

UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI CATANIA
FACOLTÀ DI SCIENZE MATEMATICHE, FISICHE E NATURALI
CORSO DI LAUREA SPECIALISTICA IN FISICA

ANTONIO MASSIMILIANO MIO

MODULAZIONE DIRETTA DI UN DIODO LASER
A 6.6 GHz PER RAFFREDDAMENTO ATOMICO

TESI DI LAUREA SPECIALISTICA

RELATORI:

CHIAR.MO PROF. EMANUELE RIMINI

CHIAR.MO PROF. FRANCESCO SAVERIO CATALIOTTI

ANNO ACCADEMICO 2007/2008

Introduzione		1
1 Raffreddamento di atomi di ^{87}Rb		6
1.1 Laser Cooling		8
1.1.1 Melassa classica		10
1.2 La trappola Magneto-Ottica (MOT)		13
1.2.1 La Mirror MOT		19
1.2.2 Sistema ottico <i>classico</i> per la realizzazione di una Mirror MOT di ^{87}Rb		21
1.3 Atom Chip		27
1.3.1 Intrappolamento magnetico		28
1.3.2 Microtrappole magnetiche		30
1.3.3 Raffreddamento Evaporativo		38
2 Sorgente Laser		40
2.1 Laser a diodo		41
2.1.1 Principi di funzionamento		42
2.2 Laser a diodo in configurazione estesa (ECDL)		54

2.2.1	Aggancio di un laser a diodo sul segnale di assorbimento di una transizione atomica	59
2.3	Laser DFB	67
3	Modulazione ad alta frequenza di un laser a diodo	72
3.1	Sistema semplificato di Mirror MOT	74
3.2	Modulazione ad alta frequenza di un laser a diodo	77
3.2.1	Accoppiamento di un segnale RF ad un circuito di carico	79
3.2.2	Modulazione di un laser DFB con una sorgente di microonda	84
3.3	Costruzione della sorgente di microonda	86
3.3.1	Caratterizzazione in frequenza ed ampiezza della sorgente di microonda	90
3.4	Applicazione della sorgente di microonda	96
3.4.1	Utilizzo della sorgente di microonda come driver di un EOM	96
3.4.2	Modulazione di un diodo laser con la sorgente di microonda	100
	Conclusioni	111
	Ringraziamenti	116
	Riferimenti bibliografici	121

INTRODUZIONE

La possibilità di creare e controllare sovrapposizioni macroscopiche di stati quantici ha aperto, negli ultimi dieci anni, nuove ed interessanti prospettive [1].

Uno degli aspetti più affascinanti è, ad esempio, lo studio e la comprensione dell'emergere della fisica classica a partire da sistemi macroscopici quantistici, problema aperto fin dagli anni '30, quando venne introdotto il paradosso del *gatto di Schrödinger*[2].

La capacità di manipolare gas di atomi con comportamento quantistico permette notevoli applicazioni nella costruzione di orologi atomici ad altissima precisione e di sensori ad elevata sensibilità.

Non di meno tale capacità, congiunta alla conoscenza accurata dei modelli hamiltoniani che regolano questi sistemi, consente, a partire da principi basilari della fisica, di costruire sistemi complicati e di seguirne e studiarne l'evoluzione, senza la necessità di approssimazioni e semplificazioni che sarebbero altrimenti necessarie ricorrendo ad un calcolatore. Complessi sistemi molecolari biologici, modelli fondamentali di fisica delle particelle o di superconduttori ad alta temperatura possono tutti essere modellizzati in sistemi di atomi freddi realizzando così il simulatore quantistico proposto da Feynman [3].

La possibilità di realizzare sistemi macroscopici quantistici coerenti, a partire da una nube atomica, si è sviluppata negli ultimi decenni, con l'avvento delle tecniche di spettroscopia subDoppler e i seguenti (e sostanzialmente consequenziali) metodi di raffreddamento atomico. Il risultato più emblematico in tal senso è senza dubbio quello raggiunto nel 1995 da E. A. Cornell, C. E. Wieman e W. Ketterle, riguardante il raggiungimento di temperature pari a qualche decina di nK , tali da consentire la condensazione quantistica di atomi, detta di Bose-Einstein (BEC)[4][5] per la quale i tre scienziati vinsero il premio Nobel nel 2001.

Il condensato di Bose-Einstein è uno stato della materia legato all'indistinguibilità di un gas di bosoni e alla loro natura ondulatoria.

Possiamo associare ad un atomo un pacchetto d'onda di estensione dell'ordine della lunghezza d'onda di De Broglie $\lambda_{dB} = \sqrt{2\pi^2/Mk_B T}$, essendo M la massa dell'atomo, e T la sua temperatura. Quando T diminuisce λ_{dB} aumenta facendo aumentare di conseguenza la densità atomica nello spazio delle fasi. Quando λ_{dB} è circa uguale alla distanza interatomica un sistema di atomi bosonici degenera in quello che viene chiamato condensato di Bose-Einstein. Quando il sistema raggiunge tale fase gli atomi all'interno del condensato sono indistinguibili e si comportano come un sistema quantistico macroscopico.

Dall'importanza che tali sistemi rappresentano per la fisica, come discusso all'inizio, si può comprendere lo sforzo che negli ultimi anni è stato condotto nel costruire sistemi di raffreddamento di gas atomici che possano al contempo confinare il più grande numero di atomi possibile.

Più recentemente (2001) è emersa una importante novità nel campo della BEC; i cosiddetti *atom chip*. Grazie alla miniaturizzazione dei componenti è possibile ottenere gradienti di campo magnetico elevatissimi (ordine dei 100 T/m) con correnti di pochi Ampere in strutture tipiche della microelettronica. Gli atom chip hanno già rivoluzionato il campo della BEC permettendo una notevole semplificazione sperimentale. Sono

già stati realizzati sistemi compatti in grado di essere lanciati in torri a microgravità.

Per raggiungere una BEC di atomi di ^{87}Rb bisogna raffreddare e confinare una nuvola atomica inizialmente a temperatura ambiente fino a temperature di circa 100 nK . Per ottenere questo risultato le tecniche utilizzate sono principalmente due: preraffreddamento laser in una Trappola Magneto-Ottica (MOT) e raffreddamento evaporativo in una trappola magnetica [6][5].

Il pre-raffreddamento MOT consta sostanzialmente di due parti: una ottica relativa ai fasci di luce laser, ed una magnetica per la manipolazione degli atomi. In maniera euristica, ma non rigorosamente esatta, possiamo pensare che il sistema ottico contribuisca in massima parte al raffreddamento atomico, mentre quello magnetico al confinamento della nube.

Un sistema classico di MOT (quello usato in larga parte negli esperimenti di raffreddamento atomico) è costituito da tre coppie di fasci laser contropropaganti agenti ciascuno su una direzione spaziale e da una coppia di bobine in posizione anti-Helmholtz che generano un campo di quadrupolo.

Un'importante innovazione rispetto a questo sistema è stata la progettazione e la realizzazione della così detta *mirror MOT* che permette di caricare direttamente gli atomi su di un *microchip* stabilendo un contatto tra il mondo degli atomi degeneri e le tecniche di microlavorazione e delle tecnologie dei semiconduttori.

Come spiegheremo più avanti all'interno di questa tesi, attraverso l'utilizzo di uno specchio montato su di un microchip è possibile ridurre i fasci di MOT da 3 coppie a 2 coppie; inoltre tale architettura permette di portare la nube di atomi freddi in prossimità di una superficie contenente *microtrappole magnetiche* che consentono gli step di raffreddamento successivi.

Per quanto riguarda il raffreddamento di atomi alcalini il sistema ottico universalmente utilizzato per il raggiungimento della MOT è formato da due laser, uno proprio di raffreddamento detto di *cooling* e l'altro di rimpompaggio (*repumper*) utilizzato per rendere le transizioni dell'alcalino chiuse. L'atomo utilizzato nei nostri esperimento è il ^{87}Rb , atomo alcalino con caratteristiche bosoniche.

Nei sistemi ottici di MOT classici vengono utilizzati due laser distinti per realizzare le due righe atomiche. Solitamente vengono impiegati per tal fine laser a diodo.

La scelta verso questo tipo di laser è guidata dalla compattezza, semplicità di funzionamento e, non ultimo, dal basso costo che li caratterizza.

Indipendentemente dalle sorgenti laser scelte le righe di cooling e repumper dovranno essere stabilizzate temporalmente all'interno della larghezza Doppler di queste transizioni (6.07 MHz). La necessità di avere due laser, con la conseguente ottica ed elettronica di stabilizzazione, contribuisce alla complessità e al costo del sistema di MOT.

Comunque, essendo l'intensità del laser di repumper tipicamente una piccola percentuale del laser di cooling ($2 - 3\%$), come alternativa ad una sorgente laser adibita a questa riga, si può utilizzare una banda laterale sul laser di cooling prodotta da una modulazione RF a frequenza pari alla differenza fra le due righe (6.6 GHz).

Tale banda laterale può essere realizzata per mezzo di un modulatore elettro-ottico (EOM), ma tale scelta risulta più costosa che utilizzare due sorgenti laser indipendenti. Si è dunque pensato di modulare direttamente la corrente di un laser a diodo mediante una sorgente di microonda tunabile a 6.6 GHz .

Poiché le sorgenti di questo tipo presenti sul mercato sono molto costose (fino a 40000 euro) a causa della loro estesa tunabilità (da 0 a 25 GHz) si è scelto di costruire in laboratorio una sorgente a tunabilità più modesta (1 GHz) centrata a (6.8 GHz). Tale sorgente soddisfa perfet-

tamente le nostre necessità ed è stata costruita a partire da componenti basilari (Voltage Controlled Oscillator VCO, attenuatori, amplificatori, moltiplicatori) il cui costo complessivo non ha superato il migliaio di euro. Prove di modulazione diretta sul diodo sono state effettuate su laser a Multi Quantum Well (MQW) e su laser a Feedback Distribuito (DFB).

L'elaborato della tesi è così strutturato: nel primo capitolo verranno discusse le tecniche di intrappolamento magneto-ottico su atomi di ^{87}Rb , rivolgendo particolare attenzione ai sistemi di mirror MOT, e di microintrappolamento magnetico per le fasi di raffreddamento successive; nel secondo capitolo verranno descritte le sorgenti laser utilizzate nei nostri esperimenti e le tecniche, elettroniche ed ottiche, utilizzate per migliorarne le caratteristiche spettrali; nel terzo capitolo, infine, verrà descritta la progettazione e la costruzione della sorgente di microonda utilizzata nell'esperimento, la sua caratterizzazione ed alcune applicazioni ottenute dalla modulazione di laser a MQW, laser DFB ed EOM.

CAPITOLO 1

RAFFREDDAMENTO DI ATOMI DI ^{87}Rb

Indice

1.1	Laser Cooling	8
1.1.1	Melassa classica	10
1.2	La trappola Magneto-Ottica (MOT)	13
1.2.1	La Mirror MOT	19
1.2.2	Sistema ottico <i>classico</i> per la realizzazione di una Mirror MOT di ^{87}Rb	21
1.3	Atom Chip	27
1.3.1	Intrappolamento magnetico	28
1.3.2	Microtrappole magnetiche	30
1.3.3	Raffreddamento Evaporativo	38

In questo capitolo verranno illustrati i principi base dell'interazione radiazione materia e come essi possano essere utilizzati insieme a campi magnetici per la realizzazione di raffreddamento di tipo magneto ottico (MOT) e di trappole puramente magnetiche in cui si ricorre a raffreddamento di tipo evaporativo. Lo sviluppo di queste tecniche negli ultimi anni ha permesso di raffreddare atomi di ^{87}Rb fino a temperature di qualche centinaia nk in regioni spaziali di qualche decina di μm .

Le trappole magnetiche per atomi neutri necessitano comunque di gradienti di campo magnetico di alcune decine di *Gauss/cm* per poter sostenere gli atomi nel campo gravitazionale terrestre. Ciò ha portato alla necessità di generare gradienti di campo magnetico abbastanza elevati da una parte, mentre dall'altra si è cercato di far coincidere il più possibile le regioni di pre-raffreddamento (MOT) e quelle di trappola magnetica. Tale esigenze e lo sviluppo tecnologico di queste tecniche hanno condotto alla miniaturizzazione dei dispositivi impiegati e all'integrazione delle due fasi di raffreddamento dando strada alla costruzione e realizzazione di *atom-chip* la cui descrizione è riportata alla fine di questo capitolo.

1.1 Laser Cooling

In questa sezione verranno brevemente riepilogati i concetti che stanno alla base delle tecniche di laser cooling che contribuiranno ad una miglior comprensione del funzionamento della MOT. Mi esimo dal riportare la dimostrazione di molte espressioni matematiche, rimandando, dove necessario, alle numerose referenze oggi disponibili in letteratura.

In seguito all'assorbimento di un fotone di impulso \vec{k} un atomo subisce, a causa della conservazione della quantità di moto, una variazione di velocità pari a

$$\Delta\vec{v} = \frac{\hbar\vec{k}}{M} \quad (1.1)$$

dove con M abbiamo indicato la massa dell'atomo. Nel raffreddamento di ^{87}Rb , poiché la lunghezza d'onda della luce utilizzata è $\lambda = 780 \text{ nm}$, $\Delta v \approx 5 \text{ mms}^{-1}$.

I fotoni che l'atomo assorbe sono poi riemessi in direzione casuale per emissione spontanea, quindi, in media, la riemissione non provoca cambiamenti di velocità. Quest'ultimo effetto è fondamentale perché si abbia una decelerazione direzionale.

Poiché a temperatura ambiente la velocità di tale atomo è di alcune centinaia di $m s^{-1}$, un atomo di rubidio deve compiere circa 10^5 cicli di assorbimento/emissione spontanea perché si abbia un rallentamento evidente.

Più in dettaglio, un atomo che assorbe un fotone lo può cedere per emissione spontanea, generando su molti cicli quella che viene denominata *pressione di radiazione*, o lo può cedere lungo la direzione dei fasci per emissione stimolata, non producendo quindi variazione di momento se l'intensità del fascio è costante o subendo una variazione di impulso se

sussiste un gradiente spaziale di intensità. Quest'ultimo fenomeno prende il nome di *forza di dipolo*.

Affrontando il problema da un punto di vista quantistico, dall'analisi di un sistema atomico a due livelli investito da luce monocromatica [7] si giunge alle espressioni delle forze:

$$\vec{f}_{press} = \hbar \vec{k}_L \frac{\Gamma}{2} \frac{I/I_S}{1 + I/I_S + (2\Delta/\Gamma)^2} \quad (1.2)$$

$$\vec{f}_{dip} = -\frac{\hbar \vec{\nabla} \Omega^2}{4} \frac{\Delta}{\Delta^2 + \Gamma^2/4 + \Omega^2/2} \quad (1.3)$$

dove \vec{k}_L è l'impulso del fotone incidente, Γ la larghezza naturale della riga, I l'intensità, I_S l'intensità di saturazione della transizione considerata, Δ la differenza in frequenza rispetto al valore di risonanza ed Ω la frequenza di Rabi atomica. Analizziamo in primo luogo l'espressione per la pressione di radiazione. Essa ha, come è facilmente intuibile, la direzione determinata dall'impulso dei fotoni incidenti \vec{k}_L . Tale forza si annulla sia nel caso di intensità della radiazione nulla sia per valori di Δ elevati. Inoltre, si deduce facilmente che, nel caso di alte intensità l'atomo è soggetto ad una accelerazione massima pari a:

$$a_{max} = \frac{\hbar \vec{k}_L \Gamma}{M 2} \quad (1.4)$$

Tale espressione rivela che l'accelerazione massima che può essere impressa ad un atomo con la tecnica del laser cooling dipende da quanto velocemente esso è capace di diseccitarsi ovvero dal rate di emissione spontanea Γ .

Per la transizione utilizzata nel raffreddamento di Rubidio $\Gamma = 2\pi \cdot 6.07$ *MHz*, ovvero $a_{max} \approx 10^5$ m/s², che è pari a circa 10000 l'accelerazione dovuta alla forza di gravità.

Va comunque ricordato che una trattazione più rigorosa, nel regime $I \approx I_S$, dovrebbe tener conto di termini non lineari poiché l'emissione stimolata diventa non trascurabile in tale circostanza.

1.1.1 Melassa classica

Finora ci siamo limitati a considerare l'interazione della luce monocromatica con un atomo a riposo. Ipotizziamo ora che tale atomo si muova ad una velocità \vec{v} . L'unica differenza con il caso precedente è che stavolta l'atomo vedrà la frequenza del laser shiftata di una quantità $-\vec{k}_L \cdot \vec{v}$. Dunque nell'espressione 1.2 il *detuning* $\Delta = \omega_L - \omega_0$ verrà corretto di tale quantità divenendo $\Delta = \omega_L - \omega_0 - \vec{k}_L \cdot \vec{v}$. Poiché vogliamo evidenziare i due termini di tale detuning, quello dovuto alla sorgente di luce monocromatica (laser), e quello dovuto al moto atomico ricaveremo le conseguenti equazioni sostituendo nella 1.2 il termine Δ con $\Delta - \vec{k}_L \cdot \vec{v}$. Consideriamo ora un sistema a due livelli investito da due fasci laser contropropaganti aventi la stessa frequenza ω_L e supponiamo inoltre che $I \ll I_S$ affinché si possano trascurare i termini non lineari.

Data la presenza dei due fasci laser abbiamo simultaneamente l'azione di due forze agenti nella stessa direzione, ma in verso opposto:

$$\vec{f}_{\pm} = \pm \hbar \vec{k}_L \frac{\Gamma}{2} \frac{I/I_S}{1 + I/I_S + (2(\Delta \mp \vec{k}_L \cdot \vec{v})/\Gamma)^2} \quad (1.5)$$

A basse intensità possiamo ipotizzare che anche i due fasci contropropaganti siano fra di loro indipendenti e quindi la forza totale (poiché $I/I_S \approx 0$) sarà:

$$\vec{F} = \hbar \vec{k}_L \frac{\Gamma I}{2 I_S} \frac{16 \vec{k}_L \cdot \vec{v} \Delta / \Gamma^2}{1 + 8(\Delta^2 + k_L^2 v^2) / (\Gamma^2) + 16((\Delta^2 - k_L^2 v^2) / \Gamma^2)^2} \quad (1.6)$$

In particolare notiamo che il segno della \vec{F} sarà uguale a quella della Δ . Se $|k_L v| \ll \Gamma$ possiamo sviluppare \vec{F} in potenze di $k_L v / \Gamma$ ed arrendoci al primo ordine otteniamo l'espressione:

$$\vec{F} = \alpha \vec{v} \quad (1.7)$$

essendo

$$\alpha = 4 \hbar k_L^2 \frac{I}{I_S} \frac{2\Delta/\Gamma}{(1 + (2\Delta/\Gamma)^2)^2} \quad (1.8)$$

dalla quale si evince che se $\Delta < 0$ allora la forza che agisce sull'atomo sarà di tipo viscoso, quindi frenerà l'atomo.

Un atomo illuminato da due fasci laser contropropaganti e con frequenza spostata verso il rosso rispetto alla transizione atomica, nel limite di basse velocità (che per il caso del rubidio significa $T < 50mK$), è soggetto ad una forza di attrito. Un sistema di questo tipo viene chiamato *melassa ottica*. Il fenomeno può essere interpretato intuitivamente dicendo

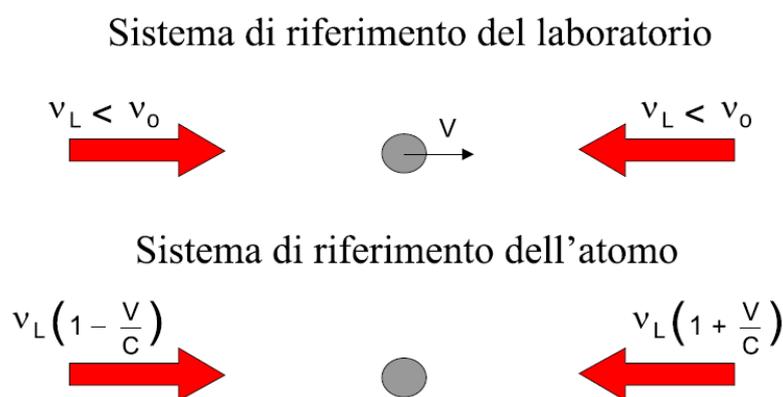


Figura 1.1: *Schema di funzionamento di una melassa. L'effetto Doppler, congiuntamente con il red detuning, fa sì che l'atomo in movimento assorba fotoni dal laser che lo fa rallentare.*

che l'atomo in movimento vedrà la luce del fascio a lui contropropagante più vicina alla sua frequenza di risonanza per effetto Doppler se il laser è leggermente detunato a frequenze più basse rispetto a quella di risonanza atomica. Assorbendone i fotoni ne riceverà conseguentemente l'impulso e rallenterà.

E' da notare, a questo punto, che se da una parte i fotoni diffusi non contribuiranno alla velocità media dell'atomo ciò non è vero per quanto riguarda la velocità quadratica media; l'emissione spontanea contribuirà quindi al riscaldamento.

Bilanciando i due termini di raffreddamento e di riscaldamento, applicando il teorema di fluttuazione/dissipazione si ottiene per $\Delta = -\Gamma/2$ la

seguente espressione per la temperatura minima (temperatura Doppler):

$$k_B T_{min} = \hbar \frac{\Gamma}{2} \quad (1.9)$$

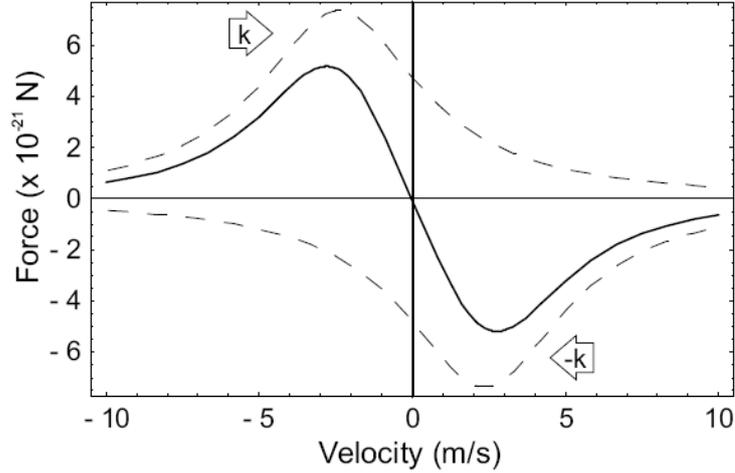


Figura 1.2: Forza totale (linea continua) agente su un sistema in una melassa classica monodimensionale per $\Delta = \Gamma/2$ e $I = I_S/2$. La linea tratteggiata rappresenta il contributo dei singoli fasci laser contropropaganti.

Nel caso del rubidio tale temperatura vale $\approx 130\mu K$ [7].

E' d'obbligo a questo punto notare che i risultati qui esposti sono stati raggiunti attraverso diverse semplificazioni. In primo luogo un sistema di melassa reale prevede un rallentamento tridimensionale degli atomi e dunque tre coppie di fasci contropropaganti. Secondariamente il modello sviluppato parte dall'assunzione di un sistema atomico a due livelli cosa che è molto diversa dal reale sistema atomico del ^{87}Rb (anche se per molte applicazioni tale assunzione può essere utilizzata con ottima approssimazione). Aver trascurato tale complicazione comporta una certa differenza tra il dato sperimentale e quello qui mostrato (che mostra temperature più alte di quelle in realtà raggiungibili), dovuta all'innescarsi di fenomeni di raffreddamento chiamati subDoppler.

Inoltre è chiaro che affinché si possano creare le condizioni per l'assorbimento della radiazione non basta che essa sia della giusta frequenza ma

è necessario che la luce proveniente dai laser sia polarizzata opportunamente. In genere, come vedremo più in particolare nel caso della MOT, i due fasci sono polarizzati circolarmente.

Infine è da notare come le melasse siano degli ottimi metodi per raffreddare ma non consentano di ottenere buone densità in quanto manca un meccanismo di confinamento.

1.2 La trappola Magneto-Ottica (MOT)

Date le basse densità atomiche raggiungibile mediante le melasse, già intorno agli anni '80 ci fu la spinta a creare un sistema di raffreddamento che potesse anche *confinare* gli atomi in una determinata regione dello spazio. Una prima risoluzione teorica del problema venne trovata nel 1986 da J. Dalibard e da D.E. Pritchard [8], che proposero di aggiungere al sistema atomico un gradiente magnetico.

Questo sistema venne in seguito notevolmente semplificato e realizzato, nel 1990, da C. Wieman et al. [9], i quali in tale occasione riuscirono a raffreddare atomi di cesio alla temperatura di $1\mu K$. Il sistema che utilizzarono è conosciuto oggi con il nome di *Magneto-Optical Trap* (MOT) e costituisce la base di quasi ogni apparato di raffreddamento atomico. La MOT, nella sua configurazione classica, prevede l'utilizzo di bobine in posizione anti-Helmoltz. Al centro di tale sistema si forma un campo magnetico di quadrupolo in corrispondenza del quale vengono intrappolati gli atomi.

Più in particolare un campo di quadrupolo può essere facilmente generato utilizzando due bobine attraversate da corrente $+I$ e $-I$, aventi asse lungo \hat{z} e posizione $z = \pm A$ come in fig. (1.3). Indichiamo con R il raggio delle bobine e con I la corrente che scorre attraverso esse (in verso opposto).

Il campo magnetico risultante si annulla in $z = 0$ e in prossimità di tale punto esso aumenta linearmente con z . Per dimostrarlo consideriamo

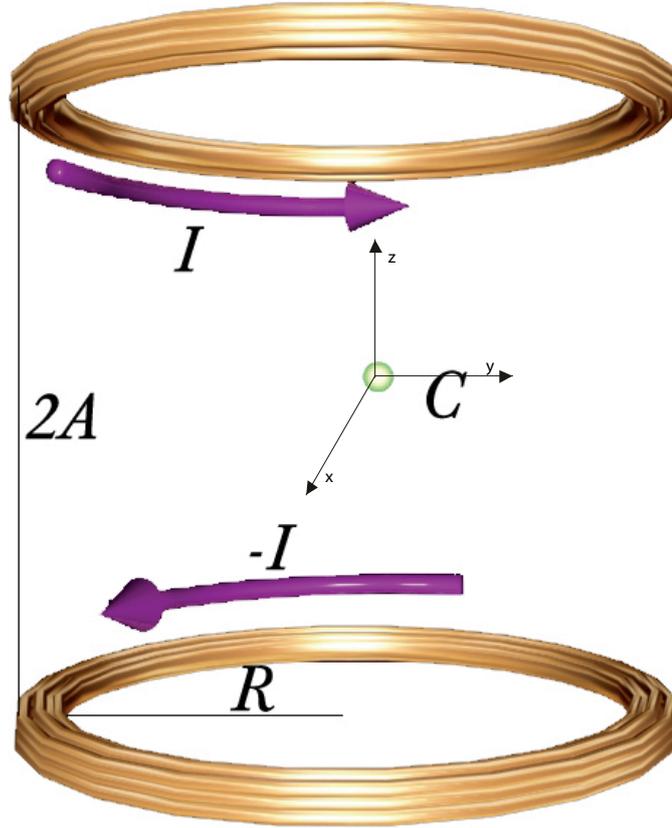


Figura 1.3: La trappola di quadrupolo: le due bobine sono posizionate ad una distanza $2A$ e sono percorse da correnti in verso opposto

inizialmente il campo prodotto lungo \hat{z} dalle singole bobine, sviluppiamo l'espressione dei due campi intorno a $z = 0$ e sommiamo i due contributi.

$$B_z^\pm(z) = \frac{\mu_0 I R^2}{2} \frac{1}{(R^2 + (z \mp A)^2)^{\frac{3}{2}}} \quad (1.10)$$

sviluppando questa espressione intorno a $z = 0$ otteniamo:

$$B_z^\pm(z) = b_0 + b_1 z \quad (1.11)$$

dove:

$$b_0 = \frac{\mu_0 I}{2} \frac{R^2}{(R^2 + A^2)^{\frac{3}{2}}} \quad (1.12)$$

$$b_1 = \frac{3\mu_0 I}{2} \frac{\mp A R^2}{(R^2 + A^2)^{\frac{5}{2}}}$$

Sommando questi due contributi troviamo il campo di quadrupolo lungo z :

$$B_z(z) = 2b_1z \quad (1.13)$$

Finora abbiamo studiato come si comporta il campo lungo l'asse della bobina, in prossimità del punto di minimo. Uno studio completo del campo magnetico è possibile partendo dalle equazioni di Maxwell.

I risultati sono mostrati in coordinate cilindriche $(\hat{z}, \hat{\rho}, \hat{\phi})$, sistema scelto per la simmetria del problema, essendo la direzione assiale coincidente con l'asse di quadrupolo \hat{z} :

$$B_z = 2b_1z; B_\rho = -b_1\rho; B_\phi = 0 \quad (1.14)$$

Dalle equazioni (1.14) si evince inoltre che nel piano $z\rho$ le linee di forza del campo magnetico rispetto al centro del quadrupolo sono entranti lungo il raggio ρ e uscenti lungo \hat{z} come mostrato in figura (1.4).

Analizziamo a questo punto il funzionamento di una MOT in una dimensione nel caso di una transizione tra i livelli iperfini $F = 0 \rightarrow F' = 1$ così come riportato in fig. 1.5.

Come nel caso della melassa gli atomi sono investiti da due fasci contro-propaganti di polarizzazione σ^+ e σ^- a frequenza inferiore rispetto alla frequenza di risonanza degli atomi.

Assumendo che tali fasci attraversino l'asse z del quadrupolo, mostreremo ora come il nostro sistema formi una trappola centrata sul centro del quadrupolo stesso.

Come già detto, il campo magnetico cresce linearmente lungo l'asse z annullandosi nel centro trappola. Per effetto Zeeman il livello eccitato $F' = 1$ si splitta in tre sottolivelli $-1 \leq m_F \leq +1$ con energia $\Delta E = g_F B < M_F$ (essendo g_F il fattore di Landè).

Un fascio laser con polarizzazione circolare destra (σ^+) eccita la transizione verso lo stato $m_F = +1$, analogamente un fascio laser con polarizza-

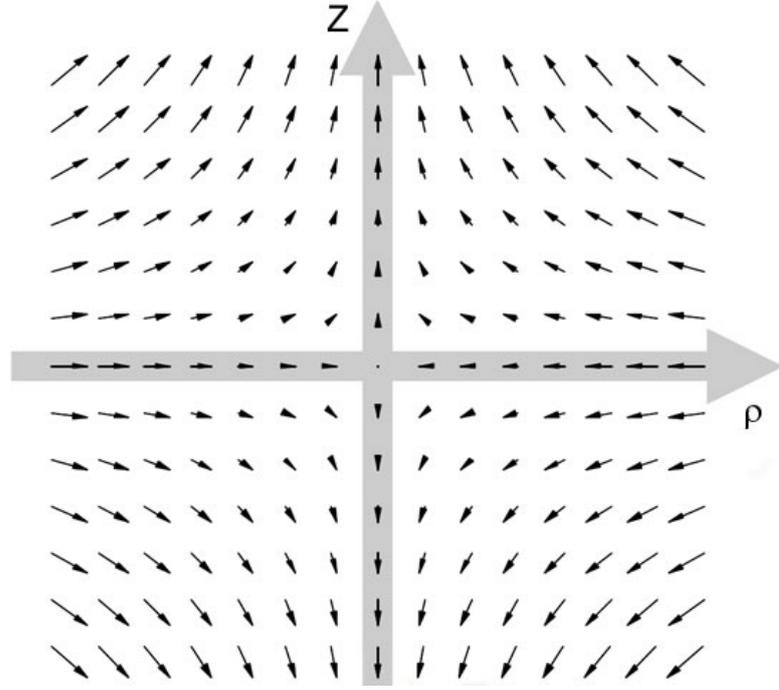


Figura 1.4: Le linee di forza del campo magnetico rispetto al centro del quadrupolo sono entranti lungo l'asse $\hat{\rho}$ e uscenti lungo \hat{B}

zione circolare sinistra (σ^-) eccita la transizione verso lo stato $m_F = -1$.

Dalla dipendenza spaziale di B segue dunque la dipendenza spaziale, anch'essa lineare, di ΔE di cui in fig. 1.5.

