

Università di Pisa

Facoltà di Scienze Matematiche Fisiche e Naturali

Corso di Laurea Specialistica in Scienze Fisiche

Anno Accademico 2007-2008

Tesi di Laurea Specialistica

**Deposizione di nanostrutture isolate mediante
manipolazione laser di atomi di Cesio.**

Candidato
Nicolò Porfido

Relatore
Prof. Francesco Fuso

INDICE

1 Creazione di un fascio atomico raffreddato via laser	9
1.1 Proprietà atomiche del Cesio	9
1.1.1 Struttura iperfine	10
1.1.2 Effetto Zeeman e livelli iperfini	10
1.2 Interazione atomo-radiazione	13
1.2.1 Frequenza di Rabi e regole di selezione.	13
1.2.2 Pressione di radiazione	14
1.3 Raffreddamento Doppler	15
1.3.1 Raffreddamento sub-Doppler	17
1.4 Trappola magneto-ottica	21
1.4.1 Trappola magneto ottica piramidale (PMOT)	23
1.5 Simulazione numerica	25
1.5.1 Condizioni iniziali e processo di cattura	27
1.5.2 Risultati e commenti	28
2 Interazione con l'onda stazionaria	35
2.1 Forza di dipolo	36
2.1.1 Atomi fermi	36
2.1.2 Atomi in moto	39
2.2 Onda stazionaria	42
2.2.1 Regimi di focalizzazione	42
2.2.2 Aberrazioni	43
2.3 Simulazioni numeriche	45
2.3.1 Condizioni iniziali	45
2.3.2 Profilo di intensità	47
2.3.3 Integrazione numerica	48
2.3.4 Dinamica atomica nel regime di <i>channelling</i>	49

2.3.5	Strutture con periodicità diverse da $\lambda/2$	50
3	Apparato sperimentale	55
3.1	Apparato da vuoto	55
3.1.1	Camera di MOT e collimazione	56
3.1.2	Camera di deposizione	59
3.1.3	Camera di carico	59
3.1.4	Camera STM	60
3.2	Sistema laser	60
3.2.1	Configurazione <i>master-slave</i>	61
3.2.2	Laser a diodo in configurazione di cavità esterna	62
3.2.3	Stabilizzazione in corrente e in temperatura	63
3.2.4	Stabilizzazione in frequenza	64
3.2.5	Realizzazione del laser di sonda	67
3.3	Visione d'insieme dell'apparato	68
4	Misure sul fascio atomico	73
4.1	Caratteristiche del fascio atomico	73
4.1.1	Misura del tempo di volo	74
4.1.2	Misura della divergenza e delle dimensioni del fascio atomico	76
4.1.3	Misura di assorbimento	77
4.1.4	Misure di fluorescenza con il laser di sonda	80
5	Deposizione di strutture isolate di Cesio su grafite	85
5.1	Procedura di deposizione	85
5.2	Deposizione di strutture isolate di Cesio su grafite pirolitica	88
5.2.1	Struttura del substrato	88
5.2.2	Microscopia ad effetto tunnel per analisi dei campioni.	90
5.2.3	Atomi interagenti con superfici	92
5.2.4	Risultati	95
6	Conclusioni	101

Ringraziamenti

Tradizionalmente questa parte di tesi inizia con un ringraziamento al proprio relatore. Io mi adeguo, ma non per tradizione ... Sono profondamente grato al mio relatore, il prof. Francesco Fuso, per l'aiuto ed il calore umano (sapientemente mescolato a qualche strigliata, in verità meritata) che ha saputo offrirmi in questo periodo di "convivenza" in laboratorio. Lo ringrazio per avermi insegnato che cos'è un Fisico, come ragiona, e per aver sempre tentato di cambiare la mia mentalità da "studentaccio" che ha messo a dura prova la sua pazienza.

Desidero poi ringraziare i miei genitori, *porto sicuro nelle avversità*, per avermi sempre confortato nei (tanti) momenti di buio che ho vissuto durante questi anni da studente. Li ringrazio in particolare per aver sempre creduto che potessi farcela più di quanto lo credessi io.

Tra le persone che mi sono state accanto in laboratorio, desidero ringraziare prima di tutto Francesco, per la compagnia ed il piacevole stare insieme, per le cose che mi ha insegnato, per le cavolate da me commesse su cui ha sorvolato, etc. etc. Un grazie dò anche ai ragazzi del *cooling*, a Donatella (per tutti i suoi suggerimenti e consigli), ad Alessandro (per le dolci note che ha donato alle mie orecchie nelle serate trascorse in laboratorio), ad Hans (solo perché abbiamo battuto la Francia agli Europei), a Oliver (per le sue imitazioni, anche se sulla mia ci deve lavorare), a Carlo (arriverà il mio grazie in quel di Cambridge?), e a Yeshpal (solo per il fatto di esistere).

Ringrazio anche i tecnici del laboratorio, Nicola ed Enrico, per il loro aiuto e la loro disponibilità.

Last but not least, voglio ricordare i miei amici dell'area pisana: il Firpo, il Mugs, il Nibbio; grazie per le tante cose che mi avete insegnato e, soprattutto, per avermi trasmesso l'entusiasmo.

Introduzione

La continua e incessante spinta verso la miniaturizzazione tipica della tecnologia degli ultimi anni spinge verso la ricerca e lo sviluppo di nuovi metodi di nanofabbricazione in grado di superare i limiti delle tecniche convenzionali. Questa richiesta è particolarmente viva nel campo della micro e nanoelettronica.

L'approccio convenzionale in questo ambito tecnologico è di tipo top-down: in sostanza, inizialmente si creano dei multistrati di materiali diversi (metalli, semiconduttori, dielettrici, etc.) e quindi la realizzazione delle strutture avviene per rimozione controllata di materiale. Normalmente la definizione delle strutture avviene attraverso litografia ottica, una tecnica che ha visto meravigliosi sviluppi, ma che resta inerentemente limitata a causa del fenomeno della diffrazione che affligge l'ottica.

Un cambiamento radicale delle prospettive di sviluppo nanotecnologico sembra essere rappresentato dall'applicazione di approcci bottoms-up, in cui le nanostrutture vengono fabbricate direttamente attraverso il controllo della posizione di componenti elementari. Oltre che per l'elettronica tradizionale, questo approccio potrebbe avere una grande utilità anche nell'elettronica basata su macromolecole (e forse entità di natura biologica, come lasciano intendere alcune previsioni) e in molti altri settori tecnologici. In questo ambito, l'approccio bottoms-up dovrebbe idealmente avere la capacità di controllare in modo predefinito la posizione di singoli atomi o molecole durante la deposizione su un substrato (di natura convenzionale o organica). Tecnologie di questo tipo possono essere definite come Atom-Scale Technologies [1] e il loro sviluppo sta stimolando numerosi sforzi a livello mondiale.

Studi e conoscenze orientate verso l'ambito fondamentale sono naturalmente necessari per fornire le idee guida nello sviluppo di nuove tecnologie. La manipolazione laser di vapori atomici ha avuto una enorme diffusione e si è notevolmente sviluppata negli ultimi decenni sia per scopi di tipo fondamentale che per applicazioni di tipo, ad esempio, metrologico. Essa ha portato alla diffusione di

tecniche di raffreddamento e intrappolamento degli atomi (e di molecole [2]) e alla produzione controllata di condensati di Bose-Einstein. Nella manipolazione laser le proprietà dinamiche di un campione atomico vengono accuratamente controllate attraverso l'interazione con radiazione laser opportuna, come dimostrato da numerosissimi esperimenti e da teorie e modelli. Almeno in linea di principio la manipolazione laser è quindi un ingrediente prezioso per le Atom-Scale Technologies: un vapore manipolato via laser può infatti essere depositato su un substrato dando luogo ad una nanostruttura.

L'applicazione della manipolazione laser alla nanotecnologia ha prodotto l'introduzione, nei primi anni '90, della litografia atomica [3–5], nota anche come Atomic NanoFabrication (ANF - [6–8], per una guida alla letteratura sull'argomento si veda la ref. [9]). La ricerca svolta per questa tesi usa un apparato per ANF che è stato sviluppato nel corso degli ultimi anni sulla base dell'impiego di un campione atomico rappresentato da un fascio di atomi di Cesio prodotto da una trappola magneto-ottica (MOT) [10–12]. Questa configurazione sperimentale, che, per quanto ne sappiamo, è unica, permette di sfruttare al meglio le proprietà della manipolazione laser. Infatti il fascio atomico ha una velocità longitudinale subtermica, che permette elevati tempi di interazione con la radiazione laser utilizzata nella manipolazione, rendendone i processi coinvolti particolarmente efficienti, almeno in linea di principio.

L'apparato è stato già impiegato in passato [13] per la produzione di nanostrutture mediante litografia atomica assistita da *resist*. L'obiettivo principale di questa tesi è la nanofabbricazione attraverso deposizione diretta di Cesio su un substrato, nel nostro caso grafite pirolitica, nel regime di basso flusso. A parte motivi contingenti (il flusso atomico ha subito una diminuzione progressiva nel tempo a causa del deterioramento degli elementi ottici sotto vuoto - un nuovo apparato è in fase di realizzazione), questa scelta è strategicamente necessaria per una verifica preliminare dell'impiego della ANF per le Atom-Scale Technologies. Infatti, come già anticipato, queste tecnologie avrebbero come elemento di forza la possibilità di controllare la posizione di campioni fatti di pochi atomi, idealmente singoli atomi, su una superficie. Il regime di basso flusso, che significa bassa copertura superficiale, è ovviamente adatto per realizzare nanostrutture isolate, che non comportano la formazione di strati sottili a causa proprio della ridotta copertura. Notiamo che il fascio atomico da noi impiegato, che è originato da meccanismi specifici di intrappolamento e raffreddamento laser (*imbuto atomico* e *melassa ottica*), è in grado di operare in condizioni di basso flusso mantenendo un buon livello di collimazione, con vantaggi dal punto di vista pratico (le nanostrutture si formano in regioni definite del substrato) e funzionale (la segregazione spaziale del fascio atomico alla base della nanofabbricazione atomica mantiene una buona efficienza).

La nanofabbricazione atomica, infatti, si basa sull'interazione tra un fascio atomico ed un campo elettromagnetico stazionario spazialmente disomogeneo e di frequenza quasi-risonante con una transizione atomica, nel nostro caso la D2 a lunghezza d'onda 852 nm. Nella configurazione più semplice, che anche noi abbiamo impiegato, questo campo è realizzato con un'onda stazionaria unidimensionale

prodotta per retroriflessione di un fascio laser opportunamente sintonizzato. L’interazione dà luogo ad una forza conservativa, detta forza di dipolo, che modifica la dinamica trasversale degli atomi i quali vengono incanalati in piani paralleli, di spessore tipico di poche decine di nanometri e spaziatura pari a mezza lunghezza d’onda. Il processo di incanalamento è particolarmente rilevante nel caso di tempi di interazione lunghi, quali quelli realizzati nel nostro esperimento. Nelle implementazioni convenzionali, dove si fa generalmente uso di fasci effusivi, l’interazione con il campo stazionario produce un fenomeno di focalizzazione. Concettualmente, il processo alla base dell’ANF è simile a quello che si realizza nella litografia ottica convenzionale, ma il ruolo di radiazione e materia è scambiato. Infatti nel caso ottico un fascio di radiazione viene segregato spazialmente attraverso interazione con una maschera materiale (idealmente fatta di pieni, che bloccano la luce, e vuoti, che la luce fanno passare), mentre nel caso atomico un fascio di particelle materiali viene segregato per interazione con una radiazione; infatti l’onda stazionaria è anche definita maschera ottica.

Il vantaggio principale è nella drastica riduzione degli effetti di diffrazione, che, nel caso atomico, avviene sulla scala della lunghezza d’onda di de Broglie, tipicamente ben al di sotto del nanometro. Questa idea è alla base anche della litografia elettronica, dove però la repulsione coulombiana tra le cariche provoca effetti di defocalizzazione che richiedono complicate strategie strumentali per essere controllate. Ci sono poi altri aspetti vantaggiosi nel caso dell’ANF: (i) le particelle del fascio sono poco energetiche, e quindi la tecnica non produce danneggiamenti spurii del substrato e può essere impiegata anche su materiali “soffici” (di natura organica); (ii) l’operazione è parallela, nel senso che regioni estese possono essere trattate con un’unica operazione, cosa che non si verifica nell’ordinaria litografia elettronica che ha un carattere seriale (a scansione); (iii) la maschera ottica è virtualmente priva di difetti, non si deteriora durante l’operazione, è selettiva nel caso in cui il fascio sia composto di diverse specie.

Affinchè il processo di incanalamento, o focalizzazione, sia efficiente occorre che il fascio atomico sia molto ben collimato. Infatti la forza dipolare può essere associata ad un potenziale periodico (in direzione trasversa al fascio) ben descritto da una sequenza di buche di potenziale. In un fascio non collimato l’energia cinetica degli atomi legata al loro moto trasversale può essere molto superiore della profondità delle buche, rendendo scarsamente efficiente la manipolazione degli atomi.

La necessità di usare fasci altamente collimati ha spinto verso l’impiego di tecniche di raffreddamento laser trasversale. Infatti altri metodi di collimazione, ad esempio attraverso diaframmi, non permettono generalmente di ottenere le divergenze residue di pochi milliradiani necessarie per l’ANF. Questo aspetto ha limitato l’insieme di specie atomiche usate a quelle che possono essere efficacemente raffreddate via laser, sia per la presenza di schemi elettronici opportuni (transizioni “chiuse”) che per la disponibilità di sorgenti laser adeguate.

Non a caso, l’elemento utilizzato in quello che si può considerare il primo esperimento di nanofabbricazione atomica (realizzato nel 1992) fu il Sodio [3], per il quale si ha una grande disponibilità di sorgenti di luce coerente. In questo espe-

rimento gli atomi venivano focalizzati in strutture con periodo $\lambda/2 = 294.5$ nm a formare un reticolo su un'area di circa 0.2 cm^2 . Il Sodio tuttavia, pur essendo semplice da manipolare otticamente, non è un elemento tecnologicamente molto rilevante. Già però nel 1993 venne eseguito un esperimento di deposizione diretta in cui veniva utilizzato il Cromo [5], un elemento importante come materiale da ricoprimento e nella produzione di film sottili per l'elettronica. Nel 1995 si riuscì poi ad effettuare una deposizione diretta con l'Alluminio [14], utilizzando un laser a coloranti la cui frequenza veniva raddoppiata in una cavità esterna per generare radiazione laser UV nella regione dei 309 nm.

Attualmente si sta studiando lo spettro di altri elementi del gruppo III [15], importanti per l'industria dei semiconduttori, quali il Ga [16]. La principale difficoltà nel realizzare tecniche di raffreddamento e manipolazione ottica di tali elementi è che essi non hanno transizioni chiuse dallo stato fondamentale; molto di recente (marzo 2008) è stato comunque possibile raffreddare l'Indio [17], utilizzando uno schema piuttosto complicato, in cui l'atomo interagisce con un campo magnetico e con un campo di radiazione consistente di cinque frequenze. Nel 2004 sono state riportate le prime deposizioni di nanostrutture di Ferro [18, 19] a partire da un fascio supersonico; anche per questo elemento il problema da fronteggiare è stato l'assenza di transizioni chiuse da utilizzare per la collimazione ottica; utilizzando però un laser Ti:Sa raddoppiato in frequenza (per ottenere la lunghezza d'onda 372 nm a cui si ha la transizione utilizzata per il raffreddamento) di grande potenza (500 mW) si è riusciti ad ottenere che circa un atomo su 500 venisse effettivamente intrappolato. Gli sforzi verso la manipolazione laser di atomi ferromagnetici, quali il Ferro ed il Cobalto, sono giustificati dal fatto che l'estensione delle tecniche di nanofabbricazione a questi elementi potrebbe avere applicazioni nel campo della spintronica o, più direttamente, nel *data storage*.

Sempre dal punto di vista di una sinergia tra le tecniche di nanofabbricazione e gli sviluppi tecnologici, è stata studiata anche la possibilità di manipolare otticamente gli elementi delle terre rare. Il risultato di questi sforzi è stato la realizzazione di una trappola magneto-ottica per l'Erbio [20] e l'Ytterbio [21], elementi utilizzati, per esempio, nel drogaggio delle fibre ottiche e, in forma di sali, per la produzione di alcuni dispositivi laser.

In contrapposizione alle tecniche utilizzate nelle referenze sopra citate, che oggigiorno sono appropriatamente definite di *deposizione diretta*, già nella prima fase di sviluppo della nanofabbricazione si comprese che varie specie "facili da raffreddare", anche se non importanti dal punto di vista tecnologico, potevano essere utilizzate per la *litografia* in senso stretto, ovvero per la modifica delle capacità di protezione del materiale sottostante da parte di appropriati *resist*. I primi esperimenti di questo tipo coinvolsero atomi metastabili di gas nobili, principalmente Ar^* [22] e He^* [23]; infatti, grazie alla loro grande energia interna (qualche eV), essi sono in grado di rompere i legami chimici tra i costituenti il *resist*. Il meccanismo di danneggiamento non è però così ben spiegato nel caso degli atomi alcalini, la cui capacità di danneggiare il *resist* è stata comunque dimostrata in più esperimenti [13, 24].

In fig. 1 sono mostrati gli elementi che sono, almeno in linea di principio, candidati

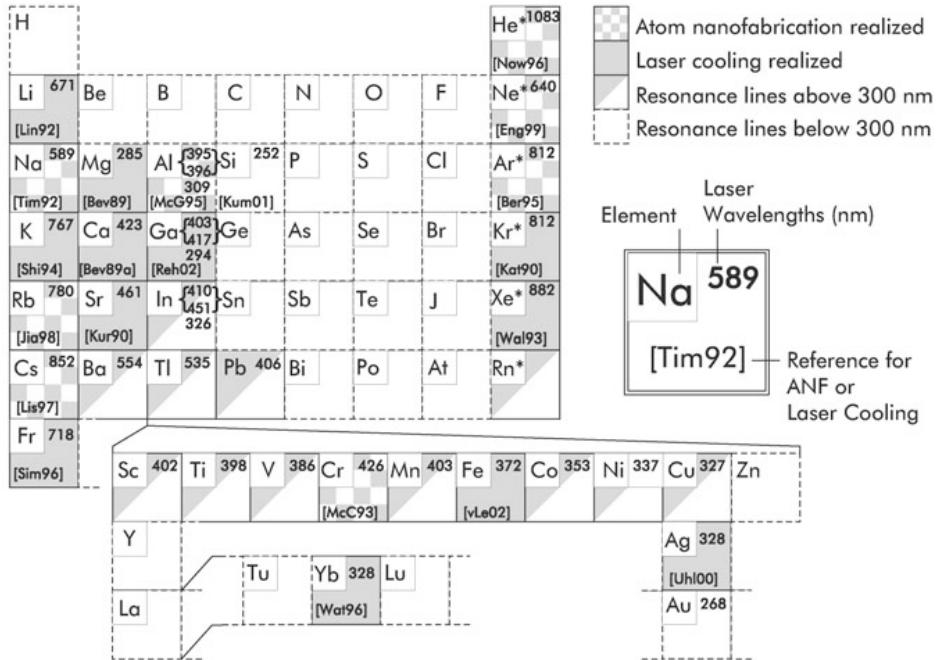


Figura 1: Tabella degli elementi che possono essere utilizzati per la nanofabbricazione atomica (da [6]). I gas rari He, Ne, ... vengono usati nel loro stato metastabile di tripletto. La tabella è aggiornata al 2003; sono perciò da aggiungere agli elementi per cui è stato realizzato il raffreddamento laser altre specie, tra cui l’Indio e l’Erbio.

per la ANF, ovvero suscettibili all’applicazione di forze ottiche da parte di laser.

Nonostante i numerosi successi e la possibilità di estendere l’ANF anche ad altre specie di interesse tecnologico grazie al continuo sviluppo di nuove sorgenti laser, la tecnica non è mai diventata matura per applicazioni concrete, ad esempio di tipo industriale. La motivazione principale è nella scarsa efficienza del processo, dovuta all’impossibilità di realizzare fasci atomici con densità arbitrariamente grande, una limitazione che è molto meno grave nel caso della litografia ottica o nella litografia elettronica.

Inoltre ci sono altri problemi tecnologicamente rilevanti. Nella sua implementazione ordinaria la litografia atomica non è in grado di produrre strutture di forma arbitraria: se ad esempio si usa un’onda stazionaria unidimensionale, le strutture che si ottengono sono linee parallele spaziate mezza lunghezza d’onda. Occorre comunque ricordare che sono state messe a punto diverse ricette per realizzare strutture di altra forma. Oltre all’impiego di campi stazionari generati per sovrapposizione di diverse onde stazionarie, che danno luogo ad array regolari di *dots* [25–27], è stato proposto l’impiego di maschere ottiche generate in modo olografico [28], virtualmente in grado di produrre strutture di forma arbitraria, e l’uso di tecniche di frequency encoding [29] che consentono di controllare la geometria delle nanostrutture. Tuttavia anche tenendo conto di questi sviluppi l’applicazione su larga scala della ANF rimane oggetto di discussione in termini

di competitività con altri metodi concettualmente più semplici.

Il potenziale delle tecniche di manipolazione laser per la realizzazione delle Atom-Scale Technologies, in cui i problemi di efficienza non sono rilevanti a causa del coinvolgimento di pochi atomi, resta però in gran parte inesplorato. Questa tesi intende inserirsi in questo ambito attraverso le diverse attività che sono state compiute. Innanzitutto il funzionamento della sorgente di fascio atomico e dell’interazione con l’onda stazionaria sono stati simulati nelle condizioni effettive dell’esperimento. In particolare la descrizione della maschera ottica, svolta con un modello semiclassico di interazione di un sistema a due livelli vestiti per effetto del campo disomogeneo, mostra che la trattazione semplificata (classica) della forza dipolare può essere insufficiente per certe scelte dei parametri di funzionamento.

Dal punto di vista sperimentale, l’apparato è stato completato con una nuova sorgente laser di sonda, usata per analizzare le proprietà del fascio atomico tramite diverse misure di spettroscopia. Quindi sono stati eseguiti vari depositi strutturati di Cesio, in presenza della maschera ottica, nel regime di basso flusso. Alcuni dei risultati ottenuti sono discussi nella tesi, sulla base di analisi di microscopia ad effetto tunnel (STM) sotto vuoto, condotta all’interno della stessa appartenuta di deposizione per evitare l’esposizione all’aria dei campioni con conseguente danneggiamento delle strutture di Cesio. I risultati mostrano la formazione di nanostrutture isolate di Cesio su grafite pirolitica, costituite da qualche migliaio di atomi. La morfologia delle nanostrutture e la distribuzione spaziale del Cesio depositato dimostrano il ruolo di guida esercitato dall’onda stazionaria. Allo stesso tempo, però, i risultati indicano chiaramente che un ruolo importante nella crescita delle nanostrutture è legato ai fenomeni di interazione tra atomi e superficie. Questi fenomeni di fisica superficiale, la cui analisi esula dagli scopi di questa tesi, dovranno essere tenuti in debito conto negli ulteriori sviluppi della tecnica.

La tesi è strutturata come segue:

- nel cap. 1 si ha un’introduzione teorica alle tecniche di raffreddamento ed intrappolamento di atomi neutri utilizzate nel nostro esperimento per la creazione di un fascio lento e freddo. Vengono inoltre esposti i risultati di simulazioni effettuate per ottenere una maggiore comprensione dell’andamento delle caratteristiche del fascio atomico (flusso, velocità media e divergenza) al variare dei parametri sperimentali nelle effettive condizioni dell’esperimento
- nel cap. 2 viene trattata l’interazione di un atomo con un’onda stazionaria intensa quasi risonante, servendosi del modello dei *dressed states*. Vengono quindi mostrati i risultati di simulazioni Monte Carlo effettuate per analizzare gli effetti di imperfezioni del fascio atomico, quali divergenza finita e aberrazioni cromatiche, sull’allargamento delle strutture depositate. Viene infine dimostrata la possibilità di ottenere, in particolari condizioni sperimentali, strutture con spaziatura diversa da $\lambda/2$
- nel cap. 3 vengono passate in rassegna le varie parti dell’apparato sperimentale, soffermandoci sulla descrizione di un nuovo laser realizzato durante questo lavoro di tesi

- nel cap. 4 vengono illustrate le misure di velocità, divergenza, dimensioni e densità del fascio atomico effettuate per caratterizzare completamente le condizioni sperimentali in cui avviene la deposizione
- nel cap. 5 viene spiegata la procedura sperimentale eseguita per effettuare la deposizione; segue quindi un breve *excursus* sul microscopio elettronico ad effetto tunnel e sulle interazioni tra atomi e superfici. Entrambi questi argomenti servono per introdurre gli esempi di risultati della deposizione considerati in questa tesi.

CAPITOLO

1

Creazione di un fascio atomico raffreddato via laser

Strumento fondamentale della ricerca presentata in questa tesi è l'applicazione di tecniche di manipolazione laser ad un fascio atomico di Cesio con energia cinetica sub-termica. Gli effetti dell'interazione radiazione materia responsabile per la realizzazione del fascio possono essere in gran parte simulati sulla base delle caratteristiche atomiche del sistema e dei meccanismi fondamentali di raffreddamento e intrappolamento laser.

In questo capitolo vengono illustrate alcune proprietà del Cesio, la specie atomica utilizzata nel nostro esperimento; vengono quindi esposte le caratteristiche fondamentali dell'interazione tra atomi e radiazione, utilizzate per spiegare il principio di funzionamento del raffreddamento Doppler e per dare cenni al raffreddamento sub-Doppler. Dopo aver descritto la configurazione di laser e campo magnetico chiamata trappola magneto ottica (MOT), la trattazione viene incentrata su una particolare implementazione, che svolge il ruolo di sorgente di atomi freddi per il nostro esperimento, chiamata MOT piramidale (PMOT). Infine, vengono riportati i risultati di simulazioni numeriche effettuate per acquistare una maggiore comprensione dell'andamento di varie caratteristiche del fascio atomico (flusso, divergenza e velocità media) ottenuto dalla PMOT tenendo conto delle effettive condizioni dell'esperimento.

1.1 Proprietà atomiche del Cesio

Grazie alle loro proprietà elettroniche, gli atomi alcalini sono i più diffusi negli esperimenti di raffreddamento e intrappolamento di atomi neutri. La frequenza di

Massa atomica	M	2.206×10^{-25} kg
Larghezza di riga naturale (FWHM)	Γ	$2\pi \cdot 5.234(13)$ MHz
Tempo di vita medio	τ	30.405(77) ns
Lunghezza d'onda	λ	852.35 nm
Intensità di saturazione	$I_{sat} = \frac{\hbar\Gamma\omega_{eg}^3}{12\pi c^2}$	1.28×10^{-20} 1.1 mW/cm ²
Velocità di rinculo	$v_{rec} = \frac{\hbar k}{M}$	3.5225 mm/s
Temperatura di rinculo	$T_{rec} = \frac{\hbar^2 k^2}{M k_B}$	198.34 nK
Temperatura Doppler	$T_D = \frac{\hbar\Gamma}{2k_B}$	125.61 μ K
Pressione di radiazione massima	$F_{pr}^{max} = \frac{\hbar k\Gamma}{2}$	1.28×10^{-20} N

Tabella 1.1: Dati numerici sul Cesio. La larghezza di riga naturale, il tempo di vita medio la lunghezza d'onda e l'intensità di saturazione si riferiscono alla transizione D_2 .

eccitazione dallo stato fondamentale a quello eccitato cade nel visibile o nel vicino infrarosso, e questo rende relativamente semplice generare radiazione laser per la transizione ottica. Inoltre, poichè le transizioni ottiche coinvolgono un solo elettrone, la loro descrizione è semplice e può essere resa completa anche considerando la struttura iperfine. Questo aspetto è molto importante nella progettazione di schemi di manipolazione laser, ad esempio perchè consente di individuare cicli di transizione “chiusi”, in cui in pratica si può realizzare manipolazione dell’intero campione atomico senza perdite dovute a transizioni verso stati non interagenti. In questo paragrafo forniamo una breve descrizione delle proprietà atomiche del Cesio.

1.1.1 Struttura iperfine

Il ^{133}Cs (di cui in tab. 1.1 riportiamo alcune proprietà cui faremo riferimento in seguito) è l’unico isotopo stabile del Cesio [30]; nello stato fondamentale il momento angolare elettronico totale (J) è $1/2$ e pertanto questo stato viene rappresentato come $6^2\text{S}_{1/2}$; nello stato eccitato si può invece avere $J = 1/2$ o $J = 3/2$ e i due stati eccitati vengono rappresentati rispettivamente come $6^2\text{P}_{1/2}$ e $6^2\text{P}_{3/2}$. Le transizioni tra lo stato fondamentale e quello eccitato, componenti un doppietto di struttura fine, sono dette riga D_1 ($6^2\text{S}_{1/2} \rightarrow 6^2\text{P}_{1/2}$) e riga D_2 ($6^2\text{S}_{1/2} \rightarrow 6^2\text{P}_{3/2}$). Poichè il momento angolare nucleare (I) del Cs è $7/2$, si ha una struttura iperfine (fig. 1.1) derivante dall’accoppiamento del momento angolare totale elettronico \mathbf{J} con il momento angolare nucleare totale \mathbf{I} ; il momento angolare atomico totale \mathbf{F} risulta perciò $\mathbf{F} = \mathbf{J} + \mathbf{I}$. Nello stato fondamentale ($J = 1/2, I = 7/2$), si ha $3 \leq F \leq 4$, mentre in quello eccitato della riga D_2 ($J = 3/2, I = 7/2$), si ha $2 \leq F \leq 5$, in quello eccitato della riga D_1 ($J = 1/2, I = 7/2$) si ha $3 \leq F \leq 4$.

1.1.2 Effetto Zeeman e livelli iperfini

Un atomo con momento angolare totale F ha $2F + 1$ sottolivelli Zeeman ($m_F = -F, \dots, F$) che, in assenza di campo magnetico, sono degeneri. Quando viene

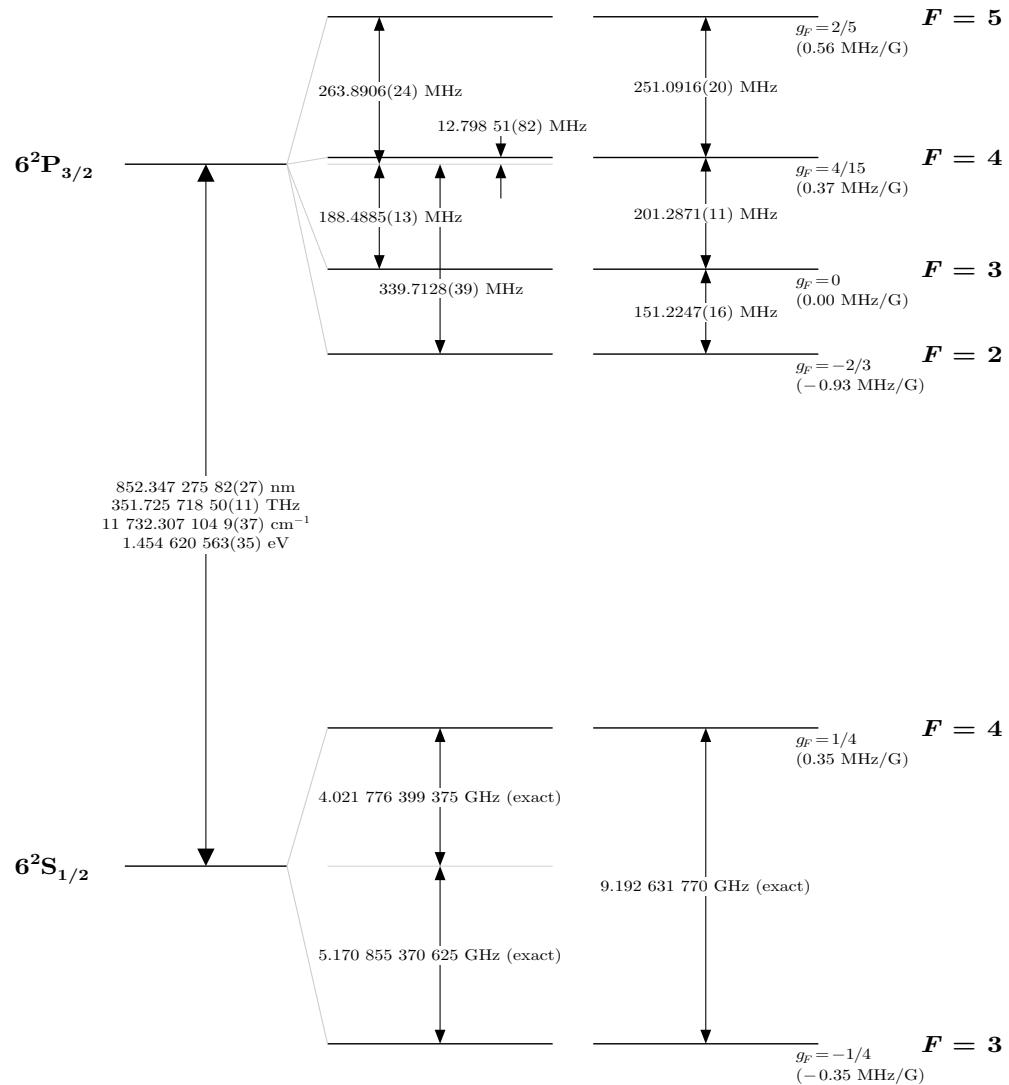
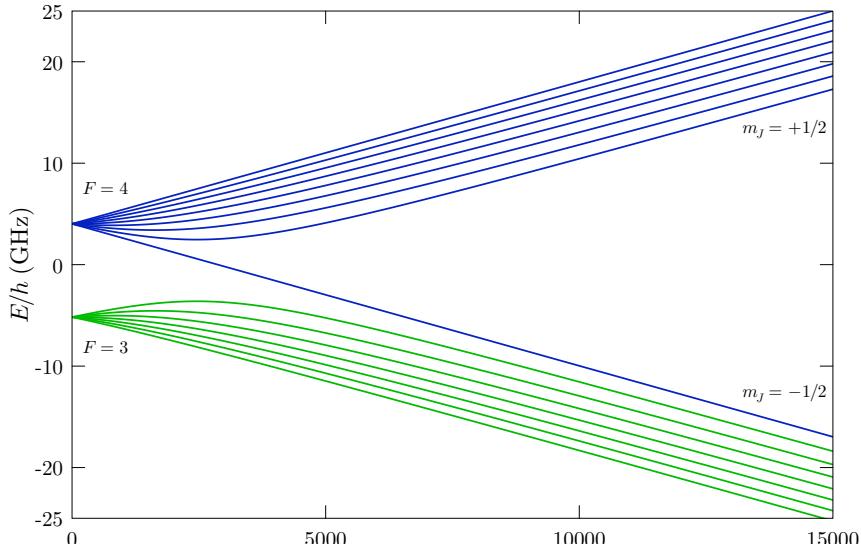


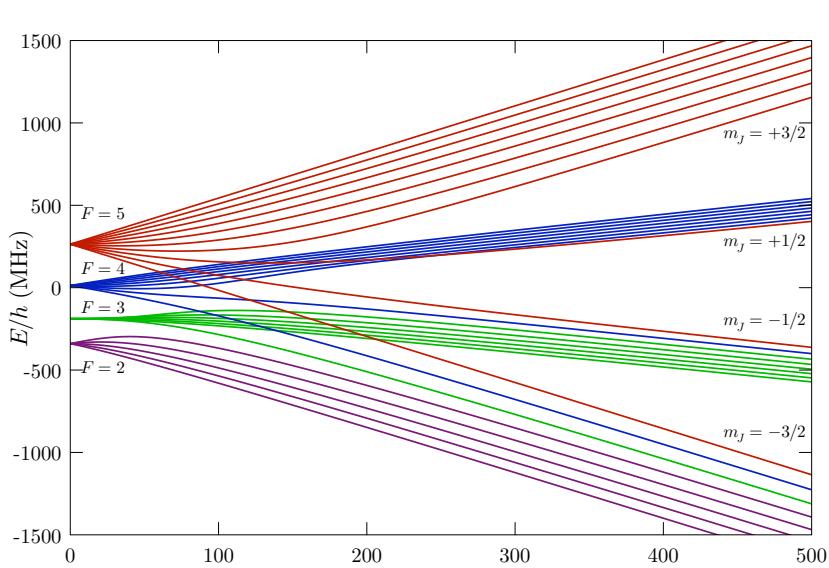
Figura 1.1: Struttura iperfine della transizione D₂ del Cesio [30], con indicazione della separazione in frequenza tra i livelli di energia iperfini. Per ogni livello sono anche riportati i fattori di Landè g_F di eq. 1.2.

invece applicato un campo magnetico \mathbf{B} , questa degenerazione viene rimossa come mostrato in fig. 1.2, che riporta dati calcolati per il Cesio relativi agli stati di interesse. Se l'interazione magnetica è molto piccola rispetto all'accoppiamento iperfine, in modo che F sia ancora un buon numero quantico [31], lo stato $|F, m_F\rangle$ subisce uno spostamento lineare in energia di:

$$\Delta E_{m_F} = g_F \mu_B m_F B \quad (1.1)$$



(a)



(b)

Figura 1.2: Struttura iperfine (a) del livello fondamentale ($6^2S_{\frac{1}{2}}$) e (b) di quello eccitato ($6^2P_{\frac{3}{2}}$) della riga D₂ del Cesio in un campo magnetico esterno.

dove μ_B è il magnetone di Bohr, g_F è dato da

$$g_F = g_J \frac{F(F+1) + J(J+1) - I(I+1)}{2F(F+1)} \quad (1.2)$$

con g_J fattore di Landè:

$$g_J = 1 + \frac{J(J+1) + S(S+1) - L(L+1)}{2J(J+1)}$$

1.2 Interazione atomo-radiazione

L'interazione radiazione materia in ambito semiclassico è un argomento ben noto [32]. Per comodità, si riassumono nel seguito alcuni punti della trattazione che torneranno utili per le nostre simulazioni numeriche.

