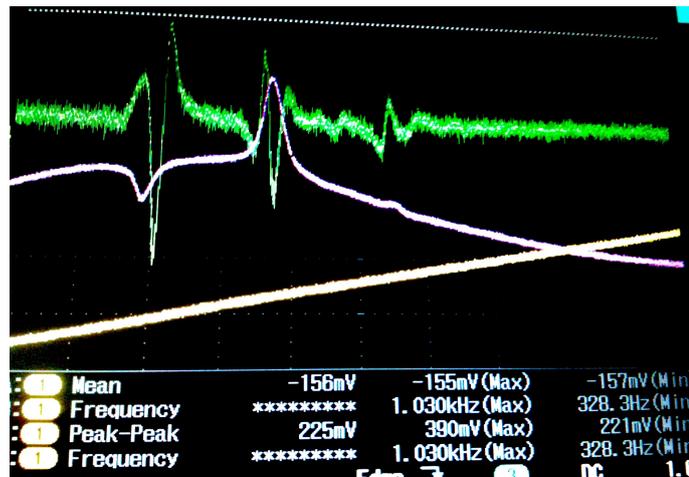


Figura 2.2: *Spettroscopia per l'aggancio in frequenza del laser*. Il segnale verde è quello modulato dall'amplificatore lock-in fornito dalla MTS, quello giallo la rampa in input al piezo. Il segnale rosa rappresenta la spettroscopia in saturazione, dove è possibile vedere il dip di saturazione.

sul piezoelettrico e quindi la banda di aggancio è di pochi kHz. Tuttavia ciò è sufficiente ad avere delle fluttuazione dell'ordine del MHz, per cui non è indispensabile un aggancio in corrente.

**Manipolazione della luce nelle fasi di MOTs.** Lo schema ottico per le luci di MOT è illustrato nella figura 2.3. L'amplificazione del laser è affidata a quattro MOPA, progettati e realizzati nel nostro laboratorio, utilizzando dei chip commerciali di GaAs.

La luce laser stabilizzata in frequenza viene processata in un primo AOM a

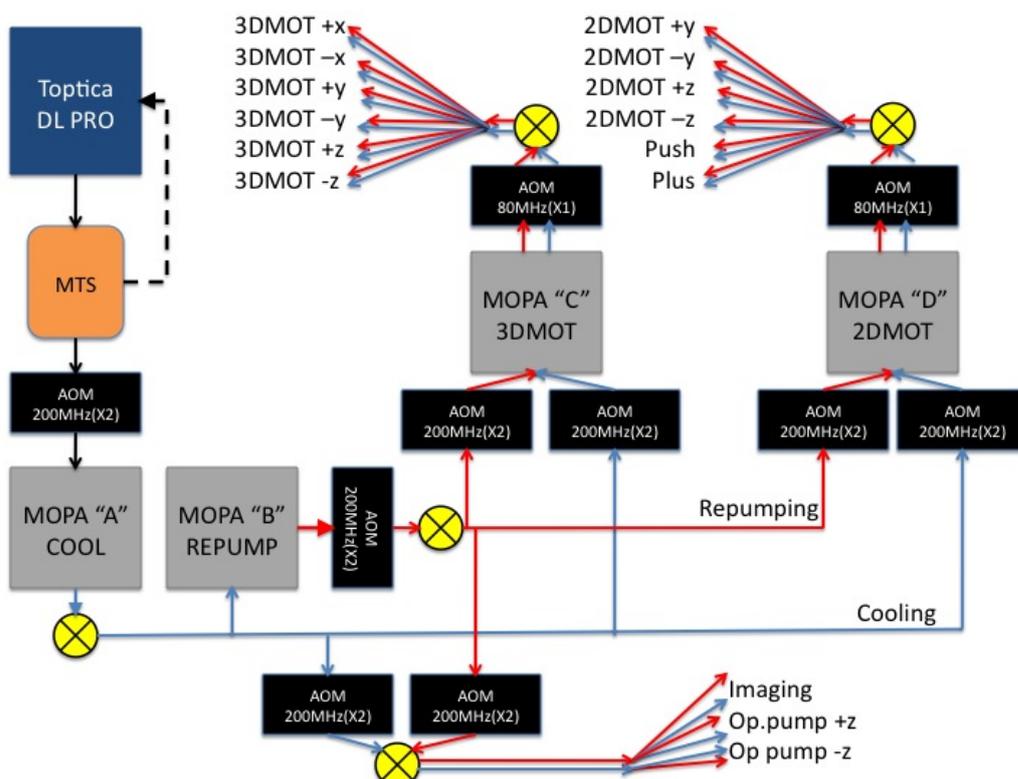


Figura 2.3: *Schema ottico della luce nelle fasi di MOTs.* Sono rappresentati i fasci laser prodotti e rispettive le frequenze coinvolte, necessari per le fasi descritte nel capitolo 3. I simboli gialli crociati rappresentano le fibre ottiche.

200 MHz a doppio passaggio (Crystal Technology 3200-124) e iniettata in un primo amplificatore MOPA "A". Questo è responsabile delle luci di *cooling* e dell'iniezione di un MOPA "B" che a sua volta genera le luci di *repumping*. Queste ultime sono accordate con la transizione  $|F = 1 \rangle \rightarrow |F' = 0, 1, 2 \rangle$ , che ha una frequenza superiore di  $\sim 460$  MHz rispetto a quella di *cooling*, ovvero la  $|F = 2 \rangle \rightarrow |F' = 3 \rangle$ . Come abbiamo visto, il laser è agganciato sulla transizione di *cooling*. Perciò, per raggiungere questo valore di detuning della

transizione di repumping dalla transizione di cooling è necessario utilizzare un AOM in doppio passaggio da 200 MHz. Questo dispositivo è posizionato subito dopo il MOPA “B”. Le luci di cooling e repumping vengono poi trasmesse attraverso delle fibre ottiche all’interno del tavolo ottico mediante delle fibre (NKT Photonics Crystal Fibers LMA-PM-15 con collimatori OZ optics HPUCO-23A-767-P-18AS-WK) che mantengono la polarizzazione. All’uscita di esse entrambe le luci vengono divise in due fasci ciascuna e vanno ad iniettare i MOPA “C” e “D”, che sono responsabili rispettivamente della luce nella cella di 3D-MOT e nella cella di 2D-MOT. Questi due MOPA sono iniettati con due fasci di  $\sim 20$  mW ciascuno e alimentati con due correnti di  $\sim 2.5$  A, fornendo così due fascio in uscita di  $\sim 1.2$  W ciascuno. La potenza di input per il MOPA “C” viene per metà da “A” e per metà da “B”. Con la stessa regola viene iniettato il MOPA “D”. Questi fasci vengono successivamente iniettati singolarmente in due fibre a mantenimento della polarizzazione dello stesso tipo delle precedenti, che trasmettono sul secondo banco ottico il  $\sim 53\%$  della loro potenza . Prima delle fibre sono stati posizionati degli shutter meccanici (Uniblitz LS6Z2-NL) e degli AOM da 80 MHz a singolo passaggio (Crystal Technology 3080-122). Questi ultimi, oltre a modulare ulteriormente la luce, fungono da shutter rapidi, non permettendo la trasmissione della maggior parte della luce. Essi possono anche essere usati per diminuire la potenza totale sulle celle di 2D-MOT o 3D-MOT agendo sul controllo analogico che regola la potenza dell’RF applicato al piezo. La chiusura completa della luce viene fatta successivamente con gli shutter meccanici che sono più lenti ( $\sim 2.3$  ms). La scelta di posizionare questi i dispositivi di shutter sul primo banco ottico è dovuta al non voler avere luce risonante non desiderata, diffusa nelle vicinanze delle celle.

In uscita da tutti i MOPA sono state utilizzate delle lenti cilindriche per diminuire l’irregolarità del fascio in uscita, che si presenta decisamente asimmetrico. Inoltre gli *isolatori di Faraday*, posti dopo i MOPA e il laser, assicurano che non ci siano retroriflessioni su di essi.

Il fascio proveniente dal MOPA “D” viene diviso in quattro fasci. Due di questi vanno nella 2D-MOT e vengono rispettivamente retroriflessi da dei prismi in maniera da dare in totale i quattro fasci di confinamento (v. sezione 3.1).

I prismi riflettono la luce due volte ciascuno, mediante le superfici interne, garantendo così anche l'inversione della polarizzazione, necessaria all'intrapolamento. Questi fasci sono resi ellittici ( $w_x = 45.03$  mm,  $w_y = 8.75$  mm) da un telescopio composto da due lenti cilindriche, questo permette di avere le luci di trappola su ben 45 mm di cammino degli atomi.

Gli altri due fasci, provenienti dal MOPA "D", vengono utilizzati per il fascio di *push* e il fascio *plus*. Questi due fasci sono pressoché circolari ( $w = 5.08$  mm) e agiscono nella direzione parallela al tubo di trasporto nella 3D-MOT, sono infatti i responsabili di questo spostamento. Hanno una potenza rispettivamente di  $\sim 4$  mW e  $\sim 3$  mW.

I fasci provenienti dal MOPA "C" vengono suddivisi in sei fasci, con polarizzazione opposta a due a due e con un waist di 17.5 mm. Vengono poi mandati lungo i sei versi cartesiani di confinamento nella 3D-MOT. Le densità atomiche elevate presenti in questo stadio non consentono di retroriflettere i fasci con il sistema utilizzato nella 2D-MOT. Questo perché i fasci retroriflessi risulterebbero meno intensi a causa dell'assorbimento da parte della nuvola. Il funzionamento e la procedura necessaria per il caricamento della 3D-MOT sono spiegate nella sezione 3.2.

La luce necessaria all'*optical pumping* e all'*imaging* (v. sezione 3.5) non ha uno stadio di amplificazione ulteriore "C" e "D", come gli stadi visti finora. Questa luce, dotata sia delle frequenze di cooling e sia di quelle di repumping, viene amplificata soltanto dai MOPA "A" e "B" ed incanalata in un sistema di shutter analogo a quello precedente. I due fasci luminosi vengono poi sovrapposti e trasmessi mediante una fibra al secondo banco ottico, dove vengono divisi per creare un debole fascio di imaging, necessario per la rivelazione dell'assorbimento nella camera della scienza. Una seconda divisione produce due componenti di uguale intensità che entrano nella 3D-MOT perpendicolarmente al banco ottico, uno dall'alto e uno dal basso. Questi due fasci hanno un ulteriore sistema di shutter che consente di usare i due fasci contemporaneamente o singolarmente (v. sezione 3.5).

I parametri di questi dispositivi possono essere controllati da software agendo su una scheda PCI (Viewpoint DIO64 Intelligent Digital I/O Card) che controlla gli interruttori veloci di tipo TTL (Transistor-Transistor Logic).

Sempre via software si può agire su dei controlli analogici che consentono di variare una serie di parametri come ad esempio la frequenza RF applicata ai singoli AOM.

## 2.3 Fasci laser a 1064 nm

Due ulteriori laser sono utilizzati per produrre i due fasci della trappola dipolare. Essi costituiscono, insieme ad un campo magnetico di quadrupolo, la trappola ibrida (v. sezione 3.8). I due laser sono a singolo modo, un *Innolight MOPA S18 NE* ed un *Nufern fiber amplifier* iniettato da un *Innolight MS S200 NE*. Le loro caratteristiche sono elencate nella tabella 2.1.

Caratteristica	Innolight MOPA	Nufern MOPA
Potenza d'uscita (W)	19.00	10.30
Lunghezza d'onda (nm)	1064	1064
Modo operativo	c.w.	c.w.
Polarizzazione	lineare	lineare
Qualità del fascio	$TEM_{00}(M^2 < 1.1)$	$TEM_{00}(M^2 < 1.1)$

Tabella 2.1: *Caratteristiche dei due laser di potenza utilizzati per la trappola di dipolo.*

Essi sono stati focalizzati sugli atomi con waist di  $w_x = 50\mu m$  e  $w_y = 70\mu m$ . Quest'ellitticità dei fasci non è intenzionale, ma è dovuta alla posizione dell'AOM successiva alla fibra. Questo corrompe il modo del fascio, tuttavia questa posizione è obbligata dal fatto che questo sistema ospiterà a breve un laser da 100W (IPG YLR-100-LP-AC) a 1064 nm che, essendo pre-iniettato in fibra, non può essere ulteriormente manipolato in ingresso ad essa. Perciò verrà posizionato direttamente sul secondo banco ottico. E' chiaro allora che questi due laser producono dei fasci laser molto intensi a  $\lambda=1064$  nm, cioè molto lontani dal valore di  $\lambda$  della riga D2 del nostro campione atomico. Queste caratteristiche consentono di creare trappole molto profonde, mantenendo bassi rate di scattering, come verrà spiegato nella sezione 3.8.

Una versione semplificata del setup ottico utilizzato per questa trappola dipolare è stato illustrato nella figura 2.4.

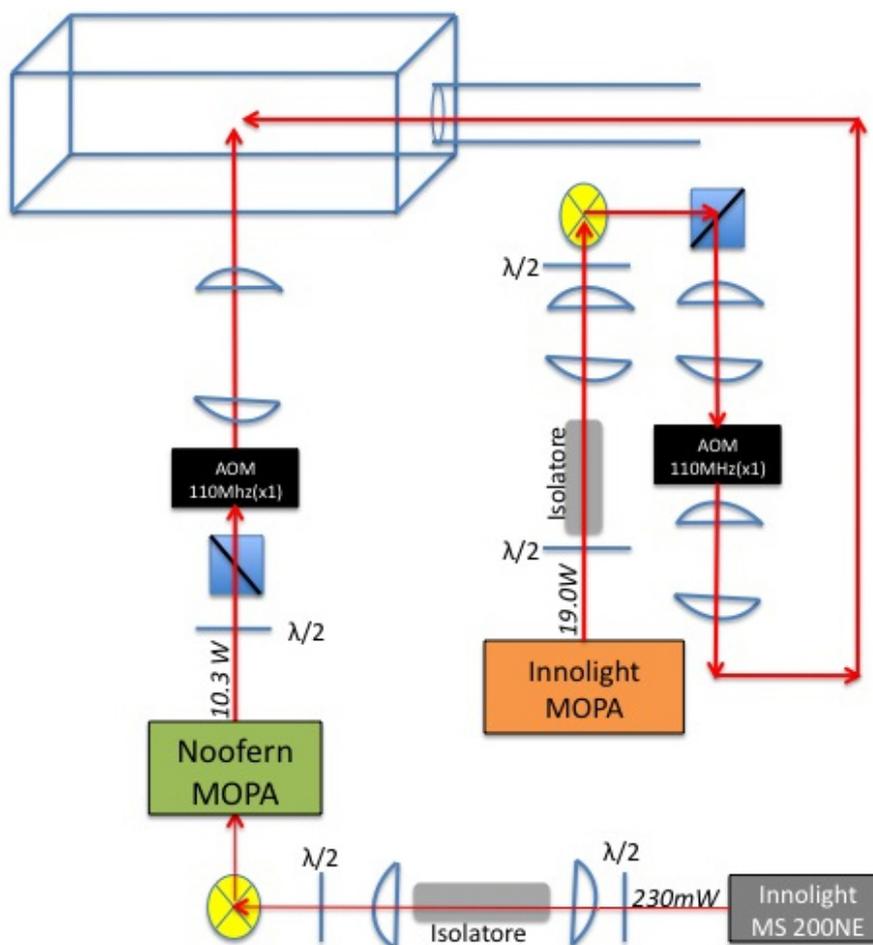


Figura 2.4: *Setup ottico per la trappola di dipolo.* I due fasci provenienti dai due laser MOPA si incrociano nella cella finale per produrre la trappola di dipolo. Gli archi indicano delle lenti piano-convesse, mentre i cubi sono dei beam-splitter polarizzanti.

Il laser Innolight è posizionato sul banco delle luci di MOTs, per questioni di spazio e per avere il suo rumoroso driver lontano più possibile dalla nuvola atomica. Il fascio viene dimensionato, polarizzato correttamente e viene manipolato affinché non generi retroriflessioni nel laser. Successivamente la luce viene trasmessa sul secondo banco ottico, modulata opportunamente da un AOM, e trasmessa sulla cella lungo la direzione  $\hat{y}$ . Sulla cella finale arriva

circa il 50% della sua potenza iniziale.

Il Nufern è posizionato sul banco ottico che ospita le celle. La sua polarizzazione viene ottimizzata e viene fatto passare attraverso un AOM. Dopodiché viene iniettato direttamente sulla cella finale, entrando dal basso. Questo cammino ottico più snello permette di avere nella cella finale il 73% della potenza iniziale.

La luce diffusa da questi laser non rappresenta un problema per le vite medie degli atomi trattandosi di luce non risonante, al contrario di quanto accade per la luce proveniente dal laser a 767 nm. Da questo punto di vista, la posizione della testa del laser è irrilevante.

## 2.4 Celle di MOT

L'intrappolamento degli atomi è il primo passo verso la realizzazione di un condensato di Bose-Einstein. Il primo stadio di intrappolamento viene effettuato in una trappola magneto-ottica[39] tridimensionale, ossia intrappolando in tutti e tre i gradi di libertà, detta per questo 3D-MOT. Essa viene caricata da una cella preliminare in configurazione MOT, solo lungo due gradi di libertà detta per questo 2D-MOT, lasciando un asse libero per il trasferimento nella 3D-MOT.

In questa sezione ci limitiamo a descrivere queste camere ed i campi magnetici ad esse associati. La descrizione dettagliata della procedura e dell'ottimizzazione di questi stadi per il  $^{39}\text{K}$ , sono riportate nelle sezioni 3.1 e 3.2.

**Cella di 2D-MOT.** Questa camera è realizzata in  $\text{Ti}_2\text{Al}_6\text{V}$  ed ha sostanzialmente una forma di un parallelepipedo che si sviluppa lungo l'asse  $x$ . Essa dispone di quattro grandi finestre rettangolari che consentono l'accesso ai fasci di trappola, che poi vengono retroriflessi dai prismi posti esternamente, già visti nella sezione 2.2. L'accesso ottico è garantito anche lungo la direzione di trasferimento da un foro circolare, che permette l'ingresso del fascio di push. Uno specchio forato posto all'interno riflette un ulteriore fascio, ossia il plus. Questo presenta una zona d'ombra al centro, a causa della foratura dello specchio, i cui motivi saranno chiari nella sezione 3.1.

La nostra 2D-MOT non segue lo schema classico delle due bobine di intrappolamento. Essa è composta da quattro bobine posizionate parallelamente alla direzione di trasferimento, ortogonali tra loro. Questa scelta è stata fatta per avere un confinamento maggiore a parità di corrente e in maniera che il gradiente sia nullo lungo l'asse  $x$  per consentire un trasferimento ottimale.