Un'analisi quantitativa di tale sistema mostra che la forza totale che agisce su tale sistema è la somma di una forza di tipo viscoso ed una forza di richiamo agente linearmente con z e che permette il confinamento [7]:

$$\vec{F} = 4\hbar k_L \frac{I}{I_S} \frac{2\Delta/\Gamma}{(1 + (2\Delta/\Gamma)^2)^2} [kv + Cz] \quad (1.15)$$

essendo

$$C = \frac{g_{F'} M_{F'} \mu_B b}{\hbar} \quad (1.16)$$

Da un punto di vista euristico si può affermare che la conformazione del campo magnetico e la scelta delle polarizzazioni dei due laser fanno sì

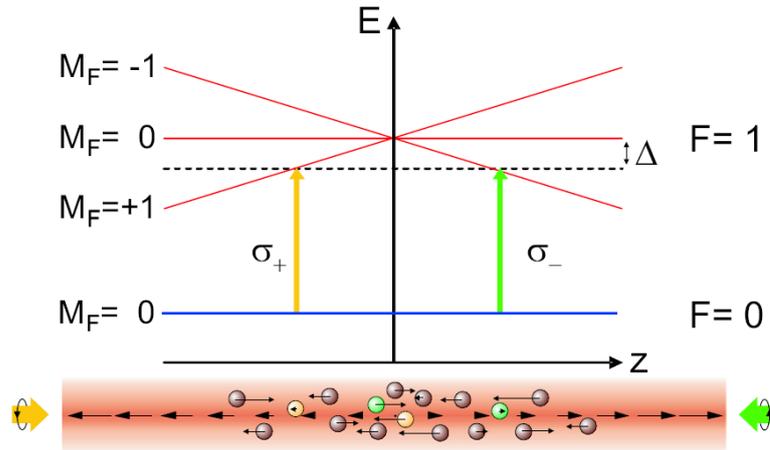


Figura 1.5: *Schema di funzionamento di una MOT. La linea tratteggiata indica il red detuning dei laser. Viene altresì evidenziato come l'effetto Zeeman provocato, a causa dell'andamento spaziale del campo magnetico, un andamento analogo dei livelli energetici*

che l'atomo che si trova in $z \neq 0$ assorbe preferibilmente un fotone che lo riporta verso $z = 0$. D'altro canto l'effetto Doppler, come nel caso della melassa, contribuisce al raffreddamento di tale atomo.

Una MOT 3D può essere realizzata utilizzando tre coppie di fasci contropropaganti lungo le direzioni \hat{x} , \hat{y} e \hat{z} . Per quanto riguarda i campi magnetici lineari può essere utilizzata una sola coppia di bobine in posizione anti-Helmoltz, poiché, come si nota dalle equazioni 1.14 e dalla fig. 1.6 la forma del quadrupolo garantisce la presenza di opportuni campi lineari anche lungo il piano xy .

È importante notare che, a causa della differenza di segno nei coefficienti dei campi lungo \hat{z} e lungo una qualsiasi direzione nel piano xy (passante ovviamente per il centro del quadrupolo, come da equazioni 1.14), la scelta delle polarizzazioni per i fasci contropropaganti lungo xy dovrà essere opposta a quella lungo l'asse \hat{z} .

Si può facilmente intuire che la zona attiva di intrappolamento sarà determinata dalla regione spaziale in cui i 6 fasci si sovrappongono. Ipotiz-

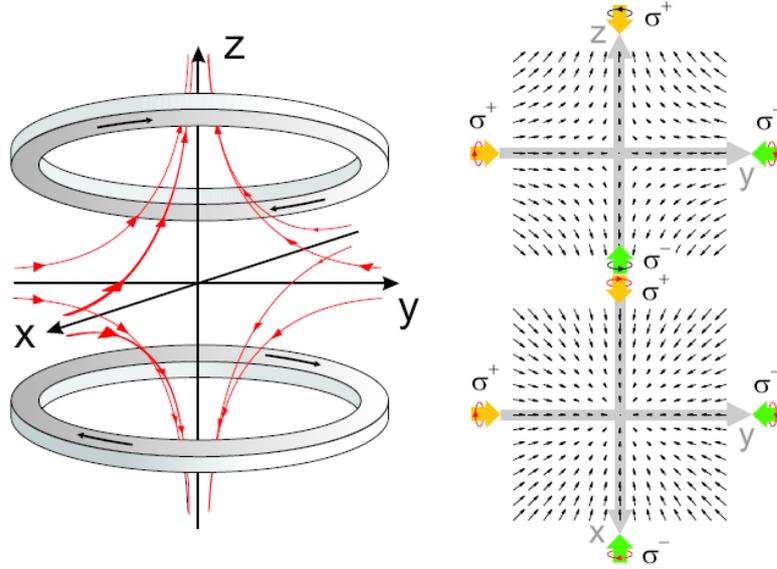


Figura 1.6: *La forma del campo di quadrupolo generato da due bobine in configurazione anti-Helmoltz. A destra viene mostrato l'andamento delle linee di forza del campo e le conseguenti polarizzazioni dei fasci. Si noti come la scelta delle polarizzazioni lungo l'asse delle bobine è opposta rispetto a quella scelta lungo le due direzioni perpendicolari a tale asse.*

zeremo che tale regione sia una sfera di raggio r .

Il massimo valore di gradiente di campo magnetico b è determinato a partire dalla considerazione che il massimo intrappolamento si otterrà quando un atomo a riposo sul bordo trappola sarà in risonanza con la radiazione che lo riporta verso il centro, in formule:

$$b = \frac{\hbar|\Delta|}{g_{F'} M_{F'} \mu_B r} \quad (1.17)$$

e da questa si può trovare la massima velocità che un atomo può avere per essere catturato:

$$v_c = \frac{\hbar k_L^2 r}{|\Delta|} \frac{\Gamma}{2M} \frac{I/I_S}{I/I_S} \quad (1.18)$$

Il massimo valore di tale velocità si ottiene quando $I \gg I_S$ e vale:

$$v_c^{max} = \frac{\hbar k_L^2 r}{|\Delta|} \frac{\Gamma}{2M} \quad (1.19)$$

Per una nube di ^{87}Rb con $\Delta = -3\Gamma$ e $r = 4\text{mm}$ abbiamo $v_c^{max} = 6\text{ m/s}$, il che significa che a temperatura ambiente solo un atomo di ^{87}Rb su 1000 può essere intrappolato.

Per quanto riguarda la temperatura minima raggiungibile con questo metodo va notato che, come nel caso della melassa, si siano fatte notevoli approssimazioni. Il valore effettivo di temperatura che può essere raggiunta con questa tecnica deve tener conto di fenomeni subDoppler come quello del gradiente di polarizzazione. Tale valore ammonta in genere a qualche decina di μK .

Un'altra grandezza che deve essere tenuta in considerazione è il numero di atomi intrappolati nella MOT. Tale numero dipende ovviamente dal rate di intrappolamento $A(t)$ e di perdita del sistema $L(t)$:

$$\frac{dN}{dt} = A(t) - L(t) \quad (1.20)$$

Il numero di atomi intrappolati in una MOT può arrivare a circa 10^{11} [10].

1.2.1 La Mirror MOT

Un'importante evoluzione del sistema di intrappolamento Magneto Ottico è consistita nel passare dalla configurazione appena esposta, che prevede l'utilizzo di 6 fasci a coppia contropropaganti, ad uno, più semplificato, che ne prevede l'utilizzo di soli 4 per mezzo di uno specchio. Tale sistema viene denominato *mirror MOT*. Essa si rivela molto importante nel processo di raffreddamento perché consente di portare la nube atomica di atomi freddi in prossimità della superficie dello specchio. Avvicinare la MOT a tale superficie consente un'ulteriore possibilità di manipolazione della nube atomica. Sotto lo specchio viene infatti posizionato un *chip* nel quale sono contenuti i componenti necessari per le fasi di raffreddamento successive.

Il concetto base su cui si basa la mirror MOT è che un fascio polarizzato

circolarmente cambia la sua elicità se esso viene riflesso da uno specchio metallico.

La mirror MOT si realizza posizionando uno specchio in prossimità del centro del quadrupolo. Per realizzare il confinamento verranno allora utilizzati due fasci contropropaganti in direzione parallela allo specchio e due fasci incidenti su di esso a 45° così come mostrato in fig. 1.7.

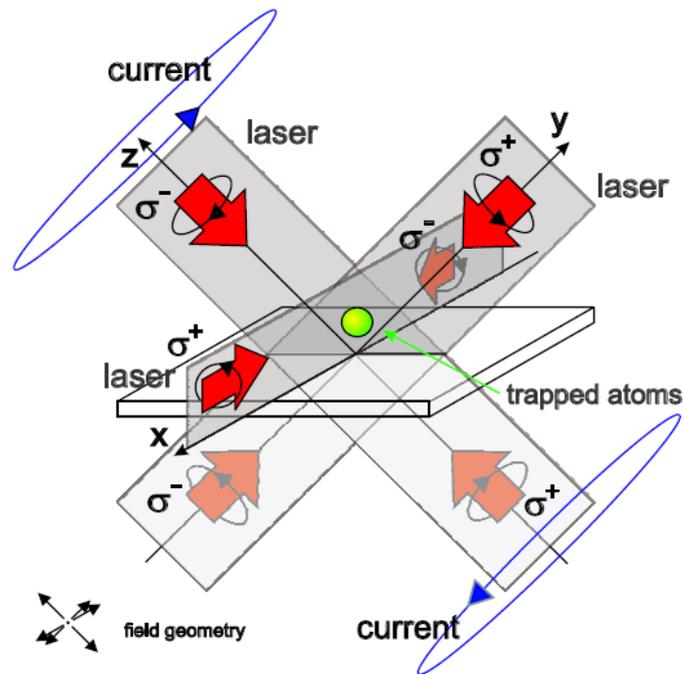


Figura 1.7: *Schema di funzionamento di una mirror MOT. In blu sono indicate le bobine di quadrupolo, in grigio vengono mostrati i fasci reali mentre in grigio chiaro quelli virtuali. A causa della riflessione, i raggi riflessi (e quindi anche quelli virtuali) hanno le polarizzazioni invertite.*

Inoltre l'asse del quadrupolo viene fatto coincidere con uno degli assi dei fasci a 45° .

Come si può notare l'altra coppia di fasci a 45° ha la stessa scelta di polarizzazione della coppia parallela allo specchio. Il motivo sta nella conformazione del campo di quadrupolo, come già spiegato nel caso di MOT a 6 fasci. Questa soluzione è stata testata per la prima volta nel

1999 dal gruppo di T. W. Hänsch [11].

L'esigenza di ottenere un sistema più versatile di intrappolamento atomico ha poi portato all'utilizzo di sistemi a *doppia U* per la formazione del quadrupolo magnetico. Tale sistema è formato da due fili indipendenti a forma di U disposte una sull'altra sui quali scorre una corrente, IU_B e IU_S , che produce un relativo campo magnetico. Due campi di bias vengono inoltre forniti da bobine in posizione Helmholtz lungo le direzioni \hat{y} e \hat{z} . Uno schema di tale sistema e il profilo risultante di campo magnetico vengono mostrati in fig. 1.8.

E' stato mostrato numericamente che tale sistema forma un campo magnetico di quadrupolo [12]. L'inclinazione dell'asse di tale quadrupolo, rispetto alla direzione perpendicolare al piano delle U, dipende ovviamente dalle correnti che scorrono sulle due U e da quella che scorre sulle bobine di bias. Anche la distanza del centro del quadrupolo dipende naturalmente da queste correnti. L'utilizzo di un sistema a doppia U, come quello realizzato a Catania, permette allora in fase sperimentale un'ottimizzazione del centro trappola e dell'asse del quadrupolo.

Tale configurazione ci ha permesso di intrappolare $\approx 10^7$ atomi.

1.2.2 Sistema ottico *classico* per la realizzazione di una Mirror MOT di ^{87}Rb

Mostreremo ora come il metodo di raffreddamento appena descritto possa essere utilizzato su atomi di ^{87}Rb , i quali hanno un sistema di livelli ovviamente più complesso del sistema a due livelli iperfini fin qui descritto.

La descrizione del sistema ottico tradizionale ci permetterà inoltre di meglio evidenziare le potenzialità del nuovo sistema compatto che vogliamo realizzare.

Il ^{87}Rb utilizzato nei nostri esperimenti è un metallo alcalino con numero atomico 37. Si tratta di un bosone: esso oltre ad avere un numero

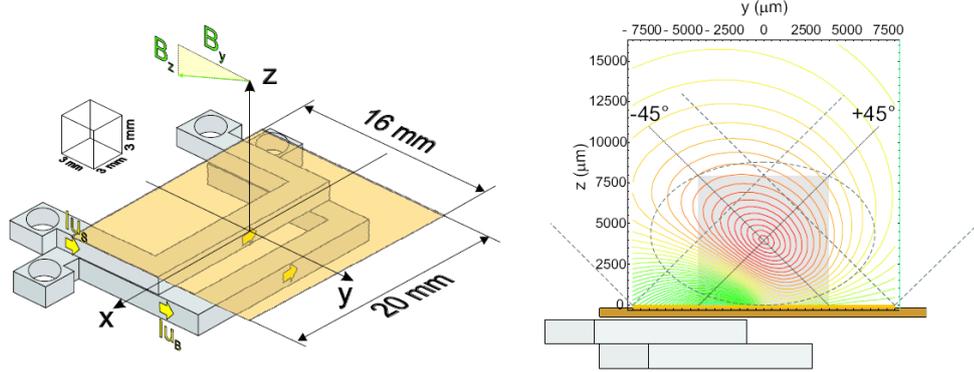


Figura 1.8: *Quadrupolo realizzato con un sistema a doppia U. La struttura in giallo rappresenta lo specchio, la cui dimensione delimita la grandezza dei fasci riflessi. I campi di bias vengono realizzati lungo le direzioni \hat{y} e \hat{z} . A destra viene mostrato il profilo del campo generato dalla somma dei quattro contributi (due U + due bias). Notiamo che è possibile realizzare un matching molto buono dell'asse del quadrupolo con uno dei fasci a 45° . La simulazione è stata ottenuta utilizzando i parametri $IU_B = 24A$, $IU_S = 20A$, $B_y = -9.8Gauss$, $B_z = -4.0Gauss$*

dispari di elettroni possiede uno spin totale nucleare pari a $3/2$ (questo permette che una nube di atomi di tale atomo, in opportune condizioni di temperatura e densità, possano produrre un condensato di Bose-Einstein [BEC]).

Lo stato fondamentale di struttura fine del ^{87}Rb è il $^2S_{1/2}$. I primi livelli eccitati sono il $^2P_{1/2}$ e il $^2P_{3/2}$. In particolare la transizione $^2S_{1/2} \rightarrow ^2P_{3/2}$ prende il nome di linea D_2 e la lunghezza d'onda ad essa corrispondente è $780.246nm$.

I due livelli coinvolti si splittano per mezzo dell'interazione iperfine secondo lo schema riportato in fig. 1.9.

Un'analisi delle regole di transizione *per tale sistema* porta ad affermare che dev'essere $\Delta F = 0, \pm 1$ e $\Delta j = 0, \pm 1$, essendo però la transizione $F' = 0 \rightarrow F = 0$ proibita.

Notiamo poi che sullo schema in figura sono riportate le due transizioni utilizzate per la realizzazione della MOT: la transizione di *cooling*, che compie il ruolo di raffreddamento prima mostrato, e quella di *repumper*.

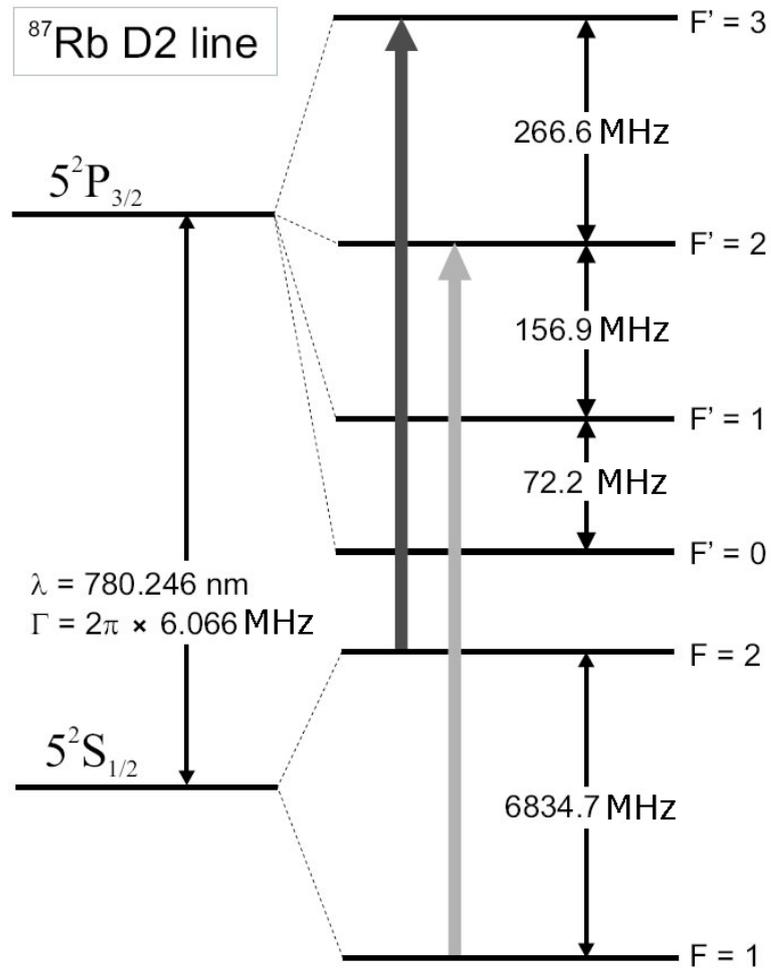


Figura 1.9: Sistema dei livelli del ^{87}Rb nella riga D_2 . Vengono mostrati i livelli iperfini ed evidenziate le transizioni di cooling (grigio scuro) e di repumper (grigio chiaro).

Diversamente, infatti, dallo schema semplificato di MOT fin qui esposto, una sola transizione non potrebbe essere utilizzata. Per capirne la motivazione analizziamo più in dettaglio le transizioni coinvolte.

La larghezza naturale di riga della transizione D_2 vale $\Gamma/2\pi = 6.066 \text{ MHz}$, che corrisponde ad una vita media $\tau = 26 \text{ ns}$. Fra le varie righe permesse disponibili si sceglie come radiazione di cooling la $F = 2 \rightarrow F' = 3$ perché essa è una transizione chiusa dato che le regole di selezione impongono il decadimento in $F = 2$.

In realtà, a causa del detuning, un fotone ogni 200 assorbiti porta l'atomo nel livello fuori risonanza $F' = 2$. Questo, a sua volta, può ricadere in ciascuno dei sottolivelli $F = 1$ e $F = 2$. Quando un atomo ricade nello stato $F = 1$, in presenza della radiazione di cooling, esso andrebbe perduto. Poiché, inoltre, il processo di raffreddamento prevede continui cicli di assorbimento ed emissione, in circa $10 \mu s$ si avrebbe un riempimento pressoché completo del livello $F = 1$ ed un conseguente svuotamento della trappola.

Per ovviare a questo problema si usa, nella realizzazione della MOT, una seconda sorgente laser, con frequenza centrata sulla transizione $F = 1 \rightarrow F' = 2$. Esso ha il compito di ripompare gli atomi divenuti trasparenti alla radiazione di cooling nel livello $F' = 2$, dal quale arriveranno o al livello $F = 1$, venendo pompate nuovamente in $F' = 2$, o in $F = 2$ in cui saranno tornati in risonanza con la transizione di cooling.

Ovviamente, a livello sperimentale, l'utilizzo dei fasci che investono la MOT non può prescindere da un attento controllo elettronico delle frequenze dei laser e da una pulizia spaziale e temporale del fascio stesso. In fig. 1.10 viene presentato un classico sistema ottico per la realizzazione di una MOT.

Nella figura vengono anche menzionati due ulteriori fasci chiamati di *optical pumping* e di *imaging*. Quest'ultimo è utilizzato in fase di analisi della nube atomica in quanto è un fascio perfettamente risonante con gli atomi a riposo nel livello $F = 2$. Inviandolo allora in direzione della nube atomica si può dedurre dall'ombra prodotta dall'interazione della luce con la nube il numero di atomi intrappolati e la loro posizione. Tale analisi, ovviamente, distrugge la nube atomica, ma data la ripetibilità dell'esperimento, consente ugualmente di dedurre anche l'evoluzione temporale del sistema.

Il fascio di *optical pumping* è invece utilizzato nella fase finale della MOT

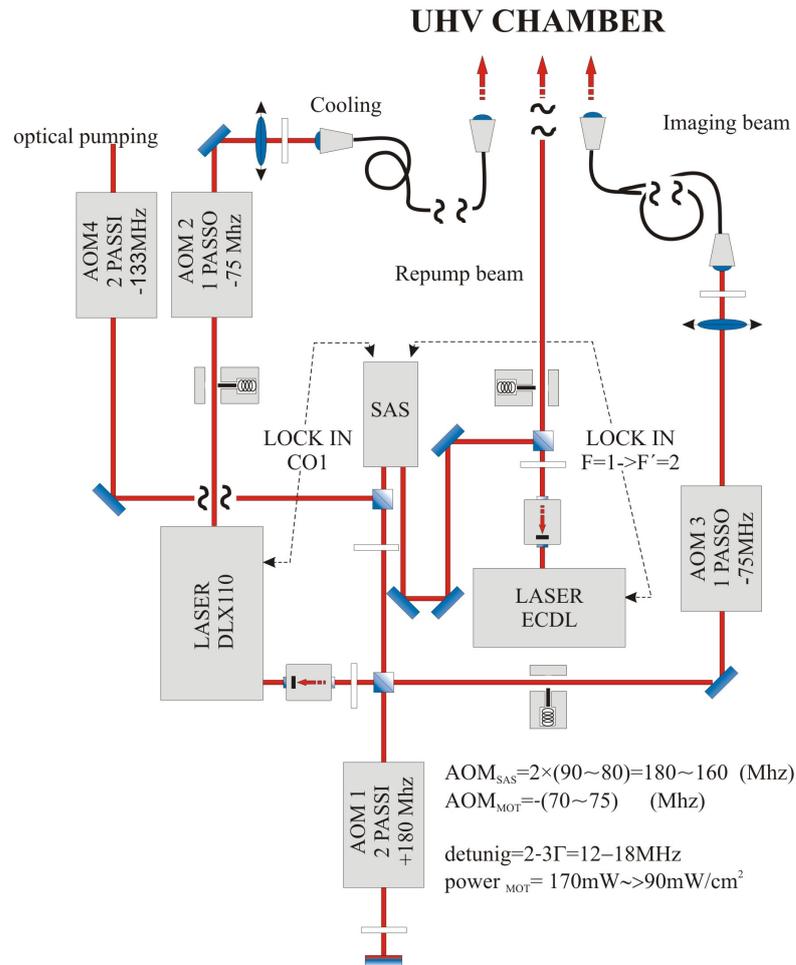


Figura 1.10: *Tipico sistema ottico per MOT a due sorgenti laser. I fasci di repump e cooling sono realizzati da due sorgenti laser distinte. Ciascuna di esse richiede un sistema di controllo in aggancio ed una pulizia spaziale (che avviene al passaggio sulla fibra ottica). Le transizioni di aggancio vengono mostrate in fig. 1.11.*

quando questa, come spiegheremo nella sezione successiva, viene trasferita alla trappola magnetica. In questa fase, al fine di intrappolare il maggior numero di atomi possibile, è necessario un pompaggio verso alcuni livelli e sottolivelli Zeeman particolari detti *weak field seeker*.

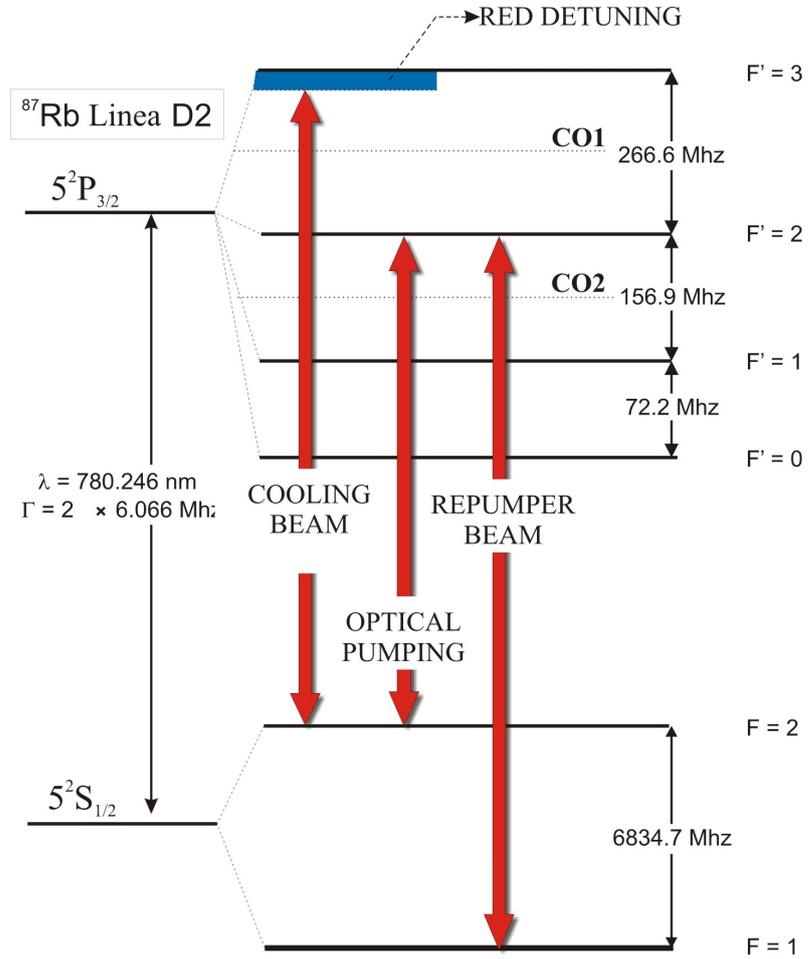


Figura 1.11: *Transizione D₂ del ⁸⁷Rb e livelli di struttura iperfine. Vengono evidenziate le righe su cui vengono agganciati i laser di cui in fig. 1.10*

1.3 Atom Chip

Una volta raffreddati gli atomi attraverso la MOT un ulteriore raffreddamento della nube atomica è possibile trasferendola in una trappola puramente magnetica.

Nelle tecniche di intrappolamento magnetico i sistemi più utilizzati insieme alle mirror MOT sono le *microtrappole* magnetiche. Esse sono costituite da piste elettricamente conduttrici collocate su un microchip (o *atom chip*) e le loro dimensioni, come suggerisce il loro nome, possono arrivare fino a poche decine di micron.

Le ridotte dimensioni di queste strutture permettono di raggiungere gradienti di campo magnetico molto più alti rispetto a quelli utilizzati nelle MOT. La necessità di raggiungere tali gradienti verrà chiarita nel seguente paragrafo, dove si descriverà brevemente il meccanismo di raffreddamento evaporativo.

In questa sezione cominceremo con una breve descrizione dei fenomeni fisici che contribuiscono all'intrappolamento puramente magnetico, per poi mostrare il funzionamento delle due microtrappole più utilizzate: la *U-Trap* e la *Z-trap*.

Come vedremo il centro di queste trappole si va a situare a poche centinaia di micron dalla loro posizione. Al fine di intrappolare gli atomi nella Mirror MOT, allora, è conveniente posizionare queste strutture appena al di sotto (pochi micron) dello specchio utilizzato durante il raffreddamento magneto-ottico.

Tale necessità suggerisce la costruzione congiunta di microtrappole e specchio metallico su unico chip, denominato *atom-chip*. Un esempio di tale atom-chip è mostrato in fig. 1.12.

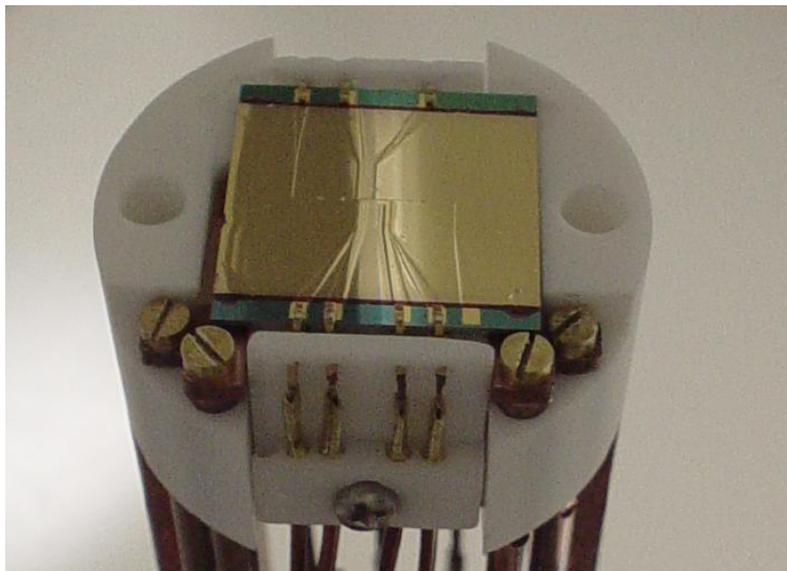


Figura 1.12: *Uno degli atom-chip utilizzati a Catania per la realizzazione di una Mirror-MOT. La superficie dorata, non perfettamente planare in questa prima versione, permette di vedere le strutture della U-trap e della Z-trap sottostanti.*

1.3.1 Intrappolamento magnetico

Un insieme di atomi neutri aventi momento angolare totale $F \neq 0$ può essere confinato in una regione di spazio attraverso l'uso di campi magnetici opportunamente disposti.

Il fenomeno principale che determina il funzionamento di una trappola magnetica è lo splitting Zeeman, dovuto all'interazione tra il momento magnetico totale atomico $\vec{\mu}$ e un campo magnetico \vec{B} .

Il momento magnetico atomico è correlato alle quantità \vec{L} (momento angolare orbitale degli elettroni), \vec{S} (spin degli elettroni) e \vec{I} (spin del nucleo) attraverso la relazione:

$$\vec{\mu} = -\frac{\mu_B}{\hbar}(\vec{L} + 2\vec{S}) + g_I \mu_N \frac{\vec{I}}{\hbar} \quad (1.21)$$

dove g_I è il fattore giromagnetico del nucleo

μ_B è il magnetone di Bohr

μ_N è il magnetone nucleare

Detto allora \vec{F} , il momento angolare totale del sistema:

$$\vec{F} = \vec{L} + \vec{S} + \vec{I} \quad (1.22)$$

Se il campo magnetico \vec{B} produce una perturbazione in energia molto minore di quella dovuta alla struttura fine ed a quella iperfine ne segue che F e la sua proiezione sull'asse di quantizzazione M_F sono dei buoni numeri quantici.

Si dimostra allora che un atomo immerso in un campo magnetico B che si trova nello stato $|F, M_F\rangle$ ($M_F = -F, -F + 1, \dots, F - 1, F$) subisce una variazione dell'autovalore di energia pari a:

$$\Delta E = -\vec{\mu} \cdot \vec{B} = g_F \mu_B M_F B \quad (1.23)$$

dove g_F è il fattore di Landè

Un gradiente spaziale del modulo del campo magnetico produce quindi una variazione spaziale dell'energia degli atomi e di conseguenza una forza il cui modulo può essere espresso come:

$$F_{x_i} = -\frac{dE}{dx_i} = -g_F \mu_B M_F \frac{dB}{dx_i} \quad (1.24)$$

I punti di equilibrio sono determinati dai minimi dell'energia E e quindi in linea di principio, essendo possibile sia $g_F M_F > 0$ sia $g_F M_F < 0$, essi corrispondono rispettivamente ai minimi e ai massimi (assoluti o locali) di B , come si deduce facilmente dall'equazione (1.24).

In base al segno di $g_F M_F$, quindi, gli atomi si dividono in due classi: quelli che migrano verso le zone di basso campo magnetico (*weak field seekers*, $g_F M_F > 0$) e quelli che tendono alle zone di massimo del campo (*strong field seekers*, $g_F M_F < 0$).

Sebbene esista la possibilità di individuare degli atomi che tendano ai massimi di campo magnetico, quest'ultimi, per il teorema di *Earnshaw*

non possono essere realizzati in 3D, per cui le trappole magnetiche esistenti sono formate da opportune sovrapposizioni di campi magnetici che compongono un campo risultante dotato di minimo locale: il centro della trappola.

Dobbiamo notare che la trappola così ottenuta non è in grado di intrappolare gli atomi per un tempo indeterminato. Infatti se il minimo ottenuto è diverso da zero gli atomi intrappolati tenderanno nel tempo a portarsi in una configurazione di maggiore equilibrio, ovvero in una regione di spazio con un campo minore (una configurazione di questo tipo esiste sempre, si pensi al modulo del campo a distanze molto grandi dalle sorgenti dove esso si annulla). D'altra parte, se si progetta la trappola in modo che essa abbia un minimo molto prossimo allo zero insorgono altri canali di perdita, primo fra tutti il fenomeno di *spin-flip* di Majorana [13].

1.3.2 Microtrappole magnetiche

Senza addentrarci troppo nella trattazione, vogliamo ora mostrare come sia possibile un intrappolamento magnetico attraverso l'uso congiunto di campi magnetici prodotti da strutture planari a forma di U e Z e di un campo esterno spazialmente costante detto di Bias (fig. 1.13).