1.2.1 Frequenza di Rabi e regole di selezione.

Consideriamo un sistema atomico a due livelli $|g\rangle$ ed $|e\rangle$, separati da un'energia $\hbar\omega_{eg}$; quando esso interagisce con un campo elettromagnetico $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}_0(\mathbf{r}) \cos(\omega t)$, la parte perturbativa dell'hamiltoniana è dominata dal termine di dipolo elettrico:

$$H_{int} = -\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) \cdot \mathbf{d} = \hbar\Omega(\mathbf{r}) \cos(\omega t) \quad (1.3)$$

dove \mathbf{E} è il campo elettrico esterno, \mathbf{r} e \mathbf{d} la posizione e il momento di dipolo elettrico dell'atomo e dove abbiamo introdotto la frequenza di Rabi complessa:

$$\Omega(\mathbf{r}) = \Omega_0(\mathbf{r}) e^{i\varphi(\mathbf{r})} = -\frac{\langle e | \mathbf{E}_0(\mathbf{r}) \cdot \mathbf{d} | g \rangle}{\hbar} \quad (1.4)$$

il cui modulo è legato all'intensità $I(\mathbf{r})$ del campo secondo la relazione:

$$\Omega_0(\mathbf{r}) = \Gamma \sqrt{\frac{I(\mathbf{r})}{2I_{sat}}} \quad (1.5)$$

dove Γ è la larghezza naturale della riga e $I_{sat} = \frac{\hbar\Gamma\omega_{eg}^3}{12\pi c^2}$ la corrispondente intensità di saturazione. La fase della frequenza di Rabi è invece legata alle componenti del campo elettrico che costituiscono il campo di radiazione totale.

Le regole di selezione per le transizioni di dipolo elettrico [31] derivano dalla conservazione del momento angolare in seguito all'assorbimento di un fotone. Le regole di selezione su J ed F sono $\Delta J = 0, \pm 1$ e $\Delta F = 0, \pm 1$ (eccetto le transizioni $J = 0 \rightarrow 0$ e $F = 0 \rightarrow 0$, rigorosamente proibite). Le regole di selezione per le transizioni tra due stati magnetici dipendono invece dallo stato di polarizzazione della luce; se la direzione di propagazione della luce coincide con l'asse di quantizzazione, le regole di selezione per luce polarizzata σ^\pm sono rispettivamente $\Delta m_F = \pm 1$, mentre vale $\Delta m_F = 0$ per luce propagantesi in direzione perpendicolare all'asse di quantizzazione e polarizzata linearmente in direzione parallela a quella dell'asse di quantizzazione. Infine, la regola di selezione sulla parità richiede che le transizioni di dipolo elettrico avvengano tra stati a parità opposta.

1.2.2 Pressione di radiazione

Nel paragrafo 1.2.1 abbiamo introdotto il termine di interazione tra un (ideale) atomo a due livelli ed un campo di radiazione coerente e monocromatico. In assenza di emissioni spontanee, l'operatore hamiltoniano totale del sistema atomoradiazione è costituito da tre termini:

$$\hat{H}_{tot} = \hat{H}_{atom} + \hat{H}_{rad} + \hat{H}_{int}$$

dove l'operatore \hat{H}_{atom} è la somma del termine cinetico e dell'energia interna dell'atomo:

$$\hat{H}_{atom} = \frac{\mathbf{p}^2}{2m} + \frac{\hbar\omega_{eg}}{2}(|e\rangle\langle e| - |g\rangle\langle g|) \quad (1.6)$$

con \mathbf{p} operatore quantità di moto dell'atomo ed m la massa atomica. L'operatore \hat{H}_{rad} è l'hamiltoniana di un campo di radiazione quantizzato a singolo modo:

$$\hat{H}_{rad} = \hbar\omega\hat{a}^\dagger\hat{a}$$

con \hat{a}^\dagger e \hat{a} operatori di creazione e distruzione per un fotone di energia $\hbar\omega$, mentre l'operatore \hat{H}_{int} coincide con quello riportato in eq. 1.3, che può essere riscritto come:

$$\hat{H}_{int} = \frac{\hbar\Omega(\mathbf{r}, t)}{2}(|e\rangle\langle g|e^{-i\omega t} + |g\rangle\langle e|e^{+i\omega t}). \quad (1.7)$$

L'evoluzione del sistema di atomi interagenti con il campo viene studiata mediante l'evoluzione temporale della sua matrice densità $\hat{\rho}$ (*master equation*); da questo si ottengono le equazioni di Bloch ottiche (in cui si tiene conto in maniera fenomenologica dell'emissione spontanea [33]), la cui soluzione stazionaria determina le popolazioni atomiche dei livelli interessati dalla transizione. Introducendo il parametro di saturazione s :

$$s = \frac{2|\Omega|^2}{\Gamma^2 + 4\delta^2} \quad (1.8)$$

dove $\delta = \omega - \omega_{eg}$ rappresenta il disaccordo in frequenza del campo monocromatico dalla risonanza atomica, è possibile dimostrare [33] che, in condizioni stazionarie, la popolazione ρ_{ee} dello stato eccitato è data da:

$$\rho_{ee} = \frac{s}{2(1+s)}.$$

Visto che la popolazione dello stato eccitato ha una probabilità (per unità di tempo) Γ di decadere, e che in condizioni stazionarie le probabilità di eccitazione e decadimento sono uguali, il numero totale di fotoni emessi spontaneamente dall'atomo per unità di tempo è dato da:

$$\Gamma_{scatter} = \Gamma\rho_{ee} = \frac{\Gamma}{2}\frac{2|\Omega|^2}{\Gamma^2 + 2|\Omega|^2 + 4\delta^2}. \quad (1.9)$$

Ora, mentre l'assorbimento di un fotone comporta un trasferimento di quantità di moto dal campo agli atomi, l'emissione spontanea, con il rinculo associato

all'emissione in direzione casuale del fotone di fluorescenza, ha un effetto medio nullo sul moto dell'atomo. Da questo segue che, in una sequenza di molti cicli assorbimento-emissione spontanea, un atomo subisce una variazione media non nulla della sua quantità di moto. La forza che ne risulta, chiamata *pressione di radiazione*, può essere scritta (in modulo) come:

$$F_{pr} = \hbar k \Gamma_{scatter} = \frac{\hbar k \Gamma}{2} \frac{2|\Omega|^2}{\Gamma^2 + 2|\Omega|^2 + 4\delta^2} \quad (1.10)$$

L'andamento di eq. 1.10 al variare di Ω e δ è rappresentato in fig. 1.3. Si può notare la saturazione a grande intensità al valore massimo $\hbar k \Gamma / 2$ (si veda tab. 1.1), situazione in cui l'accelerazione $a_{max} = F_{pr}^{max}/M$ subita da un atomo può raggiungere valori dell'ordine di qualche migliaio di g nelle condizioni realizzate in ordinari esperimenti di manipolazione laser.

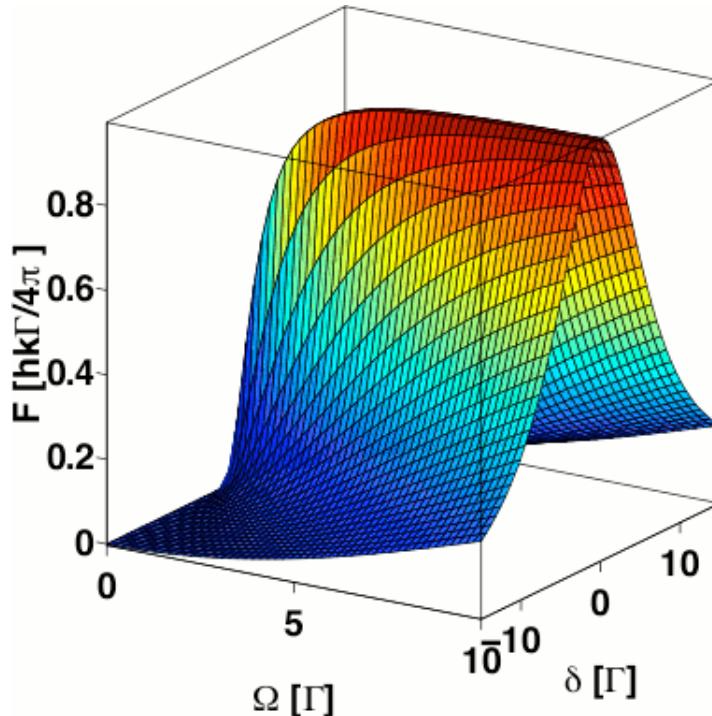


Figura 1.3: Forza di pressione di radiazione in unità di $\hbar k \Gamma / 2$ in funzione della frequenza di Rabi e del disaccordo.

1.3 Raffreddamento Doppler

Nel raffreddamento laser la luce è usata per manipolare e controllare il moto degli atomi [34,35] ; mediante l'interazione con la radiazione è possibile ridurre notevolmente la larghezza della distribuzione di velocità (e quindi la temperatura) di un

campione atomico. Un atomo in moto in un'onda (con vettore d'onda \mathbf{k} e frequenza tale da essere discordata per un valore δ rispetto ad una transizione atomica) percepisce, a causa dello spostamento Doppler, un disaccordo del laser dalla transizione pari a $\delta(\mathbf{v}) = \delta - \mathbf{k} \cdot \mathbf{v}$. Grazie ad esso, la forza di pressione di radiazione viene a dipendere dalla velocità [35] dell'atomo il quale, in presenza di due fasci contropropaganti di bassa intensità e alla stessa frequenza (configurazione detta *melassa ottica* [36]), risente di una forza:

$$F = F(\delta + \mathbf{k} \cdot \mathbf{v}) - F(\delta - \mathbf{k} \cdot \mathbf{v}) \simeq \frac{4\hbar k^2 \frac{2\Omega_0^2}{\Gamma} \frac{2\delta}{\Gamma}}{\left(1 + \left(\frac{2\delta}{\Gamma}\right)^2 + \frac{2\Omega_0^2}{\Gamma^2}\right)^2} \mathbf{v}, \quad (1.11)$$

ottenuta mediante uno sviluppo perturbativo della somma delle pressioni di radiazione esercitate sull'atomo dai due fasci, nell'ipotesi di bassa intensità (si trascurano i termini di interferenza tra le ampiezze di probabilità di transizioni stimolate) e bassa velocità atomica (si ipotizza $|\mathbf{k} \cdot \mathbf{v}| \ll \Gamma$). Notiamo che in caso di disaccordo *rosso* ($\delta < 0$) l'atomo è soggetto ad una forza viscosa, caratterizzata dal coefficiente di viscosità:

$$\gamma = -\frac{4\hbar k^2}{M} \frac{2\Omega_0^2}{\Gamma} \frac{\frac{2\delta}{\Gamma}}{\left(1 + \left(\frac{2\delta}{\Gamma}\right)^2 + \frac{2\Omega_0^2}{\Gamma^2}\right)^2}. \quad (1.12)$$

In figura 1.4 è riportata l'accelerazione subita dall'atomo (calcolata in funzione della sua velocità) per diverse scelte della frequenza di Rabi Ω e del disaccordo δ , entrambi misurati in unità di Γ .

Estendendo la configurazione a tre coppie di fasci laser lungo le tre direzioni ortogonali [37], è possibile raffreddare il moto atomico in tutte le direzioni, senza però intrappolarlo, in quanto la forza subita dall'atomo tende a zero quando la sua velocità tende a zero.

Se non entrasse in gioco qualche altro meccanismo, la temperatura del campione atomico tenderebbe rapidamente a zero, un risultato chiaramente non fisico che violerebbe il principio di Heisenberg. Vi è infatti da considerare il rinculo casuale nello spazio dei momenti dovuto all'emissione spontanea. I fotoni diffusi conferiscono infatti agli atomi una velocità media nulla, ma una velocità quadratica media diversa da zero, contribuendo perciò al loro riscaldamento. Questo aumenta l'energia cinetica legata a movimento in direzione casuale, limitando la minima temperatura raggiungibile in un processo di raffreddamento Doppler. Per tipici disaccordi negli esperimenti di raffreddamento laser ($\delta = -\Gamma/2$) e in condizioni di non saturazione ($I \ll I_{sat}$), la minima temperatura ottenibile nel raffreddamento Doppler è:

$$T_D = \frac{\hbar\Gamma}{2k_B} \quad (1.13)$$

dove k_B è la costante di Boltzmann. Il limite Doppler per il Cesio, riportato in tab. 1.1, è di circa 126 μK .

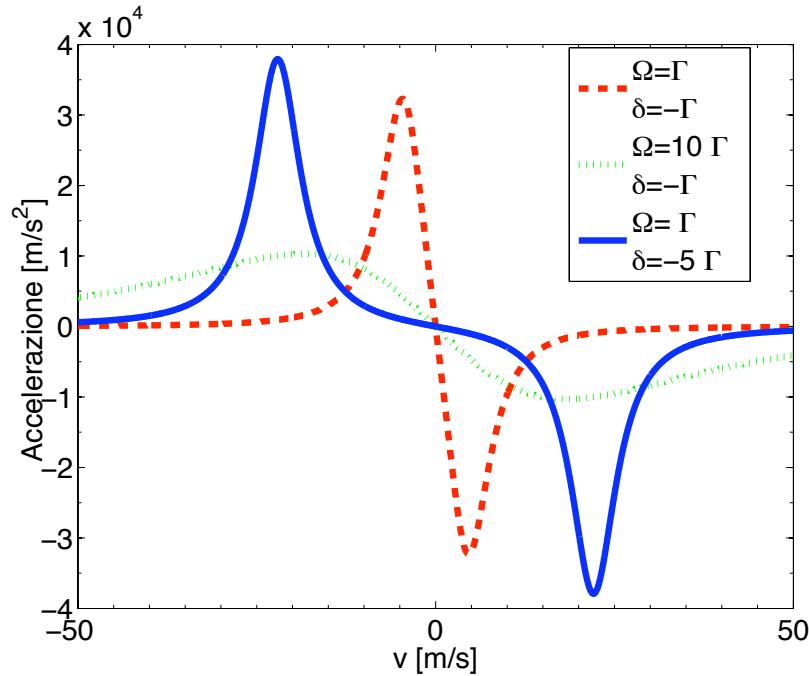


Figura 1.4: Accelerazione calcolata per un atomo soggetto alla forza di pressione di radiazione in una melassa ottica.

1.3.1 Raffreddamento sub-Doppler

In questo paragrafo accenniamo brevemente alla teoria del raffreddamento sub-Doppler. Questo tipo di raffreddamento non è esplicitamente realizzato nel nostro esperimento. Tuttavia, oltre che per motivi di completezza, si dà questo breve cenno anche perché misure svolte in precedenza sul nostro fascio atomico [38] hanno dimostrato che, in particolari condizioni sperimentali, la temperatura degli atomi del fascio associata al loro moto in direzione trasversale può raggiungere valori inferiori al limite Doppler.

È noto da tempo, infatti, che la temperatura di eq. 1.13 non rappresenta un limite inferiore invalicabile per le tecniche di raffreddamento laser [39]. La teoria che venne conseguentemente sviluppata dovette tenere conto del fatto che in tre dimensioni il modello a due livelli della struttura atomica non è adeguato; la molteplicità dei sottolivelli che costituiscono uno stato atomico (ovvero livelli Zeeman e struttura iperfine) e la dinamica del pompaggio ottico tra di essi diventano in questa teoria ingredienti fondamentali per spiegare il raggiungimento di temperature ultrabasse. All'origine dell'instaurarsi di tali regimi di temperatura vi è la risposta non adiabatica dell'atomo allo stato di polarizzazione del campo in cui si svolge il suo moto, dove il termine non adiabatico indica la possibilità di transizioni tra stati diversi. I due schemi di raffreddamento sub-Doppler più rilevanti sono detti configurazione $\text{lin} \perp \text{lin}$ e $\sigma_+ \sigma_-$.

Configurazione lin \perp lin

Se consideriamo la sovrapposizione di due fasci laser unidimensionali con polarizzazioni lineari ortogonali, il campo risultante sarà dato da:

$$\begin{aligned}\mathbf{E}(\mathbf{z},t) &= E_0 \hat{\mathbf{x}} \cos(kz - \omega t) + E_0 \hat{\mathbf{y}} \cos(kz + \omega t) \\ &= E_0 ((\hat{\mathbf{x}} + \hat{\mathbf{y}}) \cos kz \cos \omega t + (\hat{\mathbf{x}} - \hat{\mathbf{y}}) \sin kz \sin \omega t)\end{aligned}$$

Come risulta dalla fig. 1.5, la polarizzazione di questo campo varia su distanze

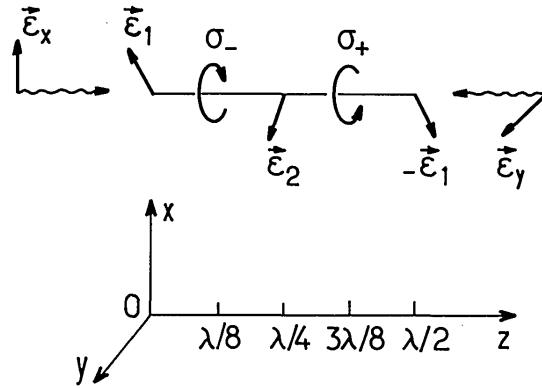


Figura 1.5: Variazione spaziale della polarizzazione del campo risultante dalla sovrapposizione di due fasci contropropaganti aventi polarizzazioni lineari ortogonali.

pari a $\lambda/2$ da lineare (a 45° rispetto alla polarizzazione dei due fasci) a σ^+ a nuovamente lineare (ma perpendicolare rispetto alla prima direzione), a σ^- . L'effetto di questo gradiente di polarizzazione sul processo di raffreddamento è stato analizzato in [40] nel caso particolare di una transizione $J_g = \frac{1}{2} \rightarrow J_e = \frac{3}{2}$.

In sintesi, quello che avviene è un riaggiustamento delle popolazioni atomiche nel moto attraverso il campo di radiazione: infatti, dove la polarizzazione è σ^+ , la popolazione dello stato fondamentale viene pompata nel sottolivello $M_g = \frac{1}{2}$, in quanto $\langle \Delta M_{trans} \rangle = \langle \Delta M_{abs} \rangle - \langle \Delta M_{em.sp.} \rangle \geq 0$ (ricordiamo dalle regole di selezione $\Delta M_{\sigma+}^{abs} = +1$ e $\Delta M_{em.sp.} = \pm 1, 0$). Pertanto in un ciclo assorbimento-emissione spontanea il ΔM medio per ciascun evento di scattering è non negativo, portando ad un accumulo di popolazione nel sottolivello Zeeman $M_g = J_g$. Dove la polarizzazione è σ^- avviene l'esatto contrario e la popolazione del livello fondamentale viene pompata nel sottolivello con $M_g = -J_g$. Muovendosi in tale campo, gli atomi devono quindi riaggiustare la propria popolazione tra i livelli $M_g = \frac{1}{2}$ e $M_g = -\frac{1}{2}$ su distanze dell'ordine di $\lambda/2$. D'altra parte, un campo quasi risonante non solo produce un pompaggio ottico tra i sottolivelli Zeeman dello stato fondamentale, ma induce anche degli spostamenti in energia (*light shift* [41], si veda cap. 2), sostanzialmente per effetto Stark, di una quantità che, per basse

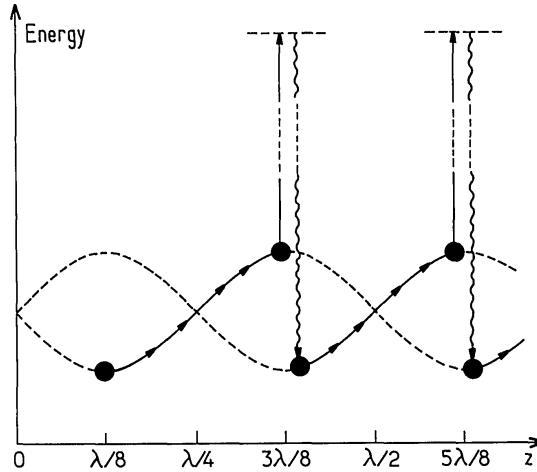


Figura 1.6: Meccanismo di raffreddamento in configurazione lin \perp lin.

intensità e $\delta < 0$, assume la forma:

$$\Delta E_g = \frac{\hbar \delta s_0 C_{ge}^2}{1 + \frac{4\delta^2}{\Gamma^2}}$$

dove s_0 è il parametro di saturazione in risonanza (ovvero $s_0 = s(\delta = 0)$, si veda eq. 1.8) del singolo fascio laser e C_{ge} il coefficiente di Clebsch-Gordan relativo alla transizione considerata. All'origine del raffreddamento vi è quindi la possibilità di rendere dipendente dalla posizione la selezione delle coppie di sottolivelli interessati dalla transizione e il loro spostamento in energia. Facendo riferimento alla fig. 1.6, consideriamo un atomo che parta da $z = \lambda/8$ con velocità v ; per questa configurazione di polarizzazione, l'atomo si trova nel sottolivello $M_g = -\frac{1}{2}$ in quanto, a causa del *light shift*, questo è il livello a energia minore. Durante il suo moto, però, l'atomo deve utilizzare una parte della sua energia cinetica per aumentare la sua energia potenziale: la polarizzazione infatti sta cambiando ed il sottolivello $M_g = -\frac{1}{2}$ diventa sempre meno accoppiato al campo. Quando l'atomo giunge in $z = \frac{3\lambda}{8}$, dove la polarizzazione del campo è σ^+ , esso viene pompato in $M_g = \frac{1}{2}$ che adesso è il livello a energia minore. Poiché però i fotoni emessi spontaneamente hanno frequenza maggiore di quelli assorbiti, si instaura un processo in cui l'atomo converte una parte della sua energia cinetica in energia potenziale, che poi viene dispersa radiativamente: questo meccanismo è detto raffreddamento *Sisifo*. Notiamo come gli atomi che subiscono efficacemente questo processo siano solo quelli con velocità comprese in un intervallo ristretto, determinato dal fatto che lo smorzamento sarà massimo per quegli atomi che subiscono un processo di pompaggio su una distanza di $\lambda/4$ [40].

Configurazione $\sigma_+ \sigma_-$

In questo processo di raffreddamento sub-Doppler, intrinsecamente differente dal lin \perp lin, i fasci contropaganti sono polarizzati circolarmente in verso opposto.

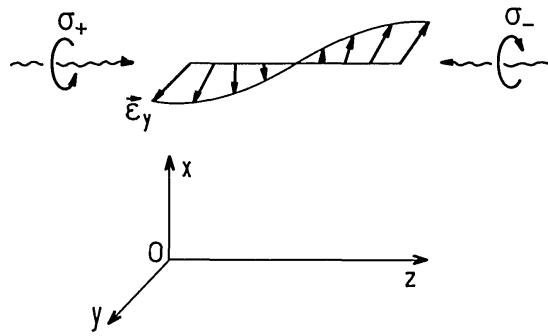


Figura 1.7: Variazione spaziale della polarizzazione del campo risultante dalla sovrapposizione di due fasci contropropaganti aventi polarizzazioni circolari opposte.

Il campo risultante è dato da:

$$\begin{aligned} \mathbf{E}(\mathbf{z},t) &= E_0 \hat{\mathbf{x}} \cos(kz - \omega t) + E_0 \hat{\mathbf{y}} \cos(kz + \omega t) + \\ &\quad E_0 \hat{\mathbf{x}} \sin(kz - \omega t) + E_0 \hat{\mathbf{y}} \sin(kz + \omega t) \\ &= 2E_0 \cos \omega t (\hat{\mathbf{x}} \cos kz + \hat{\mathbf{y}} \sin kz), \end{aligned}$$

la polarizzazione è lineare in ogni punto dello spazio ma l'asse di polarizzazione ruota di π su una distanza pari a $\Delta z = \frac{\lambda}{2}$ (fig. 1.7). Considerando questa volta una transizione $J_g = 1 \rightarrow J_e = 2$, poiché il pompaggio ottico tende a ridistribuire la popolazione tra i sottolivelli magnetici secondo la direzione locale di polarizzazione, il sottolivello più popolato sarà quello con $M_g = 0$. Tuttavia gli atomi sono in moto, e quindi devono essere otticamente pompati per poter seguire la rotazione dell'asse di polarizzazione. Si ha quindi un ritardo tra la popolazione dei sottolivelli magnetici degli atomi in moto rispetto a quella che avrebbe un campione atomico fermo in quel punto. In [40] è stato dimostrato che questo effetto fa sì che gli atomi che viaggiano incontro al fascio polarizzato σ^+ popolino maggiormente il livello con $M_g = 1$ rispetto a quello con $M_g = -1$ (e viceversa per quelli che si muovono in direzione opposta); il livello $M_g = 1$ diffonde i fotoni σ^+ sei volte più efficientemente di quelli σ^- , grazie ai diversi coefficienti di Clebsch-Gordan, e poiché l'atomo, in media, rimane nel sottolivello $M_g = 1$ dopo un ciclo assorbimento-emissione spontanea, gli atomi che viaggiano in direzione opposta al fascio σ^+ subiscono molti più eventi di *scattering* da esso che dal fascio σ^- . Nella direzione opposta la situazione è antisimmetrica e si ottiene quindi uno scattering differenziale della radiazione che porta ad una forza viscosa proporzionale alla velocità dell'atomo.

È possibile dimostrare [33] che la temperatura raggiunta nei processi sub-Doppler considerati è data da:

$$k_B T = c \frac{\hbar \Omega_0^2}{|\delta|}$$

dove c è una costante che dipende dallo schema di raffreddamento utilizzato ($lin \perp lin$ o $\sigma_+ \sigma_-$). Le velocità atomiche, in questo regime, sono limitate inferiormente dal valore della cosiddetta velocità di rinculo $v_r = \hbar k/M$, ovvero la variazione di velocità subita da un atomo che emette o assorbe un fotone di momento $\hbar k$. Questo si riflette in una temperatura minima raggiungibile che, nei processi sub-Doppler considerati, è detta temperatura di rinculo T_r . I valori di T_r e v_r nel caso del Cesio sono riportati in tab. 1.1.

1.4 Trappola magneto-ottica

In una trappola magneto ottica (MOT) ad un campo di radiazione generato da fasci laser con disaccordi minori di zero (cioè discordati “verso il rosso”), che confinano gli atomi nello spazio delle velocità, si aggiunge un campo magnetico non omogeneo per intrappolarli anche nello spazio reale. Consideriamo un atomo con stato fondamentale $F = 0$ e stato eccitato $F = 1$ [42]. In presenza di un campo magnetico linearmente non omogeneo (ad esempio $B(x) \sim bx$), i sottolivelli Zeeman non sono più degeneri e il loro spostamento in energia (eq. 1.1) diventa dipendente dalla posizione al primo ordine perturbativo come:

$$\Delta E_B(x) \simeq \mu_B m_F g_F b x = \mu_B m_F g_F B(x) \simeq \mu_B m_F g_F \frac{dB}{dx}(0)x =$$

Se l'atomo si trova in $x > 0$ (supponendo $b > 0$), lo stato eccitato $M_e = +1$ aumenta la sua energia allontanandosi dall'origine (si veda fig. 1.8), così come un atomo nello stato $M_e = -1$ la diminuisce; in questo modo il campo magnetico fa sì che la transizione con $\Delta M = -1$ si trovi “più in risonanza”. Se la polarizzazione del fascio laser incidente dalle x positive è σ^- mentre quella del fascio incidente dalle x negative è σ^+ , allora viene scatterata più luce dal fascio σ^- e gli atomi vengono nuovamente guidati verso l'origine. Al centro la forza agente su un atomo fermo è nulla: infatti non vi è effetto del campo magnetico ($B(0) = 0$) e, poiché il disaccordo è lo stesso per entrambe le transizioni, le forze di pressione di radiazione, agenti in versi opposti, si equilibrano. Riguardo al caso tridimensionale,

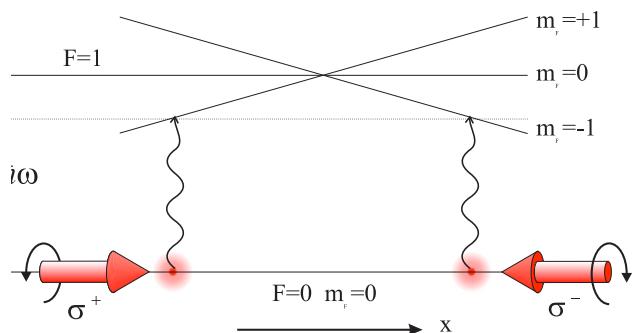


Figura 1.8: Rappresentazione schematica del funzionamento di una MOT unidimensionale.

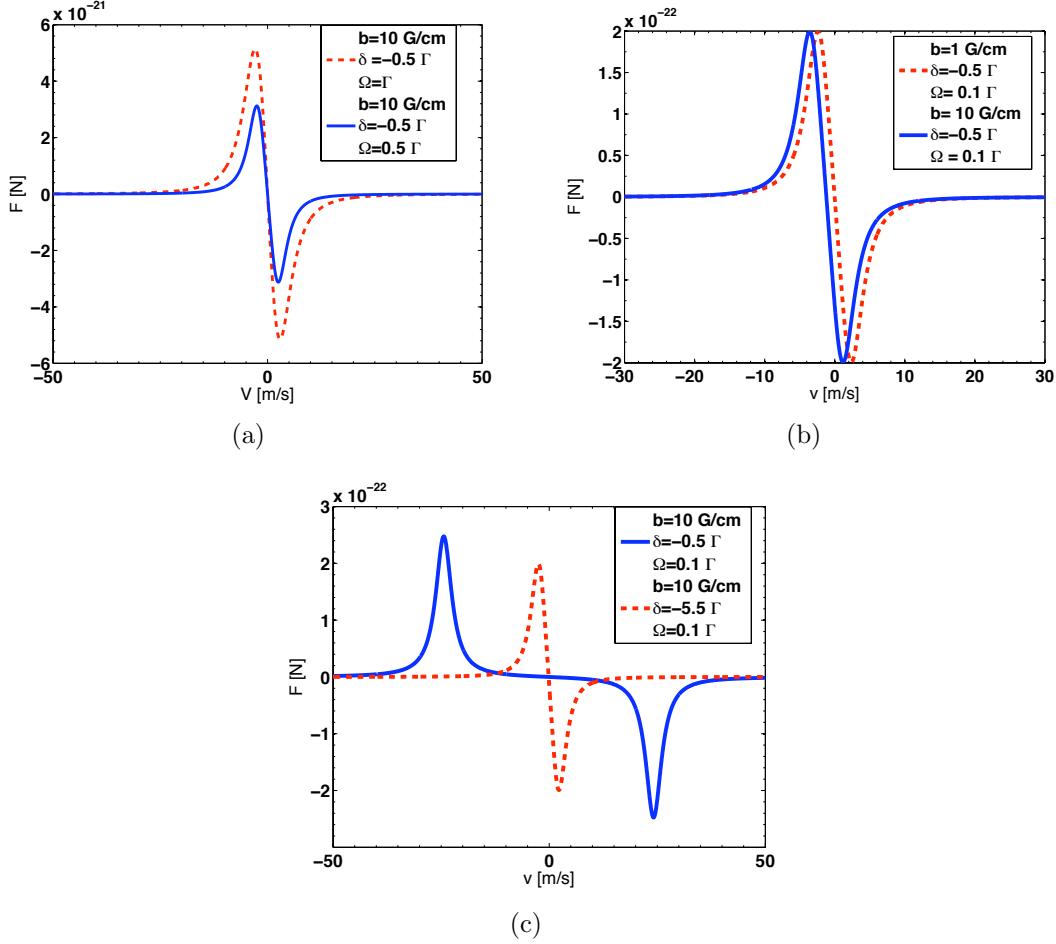


Figura 1.9: Forza agente su un atomo in una MOT 1D in funzione della sua velocità, al variare dell'intensità di trappola (a), del gradiente di campo magnetico (b) e del *detuning* del laser (c).

il campo magnetico necessario all'INTRAPPOLAMENTO viene tipicamente generato da due bobine in configurazione anti-Helmholtz, il cui campo vicino all'origine si può scrivere come:

$$\mathbf{B} \simeq \frac{b}{2} \begin{pmatrix} -x \\ -y \\ 2z \end{pmatrix}$$

mentre nelle tre direzioni ortogonali vengono fatti contropropagare sei fasci, per ogni coppia in configurazione $\sigma^+ - \sigma^-$. Gli atomi sono così soggetti ad una forza totale:

$$\mathbf{F} = \mathbf{F}_\pm = \pm \frac{\hbar k \Gamma}{2} \frac{s_0}{1 + s_0 + \frac{4}{\Gamma^2} (\delta \mp \mathbf{k} \cdot \mathbf{v} \pm \mu_{eff} B / \hbar)^2} \quad (1.14)$$

dove $\mu_{eff} = (g_e M_e - g_g M_g) \mu_B$ rappresenta il momento magnetico effettivo per la transizione. In fig. 1.9 sono riportati gli andamenti del modulo di \mathbf{F} in funzione della velocità atomica, calcolati dall'eq. 1.14 per varie combinazioni di intensità e disaccordo dei fasci laser e gradiente di campo magnetico. Notiamo che esiste una velocità per cui la forza agente su un atomo in una MOT è massima [33]: essa

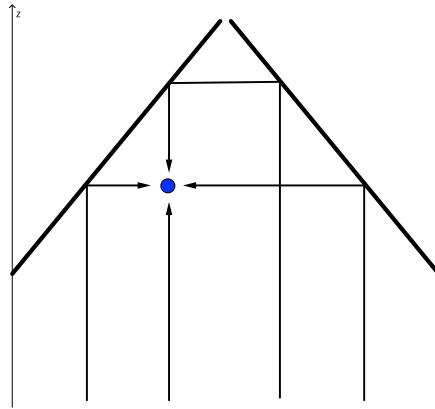


Figura 1.10: Schema delle riflessioni subite dal fascio laser all'interno della piramide.

è detta velocità di cattura. Come si evince dalla fig. 1.9, la velocità di cattura risulta una funzione rapidamente variabile del disaccordo, mentre variazioni del gradiente di campo magnetico o di intensità dei fasci di trappola hanno effetti meno marcati.

Notiamo inoltre che quando gli *shift* Doppler e Zeeman sono entrambi piccoli rispetto a δ , in prima approssimazione la forza dipende linearmente dalla posizione e dalla velocità dell'atomo:

$$\mathbf{F} = -\gamma \mathbf{v} - \chi \mathbf{x}$$

dove γ è quello definito in eq. 1.12 e la costante elastica χ vale:

$$\chi = \frac{\mu_{eff} b}{\hbar k} \gamma = 2\mu_{eff} b k \left(\frac{2\Omega_0}{\Gamma} \right)^2 \frac{\frac{2\delta}{\Gamma}}{\left(1 + \frac{2\Omega_0^2}{\Gamma^2} + \left(\frac{2\delta}{\Gamma} \right)^2 \right)^2}.$$

L'equazione del moto atomica per piccole oscillazioni attorno all'origine è quindi quella di un oscillatore armonico smorzato: $\ddot{\mathbf{x}} + 2\beta \dot{\mathbf{x}} + \omega_0^2 \mathbf{x} = 0$ dove $\omega_0^2 = \chi/M$ e $\beta = \gamma/2M$ con M massa atomica. Il *rate* di smorzamento è dato da $\gamma_{MOT} = \gamma/M$ mentre la frequenza di oscillazione è $\omega_{MOT} = \sqrt{\chi/M}$. Con un gradiente di campo magnetico di 10 G/cm , tipico per MOT ordinarie, la frequenza di oscillazione è di qualche kHz e il rate di smorzamento di qualche centinaio di kHz; quindi il moto è sovrasmorzato con un tempo caratteristico di ritorno nell'origine di $2\gamma_{MOT}/\omega_{MOT}^2 \approx$ qualche ms per tipici valori dell'intensità e del disaccordo del laser. Notiamo inoltre come la forza di richiamo non sia la stessa in tutte le direzioni, dato che il gradiente di campo magnetico nella direzione z (direzione assiale per le bobine) è il doppio di quello nelle direzioni x e y a causa dell'impiego di bobine anti-Helmoltz con asse lungo z .