Le quattro bobine sono tutte di forma rettangolare, due hanno una superficie di 131mm x 51 mm con un'altezza di 14 mm mentre l'altra coppia ha una superficie di 125mm x 45mm a fronte di una altezza di 14 mm. Esse sono state realizzate con dei cavi di rame di sezione rispettivamente 3.45 mm e 1.42 mm, isolati entrambi da uno strato di smalto da 0.3mm. Queste sono alimentate con  $\sim 6.9$  A totali, generando un gradiente di  $\sim 13$  G/cm lungo la

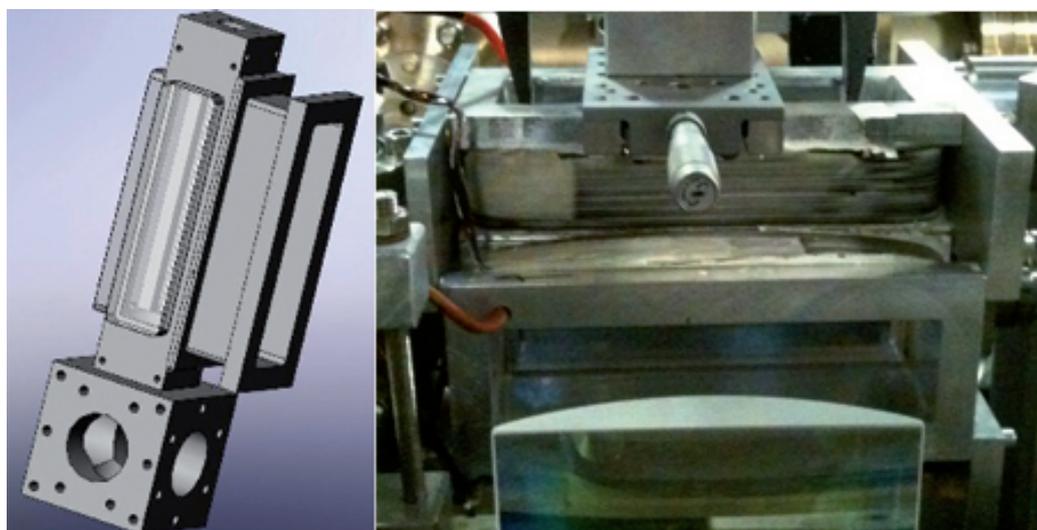


Figura 2.5: *Cella di 2D-MOT*. La figura a sinistra mostra la struttura di questa cella, mentre la figura a destra è un foto che mostra l'integrazione di questa con l'esperimento. In primo piano si nota una grossa lente cilindrica, che rende il fascio ellittico per i motivi visti nel testo.

direzione radiale all'asse di trasferimento. E' presente anche un sistema che permette di inviare piccole correnti di compensazione, in una singola bobina, che andando a sommarsi algebricamente, correggono gli effetti dei campi magnetici esterni sugli atomi.

A ridosso della 2D-MOT sono collocati i dispenser contenenti il campione di potassio, ai quali è applicata tipicamente una corrente di  $\sim 4.5$  A.

**Cella di 3D-MOT.** La cella di 3D-MOT è realizzata seguendo fedelmente il principio descritto nella sezione 1.3. Anche questa cella è in  $Ti_2Al_6V$  ed è provvista di sei finestre per l'accesso dei fasci di intrappolamento e di una finestra supplementare che permette alla CCD di fare le misure di fluorescenza. Le due grosse bobine di MOT sono posizionate sopra e sotto la cella, chiameremo queste *bobine di Quadrupolo*. Queste hanno un diametro interno di 7.7 cm, uno esterno di 12 cm e sono composte da 60 spire ciascuna. Con un valore di corrente ottimizzato di 3.7 A, generano un gradiente al centro di  $\sim 17$  G/cm.

Sei piccole bobine di compensazione, dette *shim*, sono state aggiunte nelle

sei direzioni spaziali dei fasci di MOT, avvolte attorno alle finestre, visibili in figura 2.6.

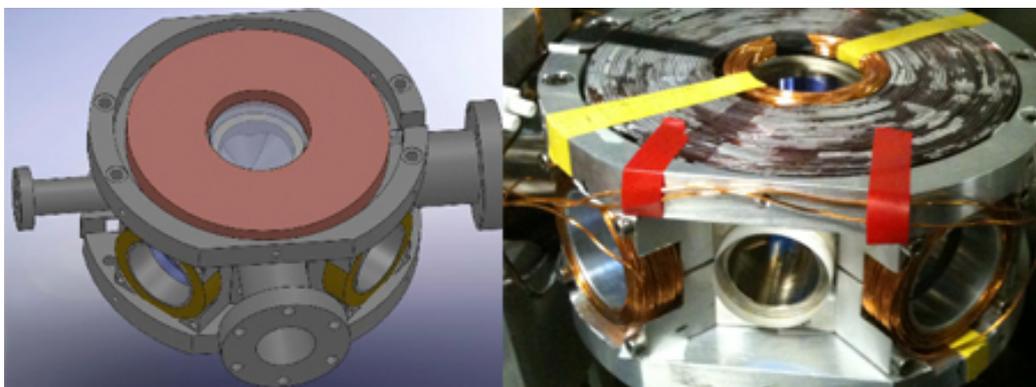


Figura 2.6: *Cella di 3D-MOT*. La figura a sinistra mostra la struttura di questa cella, mentre la figura a destra è un foto che mostra l'integrazione di questa con l'esperimento. Sono visibili le grandi bobine orizzontali, responsabili dell'intrappolamento e delle bobine laterali più piccole di compensazione. Le finestre circolari consentono l'entrata della luce laser.

## 2.5 Sistema di trasporto e parte finale

Lo stadio finale è senza dubbio il più critico nella realizzazione, in quanto in esso deve essere raggiunta la densità nello spazio delle fasi critica, affinché il gas degeneri in un condensato. La realizzazione di esso è stata compiuta interamente durante questo lavoro di tesi.

**Sistema di trasporto.** Lo stadio di trasporto si effettua con un traslatore meccanico, costituito da un carrello Aerotech, che trasporta una coppia di bobine ospitate da un montaggio di alluminio, che chiameremo *bobine di Trasporto*. Il cammino totale effettuato, dalla 3D-MOT per giungere nella camera della scienza, è di 510 mm. Qui si attraversa un tubo in acciaio di diametro variabile da 50mm a 10mm, dotato di un restringimento in prossimità di un soffiato. Le bobine di Trasporto sono state costruite con un cavo di rame rettangolare isolato (1.42 mm x 3.35 mm) che garantisce  $\sim 162$  avvolgimenti. Esse hanno un raggio interno di 27.7 mm, uno esterno di 66.0

mm ed un'altezza di 20.1 mm. Il montaggio in alluminio le mantiene rigidamente ad una distanza di 130 mm ed è provvisto di canalizzazioni circolari nelle quali scorre l'acqua distillata raffreddata a 16°C. Queste bobine sono collegate in serie a due generatori in parallelo (Delta Electronics, SM70-45D e SM70-22) che forniscono una corrente totale di 60 A. In questa configurazione esse generano un gradiente lungo l'asse  $z$  di circa 150 G/cm.

E' stato costruito anche un controllo elettronico della temperatura delle bobine, che le spegne automaticamente sopra una temperatura di soglia. Questo spegnimento di emergenza è necessario perché si possono verificare otturamenti a livello delle giunzioni dei tubi di raffreddamento che possono diminuire l'efficienza di raffreddamento.

**Parte finale.** La camera della scienza è provvista di accesso ottico su tutti i fronti, essendo interamente composta in *fused silica*. Questo materiale assicura un basso coefficiente di assorbimento della luce laser, garantendo quindi una buona resistenza ai potenti laser utilizzati per le trappole ottiche. Essa è interposta in un montaggio di alluminio, che contiene due coppie di bobine concentriche. Quelle interne sono dette *bobine di Gradiente* e quelle esterne sono dette *bobine di Feshbach*. Entrambe le coppie sono fisse e la loro posizione è mostrata nella figura 2.7.

- Le bobine di Gradiente hanno un raggio interno di 27.0 mm, uno esterno di 46.0 mm ed un'altezza di 19.8 mm. Queste sono composte da  $\sim 72$  avvolgimenti ed utilizzano lo stesso alimentatore visto per le bobine di Trasporto, per cui raggiungono una corrente di 60 A generando un gradiente lungo l'asse  $z$  di  $\sim 300$  G/cm. La corrente commuta dalle bobine di Trasporto alle bobine di Gradiente grazie ad un sistema di relays per alte correnti, detti *power contactors*, guidati da un interruttore IGBT, acronimo di *Insulated Gate Bipolar Transistor*.
- Le bobine di Feshbach hanno un raggio interno di 55.5 mm, uno esterno di 77.0 mm ed un'altezza pari a quelle di Gradiente, cioè di 19.8 mm. Qui  $\sim 102$  avvolgimenti, nei quali scorre una corrente di 50 A generata da un Delta Electronics SM120-50, producono  $\sim 100$  G/cm, lungo l'asse

z. La geometria di queste bobine è stata ottimizzata in maniera che esse possano essere utilizzate anche in configurazione Helmholtz, agendo nuovamente mediante dei power contactors.

Entrambe le bobine sono costituite da un cavo di rame rettangolare isolato, di dimensioni 3.30 mm x 1.26 mm, tenute ad una distanza di 66.3mm e raffreddate in parallelo tra loro. L'utilizzo di correnti relativamente elevate

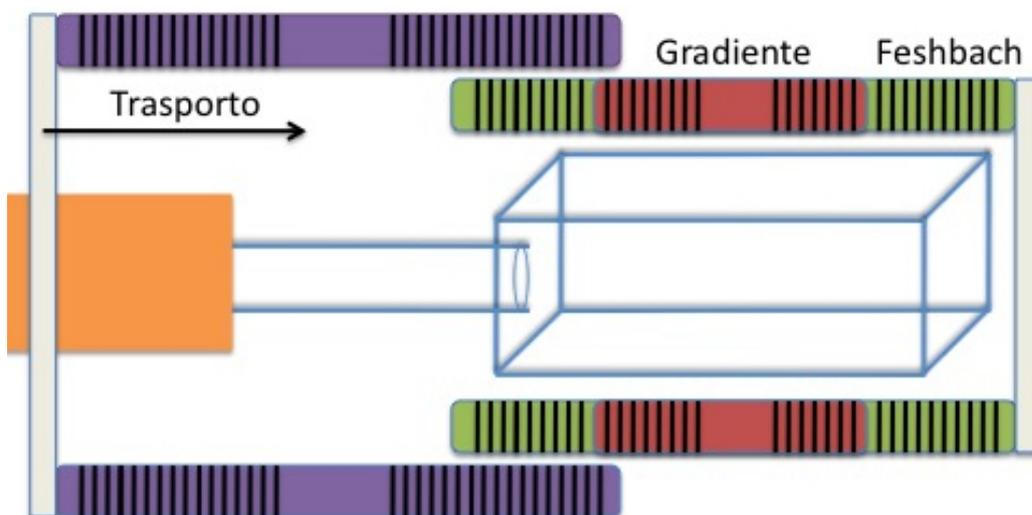


Figura 2.7: *Struttura in sezione delle bobine, in prossimità della camera della scienza.* La freccia nera indica la direzione di trasporto. Le bobine viola sono quelle di Trasporto, raffigurate in una posizione casuale del percorso, quelle rosse sono le bobine di Gradiente e quelle verdi di Feshbach. Il disegno non è da intendersi in scala.

obbliga ad una cura particolare nel sistema di raffreddamento. E' noto infatti come l'incremento della temperatura finale sia proporzionale al quadrato della corrente, secondo l'espressione

$$\Delta T \approx \frac{\rho I^2}{\alpha_{MA} S}, \quad (2.7)$$

dove  $\rho$  è la resistività elettrica della bobina,  $I$  è la corrente applicata,  $\alpha_{MA}$  è la conducibilità termica tra aria e metallo, che ha valore  $10^{-5}$  W/(m·K), mentre  $S$  è la superficie dissipante, ovvero la superficie esterna della bobina. In base a questa formula, se le bobine di Gradiente fossero lasciate senza

alcun sistema di raffreddamento raggiungerebbero temperature superiori ai  $1000^{\circ}\text{C}$ , fondendo. Il guscio in alluminio provvede ad un effetto dissipante, grazie alla grande conducibilità termica di questo materiale. Tuttavia il contatto tra la bobina e il montaggio, non potendo essere perfetto, lascia delle piccole camere dove si accumula l'aria che penalizza fortemente la dissipazione. Questo è stato risolto con una pasta termica speciale, utilizzata nell'industria delle CPU ad alte prestazioni, l'Arctic Cooling MX2. Questa pasta è a base di ceramica quindi, contrariamente alle classiche paste termiche a base di rame o alluminio, è totalmente amagnetica ed ha un potere dissipativo di circa  $10 \text{ W}/(\text{m}\cdot\text{K})$ . Tuttavia questo non è sufficiente poiché bisogna anche utilizzare un sistema di raffreddamento attivo, preferibilmente a liquido. E' stato predisposto, a tal proposito, un chiller che raffredda l'acqua distillata a  $16^{\circ}\text{C}$ . Da esso partono dei tubi che irrorano d'acqua le scanalature che percorrono internamente il montaggio delle bobine. Nel nostro caso si è utilizzato un sistema di raffreddamento in parallelo tra bobine di Trasporto e le bobine di Gradiente/Feshbach, queste ultime due a loro volta sono in parallelo tra loro. Il parallelo assicura che ci sia sempre l'acqua fresca nelle scanalature a scapito tuttavia del flusso del liquido. Facendo scorrere per 90 s una corrente di 50 A nelle bobine Feshbach si raggiunge una temperatura di  $46^{\circ}\text{C}$  sulle bobine e di  $29^{\circ}\text{C}$  sul montaggio di alluminio. Recentemente ci si è accorti che questo tipo di pasta diventa troppo liquida all'aumentare della temperatura, per cui si sta lavorando ad un provvisorio sistema di *sealing*, in attesa del montaggio plastico definitivo.

## 2.6 Imaging degli atomi

L'esperimento dispone di due CCD per l'imaging. La prima è posizionata in prossimità della 3D-MOT e rileva la fluorescenza degli atomi, indotta portando i fasci di MOT a risonanza; la seconda è puntata sulla camera della scienza e rileva l'assorbimento della luce da parte del campione. Quest'ultimo imaging è fatto utilizzando un fascio di sonda risonante, per cui ha l'effetto, come anche i fasci di fluorescenza, di distruggere il campione. Per l'imaging in assorbimento è stata studiata una procedura per massimizzare il rapporto segnale/rumore. Questa consiste nel acquisire tre immagini, o meglio tre profili di intensità:

1.  $I_{A+B+S}$  è la misura reale di assorbimento, in presenza degli atomi A, del background B e del fascio di sonda S,
2.  $I_{B+S}$  è presa in presenza del fascio di sonda senza che la nuvola atomica sia nella cella,
3.  $I_B$  è un'immagine del rumore, presa con il fascio di sonda spento e senza atomi.

Fatto ciò si calcola il rapporto

$$I = \frac{I_{A+B+S} - I_B}{I_{B+S} - I_B} \sim \frac{I_{A+S}}{I_S}, \quad (2.8)$$

che può essere visto come il rapporto tra il segnale uscente e quello entrante, ovvero il fascio di sonda. A causa della presenza di due lunghezze d'onda nella camera della cella, è stato posto prima della CCD uno specchio diecrico, che riflette la luce a 1064 nm e trasmette quella a 767 nm, propria delle transizioni atomiche.

Entrambe le CCD sono delle Stingray F145B della Allied Technology, la seconda è provvista di un filtro interferenziale. Tutte le misure di lunghezze sono convertite via software da conteggi di pixel a lunghezze reali, moltiplicando per la *pixel size* =  $6.45 \cdot 10^{-6}m$  fornita dal costruttore<sup>2</sup>.

---

<sup>2</sup>Poiché nell'esperimento esistono diverse CCD, che riprendono la nuvola da diverse posizioni, in questa sezione le convenzioni sugli assi cartesiani saranno diverse. Supporremo che l'immagine sia sempre catturata sul piano  $(x, y)$ .

**Procedura di calibrazione.** La procedura di calibrazione è fatta utilizzando un fascio laser dell'esperimento di potenza 0.75 mW, in uscita diretta da una fibra ottica. In questo modo il fascio considerato ha un modo quasi perfettamente gaussiano, assicurandoci maggiore precisione nella procedura di fit. Il fit viene implementato utilizzando due gaussiane, che si sviluppano l'una sulla direzione  $x$  e l'altra sulla direzione  $y$ . Si è pensato di utilizzare quella su  $y$  in quanto meno soggetta a problemi di *tilt*, che tendono a diminuire l'intensità del segnale.

Sappiamo che l'intensità di un fascio gaussiano ideale, mediata su un periodo  $T = 2\pi/\omega$  è distribuita lungo  $y$  secondo la relazione

$$I(y, z) = I_0 \left( \frac{w_0}{w_z} \right)^2 e^{-\frac{2y^2}{w^2(z)}}, \quad (2.9)$$

dove  $w(z)$  rappresenta la distanza dall'asse  $z$  alla quale l'intensità si riduce di un fattore  $1/e^2$ ,  $w_0$  è invece il minimo di questa grandezza, che si ha ovviamente per  $z = 0$ . In sostanza il rapporto  $w_0/w_z$  è l'inverso di un *rate di espansione del fascio*. Queste grandezze sono illustrate nella figura 2.8.

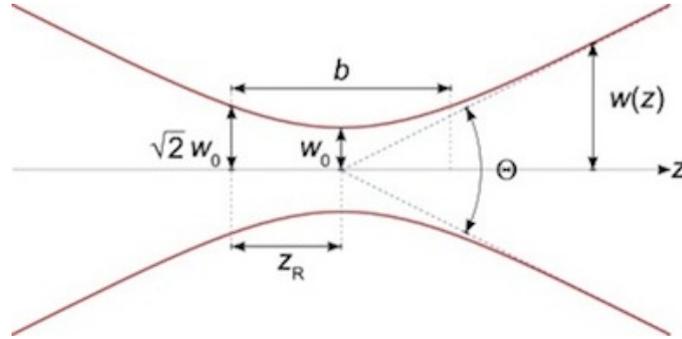


Figura 2.8: *Profilo geometrico di un fascio gaussiano ideale.*

Nel nostro caso l'equazione 2.9 può essere semplificata poichè essendo vicini alla fibra  $z \rightarrow 0$ , per cui si ha

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \frac{z^2}{z_R^2}} \rightarrow w_0, \quad (2.10)$$

per cui il rate di espansione può essere trascurato. Eseguendo un fit mediante la funzione gaussiana

$$y = Ae^{-\frac{(x-x_0)^2}{2\sigma^2}} \quad (2.11)$$

e confrontandola con la 2.9 con le approssimazioni appena discusse, si ha  $w(z) = 489\mu m$ .

Per quanto riguarda l'ampiezza  $A$  di questa gaussiana, non può essere posta uguale a  $I_0$  poiché bisogna tener conto che, trattandosi di un conteggio, il valore misurato dipenderà dal tempo di integrazione  $\tau$ , ossia il tempo in cui l'otturatore della telecamera rimane aperto. Il valore restituito dal fit è  $A = 173$  che, tenendo conto che in un fascio gaussiano

$$P = I_0 \frac{\pi w^2}{2} = I_0 2\pi\sigma^2, \quad (2.12)$$

essa corrisponde alla grandezza

$$A = \alpha_0 I_0 \tau = \alpha_0 G_H \frac{2P}{\pi w^2} \tau, \quad (2.13)$$

dove  $\alpha_0$  è la costante di proporzionalità da determinare,  $G_H$  è un fattore dipendente dal gain variabile via software<sup>3</sup>,  $\tau = 71\mu s$  è dato dalla somma di un *tempo di imaging* stabilito dallo sperimentatore mediante il programma di controllo più un tempo necessario per la chiusura meccanica dell'otturatore. In base a tutto ciò, il valore stimato di questa costante è

$$\alpha_0 = 3.5 \cdot 10^5 \frac{\text{conteggi} \cdot m^2}{W \cdot s}. \quad (2.14)$$

---

<sup>3</sup>E' stata inoltre verificata la linearità di queste relazioni, con un grafico di punti ( $A, \tau$ ) e un grafico di punti ( $A, G$ ).