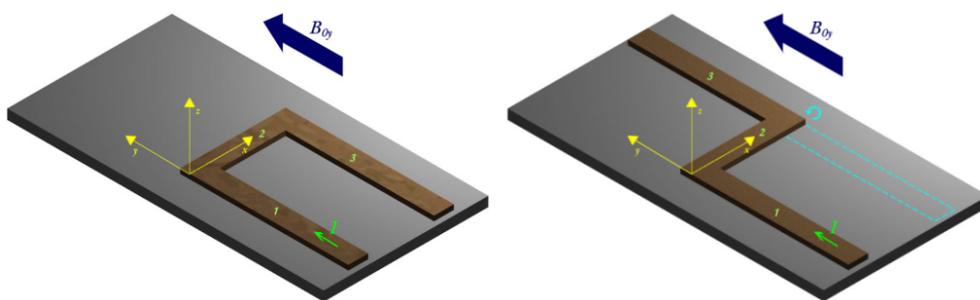


Figura 1.13: La U-trap e la Z-trap. In verde viene evidenziata la corrente che scorre lungo le due strutture planari mentre in blu è indicato il campo di bias.

Le composizioni elementari della U-trap e della Z-trap ci suggeriscono che, per analizzare il comportamento di queste due *microtrappole*, è opportuno ricavare prima il campo magnetico risultante dalla somma di quello prodotto da un filo rettilineo e di uno esterno costante. Tale situazione è mostrata schematicamente in fig. 1.14.

Supporremo che il filo sia di lunghezza infinita, si estenda nella direzione \hat{x} ed abbia sezione nulla mentre per quanto riguarda il campo costante ammettiamo che esso sia parallelo alla direzione $-\hat{y}$.

Il campo magnetico prodotto da tale filo, ad una distanza r da esso e su cui scorre una corrente $I < 0$ è:

$$B_w(r) = \frac{\mu_0 I}{2\pi r} \quad (1.25)$$

e le sue derivate prima e seconda rispetto ad r sono:

$$B'_w(r) = -\frac{\mu_0 I}{2\pi r^2} \quad (1.26)$$

$$B''_w(r) = \frac{\mu_0 I}{4\pi r^3} \quad (1.27)$$

Il campo magnetico generato da un filo non può quindi dar luogo ad alcun fenomeno di intrappolamento, da solo, poiché esso non presenta alcun minimo. Se però introduciamo un campo magnetico costante in direzione $-\hat{y}$, perpendicolare al filo, si genera un'intera regione dello spazio (una retta parallela all'asse \hat{x}) luogo di minimi per il campo magnetico.

Abbiamo dunque generato un minimo, e quindi un confinamento, nel piano zy mentre, poiché $\frac{dB}{dx} = 0$, lungo l'asse \hat{x} gli atomi non sentiranno alcuna forza. In altre parole abbiamo creato una guida lineare lungo tale asse.

Una volta compreso tale meccanismo è il caso di procedere ad una trattazione più quantitativa di tale sistema, poiché questo ci aiuterà in seguito a capire quali sono i gradienti di campo e le correnti caratteristiche di cui fanno uso le microtrappole.

Come primo passo è bene osservare che, banalmente, l'aggiunta di un

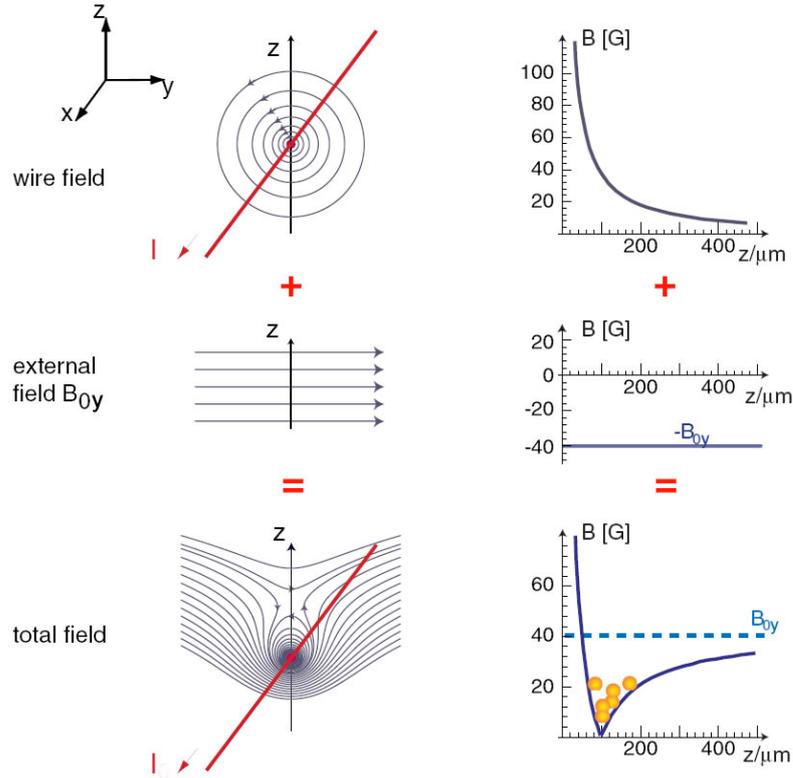


Figura 1.14: [14] *A sinistra: composizione dei campi magnetici di un filo rettilineo percorso da corrente I e un campo magnetico uniforme B_{0y} . A destra: Il profilo del campo magnetico risultante lungo l'asse z . La presenza di un minimo del campo nel piano yz genera una trappola 2D, mentre lungo rette parallele a x il campo è costante e dunque il sistema produce una guida atomica tridimensionale*

campo magnetico costante di bias $(0, B_{0y}, 0)$ non altera B' .

Indicando con il pedice g il campo magnetico riferito alla guida possiamo dunque scrivere:

$$B'_g(r) = B'_w(r) \quad (1.28)$$

Procediamo ora a linearizzare l'espressione del campo magnetico della guida in prossimità di un suo minimo. Naturalmente, la simmetria del sistema ci suggerisce di utilizzare coordinate cilindriche e di porre la direzione assiale lungo \hat{x} :

$$B_g(r) = \frac{\mu_0}{2\pi} \frac{I}{r_0^2} |r - r_0| \quad (1.29)$$

dove

$$r_0 = \frac{\mu_0 I}{2\pi B_{0y}} \quad (1.30)$$

Mettendoci nel riferimento cartesiano possiamo scrivere il campo prodotto dal filo come:

$$\vec{B}_w(y, z) = \frac{\mu_0 I}{2\pi} \frac{1}{y^2 + z^2} (0, -z, y) \quad (1.31)$$

e sommando questa espressione a quella del campo di bias $(0, B_{0y}, 0)$ otteniamo:

$$\begin{aligned} \vec{B}_t(y, z) &= \vec{B}_w(y, z) + (0, B_{0y}, 0) \\ &= (0, B_{0y} - \frac{\mu_0 I z}{2\pi(y^2 + z^2)}, \frac{\mu_0 I y}{2\pi(y^2 + z^2)}) \end{aligned} \quad (1.32)$$

ed ricaviamo così che il campo si annulla nei punti:

$$\begin{cases} \forall x \\ y_0 = 0 \\ z_0 = \frac{\mu_0 I}{2\pi B_{0y}} \end{cases} \quad (1.33)$$

Espandendo in serie questa espressione attorno a tali punti ed arrestandoci al primo ordine troviamo:

$$\vec{B}_t(y, z) = \frac{\mu_0 I}{2\pi z_0^2} (0, z - z_0, y) \quad (1.34)$$

E da questa troviamo, infine, l'espressione del modulo del campo, la cui variazione spaziale è responsabile della forza di confinamento che vogliamo studiare:

$$|\vec{B}_t(y, z)| = \frac{\mu_0 |I|}{2\pi z_0^2} \sqrt{y^2 + (z - z_0)^2} \quad (1.35)$$

Gli atomi saranno dunque confinati lungo il piano yz mentre saranno liberi lungo l'asse x . La forza di richiamo che li confina lungo una certa direzione del suddetto piano sarà proporzionale al gradiente della (1.35) lungo tale direzione. Nei punti di minimo (1.33) si mostra facilmente che

il modulo di tale gradiente non dipende dalla direzione scelta (purché essa si trovi sul piano yz) ed esso vale:

$$|B'_t(0, z_0)| = \frac{2\pi B_{0y}^2}{\mu_0 |I|} = \frac{\mu_0 |I|}{2\pi z_0^2} \quad (1.36)$$

Quest'ultima uguaglianza ci mostra che il gradiente dipende dall'inverso del quadrato della distanza dal filo.

Il gradiente (1.36), fissati i valori di I e z a quelli normalmente utilizzati in laboratorio, permette di raggiungere valori impensabili per le trappole macroscopiche. Ad esempio ad una distanza $z = 100 \mu m$ con una corrente $|I| = 1 A$ è $2 kGauss/cm$. Per ottenere un simile gradiente con una trappola di quadrupolo standard (diametro e distanza tra le bobine circa uguale a 5 cm) servirebbe una corrente di 10000 A con una dissipazione per effetto Joule dell'ordine dei $10^9 W$ (solitamente le bobine utilizzate hanno una resistenza pari a circa 10 Ω).

Se da una parte il gradiente (1.36) ci dà una misura della forza di richiamo agente sugli atomi in esame un altro parametro importante da individuare è la profondità di tale confinamento. Come si nota dalla figura (1.14) la profondità della guida è uguale al modulo del campo B_{0y} . Un campo $B_{0y} = 20 Gauss$ è in grado di intrappolare atomi di ^{87}Rb nello stato $|F = 2, M_F = -2\rangle$ fino ad una temperatura massima di 1.3 mK.

A questo punto si può passare dal confinamento in guida all'intrappolamento tridimensionale considerando i campi prodotti dalle U e dalle Z e sommandoli ai campi di bias.

L'idea principale è che le due strutture planari possano essere trattate, in prima approssimazione, come tre fili di lunghezza indefinita percorsi da corrente. Rispetto alla situazione precedente avremo allora due contributi in più il cui effetto sarà quello di introdurre un ulteriore confinamento lungo l'asse x, realizzando così una trappola tridimensionale.

Stavolta la trattazione matematica è, se pur possibile, più complicata e

spesso si ricorre a simulazioni di tipo numerico. In figura 1.15 ne viene proposta una per la U-trap.

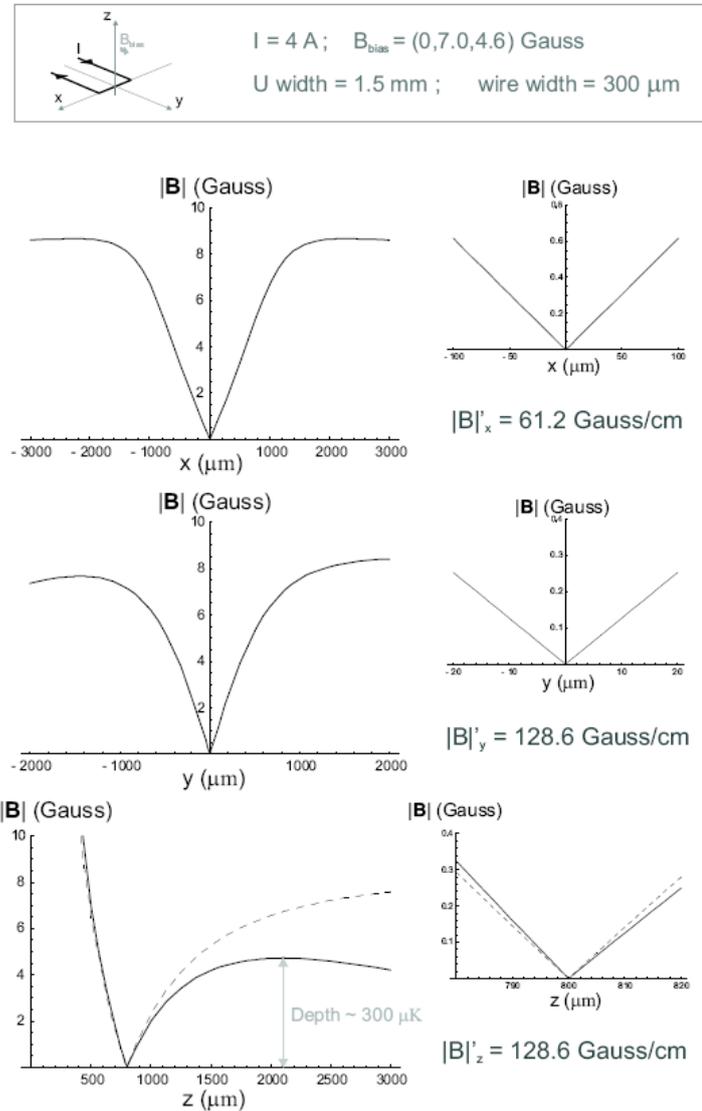


Figura 1.15: *Profilo di campo magnetico della U-trap. Viene mostrato l'andamento del valore assoluto del campo magnetico prodotto lungo i tre assi ortogonali passanti per il centro trappola. L'intrappolamento è reso possibile dalla formazione di un minimo di $|\vec{B}|$, così come chiarito nel paragrafo precedente. Lungo l'asse z agisce inoltre la forza di gravità per cui viene mostrato in linea tratteggiata l'andamento del campo così come calcolato ed in linea continua uno pseudo-campo che tiene in conto la correzione dovuta alla gravità.*

Come chiarito nella didascalia in figura la formazione di un minimo di $|\vec{B}|$ rende possibile il fenomeno dell'intrappolamento magnetico.

Pur essendo una microtrappola a tutti gli effetti la U-trap presenta dei meccanismi di perdita che riducono la vita media degli atomi in trappola rispetto alla Z-trap. E' proprio per questo che una volta trasferiti gli atomi dalla MOT alla U-trap, essi vengono infine depositati nella Z-trap.

La configurazione della Z-trap è molto simile a quella della U. A livello schematico possiamo immaginare di ottenerla ribaltando uno dei rami della U giacenti sull'asse \hat{y} (1.15) sul piano xz . Ciò che si ottiene e i rispettivi profili di $|B|$ sono mostrati in fig. 1.16.

Diversamente dalla U-trap, la forma del campo di una Z-trap è di tipo Ioffe-Pritchard. Ne consegue che gli atomi all'interno di tale trappola sono soggetti ad una forza analoga a quella di un oscillatore armonico. Le frequenze di oscillazione tipiche degli atomi di ^{87}Rb su questo tipo di trappola vanno da 10 a 1000 Hz a seconda della direzione considerata.

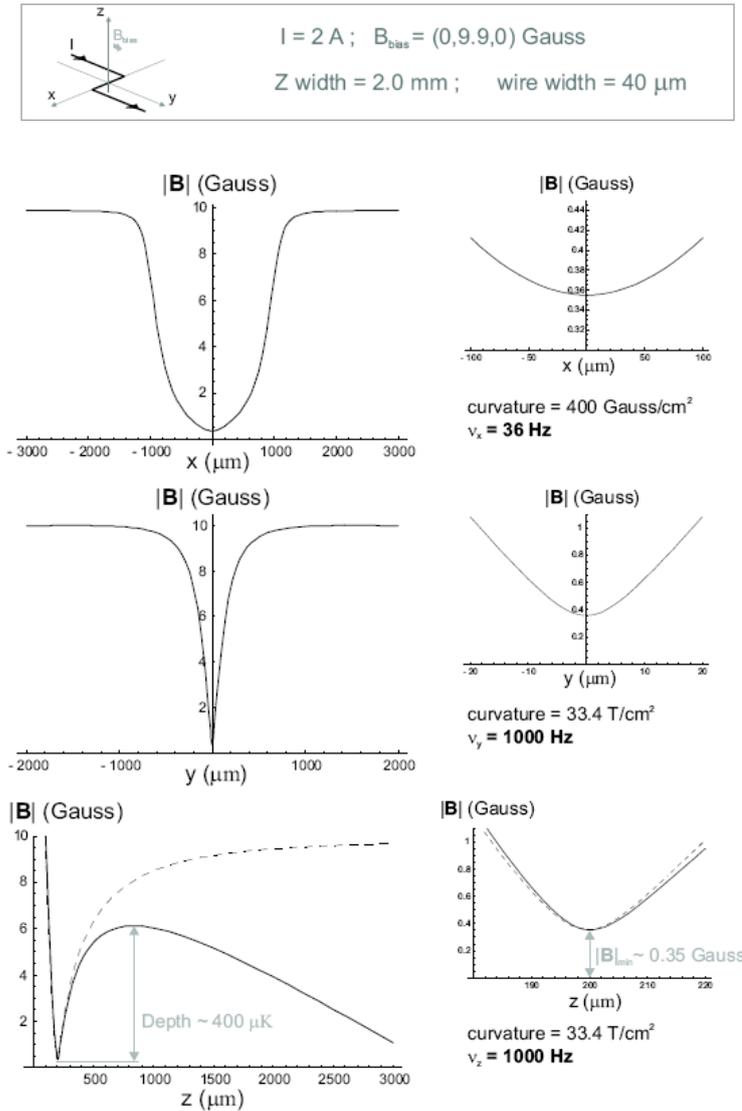


Figura 1.16: *Profilo di campo magnetico della Z-trap. Viene mostrato l'andamento del valore assoluto del campo magnetico prodotto lungo i tre assi ortogonali passanti per il centro trappola. L'intrappolamento è reso possibile dalla formazione di un minimo di $|\vec{B}|$, così come avveniva nella U-trap. Lungo l'asse \hat{z} agisce inoltre la forza di gravità per cui viene mostrato in linea tratteggiata l'andamento del campo così come calcolato ed in linea continua uno pseudo-campo che tiene in conto la correzione dovuta alla gravità. Diversamente dalla U-trap qui il minimo di $|\vec{B}|$ non vale 0, per cui le perdite per Spin-Flip sono praticamente annullate. Notiamo inoltre che poiché stavolta la trappola è di tipo Ioffe-Pritchard essa si comporta sui tre assi come un oscillatore armonico, le cui frequenze ν sono indicate per ciascuna direzione della trappola.*

1.3.3 Raffreddamento Evaporativo

Concludiamo questa sezione delineando la tecnica che permette di raffreddare ulteriormente la nube atomica di ^{87}Rb , che una volta catturata dalla Z-trap ha un temperatura di qualche decina di μK .

Il metodo del raffreddamento evaporativo è molto simile a quello che viene utilizzato nella vita quotidiana per raffreddare una tazza di caffè: soffiando le particelle più calde abbandonano il sistema riducendo così la temperatura media dello stesso.

Una tecnica analoga può essere utilizzata nel nostro caso attraverso un meccanismo che faccia uscire dalla Z-trap gli atomi più energetici. Tale meccanismo consiste nell'inviare una radiazione nelle microonde o nelle radiofrequenze che induca gli atomi più caldi a transire da uno stato di weak field seeker ad uno stato di strong filed seeker. Seguirà una conseguente termalizzazione che ridurrà la temperatura del sistema.

Il metodo è mostrato qualitativamente in fig. 1.17. In tale esempio il livello $|F = 2, M_F = 2\rangle$ rappresenta il livello intrappolato. Gli atomi al di sopra di una E_{max} vengono fatti transire verso il livello non intrappolato $|F = 2, M_F = -2\rangle$ attraverso un segnale in RF di frequenza $\nu \geq 2hE_{max}$ (frequenza di taglio) e vengono quindi messi in condizione di fuggire dalla trappola.

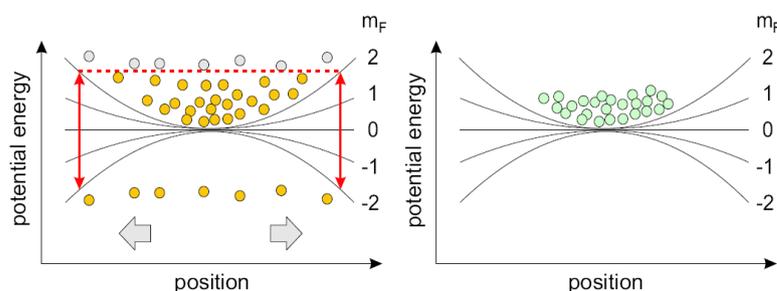


Figura 1.17: Schema di raffreddamento evaporativo per RF. L'andamento energetico parabolico riflette quello dell'oscillatore armonico.

La distribuzione maxwelliana che descriveva la distribuzione delle velocità degli atomi è quindi ora tagliata nella sua coda. Attraverso collisioni di tipo elastico, allora, gli atomi rimasti all'interno della trappola ritrovano un equilibrio termico e, ovviamente, termalizzano ad una temperatura minore della precedente. Se l'energia di taglio è superiore all'energia termica media degli atomi intrappolati allora il meccanismo di evaporazione porta ad un aumento della densità nello spazio delle fasi. In questa fase sono cruciali le alte frequenze permesse dalle microtrappole, infatti, il tempo di termalizzazione è strettamente legato alla frequenza di oscillazione in trappola. Le microtrappole consentono una riduzione del tempo di evaporazione di un fattore compreso tra 10 e 100. Le temperature raggiungibili con questa tecnica per una nube di ^{87}Rb sono di circa 100 nK . Tali temperature, unitamente alle alte densità ottenibili nella Z-trap, permettono di raggiungere la BEC.

CAPITOLO 2

SORGENTE LASER

Indice

2.1	Laser a diodo	41
2.1.1	Principi di funzionamento	42
2.2	Laser a diodo in configurazione estesa (ECDL) 54	
2.2.1	Aggancio di un laser a diodo sul segnale di assorbimento di una transizione atomica . . .	59
2.3	Laser DFB	67

In questo capitolo descriveremo brevemente i principi di funzionamento e le caratteristiche delle sorgenti laser utilizzate nel nostro esperimento. Particolare attenzione verrà rivolta sui laser a diodo semiconduttore e su come possano essere accoppiati a cavità ottiche, esterne o integrate, al fine di aumentarne la purezza spettrale.

Alla fine del capitolo mostreremo, infine, come tali laser possano essere sintonizzati alla frequenza di una transizione atomica in modo temporalmente stabile.

2.1 Laser a diodo

Fra le sorgenti laser che emettono a frequenze prossime alla D_2 del ^{87}Rb , una prima scelta è stata rivolta nell'utilizzare laser a diodo. La scelta è stata guidata dalla compattezza, semplicità di funzionamento (accordabilità in frequenza) e, non ultimo, dal basso costo che li caratterizza. Gli svantaggi che renderebbero i laser a diodo poco adatti ad un utilizzo spettroscopico, riguardano la scarsa purezza spettrale della radiazione emessa (la larghezza di riga è dell'ordine delle decine di MHz), dovuta al basso fattore di qualità della loro cavità ottica, e la bassa potenza.

Sfruttando la loro relativa sensibilità a feedback ottici, è possibile però forzarli a funzionare accoppiati a cavità a più alto fattore di qualità. A scapito della potenza utilizzabile, si ottiene così una larghezza di riga di poche centinaia di kHz. Descriveremo in seguito qual è il principio di funzionamento di un diodo laser in configurazione di cavità estesa.

Per quanto riguarda la potenza, ormai sono disponibili da diversi anni sul mercato laser a diodo che forniscono potenze di centinaia di mW, in particolare noi abbiamo utilizzato dei laser a diodo la cui potenza è di circa da 80 mW in configurazione *free-running*. Tale potenza scende poi a circa 50 mW quando il laser è utilizzato in configurazione di cavità estesa. Per ottenere una potenza sufficiente per un esperimento di raffreddamento laser (circa 0.5 W) si utilizza poi un amplificatore ottico.

Descriveremo solo brevemente il principio di funzionamento di un diodo laser, per passare poi alla descrizione della configurazione a cavità estesa.

2.1.1 Principi di funzionamento

Il funzionamento dei laser a diodo si basa sulla ricombinazione fra elettroni della banda di conduzione e lacune della banda di valenza, che ha luogo nella regione attiva di una giunzione p-n polarizzata direttamente e fortemente drogata in modo degenere. Il materiale semiconduttore più utilizzato per realizzare laser a 780 nm è l'AlGaAs. Esso è una lega costituita da GaAs ed AlAs. A seconda delle concentrazioni di AlAs è possibile far variare il valore della gap del semiconduttore da 1.42 eV (GaAs) and 2.16 eV (AlAs) (tuttavia solo per concentrazioni di AlAs inferiori al 40% il semiconduttore resta a gap diretta). In questo modo è possibile ottenere un diodo che laseri nel vicino infrarosso, come quelli da noi utilizzati.

L'omogiunzione è formata dall'unione di due semiconduttori $Ga_xAl_{1-x}As$ l'una drogata di tipo p (ricca di lacune) l'altra di tipo n (ricca di elettroni). Quando la giunzione viene polarizzata direttamente (fig. 2.1b) un flusso di lacune si riversa nella regione n ed un flusso di elettroni nella regione p. L'esubero di portatori minoritari rispetto all'equilibrio termico in prossimità della regione di giunzione provoca la ricombinazione delle coppie elettrone-lacuna. Tale ricombinazione può avvenire sia per via non radiativa che per via radiativa. In quest'ultimo caso si ha emissione di fotoni. I fotoni a loro volta, possono interagire sia con elettroni della banda di valenza e quindi essere assorbiti, che con elettroni della banda di conduzione e quindi stimolare emissione di altri fotoni alla stessa frequenza.

Quando la concentrazione di cariche iniettate nella zona attiva supera un certo livello (corrente di soglia) l'emissione stimolata può prevalere sull'assorbimento permettendo l'azione laser.

Più in dettaglio, all'equilibrio termico la probabilità che uno stato elettronico di energia E in una banda sia occupato o meno è regolato dalla

statistica di Fermi-Dirac che ci dice che tale probabilità risulta essere:

$$f(E) = \frac{1}{e^{(E-E_F)/kT} + 1} \quad (2.1)$$

dove con E_F abbiamo indicato l'energia di Fermi del sistema e con T la sua temperatura. Quando un semiconduttore è fortemente drogato il livello di Fermi (che per drogaggi ordinari si trova all'interno della gap) viene portato in una banda energetica. Ad esempio un forte drogaggio di tipo p comporta l'ingresso del livello di Fermi in banda di valenza. Conseguentemente, per via della statistica di Fermi-Dirac, la parte superiore di tale banda risulterà pressoché vuota di elettroni (o piena di lacune) mentre la parte sottostante risulterà piena di elettroni. Viceversa per drogaggi di tipo n il livello di Fermi penetrerà in banda di conduzione, facendo sì che la zona sottostante ad esso nella banda risulti piena di elettroni. Una giunzione fortemente drogata di tipo n e tipo p, all'equilibrio termico, si presenta quindi come mostrato in fig. 2.1.

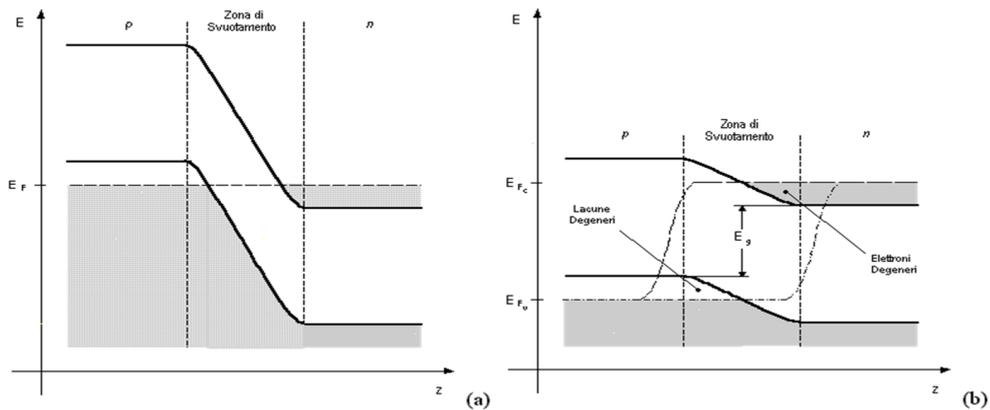


Figura 2.1: *Struttura delle bande di valenza e di conduzione di una giunzione p-n fortemente drogata (a) non polarizzata (b) polarizzata direttamente.*

Poiché il sistema si trova all'equilibrio esso è descritto, in modo proprio, da un unico livello di Fermi. Quando la giunzione viene polarizzata direttamente non si può più descrivere il sistema attraverso il livello di

Fermi e la statistica di Fermi-Dirac. Tuttavia ciascuna delle due parti della giunzione si può trattare come se si trovasse in equilibrio indipendentemente dall'altra. I livelli di Fermi che descrivono ciascuna parte saranno E_{Fc} e E_{Fv} , con $E_{Fc} - E_{Fv} = eV$, dove V è la tensione di polarizzazione.

Il sistema obbedirà allora a due statistiche di Fermi-Dirac separate; la probabilità di trovare un elettrone di energia E nella banda di conduzione della parte drogata n sarà:

$$f_c(E) = \frac{1}{e^{(E-E_{Fc})/kT} + 1} \quad (2.2)$$

mentre la probabilità di trovare un elettrone di energia E nella banda di valenza della parte drogata p sarà:

$$f_v(E) = \frac{1}{e^{(E-E_{Fv})/kT} + 1} \quad (2.3)$$

In questo modo le concentrazioni di elettroni N in banda di conduzione e di lacune P in banda di valenza possono essere trattate distintamente e risultano essere [15]:

$$N = n_i e^{-(E_i - E_{Fc})/kT + 1} \quad (2.4)$$

$$P = n_i e^{(E_i - E_{Fv})/kT + 1} \quad (2.5)$$

essendo n_i e E_i la concentrazione di portatori e il livello di Fermi del semiconduttore all'equilibrio e non drogato ($n_i^2 = N_i P_i$). Lungo la giunzione p-n esiste una regione ristretta che contiene simultaneamente la popolazione degenere di elettroni e lacune. In questa regione, ovviamente, è forte la probabilità di ricombinazione elettrone-lacuna poiché, in pratica, si verifica un'inversione di popolazione tra i due tipi di portatori. La ricombinazione viene resa prevalentemente radiativa eliminando gli altri processi di decadimento attraverso l'utilizzo di semiconduttori a gap diretta (Auger) e controllando in maniera opportuna i difetti del

semiconduttore in fase costruttiva (Shockley-Hall-Read).

Vediamo ora come si comporta il guadagno ottico di un tale sistema partendo da considerazioni sull'assorbimento e l'emissione stimolata.

Consideriamo due stati elettronici, uno in banda di conduzione e di energia E_2 l'altro in banda di valenza di energia E_1 , tali che $E_0 = E_2 - E_1$. Tali stati possono essere collegati da una transizione radiativa solo se si trovano pressoché allo stesso impulso (un fotone infatti trasporta un impulso trascurabile rispetto alla sua energia ed alla legge di dispersione elettronica). Definiamo allora $\rho_j(E_0)dE_0$ il numero di stati collegati da una transizione radiativa di energia compresa tra E_0 e $E_0 + dE_0$. La funzione $\rho_j(E_0)$ viene definita densità congiunta degli stati e si dimostra essere [16]:

$$\rho_j(E_0) = \frac{1}{2\pi^2} \left(\frac{2m_r}{\hbar^2} \right)^{3/2} (E_0 - E_g)^{1/2} \quad (2.6)$$

dove m_r è la massa ridotta efficace fra elettroni e lacune.

Considerando che in una transizione radiativa di energia E_0 viene coinvolto un fotone di energia $E_0 = h\nu_0$ (in assorbimento o in emissione) risulta naturale ridefinire la densità congiunta degli stati in funzione della frequenza:

$$\rho_j(\nu_0) = \frac{4\pi}{h^2} (2m_r)^{3/2} (h\nu_0 - E_g)^{1/2} \quad (2.7)$$

Il numero di transizioni possibili tra ν_0 e $\nu_0 + d\nu_0$ sarà quindi $dN = \rho_j(\nu_0)d\nu_0$. Il numero di transizioni disponibili all'assorbimento dipende dalla probabilità di trovare uno stato pieno in banda di valenza e vuoto in banda di conduzione per cui:

$$dN_a = dN f_v(E_1) [1 - f_c(E_2)] \quad (2.8)$$

Viceversa per avere emissione stimolata di dovrà avere uno stato occupato in banda di conduzione ed uno libero in banda di valenza:

$$dN_s = dN f_c(E_2)[1 - f_v(E_1)] \quad (2.9)$$

e quindi, definito α il coefficiente di assorbimento si avrà:

$$d\alpha = \sigma(\nu - \nu_0)(dN_a - dN_s) \quad (2.10)$$

dove con σ abbiamo indicato la sezione d'urto relativa all'allargamento di riga omogeneo. Attraverso semplici passaggi matematici, assumendo che il comportamento di σ sia approssimabile con una delta di Dirac si ricava che:

$$\alpha = \alpha_0[f_v(E_1) - f_c(E_2)] \quad (2.11)$$

dove

$$\alpha_0 = \left(\frac{2\pi^2\nu}{n\epsilon_0 ch} \right) \frac{\mu^3}{3} \rho_j(\nu) \quad (2.12)$$

Il significato di α_0 può essere capito considerando il sistema a temperatura nulla. In questo caso se i quasi livelli di fermi ricadono all'interno della gap ne segue che $f_v(E_1) = 1$ e $f_c(E_2) = 0$ e dunque $\alpha = \alpha_0$ che è il suo massimo. Questa condizione risulta ancora verificata per un semiconduttore intrinseco se si assume inoltre $E_g \gg kT$. Dalla 2.12 si ricava che l'andamento di α in questo regime è:

$$\alpha \approx \alpha_0 = \frac{\pi^3\nu}{n\epsilon_0 ch^3} \frac{\mu^3}{3} (2m_r)^{3/2} (h\nu - E_g)^{1/2} \quad (2.13)$$

Il suo andamento rispetto alla frequenza dei fotoni del campo è quindi sostanzialmente determinato dalla densità degli stati congiunti.