1.4.1 Trappola magneto ottica piramidale (PMOT)

Una MOT convenzionale viene realizzata facendo contropropagare sei fasci laser lungo le tre direzioni principali; tuttavia, sono state implementate varie geometrie

per questo tipo di trappola, come quella conica [43] e quella piramidale [44], utilizzata nel nostro esperimento come sorgente [45] di atomi freddi (si veda cap 3). In questa configurazione (fig. 1.10) un unico fascio laser a polarizzazione circolare illumina tutto l'interno di una piramide cava con pareti interne riflettenti: ogni riflessione dalle pareti opposte della piramide produce due fasci contropaganti in direzione trasversa con polarizzazioni circolari nominalmente o idealmente opposte [46]. Poichè viene generato anche un fascio retroriflesso lungo l'asse della piramide, in seguito alla doppia riflessione sulle facce interne, in qualunque punto all'interno della piramide vi sono forze di raffreddamento, eccetto lungo una regione centrale a forma di parallelepipedo, dove non vi è luce retroriflessa a causa di un foro presente sull'apice della piramide.

La presenza del foro (che, come vedremo in cap. 3, ha dimensioni trasversali 1 mm x 2 mm, e quindi è abbastanza piccolo rispetto alle dimensioni complessive del sistema, essendo il lato della piramide 38 mm), ha conseguenze molto importanti. Infatti, anche se il sistema comporta la presenza di una coppia di bobine anti-Helmoltz che forniscono il campo magnetico statico disomogeneo necessario all'intrappolamento, con valore nullo sull'asse della piramide, la mancata retroriflessione del fascio lungo z (asse della piramide) rende impossibile fare una MOT "statica" in un qualsiasi punto dell'asse. In sostanza, la MOT piramidale diventa, come specificheremo in seguito, un *imbuto atomico*. Anticipiamo comunque che nell'apparato sono presenti delle bobine addizionali che permettono di spostare lo zero del campo magnetico fuori dall'asse, e dunque di realizzare una MOT statica utile, ad esempio, a fini diagnostici.

Nelle fig. 1.11 e 1.12 è mostrato come, rispetto alla situazione che si avrebbe se il foro non ci fosse, vengano modificati sia il valore (a causa della riflettività nulla del foro), sia il profilo spaziale dell'intensità dei fasci di trappola (si suppone che il fascio entrante nella piramide sia collineare con il suo asse ed abbia una distribuzione gaussiana di intensità trasversale con *waist* paragonabile al lato della piramide, in accordo con l'esperimento). In particolare, in fig. 1.12 notiamo come dalla riflessione del fascio gaussiano che entra nella piramide, il cui profilo è mostrato in fig. 1.12 (a), si ottengono i fasci "lateralii", il cui profilo di intensità (lungo z) è mostrato in fig. 1.12 (b), e quello contropagante in direzione z, visibile in fig. 1.12 (c) (in quest'ultimo si noti la zona dove l'intensità è nulla). Da quanto detto sopra, l'intensità in un punto (x, y, z) interno alla piramide stessa (ma non sull'asse) sarà data da:

$$\begin{aligned} I(x, y, z) &= I_{\pm\hat{x}} + I_{\pm\hat{y}} + I_{\hat{z}} + I_{-\hat{z}} \\ &= 2RI_0 \exp\left(-\frac{y^2 + z^2}{w_z^2}\right) + 2RI_0 \exp\left(-\frac{x^2 + z^2}{w_z^2}\right) \\ &\quad + I_0 \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{w_z^2}\right) + R^2 I_0 \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{w_z^2}\right) \end{aligned}$$

dove $I_{\pm\hat{i}}$ è la somma delle intensità dei fasci contropagantesi in direzione \hat{i} , R la riflettività delle superfici interne della piramide, I_0 l'intensità di picco del fascio laser incidente e w_z il suo waist.

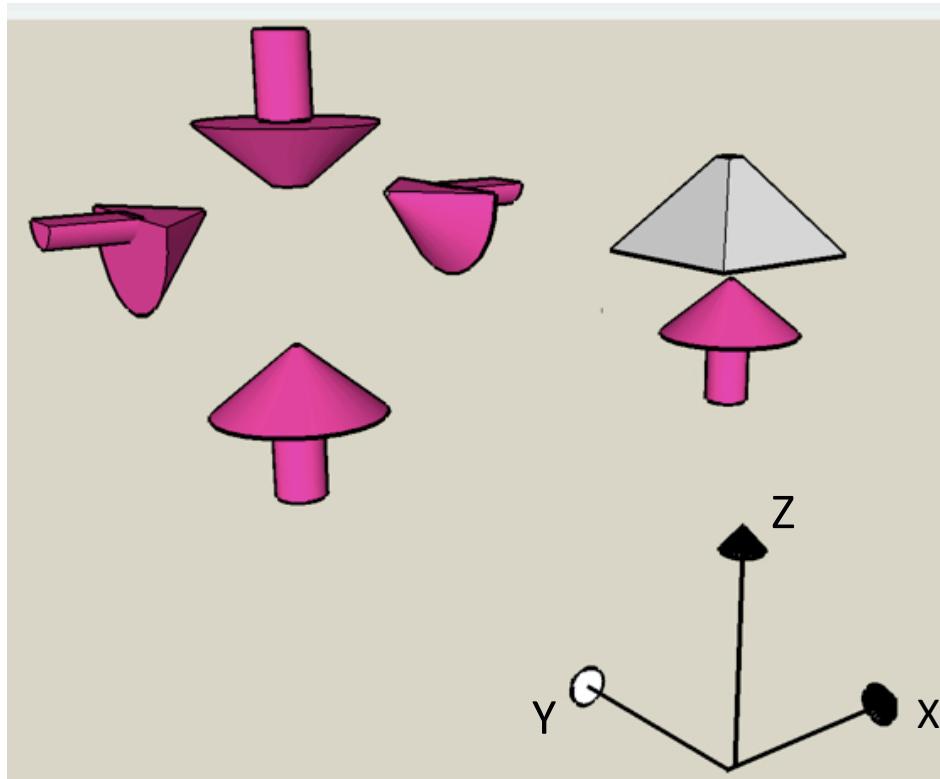


Figura 1.11: Configurazione dei fasci laser nella trappola magneto-ottica piramidale; a destra è rappresentata la configurazione di illuminazione della piramide; a sinistra è una rappresentazione qualitativa dell'intensità dei fasci riflessi dalle pareti interne nelle varie direzioni. Si noti come la freccia che punta verso il basso sia priva dell'apice, a indicare l'assenza di retroriflessione lungo l'asse, e come le frecce orizzontali siano deformate per tenere conto della riflessione da pareti inclinate.

Riguardo ai punti sull'asse, per simulare lo sbilanciamento di intensità dovuto alla presenza del foro sul vertice della piramide il fascio laser che si propaga lungo la direzione $-\hat{z}$ viene *spento* in un parallelepipedo avente come base la sezione del foro e come altezza l'altezza della piramide.

1.5 Simulazione numerica

In questa tesi è stato implementato un modello semiclassico [47, 48] per simulare il comportamento degli atomi in una trappola magneto ottica piramidale agente nella particolare configurazione di imbuto atomico [49–51].

Come abbiamo visto nel par. 1.4.1, il vertice forato della piramide permette di ottenere sull'asse della piramide uno sbilanciamento nella pressione di radiazione. Notiamo inoltre come la zona di cattura degli atomi abbia il suo centro coincidente con lo zero del campo magnetico di quadrupolo; questo zero può essere inoltre spostato mediante un opportuno campo magnetico, generato da due coppie di

bobine dette di compensazione (si veda cap. 3; la denominazione si riferisce al fatto che esse servono anche per compensare i campi magnetici statici spuri, ad esempio il campo magnetico terrestre).

Pertanto, si opera in un regime convenzionale di trappola statica solo finchè lo zero del campo magnetico è posto fuori dall'asse. Al contrario, quando esso si trova sull'asse lo sbilanciamento nella forza di pressione di radiazione agente sugli atomi porta alla formazione di un fascio atomico.

Nel modello vengono calcolate le forze *medie* di pressione di radiazione (si veda eq. 1.14) agenti sugli atomi nella loro interazione con i campi ottici e magnetici; non vengono quindi tracciati i singoli eventi di assorbimento e ri-emissione, ma piuttosto viene calcolato il rinculo proveniente da una media su molti eventi di scattering. Gli atomi sono considerati come sistemi a due livelli non interagenti

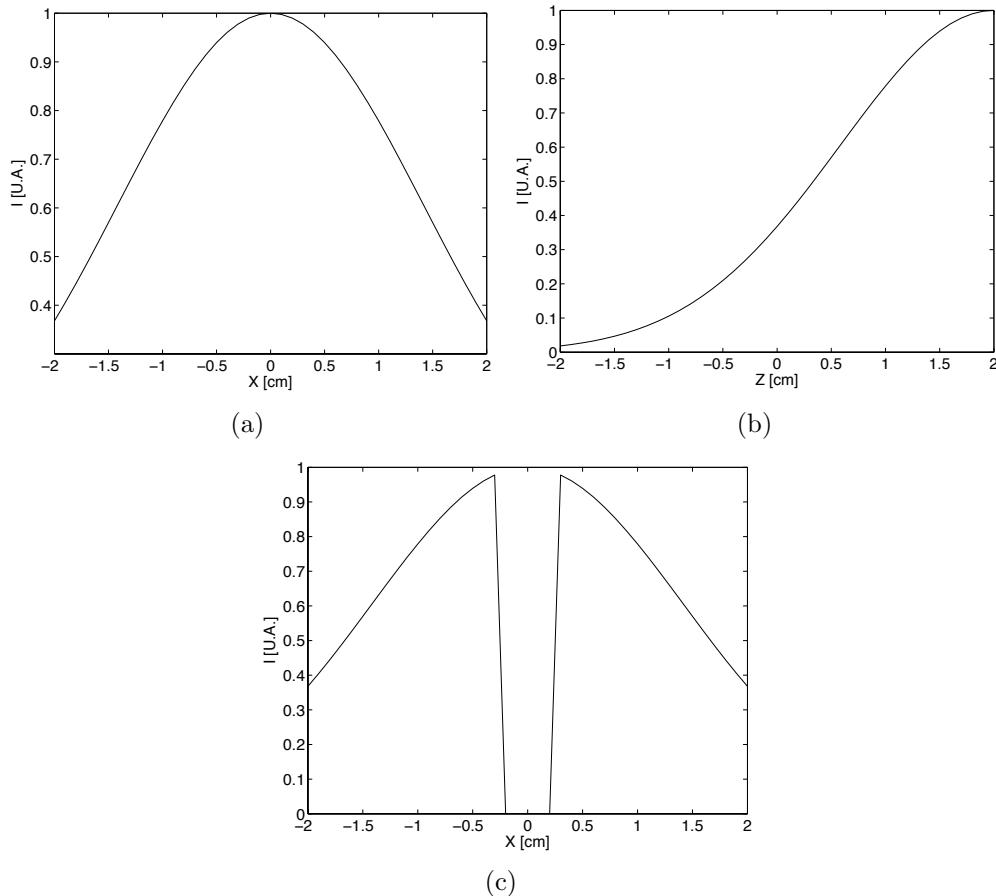


Figura 1.12: Profili spaziali dei fasci incidenti e riflessi dalle superfici interne della piramide. L'asse di propagazione del fascio laser è l'asse z (che coincide con l'asse della piramide), mentre l'asse in direzione ortogonale è l'asse x . Il centro della piramide è il punto di coordinate $(x,z)=(0,0)$. (a) Profilo di intensità del fascio laser incidente. (b) Profilo del fascio riflesso da una delle superfici interne della piramide. (c) Profilo del fascio contropogante alla direzione del fascio laser incidente: si noti la zona ad intensità nulla, causata dalla presenza del foro sul vertice della piramide.

tra loro e vengono ignorate le forze di dipolo indotte (che verranno illustrate dettagliatamente nel cap. 2); sotto queste approssimazioni viene quindi calcolata l'equazione del moto per ogni atomo:

$$d\mathbf{p} = \sum_{i=1}^N \mathbf{F}_i dt + d\mathbf{p}_{rec}$$

dove \mathbf{F}_i sono le forze di scattering (eq. 1.14) da ciascuno degli N fasci laser incidenti sull'atomo, direttamente o per riflessione sugli specchi della piramide, e \mathbf{p}_{rec} è il momento di rinculo.

Queste equazioni vengono integrate numericamente sfruttando l'algoritmo di Runge-Kutta del IV ordine e imponendo come passo temporale fissato $dt = 10 \mu\text{s}$. La scelta di questo valore è dettata dal fatto che l'eq. 1.14 è valida solo su scale temporali grandi rispetto al tempo di decadimento naturale, essendo il risultato di una media su molti eventi di scattering. Nel calcolo si tiene conto anche del riscaldamento dovuto al rinculo, incorporandolo come un aumento della quantità di moto:

$$d\mathbf{p}_{rec} = \sqrt{N_s} \hbar k \hat{\mathbf{e}}$$

dove N_s è il numero di cicli assorbimento-emissione spontanea effettuati ad ogni step temporale e la direzione di rinculo $\hat{\mathbf{e}}$ viene scelta in maniera casuale da una distribuzione isotropa.

1.5.1 Condizioni iniziali e processo di cattura

Come vedremo meglio nel cap. 3, la camera a vuoto dove è alloggiata la piramide è dotata di dispositivi (dispensers) che, attraversati da una corrente elettrica, rilasciano vapori di Cesio. Questi vapori vanno a formare il fondo da cui viene poi caricata la MOT. Il numero totale di atomi, e il volume in cui vengono generate le loro posizioni iniziali, sono determinati in accordo con la densità di questo fondo, stimata sulla base dei parametri sperimentali.

Per quanto riguarda la distribuzione delle velocità iniziali, è stata utilizzata una distribuzione di Maxwell-Boltzmann modificata in modo tale che $f(v > v_c) = 0$, dove v_c è la velocità di cattura della MOT (si veda par. 1.4). Questa scelta è stata adottata sostanzialmente per ridurre i tempi di computazione riducendosi a calcolare solo le traiettorie di quegli atomi che hanno velocità abbastanza basse da poter essere catturati. Notiamo che questo è giustificabile fino a quando, come avviene nel nostro modello, gli atomi vengono considerati come non interagenti e quindi nessuna proprietà della MOT statica o del fascio atomico dipende dalla densità degli atomi stessi.

Dapprima abbiamo verificato che questo modello confermasse i valori noti [38] di profilo di densità e dimensioni della MOT statica formata all'interno della nostra piramide. In fig. 1.13 sono mostrati alcuni risultati di questa fase preliminare: nella fig. 1.13 (a) è mostrata un'istantanea delle posizioni di 2000 atomi quando la MOT ha raggiunto lo stato stazionario; in fig. 1.13 (b) è invece rappresentato un grafico di densità della MOT calcolata sul piano $y=0$. I valori di volume e profilo di densità ottenuti dalle simulazioni risultano in un buon accordo con i valori

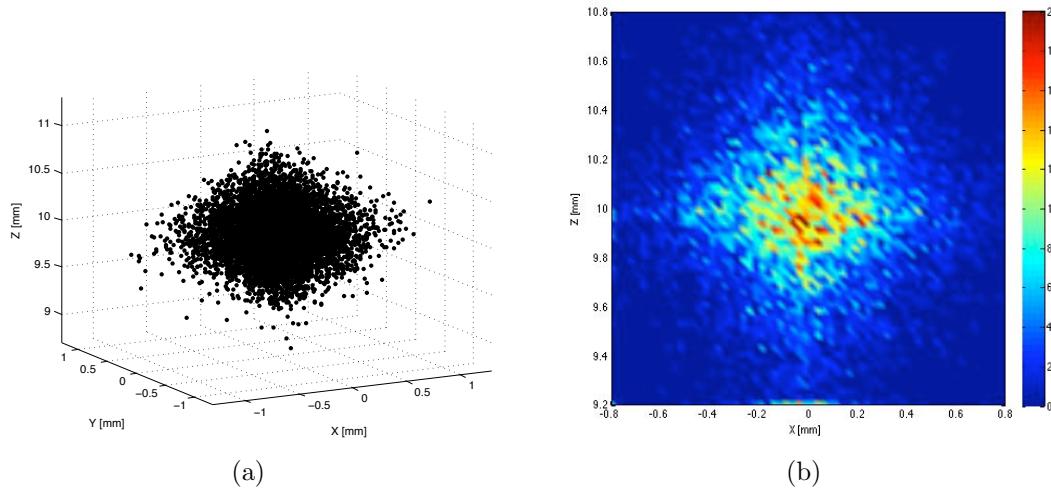


Figura 1.13: Soluzione stazionaria del modello numerico di MOT in tre dimensioni. (a) Instantanea delle posizioni atomiche in condizioni stazionarie. (b) Densità della MOT calcolata sul piano $y=0$ in condizioni stazionarie. Le unità riportate nella scala dei colori devono essere considerate arbitrarie.

misurati in [38]; alcune piccole discrepanze possono essere attribuite all’ingenuità del modello, che non tiene conto di molti fenomeni importanti nella fenomenologia delle trappole magneto-ottiche, quali fenomeni di rassorbimento di fotoni scatterati, collisioni fredde tra gli atomi intrappolati e collisioni con gli atomi del fondo [52, 53].

1.5.2 Risultati e commenti

Come abbiamo visto nel par. 1.4, la velocità di cattura in una trappola magneto-ottica dipende da parametri quali l’intensità e il disaccordo del fascio di trappola ed il gradiente di campo magnetico. Per avere quindi delle condizioni iniziali sempre consistenti con i parametri utilizzati nella simulazione, inizialmente abbiamo calcolato numericamente la velocità di cattura al variare dei parametri suddetti. I risultati di questa fase preliminare sono mostrati in fig. 1.14.

Siamo quindi passati all’analisi delle quantità caratteristiche (flusso, velocità media e divergenza) del fascio atomico al variare dei parametri suddetti. Per testare la validità di questo modello, molto semplificato rispetto alla situazione reale, abbiamo inoltre confrontato i risultati delle nostre simulazioni con quelli (dove presenti) ottenuti da misure di caratterizzazione del fascio stesso effettuate in precedenza nel nostro esperimento [10, 54]. Da notare che, poichè la simulazione Monte Carlo considera solo un numero finito di atomi (tipicamente 5000) in un sistema chiuso, è stato possibile ottenere soltanto valori relativi del flusso atomico al variare dei parametri.

Gli atomi che entrano nell’imbuto vengono rallentati, raffreddati e spinti verso l’asse, per poi abbandonare la piramide a causa dello sbilanciamento nella pressione di radiazione; quando lasciano la piramide, essi continuano ad essere accelerati fino a quando lo spostamento Doppler della risonanza atomica diventa pari a $\sim \Gamma$.

Come si vede nelle fig. 1.15, 1.16 e 1.17, il risultato di tale processo è un fascio lento, la cui velocità media è determinata dalla velocità di cattura della MOT.

In generale, si può notare un buon accordo tra i dati sperimentali (mostrati in verde nelle figure e relativi alle misure di [54] e, in parte, a quelle che saranno presentate in cap. 4) e quelli ottenuti dalle simulazioni. Le divergenze tra essi possono essere giustificate, come già detto, dalle numerose approssimazioni sottostanti a tale modello: gli atomi di Cesio vengono considerati non interagenti, vengono trascurate quindi sia le loro collisioni, che fenomeni di *radiation trapping* (cioè assorbimento e riemissione della radiazione da parte degli atomi); si fa inoltre l'approssimazione di sistemi a due livelli, semplificazione molto forte considerando la complicata struttura multilivello del Cesio. Futuri miglioramenti del modello, atti a renderlo più realistico, potranno essere: il tenere in considerazione la molteplicità Zeeman, risolvendo numericamente le equazioni di Bloch per un sistema multilivello; l'implementazione di un calcolo che tenga conto anche del *radiation trapping* nella nuvola di atomi freddi otticamente densa [55, 56]; l'introduzione di fattori correttivi nel flusso atomico che riassumano gli effetti dovuti alle collisioni degli atomi nel fascio con quelli del fondo.

Tuttavia, anche nella configurazione sviluppata per questa tesi, le simulazioni

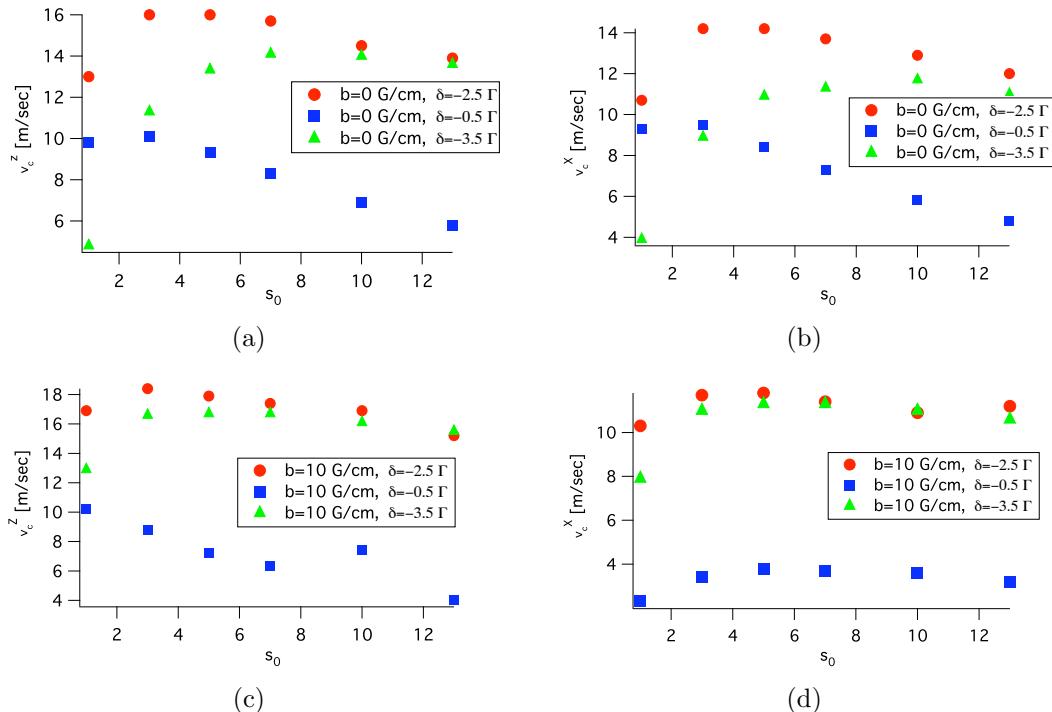


Figura 1.14: Calcolo della velocità di cattura della PMOT al variare del parametro di saturazione in risonanza $s_0 = I/I_{sat}$ relativo al fascio di trappola. In (a) e (c) si hanno le velocità di cattura lungo \hat{z} , direzione di propagazione del fascio atomico, per varie combinazioni di disaccordi e gradienti di campo magnetico. In (b) e (d) vi sono le velocità di cattura calcolate in direzione \hat{x} , ortogonale a quella di propagazione del fascio.

(riportate in fig. 1.15, 1.16, 1.17 in funzione rispettivamente del parametro di saturazione, del gradiente di campo magnetico, del disaccordo del laser di trappola) hanno valore per individuare grossolanamente le caratteristiche del fascio prodotto dalla PMOT in funzione dei parametri di operazione. Tipicamente la PMOT lavora con un coefficiente di saturazione $s_0 \sim 6$, disaccordo $\delta = -2.3 \Gamma$, gradiente di campo magnetico $b \sim 8 \text{ G/cm}$. In queste condizioni la densità di flusso atomico (definita come il numero di atomi uscenti dalla piramide per unità di tempo e per unità di superficie, come spiegheremo in dettaglio nel cap. 4) ha raggiunto il valore massimo; la divergenza del fascio è di alcune decine di mrad, in accordo con le misure che, in condizioni tipiche di funzionamento, indicano una divergenza di circa 40 mrad. Notiamo che questi valori di divergenza sono sicuramente eccessivi per la nanofabbricazione atomica, ragione per cui la PMOT è seguita da uno stadio di collimazione (non considerato nelle simulazioni) mediante melassa ottica trasversa bidimensionale.

La velocità media longitudinale del fascio risulta, come già anticipato, simile alla velocità di cattura, attestandosi su valori attorno a 10 m/s, in ottimo accordo con le misure. Questo testimonia che l'imbuto atomico realizzato produce un fascio che definiamo lento. La larghezza della distribuzione della velocità longitudinale (inferiore a 1 m/s, secondo le simulazioni) risulta più bassa (di un fattore 2-3) rispetto alla misura riportata in [38]. A questo proposito occorre notare che la misura in questione è affetta da una notevole incertezza e soprattutto che la sensibilità della misura è paragonabile al valore misurato, che quindi andrebbe inteso come un limite superiore. Nel cap. 4 accenneremo alle tecniche (tempo di volo) usate sperimentalmente, notando come avere una sensibilità di misura sufficiente sia abbastanza difficile sia dal punto di vista tecnico che in termini di rapporto segnale/rumore; si prevede di condurre misure più raffinate in seguito ad una riorganizzazione dell'apparato sperimentale, già pianificata.

Un aspetto particolarmente importante per le simulazioni riguarda la possibilità di prevedere gli effetti di una diminuzione della riflettività delle pareti interne della piramide. Infatti questa riflettività è sicuramente minore di 1. Come discuteremo nel cap. 3, la piramide è fatta da elementi ottici ricoperti di strati dielettrici riflettenti che si trovano nella camera da ultra alto vuoto in presenza dei vapori di fondo di Cesio. L'operazione continuativa dell'apparato ha comportato un danneggiamento di questi strati probabilmente legato alla deposizione di Cesio e forse alla formazione di sali di Cesio in seguito all'occasionale esposizione della piramide all'aria. Misure effettuate in questa tesi indicano valori di riflettività variabili tra 70% e 90% in funzione della posizione, a dimostrazione che il danneggiamento non è stato uniforme.

La simulazione permette di prevedere gli effetti più importanti legati a questo problema: infatti le fig. 1.15, 1.16, 1.17 mostrano i dati di simulazione anche supponendo una riflettività dell'80 %. Si osserva come, a grandi linee, la caratteristica che risulta maggiormente affetta dalla riduzione di riflettività sia il flusso, che diminuisce in modo abbastanza drastico. Questa previsione è in perfetto accordo con le misure eseguite per questo lavoro di tesi. In definitiva, quindi, il deterioramento delle superfici riflettenti comporta una diminuzione del flusso che

è valutabile in oltre un ordine di grandezza rispetto ai valori ottimali registrati ad apparato nuovo [54]. Sottolineiamo ancora come questa circostanza non abbia conseguenze drammatiche per la ricerca di questa tesi, finalizzata ad eseguire deposizioni a basso flusso. Notiamo anche come, supponendo una piramide perfettamente riflettente, l'uso di questo tipo di sorgente di fascio atomico permetta di regolare il flusso (senza modificare eccessivamente gli altri parametri di funzionamento) agendo semplicemente sull'intensità del fascio di trappola, cioè sul parametro s_0 . Questo conferma la versatilità della PMOT e le sue prospettive di impiego anche nel regime di basso flusso. In ogni caso, una camera equipaggiata con una nuova piramide è in fase di allestimento ed entrerà in operazione dopo il lavoro di questa tesi.

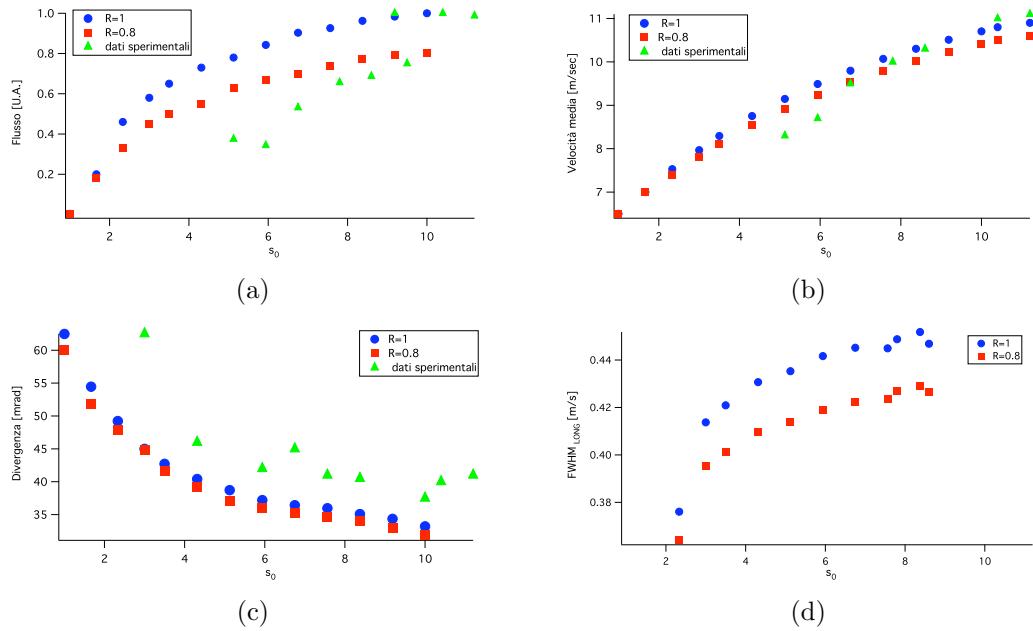


Figura 1.15: Risultati delle simulazioni: andamenti di (a) flusso atomico (in unità arbitrarie), (b) velocità longitudinale media del fascio, (c) divergenza del fascio e (d) larghezza della distribuzione delle velocità longitudinali al variare dell'intensità del fascio di trappola. I dati di simulazione si riferiscono a due valori diversi della riflettività delle pareti interne della piramide, secondo quanto riportato in legenda.

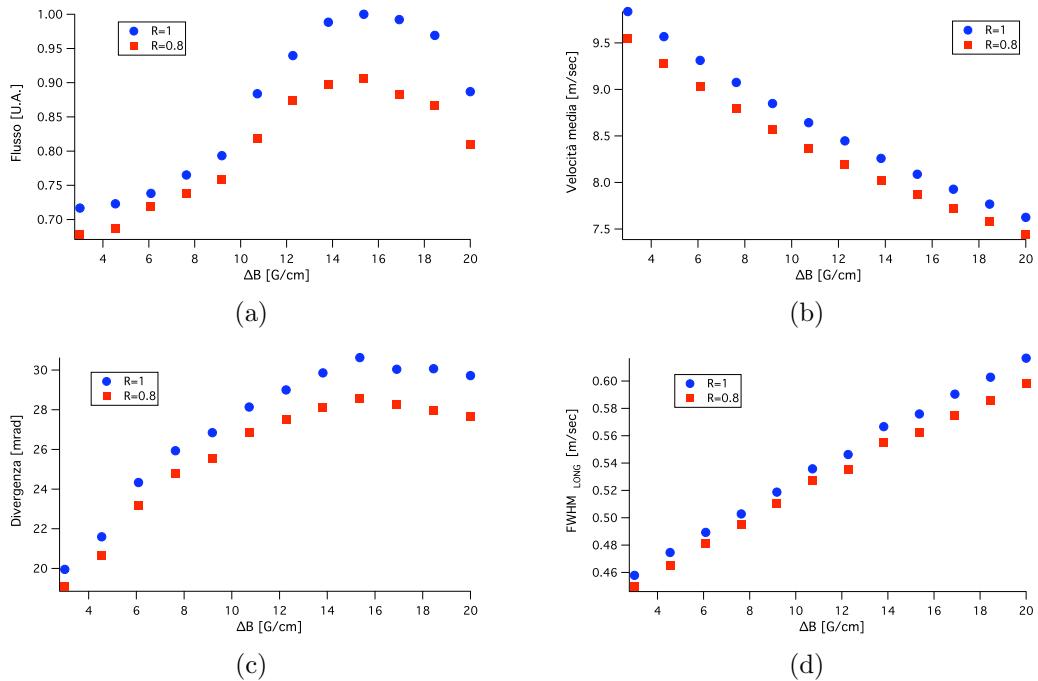


Figura 1.16: Risultati delle simulazioni: andamenti di (a) flusso atomico (in unità arbitrarie), (b) velocità longitudinale media del fascio, (c) divergenza del fascio e (d) larghezza della distribuzione delle velocità longitudinali al variare del gradiente di campo magnetico. I dati di simulazione si riferiscono a due valori diversi della riflettività delle pareti interne della piramide, secondo quanto riportato in legenda. In questo caso non abbiamo dati sperimentali da confrontare con i risultati delle simulazioni.

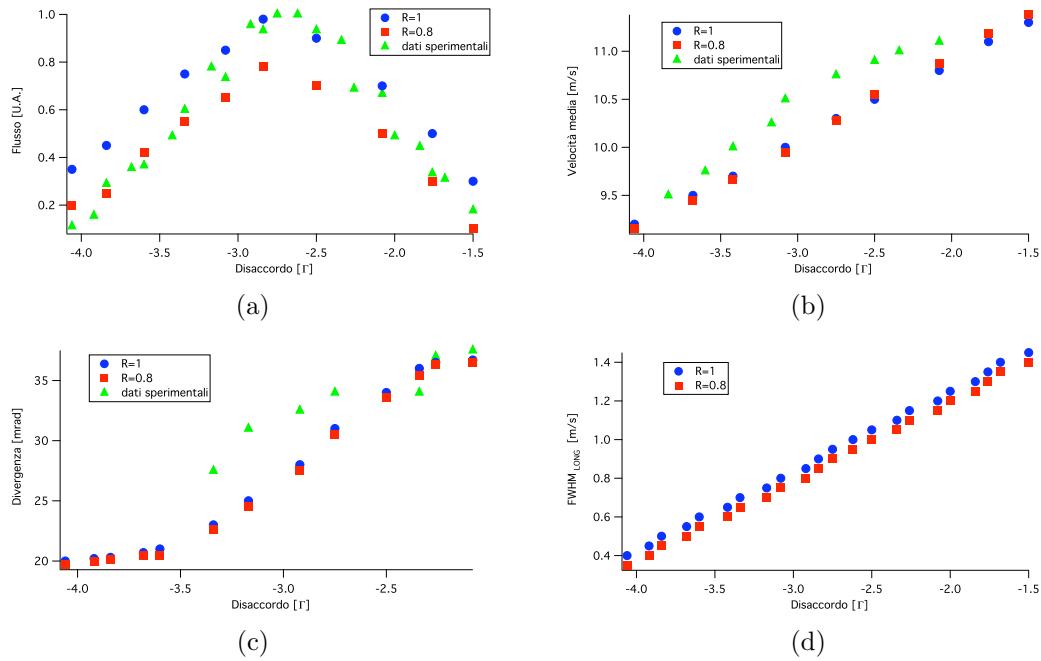


Figura 1.17: Risultati delle simulazioni: andamenti di (a) flusso atomico (in unità arbitrarie), (b) velocità longitudinale media del fascio, (c) divergenza del fascio e (d) larghezza della distribuzione delle velocità longitudinali al variare dell'intensità del fascio di trappola. I dati di simulazione si riferiscono a due valori diversi della riflettività delle pareti interne della piramide, secondo quanto riportato in legenda.

CAPITOLO

2

Interazione con l'onda stazionaria

Nel capitolo precedente abbiamo introdotto i meccanismi alla base del raffreddamento laser di atomi in condizioni di bassa intensità, noto come raffreddamento Doppler. Questo è un soggetto ormai ben compreso, la cui teoria descrive accuratamente la dinamica del moto atomico [57] e predice piuttosto bene le temperature finali raggiungibili. Una situazione fondamentalmente diversa, trattata in questo capitolo, è invece quella di un atomo in moto in un'onda stazionaria di intensità molto maggiore dell'intensità di saturazione [58]. Tale problema è stato studiato in letteratura per una varietà di tempi di interazione e regimi di parametri sperimentali. Dal confronto tra il tempo di interazione t_{int} e il tempo di vita medio dello stato eccitato τ , è infatti possibile individuare vari regimi di interazione, quali il regime *diffrattivo* [59] per $t_{int} \ll \tau$, quello di transizione al regime diffusivo [60] per $t_{int} \sim \tau$ e quello pienamente diffusivo [61], dove $t_{int} \gg \tau$, che è quello d'interesse nel nostro caso.

In questo capitolo introduciamo il modello dei dressed states, utilizzandolo per ottenere le equazioni di evoluzione dell'atomo interagente con un'onda stazionaria. Sulla base di tali equazioni viene quindi illustrata l'implementazione di una simulazione Monte Carlo che è stata utilizzata per analizzare gli effetti di imperfezioni del fascio atomico, quali divergenza finita e aberrazioni cromatiche, sull'allargamento delle strutture depositate. Infine, viene dimostrata la possibilità di ottenere, in determinate condizioni sperimentali, strutture aventi una spaziatura diversa da $\lambda/2$.