**Misure del numero di atomi.** Finita la procedura di calibrazione è possibile conoscere il numero di atomi  $N$  presenti nel nostro campione, con una misura di fluorescenza. Tenendo conto che la potenza irradiata da una nuvola atomica è data da

$$P = N \frac{\Gamma}{2} \hbar \omega \Omega \quad (2.15)$$

dove  $\omega$  è la frequenza della transizione ottica ossia 390 THz,  $\Omega$  è l'angolo solido sotteso alla CCD ed è  $4 \cdot 10^{-3}$  sr mentre  $\Gamma$  è la larghezza di riga naturale. Un'ulteriore espressione per  $P$  è facilmente ricavabile dalla 2.12 e dalla 2.13, ed è

$$P = \frac{2\pi\sigma^2 A}{\alpha_0 G_H \tau}. \quad (2.16)$$

Finalmente confrontando queste due diverse espressioni della potenza si ricava un'espressione analitica per il calcolo del numero di atomi dai valori, a partire dai valori di  $A$  e di  $\sigma$  dati dal fit,

$$N = \frac{2\pi\sigma^2 A}{\alpha_0 G_H \Omega \frac{\Gamma}{2} \hbar \omega \tau}, \quad (2.17)$$

che con i nostri parametri diventa

$$N = 0.037 \frac{\sigma A}{G_H \tau}. \quad (2.18)$$

Nel caso dell'imaging in assorbimento il numero degli atomi si ricava invece utilizzando la legge di Lambert-Beer

$$dI = -\sigma n I(x) dx, \quad (2.19)$$

dove  $dI$  è l'attenuazione dell'intensità nel tratto  $dx$  del campione atomico,  $n$  è la densità atomica e  $\sigma = 3\lambda/(2\pi)$  è la sezione d'urto in assorbimento. Integrando sul cammino ottico si ottiene

$$I_t = I_0 e^{-\int \sigma n(\vec{r}) dx}, \quad (2.20)$$

dove  $I_0$  è l'intensità di luce incidente e  $I_t$  quella di luce trasmessa.

**Misure di temperatura.** Le misure di temperatura riportate in questo lavoro sono state effettuate con il metodo *TOF*, acronimo di *Time of Flight*. In queste misure la nuvola è lasciata libera di espandere per un tempo controllato, detto *tempo di espansione*. Vengono quindi riportate le misure della  $\sigma$  della gaussiana che fitta la nuvola in funzione del tempo di espansione<sup>4</sup>. Questa curva viene a sua volta fittata con una funzione che verrà ricavata nelle prossime righe.

Supponiamo di avere una nuvola che si stia espandendo a causa di fenomeni termici, si avrà per ogni grado di libertà un'equazione del tipo

$$\frac{1}{2}k_B T_x = \frac{1}{2}mv_x^2. \quad (2.21)$$

La distribuzione delle velocità della nuvola è a sua volta una gaussiana caratterizzata da una deviazione standard  $\sigma_{v_x}$ . L'evoluzione temporale della  $\sigma$  durante l'espansione, sarà data da

$$\sigma(x, t) = \sqrt{\sigma_{x,0}^2 + v_x^2 t^2} \quad (2.22)$$

che rappresenta la somma quadratica tra il valore iniziale e la sua velocità moltiplicata per il tempo. Sostituendo in questa equazione, al posto di  $v_x$  il valore dato dalla 2.21, si ha la funzione di fit

$$\sigma_{x,t} = \sqrt{\sigma_{x,0}^2 + \frac{k_B}{m} T_x t^2}, \quad (2.23)$$

dove  $t$  rappresenta il tempo di espansione. Ovviamente il calcolo è identico per i restanti gradi di libertà.

---

<sup>4</sup>Il software che abbiamo prodotto, permette di eseguire il fit della nuvola tridimensionale con due gaussiane ortogonali. Questo genera i due valori delle  $\sigma$ , per cui si ha una temperatura associata a ciascun asse, per cui questa grandezza va intesa in termini di energia termica immagazzinata da un preciso grado di libertà.



# Capitolo 3

## Procedure, stime e risultati

Questo capitolo è la parte più importante della tesi. Esso contiene una raccolta critica delle procedure ottimizzate e delle misure svolte, cercando di dare rilievo anche alla fisica alla base delle scelte sperimentali e dei dati ottenuti. Trattandosi di sistemi ad un elevato grado di complessità, non sempre ciò è stato possibile.

Il capitolo si articola nella descrizione progressiva delle fasi tipiche che avvengono nell'esperimento. Nelle sezioni 3.1 e 3.2 descriviamo il funzionamento della 2D-MOT e la procedura di caricamento degli atomi nella 3D-MOT. Si procede quindi con due ulteriori stadi magneto-ottici: uno di compressione (v. sezione 3.3) e uno di raffreddamento (v. sezione 3.4). In quest'ultima sezione è stata riportata anche la prima evidenza sperimentale di un *raffreddamento sub-Doppler per il  $^{39}\text{K}$* , ottenuta proprio durante questo lavoro di tesi. L'esposizione continua con la descrizione della procedura di pompaggio ottico del campione in un singolo stato interno (v. sezione 3.5). Questo permette di caricare la trappola quadrupolare, descritta nella sezione 3.6. Gli atomi vengono quindi trasportati (v. sezione 3.7) nella camera della scienza ed intrappolati sia magneticamente che otticamente (v. sezione 3.8). In questa trappola avviene il raffreddamento evaporativo, descritto nella sezione 3.9. Alcune prove di evaporazione sono già state effettuate, tuttavia il raggiungimento della condensazione di Bose-Einstein richiederà ulteriori ottimizzazioni di questa fase di raffreddamento. Attualmente si sta lavorando

ad un miglioramento di questa fase, mettendo a punto gli *upgrade* sperimentali recentemente acquisiti.

Durante la lettura di questo capitolo, sarà chiaro come a ciascuna fase appartenga un ruolo ben preciso e che ognuna necessita di determinate condizioni iniziali per poter essere efficiente.

### 3.1 Fase I: 2D-MOT

La 2D-MOT ha il compito di catturare gli atomi da un gas termico e rallentarli in maniera da poter caricare più velocemente la 3D-MOT[29]. Quest'ultima infatti, avendo una velocità di cattura finita, necessita di uno stadio preliminare di rallentamento degli atomi. La 2D-MOT consente anche di avere tempi di vita più lunghi nella 3D-MOT, poiché evita le collisioni tra gli atomi intrappolati e quelli caldi provenienti direttamente dal dispenser. Quest'ultimo immette continuamente atomi nella 2D-MOT. Questa cella intrappola gli atomi nelle direzioni  $y$  e  $z$ , grazie all'azione congiunta dei laser e delle bobine presenti in queste direzioni, lasciando il suo asse  $x$  libero per il trasferimento verso la 3D-MOT. L'intrappolamento nelle direzioni  $y$  e  $z$  avviene grazie ai quattro fasci accordati sul rosso della transizione, visti nella sezione 2.2. Questi sono a due a due contropropaganti, con polarizzazioni  $\sigma^+$  e  $\sigma^-$  per coppia. In questo modo si ottiene un fascio di atomi che si propaga lungo l'asse passante tra i due centri delle trappole, cioè lungo l'asse  $x$ . Valori ottimali di flusso atomico sono stati misurati per un valore di gradiente di campo magnetico di 13 G/cm, corrispondenti ad una corrente totale di 8 A nelle bobine.

In realtà, anche su  $x$  avviene una sorta di intrappolamento, costituito dai fasci di push e plus. Quest'ultimo è forato assialmente, per cui gli atomi che ricadono nel suo cono d'ombra sono liberi di muoversi lungo l'asse  $x$ , contrariamente gli atomi ad esso esterni sono intrappolati e raffreddati. Questo perché la configurazione ai bordi di questi due fasci è analoga a quella del raffreddamento laser: fasci contropropaganti sul rosso della transizione. In questo modo, il fascio di atomi generato dalla 2D-MOT ha una velocità di  $\sim 23$  m/s. Tutto questo è fatto garantendo comunque un flusso atomico alto,

ossia di  $\sim 5 \cdot 10^9$  at/s, verso la 3D-MOT. I fasci di MOT contengono anche le frequenze di repumping, necessarie per creare dei cicli per le transizioni di cooling.

Da quanto è stato scritto si capisce che il ruolo della 2D-MOT è dinamico, in quanto essa invia continuamente gli atomi verso la 3D-MOT, grazie alla luce di push che rimane sempre accesa durante la fase di carica.

## 3.2 Fase II: 3D-MOT

Gli atomi provenienti dalla 2D-MOT vengono qui intrappolati e raffreddati secondo il meccanismo visto nella sezione 2.4. La 3D-MOT è illuminata da sei fasci circolari di 50 mW ciascuno con uno waist di 17.5 mm, come visto nella sezione 2.2, aventi frequenza -18 MHz rispetto alla transizione di cooling. Le grandi dimensioni dei fasci coinvolti contribuiscono ad un intrappolamento ottimale. L'azione congiunta di un gradiente magnetico lungo l'asse  $y$  di  $\sim 10$  G/cm e della luce, permette l'intrappolamento di  $\sim 2 \cdot 10^9$  atomi che vengono anche raffreddati a temperature di circa  $\sim 1.5$  mK. Il diametro tipico della nuvola in questa fase è di  $\sim 9$  mm. Tutte queste misure vanno intese più che altro come ordini di grandezza, poiché la 3D-MOT è un sistema piuttosto instabile e va ottimizzato giorno per giorno. La criticità di questo stadio obbliga a dei controlli quotidiani della posizione della nuvola, che viene modificata agendo sull'allineamento e la potenza dei sei fasci di MOT. Giornalmente viene ottimizzato anche il caricamento della 3D-MOT, modificando principalmente i rapporti di potenza tra i fasci di push e plus. A volte è conveniente ottimizzare anche le frequenze di cooling e repumping, al fine di ottenere più atomi possibili senza scaldare troppo la nuvola.

Lo stadio di caricamento della 3D-MOT dura 5 s, un tempo sufficientemente lungo per assicurare la saturazione della 3D-MOT, come si vede dalla figura 3.1. In questa fase intervengono per la prima volta le bobine di compensazione, esse saranno lasciate sempre accese durante le fasi che si svolgono nella cella di 3D-MOT. Il loro ruolo è quello di annullare gli effetti dei campi magnetici esterni, primo tra tutti il campo magnetico terrestre.

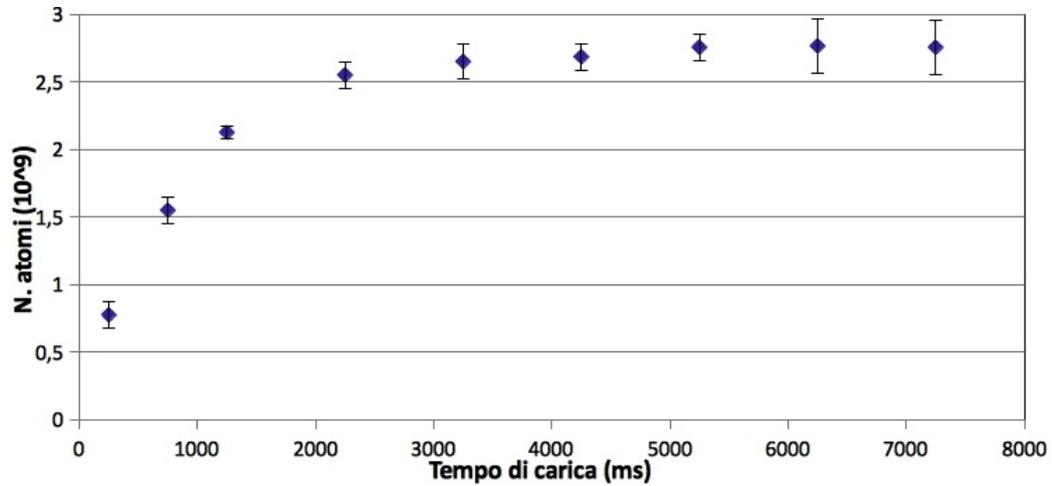


Figura 3.1: *Processo di carica della 3D-MOT*. La trappola raggiunge il valore di saturazione dopo circa 4 s di caricamento.

### 3.3 Fase III: C-MOT

Questa fase si svolge nella cella di 3D-MOT, portando i sei fasci laser fuori risonanza ed aumentando il gradiente del campo magnetico. In questo modo si ottiene una compressione. E' necessario fare ciò più velocemente possibile altrimenti si perdono atomi, in quanto lo stato ultra-compresso della C-MOT non è uno stato di equilibrio<sup>1</sup>. Lo scopo principale di questa fase è di ottenere un incremento della densità atomica spaziale ( $\text{at}/\text{cm}^3$ ), al fine di ottenere una densità nello spazio delle fasi maggiore. Inoltre una nuvola più piccola può essere caricata più efficientemente nelle trappole puramente magnetiche ed è più facile da trasportare lungo il tubo, essendo in media più lontana dalle pareti.

E' noto che nella MOT avvengono le cosiddette *collisioni assistite da fotoni*[28], che agiscono limitando la densità massima raggiungibile. Queste sono dovute al fatto che il fotone diffuso da un atomo A può andare ad urtare un altro atomo B, causando l'allontanamento di quest'ultimo da A. Essendo questo un effetto dovuto alla pressione di radiazione, può essere diminuito aumentando il detuning e diminuendo la potenza dei fasci di MOT, stando

<sup>1</sup>Più precisamente esistono delle collisioni tra atomi nello stato fondamentale e atomi nello stato eccitato, che possono causare perdite di atomi irreversibili.

attenti tuttavia a garantire l'intrappolamento da parte della luce. Questo è il principio alla base della fase di C-MOT.

Nel nostro esperimento la procedura di C-MOT dura 15 ms, in questo tempo le perdite di atomi sono basse (meno del 8%). Questa fase consiste in tre passaggi principali:

1. una rampa di 10 ms che abbassa, di circa la metà, la potenza del repumping,
2. una rampa di ampiezza 18 MHz e durata 10 ms, che porta ulteriormente fuori risonanza i fasci di cooling,
3. un leggero, ma istantaneo, aumento del gradiente generato dalle bobine di MOT, che raggiunge il valore di  $\sim 15$  G/cm.

Quest'ultimo punto permette un ulteriore detuning dovuto al crescere dell'effetto Zeeman. Come accade nella MOT, quest'effetto garantisce l'intrap-

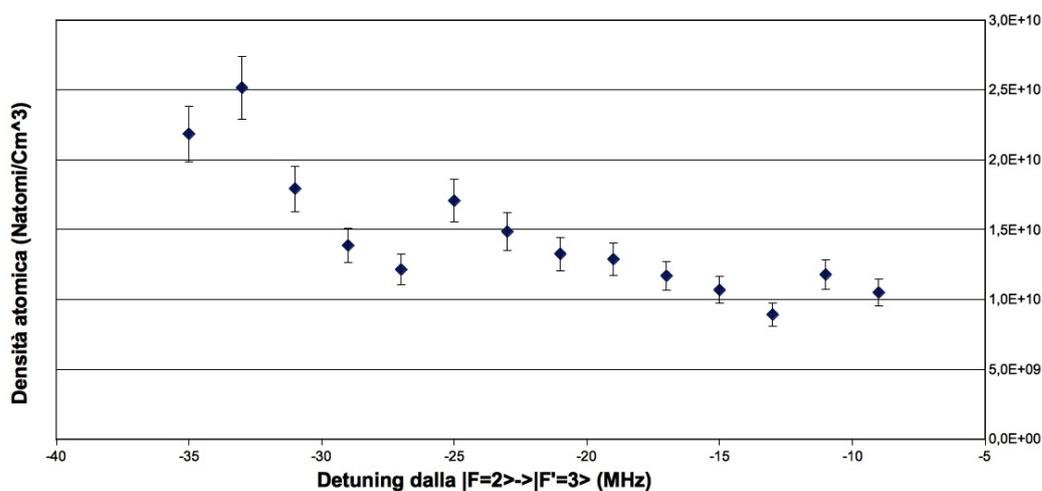


Figura 3.2: *Densità atomica spaziale nella fase di C-MOT in funzione del detuning.* Sull'asse delle ascisse è riportato il valore medio della rampa di frequenze utilizzata.

polamento ma questa volta l'efficienza di cattura è minore, per cui la fase di C-MOT può essere iniziata solo quando la cella di 3D-MOT è carica di atomi.

Nelle misure che riguardano questa fase si è partiti da una 3D-MOT carica con  $1.4 \cdot 10^9$  atomi, ad una temperatura di  $1466 \mu\text{K}$  e con una densità atomica spaziale di  $1.5 \cdot 10^9$  atomi/cm<sup>3</sup>. Ottimizzando il detuning, la nostra fase di C-MOT consente di ottenere circa un fattore 10 sulla densità atomica spaziale, come riportato nella figura 3.2. Un buon compromesso per avere densità alte e temperature basse è stato scelto ad un detuning di circa -30 MHz, come si vede nella figura 3.3.

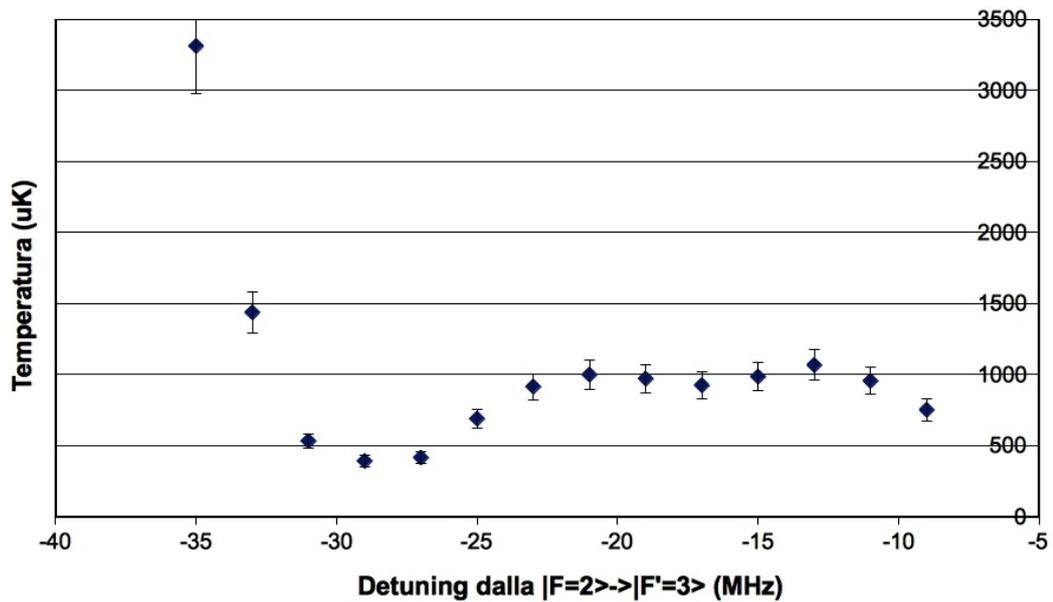


Figura 3.3: *Temperatura della nuvola in funzione del detuning nella fase di C-MOT. Allontanandosi troppo dalle risonanze delle transizioni sul livello eccitato, il raffreddamento non funziona bene.*

La figura 3.2 ben si presta a riassumere tutti gli effetti che intervengono nella fase di C-MOT. Cerchiamo di darne un'interpretazione intuitiva, tenendo conto della complessità del sistema. La figura sembra composta da tre campane che rappresentano, partendo da destra, gli effetti delle transizioni dal  $|F=2\rangle$  agli stati  $F'=1,2,3$ . Tuttavia i picchi sembrano cadere a metà tra due valori di risonanza di due transizioni vicine. Questo ci fa notare quanto è stato detto, ossia che la compressione funziona meglio lontano dalle risonanze, in quanto gli effetti delle collisioni assistite da fotoni sono minori. Non a caso il massimo assoluto ( $\delta=-33$  MHz) si trova in una zona mediamente lontana da

tutte le risonanze. Spostandosi a detuning ancora maggiori, l'effetto intrapolante diventa minore e si inducono perdite di atomi. Nell'analisi di questa curva bisogna anche tenere conto dell'effetto Zeeman che sposta i valori delle risonanze di qualche MHz.

### 3.4 Fase IV: Melassa

La fase di melassa è puramente ottica. Qui il campo magnetico è spento e le frequenze dei laser vengono accordate in maniera da essere più vicine alla risonanza, pur mantenendole sul rosso di essa. In questo modo si può generare la pressione di radiazione sugli atomi, che ne consente il rallentamento mediante la tecnica del raffreddamento laser, vista nella sezione 1.2.