Se si considera il guadagno di una giunzione costituita da semiconduttori degeneri possiamo fare le stesse considerazioni fatte per l'assorbimento a patto di scambiare banda di valenza e banda di conduzione:

$$g = \alpha_0[f_c(E_2) - f_v(E_1)] \quad (2.14)$$

Anche qui il guadagno massimo è α_0 e lo si ottiene a $T = 0 K$. Inoltre per avere un guadagno netto dalla 2.14 si ricava che dev'essere $f_c(E_2) - f_v(E_1) > 0$ ovvero $E_2 - E_1 < E_{Fc} - E_{Fv}$. Questa condizione necessaria per il guadagno netto è stata derivata per la prima volta da Bernard e Duraffourg[17]. A questo punto è d'obbligo notare che $E_2 - E_1 = h\nu$ e che $h\nu > E_g$ quindi dev'essere:

$$E_g \leq h\nu \leq E_{Fc} - E_{Fv} \quad (2.15)$$

Il caso limite per il quale

$$E_g = E_{Fc} - E_{Fv} \quad (2.16)$$

è chiamato *condizione di trasparenza*. Essa è la condizione per la quale $g = 0$ se $\nu = E_g/h$. Quando si arriva alla condizione di trasparenza un certo numero di elettroni vengono iniettati in banda di conduzione (e di lacune in banda di valenza). La densità di tale elettroni di soglia viene chiamata densità di trasparenza N_{tr} . Quando la densità di trasparenza viene superata, secondo la 2.15, vi è un guadagno non negativo per frequenze comprese tra E_g/h e $E_{Fc} - E_{Fv}$.

Se la giunzione costituisce il mezzo attivo di un laser e se tale guadagno, fissata una frequenza di azione laser, supera le perdite di cavità, allora è possibile l'azione laser a quella determinata frequenza.

Per tale frequenza allora si dovrà superare una densità di portatori iniettati, superiore in generale alla densità di trasparenza. Per ottenere ciò bisogna quindi polarizzare direttamente la giunzione fino a raggiungere la densità di portatori opportuna, o, in modo del tutto equivalente raggiungere una corrispondente *corrente di soglia*.

In realtà, se non esiste un meccanismo che confini le cariche in prossimità della giunzione (laser a omogiunzione), queste tendono a diffondere rapidamente: in tempi paragonabili al tempo di ricombinazione ($\tau = 3 ns$

in GaAs) la distanza di diffusione dei portatori minoritari è $d = \sqrt{D\tau} = 1 \mu m$ (essendo D il coefficiente di diffusione circa $10^2 \text{ cm}^2/s$ in GaAs). Tale diffusione diminuisce di fatto la concentrazione dei portatori facendo innalzare di conseguenza la corrente di soglia. Correnti di soglia caratteristiche per un laser a omogiunzione sono dell'ordine di 10^5 A/cm^2 . A tali correnti un laser in cw è praticamente impossibile da realizzare a temperatura ambiente (possono essere invece realizzati laser pulsati con tale tecnologia).

Per realizzare un confinamento di cariche in prossimità della giunzione, aumentando la concentrazione dei portatori e diminuendo di conseguenza la corrente di soglia, si strutturano le bande per realizzare delle doppie eterogiunzioni o delle multi quantum-well (MQW).

Entrambe le strutture si basano sulla realizzazione di eterogiunzioni fra semiconduttori aventi lo stesso passo reticolare (a meno dello 0.1%), ma diversa gap. In questo modo è possibile confinare gli elettroni in una regione definita in fase costruttiva. In fig. 2.2 viene mostrata una struttura a doppia eterogiunzione realizzata con AlGaAs/GaAs. Tipicamente la regione in cui si estende la regione attiva è di circa $0.1 \mu m$. Così facendo si possono raggiungere correnti di soglia di circa $10^3 - 10^4 \text{ A/cm}^2$ e l'azione laser a temperatura ambiente diventa possibile.

Inoltre la differenza fra le gap dei due semiconduttori rende fortemente improbabile l'assorbimento della radiazione, il cui quanto di energia è pari circa alla gap della regione attiva, nelle zone di confinamento.

In fig. 2.2b viene mostrato lo schema di una eterogiunzione polarizzata direttamente. Quando la struttura viene polarizzata vi è un riversamento di portatori nella regione attiva e, se la concentrazione di portatori è sufficiente, è possibile l'azione laser. Va notato che, mentre nei laser a omogiunzione i drogaggi (degeneri) sono realizzati nella stessa regione attiva del dispositivo, in un laser a eterogiunzione questi vengono effettuati

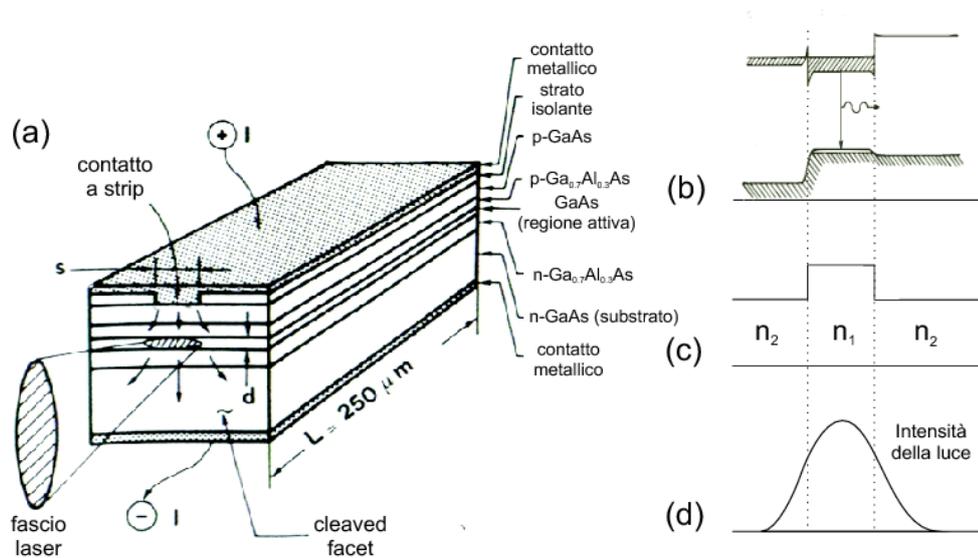


Figura 2.2: (a) Schema di laser a doppia eterogiunzione. Lo spessore d della regione attiva è tipicamente dell'ordine di $0.1 \mu\text{m}$. Viene evidenziata la sezione del fascio risultante dal confinamento della struttura. Lungo l'asse della giunzione tale confinamento avviene attraverso il contrasto di indice di rifrazione di cui alla (c). Lungo l'altro asse il confinamento è garantito dal contatto a strip della giunzione metallica. (b) Lo schema a bande della giunzione quando essa è polarizzata direttamente ed è quindi possibile l'azione laser. (c) Il contrasto d'indice di rifrazione rende possibile il confinamento della luce: la (d) rappresenta un tipico profilo intensità luminosa ottenuta grazie a tale contrasto.

nella regione AlGaAs esterna di confinamento e finiscono nella regione attiva per diffusione e trascinamento. In questo modo, di fatto, la regione attiva risulta non drogata e quindi vengono minimizzati i processi di ricombinazione non radiativa.

Dal punto di vista ottico è bene evidenziare che una doppia eterogiunzione costituisce in pratica una guida d'onda, in quanto l'indice di rifrazione del GaAs è $n_1 \approx 3.6$ mentre valori tipici per l'AlGaAs sono $n_2 \approx 3.4$. Agendo sugli spessori delle *strip* dell'eterostruttura (ed in particolare su quella della regione di GaAs) è possibile realizzare delle guide d'onda monomodali, in cui cioè un solo modo ottico trasverso è sostenuto. In questo modo si contribuisce contemporaneamente al confinamento della potenza ottica ed alla purezza spettrale del laser.

Le strutture a doppia eterostruttura sono spesso utilizzate per la realizzazione dei laser Distributed FeedBack (DFB) e Distributed Bragg Reflected (DBR). Per la realizzazione di laser a cavità estesa non integrata utilizziamo invece di solito laser a QW o a MQW. Un laser a QW è molto simile a livello ingegneristico ad un laser a doppia eterogiunzione, ma si differenzia da questo per le dimensioni che assume la sua regione attiva. In un laser a QW infatti tale dimensione è prossima alla lunghezza d'onda di deBroglie ($\lambda = h/p$) degli elettroni.

A causa del confinamento quantico lungo la direzione trasversale alla QW nelle bande elettroniche si formano livelli discreti con una sostanziale aumento della densità degli stati che si fa coincidere con i livelli interessati all'azione laser. In conseguenza di ciò, rispetto al corrispondente semiconduttore bulk, si ha un aumento del guadagno differenziale e una diminuzione della dipendenza di tale guadagno dalla temperatura. Una MQW (fig. 2.3) è la naturale estensione della QW; essa è infatti costituita da una sequenza di QW. Tipicamente lo spessore di ciascuna delle regioni, a piccola e grande gap, è di circa 5 nm , ma comunque il numero di QW e le loro dimensioni vengono valutate caso per caso al fine di diminuire la densità di corrente di soglia in funzione della lunghezza della cavità che si vuole realizzare.

Rispetto alle strutture a doppia eterogiunzione, la riduzione delle dimensioni delle buche porta ad un minore confinamento della potenza ottica, per cui al fine di ottenere un buon profilo del fascio devono essere aggiunti ulteriori strip a basso indice di rifrazione per confinare il campo nella zona della MQW (che invece presentano indici di rifrazione più alto).

Il confinamento ottico da una parte e le ridotte dimensioni delle buche dall'altro, consentono un notevole abbassamento della densità di corrente di soglia che può arrivare a circa 200 A/cm^2 . Un altro fattore determinante nell'abbassamento della corrente di soglia è l'aumento del guadagno differenziale.

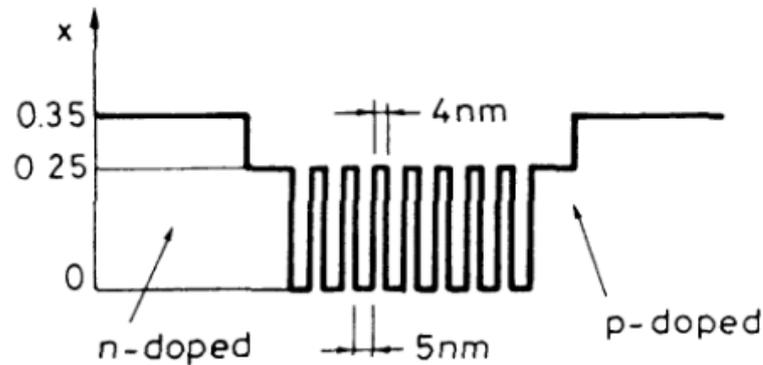


Figura 2.3: [16] *Composizione della regione attiva di un laser $In_{0.5}Ga_{0.5}P/In_{0.5}(Ga_{0.5-x}Al_x)P$ a MQW. Ciascuna barriera è alta $x = 0.25$ mentre i layer di confinamento sono alti $x = 0.35$. Tale laser emette a 670 nm*

Inoltre, diversamente dalle cavità a doppia eterogiunzione, le ridotte dimensioni degli strati cresciuti permette un maggiore *mismatch* reticolare (fino al 1–3%). Tale mismatch produce uno sforzo tensile sulla struttura che consente di produrre azione laser a frequenze altrimenti non accessibili e di ottenere un valore per la massa effettiva delle lacune molto prossimo a quello degli elettroni con conseguente aumento del guadagno ottico.

Una volta ottimizzato il mezzo di guadagno occorre costituire una cavità ottica per ottenere oscillazione laser attraverso un feedback positivo. Nel caso dei diodi laser questa è costituita dalle due facce del semiconduttore, trasversali alla giunzione, su cui la luce viene riflessa a causa della differenza di indice di rifrazione rispetto all'esterno.

La lunghezza d'onda della radiazione emessa dipende prima di tutto dalla separazione in energia fra banda di valenza e banda di conduzione nella regione attiva, e quindi dal materiale; poi dalla temperatura del diodo e dalla corrente di alimentazione.

La dipendenza dalla temperatura è dovuta sia alla variazione del cammino ottico con la temperatura che dalla dipendenza da T della posizione della curva di guadagno. Queste dipendenze sono diverse: la variazione

di λ con il cammino ottico è di $0.06 \text{ nm}/K$ mentre la curva di guadagno si sposta di $0.25 \text{ nm}/K$. Il risultato è che l'andamento della lunghezza d'onda della radiazione laser, dovuta all'effetto combinato di questi due fenomeni, è a gradini: ogni gradino ha pendenza $0.06 \text{ nm}/K$ e fra un gradino e l'altro si hanno dei salti di modo di $\approx 0.25 \text{ nm}$. Con la corrente di alimentazione, si trova una variazione della frequenza di emissione di $\approx 3 \text{ GHz}/mA$ per frequenze di modulazione della corrente minori di 1 MHz , e di $\approx 300 \text{ MHz}/mA$ per frequenze comprese fra 1 MHz e 3 GHz . Il tasso di variazione cresce a $\approx 1 \text{ GHz}/mA$ alle frequenze tipiche delle oscillazioni di rilassamento ($\approx 3 \text{ GHz}$) e poi decresce rapidamente per frequenze maggiori [18]. La dipendenza della frequenza dalla corrente I e dalla temperatura T , fanno sì che queste grandezze debbano essere controllate e stabilizzate.

La larghezza di riga Γ_m della radiazione emessa da un diodo laser, è determinata dalla formula di Schawlow-Townes [19] [20]:

$$2\Gamma_m = \pi h \frac{(\Delta\nu_c)^2}{P_m} \nu_m n_{sp} (1 + \alpha^2) \quad (2.17)$$

dove n_{sp} rappresenta il numero di fotoni emessi spontaneamente alla frequenza ν_m del modo m -esimo, P_m è la potenza del modo e $\Delta\nu_c$ la larghezza di riga della cavità fredda. Il termine $(1 + \alpha^2)$, caratteristico dei laser a semiconduttore, è da attribuirsi alla dipendenza dell'indice di rifrazione dalla densità dei portatori; precisamente, α è dato dal rapporto fra la deviazione rispetto al valore stazionario della parte reale ($\Delta n'$) e quella della parte immaginaria ($\Delta n''$) dell'indice di rifrazione. La larghezza di riga della cavità fredda è data dalla relazione:

$$\Delta\nu_c = \frac{1}{2\pi} \frac{c}{nl} (\gamma l - \ln \sqrt{R_1 R_2}) \quad (2.18)$$

dove l è la lunghezza della cavità, n l'indice di rifrazione, γ l'assorbimento per unità di lunghezza e R_1, R_2 la riflettività delle facce del diodo che costituiscono gli specchi della cavità. Valori tipici nel caso di un dio-

do laser sono $l \approx 250 \mu m$, $R_1 = R_2 \approx 0.3$ e trascurando l'assorbimento si trova $\Delta\nu_c \approx 200 GHz$, da cui prendendo P_m dell'ordine di qualche mW , poiché in un diodo laser sopra soglia $n_{sp} = 1$ e poiché $\alpha \approx 5$, si trova una larghezza di riga Γ_m di diverse decine di MHz . Un altro passo avanti nella tecnologia della costruzione dei laser a diodo, permette attualmente di avere laser che hanno una larghezza di riga intrinseca di pochi MHz , questo grazie alla possibilità di crescere direttamente nel semiconduttore elementi dispersivi (laser DFB e DBR). I principi di funzionamento di tali laser verranno discussi in seguito nel paragrafo 2.3.

Un'altra importante caratteristica dei diodi laser è la grande sensibilità a feedback ottici, soprattutto quando la finestra di uscita del diodo è trattata antiriflesso.

L'emissione laser è sensibile al ritorno di luce nella cavità dovuto a riflessioni su superfici di ottiche esterne. La sensibilità a feedback ottici è assai pronunciata per le caratteristiche peculiari di questo tipo di laser: la cavità è a basso fattore di qualità (Q) e la luce che entra nella giunzione modifica il numero delle cariche di conduzione e quindi agisce sull'inversione di popolazione del mezzo attivo. Generalmente il feedback ottico non controllato provoca un considerevole aumento del rumore dell'emissione laser sia in frequenza che in ampiezza. D'altra parte controllando opportunamente il feedback ottico è possibile migliorare, anziché peggiorare, la qualità della radiazione emessa.

A questo scopo si accoppia otticamente la cavità del laser a basso Q ad una cavità esterna a più alto Q che finisce per dominare e controllare l'emissione laser. Il principio di funzionamento è lo stesso che regola l'aggancio per iniezione di due oscillatori ottici.

Quando un debole fascio laser a frequenza ω_i viene iniettato nella cavità di un secondo laser che oscilla ad una frequenza ω_0 non molto distante da ω_i , l'aumento di fotoni nel modo ω_i può fare sì che il modo ω_0 ven-

ga soppresso a scapito di un guadagno sul modo iniettato. L'oscillatore esterno finisce allora per dominare controllando la frequenza di emissione del laser iniettato. La luce iniettata può provenire da un altro laser, e in questo caso parleremo di *iniezione* vera e propria, oppure può essere parte della radiazione del laser iniettato stesso, selezionata da un elemento esterno dispersivo.

L'elemento esterno dispersivo può essere sia una cavità Fabry-Perot ad alto Q che un reticolo di diffrazione [18] [21]. Nel primo caso, una parte del fascio di uscita viene accoppiata ad un Fabry-Perot ad alta finezza e quindi rimandata indietro nel laser. Si possono ottenere larghezza di riga di $\approx 10 \text{ kHz}$ [22], ma la complessità tecnica nel realizzare cavità Fabry-Perot stabili rende poco versatile questo sistema. La stabilizzazione utilizzando un reticolo di diffrazione è molto più semplice e permette ancora di ottenere larghezze di riga di $\approx 100 \text{ kHz}$. L'utilizzo di un reticolo di diffrazione come elemento che seleziona il feedback ottico presenta ulteriori vantaggi, rispetto all'utilizzo di un Fabry-Perot, perché permette anche di estendere la zona di accordabilità della lunghezza d'onda di funzionamento del diodo laser.

Ruotando il reticolo si possono selezionare diverse lunghezze d'onda ed ottenere un'accordabilità su di un intervallo di diversi nm.

2.2 Laser a diodo in configurazione estesa (ECDL)

L'idea base che porta all'utilizzo di una cavità estesa, come spiegato nel paragrafo precedente, è quella di aumentare la vita media del fotone in cavità, in modo da diminuire la larghezza di riga del laser.

Descriviamo il diodo laser operante nella configurazione di cavità estesa da noi utilizzata, la *Littrow's configuration*, in cui il feedback ottico è fornito da un reticolo di diffrazione come mostrato in fig. 2.4.

2.2 Laser a diodo in configurazione estesa (ECDL)

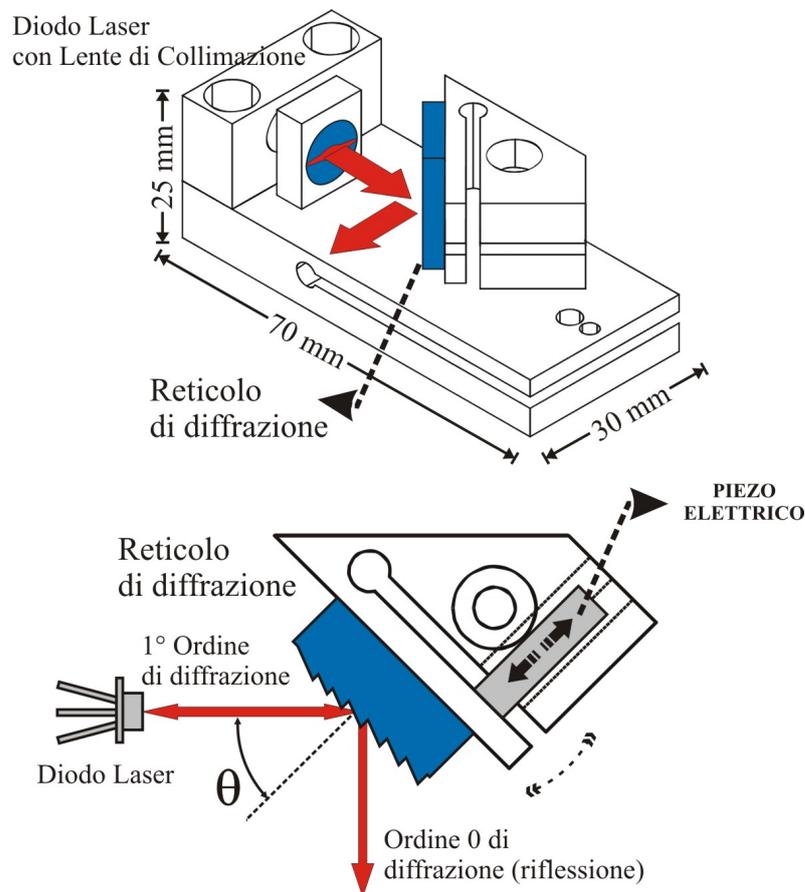


Figura 2.4: *Schema di funzionamento di una cavità estesa con reticolo di diffrazione. L'ordine 1 del reticolo viene reinviato al diodo laser e costituisce quindi il feedback ottico. L'ordine 0 viene utilizzato come output del laser.*

Il diodo laser viene montato in un blocchetto di metallo appoggiato ad una cella Peltier. Nel cubetto di metallo è inserita una sonda NTC per la misura della temperatura. Un sistema di controllo fornisce al Peltier la corrente opportuna per mantenere il diodo laser alla temperatura voluta con una stabilità migliore del mK .

In questo modo è possibile scegliere un valore di temperatura stabile per ottimizzare la curva di guadagno del laser ad una lunghezza d'onda selezionata per mezzo del reticolo, come spiegato in seguito.

Subito all'uscita del diodo laser, si trova un sistema ottico di collima-

zione ($N.A. = 0.5, f = 8 \text{ mm}$), necessario poiché date le dimensioni così piccole della zona di emissione (tipicamente $0.1 \mu\text{m} \times 0.3 \mu\text{m}$), la radiazione laser è fortemente divergente ($\approx 30^\circ$ sul piano perpendicolare alla giunzione e $\approx 10^\circ$ su quello parallelo). Il reticolo (1200 linee per mm e $\lambda_{blaze} = 750 \text{ nm}$), posto a $\approx 2 \text{ cm}$ dal laser, è montato in configurazione di Littrow su di un sistema dotato di regolazione nelle tre direzioni per l'allineamento.

Nella configurazione di Littrow, l'angolo di incidenza è tale che il primo ordine diffratto torna indietro collineare al fascio incidente ed il reticolo funziona quindi come secondo specchio nella cavità. L'ordine zero del reticolo costituisce invece l'uscita per la radiazione dalla cavità.

Il reticolo è incollato su un cilindro di ceramica piezoelettrica (PZT). Questo permette di controllare la lunghezza della cavità e quindi di variare finemente e con continuità la frequenza di emissione del diodo su un intervallo in frequenza pari a:

$$\Delta\nu = \frac{c}{\lambda} \frac{\Delta L}{L} \quad (2.19)$$

dove ΔL è l'elongazione del cilindro di ceramica piezoelettrica e L la lunghezza della cavità costituita da una faccia del diodo e dal reticolo. Per $L \approx 2 \text{ cm}$ e $\Delta L \approx 1 \mu\text{m}$ otteniamo $\Delta\nu_{MAX} \approx 19 \text{ GHz}$. In realtà un tuning così ampio sarebbe possibile solamente in assenza di salti di modo. Tenendo conto, invece, di quest'ultima limitazione si riesce a variare la frequenza con il piezo di $\Delta\nu_{MAX} \approx 4 \text{ GHz}$. Il diodo laser funziona come un *etalon* posto nella cavità costituita dalla faccia estrema del diodo e dal reticolo di diffrazione, il reticolo seleziona un modo del chip. Questa configurazione fa sì che la larghezza di riga dell'emissione laser sia molto più stretta di quella del diodo laser solitario. Aumentando la lunghezza della cavità, le fluttuazioni di fase dovute all'emissione spontanea [23] possono essere drasticamente ridotte. Dal momento che il numero di fotoni emessi per emissione spontanea (fase casuale) nel modo è approssimativamente

costante sopra soglia, mentre il numero di fotoni emessi per emissione stimolata (in fase) continua ad aumentare sopra soglia, ci aspettiamo che le fluttuazioni di fase dovute all'emissione spontanea siano inversamente proporzionali alla potenza del modo. Lo spettro del campo elettrico emesso è una lorentziana con larghezza a metà altezza data dalla 2.17 dove $\Delta\nu_c$, come abbiamo detto, è la larghezza di riga della cavità fredda ed è quindi legata alla vita media di un fotone in cavità e cioè alle perdite per passaggio. Nel caso di un diodo solitario $\Delta\nu_c$ è data da 2.18, nel caso però che il diodo operi in configurazione di cavità estesa la 2.18 va modificata e assume la forma:

$$\Delta\nu_{c_{ext}} = \frac{1}{2\pi} \frac{c}{nl + L} (\alpha_i l - \ln \sqrt{R_1 R_g}) \quad (2.20)$$

dove con R_g abbiamo indicato la riflettività del reticolo, con R_1 la riflettività della faccia posteriore del diodo e con L la lunghezza della cavità estesa. Con i parametri tipici: $l \approx 250 \mu m$, $L \approx 2 cm$, $R_1 \approx 0.3$, $R_g \approx 0.75$ otteniamo: $\Delta\nu_{c_{ext}} \approx 10^9 Hz$ e $\Delta\nu_c \approx 10^{11} Hz$. Poichè $\Delta\nu_c$ entra nella 2.17 al quadrato, si ottiene una riduzione di circa 4 ordini di grandezza del contributo dato dalle fluttuazioni di fase.

Oltre alla riduzione della larghezza di riga, la cavità esterna porta anche ad una diminuzione della dipendenza della frequenza di emissione dall'indice di rifrazione.

Bisogna infatti tener conto che la frequenza di azione laser dipende dai vari profili di guadagno presenti nella cavità. I profili presenti nel nostro sistema sono mostrati schematicamente in fig. (2.5). Delle varie frequenze possibili all'interno della cavità, quella di azione laser sarà la frequenza che guadagna di più. A meno di salti di modo tale frequenza seguirà in maniera essenzialmente solidale eventuali variazioni del modo a larghezza più stretta, nel nostro caso i modi della cavità esterna.

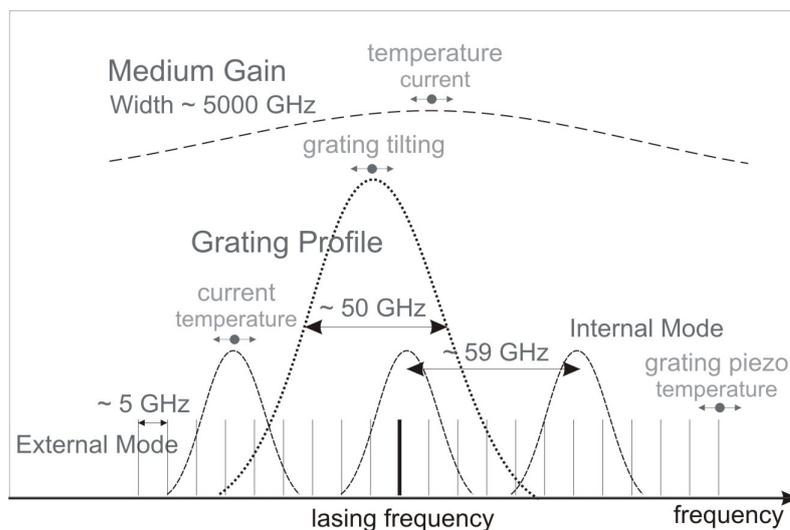


Figura 2.5: Schema di funzionamento di una cavità estesa con reticolo di diffrazione. I dati si riferiscono ad un diodo DL100 Toptica in configurazione ECDL con reticolo di diffrazione

Dal momento che la lunghezza del cammino ottico in cavità esterna è $(nl + L)$, le frequenze che possono oscillare in cavità sono:

$$\nu_m = \frac{mc}{2(nl + L)} \quad (2.21)$$

con m intero e quindi:

$$\frac{1}{\nu_m} \left| \frac{\partial \nu_m}{\partial n} \right| = \frac{1}{n} \left[\frac{L}{nl} + 1 \right]^{-1} \quad (2.22)$$

Per $L \gg nl$ la dipendenza di ν_m da n è ridotta di un fattore nl/L . Mentre le fluttuazioni di n contribuiscono significativamente alla larghezza di riga di un diodo solitario, sono invece trascurabili nel caso di un diodo laser in cavità estesa.

Il restringimento di ν_c con l'aumento del cammino ottico, è ottenuto a spese di un aumento della dipendenza della frequenza di emissione dalla stabilità meccanica e termica della cavità esterna. E' necessario quindi che la cavità esterna sia costruita ricercando la massima stabilità. A tal proposito tali configurazioni vengono realizzate su supporti massivi

avendo cura di chiudere tutto con delle pareti di plexiglas (opportuna-mente bucate per far fuoriscire il fascio laser) che servono a proteggere tale setup dalle correnti d'aria.

Una volta regolata la posizione del reticolo per mezzo di una vite micro- metrica è possibile cambiare di poco la lunghezza della cavità per mezzo del piezo-elettrico. In questo modo si riesce a cambiare la frequenza di emissione, senza salti di modo, in un range di circa 4 *GHz*.

2.2.1 Aggancio di un laser a diodo sul segnale di assorbimento di una transizione atomica

Per la realizzazione della trappola magneto-ottica, uno dei punti di fondamentale importanza è la stabilità ed il controllo della frequenza della luce laser che serve al raffreddamento e all'intrappolamento, nel nostro caso, dell'atomo di rubidio.

Poiché la stabilità della frequenza della radiazione emessa da un diodo laser operante in configurazione di cavità estesa, una volta assicurata la stabilizzazione della temperatura del diodo e la stabilizzazione della corrente di alimentazione, è principalmente dipendente dalle fluttuazioni termiche e meccaniche della lunghezza della cavità estesa, si può pensare di stabilizzare la frequenza della luce laser emessa con un circuito di controllo elettronico.

La realizzazione di un circuito elettronico di controllo della frequenza di emissione del laser necessita prima di tutto di un segnale di riferimento in frequenza. Questo deve essere convertito in un segnale elettronico di correzione della lunghezza della cavità laser (da inviare al piezo-elettrico). Una riga di assorbimento atomico o molecolare costituisce un riferimento assoluto e stabile in frequenza ideale a questo scopo. Dal momento che, per la realizzazione della MOT di atomi di ^{87}Rb , il laser di cooling deve essere quasi-risonante con la transizione $F = 2 \rightarrow F' = 3$ mentre quello di repumper deve essere risonante con la transizione $F = 1 \rightarrow F' = 2$,

risulta naturale scegliere queste transizioni per l'aggancio elettronico e quindi la stabilizzazione dei diodi laser.

La prima difficoltà deriva dal fatto che le transizioni iperfini sono allargate per effetto Doppler: la larghezza naturale corrisponde a 6.066 MHz , mentre la larghezza Doppler a temperatura ambiente è di $\approx 508 \text{ MHz}$. E' intuitivo che la precisione in frequenza dell'aggancio sia in primo luogo legata alla larghezza in frequenza del segnale scelto, si capisce quindi che il segnale di assorbimento allargato per effetto Doppler risulti poco adatto allo scopo. Per eliminare l'effetto Doppler si utilizza allora lo schema di spettroscopia di assorbimento saturato (SAS).