2.1 Forza di dipolo

2.1.1 Atomi fermi

La forza di pressione di radiazione di eq. 1.10 non è l'unico tipo di forza subita da un atomo interagente con della radiazione; questo si dimostra diagonalizzando l'hamiltoniana:

$$\hat{H} = \hat{H}_{atom} + \hat{H}_{int} \quad (2.1)$$

(si vedano eq. 1.6, eq. 1.7 e [41]), per ottenere gli autovalori:

$$E_g = -\text{sgn}(\delta) \frac{\hbar}{2} \Omega_{eff} \quad (2.2)$$

$$E_e = +\text{sgn}(\delta) \frac{\hbar}{2} \Omega_{eff} \quad (2.3)$$

$$(2.4)$$

con $\Omega_{eff} \equiv \sqrt{\Omega_0^2 + \delta^2}$ (per la definizione di Ω_0 si faccia riferimento all'eq. 1.5). Ciò mostra come l'interazione con la radiazione provochi uno spostamento in energia dei livelli atomici (chiamato *light shift*) che, per $\Omega_0 \ll |\delta|$, vale:

$$\begin{aligned} \Delta E_{e,g} &= E_{e,g}(\Omega_0 \neq 0) - E_{e,g}(\Omega_0 = 0) \\ &= \pm \frac{\hbar \Omega_{eff}}{2} \mp \frac{\hbar \delta}{2} \sim \pm \frac{\hbar \Omega_0^2}{4\delta} \end{aligned}$$

Supponendo che la dinamica dell'atomo si svolga per la maggior parte nel livello $|g\rangle$, il *light shift* subito da questo livello può essere visto come una sorta di energia potenziale da cui deriva la forza detta *di dipolo*:

$$\mathbf{F}_{dip} = -\nabla(\Delta E_g) = -\frac{\hbar \Omega_0}{2\delta} \nabla \Omega_0$$

Nel caso più generale di Ω_0 e δ arbitrari, il potenziale di dipolo in cui viene a trovarsi un sistema atomico a due livelli interagente con la radiazione è esprimibile come [41]:

$$U_{dip} = \frac{\hbar \delta}{2} \ln \left(1 + 2 \frac{\Omega_0^2}{\Gamma^2 + 4\delta^2} \right)$$

e quindi la forza di dipolo vale:

$$\begin{aligned} \mathbf{F}_{dip} &= -\nabla U_{dip} = -\frac{\hbar \delta}{\Gamma^2 + 4\delta^2 + 2\Omega_0^2} \nabla(\Omega_0^2) \\ &= -\frac{\hbar \delta}{2 \left(1 + \frac{2\Omega_0^2}{\Gamma^2} + \frac{4\delta^2}{\Gamma^2} \right)} \nabla \left(\frac{I(x)}{I_{sat}} \right) \end{aligned} \quad (2.5)$$

dove abbiamo utilizzato la relazione 1.5. È bene sottolineare a questo punto le profonde differenze tra le forze (1.10) e (2.5).

Un atomo fermo in un'onda stazionaria, per esempio, è soggetto ad una forza

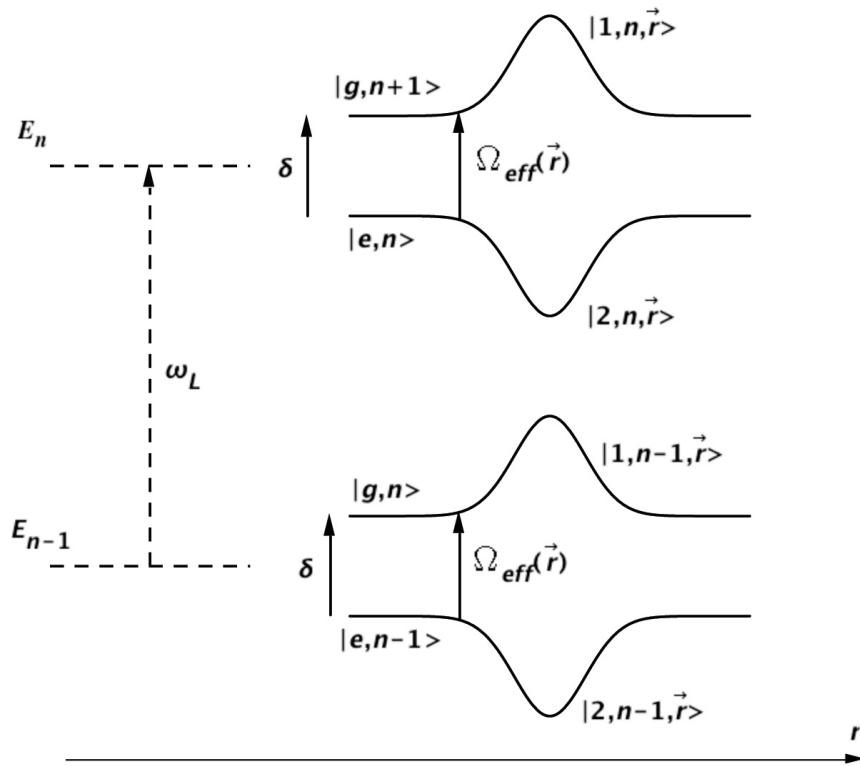


Figura 2.1: Diagramma di energia dei livelli dell’atomo vestito per $\delta > 0$. A sinistra si hanno i livelli del sistema atomo-radiazione senza considerare l’accoppiamento; essi sono raggruppati nei multipletti \mathcal{E}_{n-1} e \mathcal{E}_n , separati in energia di $\hbar\omega_L \gg \hbar\delta$, dove $\hbar\delta$ è la separazione dei livelli all’interno dello stesso multipletto. A destra, livelli del sistema atomo-radiazione quando l’atomo interagisce con un fascio laser gaussiano; in questa situazione si produce uno splitting $\Omega_{eff}(\vec{r})$ dipendente dalla posizione.

di pressione di radiazione nulla, in quanto si instaura un equilibrio nei processi di assorbimento-emissione spontanea relativi ai fasci contropaganti, mentre essendo in generale nullo il gradiente di intensità, la forza di dipolo è diversa da zero (si veda eq. 2.5). D’altro canto, in un’onda viaggiante è la forza di dipolo ad essere nulla, non essendoci in questo caso un gradiente di intensità. La pressione di radiazione è dissipativa, e può quindi essere usata per raffreddare, mentre la forza di dipolo è conservativa e può essere usata per intrappolare [62–64].

Come si deduce dall’eq. 2.5, la forza di dipolo è diversa da zero non solo in un’onda stazionaria, ma in generale in un qualunque campo che presenta un gradiente di intensità. Poiché ogni campo può essere decomposto in sovrapposizione di onde piane aventi vettori d’onda \mathbf{k}_i [65], questo suggerisce un’interpretazione fisica diretta della forza di dipolo, basata sulla ridistribuzione dei fotoni tra le varie componenti monocromatiche del campo. Questo processo di ridistribuzione è associato a cicli di assorbimento ed emissione stimolata: un atomo assorbe un fotone dall’onda piana \mathbf{k}_i e viene stimolato ad emetterne uno nell’onda piana \mathbf{k}_j ,

vedendo così modificata la sua quantità di moto di $\hbar(\mathbf{k}_i - \mathbf{k}_j)$.

Dressed states

Nell'esposizione fin qui condotta il campo elettromagnetico è stato trattato classicamente; in realtà, quando viene inclusa nella trattazione anche la quantizzazione del campo, lo stato combinato atomo-laser viene descritto da $|i, n\rangle$, dove i è lo stato dell'atomo ($i = g, e$) ed n il numero di fotoni nel modo del campo accoppiato all'atomo stesso. Facendo riferimento alla parte sinistra di fig. 2.1, possiamo vedere come in assenza di interazione gli autostati del sistema atomo-radiazione siano raggruppati in multipletti separati in energia di $\hbar\omega_L$, ciascuno dei quali è costituito da due stati separati di $\hbar\delta$.

Quando si prende in considerazione anche l'interazione si ha la comparsa di termini non diagonali nell'hamiltoniana del sistema atomo-radiazione; dalla diagonalizzazione di tale operatore, come abbiamo anticipato nel paragrafo 1.3, si ricavano gli autostati del sistema completo [41]:

$$|1, n, \mathbf{r}\rangle = \exp(-i\varphi(\mathbf{r})/2) \sin \theta(\mathbf{r}) |g, n+1\rangle + \exp(i\varphi(\mathbf{r})/2) \cos \theta(\mathbf{r}) |e, n\rangle \quad (2.6)$$

$$|2, n, \mathbf{r}\rangle = \exp(-i\varphi(\mathbf{r})/2) \cos \theta(\mathbf{r}) |g, n+1\rangle - \exp(i\varphi(\mathbf{r})/2) \sin \theta(\mathbf{r}) |e, n\rangle \quad (2.7)$$

con:

$$\cos(2\theta(\mathbf{r})) = -\frac{\delta}{\sqrt{\delta^2 + \Omega_0(\mathbf{r})^2}} \quad (2.8)$$

$$\sin(2\theta(\mathbf{r})) = \frac{\Omega_0(\mathbf{r})}{\sqrt{\delta^2 + \Omega_0(\mathbf{r})^2}} \quad (2.9)$$

Ricordiamo che $\varphi(\mathbf{r})$ e $\Omega_0(\mathbf{r})$ sono, rispettivamente, la fase e il modulo della frequenza di Rabi, come definiti in eq. 1.4 ed 1.5.

Questi nuovi autostati sono i cosiddetti *dressed states* (*stati vestiti*). Essi sono sovrapposizioni degli stati “nudi” $|e, n\rangle$ e $|g, n+1\rangle$, con ampiezze relative dipendenti dal disaccordo, dall'intensità del laser e dall'angolo di *mixing* $\theta(\mathbf{r})$. In questo contesto riportiamo anche, in quanto ci sarà utile in seguito, la probabilità di un atomo nel suo stato fondamentale $|g\rangle$ di trovarsi nei dressed states $|1\rangle$ e $|2\rangle$. Dalle relazioni 2.6 e 2.7 si ottiene:

$$|\langle 1 | g \rangle|^2 = \frac{1}{2} \left(1 + \frac{\delta}{\Omega_{eff}(\mathbf{r})} \right) \quad (2.10)$$

$$|\langle 2 | g \rangle|^2 = \frac{1}{2} \left(1 - \frac{\delta}{\Omega_{eff}(\mathbf{r})} \right) \quad (2.11)$$

Nella parte destra di fig. 2.1 è rappresentata la variazione spaziale degli autovalori di un atomo vestito che attraversa un fascio con distribuzione di intensità gaussiana nella direzione di propagazione dell'atomo; la variazione spaziale delle energie dei *dressed states* (il cui splitting all'interno di un dato multipletto è ora $\hbar\Omega_{eff}(\mathbf{r})$, maggiore di $\hbar\delta$) causa la forza di dipolo.

Negli atomi reali, con una molteplicità di sottolivelli Zeeman, le energie dei *dressed states* vengono modificate dai coefficienti di Clebsch-Gordan:

$$\Delta E_{m_F} = \pm \frac{|C_{m_F m_{F'}}|^2 \hbar \Omega_0^2}{4|\delta|}$$

In pratica, la sottostruttura magnetica porta ad un accoppiamento ridotto dell'atomo con la radiazione rappresentato da una frequenza di Rabi $\Omega' = C_{m_g m_e} \Omega$.

2.1.2 Atomi in moto

Nella esposizione della teoria dei *dressed states* riportata finora si sono trascurati due fattori fondamentali: il moto atomico nel campo e l'emissione spontanea. Velocità atomiche non nulle causano accoppiamenti tra gradi di libertà interni ed esterni dell'atomo e comportano la necessità di modifiche per tenere conto delle transizioni non adiabatiche¹ indotte dal moto. Queste transizioni descrivono la possibilità per un atomo in moto inizialmente nel livello $|i, n, \mathbf{r}(0)\rangle$ di raggiungere, in assenza di emissioni spontanee, un altro livello $|j, n, \mathbf{r}(t)\rangle$, invece di seguire adiabaticamente $|i, n, \mathbf{r}(t)\rangle$. È possibile dimostrare [41] che, considerando la dipendenza temporale di $|\mathbf{r}(t)\rangle$ e trascurando l'emissione spontanea, le equazioni che determinano l'evoluzione temporale della matrice densità assumono la forma:

$$\frac{d\rho_{11}}{dt} = 2\mathbf{v} \cdot \nabla \theta(\mathbf{r}) \text{Re}(\rho_{12}) - 2i\mathbf{v} \cdot \nabla \varphi(\mathbf{r}) \sin \theta(\mathbf{r}) \cos \theta(\mathbf{r}) \text{Im}(\rho_{12}) \quad (2.12)$$

$$\begin{aligned} \frac{d\rho_{12}}{dt} = & -[\imath(\Omega_{eff}(\mathbf{r}) + \mathbf{v} \cdot \nabla \varphi(\mathbf{r}) \cos 2\theta(\mathbf{r}))] \rho_{12} \\ & + [\mathbf{v} \cdot \nabla \theta(\mathbf{r}) + i\mathbf{v} \cdot \nabla \varphi(\mathbf{r}) \sin \theta(\mathbf{r}) \cos \theta(\mathbf{r})] (1 - 2\rho_{11}) \end{aligned} \quad (2.13)$$

dove \mathbf{v} è la velocità atomica e

$$\nabla \theta(\mathbf{r}) = -\frac{\delta \nabla \Omega_0(\mathbf{r})}{2\Omega_{eff}(\mathbf{r})}.$$

Secondo l'impostazione semiclassica, dopo aver effettuato una media sugli stati interni dell'atomo e su quelli del campo, e dopo aver sostituito l'operatore posizione con il suo valor medio \mathbf{r} , il moto atomico risulta determinato dalla forza $\mathbf{f}(\mathbf{r}) = \mathbf{f}_{dip}(\mathbf{r}) + \mathbf{f}_{pr}(\mathbf{r})$, dove:

$$\mathbf{f}_{dip}(\mathbf{r}) = \frac{\hbar \nabla \Omega_{eff}(\mathbf{r})}{2} (1 - 2\rho_{11}) - 2\hbar \Omega_{eff}(\mathbf{r}) \nabla \theta(\mathbf{r}) \text{Re}(\rho_{12}) \quad (2.14)$$

e

$$\mathbf{f}_{pr}(\mathbf{r}) = \hbar \Omega_0(\mathbf{r}) \nabla \varphi(\mathbf{r}) \text{Im}(\rho_{12}). \quad (2.15)$$

Prendendo ora in considerazione l'emissione spontanea, notiamo che i suoi effetti sulla dinamica atomica sono principalmente due: un effetto “diretto”, rappresentato da una fluttuazione del momento di rinculo trasferito dai fotoni di fluorescenza

¹Una transizione si dice adiabatica quando lo stato interno dell'atomo varia seguendo la variazione della perturbazione ad esso applicata. Il concetto sarà chiarito meglio in seguito.

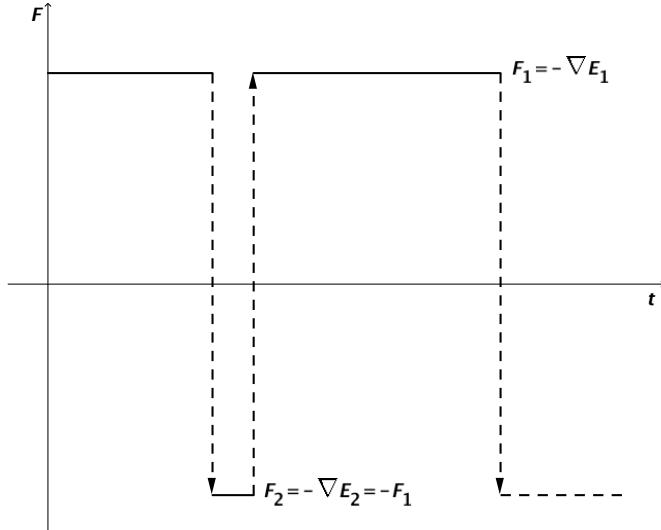


Figura 2.2: La forza di dipolo istantanea fluttua, a intervalli casuali, tra due valori di segno opposto e dipendenti dal livello in cui si trova l'atomo.

emessi in direzioni casuali, ed uno “indiretto”, ben più importante, associato ad un cambiamento di stato con conseguenti fluttuazioni nella forza di dipolo [57]. Questo effetto è facilmente comprensibile se si considera l'espressione analitica della forza di dipolo agente su un atomo sufficientemente lento² [66]:

$$\mathbf{f}_{dip}(\mathbf{r}) = -\rho_{11}^{staz} \nabla E_1(\mathbf{r}) - \rho_{22}^{staz} \nabla E_2(\mathbf{r}) \quad (2.16)$$

dove ρ_{11}^{staz} e ρ_{22}^{staz} sono le popolazioni stazionarie dei dressed states e $\nabla E_{1,2}(\mathbf{r})$ sono i gradienti delle loro energie. Dall'eq. 2.16 si comprende che se un atomo, a causa dell'emissione spontanea di un fotone di frequenza $\omega_L + \Omega_{eff}$, passa dal livello $|1, n\rangle$ ($\rho_{11}^{staz} = 1$, $\rho_{22}^{staz} = 0$) al $|2, n-1\rangle$ ($\rho_{11}^{staz} = 0$, $\rho_{22}^{staz} = 1$), la forza agente su di esso subisce un repentino cambiamento da $-\nabla E_1$ a $-\nabla E_2 = +\nabla E_1$; se poi ha luogo un'altra emissione spontanea, l'emissione di un fotone di frequenza $\omega_L - \Omega$ riporta l'atomo sul livello $|1, n\rangle$ e di nuovo cambia il segno della forza (si veda la fig. 2.2). Mentre nella base formata dagli stati *nudi* le uniche transizioni permesse sono quelle $|e, n\rangle \rightarrow |g, n\rangle$ con un rate $\Gamma \sim |\langle g | d | e \rangle|^2$ (con d operatore di dipolo elettrico), nella base dei dressed states, invece, avvengono transizioni tra i due stati del multipletto \mathcal{E}_n (entrambi contaminati da $|e, n\rangle$) e i due stati del multipletto \mathcal{E}_{n-1} (entrambi contaminati da $|g, n-1\rangle$). Per disaccordi non nulli, queste quattro transizioni avvengono a tre differenti frequenze, come mostrato in fig. 2.3: la transizione $|1, n\rangle \rightarrow |2, n-1\rangle$ avviene a $\omega_L + \Omega_{eff}$, la $|2, n\rangle \rightarrow |1, n-1\rangle$ a $\omega_L - \Omega_{eff}$, mentre le $|1, n\rangle \rightarrow |1, n-1\rangle$ e $|2, n\rangle \rightarrow |2, n-1\rangle$ avvengono a ω_L . Queste tre frequenze, che formano lo spettro di emissione di un atomo in un campo laser, sono dette tripletto di Mollow.

Le probabilità di emissione spontanea per unità di tempo tra dressed state risultano [41]:

²Che cosa si intenda per “sufficientemente lento” verrà spiegato nel par. 2.2

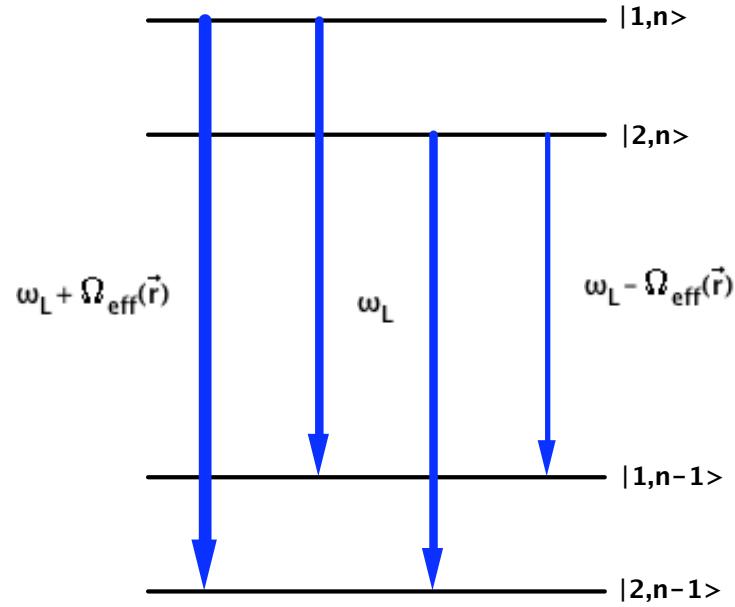


Figura 2.3: Le transizioni spontanee radiative tra multipletti adiacenti danno origine a tre componenti dello spettro di fluorescenza con frequenze $\omega_L + \Omega_{\text{eff}}$, $\omega_L - \Omega_{\text{eff}}$ e ω_L . Lo spessore delle frecce è legato alla forza della transizione.

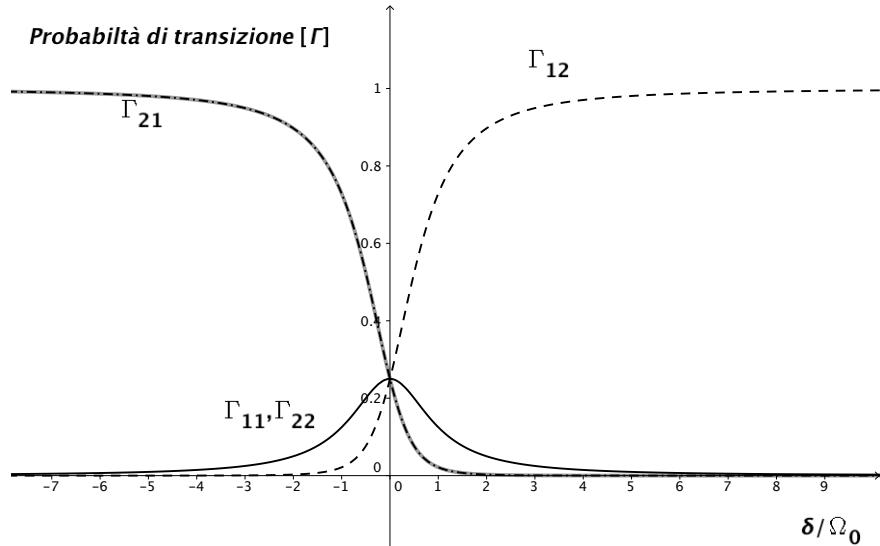


Figura 2.4: Probabilità di transizione per unità di tempo tra dressed states in funzione del parametro adimensionale δ/Ω_0 .

$$\Gamma_{11} = \Gamma_{22} = \Gamma \cos^2 \theta(\mathbf{r}) \sin^2 \theta(\mathbf{r})$$

$$\Gamma_{12} = \Gamma \sin^4 \theta(\mathbf{r})$$

$$\Gamma_{21} = \Gamma \cos^4 \theta(\mathbf{r})$$

In fig. 2.4 sono rappresentati gli andamenti di questi rate, ottenuti utilizzando le relazioni 2.8 e 2.9, al variare del parametro adimensionale δ/Ω_0 . I rate dal generico stato $|\Psi\rangle$ agli autostati $|1, n-1\rangle$ e $|2, n-1\rangle$ sono più complicati [67]:

$$\gamma_1 \propto |\langle 1, n-1 | \mathbf{d} | \Psi \rangle|^2 \quad (2.17)$$

$$= \Gamma \sin^2 \theta(\mathbf{r}) \cdot (\rho_{11} \cos^2 \theta(\mathbf{r}) + \rho_{22} \sin^2 \theta(\mathbf{r}) - 2\text{Re}(\rho_{12}) \sin \theta(\mathbf{r}) \cos \theta(\mathbf{r}))$$

$$\gamma_2 \propto |\langle 2, n-1 | \mathbf{d} | \Psi \rangle|^2 \quad (2.18)$$

$$= \Gamma \cos^2 \theta(\mathbf{r}) \cdot (\rho_{11} \cos^2 \theta(\mathbf{r}) + \rho_{22} \sin^2 \theta(\mathbf{r}) - 2\text{Re}(\rho_{12}) \sin \theta(\mathbf{r}) \cos \theta(\mathbf{r}))$$

2.2 Onda stazionaria

Il modello dei dressed states, introdotto nel paragrafo precedente, si presta all'implementazione nelle simulazioni numeriche dei processi di nanofabbricazione atomica. Esso infatti permette di tenere conto non solo dei termini conservativi dell'interazione tra un atomo in moto ed un'onda stazionaria, ma anche di quelli dipendenti dalla velocità. Questi ultimi risultano trascurabili solo se viene soddisfatta la condizione *adiabatica*: un atomo si deve cioè muovere nel campo esterno abbastanza lentamente da mantenere l'equilibrio tra lo stato interno e la radiazione [68]. In questa situazione, il termine cinetico nell'hamiltoniana totale del sistema atomo-radiazione, che viene trascurato nella trattazione dei dressed states, non provoca transizioni tra stati vestiti dello stesso multipletto. La condizione adiabatica viene quantificata dal fatto che se la velocità trasversa dell'atomo in un'onda stazionaria soddisfa $\mathbf{k} \cdot \mathbf{v} \ll \Gamma$ [69], l'atomo percorre una distanza piccola rispetto a λ in un tempo di rilassamento Γ^{-1} ; ne segue che le popolazioni $\rho_{ii}^{din}(\mathbf{r})$ per l'atomo in moto sono molto vicine ai valori stazionari $\rho_{ii}^{staz}(\mathbf{r})$, ovvero $\rho_{ii}^{din}(\mathbf{r}) - \rho_{ii}^{staz}(\mathbf{r}) \sim \frac{\mathbf{k} \cdot \mathbf{v}}{\Gamma}$. Da questa condizione si ottiene la forza conservativa di eq. 2.5.

2.2.1 Regimi di focalizzazione

Avendo messo a punto gli strumenti che consentono di descrivere la dinamica di un atomo sottoposto a radiazione intensa e quasi risonante, possiamo discutere gli effetti che sono attesi nelle configurazioni impiegate negli esperimenti di nanofabbricazione atomica. Ricordiamo che in questi esperimenti un fascio atomico, debitamente collimato, si trova ad attraversare un'onda stazionaria, che supponiamo abbia un'intensità distribuita spazialmente come una gaussiana (di waist w_z) lungo la direzione longitudinale di propagazione del fascio. Per ottenere le nanostrutture si suppone di disporre il substrato ortogonalmente rispetto al fascio atomico, in una posizione che generalmente coincide con il massimo dell'inviluppo gaussiano dell'onda stazionaria.

Un'onda stazionaria unidimensionale può essere idealmente schematizzata come un array di lenti cilindriche [3] che possono essere utilizzate per focalizzare il moto atomico su scala nanometrica. In analogia con l'ottica convenzionale, è possibile distinguere vari casi limite di focalizzazione degli atomi, illustrati nella fig. 2.5 risultato delle simulazioni che saranno descritte nel par. 2.3. Si è in un regime

di lente sottile se l'atomo subisce solo una piccola deflessione della sua traiettoria e viene focalizzato lontano dal centro dell'inviluppo gaussiano dell'onda stazionaria, come si può vedere in fig. 2.5(a); è possibile dimostrare [68] che, per atomi che inizialmente si muovono parallelamente all'asse di propagazione, la lunghezza focale della lente rappresentata da un nodo dell'onda stazionaria è data da:

$$f_{thin} = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{1}{w_z k^2} \frac{E_{kin}}{U_{dip}}$$

dove w_z è il waist del fascio gaussiano, k il vettore d'onda del campo di radiazione, E_{kin} l'energia cinetica degli atomi e U_{dip} la profondità della buca di potenziale in cui si muovono. L'uso di lenti sottili, come d'altra parte si verifica nell'ottica convenzionale, fornisce effetti di focalizzazione limitati che, di fatto, impediscono a questo regime di essere efficacemente utilizzato nella nanofabbricazione atomica. In fig. 2.5(a) si nota infatti come alcune traiettorie superino pressoché inalterate la regione di interazione; inoltre le dimensioni trasversali minime dello "spot focale", cioè della regione in cui gli atomi vengono indirizzati, sono grandi rispetto alla periodicità $\lambda/2$ dell'onda stazionaria.

Un altro caso importante è il regime di lente spessa (fig. 2.5(b)), dove gli atomi vengono focalizzati quando ancora si trovano all'interno del campo laser e quindi sono ancora soggetti alla forza di dipolo. In questo caso, la lunghezza focale per un profilo di intensità costante lungo l'asse di propagazione è data da:

$$f_{thick} = \frac{\pi}{2k} \sqrt{\frac{E_{kin}}{U_{dip}}}$$

ed il vantaggio è rappresentato dall'alto grado di focalizzazione raggiunta. Aumentare la forza di dipolo, diminuendo il disaccordo o aumentando l'intensità dell'onda stazionaria, ovvero incrementando il tempo di interazione, permette di passare dal regime di lente sottile a quello di lente spessa. Se l'intensità viene ulteriormente aumentata, si entra allora nel terzo regime di focalizzazione, detto di *channeling* [64](fig. 2.5(c)); qui gli atomi non solo vengono guidati nei nodi (o negli antinodi, a seconda del detuning), ma compiono anche varie oscillazioni in direzione ortogonale a quella di propagazione, come si può vedere in fig. 2.5(c). Ci soffermeremo più in dettaglio sul regime di *channeling* nel par. 2.3.4.

2.2.2 Aberrazioni

Le aberrazioni nel processo di focalizzazione degli atomi [6, 68, 70] rivestono una grande importanza, almeno nelle configurazioni ordinarie di ANF, in quanto determinano la risoluzione ultima dello spot, contribuendo quindi a determinare la dimensione della nanostruttura depositata. Il contributo principale all'allargamento delle strutture è dato dalla divergenza del fascio atomico; dal parallelismo con l'ottica geometrica è infatti noto che un fascio atomico di divergenza angolare θ viene focalizzato da una lente di lunghezza focale f in una struttura di larghezza:

$$s = f \cdot \theta. \quad (2.19)$$

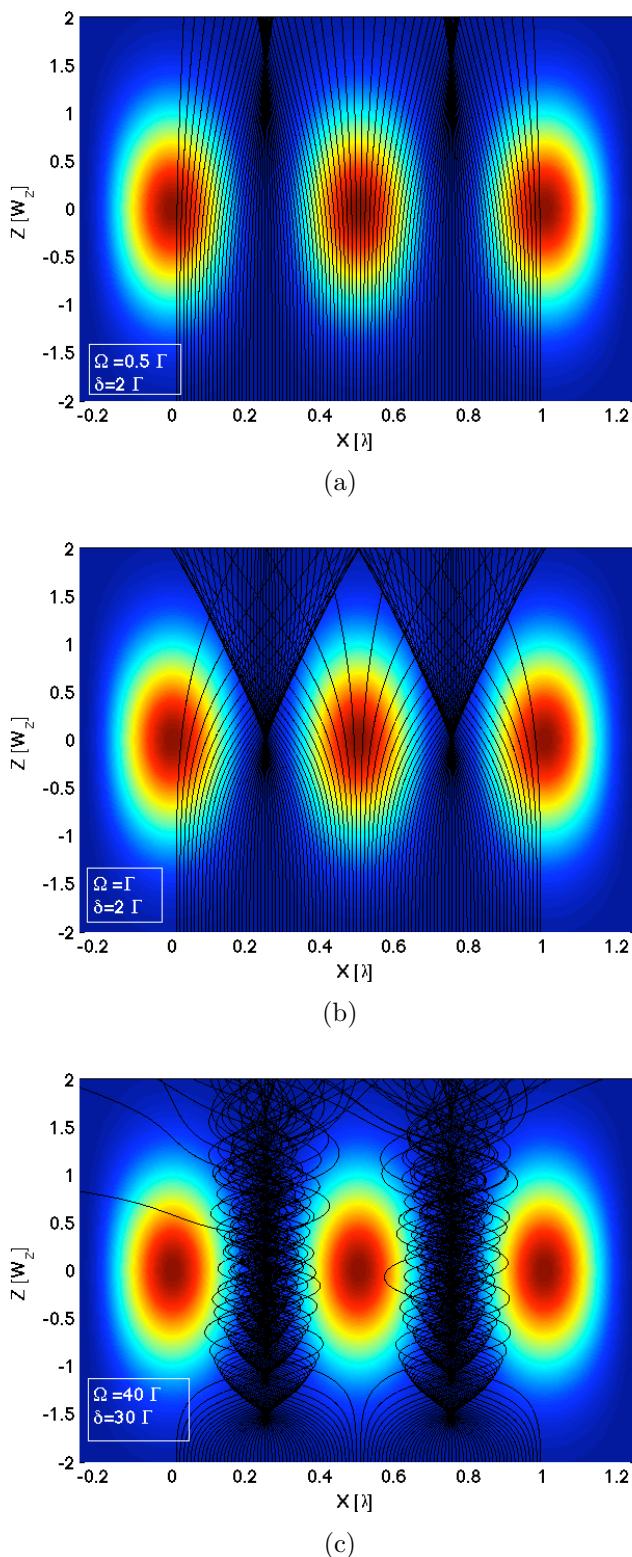


Figura 2.5: Illustrazione dei vari regimi di focalizzazione a cui possono essere sottoposti gli atomi interagenti con un'onda stazionaria: (a) regime di lente sottile, (b) lente spessa e (c) *channeling*. Le ascisse sono in unità di lunghezza d'onda, mentre le ordinate in unità di waist del fascio laser gaussiano. I colori sullo sfondo riflettono la distribuzione di intensità del fascio laser (il massimo è rosso). Le simulazioni delle traiettorie si riferiscono ad un campione di 50 atomi.

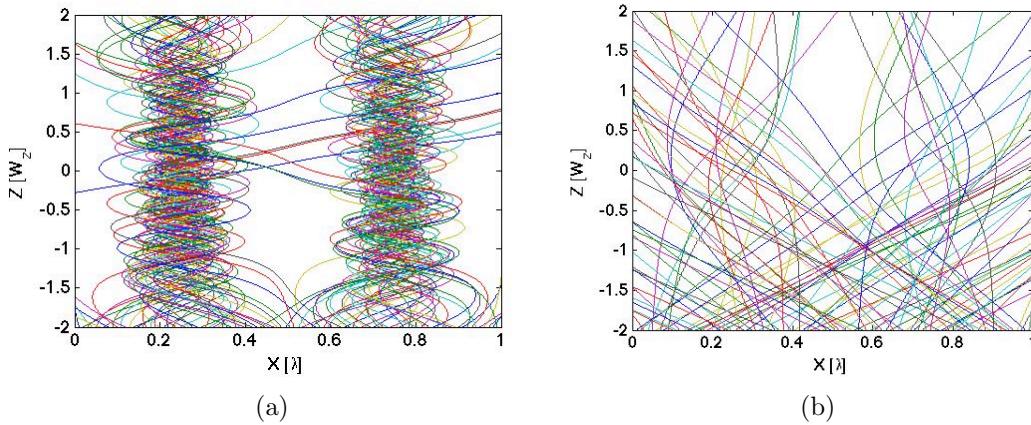


Figura 2.6: Traiettorie atomiche calcolate (su un campione di 80 atomi) (a) in regime di *channeling* ($\Omega = 80 \text{ \AA}$, $\delta = 30 \text{ \AA}$) e (b) in regime di *focusing* ($\Omega = 1 \text{ \AA}$, $\delta = 2 \text{ \AA}$). In entrambi i casi le velocità atomiche trasversali vengono estratte da una distribuzione uniforme compresa tra $\pm 5 \text{ cm/s}$.

Naturalmente, la divergenza diventa un fattore sempre più critico quanto più ci si trova in un regime di lente sottile. Dalla fig. 2.6, dove sono riportate le traiettorie di atomi aventi velocità trasverse iniziali comprese tra ± 5 cm/s, è evidente come il regime di *channeling* (fig. 2.6(a)) sia relativamente poco inficiato dalla divergenza iniziale del fascio, al contrario di quanto avviene nel regime di *focusing* (fig. 2.6(b)). Un'analisi più quantitativa del legame tra divergenza e allargamento della struttura depositata è presentato in fig. 2.7, dove si mostra come la relazione lineare 2.19, in linea di principio valida solo nel caso di lente sottile, sia giustificata anche in regime di *channeling*, anche se, in generale, l'aumento della divergenza è relativamente meno marcato rispetto al regime di *focusing*.

Oltre alla divergenza del fascio atomico, altri fattori influenzano le proprietà di focalizzazione dell'onda stazionaria, aumentando la larghezza delle nanostrutture depositate. Uno di questi fattori è l'aberrazione cromatica, che in questo contesto indica la variazione della lunghezza focale dovuta agli atomi che attraversano la lente con differenti energie cinetiche iniziali lungo la direzione di propagazione del fascio atomico. In fig. 2.8 sono riportati i risultati di simulazioni effettuate al variare della FWHM della distribuzione di velocità longitudinali iniziali del fascio atomico, nei due regimi di lente spessa e di *channeling*: l'intervallo considerato, così come il valor medio della velocità, sono in accordo con i nostri parametri sperimentali (si veda cap. 4).