Questa fase dura 15 ms e coinvolge tutti e sei i fasci di MOT, per una potenza totale ottimizzata di 4 mW con un detuning di -15 MHz dalla transizione  $|F=2\rangle \rightarrow |F'=3\rangle$ .

**Evidenza del raffreddamento sub-Doppler nel  $^{39}\text{K}$ .** Nelle nostre misure sulla fase di melassa, illustrate in figura 3.4, abbiamo trovato dei valori di temperatura più bassi del limite Doppler. Inoltre, l'andamento dei dati sperimentali non rispecchia quello che ci si aspetta da un raffreddamento puramente Doppler, definito dall'equazione 1.24. Questa discrepanza è dovuta all'instaurarsi di un gradiente di polarizzazione che consente un raffreddamento di tipo sub-Doppler, un meccanismo spiegato nella sezione 1.2. Una seconda prova di ciò è fornita nella figura 3.5, dove è manifesto la diminuzione lineare della temperatura con il diminuire della potenza totale dei sei fasci di melassa, andamento caratteristico dei raffreddamenti sub-Doppler  $T \sim I/\delta$  [36][37].

Questo non è mai stato osservato prima nella specie atomica  $^{39}\text{K}$ , a causa dell'estrema vicinanza dei livelli iperfini dello stato  $^2P_{3/2}$ , che non consente un raffreddamento sub-Doppler efficiente.

Questo sistema è stato migliorato utilizzando un sistema di rampe, che agisce sulla frequenza del fascio di cooling. Il vantaggio di questa tecnica è che consente di raffreddare un numero maggiore di classi di velocità di atomi,

permettendo quindi di raggiungere temperature finali più basse, come si vede nella figura 3.4. La rampa che è risultata funzionare meglio dura 15 ms e parte da un valore di -10 MHz fino a raggiungere un valore -20 MHz, con una potenza totale di 4 mW. In questo modo si inizia raffreddando più atomi possibili, accordando il laser vicino alla risonanza, per poi raggiungere temperature più basse agendo sugli atomi più energetici, a detuning maggiori. Nelle misure riferite a questa fase è riportato il valore medio della rampa utilizzata, così da poter distinguere i valori di frequenza per i quali la melassa funziona meglio.

La temperatura minima raggiunta con questo metodo è di  $\sim 30 \mu\text{K}$ . Sebbene essa sia lontana della temperatura di rinculo, questa miglioria rappresenta un grande vantaggio per le fasi successive del nostro esperimento.

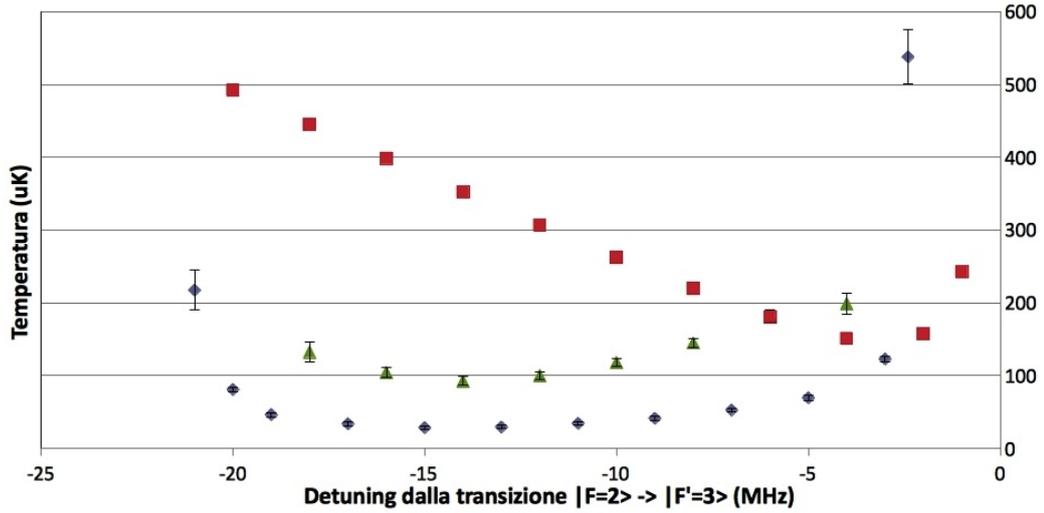


Figura 3.4: *Evidenza sperimentale del raffreddamento sub-Doppler del  $^{39}\text{K}$ .* I dati in rosso sono stati simulati supponendo un raffreddamento Doppler (eq. 1.24). I dati in verde sono le temperature ottenute utilizzando un singolo valore di  $\delta$ . Quelli blu sono ottenuti utilizzando una rampa di valore medio  $\delta$ , per 15 ms. E' stata scelta in tutti i casi una potenza di 4 mW. Il riscaldamento misurato attorno ai -21 MHz è dovuto alla transizione  $|F=2\rangle \rightarrow |F'=2\rangle$ .

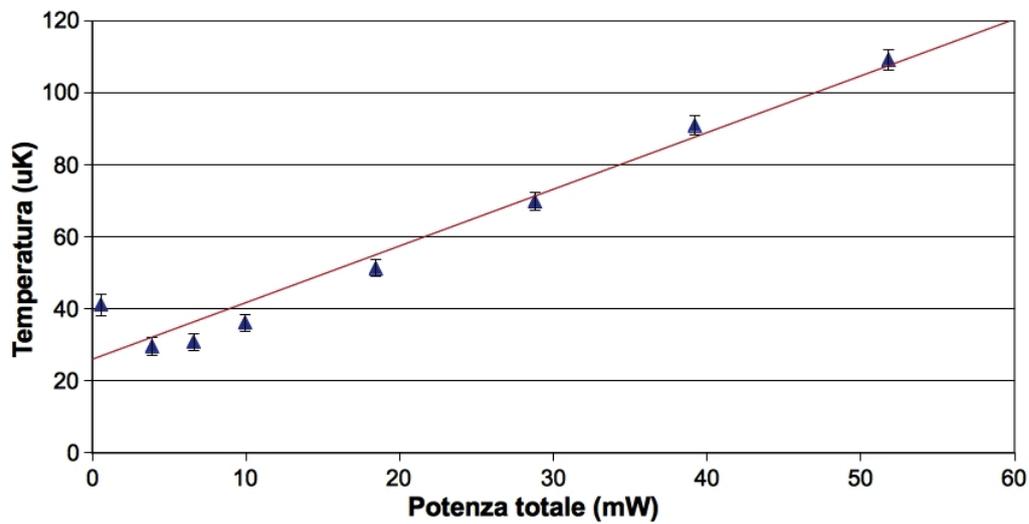


Figura 3.5: *Evidenza sperimentale del raffreddamento sub-Doppler del  $^{39}\text{K}$ .* Per queste misure  $\delta$  è fatto variare con una rampa centrata a -15 MHz per 15 ms. L'andamento lineare conferma la presenza di un raffreddamento sub-Doppler. A bassa potenza l'intrappolamento non è ottimale, per cui si ha un'anomalia.

### 3.5 Fase V: Optical pumping

Durante la fase di melassa, i fasci laser hanno cambiato gli stati magnetici  $m_F$  degli atomi, mentre noi siamo interessati ad averli tutti in uno stato *low-field seekers*, ossia tali che  $g_F m_F > 0$ . In questa maniera gli atomi possono essere caricati in trappole quadrupolari puramente magnetiche. Al contrario, gli stati *high-field seeker* non possono essere intrappolati magneticamente, in quanto lo sarebbero solo in un ipotetico massimo del campo magnetico, la cui esistenza è proibita dalle equazioni di Maxwell nello spazio libero[43].

La fase di *optical pumping* o *pompaggio ottico* agisce portando l'atomo in uno stato low-field seeker. Questo avviene mediante una radiazione risonante con una transizione che trasferisce gli atomi in un opportuno stato eccitato, scelto in maniera tale che possa decadere solo in uno stato low-field seeker del livello fondamentale. Nel nostro esperimento, lo stato low-field seeker scelto è  $|F=2, m_F=2\rangle$ . In realtà, oltre a questo, il  $^{39}\text{K}$  ha due altri stati low-field seekers nello stato fondamentale. Essi sono  $|F=2, 1\rangle$  e  $|F=1, -1\rangle$ . Tuttavia il primo è impossibile da popolare mentre il secondo diventa high-field seeker a campi elevati. Inoltre per  $|F=1, -1\rangle$  abbiamo misurato un'efficienza di popolamento del 50%-60% più bassa rispetto a  $|F=2, 2\rangle$ . Questo perché il suo popolamento richiede l'utilizzo di una luce  $\sigma^-$ , che tende a portare gli atomi anche nello stato  $|F=2, -2\rangle$ , che è un high-field seeker.

Nella fase di optical pumping sono presenti sempre le due frequenze: quella di cooling e quella di repumping. Nel nostro esperimento la luce dell'optical pumping viene immessa verticalmente nella 3D-MOT e, con l'ausilio di un campo magnetico di bias, viene polarizzata  $\sigma^+$ . Il campo magnetico viene prodotto con le bobine di compensazione con asse parallelo al fascio, così da ottenere un campo uniforme verticalmente. In questo modo, tale direzione diventa l'asse di quantizzazione.

Si accorda la luce laser, polarizzata  $\sigma^+$ , sulla transizione  $|F=2\rangle \rightarrow |F'=2\rangle$ , come si vede nella figura 3.6, in maniera da portare gli atomi allo stato eccitato con momento magnetico successivo allo stato iniziale ( $\Delta m_F = +1$ ). Le regole di selezione di dipolo elettrico nello schema L-S, che regolano il decadimento, impongono che  $\Delta F = 0, \pm 1$  e  $\Delta m_F = 0, \pm 1$ . Per cui dallo stato

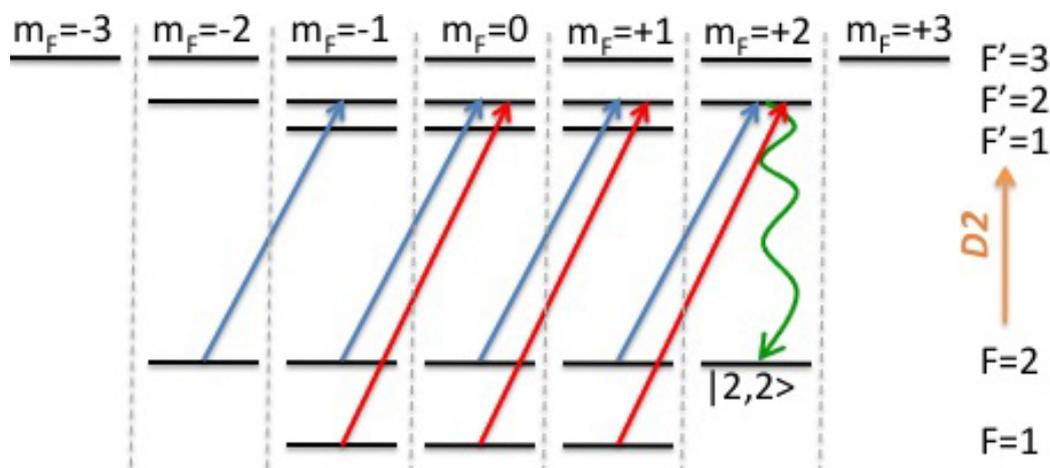


Figura 3.6: *Optical pumping nello stato  $|F=2, 2\rangle$* . In blu sono indicate le transizioni eccitate dal fascio di cooling, mentre in rosso quelle eccitate dal repumping. Grazie a questo meccanismo, gli atomi alla fine si troveranno in larga parte nello stato desiderato. In questa figura sono stati riportati solo i livelli d'interesse.

eccitato  $|F'=2\rangle$  gli atomi possono decadere in tutti gli stati iperfini di  $F=2$  e di  $F=1$ . Nel primo caso essi vengono ripompato allo stato eccitato dalla stessa luce di cooling, che è sempre accesa. Il ripompaggio da  $|F=1\rangle$  è garantito invece dal fascio aggiuntivo di repumping, anche esso con polarizzazione  $\sigma^+$ , accordato sulla transizione  $|F=1\rangle \rightarrow |F'=2\rangle$ . Alla fine di molti cicli gli atomi si troveranno quasi tutti nello stato  $|F=2, 2\rangle$  che, con la luce  $\sigma^+$ , non può essere pompato verso nessuno stato (*dark state*). Così facendo abbiamo gli atomi in uno stato low-field seeker e possiamo procedere al caricamento della trappola magnetica di quadrupolo e successivamente al trasporto magnetico. Tuttavia ci sono delle complicazioni aggiuntive che rendono questa fase piuttosto critica. Esse sono legate principalmente agli effetti di riscaldamento indotti dall'optical pumping e verranno affrontate nei prossimi due capoversi.

**Riscaldamento dovuto allo stato  $|F'=3\rangle$ .** Gli stati  $|F'=2\rangle$  ed  $|F'=3\rangle$  differiscono in frequenza di  $\sim 21$  MHz, può dunque accadere che quest'ultimo stato si popoli, sotto l'effetto della radiazione  $\sigma^+$ . Questo stato iperfine può decadere solo nello stato  $|F=2,2\rangle$ , in base alle regole di selezione appena viste. Quest'ultimo verrà ripompato a sua volta in  $|F'=3,3\rangle$  stesso, dando così vita ad un ciclo chiuso. Questo processo diffonderà continuamente fotoni nel campione, portando ad un riscaldamento dello stesso. La rate associato all'eccitazione dello stato  $|F'=3,3\rangle$  è dato da

$$\Gamma_s = \frac{\Gamma}{2} \frac{I/I_S}{1 + I/I_S} \frac{1}{1 + 4\delta/\Gamma_{eff}^2}, \quad (3.1)$$

dove  $\delta$  rappresenta il detuning dalla transizione  $|F=3\rangle \rightarrow |F'=3\rangle$ .  $\Gamma_{eff}$  è la larghezza di riga effettiva che tiene conto degli effetti di *power broadening*, essa è data da

$$\Gamma_{eff} = \sqrt{1 + \frac{I}{I_{sat}}} \Gamma. \quad (3.2)$$

Queste due equazioni mostrano che l'aumento della larghezza di riga dovuto all'incremento dell'intensità del fascio, fa crescere la probabilità di portare atomi nello stato  $|F'=3,3\rangle$ , quindi di riscaldare il campione. Tuttavia, l'esigenza di avere una nuvola piccola prima del trasporto, costringe ad utilizzare un impulso di optical pumping molto rapido. Inoltre bisogna avere un'intensità sufficiente per eccitare anche gli atomi più interni della nuvola. Questo aumenta l'allargamento della riga e quindi riscalda la nuvola.

Si è cercato allora un compromesso mirato ad avere un pompaggio ottico efficiente, mantenendo una nuvola più fredda possibile. Questo è stato trovato con due impulsi di  $20 \mu s$  di  $4$  mW totali, aventi entrambi uno di waist  $0.7$  cm. Considerando che l'intensità di saturazione è  $1.75$  mW/cm<sup>2</sup>, con questi parametri, si ha che  $\Gamma_{eff} \sim 2\Gamma$ . Questo effetto porta la nuvola da una temperatura di  $\sim 30 \mu K$  ad una temperatura di  $\sim 70 \mu K$ .

**Riscaldamento dovuto al trasferimento di impulso.** L'utilizzo di un singolo fascio di optical pumping produce uno spostamento della nuvola per pressione di radiazione. Questo genera un riscaldamento nella fase successiva, quando si accende il campo magnetico della trappola quadrupolare. Infatti l'atomo, avendo acquisito un impulso supplementare, verrà richiamato dalla forza di intrappolamento, dando vita ad un'oscillazione attorno allo zero del campo. Questa oscillazione aumenta l'energia termica del sistema. Il problema è stato risolto utilizzando un ulteriore fascio di optical pumping contropropagante al primo, di uguale potenza e dimensione. Questo bilancia la spinta prodotta dal primo, per cui non si ha lo spostamento.

I primi tentativi di implementare questo sistema a doppio fascio hanno portato però ad un ulteriore problema: l'utilizzo di due fasci contemporaneamente ha l'effetto di dividere la nuvola in due parti. Un'ipotesi è che ciò sia dovuto alla formazione di un'onda stazionaria, da parte dei due fasci laser contropropaganti, che funge da reticolo di diffrazione di Bragg per gli atomi[40], trasferendo momento angolare. Secondo questo schema gli atomi vengono visti come un'onda di materia, avente lunghezza d'onda di De Broglie  $\lambda_{DB} = h/p$ , diffratta da un reticolo ottico con modulazione dell'intensità di periodicità  $d = \lambda_{laser}/2$ . In questo modo si ha interferenza costruttiva per valori interi di  $n$  secondo la condizione  $d \sin \theta = n \lambda_{DB}$ . La nuvola si divide quindi nei diversi ordini  $n$  che, tenendo conto che i fasci sono a  $\theta=180^\circ$ , corrispondono a due serie di stati di momento trasferito  $+2|n|\hbar k$  e  $-2|n|\hbar k$ , che tendono a svuotare la regione a impulso nullo. Questi corrispondono alle due regioni visibili nella figura 3.8(b). Un altro modo per capire questa situazione è considerare il processo di scambio di momento tra i fotoni e l'atomo, illustrato nella figura 3.7. Supponiamo che l'atomo assorba un fotone dal fascio superiore con vettore d'onda di modulo  $+k_1$ , questo riceverà quindi una spinta di  $+\hbar k_1$ , lungo la direzione di propagazione del fascio, come si vede nella figura 3.7(1), andando in uno stato eccitato. A questo punto supponiamo che lo stesso atomo riceva un fotone dal fascio inferiore  $-k_1$ , che gli faccia emettere, per emissione stimolata, un fotone nella sua stessa direzione oltre a quello di partenza, come è mostrato nella figura 3.7(2), ritornando nello stato fondamentale. Questo causerà un rinculo  $+\hbar k_2$ , che sommandosi al

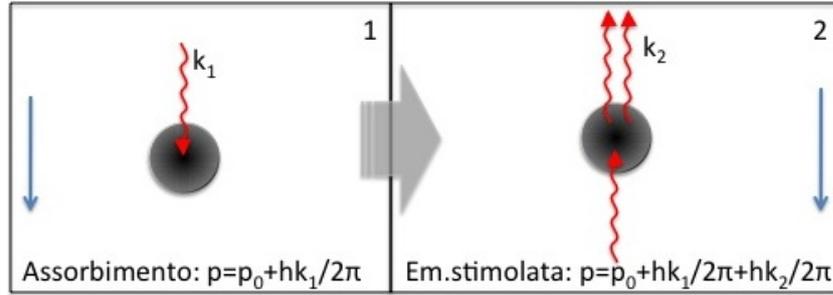


Figura 3.7: *Effetto di trasferimento del momento sull'atomo.* Le frecce ai lati mostrano la direzione spinta di rinculo subita dall'atomo, causa del trasferimento del momento.

contributo precedente, genera un momento aggiuntivo totale di  $\hbar k_1 + \hbar k_2$ . Poiché  $|k_1| = |k_2| \equiv k$  si ha che il momento trasferito è di  $+2\hbar k$ . Essendo la situazione simmetrica, si può fare lo stesso ragionamento scambiando il ruolo dei due fasci, per cui si avrà anche uno stato della nuvola con momento aggiuntivo totale  $-2\hbar k$ .



Figura 3.8: *Effetti delle tre configurazioni di optical pumping sulla nuvola.* Le immagini in fluorescenza sono ottenute tenendo la potenza dei fasci costante a 20.4 mW. Nel (1) un singolo fascio per 100  $\mu s$ , nel (2) entrambi contemporaneamente per 50  $\mu s$  e nel (3) un primo fascio per 50  $\mu s$  e subito dopo un altro per 50  $\mu s$ . Le aree vanno interpretate come stati di impulso.