Nella spettroscopia in saturazione vengono inviati nella cella contenente il gas in esame due fasci laser contropropaganti derivanti dalla stessa sorgente. Consideriamo per semplicità una transizione fra due livelli: per effetto della velocità gli atomi del gas vedranno la frequenza del fascio laser spostata per effetto della componente di \vec{v} lungo la direzione di propagazione del fascio stesso. Gli atomi che possono assorbire un fotone e compiere la transizione sono quelli con velocità tale che sia soddisfatta la condizione:

$$\left| \omega_L - \omega_0 - \vec{k} \cdot \vec{v} \right| \leq \frac{\Gamma}{2\pi} \quad (2.23)$$

dove abbiamo indicato con ω_L la frequenza del laser, con ω_0 la frequenza di risonanza imperturbata dell'atomo, con \vec{k} il vettore d'onda del fotone laser e con Γ la larghezza naturale della transizione. Dal momento che i due fasci laser si propagano in direzioni opposte, essi interagiscono contemporaneamente con gruppi di atomi che hanno velocità differenti. Il fascio laser con $+k$ lungo l'asse \hat{z} interagisce con il gruppo di atomi che hanno velocità \vec{v}_z tale che:

$$|\omega_L - \omega_0 - kv_z| \leq \frac{\Gamma}{2\pi} \quad (2.24)$$

mentre il fascio che si propaga in direzione opposta con $-k$ interagisce con il gruppo di atomi che hanno velocità opposta:

$$|\omega_L - \omega_0 + kv_z| \leq \frac{\Gamma}{2\pi} \quad (2.25)$$

Solo quando il laser è in risonanza, quando cioè $\omega_L = \omega_0$, entrambi i fasci interagiscono con lo stesso gruppo di atomi, quelli che hanno velocità $|kv_z| < \Gamma/2\pi$. In questo caso ciascuno dei due fasci laser vede l'effetto dell'altro fascio. Per meglio dire, l'assorbimento di ciascuno dei due fasci risulta minore in corrispondenza della risonanza, per effetto della saturazione operata dall'altro fascio.

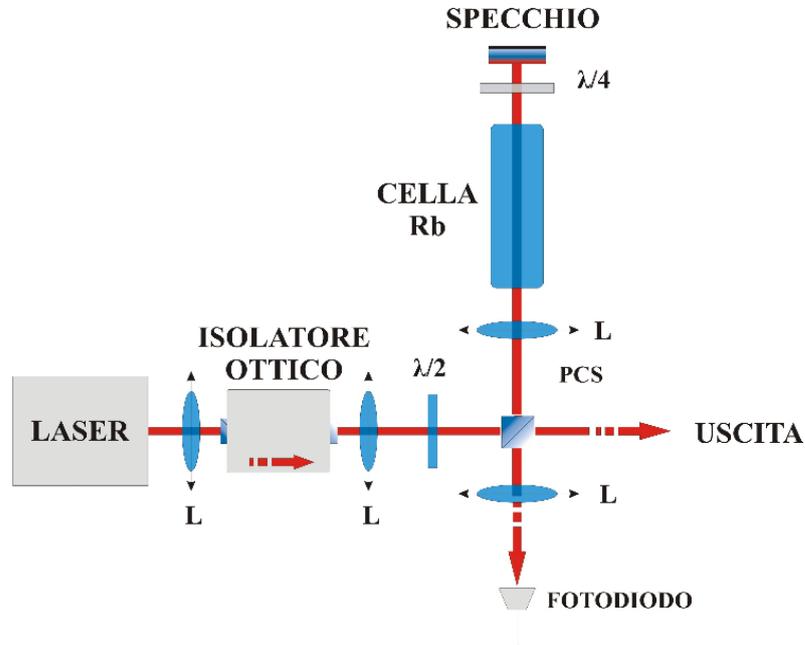


Figura 2.6: *Schema ottico utilizzati per la spettroscopia di saturazione della D_2 del rubidio. Come spiegato nel testo, la lamina $\lambda/4$ fa sì che sia possibile separare il fascio incidente sullo specchio M da quello riflesso attraverso l'utilizzo del beam-splitter polarizzatore.*

In fig. 2.6 riportiamo lo schema sperimentale adottato per ottenere il segnale di assorbimento saturato: il fascio laser viene inviato in un

beam-splitter polarizzatore, quindi nella cella e viene retroriflesso da uno specchio; la lamina $\lambda/4$ attraversata due volte ruota la polarizzazione del fascio di 90° , in questo modo il fascio di ritorno viene trasmesso dal beam-splitter polarizzatore e può essere inviato ad un fotodiodo per la rivelazione del segnale.

Se indichiamo con gli indici $+$ e $-$ i due fasci che si propagano rispettivamente in verso positivo e negativo lungo l'asse \hat{z} , possiamo scrivere il coefficiente di assorbimento per il fascio che si propaga con vettore d'onda $+k$:

$$\alpha_+(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} f(v) \sigma(\omega, \omega_0(1 + \frac{v}{c})) \Delta N(\omega, \omega_0(1 - \frac{v}{c})) dv \quad (2.26)$$

dove $f(v)$ è la funzione Maxwelliana di distribuzione delle velocità, $\sigma(\omega, \omega_0(1 + \frac{v}{c}))$ è la sezione d'urto della transizione per il fascio $+k$ ed infine $\Delta N(\omega, \omega_0(1 - \frac{v}{c}))$ è la differenza delle popolazioni dei due livelli modificata per effetto dell'interazione con il fascio che si propaga con vettore d'onda $-k$. Dal momento che le Lorentziane $\sigma(\omega, \omega_0(1 + \frac{v}{c}))$ e $\Delta N(\omega, \omega_0(1 - \frac{v}{c}))$ sono molto più strette della Gaussiana $f(v)$, esse si comportano come delta di Dirac, si ottiene così una soluzione approssimata della 2.26. Il risultato è una curva Gaussiana con un buco o dip di saturazione di forma Lorentziana scavato nel centro [24].

In fig. 2.7 riportiamo il segnale di assorbimento saturato rispettivamente della transizione $5^2S_{1/2}, F = 2 \rightarrow 5^2P_{3/2}$ (a sinistra) e $5^2S_{1/2}, F = 1 \rightarrow 5^2P_{3/2}$ (a destra). I dip di saturazione corrispondono alla struttura iperfine del livello superiore ed ai relativi segnali di cross-over. Il segnale di cross-over appare quando due transizioni atomiche si trovano a distanza, in frequenza, minore della loro larghezza Doppler. In tal caso è possibile che il fascio di andata e quello di ritorno interagiscano con lo stesso gruppo di atomi (aventi velocità v_z opportuna) eccitando cia-

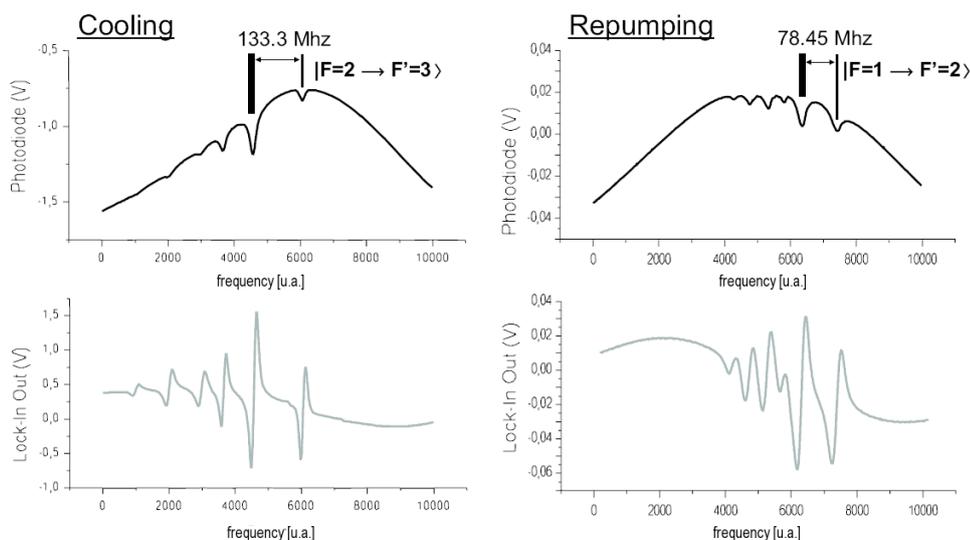


Figura 2.7: In alto: Registrazione delle curve di assorbimento saturato delle transizioni $5^2S_{1/2}, F = 2 \rightarrow 5^2P_{3/2}$ (a sinistra) e $5^2S_{1/2}, F = 1 \rightarrow 5^2P_{3/2}$ (a destra). Vengono evidenziate le linee di cross-over dove solitamente avviene l'aggancio e la loro distanza dalle righe di cooling e di repumper. In basso la derivata dei due segnali ottenuta per mezzo dell'elettronica di aggancio.

scuno una transizione diversa. Il segnale appare alla frequenza pari alla semisomma delle frequenze ω_{01} e ω_{02} delle due transizioni:

$$\omega_L - \omega_{01} + kv_z = 0 \quad (2.27)$$

$$\omega_L - \omega_{02} - kv_z = 0 \quad (2.28)$$

$$\rightarrow \omega_L = \frac{\omega_{01} + \omega_{02}}{2} \quad (2.29)$$

Il segnale di dip ha una larghezza corrispondente alla larghezza naturale (eventualmente allargata per potenza) e si presta quindi ad essere utilizzato come riferimento per l'aggancio in frequenza del laser. Per utilizzare la frequenza centrale del dip di saturazione come segnale di correzione, è necessario prima trasformarlo in un segnale antisimmetrico, che cioè discrimini gli spostamenti del laser verso le alte frequenze da quelli verso le basse frequenze. E' ormai una tecnica molto usata quella di utilizzare

una derivata dispari del segnale di assorbimento saturato, ottenuta rivelando in fase il segnale di assorbimento quando il laser è modulato in frequenza.

Supponiamo di avere un segnale modulato in frequenza della forma:

$$f(\omega) = f(\omega_0 + a \cos(\Omega t)) \quad (2.30)$$

dove Ω è la frequenza di modulazione ed a è la profondità di modulazione. Per a piccole è possibile fare lo sviluppo in serie di $f(\omega)$ attorno ad ω_0 ottenendo:

$$\begin{aligned} f(\omega) = & f(\omega_0) + \frac{a^2}{4} f''(\omega)_{\omega=\omega_0} + O(a^4) + \\ & + \left[a f'(\omega)_{\omega=\omega_0} + \frac{a^3}{8} f'''(\omega)_{\omega=\omega_0} + O(a^5) \right] \cos(\Omega t) + \\ & + \left[\frac{a^2}{4} f''(\omega)_{\omega=\omega_0} + O(a^4) \right] \cos(2\Omega t) + \\ & + \left[\frac{a^3}{24} f'''(\omega)_{\omega=\omega_0} + O(a^5) \right] \cos(3\Omega t) + \dots \end{aligned} \quad (2.31)$$

Il segnale può essere scomposto nella somma di termini che oscillano alle armoniche della frequenza di modulazione Ω . In particolare la componente che oscilla a frequenza Ω contiene tutte le derivate dispari di $f(\omega)$ pesate con coefficienti che dipendono da a , la componente a frequenza 2Ω contiene tutte le derivate pari, la componente a 3Ω contiene tutte le derivate dispari a partire dalla terza e così via.

Se la profondità di modulazione è sufficientemente piccola, la componente oscillante a frequenza Ω è principalmente determinata dalla derivata I del segnale, quella a 2Ω dalla derivata II, quella a 3Ω dalla derivata III e così via. Inviando il segnale $f(\omega + a \cos(\Omega t))$ ad un amplificatore lock-in che abbia come segnale di riferimento la n -esima armonica di Ω , si ottiene in uscita un segnale che è proporzionale alla derivata n -esima di f . Prendendo come segnale di riferimento la modulazione stessa $\cos(\Omega t)$, per

profondità di modulazione sufficientemente piccole, il lock-in fornisce il segnale di derivata prima della funzione di ingresso. Il segnale dispersivo così ottenuto costituisce la correzione della frequenza del laser: quando il laser è risonante con il centro della transizione, il segnale di derivata è nullo e così anche la correzione. Uno spostamento in frequenza corrisponde ad un segnale diverso da zero che, in ampiezza e segno, è proporzionale (almeno intorno al centro della transizione) allo spostamento. In fig. 2.8 mostriamo lo schema utilizzato per l'aggancio del diodo laser in cavità estesa sul segnale in derivata dell'assorbimento saturato del rubidio.

La frequenza del laser viene modulata sommando un segnale sinusoidale alla corrente di alimentazione del diodo, quindi il fascio laser viene inviato in una cella contenente rubidio. Il segnale di assorbimento saturato rivelato da un fotodiodo, viene inviato all'ingresso dell'amplificatore lock-in. L'uscita del lock-in viene a sua volta inviata ad un integratore che permette le correzioni sulla frequenza del diodo laser.

L'uscita dell'integratore viene tradotta in una tensione di controllo inviata al piezo-elettrico che determina la lunghezza della cavità estesa del diodo; tale correzione può essere, in alternativa, tradotta in una corrente che sommata alla corrente di alimentazione del diodo, ne determina la frequenza di funzionamento. Quest'ultimo tipo di correzione viene in particolare adottata nei laser non ECDL, come il laser DFB, descritti nel prossimo paragrafo.

L'ampiezza di modulazione viene ottimizzata al fine di ottenere il massimo segnale di derivata prima, senza che i contributi delle derivate di ordine superiore comincino ad allargare la curva.

2.2 Laser a diodo in configurazione estesa (ECDL)

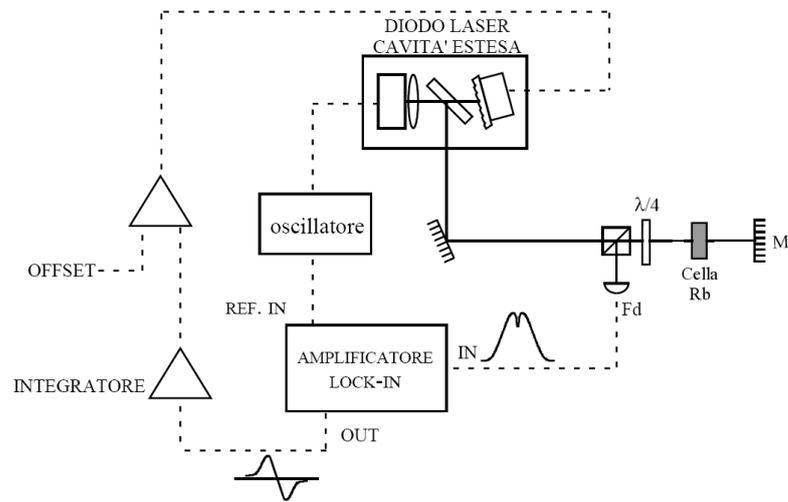


Figura 2.8: *Schema a blocchi del sistema di aggancio del diodo laser sul segnale di assorbimento saturato.*

2.3 Laser DFB

Nella sezione precedente abbiamo visto come con un diodo laser, utilizzato in configurazione di cavità estesa, possa essere raggiunta una purezza spettrale di circa un MHz .

Tale configurazione, sebbene molto economica, si rivela alquanto instabile per utilizzi prolungati giacché lo spettro di emissione dipende fortemente dalla stabilità meccanica di una cavità macroscopica. Inoltre non è spesso facile sopprimere il fenomeno dei salti di modo in questo tipo di cavità.

Una valida alternativa, sebbene più costosa, è costituita dai laser a reticolo integrato DFB (Distributed Feedback Bragg) e DBR (Distributed Bragg Reflector).

Sia i DBR che i DFB si basano sullo stesso principio: integrare il grating, costituito da un insieme di riflettori di Bragg, sul chip del diodo. L'unica differenza sta nel fatto che nei DFB tale zona coincide con quella del mezzo di guadagno del laser mentre nei DBR queste due zone sono distinte spazialmente come mostrato in fig. 2.9.

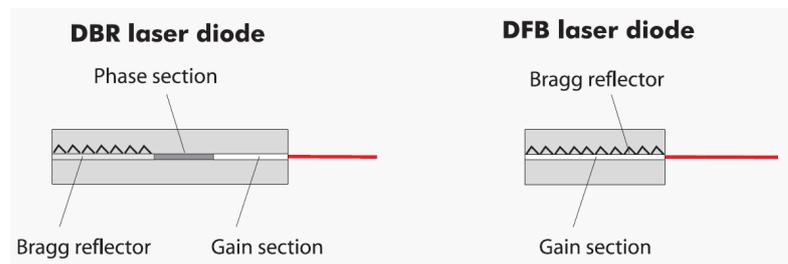


Figura 2.9: *Schema di funzionamento di un diodo laser DBR e di uno di tipo DFB*

Prendiamo meglio in esame un laser DFB, che è quello che abbiamo utilizzato nei nostri esperimenti.

In un siffato laser la reazione ottica si realizza non con facce riflettenti, come nel caso dei diodi laser descritti nella sezione precedente, ma

con l'inserzione di uno strato corrugato adiacente allo strato attivo che crea una perturbazione periodica nell'indice di rifrazione. Si ha allora retroazione secondo il meccanismo della riflessione di Bragg.

Ad esempio, in fig. 2.10 è riportato lo schema costruttivo di un DFB $AlGaAs/GaAs/AlGaAs$. I due semiconduttori utilizzati, oltre ad avere gap diversa, hanno anche indice di rifrazione distinto essendo $n_{GaAs} \approx 3.6$ ed $n_{AlGaAs} \approx 3.4$. Come mostrato in figura, uno dei due strati di cladding presenta uno spessore che varia lungo l'asse z . In prima approssimazione possiamo allora pensare che la luce veda in ogni punto z un indice di rifrazione effettivo dato sulla media sul piano x,y $n_{eff}(z) = \langle n(x, y, z) \rangle_{x,y}$ dove con $\langle \rangle_{x,y}$ abbiamo indicato tale media spaziale.

Assumiamo ora che la variazione di spessore su di un layer del cladding abbia introdotto una variazione dell'indice di rifrazione effettivo tale che:

$$n_{eff} = n_0 + n_1 \sin[(2\pi z/\Lambda) + \phi] \quad (2.32)$$

essendo Λ la periodicità della variazione dello spessore lungo il cladding.

Ogni variazione di indice di rifrazione si può pensare come un punto di scattering per la luce. In maniera consistente con l'idea di Bragg circa lo scattering coerente dovuto ad una distribuzione periodica di centri scatteratori, le onde progressive e regressive dei campi stazionari all'interno del DFB saranno effettivamente accoppiate se la Λ del corrugamento è tale che:

$$\lambda_m = \langle n_{eff} \rangle \frac{2\Lambda}{m} \quad (2.33)$$

ove m è un intero arbitrario ed $\langle n_{eff} \rangle$ è l'indice di modo del campo (ricavato dalle equazioni di Maxwell, non riportate) cioè la media dell'indice di rifrazione pesate secondo la distribuzione di intensità del modo del campo. Il grado di accoppiamento tra l'onda progressiva e quella regressiva è maggiore per la diffrazione principale ($m = 1$) che per

le superiori, cosicché si ottiene selettività e, quindi, monomodalità. In altre parole la regione dove è presente la corrugazione si comporta come una superficie ad alta riflettività selettiva in frequenza.

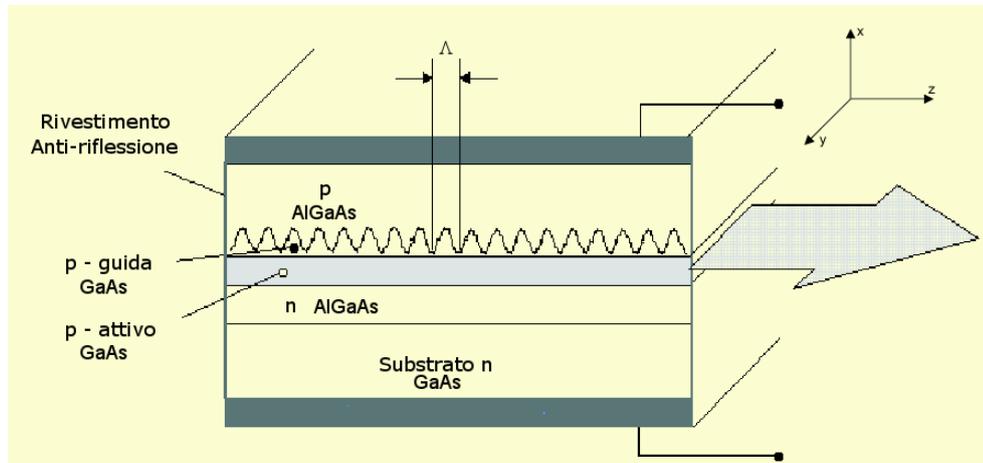


Figura 2.10: *Schema di funzionamento di un diodo laser a riflettori di Bragg (DFB)*

Il processo di fabbricazione di questi due tipi di laser è raffinato e richiede alcuni stadi di crescita epitassiale ed, al fine di creare reticoli con periodicità submicrometrica, vengono anche usate tecniche olografiche. In queste tecniche olografiche il reticolo viene disegnato su uno strato di photoresist come frange di interferenza di due fasci laser opportuni e, una volta che il reticolo è disegnato, il profilo di esso viene realizzato con crescite epitassiali multiple.

E' possibile modificare la frequenza di un laser DFB agendo direttamente sulla Λ del reticolo e sulla curva di guadagno. Queste possono essere variate sia con la temperatura che con la corrente di controllo (ed in alcune versioni del DBR è possibile altresì cambiare la corrente di gain e quella del reticolo indipendentemente). Il tuning elettrico avviene tipicamente con una dipendenza da 1 a 5 GHz/mA . Una variazione della temperatura di $50\text{ }^{\circ}C$ porta ad una variazione di lunghezza d'onda di circa 4 nm (più specificatamente la rate di cambiamento è di circa $0.05\text{ }nm/K$ per il reticolo e di $0.2\text{ }nm/K$ per la curva di guadagno).

Ovviamente cambiare la frequenza di un laser con la temperatura richiede tempi di decine di secondi prima che esso possa ritrovare la stabilità. In altre parole questa tecnica non può essere utilizzata nelle applicazioni (la maggior parte) in cui si richiedono variazioni di frequenza in tempi dell'ordine dei microsecondi.

Il tuning elettrico, sebbene consenta un'escursione in frequenza ridotta rispetto a quella in temperatura, è considerabilmente più rapido (consente variazioni di frequenza in pochi nanosecondi) e permette quindi applicazioni veloci quali la spettroscopia a modulazione di frequenza.

Riguardo al tuning in frequenza vi è una sostanziale differenza fra i laser DFB e quelli a cavità estesa (ECDL). Agendo sul reticolo di un ECDL è possibile cambiare in modo incisivo la grandezza della cavità ed esplorare sostanzialmente tutto il range di frequenze permesse dalla curva di guadagno del diodo laser, tipicamente qualche decina di nm .

Un laser DFB non può raggiungere queste prestazioni in quanto il tuning in temperatura ed il profilo della curva di guadagno del diodo differiscono tipicamente di un fattore 4-5. Una volta che la lunghezza d'onda determinata dal reticolo esce fuori dalla curva di guadagno, l'emissione laser perde la sua caratteristica monocromaticità. Per questa ragione il range di lunghezza d'onda di un DFB raggiunge tipicamente fino a 4 nm . In ogni caso un diodo DFB disegnato in modo opportuno può fare uno scan di tale intervallo senza alcun salto di modo.

Sebbene un laser DFB riduca i problemi di stabilità dovuti alla cavità estesa è bene a questo punto notare che per avere una purezza spettrale confrontabile con le tradizionali configurazioni ECDL bisogna far particolare attenzione all'elettronica di controllo. E' stato recentemente misurato [25] che per ottenere una stabilità in frequenza di circa un MHz bisogna avere una stabilità in temperatura di circa 1 mK ed una stabilità in corrente di alimentazione di circa 1 μA . Tali performance sono in genere garantite dai produttori dei driver DFB (nel nostro caso

la Toptica).

Un altro parametro importante è, ovviamente, la larghezza di riga che è stata misurata [25] e risulta minore di 2 MHz . Poiché tale larghezza è minore della larghezza naturale delle righe D_2 del Rubidio il laser DFB si presta allora all'utilizzo in tecniche di spettroscopia subDoppler come la spettroscopia in saturazione.

Non di meno la sua frequenza di operazione può essere agganciata con le tecniche di feedback elettronico discusse nel par. 2.2.1 ottenendo deviazioni standard della frequenza pari a 1.5 MHz per 5 minuti di osservazione e 2.4 MHz per 30 minuti.

Ulteriori riduzioni della larghezza di riga e della stabilità sono in via di sviluppo e si pensa si possa scendere presto sotto i 100 KHz [26].

CAPITOLO 3

MODULAZIONE AD ALTA FREQUENZA DI UN LASER A DIODO

Indice

3.1	Sistema semplificato di Mirror MOT	74
3.2	Modulazione ad alta frequenza di un laser a diodo	77
3.2.1	Accoppiamento di un segnale RF ad un circuito di carico	79
3.2.2	Modulazione di un laser DFB con una sorgente di microonda	84
3.3	Costruzione della sorgente di microonda . .	86
3.3.1	Caratterizzazione in frequenza ed ampiezza della sorgente di microonda	90
3.4	Applicazione della sorgente di microonda . .	96
3.4.1	Utilizzo della sorgente di microonda come driver di un EOM	96
3.4.2	Modulazione di un diodo laser con la sorgente di microonda	100

Alla luce della necessità di costruire un sistema ottico capace di costituire un valido mezzo di preparazione dei fasci indispensabili per la MOT descritti nel capitolo 1 vogliamo qui presentare uno schema semplificato

rispetto a quello precedentemente descritto. La semplificazione del sistema consente di ottenere una maggiore stabilità sia negli allineamenti sia in fase di aggancio, permettendo di avere un maggiore controllo della frequenza.

3.1 Sistema semplificato di Mirror MOT

L'idea principale sulla quale si basa la semplificazione è che un sistema di MOT classico è basato sulla presenza di due sorgenti laser che interagiscono separatamente con le transizioni di *cooling* e di *repumper*. Sebbene questa possa sembrare la scelta più ovvia per il raggiungimento del raffreddamento laser (e di fatti è la scelta adottata dalla quasi-totalità dei gruppi che si occupano di laser cooling su ^{87}Rb) essa presenta diverse controindicazioni di carattere pratico.

Prima di tutto occorre un sistema ottico sostanzialmente duplicato in quanto ciascun laser ha bisogno di essere stabilizzato (e quindi necessita di una complessa elettronica di aggancio). Quindi è necessario l'acquisto di due laser. Il laser di *cooling* deve essere abbastanza potente (usualmente qualche centinaio di mW) e molto stabile (la stabilità del detuning di questo laser è fondamentale nel determinare la dinamica dell'intrapopolamento, come descritto nel par. 1.2) e questo fa spesso propendere per il suo acquisto presso produttori specializzati. Il laser di *repumper* è, invece, meno potente (qualche percentuale del fascio di cooling) per cui spesso, a causa dei costi elevati, si propende per una sua fabbricazione in laboratorio a partire da componenti facilmente reperibili sul mercato (diodo laser, reticolo, Peltier e piezo-elettrico). Anche l'elettronica di controllo viene realizzata spesso dai laboratori di elettronica connessi al gruppo di ricerca. Sebbene si riescano a costruire ottimi sistemi in termini di stabilità in frequenza, essi sono spesso lontani dagli standard di stabilità meccanica raggiunti a livello industriale per i tradizionali laser ECDL e per questo il loro utilizzo resta circoscritto al laser di *repumper*. In sostanza risulta quindi evidente come un sistema a due laser tradizionale rappresenti una soluzione o molto costosa o piuttosto instabile. E' necessario oltretutto notare che, sebbene la soluzione del laser di *repumper* *selfmade* permetta di ridurre i costi della sorgente, resterà comunque un sistema complessivo le cui ottiche ed il cui sistema di aggancio saran-

no sostanzialmente duplicati.

Si è dunque pensato di costruire un unico sistema ottico, basato su un'unica sorgente laser di tipo DFB, che possa contemporaneamente fornire le radiazioni di cooling e di repumper. La possibilità di ricavare simultaneamente le radiazioni di cooling e di repumper da questo unico laser passa da quella di poter realizzare su di esso una banda laterale ad una distanza pari allo shift in frequenza delle due transizioni (6.57 GHz per il ^{87}Rb).

Tale possibilità, che in linea teorica non dovrebbe essere di difficile realizzazione, richiede il superamento di alcuni problemi di carattere ottico ed elettronico che verranno esaminati nei prossimi paragrafi e che sono attualmente allo studio del nostro gruppo di ricerca e del personale tecnico della Toptica che fornisce il DFB. Per poter studiare comunque la generazione di bande laterali in questa tesi si è utilizzato un laser ECDL (MQW), realizzato nel nostro laboratorio, in quanto molto meno costoso del laser Toptica e quindi molto più adatto come prototipo.

3.1 Sistema semplificato di Mirror MOT

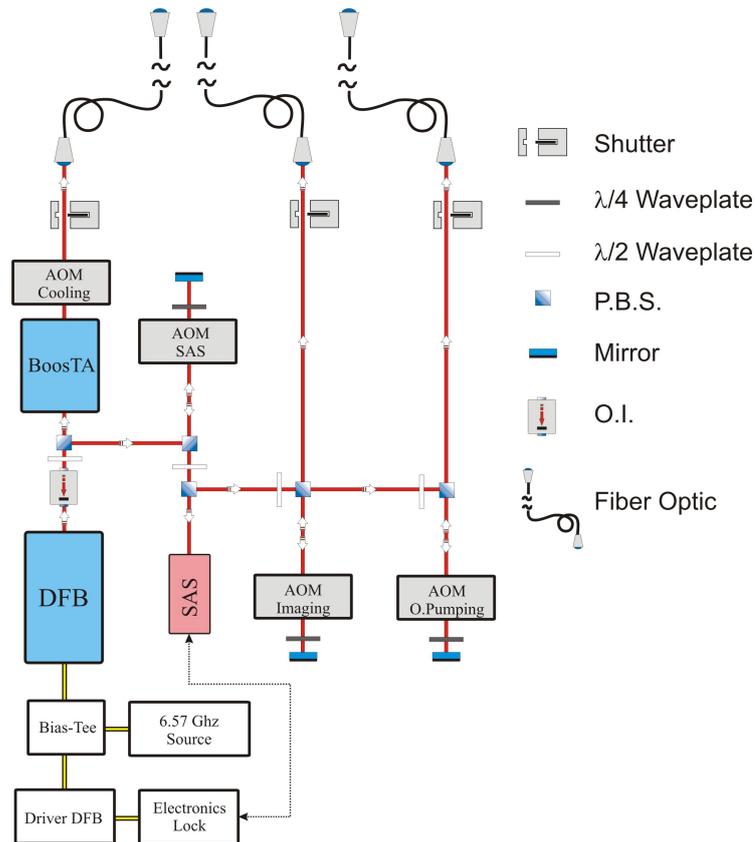


Figura 3.1: Viene mostrato il nuovo sistema ottico. Il laser di repumper, e tutta l'ottica e l'elettronica a corredo, è stato eliminato eseguendo una banda laterale su un unico laser. Più precisamente, attraverso un bias-tee, vengono sommate una corrente in dc proveniente dal driver del laser con una modulazione con una corrente in ac proveniente dalla sorgente di microonda. Il fascio laser generato dal DFB viene inviato su vari percorsi attraverso dei cubi beam splitter.

Una parte del fascio viene inviato ad un amplificatore laser (BoosTA) ed aggiustato in frequenza da un Modulatore Acusto-Ottico (AOM). Il fascio così ottenuto viene pulito spazialmente da un fibra singolo modo che preserva la polarizzazione e inviato alla camera ad UHV dove si trovano gli atomi di ^{87}Rb . Da esso verranno ricavati, agendo opportunamente sulle polarizzazioni, i quattro fasci di cooling ed il fascio di repumper.

Un'altra parte del fascio in uscita dal DFB viene utilizzato per la spettroscopia di aggancio, che permetterà di bloccare la frequenza del laser ad una riga nota così come descritto nel paragrafo 2.2.1. In questo schema tale aggancio viene realizzato attraverso un Saturation Absorption Spectroscopy (SAS).

Altre parti del fascio vengono infine opportunamente detunate attraverso l'uso di AOM così da formare le righe di imaging e di optical pumping. Anche questi fasci vengono puliti spazialmente da fibre ottiche prima di interagire con gli atomi nella camera.

3.2 Modulazione ad alta frequenza di un laser a diodo

In prima approssimazione possiamo pensare ad un laser come un dispositivo che, alimentato con una corrente i , fornisce in uscita una radiazione descritta dalla parte reale del seguente campo elettrico:

$$E = E_0(i)e^{j\phi(i,t)} \quad (3.1)$$

dove $E_0(i)$ è l'ampiezza del campo elettrico associato alla radiazione del campo elettromagnetico, $\omega(i) = \frac{d\phi}{dt}$ è la frequenza del campo.

Applicando una modulazione alla corrente di alimentazione:

$$i = i_0 + i_{SB} \cdot \sin(\omega_{SB}t) \quad (3.2)$$

la fase ϕ del campo risulta, assumendo $i_{SB} \ll i_0$, modulata:

$$\phi = \omega_0 t + \Delta\phi \cdot \sin(\omega_{SB}t) \quad (3.3)$$

dove ω_0 è la frequenza di emissione del laser alla corrente i_0 e $\Delta\phi$ è l'ampiezza di modulazione della fase del campo che in generale dipende da i_0 , i_{SB} e ω_{SB} . Poiché intendiamo descrivere una modulazione a frequenza fissata, trascureremo quest'ultima dipendenza.