2.3 Simulazioni numeriche

2.3.1 Condizioni iniziali

Come abbiamo visto nel paragrafo precedente, la divergenza del fascio atomico è particolarmente deleteria ai fini della nanodeposizione. Questo rende necessaria

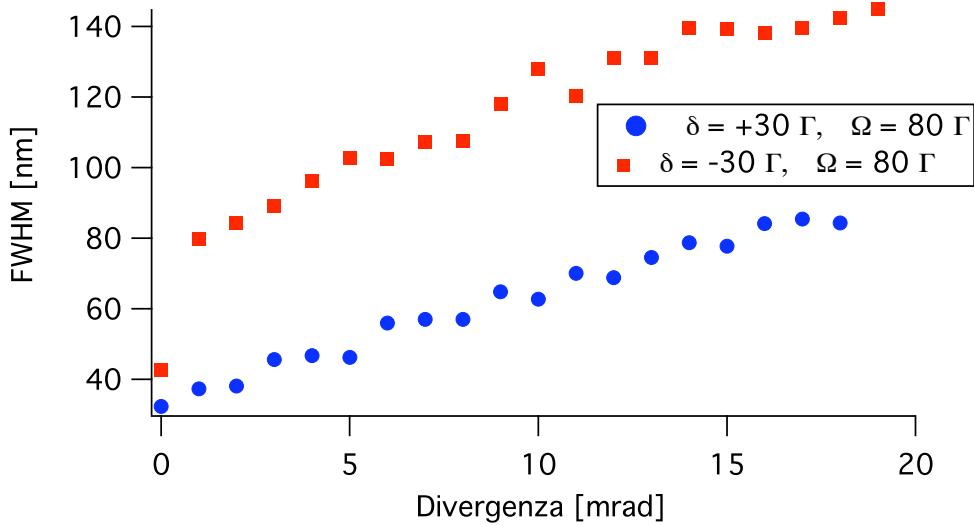


Figura 2.7: Risultati delle simulazioni sull'allargamento delle strutture al variare della divergenza del fascio atomico incidente per due scelte dei parametri dell'onda stazionaria. Si noti che la larghezza delle strutture si riferisce alla larghezza trasversale della distribuzione del fascio atomico che si suppone incida sul substrato.

la presenza di uno stadio di collimazione trasversa del fascio atomico che precede quello di deposizione. Le condizioni iniziali delle simulazioni svolte riprendono le condizioni sperimentali in cui effettuiamo i depositi, descritte nel cap. 4. Si assume che la distribuzione delle velocità trasversali iniziali sia scorrelata da quella delle velocità longitudinali e sia distribuita come una gaussiana con media nulla e divergenza (FWHM) di 4 mrad. Poiché la velocità media del fascio atomico uscente dalla PMOT è di ~ 10 m/s [10], la FWHM della distribuzione delle velocità trasversali risulta di ~ 4 cm/s. Gli altri parametri, come la frequenza di Rabi e il disaccordo, sono stati scelti in accordo con i valori sperimentali tipici (si veda cap. 5).

Le posizioni iniziali atomiche vengono estratte da una distribuzione uniforme e, longitudinalmente, vengono poste tutte uguali a $z = -2 w_z$ (dove w_z rappresenta l'HWHM del profilo di intensità gaussiano); la posizione del substrato viene invece assunta essere $z = 0$. Come accennato sopra, le velocità longitudinali vengono estratte da una distribuzione normale con media 10 m/s e FWHM=1.5 m/s. Dopo aver integrato numericamente le equazioni del moto, si effettua un *binning* delle posizioni atomiche in vari punti lungo la direzione di propagazione del fascio, ottenendo così una rappresentazione della distribuzione locale di flusso, di cui un esempio puramente illustrativo è riportato in fig. 2.9. Per stimare la larghezza delle strutture depositate è allora necessario valutare la distribuzione del flusso nel punto di coordinate $z=0$. Ovviamente, come avremo modo di approfondire in seguito, questo tipo di analisi trascura i molteplici effetti che possono verificarsi quando un atomo incide su una superficie (rievaporazione, diffusione, coalescenza

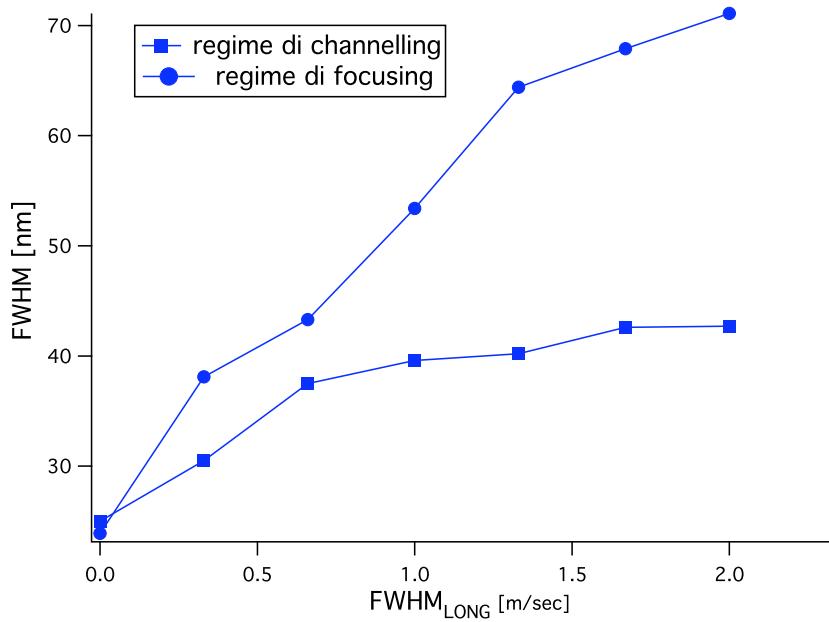


Figura 2.8: Risultati delle simulazioni sull'allargamento delle strutture al varia-re della larghezza della distribuzione di velocità longitudinali iniziali del fascio atomico. La velocità media è di 10 m/s. Si noti che la larghezza delle strutture si riferisce alla larghezza trasversale della distribuzione del fascio atomico che si suppone incida sul substrato.

etc.), che non possono essere inseriti in questo modello.

2.3.2 Profilo di intensità

Per semplicità l'analisi del moto atomico è stata condotta in due dimensioni; assumendo che l'onda stazionaria si formi dalla retroriflessione di un fascio gaussiano di potenza P , waist w_z e intensità di picco $I_0 = \frac{P}{\pi w_z^2}$, la distribuzione di intensità dell'onda stazionaria assume la forma:

$$I(x, z) = I(x) \cdot I(z) = 4I_0 \cos^2(kx) \exp\left(-\frac{z^2}{w_z^2}\right)$$

In realtà l'onda stazionaria non può essere considerata perfetta perchè la riflettività dello specchio su cui viene retroriflesso il fascio è minore di 1; tenendo conto di questo, l'ampiezza del campo elettrico diventa:

$$\mathbf{E}(x) = \mathbf{E}_0 (\exp(\imath kx) + r \exp(-\imath kx))$$

dove $r = \sqrt{R}$ è la riflettanza dello specchio e \mathbf{E}_0 l'ampiezza del campo incidente; introducendo il campo complesso $E = |E| \exp(i\varphi)$ si ottiene:

$$\begin{aligned} |E| &= |E_0| \sqrt{1 + R + 2r \cos 2kx} \\ \varphi(x) &= \arctan \left(\frac{1 - r}{1 + r} \tan kx \right) \end{aligned} \quad (2.20)$$

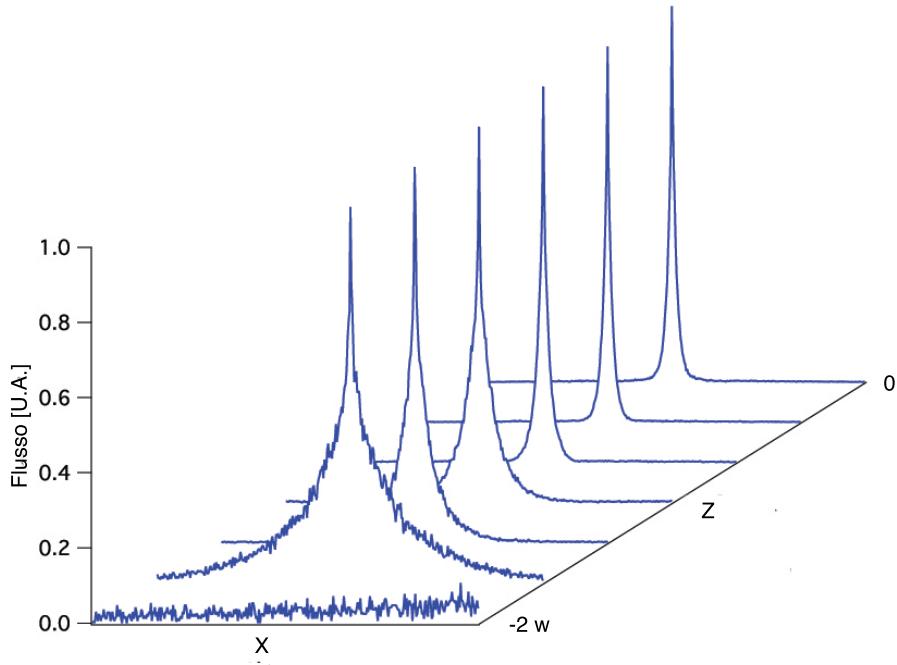


Figura 2.9: Distribuzione spaziale del flusso atomico nel regime di *channeling* lungo la direzione trasversa x durante la propagazione lungo l'asse z . La propagazione atomica è stata analizzata tra $z = -2 w$ (w waist del fascio laser) ed il centro del profilo gaussiano ($z = 0$).

Questa precisazione è importante in quanto, in presenza di un gradiente di fase del campo elettrico, e quindi della frequenza di Rabi (eq. 1.4), la forza sentita dagli atomi non è più solamente quella di dipolo, ma, come si evince da eq. 2.15, presenta anche una componente dovuta alla pressione di radiazione.

2.3.3 Integrazione numerica

Le simulazioni svolte sono basate su un metodo Monte Carlo implementato nella base dei dressed states [67, 71]; il moto atomico viene trattato classicamente e determinato dalla soluzione simultanea delle equazioni 2.12, 2.13, 2.14 e 2.15, che descrivono l'evoluzione dei gradi di libertà interni ed esterni del sistema vestito. In generale i moti longitudinali e trasversali all'interno di un campo variabile spazialmente sono accoppiati, tuttavia le forze che agiscono nelle due direzioni sono molto diverse: se infatti assumiamo, in direzione longitudinale, un profilo di intensità gaussiano di waist w_z , vale la relazione $F_{\parallel}/F_{\perp} \sim \lambda/w_z$. Questo rende lecito considerare costante la velocità longitudinale, in modo da poter introdurre come variabile indipendente la posizione longitudinale mediante le relazioni $z = v_z t$ e $dt = \frac{dz}{v_z}$.

In dettaglio, l'asse di propagazione viene discretizzato in intervalli tipicamente di $10^{-2} \mu m$, corrispondenti ad uno step temporale $dt \sim 1$ ns, più breve del tempo

di decadimento naturale di circa 30 ns. Tra due eventi di emissione spontanea il sistema di eq. 2.12, 2.13, 2.14 e 2.15 viene integrato mediante l'algoritmo di Runge-Kutta del IV ordine e al termine dello step di integrazione viene calcolata la probabilità di emissione spontanea $p_s = (\gamma_1 + \gamma_2) \cdot dt$ dallo stato generico $|\Psi\rangle = c_1|1, n\rangle + c_2|2, n\rangle$. Quindi vengono estratti da una distribuzione uniforme due numeri casuali: il primo viene confrontato con p_s e determina se è avvenuto o meno un evento di emissione spontanea; se esso è avvenuto, il secondo determina in quale stato viene proiettato l'atomo dopo la transizione, mediante il confronto con:

$$\eta = \frac{\gamma_1}{\gamma_2} = \frac{\sin^2 \theta}{\cos^2 \theta}$$

che rappresenta il rapporto tra le probabilità delle transizioni $|\Psi\rangle \rightarrow |1, n-1\rangle$ e $|\Psi\rangle \rightarrow |2, n-1\rangle$.

2.3.4 Dinamica atomica nel regime di *channelling*

Il fatto di usare atomi lenti ci permette di effettuare le nostre nanodeposizioni nel regime di *channelling*, che abbiamo modellizzato nelle nostre simulazioni, senza avere bisogno di utilizzare fasci laser a grandi intensità. Tale studio ci ha permesso di ottimizzare i parametri sperimentali di intensità e disaccordo dell'onda stazionaria.

I vantaggi pratici di questo regime, particolarmente importanti quando si lavora in basso flusso atomico, possono essere riassunti in una minore sensibilità alla non monocromaticità della distribuzione di velocità longitudinali (si veda fig. 2.8) e divergenza del fascio atomico. Si ha inoltre una maggiore profondità di fuoco (come mostrato in fig. 2.10), che rende quindi molto meno critica rispetto al *focusing* la posizione del campione, aspetto molto importante nella pratica sperimentale.

Dalla stessa fig. 2.10 si nota però come le larghezze delle strutture tendano ad essere maggiori rispetto a quelle ottenute nel regime di *focusing*. Quindi il vantaggio della maggiore profondità di campo viene posto in termini di dimensioni minime. Un ulteriore importante vantaggio è rappresentato dalla frazione di atomi che incidono sul substrato senza essere manipolati e che costituiscono un *background* per le nanostrutture. Nella fig. ?? si vede come il *background* sia idealmente nullo, ovviamente tralasciando tutti gli effetti di fisica delle superfici non considerati in questo modello. L'assenza di *background* è estremamente importante nel caso di deposizioni a basso flusso come quelle da noi eseguite.

Un commento finale può essere fatto riguardo alle fig. 2.7 e 2.11, ove si nota una FWHM per disaccordi rossi, a parità di altre condizioni, costantemente maggiore di quella per disaccordi blu. Questo è ragionevole, se si pensa che per disaccordi positivi un atomo svolge la sua dinamica prevalentemente nel livello $|1, n\rangle$, mentre per quelli negativi essa si svolge nel livello $|2, n\rangle$. Tuttavia, queste due situazioni non sono specularmente equivalenti, come mostrato in fig. 2.12. Un atomo che per disaccordi blu (fig. 2.12(a)) si muove in un'onda stazionaria, svolge la sua dinamica prevalentemente nel livello $|1, n\rangle$; quindi il potenziale a cui è soggetto

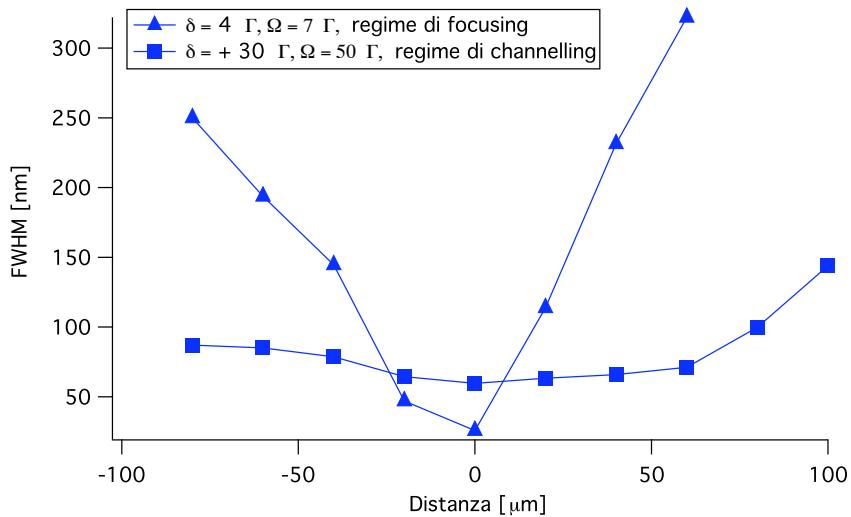


Figura 2.10: Larghezza delle strutture in funzione della distanza dal picco del profilo di intensità gaussiano lungo la direzione di propagazione del fascio atomico nei casi di *focusing* e di *channeling*. Notiamo che le FWHM minime che è possibile ottenere sono minori nel caso di regime di *focusing*, che però è afflitto da una profondità di fuoco minore di quella del regime di *channelling* (la profondità di fuoco è rappresentata praticamente dalla larghezza delle curve riportate in figura). Si noti che la larghezza delle strutture si riferisce alla larghezza trasversale della distribuzione del fascio atomico che si suppone incida sul substrato.

tende a localizzarlo nei minimi di intensità. Se invece il disaccordo è rosso (fig. 2.12(b)), l'atomo starà prevalentemente nel livello $|2, n\rangle$ e verrà localizzato nei massimi di intensità. Le forme dei potenziali, nei punti dove gli atomi vengono focalizzati nei due casi, sono piuttosto differenti: molto più ripide nel caso di disaccordo blu e più dolci per disaccordo rosso. La differenza di gradiente di potenziale nei due casi si riflette in una differenza di forza di dipolo agente sugli atomi, maggiore nel caso di disaccordi blu, che quindi portano a confinamenti più marcati, e minore nel caso di disaccordi rossi. Tale differenza è illustrata in figura 2.13.

2.3.5 Strutture con periodicità diverse da $\lambda/2$

Negli schemi convenzionali di nanofabbricazione atomica le deposizioni di strutture vengono controllate su scale nanometriche utilizzando onde stazionarie fuori risonanza. Come abbiamo visto in precedenza, utilizzando della radiazione di lunghezza d'onda λ , la spaziatura tra queste strutture risulta pari a $\lambda/2$.

Tuttavia questa distanza non rappresenta un limite inferiore invalicabile per la spaziatura delle strutture, essendo nota in letteratura la deposizione di strutture distanti $\lambda/4$ [72] e $\lambda/8$ [73]. Strutture con periodicità di $\lambda/8$ vengono ottenute in schemi piuttosto elaborati, in cui vengono utilizzate delle maschere ottiche a gradiente di polarizzazione in configurazione lin \perp lin (si veda par. 1.3.1 e [74]).

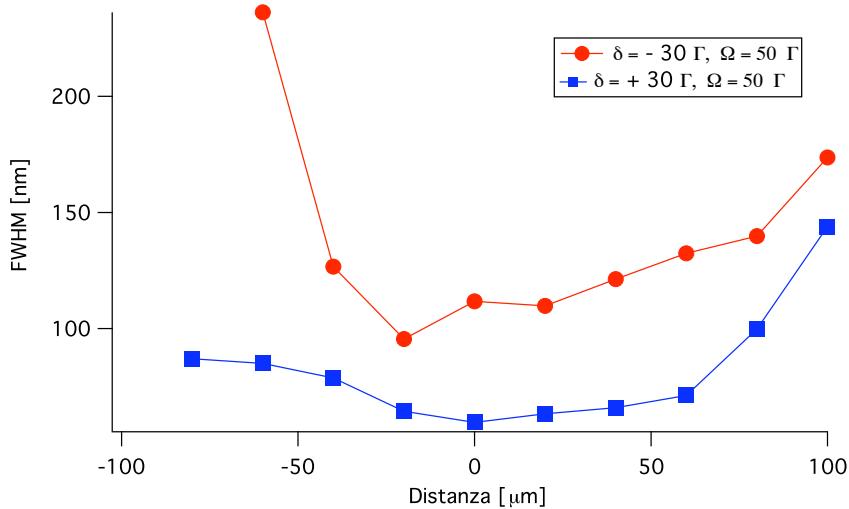


Figura 2.11: Larghezza delle strutture in funzione della distanza dal picco del profilo di intensità gaussiano lungo la direzione di propagazione del fascio atomico nel caso di *channeling* con disaccordi blu e rossi. Notiamo che le FWHM sono costantemente maggiori per disaccordi rossi, rispetto al caso di disaccordi blu. Si noti che la larghezza delle strutture si riferisce alla larghezza trasversale della distribuzione del fascio atomico che si suppone incida sul substrato.

Un modo per ottenere invece strutture spaziate di $\lambda/4$ consiste nell'utilizzare disaccordi dell'ordine di Γ .

Per comprendere i processi in gioco, consideriamo un atomo nel suo stato fondamentale $|g\rangle$ che interagisce con un'onda stazionaria; dall'eq. 2.10 si può notare come per $\delta \gg 0$ lo stato $|g\rangle$ dell'atomo sia descritto principalmente dallo stato vestito $|1\rangle$, mentre in condizione di quasi risonanza, cioè per $\delta \sim \Gamma$, anche la componente dovuta allo stato $|2\rangle$ diventa importante. In questa situazione lo stato atomico deve quindi essere espresso in termini di una sovrapposizione quasi “alla pari” di stati $|1\rangle$ e $|2\rangle$.

Ora, i livelli energetici relativi agli stati $|1\rangle$ e $|2\rangle$ hanno i loro minimi rispettivamente nei nodi e negli antinodi dell'onda stazionaria (si vedano le fig. 2.12(a) e 2.12(b)). Questo fa sì che il pacchetto d'onda atomico in un campo che presenta un gradiente di intensità tenda a dividersi in due parti: la componente $|1\rangle$ tende a localizzarsi nei nodi, la componente $|2\rangle$ negli antinodi. Tutto ciò porta ad una focalizzazione “simultanea” del pacchetto d'onda atomico nei minimi e nei massimi di intensità, che distano appunto $\lambda/4$.

In fig. 2.14 è riportato il risultato di una simulazione effettuata utilizzando i parametri $\Omega = 8 \Gamma$ e $\delta = 30 \Gamma$. Notiamo come strutture spaziate di $\lambda/4$ compaiano in zone di bassa intensità, lontano dal centro dell'inviluppo gaussiano. Non abbiamo ben chiaro il motivo della comparsa di tali strutture per questo valore del disaccordo, piuttosto lontano dalla risonanza. Probabilmente la ragione è da ricercare in complicati effetti non adiabatici sulla dinamica degli atomi in interazione con la radiazione.

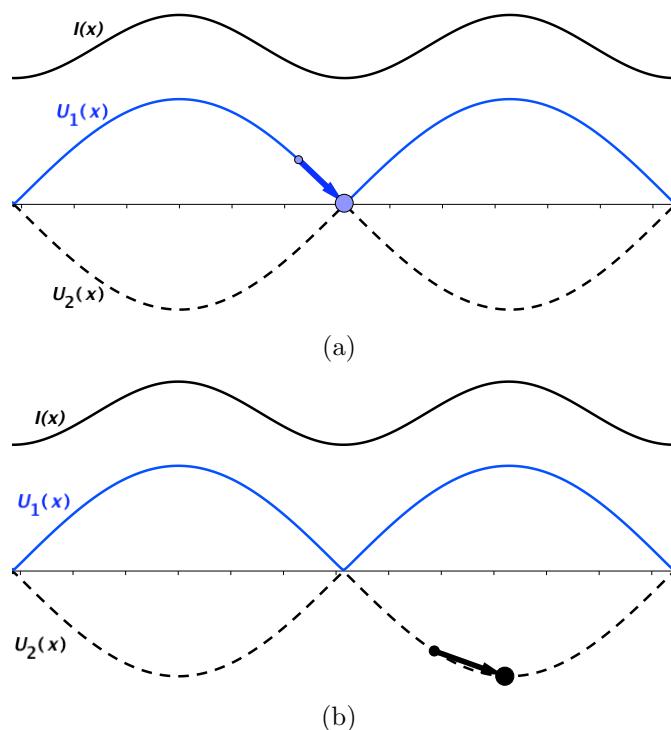


Figura 2.12: Potenziali di dipolo in cui si svolge la dinamica atomica in un'onda stazionaria di intensità $I(x)$. (a) Per $\delta > 0$ gli atomi vengono focalizzati nei minimi di intensità, dove il potenziale è molto ripido. (b) Per $\delta < 0$ gli atomi vengono invece focalizzati nei massimi di intensità, dove il potenziale varia più dolcemente.

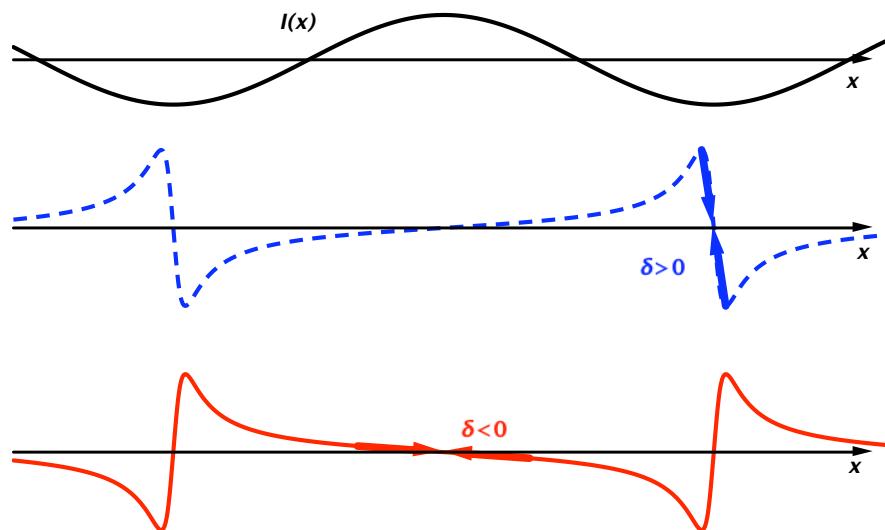


Figura 2.13: Forze di dipolo agenti su un atomo in un'onda stazionaria d'intensità $I(x)$ nei due casi $\delta > 0$ e $\delta < 0$.

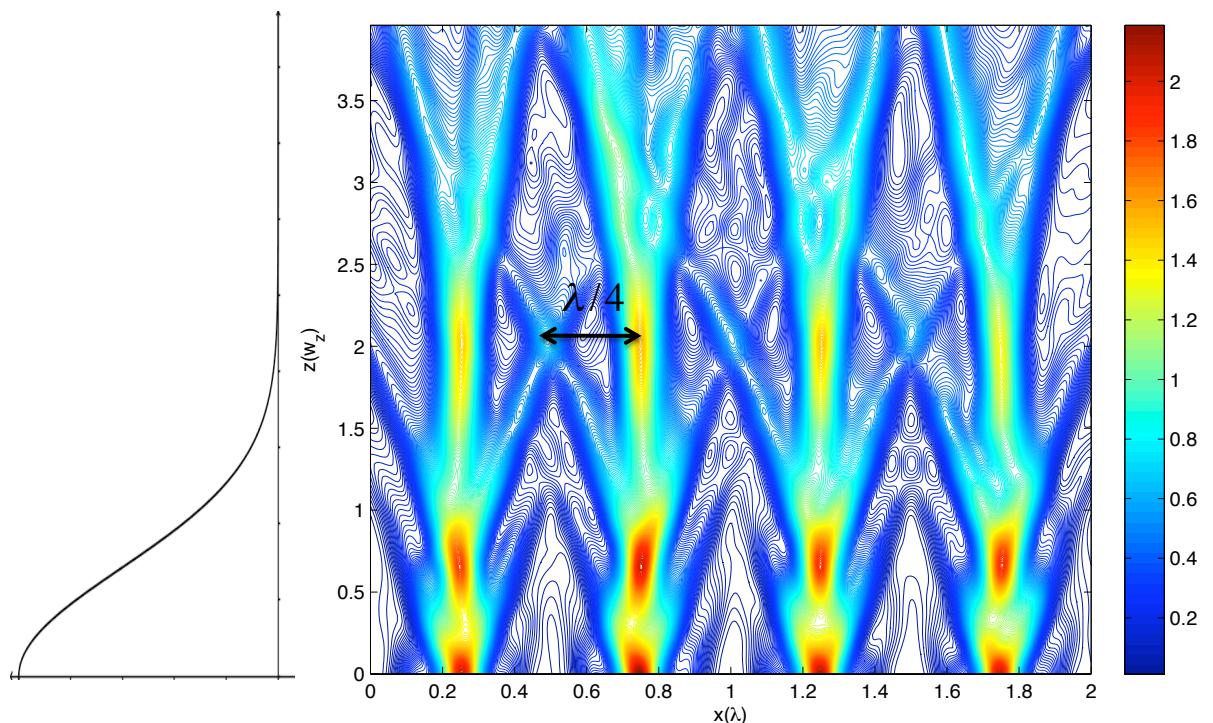


Figura 2.14: Densità del flusso atomico che dimostra la possibilità di ottenere strutture spaziate di $\lambda/4$ nella zona a bassa intensità. A sinistra è riportato il profilo di intensità dell'onda stazionaria nella direzione di propagazione del fascio atomico. La simulazione è stata svolta utilizzando i parametri: $\Omega = 8 \Gamma$, $\delta = 30 \Gamma$.

CAPITOLO

3

Apparato sperimentale

In questo capitolo vengono passate in rassegna le varie parti dell'apparato sperimentale, che comprende molti elementi ottici e parti meccaniche. La varietà delle sue componenti è giustificata dalla diversificazione dei compiti a cui esso deve assolvere. Esso si articola quindi in sezioni, ciascuna dedicata ad un ben preciso scopo:

- intrappolamento di atomi di Cesio in una MOT piramidale e realizzazione di un *imbuto atomico*, al fine di ottenere un fascio di atomi lenti
- realizzazione di uno stadio di collimazione agente trasversalmente e in due dimensioni sul fascio atomico
- realizzazione di uno stadio di deposizione, in cui il fascio atomico lento e freddo viene fatto incidere su un campione dopo aver attraversato un'onda stazionaria unidimensionale
- carico e manipolazione dei campioni
- analisi *in situ* delle proprietà morfologiche ed elettroniche dei campioni basata su microscopia STM

Nel seguito vengono analizzate tutte queste parti, prestando attenzione alla descrizione di un nuovo laser che è stato realizzato durante questo lavoro di tesi.

3.1 Apparato da vuoto

Nel nostro esperimento è necessario mantenere condizioni di ultra-alto vuoto (UHV) per ridurre la probabilità di collisione tra gli atomi freddi e il fondo e

per permettere la formazione e la manipolazione del fascio atomico di Cesio. Come mostrato in fig. 3.1, l'apparato da vuoto è composto da cinque camere (o parti di camera), ciascuna delle quali assolve ad una delle funzioni di cui sopra. La connessione tra le camere è assicurata da valvole a ghigliottina capaci di sostenere differenze di pressione di circa 1 bar, con una pressione di 10^{-9} mbar nella sezione a pressione più bassa. La buona qualità delle valvole è importante ai fini di assicurare il mantenimento di un buon livello di vuoto durante il carico dei campioni su cui depositare gli atomi di Cesio. Le cinque regioni in questione sono adibite alla zona di trappola, dove risiedono la piramide e i dispenser, a quella di collimazione, deposizione, carico dei campioni ed STM.

3.1.1 Camera di MOT e collimazione

La camera, di forma cilindrica, ha un diametro di 10 cm ed è in acciaio inossidabile. Essa è dotata di otto flange: una CF63, una CF100 dove è montata la finestra, trattata antiriflesso, per l'ingresso dei fasci di MOT e ripompa, e sei CF40; di queste, quattro permettono il passaggio dei fasci di collimazione, una la connessione con la pompa ionica e l'ultima il passaggio dei cavi di alimentazione dei dispenser. La flangia rimanente, CF63, è quella di collegamento con la camera di deposizione. All'interno della camera sono montati la piramide (come mostrato in fig. 3.2), i due dispenser che producono il vapore alcalino di fondo ed i loro sostegni.

I dispenser da noi utilizzati, prodotti dalla *Saes Getters*, sono costituiti da una striscia metallica contenente una mistura di un cromato alcalino (Cs nel nostro caso) ed un agente riducente [75]. Il passaggio della corrente elettrica causa un riscaldamento del dispenser ed un'emissione dei vapori di Cs che vanno a formare il background da cui poi viene caricata la MOT.

Una pompa ionica *Vaclon Plus 20 Star Cell* della Varian provvede a mantenere la camera contenente la piramide ad una pressione inferiore a 10^{-9} mbar (10^{-8} mbar con i dispenser accesi); la sua velocità di pompaggio è di 20 l/s e la sua corrente di operazione è proporzionale alla pressione all'interno della camera. Le pompe ioniche offrono i vantaggi di assenza di vibrazioni meccaniche, elevato livello di vuoto e garanzia di mantenimento del vuoto anche in caso di black out elettrico; tuttavia esse generano un intenso campo magnetico, che è necessario schermare con del μ -metal. Il vuoto viene misurato sfruttando il monitor in corrente dell'alimentatore della pompa ionica.

Piramide e campi magnetici

Come già discusso nel paragrafo 1.4.1, la MOT piramidale rappresenta la nostra sorgente di atomi freddi. La piramide è cava e la base quadrata ha un lato di 4 cm; come mostrato in fig. 3.3 essa è realizzata a partire da due specchi dielettrici rettangolari e due prismi con il vertice tagliato; tra i due specchi, montati ad angolo retto e distanti nel punto più vicino 2 mm, sono inseriti i due prismi, disposti in modo tale da avere i vertici distanti 1 mm.

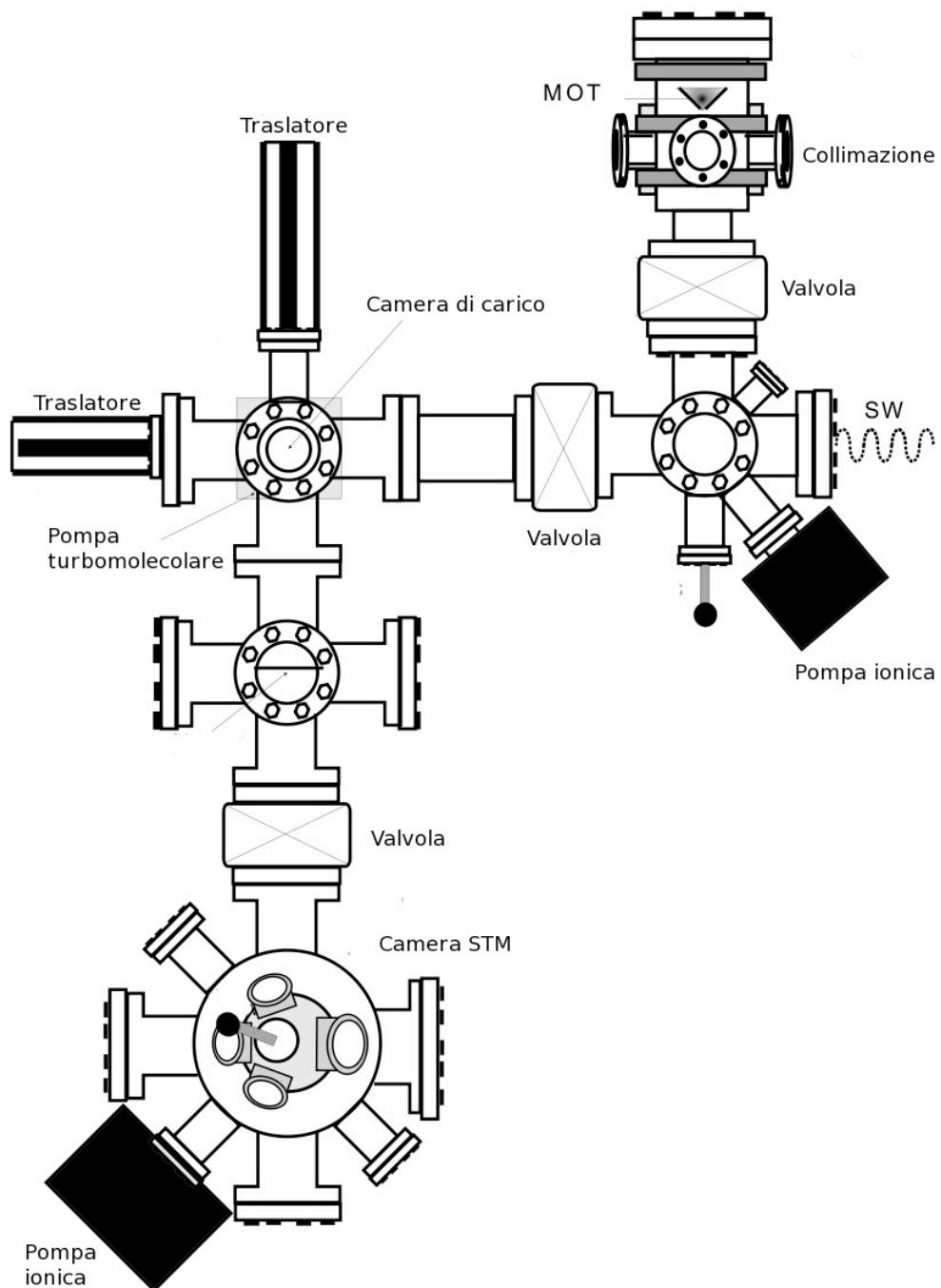


Figura 3.1: Schema dell'apparato sperimentale (camere UHV).

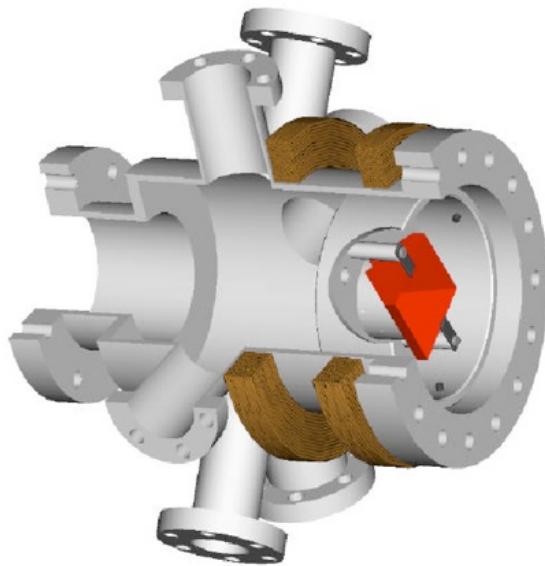


Figura 3.2: Camera a vuoto di MOT e collimazione

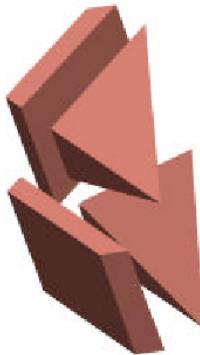


Figura 3.3: Assemblaggio della piramide.

Un supporto in acciaio inossidabile, ancorato alla parete interna della camera, sostiene la piramide e i due dispenser impiegati nell'apparato; esso presenta dei fori, usati sia per i passanti elettrici dei dispenser, che per poter realizzare un pompaggio differenziale tra la zona di trappola e quella di collimazione. Questo pompaggio differenziale è necessario per ottenere una differenza di pressione tra le due zone di circa un ordine di grandezza, in modo da avere una pressione di fondo più alta nella zona di trappola ed un ambiente più pulito nell'altra.