Questo inconveniente è stato aggirato, inviando prima un fascio e poi l'altro contropropagante, in maniera che alla fine la nuvola si trovi a velocità trasferita nulla. Gli effetti delle varie configurazioni sono mostrati nella figura 3.8, dove si vede nel primo caso la spinta verticale che riceve la nuvola, nel secondo la divisione della stessa dovuta all'utilizzo contemporaneo dei due fasci, mentre nel terzo la configurazione alternata, che la lascia al centro.

E' chiaro che la formazione di diversi stati di impulso, causata dal doppio fascio contemporaneo, aumenta l'energia termica quando si accende la trappola di quadrupolo. Ciononostante l'utilizzo di due fasci simultanei consente di avere intensità maggiori a parità di tempo d'impulso. In questo modo si ottengono più atomi in uno stato low-field seeker, grazie all'aumento dell'intensità, in un tempo di espansione uguale. Questo fa capire che la scelta di una o dell'altra tecnica richiede un *benchmark*, basato su una misura opportuna. Si è pensato allora di fare una simulazione del trasporto attraverso il tubo, portando magneticamente il campione atomico fino alla camera della scienza e poi riportandolo indietro nella 3D-MOT. Qui è stato misurato il numero di atomi e riportato nella figura 3.9, per tutte e tre le tecniche di optical pumping . In questo modo la nuvola percorre un cammino di ben 1020 mm, al quale sopravvive un numero di atomi maggiore se la nuvola di partenza è più fredda. Perciò questa misura è sensibile:

1. al numero degli atomi che vanno effettivamente in uno stato low-field seeker, perché gli altri verranno persi nel trasporto magnetico e nello stadio di quadrupolo;
2. alla temperatura della nuvola, perché nel passaggio attraverso il tubo le code più calde del campione verranno tagliate via. In questo modo si perdono gli atomi aventi una temperatura maggiore, mantenendo il nucleo più freddo. Si capisce allora che una nuvola mediamente più calda, perderà più atomi rispetto ad una mediamente più fredda.

Queste misure hanno mostrato una netta superiorità della tecnica con il doppio fascio alternato, ed un valore ottimo di  $\delta$  di -12 MHz. Inoltre il calo del numero degli atomi trasferiti a risonanza, evidenzia il riscaldamento dovuto allo stato  $|F'=3\rangle$ , descritto nel capoverso precedente. Gli effetti del riscaldamento dovuto allo spostamento della nuvola, sono stati studiati con una misura di temperatura subito prima dell'accensione della trappola di quadrupolo ed una dopo 800 ms di permanenza in trappola, affinché gli atomi ritermalizzino in essa. Si è registrato un incremento della temperatura di circa  $10 \mu\text{K}$ , che porta la nuvola ad una temperatura di  $80 \mu\text{K}$ . Questo fa

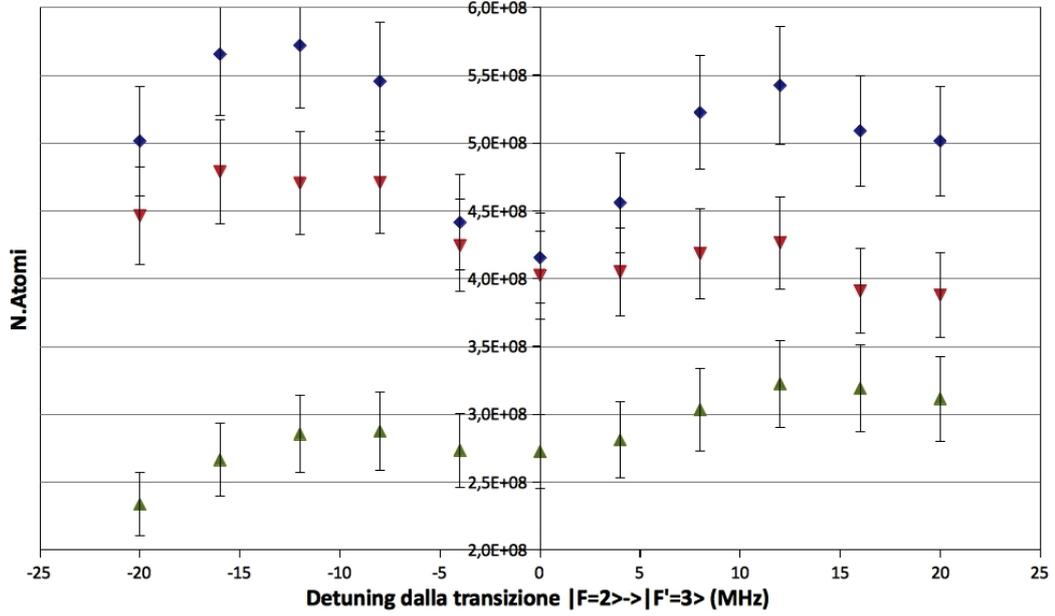


Figura 3.9: *Trasporto con le tre configurazioni di optical pumping.* In verde è rappresentata la configurazione a singolo fascio, in rosso quella a doppio fascio simultaneo e in blu quella con in doppio fascio alternato. La potenza è tenuta costante a 4 mW per tutte le misure, mentre il tempo di impulso è di 20  $\mu\text{s}$  per le prime due configurazioni e di 10  $\mu\text{s}$  per quella a singolo fascio, in maniera da mantenere l'energia trasferita costante per tutti i metodi. La procedura sperimentale dettagliata è descritta nel testo.

capire che, nella procedura ottimizzata, il principale meccanismo di riscaldamento è quello dovuto alla diffusione di fotoni causata dalla presenza dello stato  $|F'=3\rangle$ .

**Hyper-fine pumping.** Poco prima della procedura di optical pumping si effettua un'ulteriore sub-fase di pompaggio ottico, detta di *hyper-fine pumping*. Questa interviene poco prima della fine della fase di melassa, spegnendo il cooling 50  $\mu\text{s}$  prima del repumping. In questo modo quest'ultimo porta gli atomi del livello fondamentale, sui livelli eccitati  $F'=2,1,0$ . Questi andranno quindi negli stati iperfini di  $F=2$ , poiché se decadono in  $F=1$ , saranno portati di nuovo agli stati eccitati dal repumper. Alla fine di molti cicli, si avranno  $\sim 1/5$  degli atomi nello stato desiderato, cioè lo stato  $|F=2,2\rangle$ .

### 3.6 Fase VI: Trappola di quadrupolo

A questo punto gli atomi sono piuttosto freddi e si trovano in uno stato low-field seeker, nella cella di 3D-MOT. Utilizzando le stesse bobine delle fasi viste finora, a luci rigorosamente spente, accendiamo brutalmente una corrente che percorre in maniera opposta le bobine. Si genera così il campo magnetico quadrupolare ad un valore di gradiente  $\gamma$  ottimizzato, che intrappola gli atomi con una forza  $\vec{F} = \nabla(\vec{\mu} \cdot \vec{B})$ . Una volta acceso questo campo bisogna aspettare almeno 100 ms affinché gli atomi termalizzino al suo interno. Quando questo campo è acceso solo gli stati low-field seeker verranno intrappolati. Per cui una misura del numero di atomi prima di questa fase e una successivamente ad essa, mostrano l'efficienza reale dell'optical pumping. Sottraendo il contributo di perdita dovuto alla vita media, si ha che l'optical pumping è efficiente al  $\sim 70\%$ , che significa che solo questa parte di atomi è stata indotta in uno stato low-field seeker.

Un aspetto critico di questa fase è la scelta del valore di  $\gamma$ . Essa deve essere ben ponderata in quanto un valore di gradiente troppo alto genera un'energia potenziale elevata, che convertendosi in energia cinetica, riscalda gli atomi in maniera eccessiva. D'altro canto valori troppo bassi di  $\gamma$ , aumentano la densità spaziale vanificando i tentativi successivi di trasporto. Di conseguenza è necessario ottimizzare temperatura e densità, vale a dire la densità nello spazio delle fasi. A tal fine abbiamo impostato un calcolo approssimato di questo valore  $\gamma$ , che è risultato essere in accordo con i dati sperimentali.

L'ottimizzazione, e quindi il calcolo della densità nello spazio delle fasi  $\rho$ , viene fatta secondo la relazione

$$\rho = n \lambda_{DB}^3. \quad (3.3)$$

Il che necessita quindi di un'espressione per la temperatura degli atomi nel quadrupolo, per ricavare la lunghezza d'onda di De Broglie  $\lambda_{DB}^3$ , e della densità spaziale atomica  $n$ .

**Temperatura degli atomi nel quadrupolo.** Supponiamo che il nostro quadrupolo sia perfettamente simmetrico attorno all'asse  $z$  e lavoriamo in coordinate cilindriche. In queste condizioni le bobine generano un gradiente di  $\gamma$  lungo l'asse  $z$  e di  $-\gamma/2$  lungo il raggio  $r$ , in sintonia del fatto che il campo magnetico ha divergenza nulla. Scegliendo come origine degli assi il minimo del campo magnetico, il potenziale generato dalle bobine è

$$U = \mu_B B = \mu_B \gamma \sqrt{\frac{r^2}{4} + z^2}, \quad (3.4)$$

dove  $B$  è il modulo del campo magnetico. La nuvola risentirà di questo potenziale in maniera non omogenea, infatti zone a densità atomiche maggiori, a parità di potenziale  $U$ , verranno maggiormente influenzate. Chiamando con  $\alpha = \mu_B \gamma$  possiamo scrivere un'espressione dell'energia trasferita alla nuvola a seguito dell'accensione del campo di quadrupolo, ovvero

$$E_{trasf} = \int_0^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \alpha \sqrt{\frac{r^2}{4} + z^2} \left[ \frac{N}{(2\pi)^{3/2} \sigma^3} e^{-\frac{r^2+z^2}{2\sigma^2}} \right] 2\pi r \, dr \, dz. \quad (3.5)$$

Nelle parentesi quadre oltre ad un fattore di normalizzazione che tiene conto del numero di atomi  $N$ , vi è il profilo gaussiano della nuvola. Trasformando l'integrale nelle variabili adimensionali  $\zeta = z/\sigma$  e  $\psi = r/\sigma$  si ha

$$E_{trasf} = \frac{\alpha N \sigma}{(2\pi)^{3/2}} \int_0^{+\infty} d\psi \int_{-\infty}^{+\infty} \sqrt{\frac{\psi^2}{4} + \zeta^2} e^{-\frac{\psi^2+\zeta^2}{2}} 2\pi \psi \, d\zeta. \quad (3.6)$$

Il valore numerico di questo integrale doppio è  $\chi = 17.34$ , per cui

$$E_{trasf} = \frac{\alpha N \sigma}{(2\pi)^{3/2}} \chi. \quad (3.7)$$

Supponiamo ora che questa energia si ripartisca in energia cinetica in maniera uniforme nei tre gradi di libertà. L'energia cinetica risultante è allora la somma del suo valore iniziale  $K_{iniz} = 3/2 \sum_{g=0}^N k_B T_{iniz}^g$  più il valore trasferito

dal potenziale di quadrupolo

$$K_{fin} = \frac{1}{3} \left[ \frac{3}{2} k_B T_{iniz} N + \frac{\alpha N \sigma}{(2\pi)^{3/2} \chi} \right], \quad (3.8)$$

che a sua volta ci dà la temperatura finale  $T_{fin}$  alla quale si troverà la nuvola intrappolata nel quadrupolo

$$T_{fin} = \frac{T_{iniz}}{3} + \frac{2\alpha\sigma\chi}{9k_B(2\pi)^{3/2}}. \quad (3.9)$$

**Densità spaziale atomica nel quadrupolo.** Il numero totale degli atomi  $N$  è dato da

$$N = n \int_V e^{-\frac{U}{k_B T}} d^3r, \quad (3.10)$$

dove  $n$  rappresenta la densità spaziale atomica. Sostituendo all'interno l'espressione di  $U$  dato dalla 3.4, si ha

$$N = n \int_0^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-\frac{\alpha\sqrt{z^2+\rho^2/4}}{k_B T}} 2\pi\rho d\rho dz, \quad (3.11)$$

passando a delle variabili adimensionali  $\varrho = k_B T \alpha z$  e  $\phi = k_B T \alpha \rho$ , si ha

$$N = \frac{2\pi n}{(k_B T \alpha)^3} \int_0^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{\sqrt{\varrho^2+\phi^2/4}} 2\pi\phi d\phi d\varrho. \quad (3.12)$$

L'integrale ha un valore numerico di 16, da cui si ricava una densità spaziale atomica per la trappola di quadrupolo, data da

$$n = \frac{\alpha^3 N}{32\pi(k_B T)^3}. \quad (3.13)$$

**Valore ottimale di gradiente.** Alla luce delle espressioni 3.9 e 3.13 è possibile ricavare un valore ottimo del gradiente  $\gamma$ , ovvero di  $\alpha$ . Sostituiamo allora queste due all'interno della 3.3 ottenendo

$$n = \frac{N h^3 \alpha^3}{32\pi k_B^{9/2} (2\pi m)^{3/2} T^{9/2}}. \quad (3.14)$$

Procediamo con il calcolo del massimo di questa funzione rispetto ad  $\alpha$ , ricordando che  $\alpha = \mu_B \gamma$  e sostituendo i parametri del nostro esperimento, si ricava che il valore massimo della densità nello spazio delle fasi si ha per un gradiente dato da

$$\gamma_{ottim} = 0.406 \cdot \frac{T_{iniz}[\mu K]}{\sigma[mm]}. \quad (3.15)$$

Il gradiente ottimale calcolato per la nostra nuvola, avente  $T_{iniz}=68 \mu K$  e  $\sigma=1.95 \text{ mm}$ , è di  $14 \text{ G/cm}$ .

**Stato della nuvola prima del trasporto.** Come è stato detto più volte, la nuvola può essere trasportata ottimalmente solo se è sufficientemente fredda e compressa. Anche le fasi successive, nella cella finale, richiederanno queste condizioni. Per questo motivo è interessante fare delle misure riassuntive volte a capire lo stato della nuvola in tempo reale, durante tutte le fasi viste finora. Questo consente anche di vedere come le singole fasi hanno giovato finora alla nuvola, a scapito però del numero di atomi. Ciò è stato riportato nelle figure 3.10 e 3.11. Qui emerge come la compressione esercita-

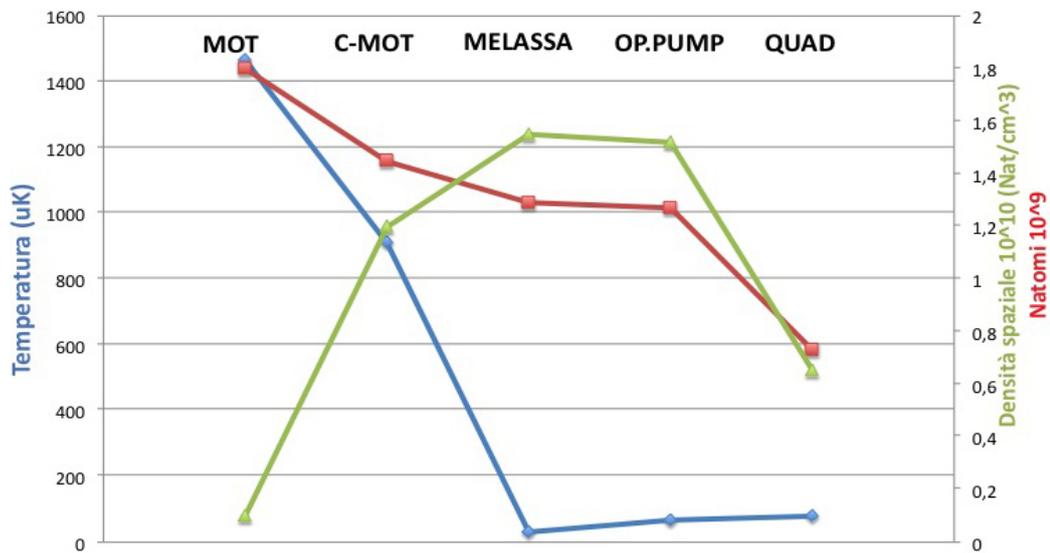


Figura 3.10: *Variatione delle grandezze fisiche nelle fasi prima del trasporto.* E' riportata in blu la temperatura della nuvola, in rosso il numero degli atomi e in verde la densità spaziale. La fase di quadrupolo dura 200 ms, un tempo sufficiente per sondare le perdite dovute all'optical pumping.

ta da questa trappola quadrupolare diminuisca la densità atomica spaziale, infatti la perdita degli stati high-field seeker gioca un ruolo determinante in questo processo. Di ciò ne risente inevitabilmente anche la densità nello spazio delle fasi, che subisce un calo.

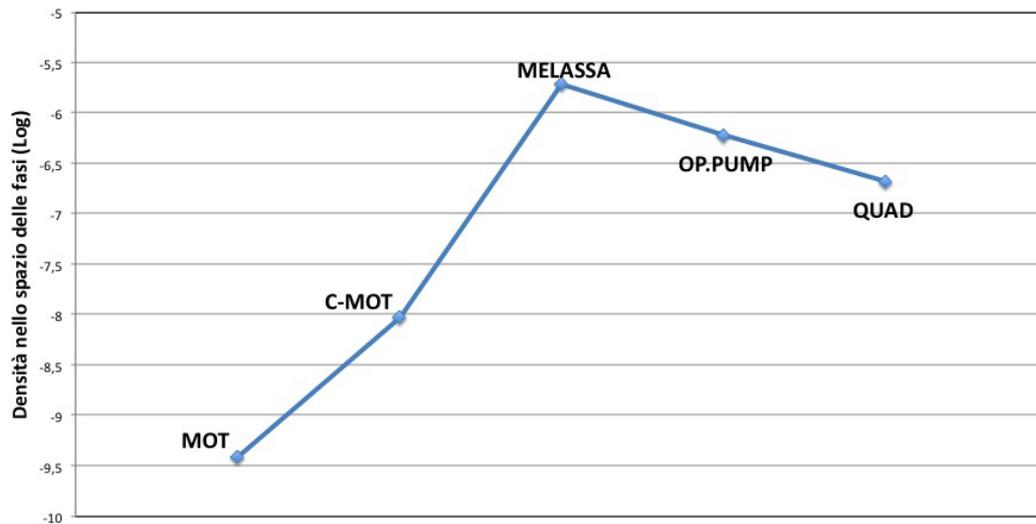


Figura 3.11: *Variatione della densità nello spazio delle fasi prima del trasporto.*

### 3.7 Fase VII: Trasporto

Gli atomi vanno portati dalla cella di 3D-MOT alla cella finale che, avendo un accesso ottico maggiore, consente di effettuare più agevolmente gli esperimenti sul condensato.

Per fare questo si utilizza il sistema di traslazione meccanico, controllando il carrello via software. Questo sistema cattura gli atomi magneticamente per poi spostare la trappola fisicamente; essi seguiranno in maniera solidale la traslazione.

Il passaggio dalle bobine di Quadrupolo alle bobine di Trasporto avviene mediante delle rampe lineari di gradienti, per cui le prime bobine abbassano lentamente la loro corrente mentre quelle di Trasporto la aumentano un po' più velocemente. Queste ultime producono un gradiente maggiore rispetto alle bobine di Quadrupolo, per cui gli atomi verranno ulteriormente schiacciati, cosicché la nuvola più piccola possa essere trasportata meglio lungo il sottile tubo. Gli atomi vengono quindi trasferiti con le bobine di Trasporto accese, attraversando un cammino lungo 510 mm in tubo d'acciaio, ad una velocità di 260 mm/s. Una volta arrivati nella cella finale, un nuovo gioco di gradienti trasferisce gli atomi sulle bobine di Feshbach, sfruttando il loro raggio di cattura elevato. Queste ultime vengono poi spente lentamente e nello stesso tempo si accendono gradualmente le bobine di Gradiente. Queste ultime, generando un forte gradiente, permettono di ottenere una compressione maggiore. Il sistema di rampe e la lentezza nelle compressioni assicurano l'adiabaticità del processo, conservando la densità nello spazio delle fasi. Questo provoca però un aumento della temperatura nelle fasi di compressione. Questi passaggi tra le varie bobine sono riportati più dettagliatamente nella tabella 3.1.