Sostituendo la 3.3 nella 3.1 si ottiene:

$$E = E_0(i) \exp\{j[\omega_0 t + \Delta\phi \cdot \sin(\omega_{SB}t)]\} \quad (3.4)$$

e sviluppando l'espressione 3.4 otteniamo:

$$E = E_0 J_0(\Delta\phi) \sin(\omega_0 t) + E_0 \left\{ \sum_{m=1}^{+\infty} J_m(\Delta\phi) [\sin((\omega_0 + m\omega_{SB})t) + (-1)^m \sin((\omega_0 - m\omega_{SB})t)] \right\} \quad (3.5)$$

dove con $J_m(\beta)$ abbiamo indicato l' m -esima funzione di Bessel. Abbiamo dunque dimostrato che quando il segnale modulante è sinusoidale di frequenza ω_{SB} , la modulazione di fase produce sul fascio laser delle bande laterali separate ognuna dalla frequenza portante (la frequenza ω della radiazione laser che si avrebbe se $i(t) = i_0$) di un multiplo m di ω_{SB} . Tali bande laterali possono essere osservate attraverso un'analizzatore di spettro ottico (ad esempio un interferometro di Fabry-Perot). Inoltre la frazione di potenza trasferita ad una banda laterale di ordine m è $[J_m(\Delta\phi)]^2$ mentre la frazione di potenza che rimane sulla portante è $[J_0(\Delta\phi)]^2$.

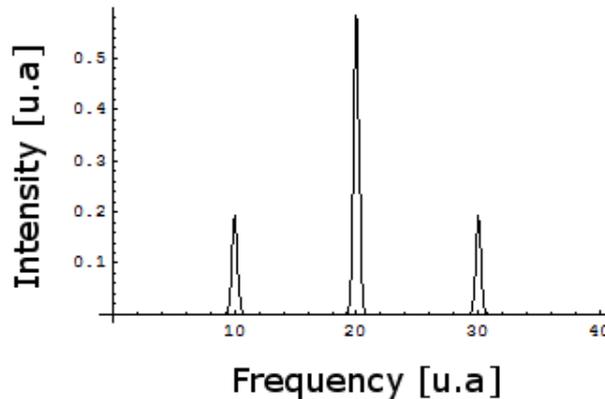


Figura 3.2: Viene graficato lo spettro dell'intensità derivante dal campo 3.5 arrestato alla prima funzione di Bessel. Nella simulazione sono state date delle larghezze di riga finite al fine di rendere le righe facilmente visualizzabili. Alla profondità di modulazione è stato assegnato il valore $\Delta\phi = 1$

In fig. 3.2 viene mostrato lo spettro dell'intensità del campo elettrico di equazione 3.5. In tale simulazione si è arrestato lo sviluppo del campo alle funzioni di Bessel di primo ordine dato che, nelle nostre applicazioni, si utilizza una profondità di modulazione relativamente piccola ($\Delta\phi \approx$

0.3).

Nella precedente analisi abbiamo trascurato l'effetto della modulazione di corrente sull'ampiezza del campo elettrico. In effetti per le profondità di modulazione da noi utilizzate tale effetto è abbastanza piccolo e si manifesta come un leggero sbilanciamento della potenza contenuta nelle due sidebands, come mostrato in fig. 3.3.

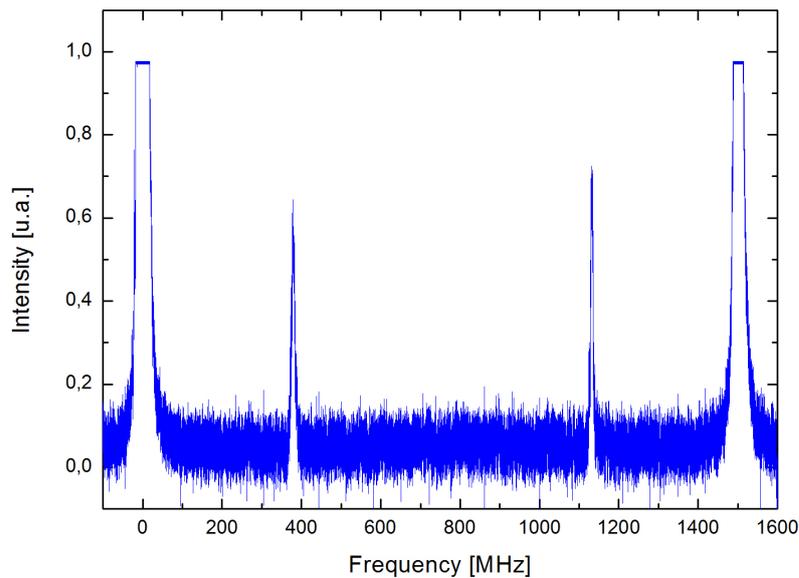


Figura 3.3: *Misura sperimentale della modulazione di ampiezza residua effettuata con un interferometro di Fabry-Perot con free spectral range di 1.5 GHz. La modulazione di ampiezza causa uno sbilanciamento della potenza contenuta nelle sideband. Come si nota in figura tale sbilanciamento è circa del 13%, corrispondente ad una profondità di modulazione inferiore al 2%.*

3.2.1 Accoppiamento di un segnale RF ad un circuito di carico

La possibilità di modulare in corrente un diodo laser come descritto nel paragrafo precedente passa dal problema, in generale non triviale, di mettere in risonanza il sistema diodo laser con il sistema generatore

di RF.

Tale problema è molto ben conosciuto in elettronica, in particolare nella branca di essa che si occupa dell'accoppiamento di antenne e di sorgenti RF. Esso può essere schematizzato nel seguente modo: data una sorgente di impedenza Z_S e un ricevitore di impedenza Z_L (da *load*, carico) quale sarà la porzione di potenza fornita dalla sorgente che verrà impiegata dal carico e, di conseguenza, quale sarà quella riflessa in direzione della sorgente?

Ovviamente un sistema ben progettato, quando possibile, dovrebbe prevedere che la quasi totalità della potenza generata dalla sorgente venga utilizzata dal carico. Scendendo più in dettaglio, poi, bisogna altresì considerare che sorgente e carico sono connessi con una linea di trasmissione di impedenza Z_0 .

Nel nostro caso tale linea di trasmissione è costituita da un cavo coassiale a bassa perdita (resistenze caratteristiche molto piccole rispetto all'impedenza capacitiva ed induttiva) il quale fornisce un'adeguata schermatura per il segnale elettromagnetico utilizzato. Per un siffatto cavo si dimostra [27] che la sua impedenza vale:

$$Z_0 = \frac{59.96\Omega}{\sqrt{\epsilon_r}} \ln \frac{b}{a} \quad (3.6)$$

dove ϵ_r è la costante dielettrica relativa del mezzo contenuto nel cavo coassiale, a è il raggio del filo interno (segnale) e b è la distanza dal centro del cavo alla maglia esterna (ground). Una sezione del cavo è mostrata schematicamente in figura 3.4.

Lungo il cavo, per una linea di trasmissione a bassa perdita, il segnale si propaga tenendo conto delle seguenti equazioni che possono essere ricavate direttamente dalle equazioni di Maxwell [28]:

$$\frac{\partial V}{\partial x} = -L \frac{\partial I}{\partial t} \quad (3.7)$$

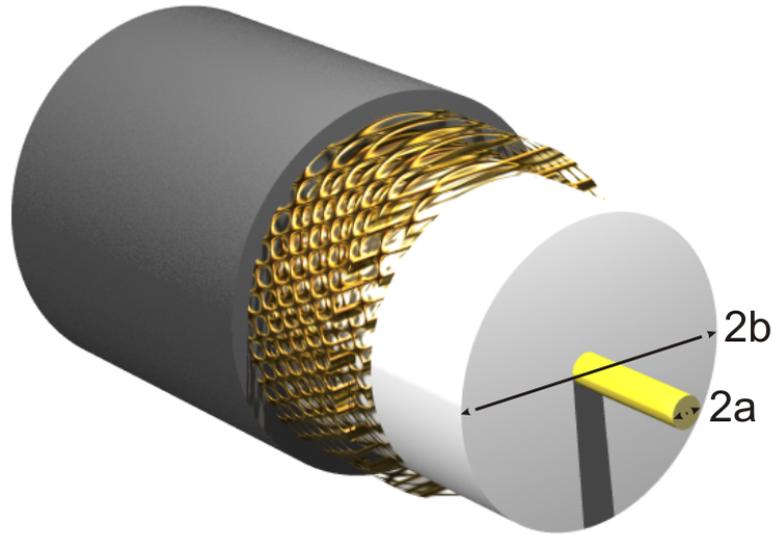


Figura 3.4: Viene mostrato uno spaccato di un cavo coassiale. All'interno in giallo, con spessore $2a$, vi è il cavo che porta il segnale. In bianco viene indicato il dielettrico di spessore $2b$. Infine vi è una calza metallica che è connessa a ground e fornisce la schermatura elettromagnetica.

$$\frac{\partial I}{\partial x} = C \frac{\partial V}{\partial t} \quad (3.8)$$

dove L e C sono induttanza e capacità del cavo per unità di lunghezza. combinando queste due equazioni si ottiene la seguente eguaglianza:

$$\frac{\partial^2 V}{\partial t^2} = \frac{1}{LC} \frac{\partial^2 V}{\partial x^2} \quad (3.9)$$

nella quale riconosciamo l'equazione di un'onda che si propaga con velocità:

$$\frac{1}{\sqrt{LC}} = \frac{1}{\sqrt{\epsilon\mu}} \quad (3.10)$$

dove l'ultima equazione si ricava a partire dal calcolo di L e C per un cavo coassiale.

La potenza erogata dalla sorgente verso il carico può essere trattata come la somma di onde incidenti e riflesse viaggianti in verso opposto lungo la linea di trasmissione. Se $Z_L = Z_0$, l'onda incidente è totalmente assorbita

dal carico e non produce riflessione.

Se $Z_L \neq Z_0$, parte dell'onda incidente non è assorbita dal carico, ma è riflessa verso la sorgente. Se l'impedenza della sorgente è tale che $Z_S = Z_0$ l'onda riflessa dal carico è totalmente assorbita dalla sorgente e non ci sono ulteriori riflessioni. Se $Z_S \neq Z_0$ una parte dell'onda riflessa dal carico è nuovamente riflessa dalla sorgente verso di esso. Per una linea di trasmissione senza perdite questo processo avviene di conseguenza un numero di volte indefinito.

La differenza tra Z_0 e Z_L determina quindi quanto dell'onda incidente viene riflessa e quanto trasmessa. Il rapporto tra onda riflessa e onda trasmessa è conosciuto come coefficiente di riflessione ed è una misura della qualità dell'accoppiamento fra la linea di trasmissione e il carico. Il coefficiente di riflessione è una quantità complessa:

$$\Gamma = \frac{A_r * e^{i\phi_r}}{A_i * e^{i\phi_i}} \quad (3.11)$$

dove A_r e ϕ_r sono l'ampiezza e la fase dell'onda riflessa, mentre A_i e ϕ_i sono l'ampiezza e la fase dell'onda incidente.

Non appena l'accoppiamento tra l'impedenza di carico e quella del cavo aumenta l'onda riflessa diminuisce diminuendo quindi Γ fin quando si ottiene la completa repressione dell'onda riflessa. Viceversa in totale assenza di carico, o nel caso di corto, $|\Gamma| = 1$ e tutta la potenza emessa torna verso la sorgente.

Una trattazione elettrodinamica del problema porta a determinare la forma funzionale di Γ a partire dalle impedenze in gioco:

$$\Gamma = \frac{Z_L - Z_0}{Z_L + Z_0} \quad (3.12)$$

ed analogamente per la sorgente. Attraverso questa relazione si vede come sia necessario che le impedenze siano uguali al fine di minimizzare la potenza riflessa. Sebbene in questo modo si annullino eventuali ritorni sulla sorgente (operazione talvolta indispensabile per evitare di

rovinarla) dal *teorema del massimo trasferimento* si ricava che in realtà per massimizzare la potenza trasmessa bisogna soddisfare la condizione $Z_{S'} = Z_L^*$ (essendo stavolta $Z_{S'}$ l'impedenza complessiva di sorgente e linea di trasmissione). Infatti, detta I la corrente che scorre sul nostro circuito (fig. 3.5) abbiamo che:

$$|I| = \frac{|V_{S'}|}{Z_{S'} + Z_L} \quad (3.13)$$

La potenza dissipata sul carico P_L sarà:

$$\begin{aligned} P_L &= I_{rms}^2 R_L = \frac{1}{2} |I|^2 R_L = \frac{1}{2} \left(\frac{|V_{S'}|}{|Z_{S'} + Z_L|} \right)^2 R_L = \\ &= \frac{1}{2} \frac{|V_{S'}|^2 R_L}{(R_{S'} + R_L)^2 + (X_{S'} + X_L)^2} \end{aligned} \quad (3.14)$$

con $Z_j = R_j + iX_j$, essendo R_j e X_j rispettivamente la parte resistiva e quella reattiva dell'impedenza Z_j . Le condizioni che massimizzando la 3.14 sono $R_L = R_{S'}$ e $X_L = -X_{S'}$ cioè $Z_{S'} = Z_L^*$.

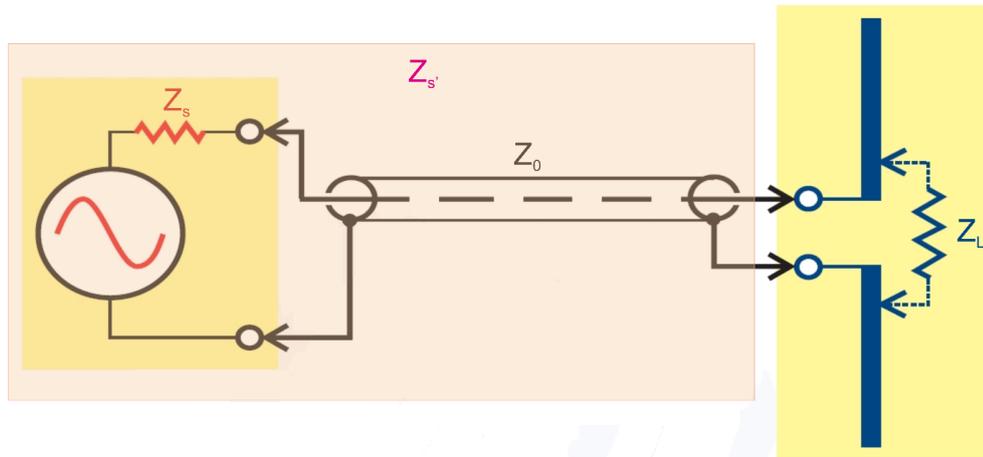


Figura 3.5: Viene mostrata schematicamente la presenza dei tre elementi che formano il nostro sistema e le loro rispettive impedenze.

3.2.2 Modulazione di un laser DFB con una sorgente di microonda

Le prime misure di modulazione sono state effettuate su un laser DFB Toptica (DL100), fabbricato per essere centrato sulle transizioni D_2 del ^{87}Rb .

Poiché l'ingresso di modulazione fornito dalla Toptica ammetteva una RF di ingresso massima di qualche centinaia di MHz , abbiamo deciso di fare adattare l'ingresso di modulazione del laser dal laboratorio di elettronica del LENS di Firenze che ha inserito un secondo ingresso di modulazione e lo ha collegato il più vicino possibile ai pin del laser, realizzando l'accoppiamento dei due segnali (in continua e in RF) per mezzo di una capacità di 100 pF .

Poiché non sapevamo quali fossero i range di frequenza e di ampiezza più adeguati dopo tale modifica, abbiamo utilizzato come sorgente di RF un sintetizzatore HP (8510A) dal quale è possibile prelevare un segnale da 10 MHz a 26.5 GHz con una potenza selezionabile dall'operatore tra -100 dBm a 10 dBm .

Dopo aver disposto il fascio laser su un interferometro di Fabry-Perot abbiamo impostato la frequenza di operazione del sintetizzatore a 100 MHz ed aumentato in potenza il segnale da -100 dBm a -3 dBm , valore consigliato dal costruttore e potenza che ci permetteva di osservare chiaramente la presenza delle bande laterali. Successivamente, lasciando costante la potenza di RF a -3 dBm , abbiamo variato la frequenza di operazione della sorgente da 100 MHz a 500 MHz come riportato in fig. 3.6.

Come è possibile notare dal grafico stesso la modulazione viene rigettata dal sistema laser quando la frequenza supera i 200 MHz . Dopo tali valori sono stati inoltre notate delle oscillazioni dello spettro ottico della radiazione laser molto simili a quelle che si osservano quando si cambia

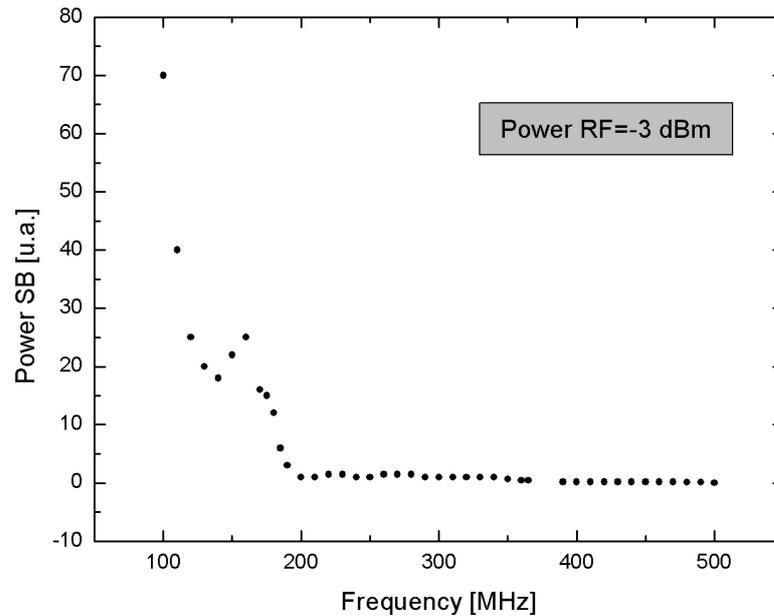


Figura 3.6: *Misura della potenza delle bande laterali sul laser DFB DL100 della Topptica in funzione della frequenza di modulazione (a -3 dBm). Osserviamo un picco di risonanza a 160 MHz e una forte attenuazione dopo i 200 MHz.*

la temperatura di operazione del diodo. Per evitare danni permanenti al diodo laser si è dunque evitato di aumentare la potenza di modulazione. Osserviamo inoltre una risonanza a 160 MHz.

Evidentemente la totale scomparsa della banda laterale nel laser DFB per frequenze maggiori dei 200 MHz è indice del fatto che non vi è un accoppiamento delle impedenze dei sistemi sorgente e laser a frequenze superiori. La possibilità di effettuare un matching dei due sistemi per realizzare una banda laterale a 6.57 GHz è tutt'ora al vaglio del nostro gruppo di ricerca, della Topptica e del laboratorio di elettronica del LENS di Firenze.

Un'ultima caratterizzazione del sistema è stata svolta osservando come la potenza nelle bande laterali dipenda dalla potenza di modulazione del laser. Impostando la frequenza di operazione del sintetizzatore a 130 MHz e variando la potenza di modulazione da -16 dBm a -3 dBm

abbiamo ottenuto i dati di cui in fig. 3.7.

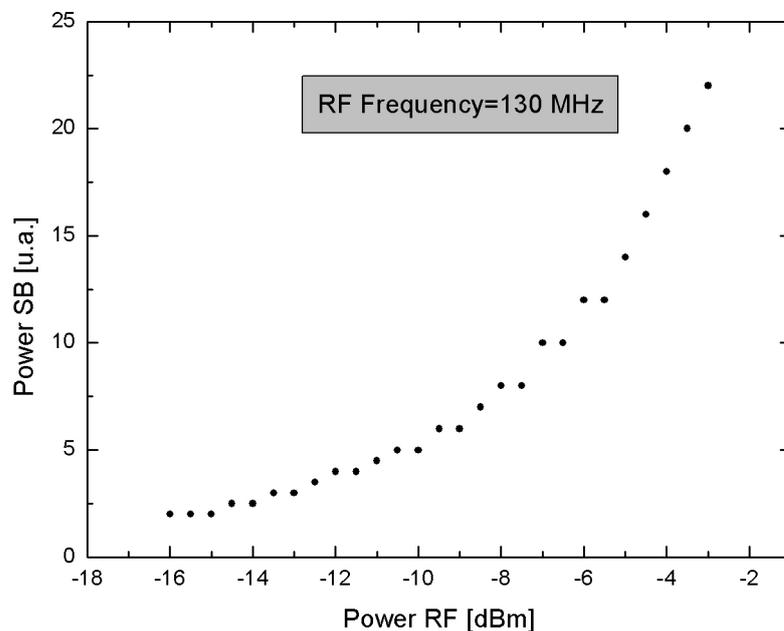


Figura 3.7: *Misura della potenza delle bande laterali sul laser DFB DL100 della Topica in funzione della potenza di modulazione (a 130 MHz). Osserviamo una sostanziale monotonicità dell'andamento.*

3.3 Costruzione della sorgente di microonda

Al fine di ridurre i costi del nostro setup sperimentale abbiamo deciso di costruire noi stessi la sorgente di microonda con cui modulare la corrente del laser.

L'alternativa a questa soluzione è quella di comperare un sintetizzatore già pronto il cui prezzo si agira in genere intorno ai 40000 euro. Tale prezzo è spesso dovuto all'estensione dei sintetizzatori sul mercato (da 0 a 25 GHz).

La sorgente da noi costruita è costituita da un VCO (*Voltage Control-*

3.3 Costruzione della sorgente di microonda

led Oscillator) MINICIRCUIT (ZX95-2650+), un attenuatore MINICIRCUIT (ZX73-2500+), un amplificatore MINICIRCUIT (ZX60-33LN+) e un triplicatore MITEQ (MAX3H063074). I dispositivi sono collegati tra di loro in serie seguendo lo schema di cui in fig. 3.8. Il VCO ha una

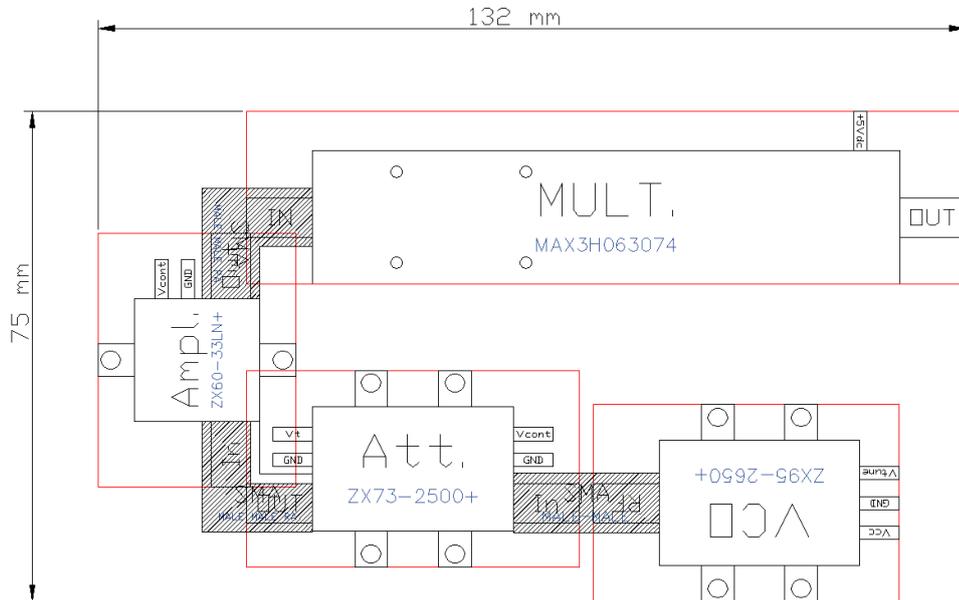


Figura 3.8: Viene mostrato lo schema di realizzazione della sorgente di microonda. Un VCO produce un segnale RF di frequenza variabile da 2165 a 2650 MHz. Un attenuatore regolabile ed un amplificatore in cascata (schema a variable gain) permettono di regolarne l'ampiezza. Infine il segnale viene triplicato in frequenza dal moltiplicatore al fine di ricadere nel range di frequenze desiderato.

tensione di pilotaggio compresa tra 0 e 19 Volt. Al suo variare il dispositivo varia la sua frequenza di oscillazione da 2165 MHz a 2650 MHz in maniera sostanzialmente lineare. La potenza in uscita dal VCO è inoltre pari a ≈ 5 dBm.

L'output del VCO è collegato all'attenuatore il quale ha anch'esso una tensione di pilotaggio. Il range a cui è possibile portare tale tensione spazia da 0 a 17 Volt. Al variare di questa tensione il range di attenuazione passa da ≈ -42 dB a ≈ -3 dB. Stavolta, però, il tuning non è lineare e per piccoli valori della tensione neanche monotono. Un'analisi all'ana-

lizzatore di spettro è stata quindi necessaria per capire come sfruttare al meglio il dispositivo. L'output attenuato viene a sua volta mandato ad un amplificatore a guadagno fissato e pari a $\approx 13 \text{ dB}$.

Infine il segnale viene triplicato in frequenza dal moltiplicatore MITEQ e portato quindi nel range di frequenze desiderato. Tale dispositivo funziona a *zero gain* per cui l'ampiezza del segnale in uscita è uguale a quella del segnale in entrata. Si tratta, quindi, di un dispositivo attivo in quanto deve amplificare la potenza della terza armonica prodotta per effetto non lineare fino al valore della potenza in entrata.

L'intero sistema è poi stato posto all'interno di una scatola metallica al fine di ridurre eventuali interferenze di carattere elettromagnetico. La sorgente così realizzata è mostrata in fig. 3.9.

Tutti i dispositivi hanno ovviamente bisogno di essere alimentati. Le alimentazioni necessarie sono $+5 \text{ Volt}$ e $+12 \text{ Volt}$. A tal scopo, sono stati dunque acquistati due alimentatori lineari a basso rumore che forniscono le tensioni richieste.

Le due tensioni di pilotaggio (VCO ed attenuatore) sono state fornite per mezzo di due generatori di funzione Agilent (mod. 33220A) anch'essi a basso rumore.

Al fine di stabilizzare i componenti in temperatura essi sono stati fissati su una sottile lamina di alluminio in contatto termico con due celle Peltier. Come nel caso della stabilizzazione termica del diodo laser, le Peltier sono state disposte sopra un serbatoio termico che funge da scambiatore di calore. La temperatura è monitorata da una sonda NTC ed un sistema elettronico, realizzato per questa tesi, permette di guidare le lamine Peltier e di portare il sistema ad una temperatura stabilita dall'operatore. A tal proposito la stabilizzazione raggiunta da tale sistema può essere apprezzata in fig. 3.10.

3.3 Costruzione della sorgente di microonda

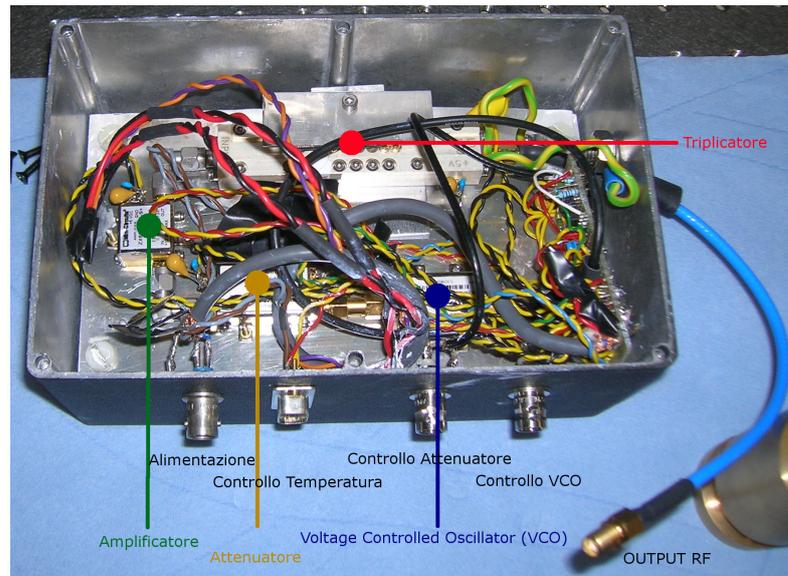


Figura 3.9: Viene mostrata la sorgente posta all'interno di una scatola metallica per schermarla elettromagneticamente. I componenti indicati sono montati su una sottile (spessore 2 mm) lamina di alluminio posta sopra due lamine Peltier e un serbatoio termico per la stabilizzazione in temperatura del dispositivo.

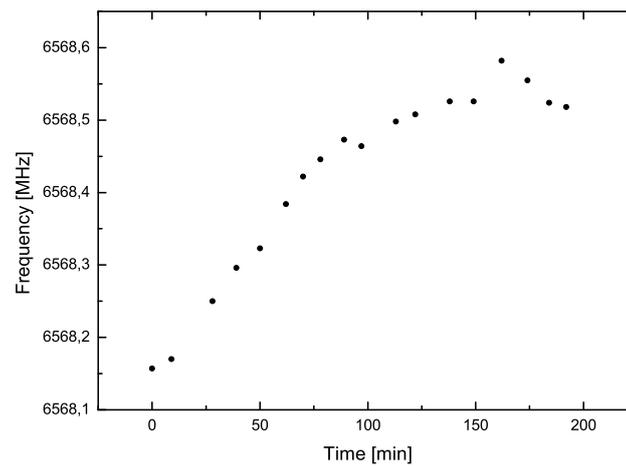


Figura 3.10: Misura della frequenza della sorgente di microonda quando essa raggiunge la stabilizzazione termica. Dopo circa 120 minuti la sorgente si stabilizza completamente e quando una causa esterna la allontana dall'equilibrio il sistema si riporta verso la regione di stabilità.

3.3.1 Caratterizzazione in frequenza ed ampiezza della sorgente di microonda

Una volta realizzata la sorgente è stato necessario studiare il comportamento in frequenza e in ampiezza del segnale in uscita. A tal proposito sono stati utilizzati un analizzatore di spettro Agilent (mod. E4408B) ed uno Anritsu (mod. MS2667C).

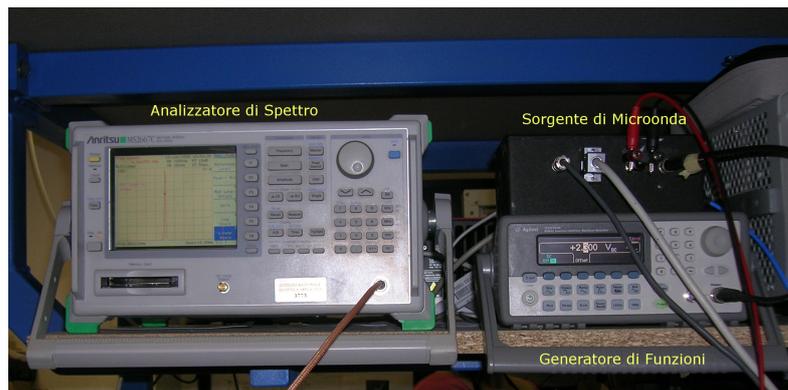


Figura 3.11: *Apparato utilizzato per la caratterizzazione della sorgente. Viene mostrata la sorgente da noi realizzata, il generatore di funzione utilizzato per guidare il VCO (mod. Agilent 33220A) e l'analizzatore di spettro.*

In fig. 3.12 sono mostrati due spettri della sorgente a 6.57 GHz riportati in scala semilogaritmica e in scala lineare. Dal fit della seconda curva è stato possibile risalire alla larghezza della riga emessa che è risultata essere $\approx 14\text{ KHz}$. Tale purezza spettrale è più che sufficiente per realizzare una banda laterale di repumper, essendo la purezza spettrale ottica richiesta di $\approx 1\text{ MHz}$.