Il campo magnetico di quadrupolo è generato da una coppia di bobine circolari composte da 126 spire ciascuna, alimentate separatamente ed avvolte direttamente sulla camera; vi sono poi anche quattro bobine dette di compensazione, composte da 150 spire, che hanno la funzione di compensare i campi magnetici statici spuri (ad esempio il campo terrestre) e spostare lo zero del campo magnetico fuori dall'asse della piramide, dove la radiazione è bilanciata in tutte le direzioni e dove

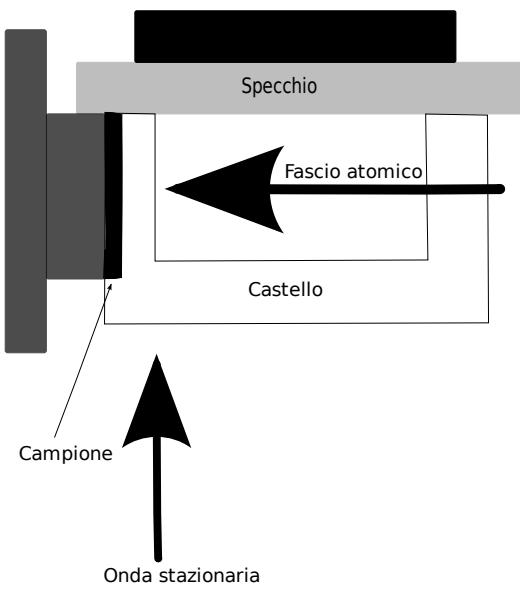


Figura 3.4: Vista dall'alto del campione montato nella struttura del castello.

è quindi possibile avere una MOT statica e non un fascio. Le spire sono di filo di rame, montate su supporti di profilato di alluminio aventi sezione ad U, dentro i quali è avvolto il filo.

3.1.2 Camera di deposizione

La zona di collimazione è terminata da una valvola a ghigliottina a valle della quale si trova la camera di deposizione; essa è costituita da un cilindro di acciaio inossidabile avente un diametro di 15 cm. La parte superiore e quella laterale della camera sono dotate di flange (rispettivamente CF150 e CF40) che permettono di acquisire sia dall'alto che lateralmente immagini in fluorescenza del fascio atomico mediante telecamere CCD scientifiche.

All'interno della camera è posta una struttura in alluminio chiamata *castello* e rappresentata in fig. 3.4. I dettagli costruttivi di questo elemento dell'apparato sono illustrati in [76]. Esso alloggia lo specchio (*Edmunds*, riflettività nominale nell'IR dell'ordine di 99.9%) su cui viene formata l'onda stazionaria, ed ha la funzione di assicurare l'ortogonalità reciproca di fascio atomico e onda stazionaria. Una volta montato sul castello, il substrato si trova ad una distanza di circa 450 mm dal foro di uscita della piramide.

Una pompa ionica con velocità di pompaggio 55 l/s provvede a mantenere un livello di vuoto inferiore a 10^{-9} mbar.

3.1.3 Camera di carico

La camera di carico è equipaggiata con due traslatori magnetici, in modo da poter spostare sotto vuoto il campione dalla camera di deposizione a quella STM. La

forte reattività del Cesio a contatto con l’aria costringe infatti a svolgere sotto UHV anche tutta la fase di analisi del campione, effettuata con un microscopio STM.

Qui il vuoto è assicurato dalla presenza di una pompa a membrana MV2V da $1.8 \text{ m}^3/\text{h}$ (vuoto limite 0.5 mbar) ed una pompa turbomolecolare *Turbo Macro Torr vt 300* da 300 l/s, entrambe della Varian. Notiamo che la camera di carico è l’unica parte dell’apparato che, durante la sostituzione dei campioni, viene in contatto con l’aria; l’alta velocità di pompaggio della turbo permette però di ottenere buone condizioni di vuoto in tempi ragionevoli (tipicamente circa 12 h). Il vuoto viene misurato mediante una gauge ionica posta vicino alla turbo.

3.1.4 Camera STM

La camera STM è costituita da un cilindro di 20 cm di diametro avente alla base una flangia DN200CF, a cui è connesso l’STM. Questa camera è anche dotata di un manipolatore che permette di trasferire i campioni dal traslatore magnetico alla testa dell’STM. Una pompa ionica (Vacon 75 l/s) mantiene una pressione di fondo inferiore a 10^{-9} mbar.

La testa STM è una Omicron LS-STM accoppiata ad una elettronica Nanotec Dulcinea [77]. La discussione dei dettagli dell’STM è fuori dagli scopi di questa tesi; alcune informazioni ulteriori saranno fornite nel cap. 5, dove verranno mostrati esempi dei risultati ottenuti usando l’STM sui campioni depositati.

3.2 Sistema laser

Le principali richieste per un sistema laser adatto al raffreddamento ed intrappolamento di atomi sono una larghezza spettrale minore della larghezza di riga naturale ed una buona stabilità di operazione in termini spettrali e di potenza (assenza di rumore). Ovviamente occorre poi che la frequenza di emissione sia sintonizzabile al valore opportuno e che essa possa essere controllata in modo affidabile e ripetibile.. Il nostro sistema laser è costituito da otto sorgenti a diodo semiconduttore AlGaAs, che offrono vantaggi di relativa economicità, accordabilità e compattezza; tuttavia, per migliorare le prestazioni di questo tipo di sorgenti, quali la sintonizzabilità e la selezione del modo di emissione, è necessario adottare vari accorgimenti, quali:

- la realizzazione di configurazioni dette *master-slave*, in cui il fascio proveniente da un laser a bassa potenza ($\lesssim 2 \div 3 \text{ mW}$) e ad emissione stretta viene iniettato in un laser a potenza maggiore, la cui emissione assume le caratteristiche spettrali del fascio iniettante
- l’accoppiamento del laser *master* ad una cavità esterna per selezionare il modo longitudinale oscillante e ridurre la larghezza spettrale
- l’implementazione di un aggancio in frequenza su una transizione atomica per ottenere la frequenza desiderata ed evitare le fluttuazioni in frequenza

3.2.1 Configurazione *master-slave*

Tre coppie *master-slave* vengono utilizzate per la trappola, la collimazione e l'onda stazionaria, mentre la ripompa, sovrapposta spazialmente alla trappola ed alla collimazione per chiudere il ciclo di fluorescenza, viene generata da un laser DBR.

Il fascio di ripompa si rende necessario in quanto, poiché per il raffreddamento viene sfruttata la transizione $|F_g = 4\rangle \rightarrow |F_e = 5\rangle$, esiste una probabilità non nulla, complice anche il fatto che la radiazione è detunata rossa, che l'atomo effettui una transizione $|F_g = 4\rangle \rightarrow |F_e = 4\rangle$, distante in frequenza circa 250 MHz (si veda fig. 1.1). È facile verificare la necessità di una ripompa, se si stima, dalle equazioni di Bloch ottiche per un sistema a due livelli, la probabilità di una transizione non risonante $|4\rangle \rightarrow |4\rangle$:

$$P_{4 \rightarrow 4} = \frac{\omega^2}{(\omega_L - \omega_{eg})^2 + \frac{\Gamma^2}{4} + \Omega^2}.$$

Se si usano, per esempio, i valori $\omega_L - \omega_{eg} = 250$ MHz e $\Omega = 2\Gamma$, si ottiene $P_{4 \rightarrow 4} = 10^{-3}$. Risulta quindi che un atomo su mille finisce sul livello $|F_e = 4\rangle$ e da qui sul fondamentale $|F_g = 3\rangle$, distante 9.1 GHz dall' $|F_g = 4\rangle$, andando quindi irrimediabilmente perduto ai fini del raffreddamento. La radiazione di ripompa è invece accordata sulla transizione $|F_g = 3\rangle \rightarrow |F_e = 4\rangle$ e quindi riporta gli atomi sul livello eccitato $|F_e = 4\rangle$, da cui possono ricominciare i cicli di raffreddamento.

Nella configurazione *master-slave*, se si riesce a fare in modo che la radiazione del *master* arrivi direttamente sul diodo *slave*, questa determina l'emissione stimolata di fotoni alla lunghezza d'onda del *master*. La sovrapposizione dei fasci provenienti dai *master* e dagli *slave* non può però essere effettuata senza prendere i dovuti accorgimenti; infatti i diodi laser sono sensibili all'iniezione ottica anche per retroriflessione di parte della radiazione emessa da essi stessi (feedback ottico). L'iniezione spuria di radiazione, che dipende dall'allineamento dei fasci, produce effetti deleteri nell'operazione del laser, portando in particolare ad instabilità e fluttuazioni spesso legate a salti di modo di emissione. Si rende quindi necessario l'utilizzo di isolatori ottici, aventi la funzione di impedire alla radiazione retroriflessa di tornare nel diodo.

In generale un isolatore ottico presenta due accessi dotati di polarizzatori con assi ortogonali tra i quali si trova un mezzo di Faraday, ovvero un mezzo attivo in grado di ruotare la polarizzazione della radiazione che lo attraversa di una opportuna quantità e sempre nello stesso verso, indipendente da quello di propagazione. Se, come avviene in un isolatore ottico, la polarizzazione durante il passaggio viene ruotata di 45° , una sua eventuale retroriflessione comporterebbe un'ulteriore rotazione di 45° , diventando quindi ortogonale alla polarizzazione della radiazione in ingresso; il polarizzatore all'entrata del dispositivo bloccherebbe quindi il passaggio della radiazione retroriflessa. Comunemente gli isolatori ottici hanno un solo ingresso, mentre una variante di questi, da noi utilizzata per realizzare l'iniezione ottica, presenta anche ingressi ottici laterali, dotati di prismi di Glan-Thompson. Inviando la radiazione del *master* in questi ingressi e curando delicatamente l'allineamento si ottiene l'iniezione dello *slave*.

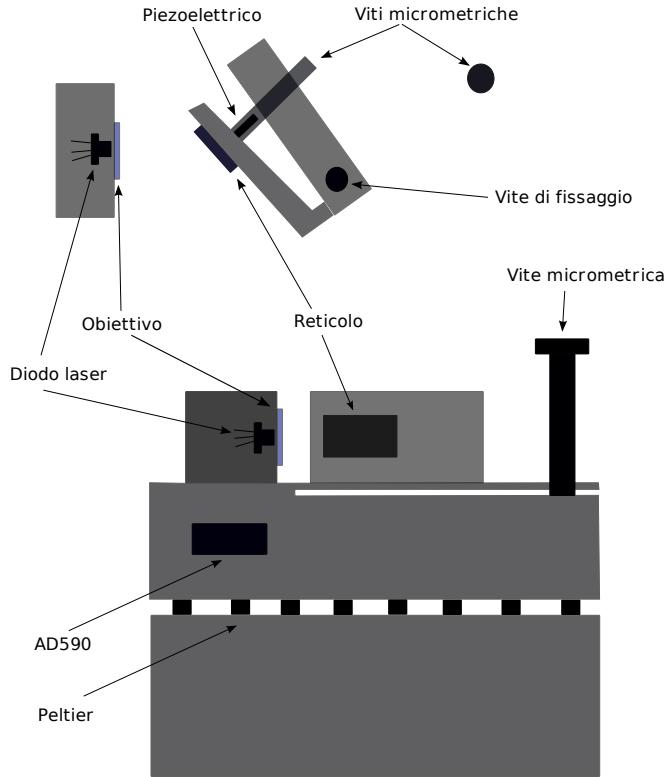


Figura 3.5: Laser a diodo montato in configurazione di cavità esterna.

3.2.2 Laser a diodo in configurazione di cavità esterna

3.5 I laser *master* (trappola, collimazione, onda stazionaria e sonda), a differenza degli *slave*, sono montati in configurazione di cavità esterna (fig. 3.5), sfruttando dei *chip* le cui superfici di uscita (faccette) sono trattate antiriflesso. Il trattamento antiriflesso riduce il fattore di qualità della cavità interna del laser che, nella pratica, si traduce in una maggiore efficienza di accoppiamento con la cavità esterna, e quindi un maggiore intervallo di sintonizzabilità e una maggiore immunità a salti di modo della cavità interna. Il fascio uscente dai diodi laser, fortemente divergente ($\theta \geq 30^\circ$ lungo la direzione della giunzione), viene collimato da un obiettivo (*Melles Griot*, f/8.0) e quindi inviato su un reticolo ologрафico (*Edmund Scientific*, 1800 righe/mm) montato in configurazione alla Littrow. Dovendo valere la legge di Bragg:

$$\sin \alpha + \sin \beta = \frac{n\lambda}{d}$$

dove λ è la lunghezza d'onda della radiazione incidente, α l'angolo di incidenza rispetto al piano del reticolo, d il passo del reticolo, n l'ordine di diffrazione e β l'angolo a cui viene diffratto l'ordine n , se l'ordine $n = -1$ viene riflesso indietro verso il diodo, il reticolo svolge una funzione analoga a quella di uno specchio parzialmente riflettente in cavità, con in più l'ovvio vantaggio di realizzare una autoiniezione ottica con una certa selettività in frequenza (le lunghezze d'onda

diverse da quella selezionata sono disperse ad un angolo tale che non ne è permessa l'inezione). Nella configurazione alla Littrow $\beta = \alpha$ e $\alpha \sim 44.5^\circ$, con $\lambda = 852$ nm e $d = 1/1800$ mm, il fascio riflesso dal reticolo all'ordine $n = 0$ esce dalla cavità ad un angolo 2α rispetto a quello incidente, quindi quasi ortogonalmente rispetto alla direzione di emissione del laser.

Il reticolo di diffrazione è montato su un supporto la cui posizione può essere regolata grossolanamente con la vite di fissaggio e finemente con due viti micrometriche ortogonali. Inoltre, un traslatore piezoelettrico a bassa tensione permette di variare ancora più precisamente l'angolo di orientamento del reticolo e la lunghezza della cavità. All'atto pratico, variando la tensione ai capi del traslatore si riesce a spostare la frequenza di emissione del sistema laser di qualche GHz. La cavità dei laser di trappola, MOT e collimazione è lunga 8 mm, corrispondenti a un *Free Spectral Range* (FSR) di 19 GHz.

Oltre alla collimazione, in un fascio laser è desiderabile anche uno spot che sia il più possibile circolare. Il fascio uscente dai diodi laser, invece, ha sezione ellittica e deve quindi essere reso circolare mediante coppie di prismi anamorfici. Questi vengono montati in modo tale che il fascio incida all'angolo di Brewster, così da massimizzare la potenza trasmessa.

3.2.3 Stabilizzazione in corrente e in temperatura

La frequenza di emissione dei diodi laser è fortemente dipendente dalla temperatura e dalla corrente (generalmente 0.1 nm/ $^\circ C$ e 5 GHz/mA). Una variazione di queste grandezze causa infatti un cambiamento nella lunghezza ottica della cavità ed uno spostamento in frequenza del profilo di guadagno. Viste le stringenti richieste di una stabilità spettrale migliore della decina di MHz, risulta necessario stabilizzare la temperatura al meglio del centesimo di grado. Per ottenere ciò, il diodo è montato su un supporto in alpacca (lega di Cu(62%), Ni(18%) e Zn(20%)), scelta per la sua elasticità e resistenza allo snervamento (parametri importanti per la meccanica dei movimenti del reticolo) e per la buona conducibilità termica, in contatto termico con un grosso parallelepipedo in alluminio che ha il ruolo di termostato. Il contatto tra i due elementi è assicurato da due *Peltier* collegati in parallelo. Questi dispositivi termoelettrici, quando sono attraversati da corrente, generano una differenza di temperatura tra le facce, positiva o negativa a seconda del verso della corrente. Inoltre, un sensore AD590 a contatto termico con il supporto e collegato ad un circuito di servocontrollo che alimenta i Peltier permette di mantenere la temperatura al livello impostato. La cavità esterna è poi inserita in un contenitore di plexiglass rivestito con un materiale fono-termo isolante che viene a sua volta rivestito con un foglio di alluminio autoadesivo.

Riguardo agli alimentatori dei laser, essi sono stabilizzati in corrente (nominalmente al centesimo di mA) e dotati di circuiti di sicurezza contro sovratensioni di rete e picchi di corrente all'accensione e allo spegnimento.

3.2.4 Stabilizzazione in frequenza

Facendo passare un fascio laser, di cui si varia la frequenza, attraverso una cella contenente, per esempio, dei vapori di Cesio a temperatura ambiente, è possibile osservare la curva di assorbimento “Doppler” avente una larghezza di circa 500 MHz e dovuta alla velocità termica degli atomi. Essa è la convoluzione delle curve di assorbimento di ciascuna transizione iperfina allargate per effetto Doppler. Se il fascio viene retroriflesso all’interno della cella e quindi inviato, in parte, ad un fotodiodo, quello che si osserva è uno spettro di assorbimento saturato, come quello in fig. 3.6. In tale configurazione avviene la selezione dell’assorbimento di

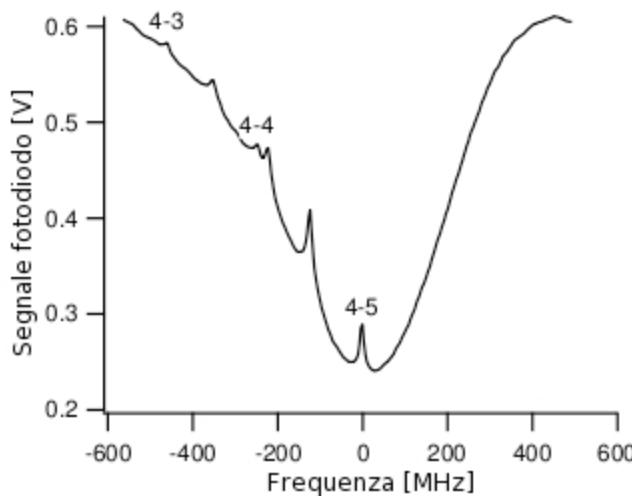


Figura 3.6: Spettro di assorbimento saturato della transizione D_2 del Cesio. La curva è stata ottenuta modulando la tensione data al traslatore piezoelettrico del laser; quindi, per mezzo di un *beam-splitter*, una frazione del fascio retroriflesso nella cella è stata inviata su un fotodiodo. La calibrazione dell’asse orizzontale è stata preliminarmente effettuata inviando il fascio laser in un analizzatore di spettro e misurando lo spostamento in frequenza dei picchi di trasmissione al variare della tensione data al piezoelettrico.

una classe di velocità atomica, quella caratterizzata da una velocità tale che:

$$kv = \pm (\omega_L - \omega_{at}) \quad (3.1)$$

dove ω_L è la frequenza del laser, ω_{at} quella della transizione atomica e k il vettore d’onda della radiazione. Quando $\omega_L = \omega_{at}$, viene selezionata la classe di atomi aventi velocità nulla e si produce un picco di trasmissione (ovvero un minimo nella curva di assorbimento, detto *Lamb dip*). Si possono quindi distinguere i picchi corrispondenti alle transizioni $|F_g = 4\rangle \rightarrow |F_e = 3\rangle$, $|F_g = 4\rangle \rightarrow |F_e = 4\rangle$ e $|F_g = 4\rangle \rightarrow |F_e = 5\rangle$ e, tra questi, dei picchi intermedi chiamati *crossover*. L’origine di questi ultimi risiede nel fatto che, quando la radiazione ha una frequenza intermedia tra quelle di due transizioni, esiste una classe di velocità che è in risonanza con entrambe. Quindi, se tale classe è già stata eccitata dal fascio di

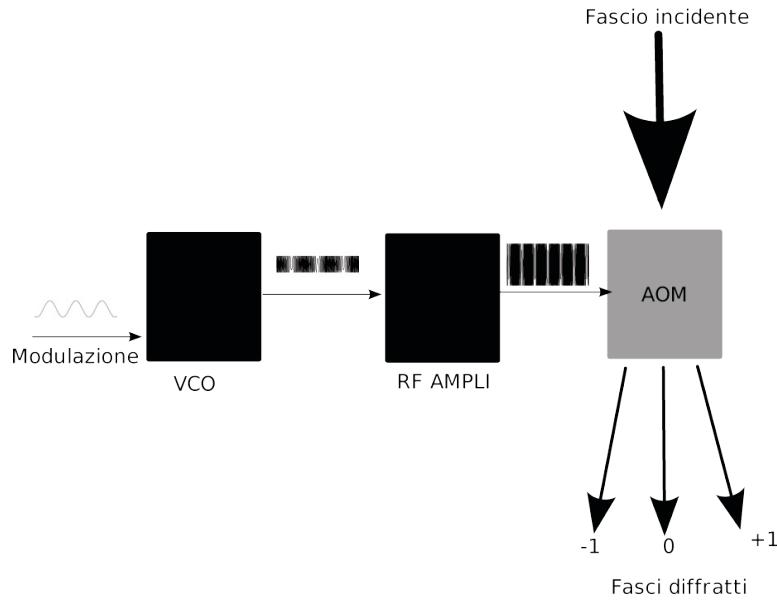


Figura 3.7: Schema del montaggio di un AOM.

andata, quello di ritorno vedrà una popolazione parzialmente saturata, e quindi si avrà un picco di trasmissione.

La stabilizzazione in frequenza consiste nell’aggancio ad un picco dell’assorbimento saturato, rivelato su una cella di riferimento. Per effettuare questo aggancio si modula la frequenza della radiazione, vedremo in seguito in che modo, e si rivela l’assorbimento saturato con un fotodiodo. Quindi il segnale, con sovrapposta la modulazione, viene inviato ad un circuito di detezione sincrona in grado di rivelarlo in fase con la modulazione stessa. Questo circuito, per mezzo di un integratore, fornisce poi il segnale da mandare al piezoelettrico per correggere le variazioni di frequenza.

Per modulare la frequenza dei laser MOT, collimazione e sonda vengono utilizzati dei dispositivi chiamati modulatori acusto-ottici (AOM); questo ci evita di agire sulla corrente di alimentazione che, oltre ad una modulazione di frequenza, ne comporterebbe anche una di ampiezza.

Un AOM è costituito da un cristallo che opera per diffrazione Bragg della luce incidente da parte di un fronte d’onda acustico (tipicamente a frequenza di qualche decina di MHz). Esso è collegato ad un oscillatore controllato in tensione (VCO) la cui frequenza è controllata da una tensione di ingresso modulata a 10 kHz; quindi il segnale alla frequenza (modulata) Ω_{AOM} , uscente dal VCO, viene amplificato ed inviato nel modulatore acusto-ottico. Quando un fascio laser attraversa l’AOM, come mostrato in fig. 3.7, viene diffratto in vari ordini n ($n = 0, \pm 1, \dots$) di frequenza $\omega_L + n\Omega_{AOM}$, dove ω_L è la frequenza del laser e Ω_{AOM} è la frequenza dell’onda acustica a cui risulta sovrapposta la modulazione. La massimizzazione di un ordine rispetto agli altri dipende dall’allineamento del fascio laser rispetto all’AOM. In figura 3.8 è illustrato lo schema della stabilizzazione dei laser *master* da noi utilizzati. Dopo aver attraversato i prismi anamorfici, il fascio

viene mandato in un telescopio avente nel fuoco un isolatore ottico. A questo punto raggiunge una lamina $\lambda/2$ ed un cubo polarizzatore; nel caso, come il nostro, di polarizzazione lineare, con questa combinazione di elementi si può variare la potenza relativa della radiazione nei due rami a valle, quello della stabilizzazione e quello diretto allo *slave* per l'iniezione. Il fascio riservato alla stabilizzazione attraversa il beam-splitter (un copri-vetrino da microscopio) dove circa il 3% viene riflesso, attraversando direttamente la cella di Cesio e giungendo sul fotodiodo; esso va quindi a costituire il fascio di sonda per l'assorbimento saturato. La parte restante del fascio raggiunge l'AOM e viene diffratta; regolando l'allineamento si ottimizza il fascio di ordine +1 (arrivando anche a efficienze di diffrazione di $\sim 70\%$) e si bloccano gli altri ordini. A questo punto, l'ordine +1, attraversando la lamina $\lambda/4$ e la lente ($f = 50$ mm), viene retroriflesso e nuovamente inviato nell'AOM. Il fascio che torna sul cubo polarizzatore ha, a questo punto, due caratteristiche:

- La sua frequenza presenta la stessa modulazione ma differisce di $2 \Omega_{AOM}$ rispetto a quella del fascio di andata: esso ha infatti subito, ad ogni passaggio attraverso l'AOM, uno spostamento in frequenza di Ω_{AOM}
- La sua polarizzazione è ortogonale rispetto a quella del fascio di andata, in quanto è stata ruotata dalla combinazione specchio-lamina $\lambda/4$.

Con questa polarizzazione, il fascio viene questa volta riflesso dal cubo polarizzatore e, con l'ausilio di due specchi, viene inviato sulla cella di Cesio, andando a costituire il fascio di pompa. Notiamo inoltre che la lente e lo specchio sono montati in configurazione occhio di gatto, in modo da rendere l'allineamento del fascio di ritorno meno sensibile all'angolo di incidenza del fascio di andata sullo specchio. Essa si rende necessaria perché l'angolo di diffrazione in un AOM dipende dalla frequenza acustica: una variazione di questa, ad esempio per ottimizzare il disaccordo, renderebbe quindi necessario allineare nuovamente gli elementi ottici.

Dopo aver regolato la sovrapposizione spaziale e le intensità relative dei due fasci, chiamati pompa e sonda, è possibile osservare i picchi di assorbimento delle nostre transizioni sulla curva Doppler spostati in frequenza rispetto al caso in cui non si usi l'AOM. La ragione di questo spostamento è presto spiegata se si considerano due fasci contropaganti di frequenze ω_L e $\omega_L - 2 \Omega_{AOM}$; dalla relazione 3.7 ricaviamo che le due classi di velocità atomiche in grado di assorbire fotoni dai fasci sono:

$$\begin{aligned} v_1 &= \frac{\omega_L - \omega_{at}}{k} \\ v_2 &= \frac{\omega_L - \omega_{at} - 2\Omega_{AOM}}{k} \end{aligned}$$

L'unica classe di velocità in grado di assorbire fotoni da entrambi i fasci, in modo da essere saturata da uno e mostrare un picco di trasmissione per l'altro, si ricava dalla condizione $v_1 = v_2$ ed è data da:

$$v = \frac{\Omega_{AOM}}{k}.$$

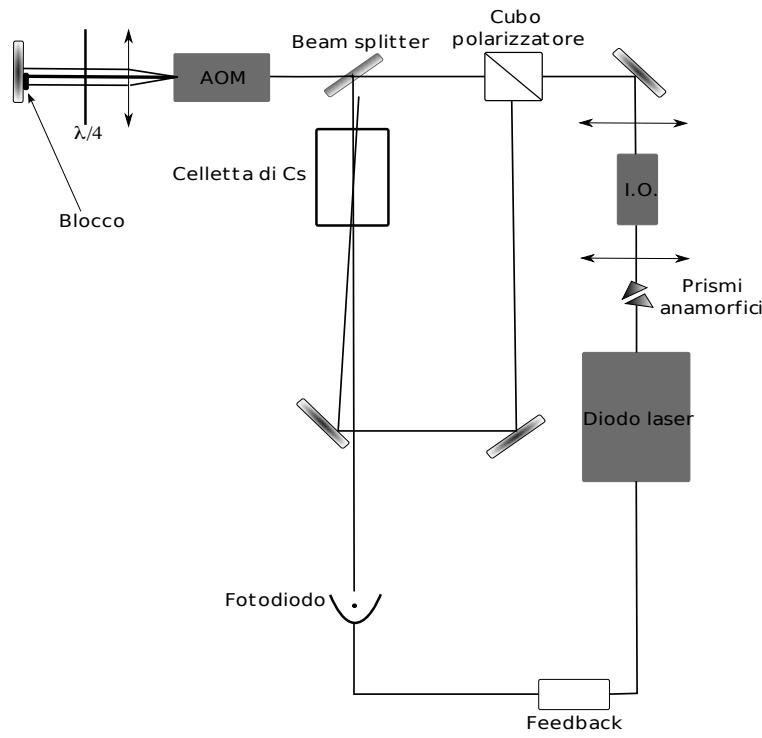


Figura 3.8: Schema della stabilizzazione in frequenza dei laser *master*.

Da questo segue che il picco non appare più alla sua frequenza “reale”, ma spostata di Ω_{AOM} .

Riassumendo, con l'utilizzo di modulatori acusto-ottici si centrano contemporaneamente due obiettivi: disaccordare opportunamente i fasci di trappola e collimazione e modulare la frequenza della radiazione per implementare uno schema di detezione sincrona in grado di pilotare un circuito di feedback che controlla la tensione data al piezoelettrico della cavità esterna.

I vantaggi di questo sistema di stabilizzazione risiedono nella bassa sensibilità al rumore dovuta alla alta frequenza di modulazione e nella facilità con cui può essere disaccordata la radiazione semplicemente operando sulla tensione di riferimento del VCO.

3.2.5 Realizzazione del laser di sonda

Durante questo lavoro di tesi è stato realizzato un nuovo laser da utilizzare come sonda durante i depositi. Come vedremo meglio nel cap 5, un deposito può procedere per alcune ore (tipicamente $2 \div 4$), durante le quali il funzionamento ottimale di qualche elemento dell'apparato può venir meno. Tra le cause vi possono essere derive termiche ambientali oppure rumori acustici esterni: in entrambi i casi si producono delle deformazioni della cavità che pregiudicano la stabilizzazione in frequenza dei laser, in quanto il circuito di servocontrollo non è più in grado di apportare una correzione tale alla tensione che controlla il piezoelettrico da riportare

l'oscillazione laser sulla risonanza atomica. Si rende necessario quindi l'utilizzo di una sonda che permetta di controllare se tutto sta funzionando correttamente.

Un sistema di verifica è quello di acquisire, all'inizio del deposito, un'immagine della fluorescenza del fascio atomico eccitata con un fascio laser (sonda) di potenza fissata, registrando il numero medio di conteggi della CCD che osserva la zona di interazione di fronte al campione. Successivamente, a intervalli regolari si interrompe la deposizione per verificare se vi sono stati cambiamenti rilevanti nel numero medio dei conteggi (tipicamente maggiori del 10% del valore iniziale). Ovviamente, affinchè la misura sia affidabile, occorre una particolare cura nello schermare sorgenti spurie di radiazione, o perlomeno nel garantire che esse non abbiano fluttuazioni nel tempo.

Prima della realizzazione del nuovo laser, come sonda veniva utilizzato lo stesso laser che genera l'onda stazionaria. Esso però, dovendo dare origine ad una maschera ottica in grado di guidare efficacemente gli atomi, opera normalmente in condizioni di forte disaccordo dalla risonanza atomica, tipicamente 1 GHz. Bisognava quindi agire sulla corrente di alimentazione e sulla tensione data al piezoelettrico per riportare il laser in risonanza, effettuare la verifica e quindi recuperare nuovamente l'operazione fuori risonanza.

Abbiamo quindi deciso di realizzare un nuovo laser da utilizzare esclusivamente come sonda. Le caratteristiche strutturali sono in generale simili a quelle dei laser già illustrati (*master* MOT, collimazione e onda stazionaria). In questo paragrafo noteremo solo alcune rilevanti differenze di progettazione.

Come abbiamo già visto all'inizio del par. 3.5, il fascio emesso da un diodo laser necessita di essere collimato. Nel montaggio dei laser già esistenti nell'esperimento l'obiettivo collimatore, dopo opportuna regolazione, veniva incollato su un supporto a coda di rondine, a sua volta incollato a una certa distanza dalla facetta di uscita del chip. Il montaggio del laser realizzato in questa tesi offre invece più gradi di libertà, potendo infatti regolare non solo la distanza, mediante una ghiera che può ruotare in un foro filettato, tra obiettivo e diodo, ma anche il reciproco allineamento orizzontale e verticale mediante un sistema di viti e controviti.

Un'altra caratteristica del laser montato nel corso di questa tesi è quella di avere una cavità più lunga e quindi un *Free Spectral Range* (FSR) minore di quello dei laser pre-esistenti; la nuova cavità è lunga infatti 19 mm, che corrispondono a $\text{FSR}=8 \text{ GHz}$. In questa situazione l'eventuale rumore elettronico nel segnale di comando del piezoelettrico è atteso dar contributi meno rilevanti.

3.3 Visione d'insieme dell'apparato

Riassumiamo ora i vari cammini ottici seguiti dai fasci laser. In fig. 3.9 è mostrato come il fascio di MOT e quello di ripompa vengano sovrapposti tramite un cubo *beam splitter* ed allargati mediante un telescopio fino ad un waist di 3.8 cm: notiamo che questa dimensione è minore del lato della piramide, per evitare così *scattering* dal bordo dei prismi e degli specchi. La potenza tipica del laser di trappola è di 90 mW, corrispondente ad una frequenza di Rabi di 2.5Γ ($s_0 = 6.25$), mentre il disaccordo dalla risonanza atomica è di -12 MHz ($\delta = -2.3 \Gamma$).

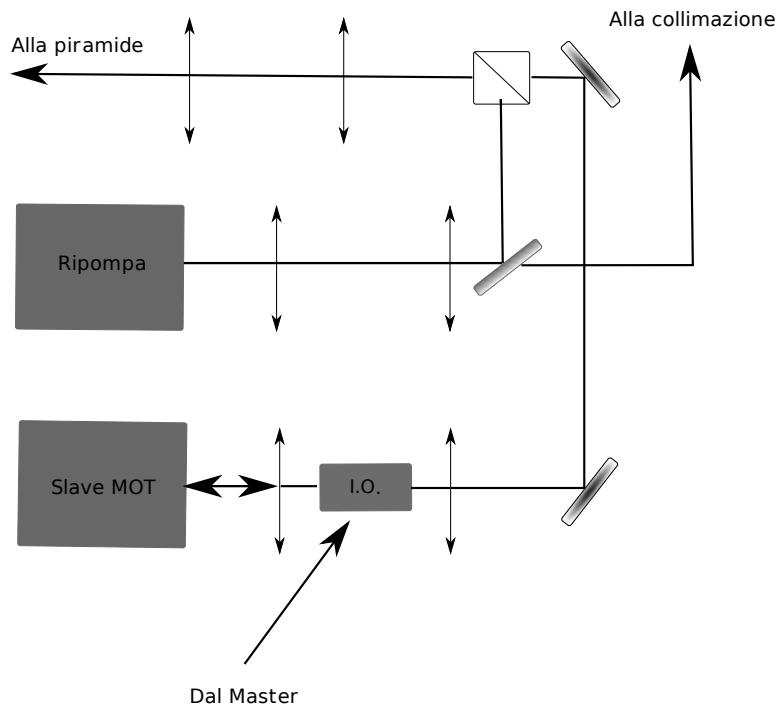


Figura 3.9: Schema dei cammini dei laser di trappola e ripompa. I fasci provenienti dallo *slave* MOT e dal laser di ripompa vengono combinati sul cubo polarizzatore, allargati mediante un telescopio e quindi inviati nella piramide. Una parte del fascio di ripompa viene prelevato per lo stadio di collimazione.

Lo *slave* della collimazione viene invece sovrapposto alla rimanente radiazione della ripompa (si veda fig. 3.10), sempre per mezzo di un cubo beam-splitter, e quindi inviato sul fascio atomico in due direzioni tra esse ortogonali e perpendicolari alla direzione di propagazione del fascio. Sul ramo di collimazione è posto un telescopio costituito da lenti cilindriche avente lo scopo di allungare lo spot nella direzione di propagazione del fascio atomico; in questo modo l'asse minore dello spot, lungo 0.5 cm, è sufficiente per investire tutto il fascio atomico, mentre in direzione longitudinale la FWHM è portata a 2 cm. La potenza tipica è di 110 mW, corrispondenti ad una frequenza di Rabi di 7.4Γ , mentre il disaccordo è di -7.5Γ . È possibile stimare il numero di emissioni spontanee per unità di tempo subite da un atomo durante l'interazione con i fasci di collimazione; dall'eq. 1.9 si ha, con i nostri parametri:

$$\Gamma_{\text{scatter}} = 0.16 \Gamma$$

ovvero un'emissione spontanea approssimativamente ogni $\frac{1}{\Gamma_{\text{scatter}}} = 2 \cdot 10^{-7}$ s. Poichè, grazie alla bassa velocità longitudinale media, il tempo di interazione è piuttosto lungo, $t_{\text{int}} \simeq 2 \cdot 10^{-3}$ s, si ottiene che un atomo subisce tipicamente 10^4 emissioni spontanee; questo fa sì che il suo moto venga efficacemente smorzato in direzione trasversa a quella di propagazione del fascio atomico, portando ad un'efficiente collimazione.

Grazie alla presenza di lamine $\lambda/4$, la configurazione di polarizzazione utilizzata è $\sigma_+\sigma_-$, in quanto, in base a lavori precedenti [38], sembra essere quella che conduce a minori divergenze e quindi a maggiori densità di flusso atomico in zona di deposizione.

Può essere utile, a questo punto, fare una precisazione. Si può utilizzare il semplice modello a due livelli di una melassa ottica unidimensionale per tentare di avere una stima, utilizzando i parametri riportati sopra di disaccordo ed intensità dei fasci laser di collimazione, della velocità trasversa attesa in zona di deposizione.