Lo stadio di trasporto dura 2000 ms, un tempo che potrebbe indurre delle perdite di atomi per decadimenti spontanei. Inoltre ci potrebbero essere urti con le pareti durante il trasporto, dovuti principalmente ad un allineamento non perfetto del traslatore con il tubo di trasporto. Tuttavia è stato misurato che queste perdite di atomi sono sempre inferiori al 20%. Questo è merito del raffreddamento sub-Doppler che consente di avere una nuvola più fredda e

Posizione	Durata	Quad.	Trasp.	Fesh.	Grad.
0mm	200ms	23→0	0→150	0	0
0mm→510mm	2000ms	0	150	0	0
510 mm	50ms	0	150→100	0	0
510 mm	1000ms	0	100→0	0→100	0
510 mm	500ms	0	0	100→0	0→300

Tabella 3.1: *Gradienti di trasferimento degli atomi sulle varie bobine nella fase di trasporto.* Le colonne etichettate con i nomi delle bobine riportano i valori delle rampe di gradiente di trasferimento (in G/cm). Gli stadi rappresentati lungo le righe sono da intendersi in ordine cronologico. Le rampe sono tutte lineari, eccetto la penultima perché deve compensare il fatto che queste due coppie di bobine non sono concentriche.

del vuoto che migliora spostandosi verso la camera della scienza, a beneficio dei tempi di vita medi del campione atomico.

### 3.8 Fase VIII: Trappola ibrida

Giunti nella cella finale, bisogna trovare un modo congeniale per intrappolare gli atomi in questa nuova posizione. Infatti a temperature prossime al regime di degenerazione quantistica, la trappola quadrupolare si rivela inappropriata. Nelle righe che seguono, ci proponiamo di studiare le cause di ciò e di cercare una soluzione efficiente. Questa sezione è da intendersi strettamente connessa con quella riguardante l'evaporazione, in quanto quest'ultimo processo avviene proprio nella trappola ibrida.

**Problemi della trappola puramente quadrupolare.** Le temperature necessarie per il raggiungimento della condensazione di Bose-Einstein non possono essere raggiunte in una trappola quadrupolare, come quelle utilizzate nelle fasi precedenti. Un atomo può infatti cambiare il suo stato di spin per un fenomeno conosciuto con il nome di *spin-flip di Majorana*[42]. Quando questo accade, gli atomi cambiano il loro stato interno in uno stato non intrappolabile, venendo rigettati via. Queste perdite si fanno sentire in modo particolare nelle vicinanze dello zero del campo magnetico, dove

si crea una sorta di "buco" nella nuvola intrappolata magneticamente. La natura di questi spin-flip va ricercata nel fatto che l'atomo, nel suo sistema di riferimento, vede un campo magnetico variabile in direzione e verso. Se il momento magnetico  $\mu_m$  dell'atomo riesce a seguire adiabaticamente la direzione del campo magnetico, ovvero se la variazione nel tempo del campo lungo la direzione  $\Theta$  è più lenta del moto di precessione dell'atomo

$$\frac{d\Theta}{dt} < \frac{\mu_m |\vec{B}|}{\hbar} = \omega_{Larmor} \quad (3.16)$$

le transizioni di spin-flip non avvengono. Quando il valore campo magnetico  $|\vec{B}|$  si trova in prossimità dello zero, la condizione di adiabaticità data nell'equazione non è rispettata e si hanno gli spin-flip.

Questo fenomeno aumenta esponenzialmente con il diminuire della temperatura, motivo per cui non ne abbiamo tenuto conto nelle fasi precedenti. Questo accade perché una nuvola più fredda, centrata sulla trappola magnetica, ha un numero maggiore di atomi vicino allo zero del quadrupolo.

**Trappola ibrida.** Questo problema è stato superato[41] utilizzando due *trappole di dipolo* in configurazione *crossed-beam traps*, sovrapposte spazialmente a quella di quadrupolo, in maniera però che il minimo della prima non coincida con il minimo delle seconde (v. figura 3.12). Questo genera un avvallamento nella caratteristica forma a "V" della trappola quadrupolare, nel quale verranno intrappolati gli atomi. Un avvallamento con profondità maggiore consente di catturare atomi ad energie maggiori, quindi a temperature maggiori. Questo può essere fatto utilizzando maggiori intensità del fascio, motivo per cui si utilizzano i due laser ad alta potenza, descritti nella sezione 2.3.

La trappola ibrida è migliore di quella di dipolare pura, poiché consente di sfruttare anche l'efficienza di cattura della trappola quadrupolare, pur non avendo fenomeni di spin-flip. La soluzione si adatta particolarmente bene al nostro esperimento, dove è richiesta un'elevata velocità di produzione del condensato di Bose-Einstein.

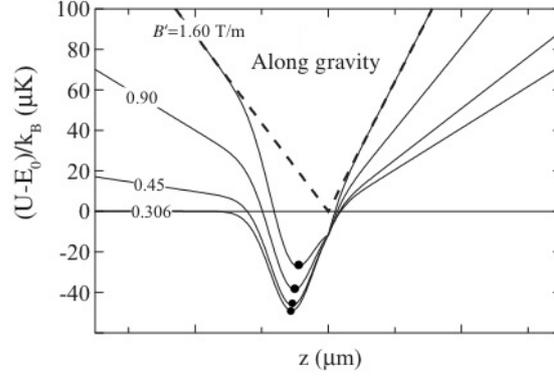


Figura 3.12: Esempio di trappola ibrida ottenuta dalla sovrapposizione di un potenziale di un dipolo con uno di quadrupolo[41]. La linea tratteggiata rappresenta il potenziale di quadrupolo classico, mentre la linea continua rappresenta la trappola ibrida al variare del gradiente del campo magnetico. L'asse  $z$  in questo caso è l'asse perpendicolare al banco ottico.

La dinamica con la quale si svolge il caricamento di questa trappola è piuttosto semplice: man mano che gli atomi vengono raffreddati mediante l'evaporazione, scendono lungo il potenziale di quadrupolo, incappando nella buca generata dal dipolo. Ad alte temperature gli atomi risentono in pratica solo del potenziale di quadrupolo dato dalla 3.4, a basse temperature invece saranno praticamente influenzati solo dalla trappola di dipolo, il cui funzionamento è spiegato nelle prossime righe.

La trappola di dipolo è una trappola puramente ottica. Essa non sfrutta la pressione di radiazione (ossia la forza esercitata dalla luce risonante, come accade nella MOT) ma bensì la forza di dipolo. Il calcolo del potenziale è reso agevole dal fatto che la forza di dipolo che si esercita sugli atomi è conservativa, per cui è possibile utilizzare  $\vec{F}_{dip} = -\nabla U_{dip}$ . Tuttavia non è possibile applicare l'approssimazione di onde rotanti poiché siamo ad alti detuning. Una trappola di dipolo produce un potenziale [44] del tipo

$$U_{dip} = \frac{3\pi c^2}{2\omega_0^3} \frac{2\Gamma\omega_0}{\delta(2\omega_0 + \delta)} I(\vec{r}), \quad (3.17)$$

dove  $\omega_0$  è la frequenza della transizione atomica, con uno *scattering rate* di

$$\Gamma_{scatt} = \frac{3\pi c^2}{2\omega_0^3} \left( \frac{\omega}{\omega_0} \right)^3 \left[ \frac{2\Gamma\omega_0}{\delta(2\omega_0 + \delta)} \right]^2 I(\vec{r}). \quad (3.18)$$

Queste due equazioni mostrano che entrambe le grandezze aumentano all'aumentare dell'intensità del fascio, motivo per cui si utilizzano potenze laser così elevate. Inoltre è interessante notare in figura 3.13, come il potenziale cambi segno, cioè diventi attrattivo o repulsivo, variando  $\delta$  rispettivamente verso il rosso o verso il blu della transizione.

Per avere una trappola di dipolo efficiente siamo interessati, oltre che a potenziali attrattivi più profondi possibile, a scattering rate più bassi possibile, in maniera da non riscaldare gli atomi. Per fare ciò è sufficiente notare dalle equazioni 3.17 e 3.18, che utilizzando alti detuning si possono utilizzare intensità elevate, senza produrre un apprezzabile riscaldamento. Questo giustifica la scelta di laser a 1064 nm per la trappola ottica, a fronte dei 766.7 nm della transizione D2. Questo garantisce un detuning di 109 THz. Utilizzando la relazione 3.17 e i parametri dei laser forniti nella sezione 2.3, si stima una profondità di trappola totale di 345  $\mu K$ . La variazione della profondità del potenziale e del rate di scattering con in detuning, nel nostro esperimento, è mostrata in figura 3.13.

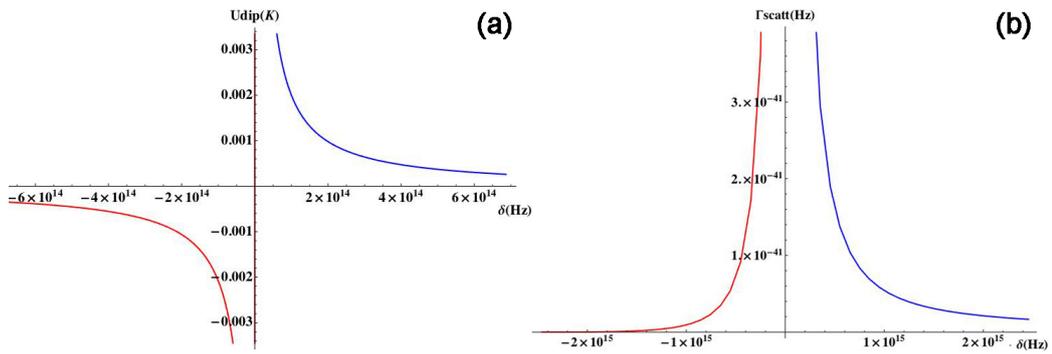


Figura 3.13: *Andamento teorico del potenziale di dipolo (a) e del suo scattering rate (b) al variare del detuning per il  $^{39}K$ . Nella figura (b) si nota come sul rosso della transizione, lo scattering rate va a zero più velocemente rispetto al blu. Questo rappresenta un vantaggio notevole.*

**Doppio fascio nella trappola ibrida.** Il confinamento delle trappole dipolari a singolo fascio è molto maggiore nella direzione radiale del fascio, rispetto alla direzione assiale. La configurazione *crossed* prevede l'intersezione di due fasci ortogonali, aventi polarizzazione ortogonale e waist uguale. Questa configurazione permette di avere un confinamento forte in tutte le dimensioni. I due fasci sono stati orientati come visto nella figura 2.4 è questo rappresenta un ulteriore vantaggio della configurazione *crossed* durante la fase di evaporazione (v. sezione 3.9).

Il potenziale generato da una trappola *crossed* su una nuvola di piccole dimensioni può essere approssimato dalla

$$U_{cross}(x, y, z) \approx -U_0 \left( 1 - \frac{x^2 + y^2 + 2z^2}{\omega_0^2} \right), \quad (3.19)$$

dove  $z$  è l'asse perpendicolare al banco ottico e  $U_0$  è la profondità di trappola nei punti di coordinate ( $r = 0, z = 0$ ). L'ortogonalità delle polarizzazioni dei due fasci, assicurano che non ci siano fenomeni di interferenza nella trappola.

**Campi magnetici nella fase di trappola ibrida.** Il campo magnetico di quadrupolo per la trappola ibrida è prodotto dalle bobine di Gradiente. Queste, come abbiamo visto, si trovano in configurazione anti-Helmoltz e producono un forte gradiente ( $\sim 300$  G/cm) lungo l'asse  $z$ . Tale caratteristica consente di utilizzarle per comprimere ulteriormente la nuvola in modo da aumentare il rate collisionale.

Mentre la trappola dipolare rimane accesa, il campo generato da queste bobine viene acceso ad un valore massimo e viene abbassato gradualmente, fino ad arrivare ad un valore del potenziale di intrappolamento confrontabile con il potenziale gravitazionale. Questa forte diminuzione consente una carica del dipolo ottimale.

### 3.9 Fase IX: Raffreddamento evaporativo

E' stato visto nella sezione 1.2, che il raffreddamento laser ha un limite di temperatura, rappresentato dalla temperatura di rinculo. Questa temperatura non è sufficiente a raggiungere la condensazione di Bose-Einstein, per cui è necessario ricorrere al *raffreddamento evaporativo* o semplicemente *evaporazione*. Questo metodo consiste nell'eliminare gli atomi aventi un'energia maggiore, diminuendo complessivamente la temperatura del sistema, a danno del numero di atomi. Questa tecnica teoricamente non ha un valore minimo di temperatura raggiungibile, tuttavia è limitata da alcuni fattori pratici, primo tra tutti appunto la perdita di atomi dal campione.

Per il  $^{39}K$  la fase di raffreddamento evaporativo è estremamente delicata e rappresenta il vero collo di bottiglia di questo esperimento per i motivi già visti nella sezione 1.4.

**Principio di funzionamento generale del raffreddamento evaporativo.** Il raffreddamento evaporativo genera le condizioni tali affinché gli atomi, aventi energie superiori ad un valore soglia  $E_{cut}$  detto *energia di taglio*, non siano più intrappolati ed abbandonino la nuvola sotto l'effetto della forza di gravità.

Questo taglio genera una situazione di non-equilibrio ed il sistema reagisce riportandosi in una situazione di equilibrio, mediante un processo di ritermalizzazione del gas. Statisticamente questo può essere visto come un taglio superiore alla distribuzione di Maxwell-Boltzmann delle energie. A conseguenza di ciò il sistema si riordina attraverso la ritermalizzazione, in un'altra Maxwell-Boltzmann avente però un'energia media più bassa. Il nuovo stato di equilibrio del gas avrà dunque una temperatura minore. Il processo di ritermalizzazione è garantito dalle collisioni elastiche tra atomi, esso agisce lentamente ripopolando la coda della distribuzione. Bisogna rispettare quindi una sorta di "tempo di attesa" tra due tagli successivi. Questo tempo deve essere ottimizzato tenendo conto anche del fatto che a tempi molto lunghi si introducono fattori di perdita di atomi, dovuti principalmente ai tempi di vita degli atomi. Infatti un raffreddamento evaporativo efficiente si ottiene

quando il tempo di vita del campione è lungo comparato al tempo totale di ritermalizzazione. Un ulteriore parametro che caratterizza l'efficienza dell'evaporazione è il *parametro*  $\eta$ , definito da

$$\eta = \frac{E_{cut}}{k_B T}. \quad (3.20)$$

Per come è stato definito, gli atomi con energia maggiore di  $\eta k_B T$  verranno espulsi dalla nuvola. Un'evaporazione efficiente si ha quando  $4 \leq \eta \leq 10$ , un compromesso sperimentale per evitare di perdere troppi atomi e dunque di diminuire le collisioni a danno della ritermalizzazione.

Nella scelta del tempo di attesa tra due tagli successivi, bisogna tenere conto anche del fatto che non tutte le collisioni sono elastiche, per cui non tutti gli urti contribuiscono alla ritermalizzazione. Gli urti anelastici sono sfavorevoli anche perché riscaldano il campione e quindi inducono perdite di atomi. E' auspicabile avere nell'evaporazione un rapporto tra collisioni elastiche ed anelastiche tale che

$$\frac{N_{el}}{N_{anel}} > 200. \quad (3.21)$$

Quando questa relazione è rispettata si parla di *regime runaway*. In questo modo si innesca una sorta di reazione che fa aumentare il numero di collisioni elastiche con il trascorrere del tempo e proporzionalmente ad esso la velocità di termalizzazione. Questo numero sarà dato da

$$N_{el} = \rho \bar{v} \sigma_{el}, \quad (3.22)$$

dove  $\bar{v}$  è la velocità atomica media,  $\rho$  è la densità e  $\sigma_{el}$  la sezione d'urto per collisioni elastiche. Questo rappresenta un grande ostacolo per il  $^{39}K$ , caratterizzato da sezioni d'urto intraspecie basse.

L'aspetto più importante dell'evaporazione è che gli atomi man mano che vengono raffreddati diminuiscono la loro velocità e, poiché nel regime runaway  $N_{el}$  aumenta, si ha un conseguente aumento della densità spaziale, in base all'equazione 3.22. Ciò genera un forte aumento della densità nello spazio delle fasi.

**Evaporazione in trappola ottica.** I tagli in energia possono essere effettuati diminuendo l'altezza del potenziale di trappola, in maniera che gli atomi più caldi non siano più intrappolati e cadano sotto l'effetto della gravità. Nelle trappole ottiche questo si ottiene diminuendo l'intensità del fascio laser. Questo processo è illustrato nella figura 3.14.

In linea di principio, una tecnica simile può essere utilizzata anche per le trappole magnetiche, diminuendo la corrente che circola nelle bobine. Tuttavia è stato dimostrato che in questo modo si riduce drasticamente la densità del campione. Inoltre sotto un certo valore di profondità di trappola, nessun atomo sarà sorretto contro la forza di gravità.

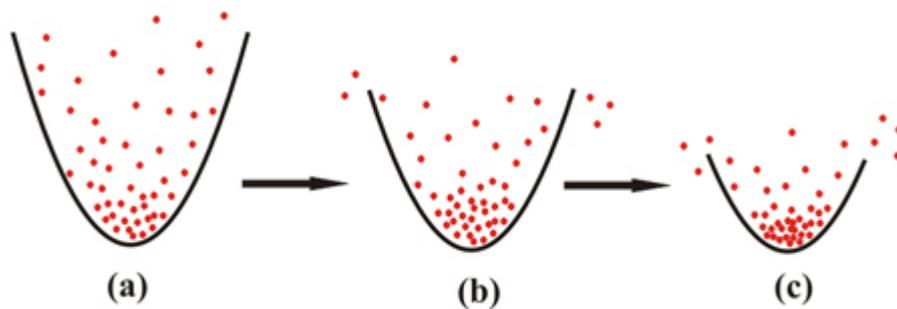


Figura 3.14: *Evaporazione in un potenziale ottico parabolico.* Da (a) a (c) avvengono tagli sequenziali in energia effettuati diminuendo l'altezza del potenziale. Questi fanno uscire gli atomi più caldi al di fuori della trappola. Si noti che con l'evaporazione sempre più atomi si trovano vicini al minimo del potenziale.

**Raffreddamento evaporativo indotto da RF.** Una soluzione ampiamente adottata per far fronte a questo problema, consiste nel controllare questo processo mediante delle radiazioni a radiofrequenza (RF)[45]. Questa tecnica ha il nome di *evaporazione indotta da RF*.

Questo raffreddamento sfrutta il fatto che è possibile creare dei tagli in energia inducendo mediante le RF alcune transizioni di dipolo magnetico, che generano spin-flip sugli atomi più energetici. Così facendo essi diventano degli high-field seekers e vengono espulsi dalla trappola. Si capisce allora che questa tecnica funziona solo nelle trappole magnetiche, poiché le trappole

ottiche sono insensibili al particolare stato magnetico dell'atomo.

A questo punto è lecito chiedersi cosa garantisce la selettività di queste transizioni, cioè cosa garantisce che l'RF induca lo spin-flip solo sugli atomi più energetici. La risposta è racchiusa dalla condizione di risonanza, alla quale avviene l'evaporazione

$$\hbar\omega_{RF} = g_F\mu_B B, \quad (3.23)$$

questa lega la frequenza della radiazione applicata all'effetto Zeeman dovuto al campo magnetico di trappola. Il termine a destra rappresenta il potenziale generato dalla trappola magnetica, per cui utilizzando RF aventi frequenze più elevate si agisce su atomi con potenziali più elevati. Questo vuol dire che si induce spin-flip su atomi più caldi. Le transizioni iperfini vengono indotte quindi selettivamente su una certa classe energetica di atomi, dipendente dalla  $\omega_{RF}$ . Perché siano coinvolte tutte le classi al di sopra di un certo valore di energia si effettuano delle rampe a diminuire sulla frequenza. Queste sono scelte in maniera tale da ottimizzare la densità nello spazio delle fasi finale. La scelta di radiofrequenze per indurre le transizioni iperfini è dovuta al fatto che i campi magnetici di intrappolamento del nostro esperimento sono dell'ordine di  $10^2\text{G}$ , per cui dall'equazione 3.23 si ricava un valore di  $\omega$  che ricade proprio nel dominio delle radiofrequenze.