Dopo aver osservato le caratteristiche spettrali della riga abbiamo studiato lo spostamento in frequenza della stessa al variare della tensione di pilotaggio del VCO. Abbiamo in particolare caratterizzato il nostro dispositivo in un intorno della frequenza necessaria per realizzare una banda laterale di repumper (6.57 GHz) e di quella risonante con la transizione iperfine dello stato fondamentale (6.84 GHz). Gli andamenti trovati nei

3.3 Costruzione della sorgente di microonda

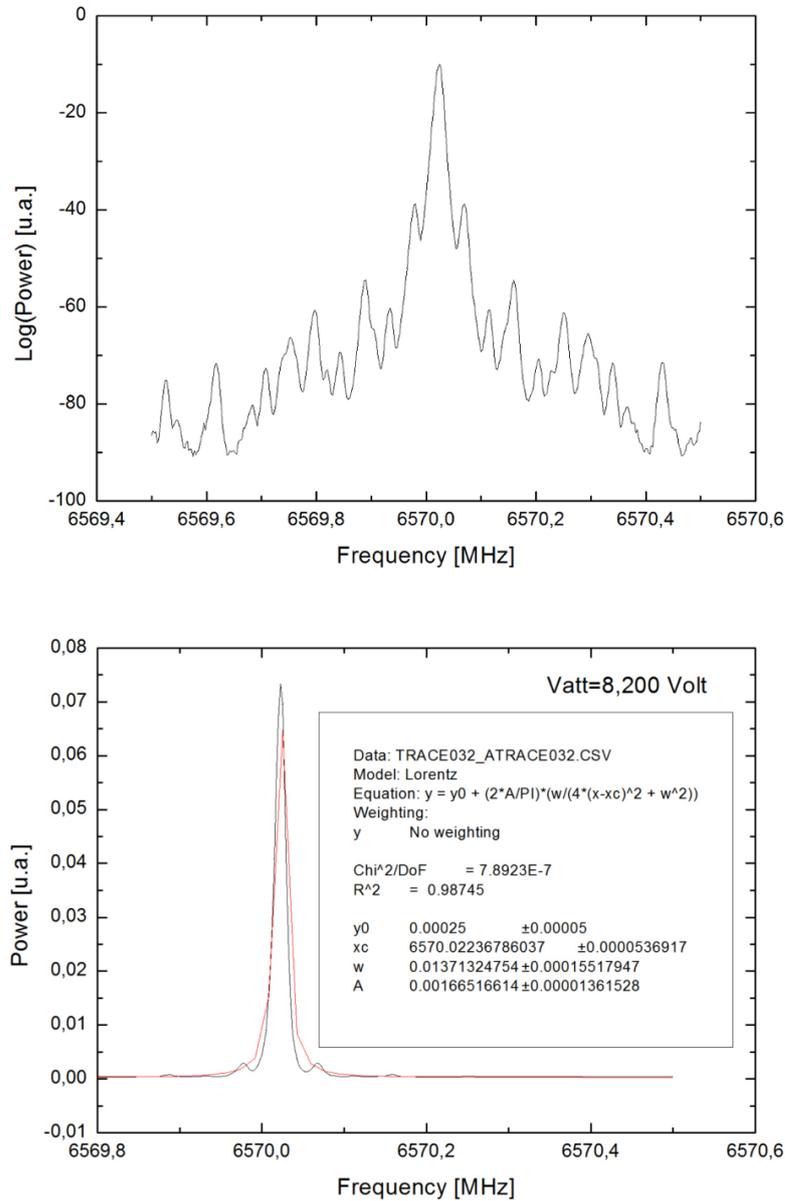


Figura 3.12: In alto: spettro della sorgente di microonda a 6.57 GHz in scala semilogaritmica. Tale scala permette di vedere eventuali contributi a frequenze non desiderate. In basso: spettro della stessa sorgente in scala lineare. Da questo spettro è possibile ricavare la larghezza della riga che è di circa 14 KHz.

due intorni sono apprezzabilmente lineari e le loro caratteristiche sono mostrate in fig. 3.13. Come possiamo notare dai risultati dei fit linea-

3.3 Costruzione della sorgente di microonda

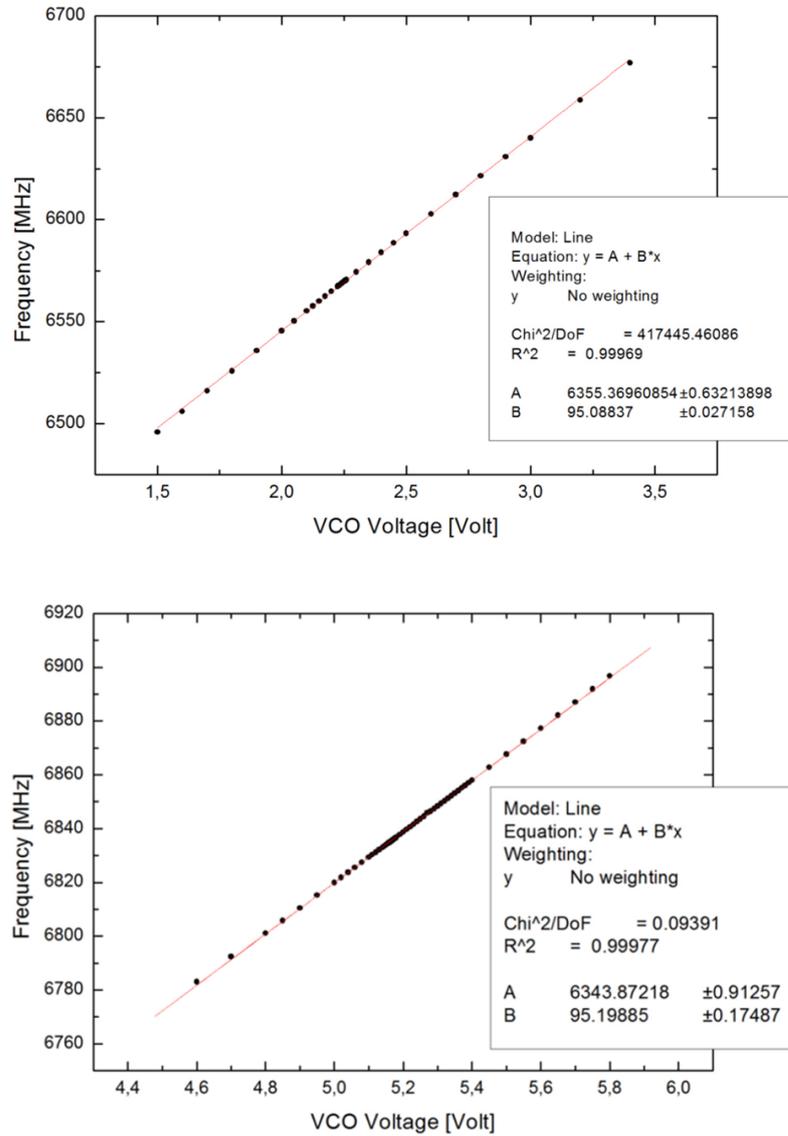


Figura 3.13: *In alto: viene mostrato l'andamento della frequenza di uscita dalla sorgente in funzione della tensione di pilotaggio del VCO in un intorno di 6.57 GHz. Tale range di frequenze è quello utilizzato per realizzare una banda laterale di repumper sul laser a diodo. In basso: la stessa operazione viene effettuata in un intorno di 6.84 GHz range per il quale è possibile osservare una riga nera fra due transizioni del ⁸⁷Rb che coinvolga come stati fondamentali $F = 1$ e $F = 2$. Notiamo l'andamento marcatamente lineare in entrambi i range e la sostanziale coincidenza dei parametri di fit delle due rette.*

ri riportati, l'andamento dei punti sperimentali è pressoché identico nei due range ed è caratterizzato da una pendenza di 95 KHz/mV . Tale risultato è perfettamente in accordo con quanto ci aspettavamo, infatti, il datasheet del VCO (non triplicato) riportava una tunabilità in frequenza pari a $29 - 40 \text{ KHz/mV}$.

Si è dunque proceduto ad una caratterizzazione in ampiezza del segnale. Tale misura è altrettanto utile della conoscenza della frequenza della microonda emessa in quanto ci permette di sapere la potenza del segnale modulante ed avere quindi una stima della profondità di modulazione. La misura è stata eseguita nuovamente a 6.57 GHz e a 6.84 GHz . I risultati sono riportati in fig. 3.14. Come si evince dalla figura stessa il

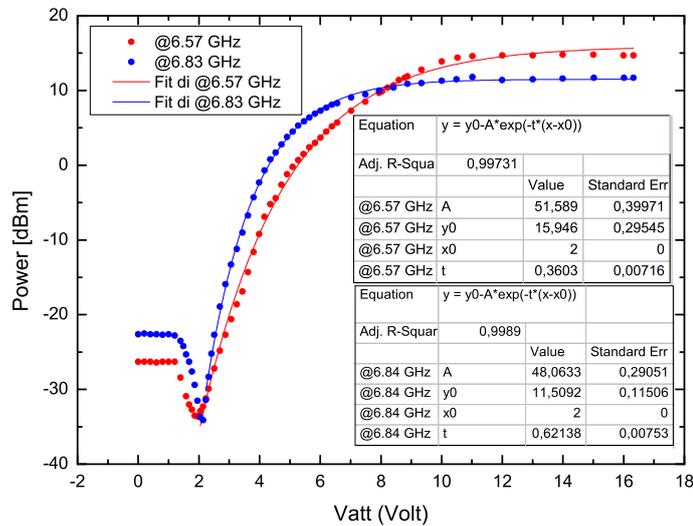


Figura 3.14: Viene mostrato l'andamento della potenza del segnale di uscita dalla sorgente in funzione della tensione di pilotaggio dell'attenuatore. Durante la misura la frequenza di operazione del dispositivo è stata impostata a 6.57 GHz e a 6.84 GHz . In questa fase abbiamo notato una non-monotonicità del dispositivo (non riportata nel datasheet dello stesso) e un massimo di attenuazione ad una tensione di circa 2 Volt .

dispositivo presenta una non monotonicità per basse tensioni di pilotaggio ($< 3 \text{ Volt}$) ed un minimo a 2 Volt a cui lo si deve portare quando

si vuole raggiungere la massima attenuazione (ed è quindi il valore a cui bisogna portare il dispositivo quando si vuole spegnere la sorgente, in maniera pilotata, durante l'esperimento). Come si può notare, inoltre, le due curve hanno la stessa forma funzionale (una saturazione esponenziale), ma con parametri diversi.

Abbiamo anche verificato, per una data tensione di pilotaggio dell'attenuatore (12 Volt), l'andamento della potenza in funzione della frequenza. Tali risultati sono riportati in fig. 3.15. Si nota che la potenza rimane all'incirca costante fino a 6.6 GHz per poi avere un minimo intorno a 6.8 GHz. I dati ottenuti in fase di modulazione dei dispositivi sono stati quindi corretti per tener conto di tale variazione. Un'ultima misura è

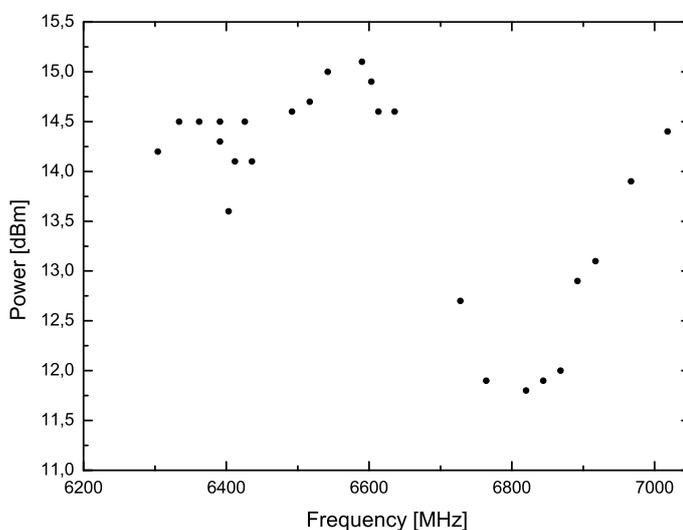


Figura 3.15: Viene mostrato l'andamento della potenza del segnale di uscita dalla sorgente in funzione della frequenza della sorgente stessa. Durante la misura la tensione di pilotaggio dell'attenuatore è stata fissata a 12 Volt. Dalla misura è possibile notare che la potenza rimane all'incirca costante fino a 6.6 GHz per poi avere un minimo intorno a 6.8 GHz

stata fatta sul drift della frequenza in uscita dalla sorgente in funzione della temperatura del sistema. Il risultato della misura è riportato in fig.

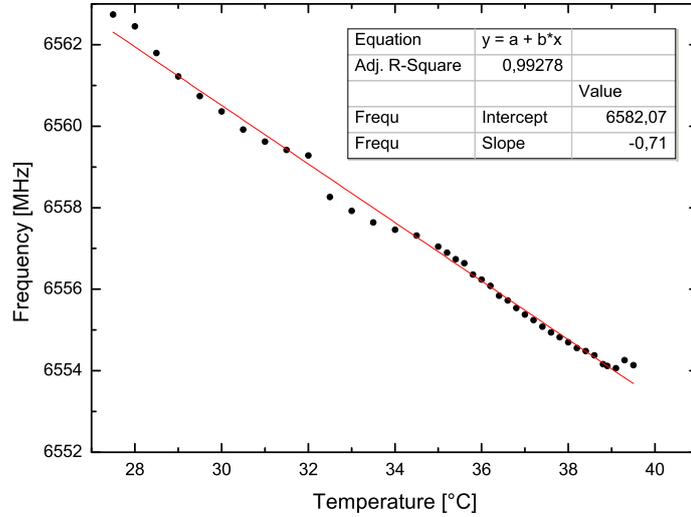


Figura 3.16: Viene mostrato l'andamento della frequenza del segnale di uscita dalla sorgente in funzione della temperatura della sorgente stessa. Notato un sostanziale andamento lineare dei dati sperimentali si è proceduto ad un fit i cui risultati sono riportati nella figura stessa.

3.16

Dalla figura è possibile notare che, nella regione di temperature da noi utilizzate, l'andamento è abbastanza lineare con una pendenza di $-0,71 \text{ MHz}/^\circ\text{C}$.

3.4 Applicazione della sorgente di microonda

3.4.1 Utilizzo della sorgente di microonda come driver di un EOM

Una volta caratterizzata la nostra sorgente ne abbiamo verificato l'effettiva funzionalità utilizzandola come driver di un Electro-Optic Modulator (EOM) New Focus mod. 4851 a 6.84 GHz (fig. 3.17).

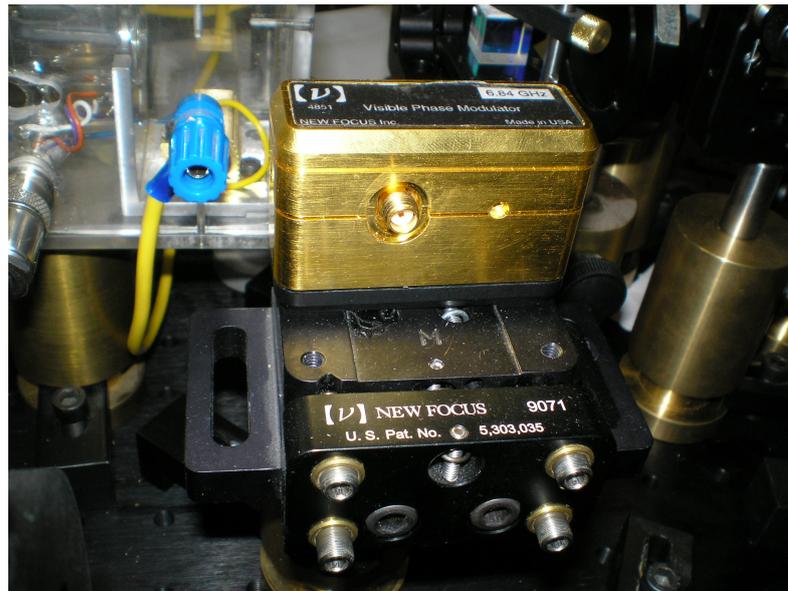


Figura 3.17: L'EOM da noi utilizzato per produrre delle bande laterali a 6.84 GHz .

Un EOM è un dispositivo basato su una cella di Pockels di niobato di litio (LiNbO_3) ed ossido di magnesio drogato niobato di litio ($\text{MgO} : \text{LiNbO}_3$), materiali particolarmente trasparenti alla radiazione a 780 nm . La cella di Pockels gode della proprietà di cambiare il proprio indice di rifrazione in base al campo elettrico nel cristallo, e quindi alla tensione applicatagli. In formule:

$$\Delta n = \frac{1}{2} n_0^3 r_{33} E \quad (3.15)$$

dove Δn è la variazione di indice di rifrazione, n_0 è l'indice di rifrazione imperturbato, E è il campo elettrico applicato (la cui direzione per convenzione giace sull'asse \hat{z}) e r_{33} è l'opportuno termine del tensore elettro-ottico, indice del fatto che stiamo considerando Δn lungo lo stesso asse del campo elettrico.

Quando l'EOM viene attraversato da un fascio laser la cui luce è polarizzata lungo quest'asse, a un cambiamento di indice di rifrazione seguirà, in modo del tutto lineare, una variazione nella fase del campo del laser:

$$\Delta\phi = \frac{2\pi}{\lambda} \left(\frac{1}{2} n_0^3 r_{33} \right) \frac{l}{d} V \quad (3.16)$$

dove λ è la lunghezza d'onda del laser nel vuoto, l è la lunghezza del cristallo che viene attraversata dalla luce laser e d è il suo spessore lungo l'asse \hat{z} . Sarà quindi possibile indurre una modulazione di fase al campo del laser a partire da una modulazione del potenziale cui è soggetta la cella di Pockels. Considerando che il segnale in tensione in ingresso dell'EOM è sinusoidale del tipo:

$$V(t) = V_0 \sin(\Omega t) \quad (3.17)$$

essendo V_0 l'ampiezza di modulazione della sorgente di microonda e ponendo:

$$\alpha = \frac{2\pi}{\lambda} \left(\frac{1}{2} n_0^3 r_{33} \right) \frac{l}{d} V_0 \quad (3.18)$$

possiamo riscrivere la 3.16 come:

$$\Delta\phi(t) = \alpha \sin(\Omega t) \quad (3.19)$$

Dato quindi un campo laser monocromatico in ingresso dall'EOM otterremo all'uscita una radiazione laser con uno spettro del tutto analogo a quello descritto in 3.5.

Il sistema costituito dall'EOM ha inoltre una propria frequenza di risonanza impostata dal costruttore a 6.84 GHz . Attraverso l'utilizzo di un interferometro di Fabry-Perot è stata quindi misurata l'efficienza della banda laterale di primo ordine rispetto alla potenza della portante per diverse frequenze di modulazione in un intorno della frequenza di risonanza dell'EOM. I risultati ottenuti sono riportati in fig. 3.18.

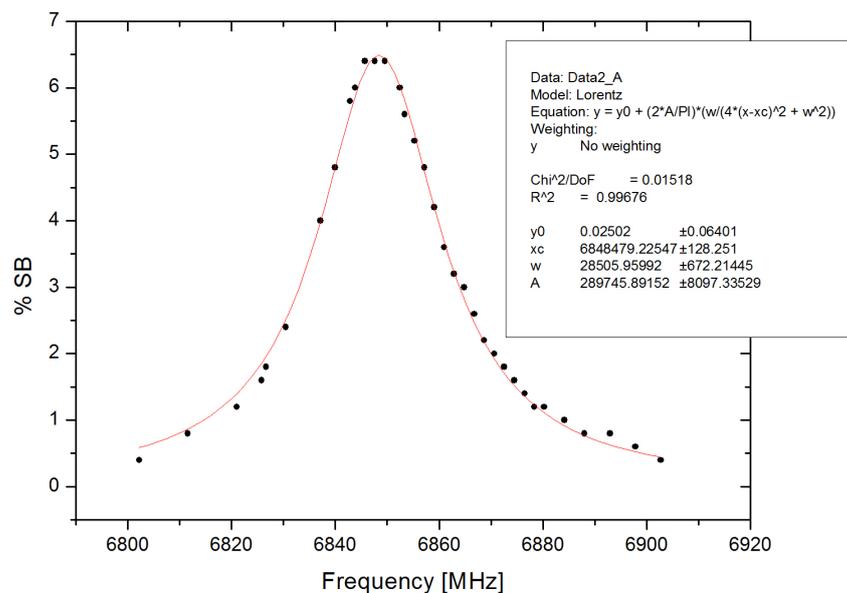


Figura 3.18: *Efficienza dell'EOM in funzione della frequenza di modulazione. La curva ottenuta è stata fittata con una lorentziana centrata in 6.848 GHz ed una FWHM di 29 MHz . La potenza di modulazione della sorgente di microonda è stata impostata a 25 dBm*

Dall'analisi di questi dati per mezzo di un fit lorentziano è stato possibile ricavare una risonanza del dispositivo a 6.848 GHz ed una FWHM di 29 MHz . La potenza di modulazione della sorgente di microonda è stata impostata a 25 dBm , potenza suggerita dal costruttore dell'EOM. Per il raggiungimento di tale potenza, non ottenibile con il solo utilizzo della sorgente come riportato nel grafico in fig. 3.14, abbiamo utilizzato

3.4 Applicazione della sorgente di microonda

un amplificatore MINICIRCUIT (ZVE-8G+) che ha consentito un gain di 30 *dB*.

3.4.2 Modulazione di un diodo laser con la sorgente di microonda

Dopo aver modulato l'EOM ed ottenuto i risultati riportati nel paragrafo precedente abbiamo provato a modulare un laser a diodo a Multi Quantum Well (SANYO DL-7140-201S) in configurazione *free-running* e in varie configurazioni di cavità estesa.

Al fine di accoppiare la microonda con la corrente continua di alimentazione del diodo laser è stato utilizzato un Bias-Tee MINICIRCUIT (ZX85-12G+). Tutte le connessioni sono state effettuate con cavi coassiali adatti a schermare i segnali ad alta frequenza trasportati. Le saldature sui pin del diodo laser sono state effettuate in modo che i terminali non isolati elettromagneticamente avessero lunghezze $\ll 2.5\text{ cm}$. A tale lunghezza infatti, per il range di RF utilizzate, le terminazioni irragerebbero, comportandosi come antenne, riducendo la potenza della microonda condotta all'interno del diodo e generando radiazione elettromagnetica indesiderata all'interno del laboratorio. Per misurare il risultato ottico della modulazione del diodo laser abbiamo utilizzato un interferometro di Fabry-Perot con *free spectral range* di 1500 MHz e fattore di qualità 1000. Abbiamo quindi impostato la potenza in uscita dalla sorgente di microonda a 10 dBm , la corrente in continua di alimentazione del laser a 80 mA (potenza in *free-running* di 52 mW) e misurato la potenza sulle bande laterali al primo ordine rispetto alla potenza della riga portante al variare della frequenza di modulazione. In questo modo abbiamo avuto modo di osservare un massimo di efficienza nella banda laterale di circa $0,5\%$ a 6.442 GHz . L'andamento dei dati sperimentali per tale misura è riportato in fig. 3.20. Come si nota da tali dati l'efficienza della modulazione varia di poco da 0.25% a 0.5% in un range di frequenze che va da 6.3 GHz a 6.9 GHz . Abbiamo così pensato di montare il diodo in configurazione di Littrow avendo cura di posizionare il reticolo su di un supporto a regolazione micrometrica in modo da poter regolare la lun-

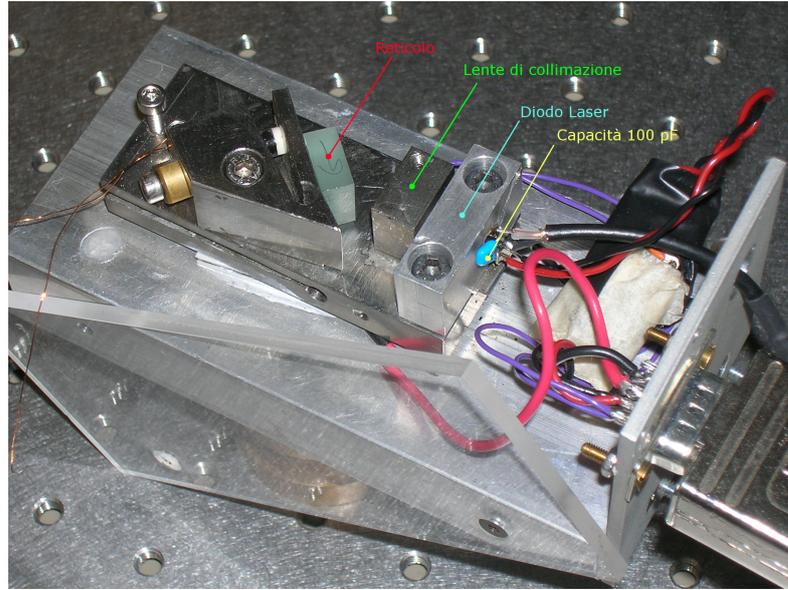


Figura 3.19: Laser a diodo a MQW (SANYO DL-7140-201S) in configurazione ECDL con reticolo. In figura il reticolo è posizionato a 2.2 cm dal diodo laser. La somma dei segnali dc e RF è stata realizzata per mezzo di un condensatore di 100 pF, dopo aver notato la sostanziale equivalenza di questa soluzione con l'utilizzo del Bias-Tee MINICIRCUIT. Da notare inoltre che tale operazione avviene direttamente con saldature sui pin del diodo laser per minimizzare la lunghezza delle terminazioni non schermate elettromagneticamente.

ghezza della cavità con tale precisione.

La prima misura in cavità estesa è stata presa ponendo il reticolo ad una distanza $L = 13.6 \text{ cm}$. Questa distanza corrisponde ad un free spectral range (fsr) di:

$$f_{sr} = \frac{c}{2L} = 1.102 \text{ GHz} \quad (3.20)$$

per cui ci aspettavamo di osservare una risonanza ottica delle bande laterali dovuta alla cavità estesa a circa 6.6 GHz dalla portante. In realtà l'osservazione sperimentale ci ha restituito, con procedura del tutto analoga alla misura in free-running, i risultati di cui in fig. 3.21. Come si può notare il picco di risonanza si trova ancora una volta a $\nu' = 6.442 \text{ GHz}$ e la sua potenza rispetto alla portante era di circa l'1%.

3.4 Applicazione della sorgente di microonda

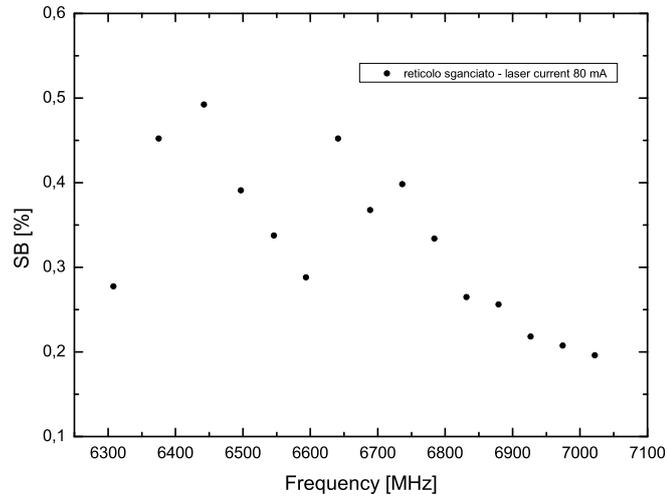


Figura 3.20: *Efficienza delle bande laterali (SideBand) al primo ordine. Il diodo laser si trovava in configurazione free-running (senza reticolo). La potenza di modulazione della sorgente di microonda era stata impostata a 10 dBm*

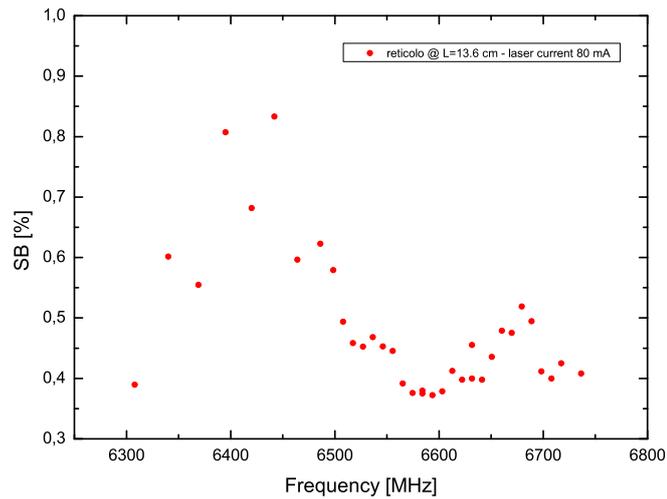


Figura 3.21: *Efficienza delle bande laterali (SideBand) al primo ordine. Il diodo laser si trovava in configurazione di Littrow con una distanza diodo-reticolo pari a $L = 13.6$ cm. La potenza di modulazione della sorgente di microonda era stata impostata a 10 dBm*

Abbiamo dunque pensato che la lente di collimazione del diodo laser non fosse perfettamente posizionata e producesse una variazione nella lunghezza effettiva della cavità. Abbiamo stimato la misura della cavità apparente in:

$$L' = \frac{6c}{2\nu'} = 13.96mm \quad (3.21)$$

dove il fattore 6 è dovuto al fatto che stiamo considerando un free spectral range che è 1/6 della banda laterale considerata. Utilizzando la vite micrometrica abbiamo dunque accorciato la cavità di 3 mm in modo da far coincidere la lunghezza apparente della cavità con la lunghezza desiderata. Procedendo alla misura dell'efficienza delle bande laterali abbiamo ottenuto i risultati di cui in fig. 3.22. Riducendo la lunghez-

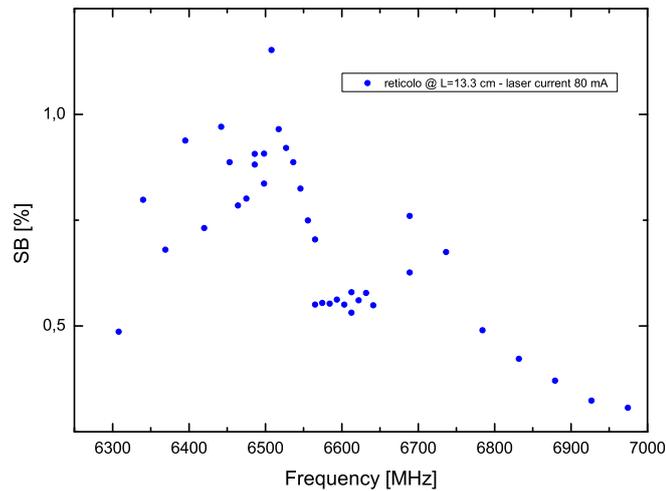


Figura 3.22: *Efficienza delle bande laterali (SideBand) al primo ordine. Il diodo laser si trovava in configurazione di Littrow con una distanza diodo-reticolo pari a $L = 13.3$ cm. La potenza di modulazione della sorgente di microonda era stata impostata a 10 dBm*

za di cavità di ulteriori 3 mm e 6 mm abbiamo ottenuto i dati di cui rispettivamente in figg. 3.23 e 3.24.