Dall'eq. 1.12 si ottiene il coefficiente di smorzamento $\gamma = 357$ Hz; allora, assumendo una velocità trasversa iniziale v_{trasv}^0 , possiamo attenderci che la velocità al termine dello stadio di collimazione sia data dalla soluzione di un semplice moto smorzato:

$$v_{trasv}(t_{int}) = v_{trasv}^0 \exp(-\gamma t_{int}).$$

Come velocità iniziale assumiamo un valore di 25 cm/sec, ovvero la velocità trasversa (FWHM) degli atomi uscenti dalla piramide [78]. Utilizzando il valore del tempo di interazione t_{int} riportato sopra, otteniamo una velocità trasversa finale di circa 12 cm/s. Il valore effettivamente misurato in zona di deposizione, come vedremo nel par. 4.1.2, è però di soli 4 cm/s; questo indica una capacità di raffreddamento trasverso dello stadio di collimazione superiore a quella attesa. Si potrebbe obiettare che la velocità di 25 cm/s sia troppo alta perché un atomo possa essere catturato nella melassa; tuttavia, dalla soluzione numerica dell'eq. 1.11 si ottiene, con i nostri parametri sperimentali, una velocità di cattura di circa 30 m/s. D'altra parte, in base ad un semplice argomento geometrico che tiene conto della distanza tra la piramide e la zona di collimazione (5 cm), la velocità media a cui questa distanza viene percorsa dal fascio atomico (~ 10 m/s) e la larghezza della sua distribuzione di velocità trasverse (~ 25 cm/s), la sezione del fascio all'inizio dello stadio di collimazione può essere stimata nell'ordine di ~ 1 mm², quindi molto minore della sezione del volume di collimazione (dato dall'intersezione dei fasci laser) che, come abbiamo visto, è di almeno 25 mm². Quindi, anche una questione geometrica fa pensare che il fascio atomico uscente dalla piramide sia interamente investito dai fasci laser di collimazione e che tutti o una grandissima parte degli atomi venga effettivamente catturata nel volume di collimazione.

Probabilmente l'origine della discrepanza tra il valore stimato della velocità trasversa del fascio atomico al termine dello stadio di collimazione e quello effettivamente misurato è da ricercarsi nel fatto che la zona di collimazione dista soltanto 5 cm dal centro della piramide dove, lo ricordiamo, è presente un campo magnetico di quadrupolo. La presenza di un campo magnetico spurio complica quindi la trattazione della dinamica atomica nella zona di collimazione, impedendo una sua semplice modellizzazione. D'altra parte la sua presenza fa sì che le prestazioni dello stadio di collimazione possano essere superiori a quelle attese, stimate sulla base di un semplice modello a due livelli di melassa ottica, probabilmente per motivi che possono essere ricondotti alla molteplicità dei sottolivelli Zeeman, similmente a quanto si verifica nel raffreddamento sub-Doppler.

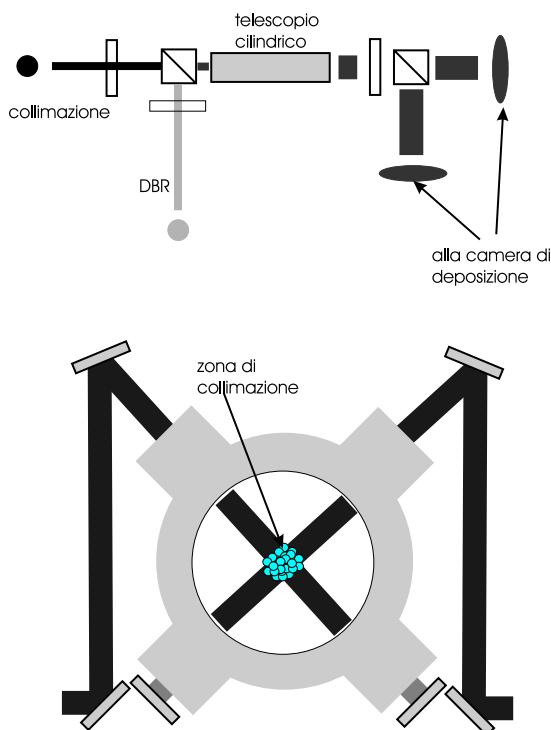


Figura 3.10: Schema dei cammini dei laser di collimazione e ripompa. Nella figura in alto è mostrato il cammino dei fasci di collimazione e ripompa che vengono ri-combinati su un cubo polarizzatore, attraversano un telescopio composto da lenti cilindriche e quindi, mediante una lamina $\lambda/2$ ed un cubo polarizzatore, vengono divisi nei due rami della collimazione. La combinazione $\lambda/2$ -cubo permette, agendo sulla polarizzazione, di regolare le potenze relative nei due rami mostrati nella parte inferiore della figura. Nella figura in basso si vede la sezione della camera di collimazione. Il fascio atomico si propaga nella direzione perpendicolare al foglio.

CAPITOLO

4

Misure sul fascio atomico

In questo capitolo vengono illustrate le misure di velocità, divergenza, dimensioni e densità del fascio atomico; questi risultati ci hanno permesso di caratterizzare completamente le condizioni sperimentali in cui abbiamo effettuato le deposizioni.

4.1 Caratteristiche del fascio atomico

Solitamente le sorgenti di fascio atomico utilizzate negli esperimenti di nanofabbricazione con metalli alcalini sono di tipo effusivo; esse sono sostanzialmente dei forni in cui il metallo viene scaldato a temperature dell'ordine di 10^3 K e da cui viene estratto il vapore metallico. Il fascio atomico utilizzato nel nostro esperimento ha invece caratteristiche estremamente diverse da quelle di un fascio termico. Esso infatti viene estratto da una trappola magneto-ottica, dove gli atomi non solo vengono catturati spazialmente, ma vedono anche drasticamente ridotta la larghezza della distribuzione di velocità. In questa situazione, dopo aver attraversato lo stadio di collimazione, il fascio atomico è caratterizzato non solo da temperature trasverse che, in determinate condizioni, possono essere inferiori al limite Doppler, ma anche da una distribuzione di velocità longitudinali con una bassa velocità media ($v_{long} \sim 10$ m/s) ed una FWHM ~ 1.5 m/s. Queste proprietà lo rendono quindi un fascio *freddo, lento e collimato*, aggettivi con cui lo identifichiamo in seguito.

In questo paragrafo vengono illustrate in dettaglio le caratteristiche principali del fascio atomico ottenuto dalla MOT piramidale. Premettiamo che la caratterizzazione completa del fascio è stata effettuata in lavori precedenti [10, 54], dove è stato studiato l'andamento del flusso e della divergenza al variare di parametri sperimentali quali l'intensità e il disaccordo dei fasci di trappola e di collimazione

ed il gradiente del campo magnetico di quadrupolo, dati in parte riportati nelle fig. 1.15, 1.16, 1.15.

In questa tesi abbiamo però affrontato una situazione diversa da quella trattata in [10,54]; la degradazione dell'ottica costituente la piramide, dovuta probabilmente al deposito di Cesio sulle superfici riflettenti, ha diminuito il flusso atomico a disposizione, senza tuttavia modificare la divergenza e la velocità media del fascio. Siamo giunti a questa conclusione, che è stata confermata da misure illustrate in questo paragrafo, sulla base delle simulazioni del cap. 1. Infatti dalle fig. 1.15, 1.16 e 1.17 si può notare come uno sbilanciamento nell'intensità dei fasci contro-propaganti all'interno della piramide, dovuto ad una riflettività minore di 1 delle pareti, si ripercuota principalmente su una diminuzione del flusso (con una perdita di circa il 25% nel passare da una riflettività unitaria ad una dell'80%), mentre i suoi effetti sulla velocità media e la divergenza sono tutto sommato trascurabili (variazione massima del 7 % nel caso della divergenza e del 3 % nel caso della velocità media).

Le misure che riportiamo in questo capitolo sono quindi giustificate da due necessità principali: quella di capire quali proprietà del fascio atomico sono state più profondamente modificate dal deterioramento della piramide e quella di avere una misura quantitativa del flusso atomico nelle condizioni attuali dell'esperimento (dove, visti gli scopi di eseguire deposizioni a basso flusso e bassa copertura superficiale, la diminuzione del flusso non comporta conseguenze drammatiche).

Notiamo infine che non abbiamo avuto bisogno di effettuare nuovamente una completa ottimizzazione del fascio atomico al variare dei parametri sperimentali, essendo ormai ben noti grazie a lavori precedentemente svolti su questo stesso apparato. D'altra parte, i risultati delle simulazioni ci rafforzano nella convinzione che il deterioramento della piramide non abbia comportato un cambiamento dei parametri ottimali, ma semplicemente una diminuzione delle prestazioni di flusso della nostra sorgente atomica.

4.1.1 Misura del tempo di volo

Per determinare la velocità media longitudinale del fascio atomico abbiamo effettuato una misura del tempo di volo. Questa misura consiste nell'osservare, in funzione del tempo, la fluorescenza di un "pacchetto" di atomi ad una distanza nota dal punto di partenza del pacchetto stesso. Per effettuare questa misura abbiamo avuto bisogno di un sistema per accendere e spegnere in maniera controllata il fascio atomico. Abbiamo inizialmente escluso la possibilità di agire sui laser di trappola, in quanto questo avrebbe compromesso la misura, che deve essere fatta nella stessa condizione di fascio in continua. Anche lo spegnimento dei dispenser non faceva al caso nostro, visto che il loro funzionamento è legato a fenomeni di natura termica, quindi estremamente lenti. Abbiamo quindi deciso di agire sul campo magnetico di compensazione; come abbiamo spiegato precedentemente, la MOT statica si forma quando sono accese le bobine di compensazione, in quanto queste, generando un opportuno campo magnetico, spostano lo zero del campo di quadrupolo fuori dall'asse. In tali condizioni l'intensità laser è bilanciata in tutte le direzioni e quindi la MOT può formarsi.

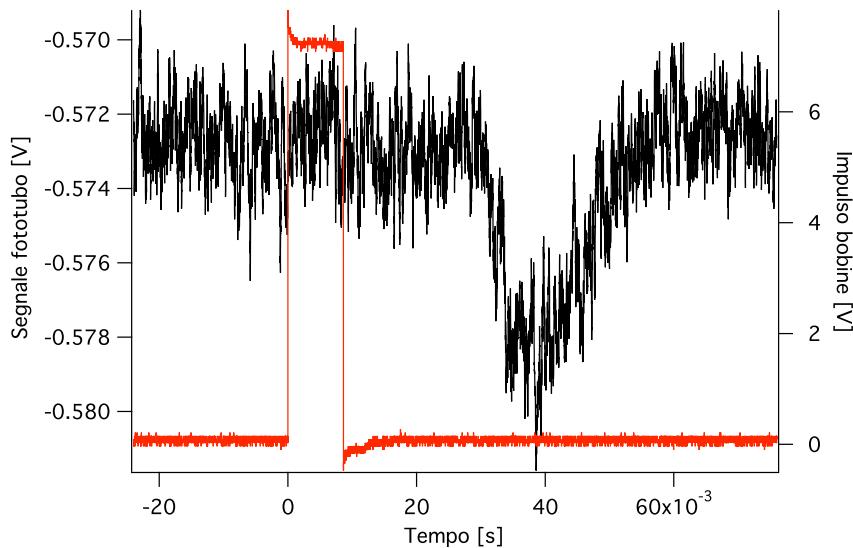


Figura 4.1: Misura del tempo di volo. Sono mostrati sullo stesso asse temporale l’impulso di tensione inviato alle bobine ed il segnale di fluorescenza rivelato in zona di deposizione, ad una distanza di 45 cm dal punto di partenza del pacchetto atomico. Ricordiamo che il segnale in uscita dall’anodo del fototubo è negativo; in assenza della fluorescenza esso non va a zero a causa di luce spuria.

Impulsando la corrente che attraversa le bobine di compensazione è quindi possibile riportare per breve tempo lo zero del campo magnetico di quadrupolo sull’asse, formando quindi un pacchetto atomico freddo uscente dalla piramide. Abbiamo quindi creato, per mezzo di un generatore di impulsi, un’onda rettangolare di periodo 100 ms e avente un impulso di durata 8.6 ms. Questo intervallo è stato stimato maggiore del tempo di risposta delle bobine di compensazione legato alla loro induttanza sulla base di misure fatte in precedenza.

Il segnale uscente dal generatore di impulsi è stato quindi mandato sia all’oscilloscopio digitale sia ad un sommatore, tramite il quale è stato sovrapposto al segnale continuo dell’alimentatore delle bobine di compensazione. La fluorescenza del pacchetto atomico è stata eccitata utilizzando la radiazione proveniente da un laser agganciato sulla transizione $|F = 4\rangle \rightarrow |F = 5\rangle$ e inviata nella zona di deposizione, con polarizzazione lineare. Notiamo che, essendo sufficientemente lontani dalle bobine di quadrupolo e di compensazione, non abbiamo dovuto preoccuparci di eventuali spostamenti Zeeman della risonanza atomica dovuti alla presenza di campi magnetici. La rivelazione avviene mediante un fototubo della *Hamamatsu*, modello R955 a 12 stadi. Come si vede dalla fig. 4.1, il tempo di volo del pacchetto atomico, definito come l’intervallo tra la salita dell’impulso ed il picco del segnale di fluorescenza, risulta essere 39.7 ms. Nota quindi la distanza tra il centro della piramide, dove si suppone venga generato il pacchetto atomico, e la zona di rivelazione (45 cm), si ottiene una velocità media di circa 11 m/s.

L’intervallo di tempo in cui viene formata la MOT (i 91.4 ms in cui il segnale

impulsato di tensione mostrato in fig. 4.1 è nullo) è stato scelto abbastanza lungo da permettere un completo caricamento della MOT stessa; nelle nostre condizioni sperimentali, infatti, il tempo di carica è tipicamente dell'ordine di 5 ms [38].

Per quanto riguarda l'intervallo temporale in cui viene generato il pacchetto atomico (8.6 ms), questo è stato il minimo che ci ha consentito di osservare la fluorescenza con un ragionevole rapporto segnale/rumore. Una sua diminuzione avrebbe significativamente migliorato la risoluzione, che in questa misura è molto bassa, visto che la FWHM del segnale di fluorescenza è di 14.5 ms a fronte di un tempo di volo totale di 39.7 ms. Da misure precedenti, svolte utilizzando metodi più sofisticati (impulso laser di riflessione) e durate del pacchetto molto più brevi ($\sim 300 \mu\text{s}$), sappiamo che in realtà la distribuzione delle velocità longitudinali ha una larghezza pari a circa il 10% della velocità media. Nella nostra situazione però il miglioramento della risoluzione è stato impedito dal flusso atomico ridotto rispetto alla situazione in cui sono state effettuate le misure di tempo di volo riportate in lavori precedenti [10, 54]; inoltre quelle misure erano state ottenute con una configurazione ottica ben diversa dall'attuale. Infatti all'epoca non era ancora stato montato il castello per la deposizione ed era disponibile un ampio accesso ottico, circostanza che poteva essere sfruttata per diminuire la raccolta di radiazione spuria (diffusa dagli elementi metallici della camera) migliorando il rapporto segnale/rumore.

Non abbiamo quindi utilizzato metodi più sofisticati per la determinazione della larghezza in velocità del nostro fascio atomico; questo per vari motivi: primo, le simulazioni di cui abbiamo trattato nel capitolo 1 ci inducono a pensare che una minore riflettività delle pareti interne della piramide non abbia un effetto particolarmente rilevante sulla monocromaticità del fascio atomico; secondo, dai risultati delle simulazioni riportate nel cap. 2 si nota come, per larghezze della distribuzione in velocità del fascio atomico intorno al m/s, gli effetti dell'aberrazione cromatica sulla larghezza delle strutture siano piuttosto trascurabili; terzo, per avere una stima quantitativa della densità di flusso atomico, la quantità che maggiormente ci interessa conoscere, abbiamo bisogno della velocità media della distribuzione atomica, piuttosto che della sua larghezza.

4.1.2 Misura della divergenza e delle dimensioni del fascio atomico

La misura di divergenza è stata effettuata rivelando la fluorescenza del fascio atomico eccitata da un fascio laser accordato sulla transizione $|F = 4\rangle \rightarrow |F = 5\rangle$. Per la rivelazione abbiamo utilizzato delle telecamere CCD che, in una fase preliminare, sono state calibrate spazialmente in modo da determinare la dimensione reale corrispondente ad un singolo pixel.

Dapprima abbiamo osservato la fluorescenza del tipo di quella di collimazione, ricavando un profilo spaziale trasversale del fascio atomico mostrato ad esempio in fig. 4.2. Notiamo esplicitamente che abbiamo eseguito i fit dei profili spaziali utilizzando delle funzioni gaussiane. Con questo non si è voluto affermare che i punti sono effettivamente distribuiti secondo una funzione gaussiana, ma si trat-

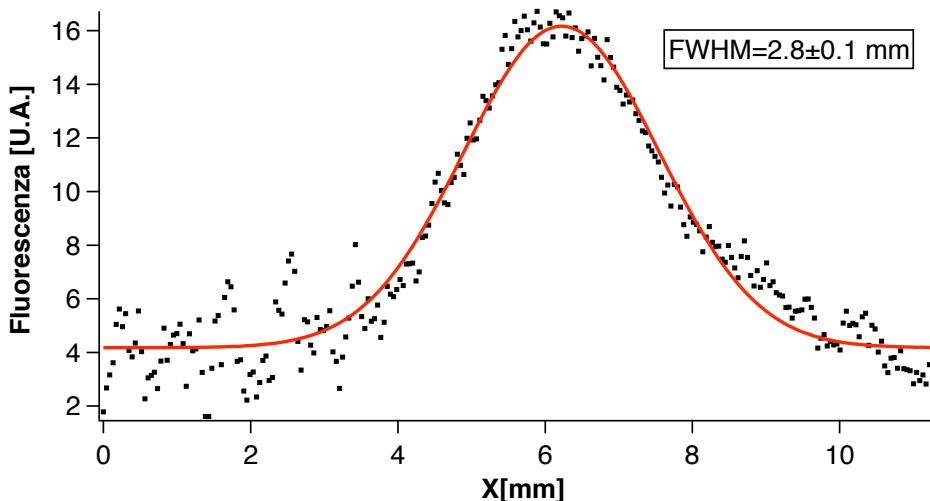


Figura 4.2: Fluorescenza del fascio rivelata in zona di collimazione. Il profilo è stato fissato con una funzione gaussiana, senza necessariamente implicare che essa rappresenti una relazione analitica tra i dati.

ta semplicemente di una scelta di comodo per poter definire concretamente la FWHM, che in questo caso risulta di 2.8 ± 0.1 mm.

In zona di deposizione sono state utilizzate due telecamere per osservare la fluorescenza in direzioni ortogonali, come mostrato in fig. 4.3; questo ci ha permesso di avere una misura sia della divergenza del fascio che delle sue dimensioni orizzontali e verticali. Per quanto riguarda le prime, il profilo spaziale dello *spot* atomico mostrato ad esempio in fig. 4.4 ha fornito una $\text{FWHM} = 4.2 \pm 0.1$ mm; riguardo alle seconde, abbiamo ottenuto $\text{FWHM} = 5.61 \pm 0.1$ mm.

A questo punto, nota la distanza tra zona di collimazione e zona di deposizione (30 cm), siamo in grado di calcolare la divergenza del nostro fascio. Essa vale:

$$\theta = 4.7 \pm 1.5 \text{ mrad.}$$

L'errore è stato stimato sulla base delle incertezze legate alle misure di profili spaziali ed è sostanzialmente valutato attraverso l'acquisizione di numerose misure; le difficoltà principali sono state rappresentate da una forte componente di radiazione diffusa dalle pareti interne delle camere a vuoto, che ha in molti casi abbassato notevolmente il rapporto segnale-rumore. D'altra parte, molto spesso abbiamo lavorato con profili asimmetrici e apparentemente non gaussiani, per i quali non è banale definire una FWHM. Per queste ragioni, riteniamo che sulla divergenza si abbia un'incertezza di circa il 30 %.

4.1.3 Misura di assorbimento

Avendo misurato la velocità ed il diametro del fascio (definito come FWHM del profilo spaziale di fluorescenza) in zona di deposizione, come descritto rispettivamente nei par. 4.1.1 e 4.1.2, possiamo ricavare, nota la velocità, il flusso atomico

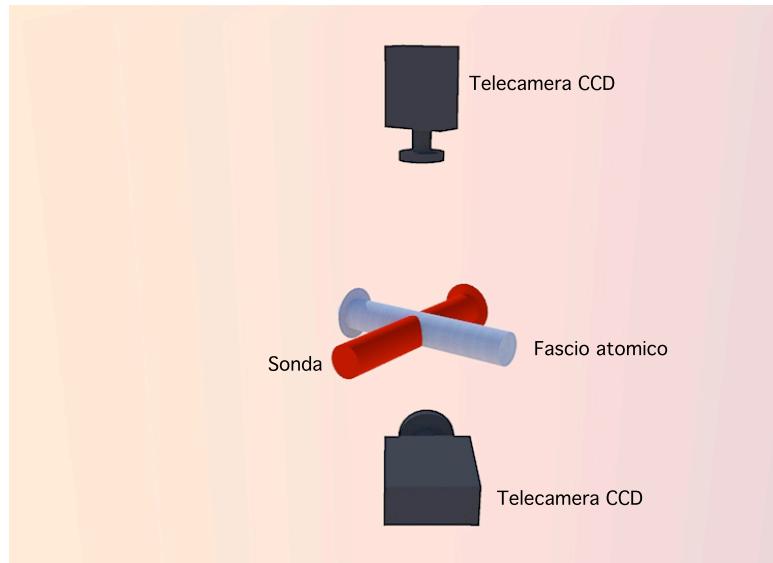


Figura 4.3: Disposizione di fasci laser e telecamere CCD nella misura della fluorescenza in zona di deposizione.

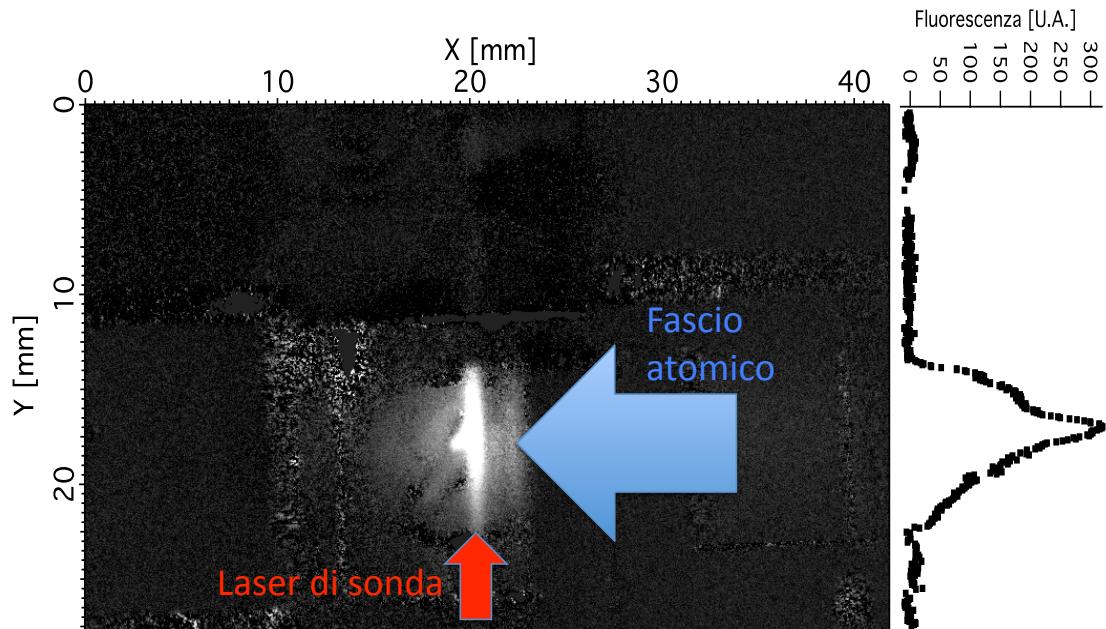


Figura 4.4: Immagine della fluorescenza del fascio atomico rivelata in zona di deposizione con una telecamera CCD scientifica. L’analisi dell’immagine ha fornito una FWHM in direzione y di 4.2 ± 0.1 mm.

dalla relazione:

$$F = n v_z \pi \frac{d^2}{4}$$

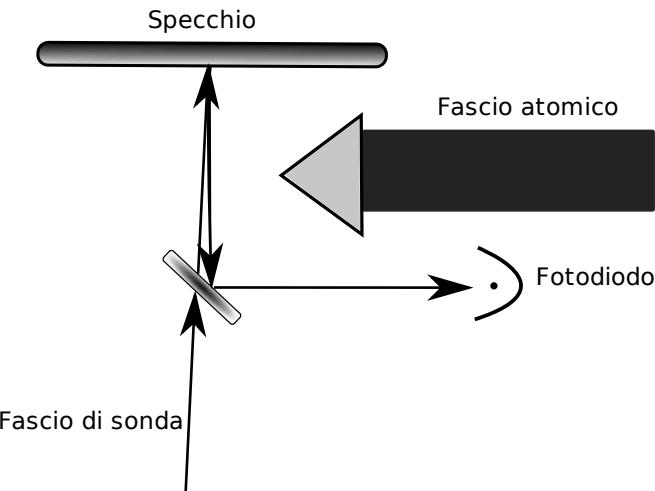


Figura 4.5: Schema dei cammini laser nella misura di assorbimento.

dove n è la densità di atomi nello stato fondamentale trovata attraverso misure di assorbimento, v_z la velocità media longitudinale e d il diametro del fascio.

Nella misura di assorbimento descritta in questo paragrafo il laser di sonda è ortogonale alla direzione di propagazione del fascio, intercetta gli atomi, viene riflesso da uno specchio interno alla camera, rattraversa gli atomi e, essendo parzialmente riflesso da un *beam-splitter*, viene quindi rivelato con un fotodiodo collegato direttamente all'oscilloscopio digitale. La fig. 4.5 mostra uno schema della misura. Per variare la frequenza del laser di sonda abbiamo modulato con un'onda triangolare la tensione di controllo del suo piezoelettrico. Per evitare effetti di saturazione, l'intensità della sonda è stata tenuta a $0.1 \text{ mW/cm}^2 \ll I_{\text{sat}}$; in questo regime abbiamo quindi utilizzato la relazione di Beer-Lambert per ottenere la densità atomica dello stato fondamentale n :

$$I_{\text{trasm}} = I_{\text{inc}} \exp(-n\sigma 2d)$$

dove I_{trasm} e I_{inc} sono, rispettivamente, l'intensità trasmessa e quella riflessa, $\sigma = 2.3 \cdot 10^{-9} \text{ cm}^2$ [30] è la sezione d'urto di assorbimento per radiazione polarizzata linearmente e in risonanza con la transizione D_2 e il fattore 2 è giustificato dal fatto che il fascio di sonda attraversa due volte il fascio atomico (notiamo che i fasci di andata e ritorno sono leggermente disallineati). Abbiamo quindi ottenuto la densità atomica:

$$n = 7.4 \cdot 10^6 \text{ cm}^{-3}$$

e, utilizzando la velocità media ed il diametro del fascio i cui valori sono riportati nei paragrafi precedenti, si ha il flusso:

$$F = 1.5 \cdot 10^9 \text{ s}^{-1}$$

e la densità di flusso:

$$\mathcal{F} = 7.4 \cdot 10^9 \text{ s}^{-1} \text{ cm}^{-2}.$$

Questa misura, alla quale va associata un'incertezza dell'ordine del 20 %, stimata eseguendo diverse misure, si riferisce ai seguenti parametri sperimentali:

$$\begin{aligned}\Omega_{trap} &= 2.5 \text{ } \Gamma \\ \delta_{trap} &= -2.3 \text{ } \Gamma \\ b &= 8 \text{ } G/cm \\ \Omega_{coll} &= 7.4 \text{ } \Gamma \\ \delta_{coll} &= -7.5 \text{ } \Gamma\end{aligned}$$

dove Ω_{trap} e δ_{trap} sono rispettivamente la frequenza di Rabi e il disaccordo del laser di trappola, b il gradiente di campo magnetico di quadrupolo, Ω_{coll} e δ_{coll} la frequenza di Rabi e il disaccordo del laser di collimazione. Questi parametri si sono rivelati quelli ottimali per la massimizzazione della densità di flusso atomico, il parametro più importante dal punto di vista della nanofabbricazione in quanto determina il tempo di deposizione [6]. Ogni variazione di qualunque di questi parametri ha portato ad una diminuzione della densità di flusso del fascio atomico.

Vogliamo a questo punto fare una puntualizzazione. I valori ottimali dei parametri di trappola sopra riportati (Ω_{trap} , δ_{trap} e b) sembrano in contrasto con i risultati delle simulazioni trattate nel cap. 1. Se ci riferiamo alle fig. 1.15, 1.16, 1.17, si potrebbe obiettare che le condizioni operative migliori dovrebbero essere ottenute per parametri differenti; ad esempio, dall'analisi della fig. 1.16 si sarebbe portati ad affermare che un gradiente di 14-15 G/cm avrebbe potuto migliorare il flusso del fascio atomico. Occorre però fare attenzione riguardo a quale parametro vogliamo realmente ottimizzare: non tanto il flusso in sè stesso, ma piuttosto la densità di flusso. Se si tiene presente questo, si può allora notare come un aumento del gradiente del campo di quadrupolo porterebbe anche ad un aumento della divergenza; il bilancio di queste due variazioni non assicura un miglioramento nella densità di flusso che, appunto, risulta determinata sia dal flusso che dalla divergenza. Un ragionamento analogo può essere fatto anche per il disaccordo: l'utilizzo di disaccordi del laser di trappola fortemente negativi porterebbe a minori divergenze ma minori flussi.

Notiamo invece come il comportamento della densità di flusso atomico sia più semplice da intuire se si varia l'intensità del fascio di trappola: ad un aumento di questa, infatti, corrisponde sia un aumento di flusso (almeno fino a certi valori), sia una diminuzione di divergenza. Questo giustifica il perché abbiamo utilizzato la massima potenza fornita dal nostro laser di trappola (~ 90 mW).

Sulla base delle precedenti argomentazioni, quelli riportati sopra sono diventati i nostri parametri operativi di *routine*.

4.1.4 Misure di fluorescenza con il laser di sonda

Il laser di sonda realizzato in questo lavoro di tesi è stato utilizzato per effettuare delle misure di fluorescenza del fascio atomico al variare della potenza e del disaccordo dalla frequenza della transizione $|F = 4\rangle \rightarrow |F = 5\rangle$.

In queste misure il fascio laser incide perpendicolarmente sul fascio atomico ed ha polarizzazione lineare. La fluorescenza viene rivelata con una telecamera CCD

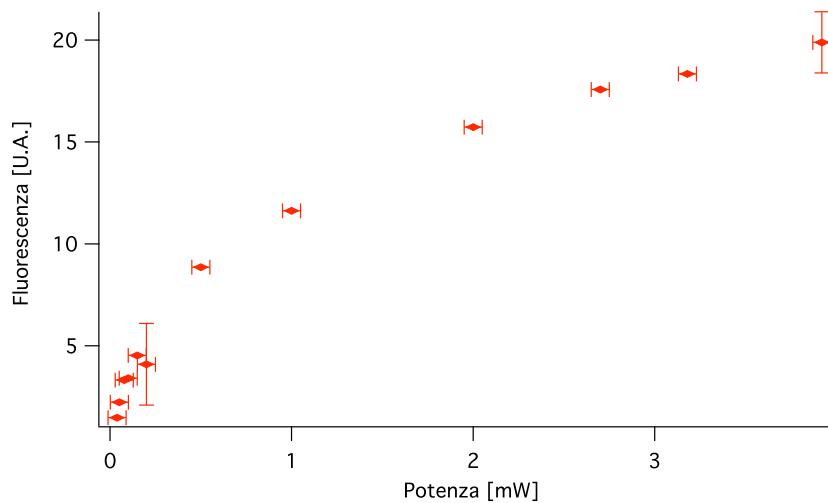


Figura 4.6: Intensità della fluorescenza del fascio atomico in funzione della potenza del laser di sonda agganciato in frequenza alla transizione $|F = 4\rangle \rightarrow |F = 5\rangle$. Le barre verticali sono una stima degli errori dedotta da più ripetizioni della misura. L'intensità della fluorescenza è stata ottenuta integrando temporalmente ($\tau = 3$ s) e spazialmente l'immagine della CCD.

che osserva la zona di interazione in direzione ortogonale a quelle di propagazione del fascio laser e del fascio atomico.

Il laser è stabilizzato in frequenza secondo lo schema mostrato in fig. 3.8. In fig. 4.6 sono riportati i risultati della misura in cui, per mezzo di filtri, è stata variata la potenza del fascio laser; durante questa misura il laser è stato agganciato alla frequenza della transizione $|F = 4\rangle \rightarrow |F = 5\rangle$.

Abbiamo anche misurato l'intensità della fluorescenza al variare del disaccordo della frequenza del laser dalla transizione $|F = 4\rangle \rightarrow |F = 5\rangle$. La frequenza del laser di sonda è stata cambiata agendo sulla tensione di ingresso del VCO che genera l'onda acustica all'interno del modulatore acusto ottico (come illustrato nel par. 3.2.4). Avendo preliminarmente calibrato il VCO, conosciamo la variazione in frequenza della radiazione laser che corrisponde ad un determinato cambiamento della tensione di ingresso del VCO stesso. I risultati di questa misura sono riportati nelle fig. 4.7 e 4.8, rispettivamente per potenze del fascio di sonda 3.2 mW e 0.02 mW. Lo spettro di frequenze investigato è il massimo permesso dal nostro AOM: a disaccordi maggiori di ± 35 MHz infatti il fascio diffratto al primo ordine, utilizzato per la stabilizzazione in frequenza, diventava troppo debole per essere rivelato e quindi per consentire un efficace aggancio in frequenza.

I risultati delle misure sono in parte coincidenti con le nostre attese. L'andamento con la potenza mostra una evidente tendenza alla saturazione a intensità $\gg I_{sat}$ (lo spot del fascio di sonda aveva area, al centro del *waist*, circa 0.25 mm^2). La fluorescenza in funzione del disaccordo mostra un andamento a campana, la cui larghezza FWHM (dell'ordine di alcuni MHz), tende a diminuire al diminuire della potenza, circostanza attribuibile almeno in parte alla saturazione. Vista

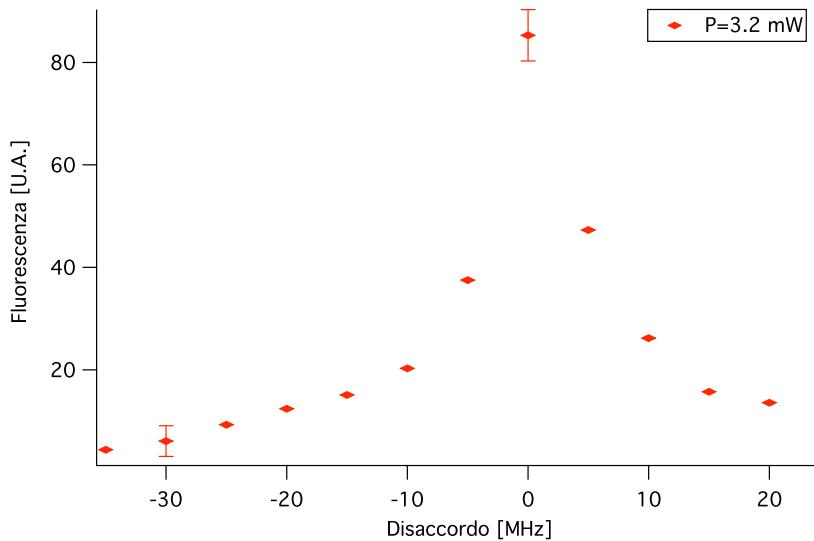


Figura 4.7: Fluorescenza del fascio atomico al variare del disaccordo del laser di sonda. La potenza del laser di sonda è di 3.2 mW. Le barre verticali sono una stima degli errori dedotta da più ripetizioni della misura. L'intensità di fluorescenza è definita nella didascalia di fig 4.6.

la configurazione sperimentale, in cui lo spot di sonda ha dimensioni minori del diametro del fascio atomico, ci aspettiamo anche un forte contributo di fenomeni di *radiation trapping* da parte delle regioni “periferiche” del fascio atomico. Lo studio di questi fenomeni, la cui modellizzazione richiede una accurata analisi della diffusione dei fotoni in una geometria anisotropa, è previsto tra gli sviluppi futuri della ricerca, anche allo scopo di avere un sensibile metodo di diagnostica della densità del fascio basato su fluorescenza (più facile da realizzare sperimentalmente, anche in vista del limitato accesso ottico a disposizione) invece che su assorbimento. Un altro degli obiettivi di queste misure era quello di studiare la distribuzione spaziale trasversa del fascio atomico eccitato dal laser di sonda, in varie condizioni di intensità e frequenza. Purtroppo i risultati relativi (in fig. 4.9 riportiamo come esempio lo spostamento del massimo del profilo spaziale di fluorescenza nella direzione di propagazione del fascio di sonda al variare della potenza) non sono stati molto significativi, essendo inficiati dalla presenza di una forte componente (spazialmente non uniforme) di radiazione diffusa dalle parti metalliche interne dell'apparato da vuoto.