E'interessante anche studiare cosa accade alle dimensioni della nuvola, a seguito del raffreddamento evaporativo con RF. A tal proposito, utilizzando l'equazione 3.23, è possibile calcolare il raggio  $r$  oltre il quale gli atomi della nuvola vengono spazzati via e quindi le nuove dimensioni della nuvola al seguito dell'evaporazione:

$$g_F\mu_B \frac{dB}{dr} r = \hbar\omega_{RF}. \quad (3.24)$$

In base a questa relazione gli atomi le cui oscillazioni hanno ampiezza superiore a  $r$  verranno rimossi.

**Numero di atomi dopo l'evaporazione con RF nella trappola di quadrupolo.** L'esigenza di avere una stima sulle perdite indotte dal processo di evaporazione nella trappola quadrupolare ci ha spinto ad impostare un calcolo ad hoc. Questo è basato sull'assunzione che in un gas in equilibrio termico, un taglio energetico corrisponda ad un taglio nello spazio delle fasi. Per cui il numero finale degli atomi, pesato con i relativi fattori di Boltzman, sarà

$$N_{fin} = \frac{\rho}{h^3} \int_{\Omega_R} e^{-\frac{V(x)}{k_B T}} d^3r \int_{\Omega_P} e^{-\frac{p^2}{2mk_B T}} d^3p, \quad (3.25)$$

dove i due integrali rappresentano rispettivamente il taglio nello spazio e il taglio nell'impulso. Il fattore  $h^3$  è l'elemento di volume nello spazio delle fasi, che funge da fattore di normalizzazione. Il potenziale  $V(x)$  è quello del quadrupolo dato dalla 3.4, che è lineare per la per la coordinata  $\tilde{R}$ , così definita

$$\tilde{R} = \sqrt{\frac{x^2 + y^2}{4} + z^2}. \quad (3.26)$$

Possiamo allora sfruttare la simmetria rispetto a questa variabile, per cui l'integrazione si riduce ad una sola dimensione

$$N_{fin} = \frac{\rho}{h^3} 16\pi \int_{\Omega_R} \tilde{R}^2 e^{-\frac{V(\tilde{R})}{k_B T}} d\tilde{R} 4\pi \int_{\Omega_P} p^2 e^{-\frac{p^2}{2mk_B T}} dp, \quad (3.27)$$

Riscriviamo il potenziale come  $V = \alpha r$ , dove  $\alpha = \mu_B \gamma / 2$ , e l'impulso in termini dell'energia cinetica  $K$ , in questo modo l'equazione precedente diventa

$$N_{fin} = \frac{\rho m^{3/2}}{h^3 \alpha^3} \frac{128\pi^2}{\sqrt{2}} \int_0^{V_{cut}} V^2 e^{-\frac{V}{k_B T}} dV \int_0^{K_{cut}} \sqrt{K} e^{-\frac{K}{k_B T}} dK. \quad (3.28)$$

Poiché siamo interessati ad un taglio sull'energia totale  $E_{cut}$ , supponiamo che questo sia un taglio nell'energia cinetica, il conseguente taglio sul potenziale sarà  $V_{cut} = E_{cut} - K_{cut}$ , per cui l'equazione 3.28 diventa

$$N_{fin} = \frac{\rho m^{3/2}}{h^3 \alpha^3} \frac{128\pi^2}{\sqrt{2}} \int_0^{E_{cut}-K_{cut}} V^2 e^{-\frac{V}{k_B T}} dV \int_0^{E_{cut}} \sqrt{K} e^{-\frac{K}{k_B T}} dK. \quad (3.29)$$

La risoluzione dell'integrale nel potenziale è stata fatta mediante la sostituzione  $V = x^2$ , che lo riconduce ad un integrale gaussiano, mentre l'integrale sull'energia cinetica è stato svolto via software.

L'equazione 3.29 allora diventa

$$\frac{N_{fin}}{N_0} = \text{Erf}(\sqrt{A_{cut}}) - \frac{2}{105} \frac{\sqrt{A_{cut}}}{\sqrt{\pi}} (105 + 70A_{cut} + 28A_{cut}^2 + 8A_{cut}^3) e^{-A_{cut}}, \quad (3.30)$$

dove con  $N_0$  si è indicato il numero degli atomi prima dell'evaporazione e con  $A_{cut} = k_B T E_{cut}$ .

La validità di questo risultato è stata provata sperimentalmente nella figura 3.15. Qui sono stati misurati il numero di atomi al variare di diverse frequen-

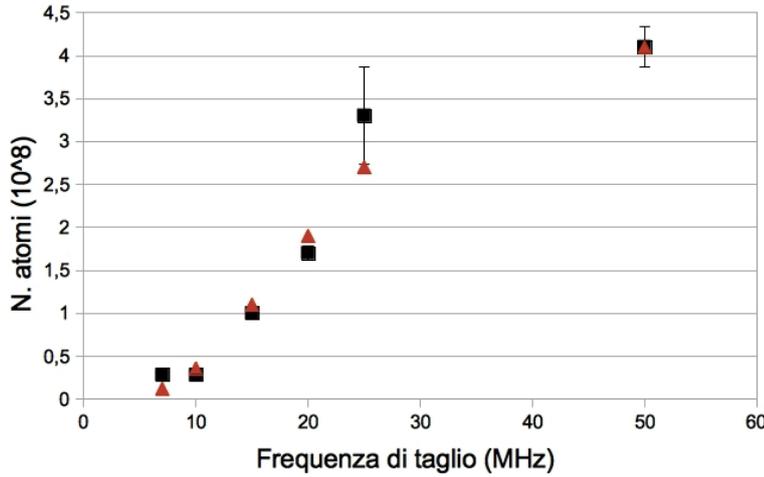


Figura 3.15: *Perdita di atomi a seguito dell'evaporazione in trappola magnetica.* Sono stati confrontati i dati sperimentali (in nero) con quelli teorici (in rosso) ottenuti dalla 3.30. Ogni frequenza di taglio è stata applicata per 4 secondi, per garantire che siano interessati tutti gli atomi a quella data energia. Durante la prova la nuvola aveva una temperatura prima dell'evaporazione di  $\sim 700 \mu\text{K}$ .

ze di taglio  $\omega_{cut} = E_{cut}/\hbar$ . I dati ottenuti sono stati poi confrontati con quelli teorici calcolati con l'equazione 3.30, questo ha mostrato un ottimo accordo come si vede nella figura 3.15.

**Produzione dell'RF.** Per generare le radiofrequenze è stato utilizzato un generatore di forme d'onda Agilent 33250A collegato, mediante un amplificatore da 1W, ad una bobina a tre spire che funge da antenna per la produzione di RF. Il generatore è collegato tramite un'interfaccia GPIB (IEEE-488, 8-bit) al computer che permette di impostare arbitrariamente le rampe di evaporazione a partire da un massimo di 80 MHz.

Prima dell'utilizzo questa antenna è stata testata affinché non si verifichi riflessione in prossimità di essa, o meglio che il circuito sia disegnato in maniera che si verifichi il *matching delle impedenze*, anche detto *Z-matching*. Questa accortezza consente di massimizzare la potenza trasferita sull'antenna e minimizzare le riflessioni di potenza da essa. Questo controllo è reso necessario dal fatto che, essendo le RF correnti alternate, l'impedenza totale del circuito composto dal cavo e dall'antenna, dipende dalla frequenza  $\omega$ . Infatti quest'ultima ha un'impedenza  $i\omega L$ , dove  $L$  è l'induttanza.

Nell'esperimento quest'antenna è stata utilizzata anche in fase di misura come antenna per la misura di RF esterne. E' noto infatti come uno dei principali antagonisti negli esperimenti di fisica atomica sia proprio rappresentato dalla presenza di queste radiazioni in laboratorio. Queste interagiscono con gli atomi dando luogo a transazioni iperfini indesiderate che generano spin-flip, diminuendo i tempi di vita media della specie atomica. Ciò si ripercuote principalmente sull'efficienza del raffreddamento evaporativo. Nello stesso laboratorio sono state riscontrate sorgenti di RF non desiderate quali convertitori DC/DC, il driver della pompa ionica, gli AOM e il traslatore meccanico che abbiamo provveduto ad inibire in maniera che non interferiscano con l'esperimento. Tutti questi monitoraggi sono stati fatti connettendo l'antenna ad un analizzatore di spettro.

**Procedura di evaporazione in trappola ibrida.** Dopo la sequenza vista nella sezione precedente, gli atomi si trovano nella cella finale. Sebbene l'evaporazione sia lo stadio ultimo che permette di ottenere il condensato, questa avviene contestualmente alla fase di trappola ibrida. Si è scelto di eseguire un primo stadio di raffreddamento evaporativo con RF e in seguito un raffreddamento evaporativo classico, agendo solo sulla profondità della

trappola. La procedura che si intende utilizzare è schematizzata nella figura 3.16 e consta di tre sub-fasi:

(a) *Evaporazione nel quadrupolo con RF.* Subito dopo il trasporto, la nuvola si trova nella trappola magnetica quadrupolare prodotta dalla bobina di Gradiente. Si utilizzano delle rampe di radiofrequenze partendo da frequenze alte ( $\sim 40$  MHz), rimuovendo quindi gli atomi più energetici. In questa fase le RF svolgono il ruolo di protagonista, poiché l'intrappolamento è quasi esclusivamente magnetico (evaporazione indotta da RF). Nel frattempo, la trappola dipolare è accesa alla massima potenza ma la nuvola è troppo calda per sentirne l'effetto.

Alcune misure relative a questo punto sono state riportate capoverso successivo.

(b) *Cattura nel dipolo.* A seguito dell'evaporazione, l'abbassamento della temperatura fa occupare agli atomi via via zone a potenziale minore. Quando sono freddi abbastanza, essi finiranno all'interno dell'avvallamento creato dalla trappola dipolare.

(c) *Evaporazione nel dipolo.* A questo punto si spegne il campo magnetico di quadrupolo e successivamente si abbassa gradualmente l'altezza della trappola di dipolo, diminuendo la potenza del laser non linearmente. Questo provoca la perdita progressiva degli atomi più energetici, che non sono più intrappolati a causa della diminuzione dell'altezza di trappola. In questo frangente emerge un vantaggio importante della presenza del doppio fascio nella trappola ibrida. In questo modo infatti si può abbassare la potenza della trappola di dipolo agendo solo sul fascio orizzontale al banco ottico che contribuisce in massima parte al confinamento verticale. Abbassando la sua potenza infatti gli atomi più caldi sono poco intrappolati nella direzione della gravità e verranno persi. D'altro canto il laser verticale assicura un confinamento nelle due direzioni orizzontali  $x$  e  $y$ , garantendo una riduzione minima della densità del campione e quindi del rate collisionale.

In questa sub-fase viene utilizzato per la prima volta il controllo dell'interazione mediante le risonanze di Fano-Feshbach, descritto nella sezione

1.5. Qui la lunghezza di scattering viene aumentata per favorire le collisioni e quindi accelerare il processo di ritermalizzazione. In genere valori di lunghezza di scattering desiderati sono  $(100 \div 200)a_0$ , stando attenti a non eccedere per non innescare grosse perdite dovute al formarsi di stati aggregati, a causa delle collisioni a tre corpi.

Il controllo della lunghezza di scattering viene fatto sperimentalmente agendo sulle bobine di Feshbach. Grazie al sistema di relays, visto nella sezione 2.5, esse vengono portate in configurazione Helmholtz e questo genera un campo uniforme assialmente e radialmente. Controllando opportunamente la sua intensità, dopo un'attenta taratura, è possibile scegliere la lunghezza di scattering desiderata.

Questa tecnica permette anche di rimediare al problema della soppressione del rate di scattering dovuto all'effetto Ramsauer-Townsend illustrato nella sezione 1.4.

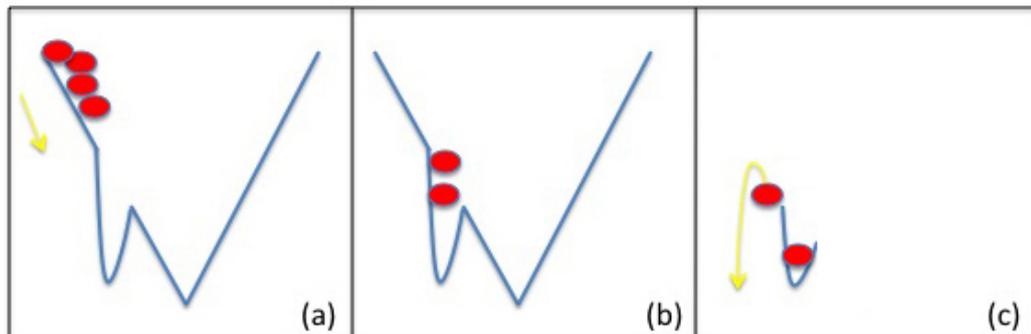


Figura 3.16: *Procedura di evaporazione in trappola ibrida.* Gli atomi scendono lungo il potenziale ibrido, a seguito del raffreddamento. Come si vede, la trappola gioca un ruolo dinamico durante la fase di evaporazione, in modo da garantire temperature più basse.

Quest'ultimo punto dovrebbe consentire di raggiungere il regime di degenerazione quantistico e dar luogo alla condensazione di Bose-Einstein.

Come abbiamo visto, non si può evaporare interamente nella trappola dipolare poiché questo tipo di trappole ha profondità raggiungibili minori rispetto alle trappole di quadrupolo. Inoltre l'efficienza di raffreddamento nella trappola puramente dipolare è più bassa di quella nella trappola puramente

quadrupolare. Questo perché le transizioni RF agiscono tagliando in energia in tutte e tre le dimensioni spaziali. Al contrario la diminuzione di potenza nella trappola dipolare elimina solo gli atomi più energetici che si trovano lungo una dimensione, determinata da quale fascio della crossed-beam trap si sceglie di diminuire.

**Ottimizzazione dell'evaporazione con RF in trappola quadrupolare.** Qui riportiamo alcune misure preliminari di ottimizzazione effettuate in riferimento al punto (a) del capoverso precedente, ossia la sub-fase di evaporazione nel quadrupolo con RF.

Ci proponiamo di studiare la velocità massima con la quale possiamo effettuare le rampe sulla frequenza delle RF, in modo da mantenere basse le perdite dovute alla vita media degli atomi, garantendo comunque un tempo di ritermalizzazione adeguato tra due tagli successivi. L'analisi è svolta utilizzando il fatto che l'equazione 3.30 è stata ottenuta assumendo un gas in equilibrio termico, per cui eventuali divergenze da questo andamento teorico, indicano la scelta di un basso tempo di ritermalizzazione.

Dopo aver applicato la rampa per l'evaporazione, la misura si effettua irradiando il campione per 4 secondi con una singola frequenza di taglio per volta. Questa misura viene quindi effettuata per diverse frequenze di taglio e registrato di volta in volta il numero di atomi. Questa frequenza è una sorta di *RF di interrogazione* ed ha lo stesso ruolo di  $E_{cut}/h$  visto nell'equazione 3.30.

La figura 3.17(a) e la figura 3.17(b) mostrano rispettivamente una rampa eseguita con un adeguato tempo di ritermalizzazione ed una in cui questo tempo non è sufficiente. In quest'ultimo caso, ad un certo punto della rampa gli atomi non riescono più a ritermalizzare sufficientemente. Questo non consente di popolare le code della distribuzione delle energie e quindi verranno tagliati atomi in una zona centrale della distribuzione che contiene più atomi. Così si inducono delle perdite, infatti nella figura 3.17(b) si vede in questi punti un numero di atomi più basso rispetto a quello atteso teoricamente.

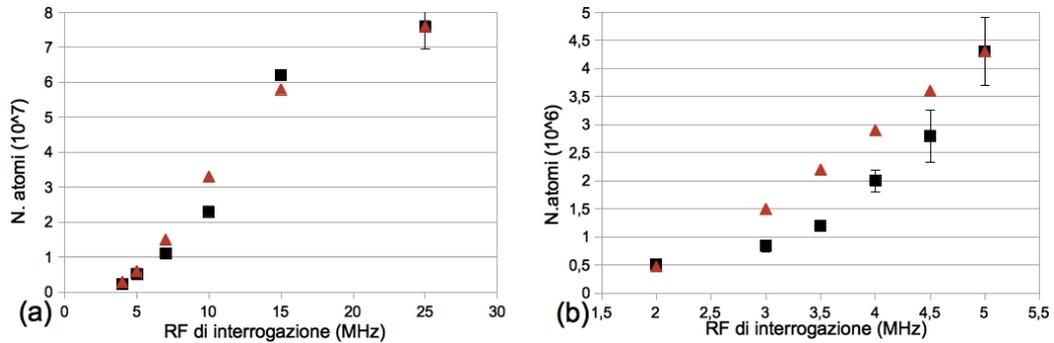


Figura 3.17: *Ottimizzazione del tempo di ritermalizzazione.* I triangoli rossi si riferiscono ai valori calcolati con la 3.30 mentre i rettangoli neri sono i valori misurati. Nella (a) è stata effettuata con una rampa da 35 MHz a 15 MHz per 30 s, che assicura una buona ritermalizzazione e consente di raggiungere una temperatura di  $265 \mu\text{K}$ . La (b) si riferisce ad una rampa da 35 MHz a 5 MHz per 30 s, essa a permesso di raggiungere una temperatura di  $115 \mu\text{K}$ , però è risultata troppo rapida inducendo ulteriori perdite.

**Stato dell'arte.** Le prove di evaporazione qui riportate hanno prodotto un buon incremento della densità nello spazio delle fasi. Tuttavia, per migliorare questo valore, ci sono alcuni problemi che ancora devono essere risolti. Ad esempio durante passaggio dalla bobina di Trasporto a quella di Feshbach e successivamente a quella di Gradiente, avviene un aumento della temperatura di  $\sim 500 \mu\text{K}$ . In quest'ultimo mese si sta cercando di capire la natura di questo riscaldamento, ottimizzando soprattutto le rampe di passaggio tra le varie bobine. Inoltre è in corso la sostituzione del montaggio di metallo che ospita queste bobine con uno in plastica, che dovrebbe inibire la formazione di correnti parassita. Si sta anche terminando la messa a punto di un sistema laser da 100 W a 1064 nm, in maniera da poter intrappolare otticamente la nuvola con maggiore efficienza. Infatti in questo modo sarà possibile aumentare il rate collisionale e quindi migliorare l'evaporazione. La figura 3.18 mostra le più recenti prove di evaporazione per diversi valori della frequenza finale della rampa.