3.4 Applicazione della sorgente di microonda

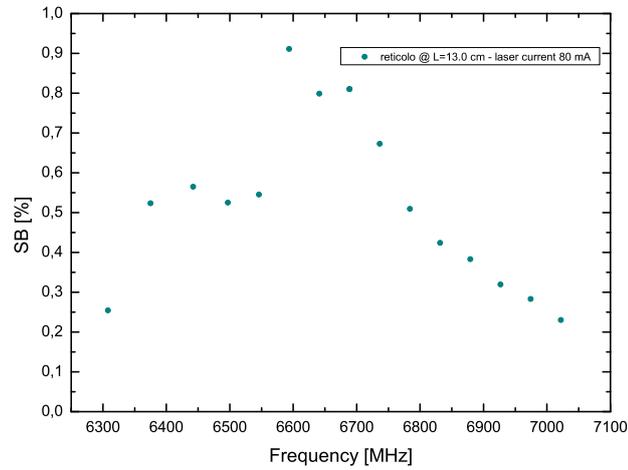


Figura 3.23: *Efficienza delle bande laterali (SideBand) al primo ordine. Il diodo laser si trovava in configurazione di Littrow con una distanza diodo-reticolo pari a $L = 13.0$ cm. La potenza di modulazione della sorgente di microonda era stata impostata a 10 dBm*

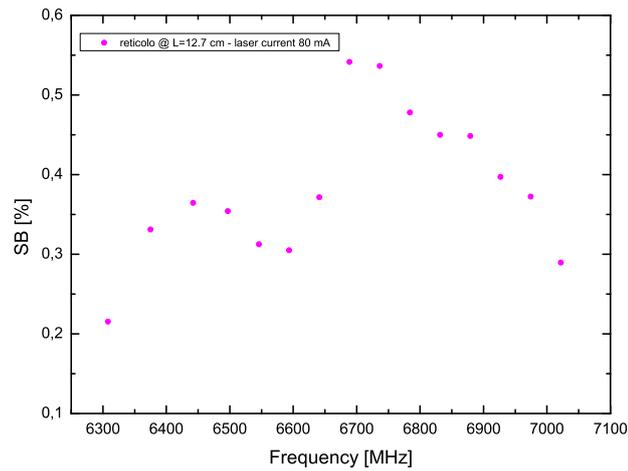


Figura 3.24: *Efficienza delle bande laterali (SideBand) al primo ordine. Il diodo laser si trovava in configurazione di Littrow con una distanza diodo-reticolo pari a $L = 12.7$ cm. La potenza di modulazione della sorgente di microonda era stata impostata a 10 dBm*

Si può così notare come il picco di efficienza si sposti verso le alte frequenze seguendo la cavità estesa. Infine abbiamo realizzato una cavità estesa di tipo Fabry-Perot utilizzando uno specchio semiriflettente ($R = 0.70$) posizionandolo a $L = 13.5 \text{ cm}$ dal diodo laser. Poiché una riflettività così alta poteva produrre danni permanenti al diodo laser abbiamo abbassato la corrente di alimentazione del diodo a 60 mA (potenza in free-running di 31 mW). Sebbene la potenza del fascio laser si sia quasi dimezzata l'efficienza della banda laterale è stata di quasi il 4% a 6.475 GHz come viene mostrato in fig. 3.25. Infine in fig. 3.26 vengono confrontate le varie misure ottenute. Risulta ora evidente come la cavità

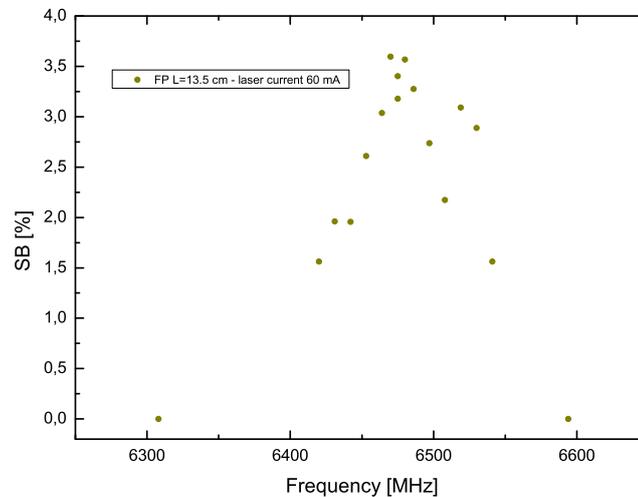


Figura 3.25: *Efficienza delle bande laterali (SideBand) al primo ordine. Il diodo laser si trovava in configurazione di Fabry-Perot con una distanza diodo-specchio pari a $L = 13.5 \text{ cm}$. La potenza di modulazione della sorgente di microonda era stata impostata a 10 dBm*

estesa di tipo Fabry-Perot abbia permesso di ottenere una efficienza sulle bande laterali ben 4 – 5 superiore rispetto a quella ottenuta con le cavità di tipo Littrow. Tale risultato è particolarmente di rilievo se si pensa che tale efficienza è stata ottenuta abbassando la potenza in continua sul diodo laser (potenza di bias) da 52 mW a 31 mW . In base ai risultati

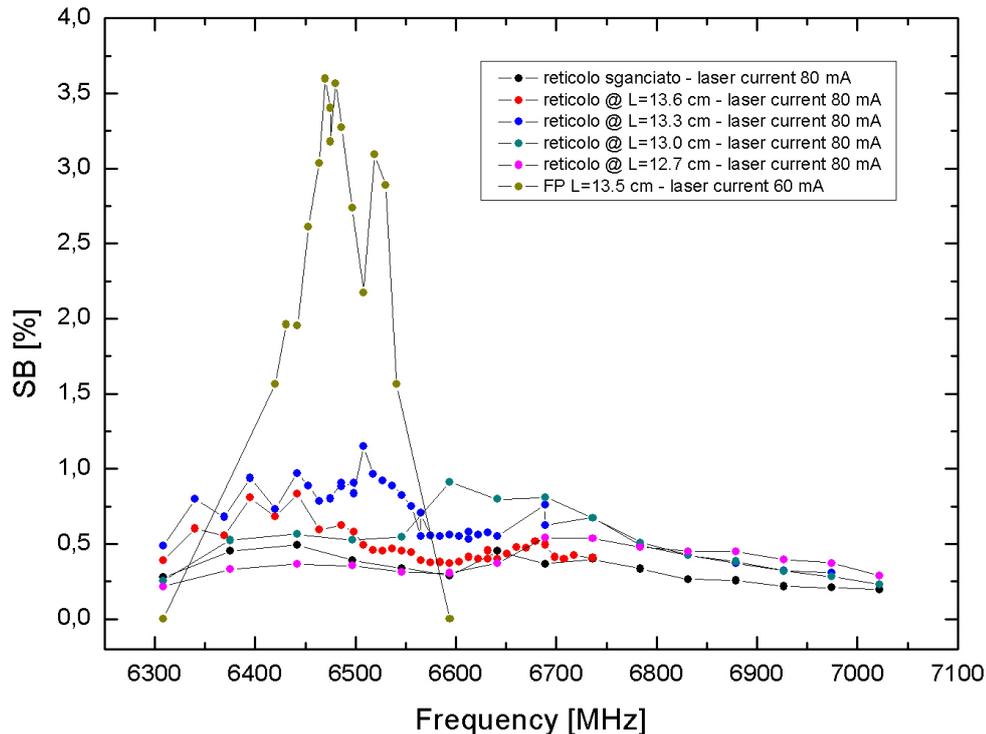


Figura 3.26: *Efficienza delle bande laterali (SideBand) al primo ordine. Vengono confrontate le misure ottenute nelle varie configurazioni (free-running, Littrow e Fabry-Perot). Si nota che, sebbene in configurazione FP sia stata abbassata la corrente di bias del diodo (e quindi la potenza), l'efficienza della banda laterale è superiore a quella nelle altre configurazioni di 4–5 volte.*

ottenuti in letteratura in esperimenti analoghi [29] l'efficienza delle bande laterali diminuisce al diminuire della potenza di bias. Questo risultato ci fa ben sperare qualora sia possibile aumentare tale potenza senza perdere in stabilità e senza rischiare di provocare danni permanenti al diodo stesso.

Al fine di aumentare il fsr della cavità estesa, evitando quanto più possibile il fenomeno dei salti di modo, sono state effettuate ulteriori misure posizionando il reticolo su un montaggio fisso preesistente a circa 2.2 cm dal diodo laser (essendo il fsr corrispondente a 6.6 GHz pari a 2.3 cm). Stavolta la potenza della microonda è stata portata a 15 dBm e la cor-

rente in dc era pari a 90 mA corrispondente a circa 42 mW di potenza in uscita. I risultati della risposta in frequenza del sistema laser sono riportati in fig. 3.27

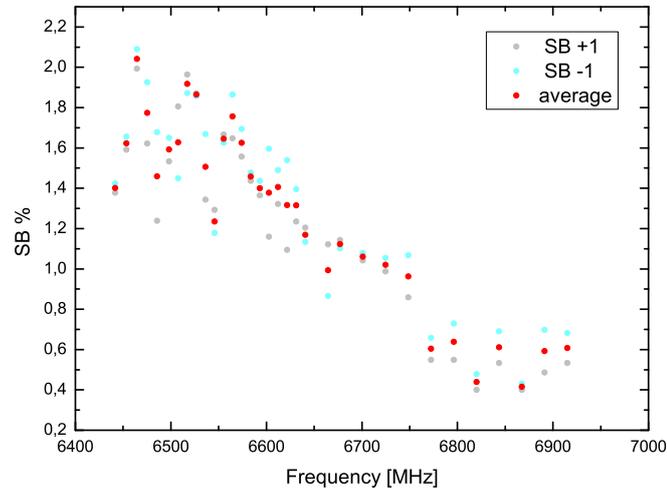


Figura 3.27: *Efficienza delle bande laterali (SideBand) al primo ordine. Viene mostrata l'efficienza delle bande laterali corrispondenti a $\omega_0 + \Omega$ (+1) ed $\omega_0 - \Omega$ (-1) in funzione della frequenza di modulazione. Viene inoltre graficata la media delle due. In questa configurazione ECDL il reticolo è stato posto a 2.2 cm dal diodo laser e la potenza della sorgente di microonda è stata impostata a 15 dBm. Come emerge dalla figura l'aumento della potenza della microonda e la nuova configurazione di cavità estesa (più corta e più stabile) hanno consentito di ottenere potenze sulle sidebands maggiori al 2% e pertanto compatibili con i requisiti di potenza della riga di repumper.*

Come emerge dalla figura, i dati ottenuti sono molto incoraggianti in quanto è stata osservata una banda laterale di potenza ottica superiore al 2% rispetto al carrier. Tale potenza risulta quindi compatibile con i requisiti della riga di repumper. Il prossimo passo sarà quindi quello di costruire una cavità stabile su misura capace di sostenere il modo a 6.6 GHz. Tale cavità dovrà essere inoltre dotata di regolazione micrometrica in modo da ottimizzare la lunghezza di risonanza.

E' stata fatta un'osservazione diretta della potenza sulle bande laterali in funzione della potenza della microonda. I risultati di tale misura sono riportati in fig. 3.28.

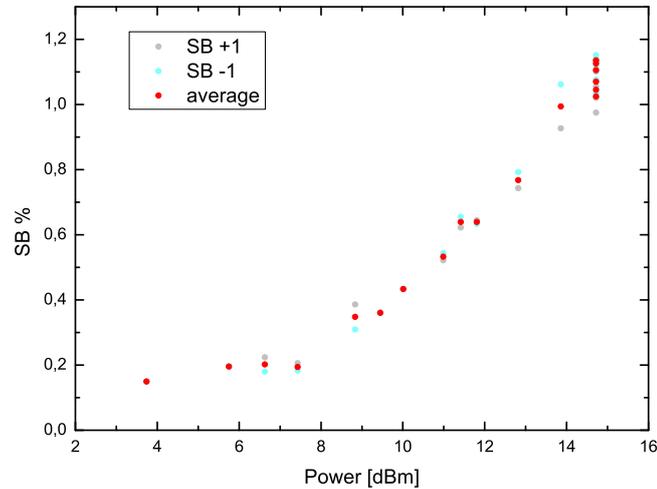


Figura 3.28: *Efficienza delle bande laterali (SideBand) al primo ordine. Viene mostrata l'efficienza delle bande laterali corrispondente a $\omega_0 + \Omega$ (+1) ed $\omega_0 - \Omega$ (-1) in funzione della potenza di modulazione. Viene inoltre graficata la media delle due. In questa configurazione ECDL il reticolo è stato posto a 2.2 cm dal diodo laser e la frequenza della sorgente di microonda è stata impostata a 6.57 GHz. Come emerge dalla figura l'aumento della potenza della microonda comporta un aumento della potenza sulle bande laterali.*

Lasciando fissa questa configurazione abbiamo studiato l'andamento dell'efficienza delle bande laterali in funzione della corrente in dc del diodo laser. Fissando la potenza della microonda a 15 dBm e la frequenza a 6.57 GHz abbiamo ottenuto i dati di cui in fig. 3.29

Come emerge dalla figura vi è una risonanza per $I_{dc} \approx 91,41$ mA. Tale andamento, difficilmente apprezzabile se non ci si trova nel giusto range di frequenze e correnti, è stato per la prima volta osservato da Melentiev et Al. [30]. In linea di principio l'efficienza delle bande laterali e di conseguenza (nei range in cui ci troviamo) l'indice di modulazio-

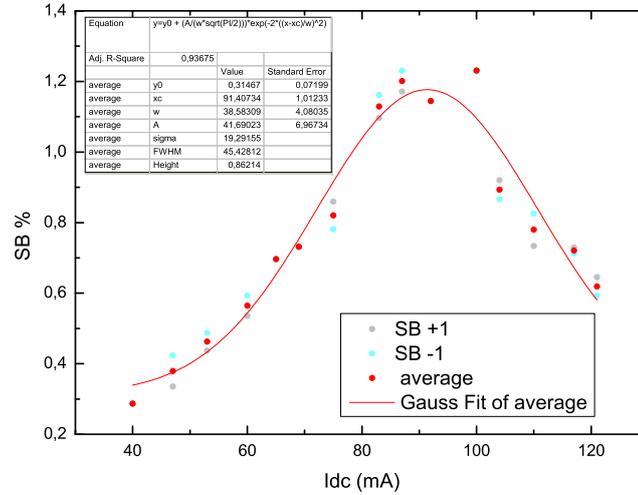


Figura 3.29: Efficienza delle bande laterali in funzione della corrente in dc del diodo laser. Viene mostrata l'efficienza della banda laterale corrispondente a $\omega_0 + \Omega$ (+1) ed $\omega_0 - \Omega$ (-1). Viene inoltre graficata la media delle due. In questa configurazione ECDL il reticolo è stato posto a 2.2 cm dal diodo laser, la potenza della sorgente di microonda è stata impostata a 15 dBm e la sua frequenza a 6.57 GHz. Come emerge dalla figura vi è una corrente di risonanza pari a circa 91 mA

ne dovrebbe essere una funzione crescente con l'inverso della corrente. L'indice di modulazione $\Delta\phi$ definito nella 3.3 e poi ripreso nella 3.5 va infatti come i_m/I_{dc} essendo i_m la perturbazione alla corrente indotta dalla modulazione.

In base a queste considerazioni non sarebbe possibile spiegare l'andamento riportato in fig. 3.29. In realtà gli autori dell'articolo hanno evidenziato un comportamento del sistema analogo al nostro e lo hanno giustificato a partire dalla dipendenza della frequenza dell'oscillazione di rilassamento del diodo in funzione della I_{dc} . Quando tale frequenza si trova in prossimità della frequenza di modulazione $\Delta\phi$ aumenta. Quando la corrente si allontana da questo valore le oscillazioni vengono eccitate solo in parte e maggiore sarà la differenza fra le due frequenze minore sarà l'indice di modulazione e l'efficienza delle bande laterali.

La validità del modello appena esposto può essere apprezzata a partire dalla definizione di frequenza dell'oscillazione di rilassamento ω_r [31]:

$$\omega_r = K \sqrt{I_{dc}/I_{th} - 1} \quad (3.22)$$

essendo $K = (\tau_s \tau_{ph})^{-1/2}$, τ_s la vita media dei portatori nel semiconduttore, τ_{ph} la vita media dei fotoni in cavità e I_{th} la corrente di soglia del diodo (nel nostro caso $\approx 35 \text{ mA}$). Sostituendo $\omega_r = 6.57 \text{ GHz}$, $I_{dc} = 91,41 \text{ mA}$, $I_{th} = 35 \text{ mA}$ si ricava $K = 5.18 \text{ GHz}$ in pieno accordo con i dati riportati in letteratura [30][32] ($3.0 < K < 5.3 \text{ GHz}$).

Tale comportamento contribuisce ad un aumento significativo dell'efficienza e dovrà essere quindi preso in considerazione nella progettazione e realizzazione del nuovo sistema laser.

CONCLUSIONI

La possibilità di ottenere e manipolare insiemi di atomi con caratteristiche marcatamente quantistiche ed aventi alta coerenza di fase ha permesso negli ultimi anni di raggiungere risultati altrimenti impensabili. L'utilizzo di tali nubi atomiche ha consentito di esplorare nuovi campi della fisica ed in particolare di studiare la condensazione di Bose-Einstein (BEC), di perfezionare notevolmente la conoscenza delle costanti fondamentali, di migliorare la precisione degli orologi atomici e dei sensori gravitazionali e quindi di tutte le applicazioni ad essi connessi. Non di meno la conoscenza delle proprietà della BEC, congiuntamente ad un'attenta analisi dei modelli hamiltoniani ad essa associati, ha consentito di utilizzare il condensato per simulare e investigare complicati modelli biologici, modelli fondamentali di fisica delle particelle o di superconduttori ad alta temperatura per esaminare i quali sarebbe stato necessario l'utilizzo di super computer e di approssimazioni e semplificazioni.

La possibilità di utilizzare tali sistemi passa dalla capacità di raffreddare e confinare gli atomi. A tal fine negli ultimi decenni sono stati sviluppate da T. Hänsch et al. tecniche di raffreddamento magneto-ottico (MOT) che consentono, ad esempio, il raffreddamento del ^{87}Rb fino a temperature di circa $10\ \mu\text{K}$. Gli ulteriori stadi di raffreddamento, neces-

sari per il raggiungimento della BEC (la quale si realizza a $T \approx 100 \text{ nK}$), vengono raggiunti con tecniche di raffreddamento evaporativo. L'uso congiunto della MOT e del raffreddamento evaporativo ha portato negli ultimi anni alla progettazione di sistemi sempre più miniaturizzati ed efficienti che hanno trovato realizzazione nelle tecniche di *mirror MOT* e di *atom chip*, come ampiamente discusso all'interno di questa tesi.

Il sistema di MOT e di mirror MOT, consistente in una parte ottica ed in una magnetica, si basa su un complesso utilizzo di principi di fisica atomica la cui cooperazione porta simultaneamente al raffreddamento ed al confinamento di atomi alcalini in una camera ad Ultra-Alto Vuoto (UHV). La parte ottica di una MOT è spesso complicata e si basa classicamente sull'utilizzo congiunto di due sorgenti laser sintonizzate su due distinte transizioni atomiche dell'alkalino che si vuole manipolare. Negli esperimenti da noi effettuati è stato utilizzato del ^{87}Rb in quanto esso è un bosone e quindi si presta alle fasi successive di condensazione. Le due transizioni utilizzate per raffreddarlo vengono chiamate di *cooling* e di *repumper*. Come sorgenti laser sono stati utilizzati dei diodi laser a multi quantum well (MQW) in configurazione di cavità estesa (ECDL) e dei diodi a feedback distribuito (DFB).

Un sistema a due sorgenti laser presenta diversi svantaggi; esso infatti presuppone l'utilizzo del doppio delle ottiche rispetto a quelle che sarebbero necessarie per un'unica sorgente laser. Inoltre ciascuna sorgente deve essere stabilizzata in frequenza attraverso un complesso sistema di aggancio. La possibilità di utilizzare un'unica sorgente laser permetterebbe quindi di raggiungere una soluzione più economica e più stabile.

In questo lavoro di tesi si è studiato un sistema di semplificazione del sistema di mirror MOT basato sull'utilizzo di un'unica sorgente laser. Tale semplificazione, ottenuta per la prima volta da C. Wieman et al. [29], si basa sulla realizzazione di una banda laterale sull'unico laser

sorgente in modo che esso possa fornire simultaneamente le due righe atomiche necessarie per il raffreddamento. Va da sé che il laser deve essere sintonizzato sulla riga atomica più intensa, quella di cooling, e modulato ad una frequenza pari alla differenza delle due (6.6 GHz) in modo da ottenere la seconda riga di repumper (che è in potenza il 2–3% di quella di cooling).

La modulazione di un *diode laser* per ottenere una banda laterale può essere effettuata sia attraverso un modulatore Elettro-Ottico (EOM), che attraverso la modulazione diretta della corrente del diodo laser. Durante il lavoro di tesi sono state realizzate entrambe le modulazioni anche se la soluzione tecnicamente più interessante è sicuramente la seconda perché consente di risparmiare sull'acquisto di un EOM del valore di circa 5000 euro.

La generazione di bande laterali attraverso la modulazione ad alta frequenza è una opzione spesso scartata quando si progetta un sistema di MOT perché presuppone l'utilizzo di sintetizzatori di microonda il cui costo di mercato, data la loro estesa tunabilità (da 0 a 25 GHz), si aggira sui 40000 euro.

Per ovviare a questo problema, in questo lavoro di tesi, è stata progettata e realizzata una sorgente di microonda a 6.6 GHz a minor tunabilità rispetto a quelle disponibili sul mercato, ma che potesse soddisfare le esigenze del setup sperimentale (tunabilità di qualche centinaio di MHz e purezza spettrale inferiore al MHz). Attraverso l'uso congiunto di un VCO, un attenuatore, un amplificatore ed un triplicatore è stato possibile realizzare tale sorgente e renderla tunabile in frequenza ed in ampiezza con una spesa complessiva di circa 1000 euro.

La sorgente è stata stabilizzata in temperatura attraverso l'utilizzo di lamine Peltier ed è stata alimentata e guidata con sorgenti lineari al fine di ridurre eventuali drift termici ed il rumore di fase dovuto all'elettronica. Gli studi effettuati sulla forma di riga hanno evidenziato una larghezza

di riga inferiore ai 15 KHz e la stabilizzazione termica ha consentito di ridurre il drift temporale della sorgente a meno di 100 KHz .

Una volta assemblata e stabilizzata la sorgente si è proceduto ad una caratterizzazione in frequenza ed in ampiezza che ha evidenziato un andamento essenzialmente lineare della tunabilità in frequenza, pari a 95 KHz/mV , e la possibilità di avere una potenza in uscita guidata variabile tra -35 e 15 dBm .

Attraverso l'aggiunta di un condensatore di 100 pF si è quindi provato a modulare un DFB con una potenza di modulazione di circa -3 dBm ma, a causa del mancato accoppiamento delle impedenze, le bande laterali sono state osservate solo fino a 200 MHz (durante queste prove, al fine di studiare il comportamento del DFB in uno spettro di frequenze più ampio, è stata utilizzata una seconda sorgente di RF, un sintetizzatore HP 8510A). La possibilità e le modifiche da apportare al DFB per meglio accoppiarlo alla sorgente sono tutt'ora allo studio del laboratorio di elettronica connesso al gruppo di ricerca e della Toptica che fornisce il laser.

Sono state quindi effettuate alcune prove di modulazione su alcuni laser a diodo commerciali utilizzati in configurazione di cavità estesa (ECDL). Il segnale RF della sorgente di microonda è stato da prima sommato al segnale in dc attraverso l'utilizzo di un bias-Tee, ma in fase successiva ci siamo accorti che i risultati non cambiavano se al posto del bias-Tee si utilizza un condensatore di 100 pF .

In questa configurazione si è riusciti ad ottenere, con il diodo in free-running, una banda laterale pari a circa lo 0.5% a 6.5 GHz con una potenza di microonda pari a 10 dBm . Al fine di aumentare il rendimento della banda laterale nella regione di nostro interesse si è dunque pensato di associare al sistema elettronico una cavità ottica con proprietà tali da poter sostenere il modo introdotto dalla banda laterale. Attraverso l'utilizzo di un reticolo posizionato a 13.3 cm dal diodo laser (free spec-

tral range corrispondente pari a 1.1 GHz) e montando il reticolo su un supporto a regolazione micrometrica, è stato possibile realizzare cavità in grado di aumentare l'efficienza della sideband fino all' 1.1% con le stesse potenze di modulazione utilizzate in precedenza. Attraverso l'utilizzo di cavità estese di tipo Fabry-Perot è stato inoltre possibile portare l'efficienza della sideband fino a $\approx 3.5\%$. Tuttavia tale cavità non è facilmente utilizzabile per spettroscopia atomica in quanto risulta difficilmente tunabile ed instabile. Come ulteriore soluzione si è utilizzata una cavità a reticolo fisso di lunghezza $\approx 2.2 \text{ cm}$ (lunghezza minima utilizzabile in quanto corrispondente ad una mezza lunghezza d'onda della microonda di modulazione) ottenendo una efficienza di circa il 2% ovvero dell'ordine di grandezza corretto per realizzare una trappola magneto-ottica.

I risultati sperimentali ottenuti sono incoraggianti per la realizzazione di un sistema economico e miniaturizzato per la condensazione di Bose-Einstein. Va infine tenuto presente che le applicazioni di un sistema di modulazione su diodo laser sono molteplici e vanno ben oltre la BEC; è possibile infatti ottenere eccitazioni di transizioni Raman in orologi atomici [33], selezione di atomi per velocità Raman [34], misure di precisione di \hbar/M [35], oltre alla possibilità di realizzare una riga nera.

RINGRAZIAMENTI

Concludendo questo lavoro desidero ringraziare in primo luogo i miei genitori, ai quali dedico questa tesi, perché, nonostante le difficoltà che si sono presentate nel mio percorso di studio e nella mia vita, mi hanno sempre saputo dimostrare il loro affetto nei momenti di sconforto, la loro vicinanza quando ero lontano e per aver sempre saputo trovare le parole giuste per incoraggiarmi ad andare avanti. Vi voglio bene.

La mia più sincera gratitudine va al Prof. Emanuele Rimini per avermi dato la possibilità di conoscere questo settore di ricerca, di svolgere questo lavoro di tesi e per tutta la fisica che mi ha trasmesso in questi anni con la passione e l'esperienza che solo chi ha lavorato e contribuito tanto sul campo può avere.

Desidero quindi esprimere tutta la mia riconoscenza al Prof. Francesco Saverio Cataliotti per tutto quello che mi ha insegnato da quando, nel novembre 2005, ha accettato di *sopportarmi* in laboratorio. Una lunga e produttiva interazione che mi ha permesso di imparare molto di più che sterili nozioni di fisica, ma un modo di ragionare, di analizzare, di indagare; di fare il fisico insomma. Quanto meno lui ha dato davvero il massimo per trasmettermi tutto questo. Io spero di essere stato, almeno

in parte, un allievo all'altezza. Grazie.

Grazie al prof. Enrico Rizzarelli, Presidente della Scuola Superiore di Catania, e alla Direzione Scientifica che mi hanno permesso di svolgere questo (lungo) lavoro di tesi presso il Laboratorio di Informazione Quantistica di Catania prima e a Sesto Fiorentino poi. Al personale della Scuola che mi ha supportato in questi anni un sincero Grazie!

Esprimo la mia gratitudine al prof. Massimo Inguscio per avermi permesso di svolgere gran parte di questo lavoro di tesi presso l'European Laboratory for Non-Linear Spectroscopy (LENS) dell'Università di Firenze. Il ringraziamento si estende a tutte le splendide persone che lavorano al LENS che ho conosciuto in questo periodo, le quali hanno risposto alle mie domande (sciocche) con pazienza, attenzione e disponibilità.

Innanzitutto grazie ad Ivan (il Dott. Ivan Herrera) che mi ha seguito a Catania prima e a Sesto Fiorentino poi, prima, durante (e dopo!) questa esperienza. Anche lui ha cercato di farmi fare un po' meno lo studente e un po' più il fisico. Spero che anche il suo impegno abbia prodotto buoni frutti.

Grazie poi a tutte le persone con cui ho interagito in laboratorio in questo periodo e con le quali ho condiviso (e condivido) questa esperienza: Vera, Luigi, Mario, Alicia, Jean-Christophe, Jessica e Carla.

Desidero inoltre ringraziare in particolar modo la Dott.ssa Chiara Fort, per avermi messo a disposizione il Fabry-Perot e per i tanti apporti dati a questa tesi sia a livello teorico che sperimentale. Grazie per questo anche a Leonardo, David, Richard e Nicole. Un grazie quindi a Saverio, Giacomo, Marco, Chiara, Jacopo e a tutti i dottorandi, PhD e ricercatori che mi hanno espresso con simpatia la loro disponibilità.

Un ringraziamento speciale al personale tecnico del LENS ed in particolare ai ragazzi del laboratorio di elettronica, Mauro, Marco, Alessio, Lorenzo perché senza il loro supporto e i loro consigli non sarei mai riuscito a costruire la sorgente di microonda studiata in questa tesi e perché

la loro preparazione ha reso semplice superare problemi complessi.

Tornando alla mia Sicilia desidero ringraziare il Prof. Giuseppe Angilella per i suoi insegnamenti, la sua cordialità ma soprattutto i suoi continui incoraggiamenti a far meglio. Estendo ancora questo grazie a tutti i docenti del corso di laurea che in questi anni hanno contribuito alla mia formazione portando ogni giorno a lezione un pezzo della loro esperienza.

Un sentito grazie va quindi ai compagni (collegi suona davvero male!) della SSC per la forza che mi hanno impresso quando vedevano che ne avevo davvero bisogno. Cominciamo da Roberta, Elio e Marco, compagni di (s)ventura con i quali ho condiviso anche gran parte delle lezioni universitarie. Sembra ieri! Tutti insieme seduti ad un tavolino a fare esercizi di Fisica I ed Analisi I. Ed ora per vederci dobbiamo usare skype.

Ora non so veramente da dove cominciare per ringraziare tutti gli altri.. ne nomino solo alcuni in rappresentanza di tutti. Grazie ad Ivano perché, oltre a tutta la fisica su cui mi ha dato modo di riflettere, mi ha aiutato a vedere sempre il bicchiere mezzo pieno. E poi grazie a Mario, Benny ed Alessio.. a Silvana, Federica, Gabriella ed Angela.. a Paolo, Ciccio ed Alessandro.. a Claudia, Bianca, Alessandro, Alessio.. a Paolo, Peppe, Ivan, Mimmo.. insomma.. ragazzi grazie a tutti perché siete stati (e siete) dei colleghi insostituibili e degli amici sinceri che pochi hanno il privilegio di avere. Scusate per tutti quelli che non ho nominato ma vi ho preso a campione (statistico) sui vari anni.

Grazie a tutti i colleghi di università con cui ho condiviso questi difficili, ma divertenti in fin dei conti, anni accademici. E grazie a tutti gli amici che mi sono rimasti vicini nonostante la mia lontananza.. fisica.

Un grazie, infine, anche a Salvo e Giancarlo per prendersi cura di mamma e papà quando io non ci sono.

Ed un grazie a tutti quelli che mi sono stati vicino ma che non ho

menzionato in questi ringraziamenti per colpa di qualche sinapsi bruciata da questo lavoro di tesi.

Antonio

Catania, 15 giugno 2008

BIBLIOGRAFIA

- [1] M. Inguscio, S. Stringari, and C. E. Wieman, *Course CXL - Bose-Einstein Condensation in Atomic Gases* (ed. IOS Press, Amsterdam, 1998), Vol. 1.
- [2] F. De Martini and C. Monroe, *Experimental Quantum Computation and Information* (ed. IOS Press, Amsterdam, 2001), Vol. 1.
- [3] E. Jane, G. Vidal, W. Dür, P. Zoller, and J.I. Cirac, *Quantum Information and Computation* **3**, 15 (2003).
- [4] E.A. Cornell and C.E. Wieman, *Rev. Mod. Phys* **74**, 875 (2002).
- [5] W. Ketterle, *Rev. Mod. Phys* **74**, 1131 (2002).
- [6] T. Haensch and A. Schawlow, *Opt. Comm* **13**, 68 (1975).
- [7] Claude Cohen-Tannoudji, *Atomic motion in laser light, Fundamental System in Quatum Optics* (J. Dalibard, J.M. Raimond, J. Zinn-Justin, Les Houches, 1990), Vol. 1.
- [8] W. Ketterle, K.B. Davis, M.A. Joffe, A. Martin, and D.E. Pritchard, *Physical Review Letters* **70**, 2253 (1993).

- [9] C. Monroe, W. Swann, H. Robinson, and C. Wieman, *Physical Review Letters* **65**, 1571 (1990).
- [10] K. Gibble, S. Kasapi, and S. Chu, *Optics Letters* **17**, 526 (1992).
- [11] J. Reichel, W. Hänsel, and TW Hänsch, *Physical Review Letters* **83**, 3398 (1999).
- [12] S. Bartalini, Ph.D. thesis, Dipartimento di Fisica, Università di Firenze, Firenze, 2005.
- [13] E. Majorana, *Nuovo Cimento* **9**, 43 (1932).
- [14] J. Reichel, *Applied Physics B: Lasers and Optics* **74**, 469 (2002).
- [15] S. M. Sze, *Physics of semiconductor devices* (ed. Wiley, Hoboken, New Jersey, 1981), Vol. 1.
- [16] O. Svelto and D.C. Hanna, *Principles of Lasers* (Springer, U.S.A., 1998).
- [17] M.G. Bernard and G. Duraffourg, *Phys. Status Solidi* **1**, 699 (1961).
- [18] C.E. Wieman and L. Hollberg, *Rev. Sci. Instrum* **62**, 1 (1991).
- [19] A.L. Schawlow and C.H. Townes, *Phys. Rev* **112**, 1940 (1958).
- [20] C.H. Henry, *IEEE Journal of Quantum Electronics* **18**, 259 (1982).
- [21] KB MacAdam, A. Steinbach, and C. Wieman, *Am. J. Phys* **60**, 1098 (1992).
- [22] R. Dahmani and R. Hollberg, L. Drullinger, *Opt. Lett* **187**, 876 (1987).
- [23] M. Fleming and A. Mooradian, *Quantum Electronics, IEEE Journal of* **17**, 44 (1981).

- [24] W. Demtröder, *Laser Spectroscopy, basic concepts and instrumentation* (Springer, 1982, 1982).
- [25] J. Posthumus, A. Deninger, and F. Lison, TOPTICA Photonics AG, Grafelfing, Publication Download (www.toptica.com/products/itemlayer/51/DFB-diode-lasers.pdf) (2005).
- [26] S. Kraft, A. Deninger, C. Truck, J. Fortagh, F. Lison, and C. Zimmermann, Arxiv preprint physics/0410256 (2004).
- [27] P. Mazzoldi, M. Nigro, and C. Voci, *Fisica* (Edises, Napoli, 2000), Vol. 2.
- [28] J.D. Jackson, *Classical Electrodynamics* (Wiley, USA, 1998), Vol. 1.
- [29] CJ Myatt, NR Newbury, and CE Wieman, *Optics Letters* **18**, 649 (1993).
- [30] P.N. Melentiev, M.V. Subbotin, and V.I. Balykin, *Laser Phys* **11**, 1 (2001).
- [31] B. Mroziwicz, M. Bugajski, and W. Nakwaski, *Physics of semiconductor lasers* (North-Holland, Amsterdam, 1991).
- [32] L. Figueroa, C. Slayman, and HW Yen, *IEEEJ Quantum Electron*, 1982.
- [33] M. Kasevich, D.S. Weiss, E. Riis, K. Moler, S. Kasapi, and S. Chu, *Physical Review Letters* **66**, 2297 (1991).
- [34] M. Kasevich and S. Chu, *Applied Physics B: Lasers and Optics* **54**, 321 (1992).
- [35] D.S. Weiss, B.C. Young, and S. Chu, *Physical Review Letters* **70**, 2706 (1993).