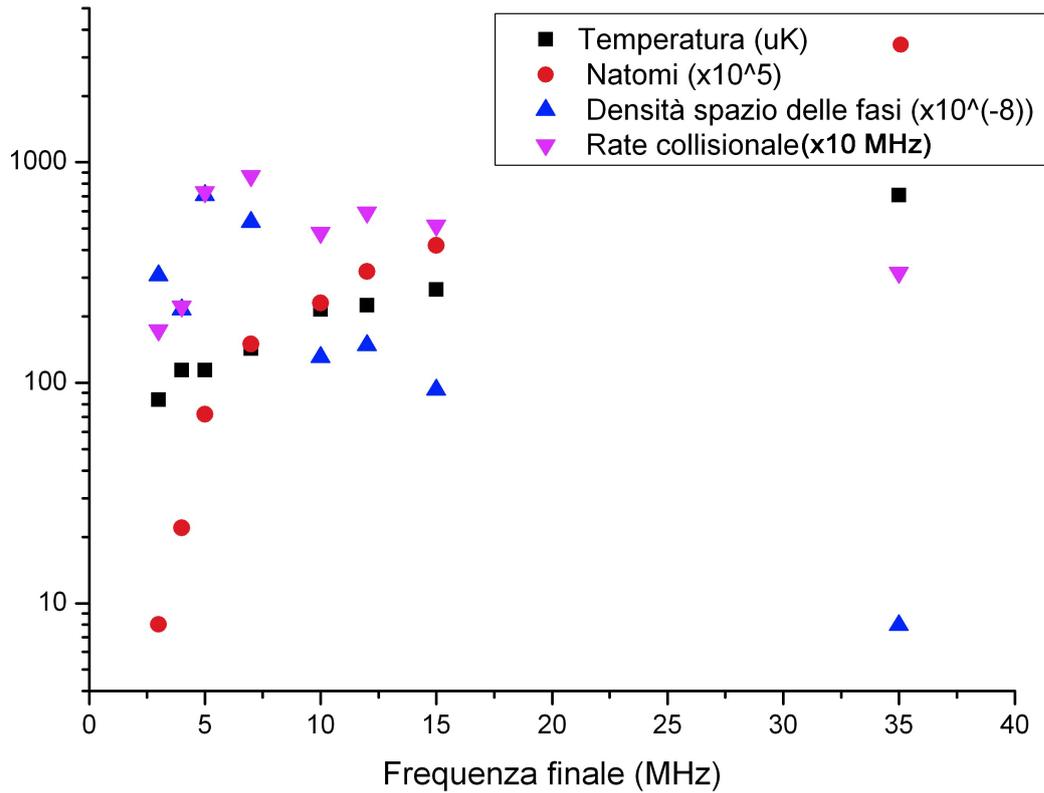


Figura 3.18: *Ottimizzazione della fase di evaporazione termica nella trappola di quadrupolo.* I dati sono stati ottenuti con una rampa che parte da 35 MHz e termina al valore indicato sull'asse delle ascisse. La durata del processo è di 30 secondi. I valori riportati in corrispondenza della frequenza finale a 35 MHz, sono le condizioni iniziali della nuvola prima dell'evaporazione. Le barre d'errore sono state omesse per chiarezza visiva.



# Conclusioni

Questo lavoro di tesi è stato svolto nell'ambito di un progetto che ha come scopo la costruzione di un apparato sperimentale in grado di produrre un condensato di Bose-Einstein di  $^{39}\text{K}$ .

Durante tale attività, la crescente conoscenza delle proprietà di questa specie atomica ci ha permesso di ottimizzare costantemente le procedure sperimentali atte al raffreddamento e alla manipolazione del gas. Tra i vari risultati originali ottenuti in questa tesi, di particolare evidenza è senza dubbio la dimostrazione del raffreddamento sub-Doppler della specie, che ha consentito il raggiungimento di una temperatura di  $\sim 30 \mu\text{K}$  utilizzando solo tecniche di raffreddamento laser. Si noti che fino ad oggi le temperature minime raggiunte si attestavano tutte sui  $\sim 150 \mu\text{K}$ . Degna di nota è inoltre l'innovativa tecnica di pompaggio ottico da noi utilizzata per limitare il riscaldamento della nuvola durante la fase di preparazione del gas in uno stato iperfine intrappolabile magneticamente. La scarsa efficienza del raffreddamento evaporativo nella trappola magnetica ci ha dunque portato ad implementare una sorgente laser ad alta potenza (100 Watt) per l'intrappolamento ottico del gas. Nei prossimi mesi sarà quindi possibile, applicando un campo magnetico omogeneo di valore opportuno, aumentare il rate collisionale tra gli atomi. In questo modo ci aspettiamo di poter dimostrare il raggiungimento della condensazione di  $^{39}\text{K}$  seguendo una procedura innovativa, efficiente e veloce che non richieda l'utilizzo di altre specie refrigeranti.



# Appendice A

## Reticoli ottici

Come è stato visto nella sezione 1.6, in questo esperimento è richiesta la produzione di un potenziale ottico, che possa dividere il condensato di Bose-Einstein. Questo verrà fatto in futuro utilizzando un reticolo ottico, il cui principio di funzionamento verrà brevemente descritto in quest'appendice.

Nella sezione 3.8, i potenziali ottici sono stati utilizzati per l'intrappolamento degli atomi, atto a favorirne un particolare processo di raffreddamento. Un altro utilizzo di questi potenziali è la simulazione di un certo potenziale fisico reale. In questo senso, la creazione di un potenziale periodico, cioè di un reticolo ottico, può essere realizzata mediante l'interferenza di fasci laser contropropaganti. Questi sistemi possono essere paragonati a dei cristalli ideali di luce, ed in analogia ad essi, sostengono autostati estesi in ottemperanza al *teorema di Bloch*. Al contrario, i potenziali casuali detti *potenziali disordinati*, tendono a favorire la localizzazione degli autostati. Supponiamo che un campo di radiazione classica  $\vec{E}$ , avente frequenza  $\omega_L$ , di equazione

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = E(\vec{r}) e^{-i\omega_L t} \vec{e} \quad (\text{A.1})$$

irradi un sistema atomico a due livelli. Tralasciamo le costanti, si avrà allora un momento di dipolo elettrico  $\vec{p}$

$$\vec{p}(\vec{r}, t) = p(\vec{r}) e^{-i\omega_L t} \vec{e}. \quad (\text{A.2})$$

Queste due equazioni sono legate dalla relazione  $\vec{p} = \alpha \vec{E}$ ;  $\alpha$  è composta da una parte reale che descrive le proprietà del potenziale conservativo ed una complessa che descrive le proprietà di assorbimento. Si dimostra che il potenziale ottico di dipolo generato dal singolo fascio è dato da

$$U_{dip} = \frac{1}{2} \langle \vec{p} \cdot \vec{E} \rangle = \frac{3\pi c^2 \Gamma}{2\omega_0^3 (\omega_L - \omega_0)} I(\vec{r}), \quad (\text{A.3})$$

con  $\omega_0$  frequenza della transizione atomica e  $\Gamma$  larghezza naturale di riga. Da qui si vede che il segno del potenziale dipenderà dal segno del detuning  $\delta = \omega_L - \omega_0$ , il che consente di avere un potenziale attrattivo o repulsivo spostandoci rispettivamente verso il rosso o verso il blu della transizione. Per cui chiameremo un potenziale repulsivo *blu* ed uno attrattivo *rosso*. Questo consente di controllare le forze che si esercitano nel sistema agendo sul valore della frequenza.

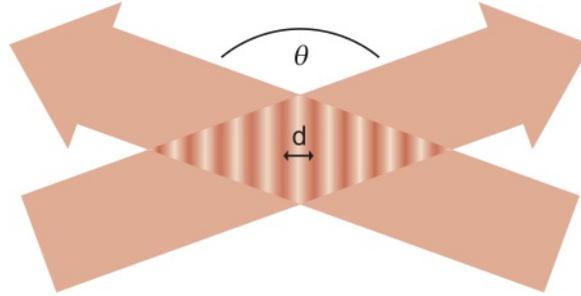


Figura A.1: *Creazione di un potenziale periodico.* Il potenziale presenta una modulazione d'intensità periodica ed è stato creato mediante l'intersezione di due fasci laser coerenti propaganti ad un angolo  $\theta$ .

Per produrre un potenziale periodico per atomi freddi neutri è necessaria una modulazione periodica dell'intensità della luce, che viene prodotta ogniqualvolta due fasci laser agganciati in fase, con la stessa frequenza ottica si incrociano e generano interferenza. Se i due fasci si intersecano con un angolo  $\theta$ , come si vede in figura A.1, la distanza tra due massimi (o minimi)

adiacenti risultanti dalla figura di interferenza sarà data da

$$d = \frac{\lambda_L}{2 \sin(\theta/2)}. \quad (\text{A.4})$$

Il modo più comune e più semplice per fare ciò consta di due fasci laser contropropaganti, che formano un'onda stazionaria con una modulazione dell'intensità di periodo  $d = \lambda_L/2$ . In questa configurazione si produce un reticolo ottico dato da

$$V(x) = V_0 \cos^2(k_L x) \quad \text{con} \quad V_0 = \frac{6\pi c^2 \Gamma I_0}{\omega_L^3 \delta} \quad (\text{A.5})$$

dove  $V_0$  è la profondità del potenziale periodico,  $I_0$  è l'intensità di ogni fascio laser e  $\Gamma$  è la larghezza di riga della transizione atomica. Questo mostra chiaramente la possibilità di cambiare i parametri di questo potenziale a nostro piacimento: l'altezza della barriera del potenziale  $V_0$  può essere modulata cambiando la frequenza del laser, il periodo  $d$  del potenziale può essere manipolato cambiando la lunghezza d'onda del laser o l'angolo formato  $\theta$  dai due raggi. Una caratteristica unica di questi reticoli ottici è data proprio dalla possibilità di cambiare questi parametri in tempo reale, semplicemente modulando ampiezza e frequenza di un laser.

I reticoli ottici sono caratterizzati dall'*assenza di fononi*. Nei cristalli reali gli atomi oscillano attorno ad una posizione media compatibile con la struttura cristallina. Tali oscillazioni sono accoppiate tra loro, per cui generano un'oscillazione dell'intero cristallo, che viene descritta quantisticamente dai fononi. Questo produce a sua volta una vibrazione del potenziale reticolare, che può essere modellizzata mediante un'interazione elettrone-fonone. Nei reticoli ottici, sopprimendo opportunamente le sorgenti di rumore come il rumore sulla fase del laser e le vibrazioni delle ottiche, le vibrazioni possono essere trascurate e gli atomi freddi possono essere usati per studiare la fisica dei gas di particelle in un cristallo in buona approssimazione ideale.



# Bibliografia

- [1] M.H. Anderson, J.R. Ensher, M.R. Matthews, C.E. Wieman, and E.A. Cornell . “Observation of Bose–Einstein Condensation in a Dilute Atomic Vapor Science” 269-5221(1995);
- [2] J.Billy et al., “Direct observation of Anderson localization of matter waves in a controlled disorder”. Nature 453 (7197): 891–894 (2008);
- [3] G.Roati et al., “Anderson localization of a non-interacting Bose-Einstein condensate” Nature 453 (7197): 895–898 (2008);
- [4] P.W. Anderson, “Absence of Diffusion in Certain Random Lattices. Phys. Rev. 109 (5): 1492–1505 (1958);
- [5] C. Fort, F. S. Cataliotti, J. Catani, L. De Sarlo, L. Fallani, J. E. Lye, M. Modugno, R. Saers, M. Inguscio, “Dynamics of Bloch matter waves and its breakdown: a Bose-Einstein condensate in a moving 1D optical lattice”, Laser Physics 15, 447 (2005).
- [6] F. S. Cataliotti, S. Burger, C. Fort, P. Maddaloni, F. Minardi, A. Trombettoni, A. Smerzi, M. Inguscio, “Josephson Junction Arrays with Bose-Einstein Condensates” , Science 293 (5531): 843-846;
- [7] T.Nikuni, M.Oshikawa, A.Oosawa, H.Tanaka, (1999). “Bose–Einstein Condensation of Dilute Magnons in TICuCl3. Physical Review Letters 84: 5868. doi:10.1103/PhysRevLett.84.5868. PMID 10991075
- [8] Andrews et al., “Observation of Interference Between Two Bose Condensates” Science 275 (5300): 637-641;

- [9] G.Modugno, G.Ferrari, G.Roati, R.J.Brecha, A.Simoni, M.Inguscio “Bose-Einstein Condensation of Potassium Atoms by Sympathetic Cooling” -Science, Volume 294, Issue 5545, pp. 1320-1322 (2001);
- [10] P. Ehrenfest and J.R. Oppenheimer, Phys. Rev., 37 (1931) 333;
- [11] S. N.Bose, “Plancks Gesetz und Lichtquantenhypothese. Zeitschrift für Physik 26: 178. doi:10.1007/BF01327326 (1924);
- [12] A.Einstein, “Quantentheorie des einatomigen idealen Gases Sitzungsberichte der Preussischen Akademie der Wissenschaften 1: 3 (1925);
- [13] W.D. Phillips and H.J. Metcalf, “Cooling and Trapping Atoms”, Scientific American, March 1987;
- [14] J. Dalibard and C. Cohen-Tannoudji, “Laser cooling below the Doppler limit by polarization gradients: simple theoretical models, J. Opt. Soc. Am. B 6, 2023-2045 (1989);
- [15] L. P. Pitaevskii, Zh. Eksp. Teor. Fiz. 40, 646 (1961) [Sov. Phys.–JETP 13, 451 (1961)];
- [16] E. P. Gross, Nuovo Cimento 20, 454 (1961); J. Math. Phys. 4, 195 (1963);
- [17] N. N. Bogoliubov, J. Phys. (Moscow) 11, 23 (1947);
- [18] S.Chu, L.Hollberg, J.E.Bjorkholm, A.Cable, and A. Ashkin, “Three-dimensional viscous confinement and cooling of atoms by resonance radiation pressure”, Phys. Rev. Lett. 55, 48–51 (1985);
- [19] J. Catani, P. Maioli, L. De Sarlo, F. Minardi, M. Inguscio, “Intense slow beams of bosonic potassium isotopes”, Phys. Rev. A 73, 033415 (2006).
- [20] Myatt, C. J.; Burt, E. A.; Ghrist, R. W.; Cornell, E. A.; Wieman, C. E. (1997). Production of Two Overlapping Bose-Einstein Condensates by Sympathetic Cooling. Phys. Rev. Lett. 78 (4): 586–9;

- [21] A. Derevianko, J. F. Babb, and A. Dalgarno, *Phys. Rev. A* 63, 052704 (2001)
- [22] U. Fano (1935) *Nuovo Cimento* 12 156;
- [23] U. Fano (1961) *Phys. Rev.* 124 1866;
- [24] H. Feshbach H. (1962) *Ann. Phys. (N.Y.)* 19 287
- [25] M.Fattori, “Esperimenti di interferometria spaziale e temporale con condensati atomici di Bose-Einstein” (2001);
- [26] C.J. Pethick, H.Smith, “Bose-Einstein condensation in diluite gases”, Cambridge University Press (2008);
- [27] M.Inguscio, S.Stringari,C.E. Wiemann “Bose-Einstein condensation in atomic gases”, *Società Italiana di Fisica* (1999);
- [28] M.H. Anderson, W. Petrich, J.R. Ensher, and E.A. Cornell, *Phys. Rev. A*, 50 (1994) R3597;
- [29] E. Riis, D. S. Weiss, K. A. Moler, and S. Chu, *Phys. Rev. Lett.* 64, 1658 (1990)
- [30] L. Pezzè et al., “Sub-shot-noise phase sensitivity with a Bose-Einstein condensate Mach- Zehnder interferometer”, *Phys. Rev. A* 72, 043612 (2005);
- [31] C.J. Foot, “Atomic Physics” Oxford Univ. Press (2005);
- [32] T.G. Tiecke. “Feshbach resonances in ultracold mixtures of the fermionic quantum gases 6Li and 40K” PhD thesis, University of Amsterdam, 2009;
- [33] J.P. Burke et al., “Prospects for Mixed-Isotope Bose-Einstein Condensates in Rubidium”, *Phys. Rev. Lett.* 80, 2097–2100 (1998);
- [34] G. Lamporesi, “Realizzazione di una fontana di atomi di rubidio per un interferometro atomico” (2003) - <http://www.fi.infn.it/sezione/esperimenti/MAGIA/TesiGiacomo.pdf>;

- [35] J. Dalibard and C. Cohen-Tannoudji, “Laser cooling below the Doppler limit by polarization gradients: simple theoretical models, *J. Opt. Soc. Am. B* 6, 2023-2045 (1989);
- [36] C.Salomon et al., “Laser Cooling of Cesium Atoms below 3 uK, *Europhys. Lett.*, 12 (8)”, pp. 683-688 (1990);
- [37] P.D. Lett et al, “Observation of Atoms Laser Cooled below the Doppler Limit” - *Phys. Rev. Lett.* 61, 169–172 (1988);
- [38] S.Ferrari, “A new apparatus for experiment with Bose-Einstein condensates with tunable interactions” Tesi di laurea specialistica, Università degli Studi di Milano (2010);
- [39] E.L.Raab et al. “Trapping of neutral sodium atoms with radiation pressure. *Physical Review Letters* 59 (23): 2631–2634(1987);
- [40] P.J. Martin, B.G. Oldaker, A.H.Miklich, D.E. Pritchard, Bragg scattering of atoms from a standing light wave, *Phys. Rev. Lett.* 60, 515–518 (1988);
- [41] J.V. Porto et al., “Rapid production of  $^{87}\text{Rb}$  Bose-Einstein condensates in a combined magnetic and optical potential”, *Physical Review A* 79, 063631 (2009)
- [42] E.Majorana, *NuovoCimento* - 9 - 43 (1932);
- [43] W.H. Wing, *Prog. Quant. Electr.*, 8 (1984) 18;
- [44] GrimmR. et al, “Optical dipole traps for neutral atoms”, arXiv:physics/9902072;
- [45] D.E. Pritchard, K. Helmerson, A.G. Martin, in *Atomic Physics 11*, edited by S. Haroche, J.C.Gay, G. Grynberg - World Scientific, Singapore (1989)

# Ringraziamenti - I

Il mio primo ringraziamento va al prof. Massimo Inguscio, persona di rara virtù e competenza, che mi ha trasmesso il suo vivo entusiasmo per il fantastico mondo degli atomi ultra-freddi. Lo ringrazio tantissimo anche per avermi introdotto nella bellissima comunità del LENS, dove ho conosciuto gli altri due mentori che mi hanno accompagnato passo dopo passo durante tutto il lavoro di tesi: Marco Fattori e Manuele Landini. Senza la loro infinita pazienza e i loro insegnamenti, questa tesi non sarebbe esistita.

Tra le fantastiche persone del LENS, un ringraziamento particolare lo merita il prof. Giovanni Modugno, le cui intuizioni sono state più volte fonte di illuminazione, durante il lavoro di tesi.

Un grazie va anche ai compagni di laboratorio, per aver risposto alle mie continue domande, primo tra tutti Dimitris Trypogeorgos, Sanjukta Roy, Saptrishi Chaudhuri e Avinash Kumar. Inoltre vorrei ringraziare Giacomo Lamporesi, per essersi occupato della mia formazione al mio arrivo al LENS. Infine un pensiero particolare lo merita il prof. Claudio Corianò che mi ha consigliato questa strada, con la passione e la dedizione al lavoro che lo caratterizza.

Grazie inoltre all'INO-CNR (sez. di Firenze) per aver supportato finanziariamente il mio soggiorno fiorentino.



## Ringraziamenti - II

Un ringraziamento speciale va ai miei genitori e a mio fratello, che mi hanno sempre sostenuto con affetto ed aiutato in questa impresa, nonostante il mio umore variabile. . . è a loro che dedico questa tesi.

Grazie ai miei amici di sempre e per sempre, loro più di tutti mi hanno tenuto nei loro pensieri nonostante la distanza.

Grazie al nonno e alle nonne che mi hanno dimostrato sempre un grandissimo affetto.

Grazie a zii, zie e cugini in particolare la componente fiorentina della famiglia, che mi ha aiutato amorevolmente durante questa permanenza.

Grazie ai nuovi amici conosciuti a Firenze, che hanno allietato ulteriormente questi mesi.

Ana merita un grandissimo ringraziamento. La sua pazienza nel sopportare i miei cambiamenti d'umore e i miei continui impegni lavorativi, pur continuando a dimostrarmi un continuo affetto, non ha avuto limiti.