Tuttavia le misure suggeriscono che il fascio atomico venga “spostato” per effetto della pressione di radiazione esercitata dalla sonda in risonanza. Anche in questo caso, tra gli sviluppi possibili si prevede una modifica dell'apparato finalizzato a migliorare l'accesso ottico con l'uso di lenti e schermature all'interno della camera da vuoto, che dovrebbe portare ad una significativa diminuzione della luce scatterata.

In conclusione, con i risultati delle misure esposte in questo capitolo siamo in grado di caratterizzare il fascio atomico, valutandone le prestazioni come stru-

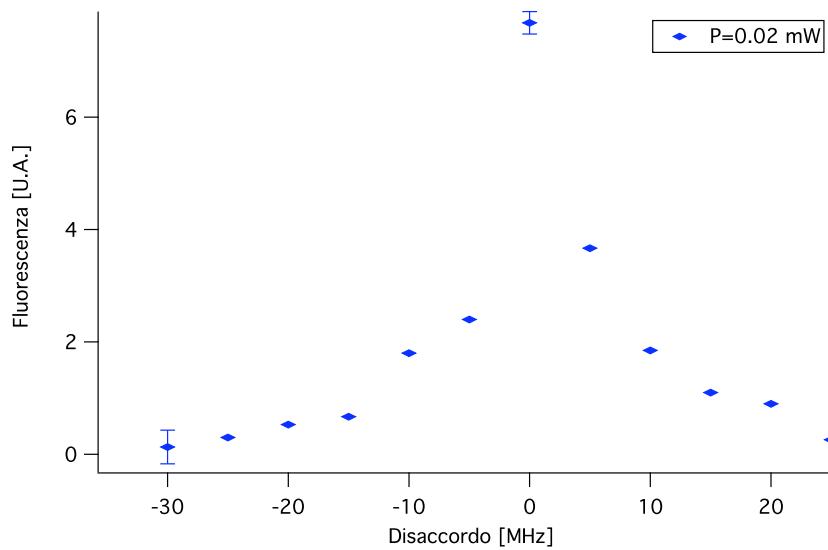


Figura 4.8: Fluorescenza del fascio atomico al variare del disaccordo del laser di sonda. La potenza del laser di sonda è di 0.02 mW. Le barre verticali sono una stima degli errori dedotta da più ripetizioni della misura. L'intensità di fluorescenza è definita nella didascalia di fig 4.6.

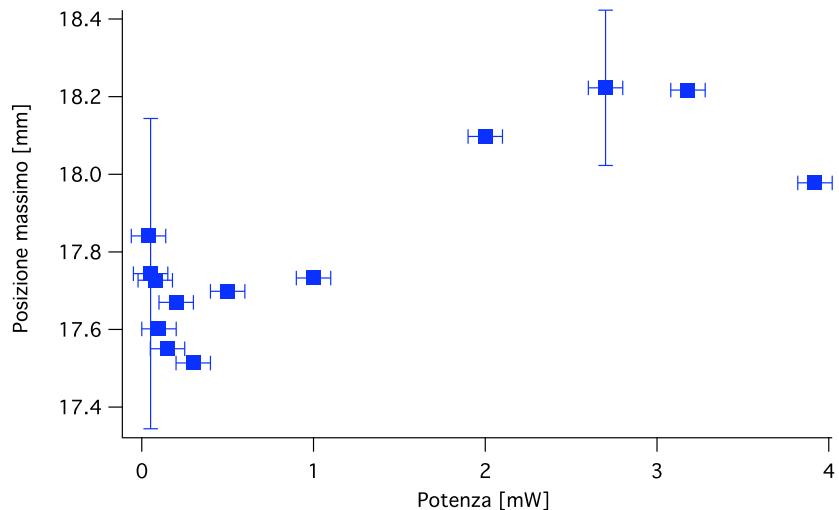


Figura 4.9: Posizione del massimo del profilo spaziale di fluorescenza in direzione di propagazione del fascio laser di sonda in risonanza al variare della potenza. Le barre verticali sono una stima degli errori dedotta da più ripetizioni della misura.

mento per la nanofabbricazione atomica. I risultati di nanodeposizioni effettuate utilizzando tale fascio verranno esposte nel prossimo capitolo.

CAPITOLO

5

Deposizione di strutture isolate di Cesio su grafite

In questo capitolo viene inizialmente esposta la procedura sperimentale eseguita per effettuare la deposizione. Seguono un piccolo *excursus* sui principi di funzionamento del microscopio elettronico ad effetto tunnel (STM), utilizzato nell'analisi dei campioni, e brevi cenni all'interazione tra atomi e superfici. La trattazione di quest'ultimo argomento è giustificata dall'esistenza di numerose prove sperimentali che attestano la sua importanza nel determinare la risoluzione ultima delle tecniche di nanofabbricazione da fase di vapore. Come dimostrato dai risultati presentati ad esempio in questo capitolo, anche nel nostro caso la crescita delle nanostrutture risulta fortemente condizionata da fenomeni di fisica delle superfici, la cui descrizione dettagliata è fuori dagli scopi di questo lavoro di tesi. Infine vengono riportati alcuni esempi dei risultati della deposizione di atomi freddi di Cesio su grafite pirolitica altamente orientata (HOPG).

5.1 Procedura di deposizione

La fase di preparazione del substrato di HOPG si svolge in aria; il substrato viene inizialmente sottoposto ad una procedura di *peeling* consistente nella rimozione degli strati superficiali di grafite e alla conseguente esposizione di una superficie “fresca”. Esso quindi viene fissato sul portacampione mediante delle linguette che assicurano anche il contatto elettrico necessario per il funzionamento dell'STM e, per mezzo dei traslatori di cui è fornita la camera di carico (si veda par. 3.1.3), viene posto nella camera di deposizione. Il portacampione viene quindi fissato al castello in modo da assicurarne la perpendicolarità rispetto allo specchio ed al

fascio atomico. Il fissaggio avviene attraverso la pressione di un bullone che preme il portacampione su dei riscontri rettificati; l'azionamento del bullone avviene sotto vuoto mediante uno specifico manipolatore UHV (un roto-traslatore) terminato con un utensile.

L'onda stazionaria si forma a partire dalla retroriflessione, su uno specchio solidale al castello, di un fascio laser di potenza tipica 60 mW. Tale fascio ha inizialmente una sezione di $6 \times 14 \text{ mm}^2$ (entrambe le dimensioni sono FWHM), dove la dimensione minore è nella direzione di propagazione del fascio atomico e quella maggiore in direzione ortogonale. Una lente cilindrica, di lunghezza focale 250 mm posta all'esterno della camera, focalizza il fascio laser sullo specchio. L'asse della lente cilindrica è orientato perpendicolarmente alla direzione di propagazione del fascio atomico; in tale direzione quindi la dimensione dello *spot* (14 mm) del laser non viene modificata, con il vantaggio di poter investire l'intero fascio atomico con la radiazione; nella direzione di propagazione degli atomi, invece, il fascio laser viene focalizzato ad un *waist* di $50 \mu\text{m}$. Con questi parametri si ottiene una frequenza di Rabi di picco del fascio incidente di circa 40Γ . Il disaccordo tipicamente utilizzato è positivo e dell'ordine di 1 GHz, ovvero circa 30Γ . Questi parametri, come simulato in fig. 2.5(c), permettono di realizzare il regime di *channeling*.

Nella fase iniziale della procedura di allineamento, il fascio dell'onda stazionaria è distante circa un millimetro dalla superficie del campione. Misurando la potenza della radiazione retroriflessa dallo specchio con un fotodiode, possiamo supporre che essa sia quella di tutto il fascio, ovvero che esso non venga tagliato dal bordo del campione. Quindi si procede, utilizzando un vetrino spesso montato su un bradeglio con controllo micrometrico, a traslare rigidamente il fascio laser avvicinandolo alla superficie del campione, mantenendo la sua direzione di propagazione perpendicolare allo specchio.

Durante la regolazione del vetrino si misura con il fotodiodo la potenza della radiazione che viene retroriflessa, ovvero quella che incide ancora sullo specchio senza essere tagliata dal bordo del substrato. Quando il segnale raggiunge il 50-60% del valore iniziale, assumiamo che il fascio laser sia tagliato longitudinalmente circa a metà dal bordo del campione, e quindi di aver realizzato sperimentalmente il regime noto come *immersed focusing*. Il taglio del fascio laser da parte del bordo del substrato è atteso produrre frange di diffrazione.

La questione della diffrazione merita una puntualizzazione; nominalmente si assume, come abbiamo detto sopra, che il fascio laser venga bisecato dal bordo del substrato, e quindi il profilo di intensità lungo la direzione di propagazione degli atomi sia approssimabile da metà gaussiana avente il massimo in corrispondenza della superficie del campione. In realtà il fascio viene diffratto, ed in [79] è stata calcolata numericamente la distribuzione di intensità combinando il campo elettrico incidente diffratto con il fascio retroriflesso (ulteriormente diffratto). Il risultato è mostrato in fig. 5.1: un profilo che va a zero sulla superficie, aumenta su distanze di qualche decina di micrometri e quindi diminuisce con varie oscillazioni. In [79] McClelland e collaboratori sostengono che la diffrazione non ha un effetto pesante sui risultati delle deposizioni, affermazione che è in sostanziale

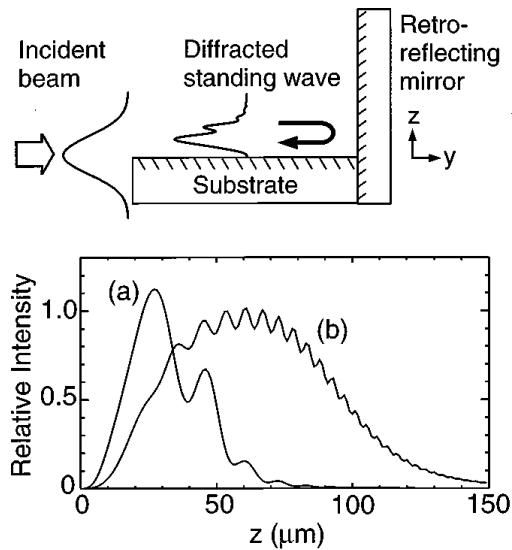


Figura 5.1: Diffrazione di un'onda stazionaria ottenuta considerando un fascio laser gaussiano (da [79]); i calcoli sono stati fatti assumendo un waist di $60 \mu\text{m}$. Il profilo (a) è stato calcolato con il centro del fascio gaussiano posizionato sulla superficie del substrato, mentre (b) con il centro $60 \mu\text{m}$ sopra il substrato.

accordo con i numerosi risultati di ANF noti in letteratura (si veda [6]); la ragione di questa affermazione è facilmente comprensibile se si fa riferimento alle loro condizioni sperimentali. Essi utilizzano infatti un fascio termico, con velocità dell'ordine di 500 m/s , che viene focalizzato in un regime di lente spessa.

È possibile fare una semplice stima dell'effetto della diffrazione, nel loro caso, utilizzando un argomento geometrico. Con riferimento alla fig. 2.5(b) si può stimare che soltanto gli atomi che partono da una distanza trasversa di circa $\lambda/8$ dal fuoco vengano effettivamente focalizzati in esso. Assumendo allora per semplicità che il fascio atomico, all'inizio dell'interazione con l'onda stazionaria, sia perfettamente collimato, si può stimare che l'angolo di deflessione massimo per una traiettoria atomica sia $\theta \sim \frac{\lambda/8}{w_z} \sim 2 \text{ mrad}$. Da qui si può calcolare la velocità trasversa che ha l'atomo quando giunge nel fuoco, ovvero $v_{trasv} \sim \theta \cdot v_{long} \sim 1 \text{ m/s}$. Ora, poiché la distanza che l'atomo deve percorrere tra il massimo dell'intensità diffratta ed il substrato è $d \sim 10 \mu\text{m}$, si ha che la distanza trasversa percorsa nel tragitto dalla posizione del massimo di intensità al substrato è $d_{trasv} \sim v_{trasv} \cdot \frac{d}{v_{long}} \sim 20 \text{ nm}$. Questo significa che gli atomi, in condizioni ideali focalizzati in un punto, a causa della diffrazione incidono su una zona larga circa 20 nm . Ora, una stima più conservativa, poiché non è vero che il tragitto dal massimo di intensità al substrato avviene in totale assenza di radiazione, e visto che abbiamo preso in considerazione il caso peggiore di focalizzazione, potrebbe costare un ordine di grandezza in meno alla stima suddetta; in conclusione, un valore ragionevole degli effetti della diffrazione sull'allargamento delle strutture può essere considerato di qualche nm.

D'altra parte, le nostre deposizioni avvengono in un regime completamente di-

verso. Qui l'argomento geometrico usato sopra è inapplicabile, viste le oscillazioni multiple subite dalle traiettorie atomiche. In letteratura, a nostra conoscenza, non è presente una trattazione degli effetti della diffrazione del fascio laser sui risultati delle nanodeposizioni svolte nel regime di *channeling*. Da un lato, la minore velocità longitudinale dei nostri atomi può comportare una durata maggiore per il moto degli atomi in presenza del campo stazionario diffratto, dall'altra il regime di *channeling* è atteso essere globalmente meno sensibile alle effettive condizioni di focalizzazione.

Una futura implementazione delle simulazioni di cui abbiamo parlato nel cap. 2 potrà tenere conto di questi effetti e dare quindi un'indicazione quantitativa del loro ruolo, che al momento non consideriamo, nella determinazione della dinamica atomica.

5.2 Deposizione di strutture isolate di Cesio su grafite pirolitica

In questo paragrafo riportiamo alcuni esempi dei risultati ottenuti nella deposizione a basso flusso di atomi di Cesio su grafite altamente orientata (HOPG). Dopo aver illustrato le caratteristiche del substrato che hanno motivato la sua scelta, vengono esposti i principi di funzionamento dell'STM utilizzato nella fase di analisi *in situ* dei campioni. Forniamo anche una brevissima introduzione all'interazione tra atomi e superfici, vista l'importanza del loro ruolo nella nanofabbricazione atomica e, più in generale, nei processi di crescita di strati sottili e nanostrutture da fase di vapore.

5.2.1 Struttura del substrato

La struttura della grafite è ben nota [80]: essa è costituita da atomi di Carbonio ibridizzati sp^2 , ciascuno dei quali è legato a tre primi vicini a 120° l'uno dall'altro, che formano esagoni di lato 0.14 nm. Queste strutture esagonali si connettono teoricamente in una struttura planare infinita chiamata grafene. La grafite si forma immaginando di impilare più fogli di grafene uno sopra all'altro. Questi fogli sono tenuti insieme da forze più deboli rispetto a quelle tra gli atomi sul piano, dato che non ci sono legami chimici interplanari. La distanza tra i piani è 0.34 nm e normalmente l'impilamento avviene in modo che le posizioni degli atomi di Carbonio di piani contigui siano sfalsate tra di loro (si parla di crescita ABAB...). In fig. 5.2 sono riportate la struttura della grafite bi- e tri-dimensionale insieme ai parametri strutturali.

L'HOPG è una grafite policristallina ottenuta sinteticamente dall'applicazione di un'alta temperatura ed un'alta pressione ad un idrocarburo. Essa consiste di grani composti a loro volta da cristalliti¹, regioni in cui i piani di grafene sono

¹In un materiale policristallino si definisce cristallita la più piccola porzione di materiale che ha caratteristiche cristalline (testate ad esempio mediante diffrazione Bragg di raggi X.)

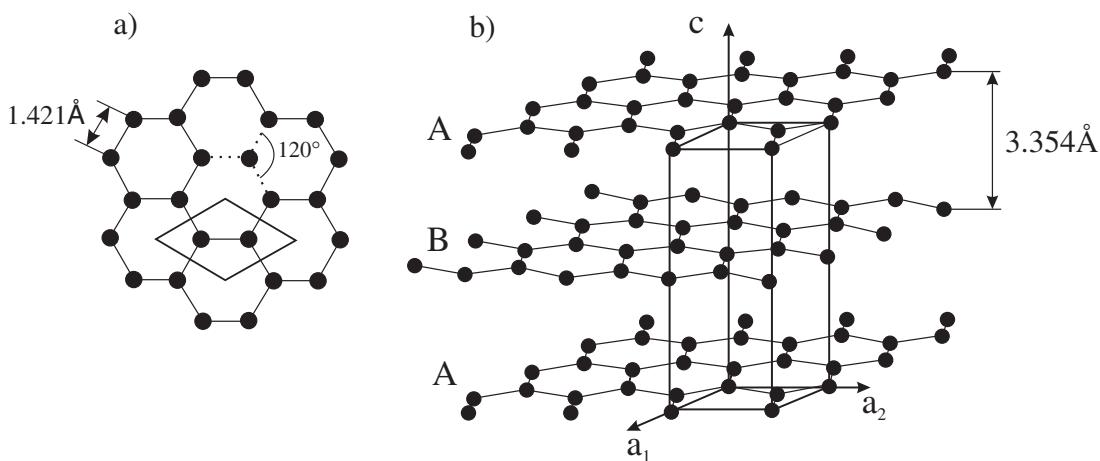


Figura 5.2: Struttura ideale della grafite (a) bidimensionale e (b) tridimensionale, con indicazioni dei suoi parametri strutturali. In (a) è anche rappresentata la cella unitaria superficiale, contenente due atomi di Carbonio.

correttamente impilati. Generalmente i cristalliti hanno dimensioni trasverse dell'ordine di $1 \mu\text{m}$. L'HOPG preparata per *peeling* mostra terrazze atomicamente piatte separate da gradini tra i piani di grafene, la cui densità superficiale generalmente accettata è di 10^8 cm^{-2} . Come vedremo nel seguito, la concentrazione di difetti superficiali è fondamentale per l'adsorbimento di atomi sulla superficie.

I motivi che ci hanno spinto a scegliere l'HOPG come substrato sono vari, principalmente la facilità di preparazione e la sua stabilità in aria. Inoltre essa presenta piani abbastanza estesi privi di corrugazioni su scala atomica e buona conduttività. Quest'ultima proprietà la rende adatta all'analisi con un STM, i cui principi di funzionamento verranno illustrati nel prossimo paragrafo, ed in effetti l'HOPG può essere considerato come un materiale “di riferimento” per la microscopia ad effetto tunnel, dove viene ampiamente impiegata sia per scopi di calibrazione che per test di funzionalità.

Accanto a questi aspetti che suggeriscono la validità dell'uso di HOPG nel contesto del nostro esperimento, vale la pena affermare che se ne possono trovare degli altri di segno opposto. Il principale è probabilmente la possibilità di ottenere intercalazione invece che deposizione. È noto infatti che i metalli alcalini [81], compreso il Cesio, hanno la tendenza a penetrare attraverso i piani di grafene generando composti che possono avere proprietà elettroniche particolari. Esistono in letteratura numerosi esempi di intercalazione, che in genere viene eseguita esponendo un substrato di grafite a un vapore molto denso e a temperatura elevata, quindi in condizioni differenti rispetto a quelle del nostro esperimento. Notiamo poi che lo strumento di analisi da noi impiegato, l'STM, si presta male a verificare l'eventuale intercalazione, dato che, come ogni microscopia a scansione di sonda, esso è particolarmente sensibile a fenomeni di superficie. Comunque riteniamo di non poter escludere la possibilità di fenomeni di intercalazione.

5.2.2 Microscopia ad effetto tunnel per analisi dei campioni.

Principi di microscopia ad effetto tunnel

Le proprietà elettroniche e morfologiche delle strutture di Cesio sono state analizzate con un microscopio elettronico ad effetto tunnel (STM) in condizioni di UHV. L'STM rappresenta l'antenato di tutte le microscopie a scansione di sonda [82], essendo stato il primo strumento a generare immagini con risoluzione atomica, nello spazio reale, di superfici. Per gli scopi di questa tesi non è necessario entrare nei dettagli dei principi di operazione dell'STM, però riteniamo utile ricordarne gli aspetti principali.

Il funzionamento dell'STM è basato su una punta conduttrice molto acuminata (idealmente al punto di presentare pochi atomi apicali) a cui viene applicato, rispetto al campione, un potenziale V detto *bias*. Quando la punta viene portata ad una distanza di circa 1 nm dal campione, o inferiore, gli elettroni attraversano, per effetto tunnel, il *gap* dal campione alla punta o viceversa, a seconda del segno del *bias*. La risultante corrente di *tunneling* I varia con la distanza punta-campione d ed è il segnale usato per creare l'immagine STM. Perchè avvenga il *tunneling*, sia la punta che il campione devono essere generalmente conduttori o semiconduttori (ovvero il campione può essere uno strato sottile di isolante con una superficie conduttrice); a differenza del microscopio a forza atomica (AFM), l'STM non può fare immagini di campioni isolanti di spessore superiore a pochi nanometri.

Le prime analisi [82] della corrente di *tunneling* e delle immagini STM erano basate sull'analogia con il problema del *tunneling* unidimensionale. La corrente di *tunneling*, per basse tensioni e temperature, si comporta come:

$$I \propto \exp(-2\kappa d)$$

dove κ è la costante di decadimento per la funzione d'onda nella barriera di larghezza d , rappresentata dalla distanza tra la punta ed il campione. Nel nostro caso di *tunneling* nel vuoto, κ è legato alla funzione lavoro locale ϕ (più precisamente, al valore medio delle funzioni lavoro di punta e campione) da:

$$\kappa = \frac{1}{\hbar} \sqrt{2m\phi}$$

dove m è la massa elettronica. Per una tipica funzione lavoro di 4 eV, $\kappa = 0.1 \text{ nm}^{-1}$ e la corrente diminuisce di un ordine di grandezza quando la distanza aumenta di solo 0.1 nm. Se la corrente viene tenuta costante al meglio del 2%, allora la distanza rimane costante entro 1 pm [83]. Questa elevata sensibilità della corrente con la distanza permette di usare l'STM per misurare la topografia di un campione (omogeneo) attraverso l'applicazione di un *feedback* che controlla il traslatore piezoelettrico di spostamento verticale (di campione o sonda). Il segnale di errore del *feedback* è infatti rappresentativo delle variazioni di quota del campione.

Perchè l'STM abbia la massima risoluzione possibile e sia in grado di misurare una proprietà intrinseca della superficie imperturbata, piuttosto che del sistema congiunto punta-superficie, serve una punta in cui il potenziale e la funzione d'onda elettronica superficiale siano localizzati. In questo caso, nel limite di basso voltaggio, la conduttanza di *tunneling* è [84]:

$$\sigma \propto \rho(\mathbf{r}_p, E_F)$$

dove \mathbf{r}_p è la posizione della punta, E_F il livello di Fermi e $\rho(\mathbf{r}, E)$ la densità degli stati locale nel punto \mathbf{r} del campione e ad energia E . In questo limite, quindi, la corrente di *tunneling* ha una semplice interpretazione, essendo proporzionale alla densità degli stati locale (superficiale) ad energia E_F ed in posizione \mathbf{r}_p . L'STM può essere utilizzato in due modalità: ad altezza e a corrente costante. Nel primo modo la punta viaggia in un piano orizzontale al di sopra della superficie del campione e la corrente di *tunneling*, variando a seconda della topografia e delle proprietà elettroniche superficiali del campione, rappresenta una mappa convoluta delle proprietà elettroniche e della topografia del campione. Nel secondo modo l'STM utilizza un *feedback* per mantenere costante la corrente di *tunneling* durante la scansione, aggiustando l'altezza della punta rispetto al campione in ogni punto di misura della corrente. Per esempio, quando il sistema rileva un aumento nella corrente di *tunneling*, esso aggiusta il voltaggio applicato allo *scanner* piezoelettrico per aumentare la distanza tra la punta ed il campione. In questa modalità la quantità che viene misurata è il movimento verticale dello *scanner* che, almeno nel caso di superficie omogenea è rappresentativa della topografia del campione.

Infatti l'STM è in grado di sondare il numero di stati elettronici pieni o vuoti vicino alla superficie di Fermi, in un range di energia determinato dal *bias*. Quindi non misura propriamente la topografia fisica, ma piuttosto una superficie di probabilità di *tunneling* costante.

L'STM in nostra dotazione è costituito da una testa commerciale (*Omicron LS-STM*) guidata da un controller commerciale (*Nanotec Dulcinea*). La testa dell'STM, tenuta in UHV, ha un efficiente sistema di isolamento dalle vibrazioni, basato su sospensioni a molle e smorzamento mediante correnti parassite. Il sistema di posizionamento grosso è basato su un traslatore piezomeccanico di tipo “inchworm” ed avviene nelle tre direzioni ortogonali, con 10 mm di range per ciascuna direzione. Il range di scansione massimo è di $12 \times 12 \mu\text{m}^2$, ma per i nostri scopi (individuazione di nanostrutture) sono state impiegate tipicamente delle scansioni su scala micrometrica o submicrometrica.

Come primo esempio di immagine STM, si riporta in fig. 5.3 la scansione (a corrente costante, di valore 0.5 nA) della superficie del substrato di HOPG. Senza entrare nei dettagli dell'interpretazione, che presentano alcune complessità, ci limitiamo a notare che sono evidenti delle regolarità spaziali legate alla struttura reticolare della grafite, come evidenziato anche nell'ingrandimento riportato nel riquadro della figura. Questa immagine dimostra le potenzialità dell'STM per analizzare superfici regolari con risoluzione spaziale atomica.

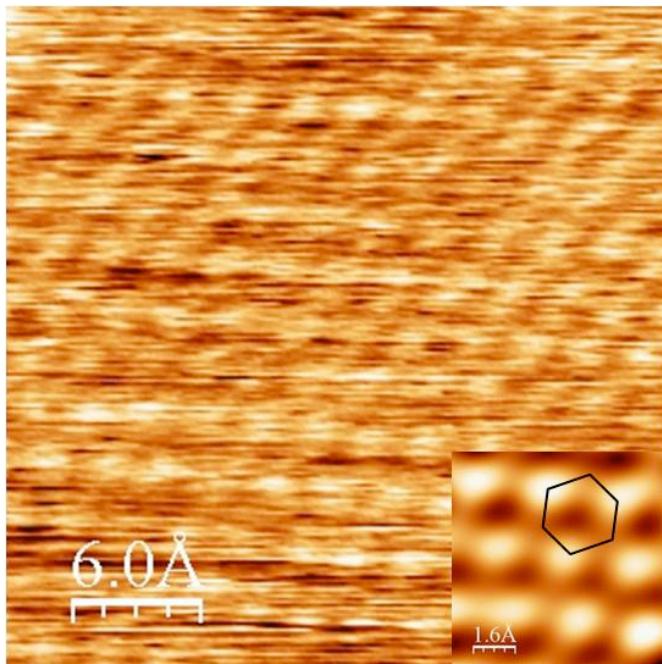


Figura 5.3: Immagine topografica a risoluzione atomica della HOPG acquisita con un microscopio STM (corrente costante $I=0.5$ nA). Nel riquadro è mostrata un’immagine ingrandita con sovraimposta la rappresentazione della cella unitaria esagonale. Dimensioni della scansione: 0.3×0.3 nm.

5.2.3 Atomi interagenti con superfici

La deposizione di atomi su superfici dà origine a vari fenomeni, quali la diffusione superficiale, il desorbimento e la nucleazione con conseguente formazione della nanostruttura.

La diffusione superficiale è conseguenza del fatto che l’atomo, giungendo sulla superficie, si sposta su un piano atomico cercando il sito migliore dove fermarsi, minimizzando la sua energia libera. Un processo di questo tipo può sempre essere pensato come una sequenza di processi elementari di diffusione tra primi vicini. La probabilità per unità di tempo f di diffondere può essere descritta con una funzione esponenziale, tipica dei processi termicamente attivati:

$$f = \nu \exp\left(-\frac{\Delta E_d}{k_B T}\right)$$

dove ν è la frequenza dei tentativi, ovvero la probabilità per unità di tempo per l’atomo di superare la barriera di potenziale che impedisce la diffusione, T è la temperatura del substrato, e dove abbiamo introdotto l’energia di attivazione ΔE_d del processo.

Quando però l’atomo giunge sul limite del piano atomico, sente una barriera che gli impedisce di attraversare il confine, e viene preferibilmente riflesso [85]; la ragione sta nel fatto che quando l’atomo si trova sul piano tende a stabilire un certo numero di legami (il suo numero di coordinazione) con i primi vicini;

questi legami gli forniscono stabilità. Quando raggiunge il confine del piano il numero di primi vicini diminuisce improvvisamente, e la diminuzione dell'energia di legame si manifesta come una barriera per la diffusione oltre il limite del piano atomico. Questa barriera è detta di Ehrlich-Schwoebel (ES) [86]; una delle sue conseguenze più eclatanti è che un atomo ha una probabilità limitata di lasciare una terrazza atomica. Questo processo è particolarmente rilevante quando un atomo si muove su un piano formato da atomi omologhi: il risultato è che viene preferita la formazione di nanostrutture isolate piuttosto che la copertura del substrato. Non è chiaro, allo stato attuale delle conoscenze, se l'energia cinetica delle particelle depositate, che nel nostro caso è particolarmente bassa visto l'uso di un fascio freddo e lento, abbia un ruolo nel definire la barriera di ES. Recenti risultati di simulazione [87] suggeriscono che la temperatura del fascio ha un ruolo marginale, essendo il processo dominato dall'elevata massa termica del substrato che, nel nostro caso, è a temperatura ambiente.

Più in generale, la diffusione delle particelle sulla superficie, che, come già segnalato, è un processo termicamente attivato, risente della temperatura del substrato e tende a cancellare gli eventuali effetti legati alla bassa energia delle specie depositate. Una delle varie implementazioni future previste per il nostro esperimento vede l'impiego di un portacampione raffreddato (con azoto liquido), così da minimizzare i residui effetti termici nel processo.

Il desorbimento è il fenomeno per cui l'atomo depositato sulla superficie riceve una quantità di energia dalla superficie stessa che lo fa ri-evaporare. Questo processo è importante quando gli atomi vengono depositati su superfici a temperatura ambiente. Vista la tensione di vapore del Cesio, che forma una fase mista liquido-solida a temperatura ambiente, questo processo è atteso avere un ruolo importante nel nostro esperimento. In effetti, frequentemente gli esperimenti che si trovano in letteratura sulla deposizione di Cesio su grafite si riferiscono a condizioni di bassa temperatura del substrato, anche se esistono esempi di deposizioni a temperatura ambiente [80]. L'effetto principale del desorbimento è la diminuzione (a valori minori di uno) del cosiddetto *sticking coefficient*, che rappresenta fenomenologicamente la probabilità che un atomo che arriva sulla superficie vi rimanga attaccato (adsorbito). La valutazione dello *sticking coefficient* nel nostro esperimento non è semplice a causa della ridotta copertura superficiale. Una stima grossolana [76] suggerisce valori compresi tra 0.1 e 0.4, dunque effettivamente minori di uno. In questo contesto potrebbero avere un ruolo anche i fenomeni di “intercalazione” che sono già stati citati, dato che l’intercalazione causerebbe di fatto la sparizione di atomi di Cesio dalla superficie.

L'argomento dell'interazione tra atomi e superfici è entrato prepotentemente nell'ambito della nanofabbricazione atomica. Vari esperimenti hanno infatti dimostrato come le nanostrutture risultanti da un processo di nanodeposizione non possano essere considerate una immagine diretta della distribuzione spaziale di flusso atomico, come viene determinata dal calcolo delle traiettorie atomiche nel campo di radiazione. Per esempio, in [79] sono state osservate strutture costantemente più larghe (dai 20 ai 30 nm) della distribuzione locale di flusso incidente, fatto che è stato attribuito ad un processo di diffusione sul substrato. Inoltre

la larghezza delle strutture osservate dipende dallo spessore del film depositato, suggerendo che il comportamento durante la crescita abbia una forte influenza sulle caratteristiche delle strutture ottenute, ma non dipenda dalla temperatura del substrato, almeno per valori compresi tra -70 e +90°.

In esperimenti condotti sul Sodio [88] è stato dimostrato che anche i dettagli della preparazione del substrato rivestono un'importanza fondamentale per gli effetti di diffusione: campioni puliti superficialmente in camere UHV possono essere così suscettibili alla diffusione superficiale da non mostrare presenza di nanostrutture al fine della deposizione, mentre campioni preparati in una camera non evacuata possono non mostrare segni di diffusione superficiale; questo effetto in [88] è stato attribuito alla presenza di idrocarburi residui sulla superficie che limitano la diffusione superficiale e agiscono da siti di nucleazione.

Questa fenomenologia ha portato ad una fioritura di modelli che tentano di spiegare l'allargamento delle strutture. Nel primo tentativo [89], la conclusione è stata che il profilo delle nanostrutture dipende fortemente dal modello utilizzato per descrivere la crescita, dai parametri cinetici e dal tempo di deposizione. In [90] è stato proposto invece un modello in cui non viene considerata la diffusione superficiale termicamente attivata degli atomi; il risultato di tale modello, valido solo per basse temperature, è che per lunghi tempi di deposizione l'allargamento delle strutture si attesta ad un valore costante e maggiore di $\lambda/4$.

In [87, 91, 92] l'introduzione nella modellizzazione della barriera di Ehrlich-Schwoebel ha permesso di riprodurre l'andamento della larghezza delle strutture con il numero di atomi incidenti per unità di superficie.

È stata poi considerata l'anisotropia di alcune superfici, sulle quali gli atomi diffondono più velocemente in una direzione piuttosto che in un'altra. In [87] è stata effettuata una simulazione Monte Carlo della diffusione su una superficie anisotropa, in cui si dimostra, tuttavia ancora senza conferme sperimentali, che se il vettore dell'onda stazionaria è orientato ortogonalmente alla direzione di diffusione veloce, l'allargamento delle strutture dovuto alla diffusione superficiale viene quasi completamente soppresso.

Oltre all'ovvio commento relativo alla complessità dei fenomeni coinvolti, che rende molto difficile ogni tentativo di previsione, occorre anche notare che nessuno dei lavori di letteratura si applica in modo diretto al nostro esperimento (deposizione di Cesio su grafite in regime di basso flusso), che, per quanto ne sappiamo, è del tutto originale nel panorama della letteratura. Purtroppo i fenomeni di superficie, a causa della loro origine microscopica, tendono a sfuggire a descrizioni di tipo "universale": l'impiego di una coppia di materiali e addirittura le modalità di preparazione del substrato possono influenzare grandemente i risultati. La trattazione specifica dei fenomeni attesi nel caso di deposizione su grafite da un fascio freddo e lento di atomi di Cesio, come realizzato nel nostro esperimento, richiederà ulteriori sforzi di carattere sperimentale e modellistico, che vanno al di là degli scopi della presente tesi.

5.2.4 Risultati

Le nanostrutture individuate sulla superficie dell'HOPG mostrano una buona stabilità: esse, infatti, possono essere rivelate anche a distanza di giorni dal deposito, a patto di mantenere i campioni in condizioni UHV. Questo fa pensare che si instauri un legame di tipo chimico fra grafite e Cesio; in letteratura [93] si dà una possibile spiegazione della formazione di questo legame chiamando in causa la forte tendenza del Cesio a perdere il suo elettrone esterno. Grossolanamente, il meccanismo potrebbe coinvolgere un trasferimento di carica dal Cesio alla grafite conseguente alla formazione di un campo elettrico dovuto alla presenza di una carica immagine indotta (o istantanea) per la presenza della superficie conduttrice della grafite. Risultati precedenti di analisi STM di Cesio su HOPG [94] confermerebbero questa ipotesi, suggerendo che, nella fase iniziale della deposizione, l'atomo di Cesio si piazza nell'*hollow site* della grafite, cioè in mezzo ai sei atomi di Carbonio che ne costituiscono la cella unitaria. Questa configurazione sarebbe compatibile con la struttura reticolare ($\sqrt{3} \times \sqrt{3}$)*R*30° riportata in [80].

Secondo le aspettative, ci attenderemmo che la morfologia dei nanodepositi sul substrato fosse compatibile con la segregazione spaziale in piani paralleli distanti $\lambda/2$ simulata nel cap. 2. Secondo quelle simulazioni, potremmo anche aspettarci di osservare spaziature diverse, ad esempio $\lambda/4$. Anticipiamo subito che le nostre analisi non confermano in modo chiaro queste previsioni. Il risultato è inatteso non solo in considerazione delle simulazioni, ma anche tenendo conto che il nostro apparato, usato nella configurazione di litografia atomica assistita da *resist*, ha già dato dimostrazione di fabbricare linee parallele spaziate $\lambda/2 = 426$ nm ([13]).

Le nanostrutture prodotte hanno infatti delle caratteristiche peculiari che sono al di fuori delle aspettative. La fig. 5.4 mostra un esempio di immagine STM di topografia² di un campione depositato. Nell'immagine si distinguono chiaramente i gradini che separano varie terrazze reticolari dell'HOPG (i gradini hanno altezze dell'ordine del nm); si osservano inoltre delle piccole "striature" che appaiono chiare, dunque da intendersi in rilievo vista la scala di colori dell'immagine (nero per quote basse, bianco per quote alte), a cavallo o in prossimità dei gradini della grafite. Queste "striature" sono proprio le nanostrutture di Cesio: evidentemente esse sono isolate e inoltre la loro distribuzione spaziale è fortemente disomogenea, dato che esse si trovano preferibilmente proprio in prossimità dei gradini della grafite.

La fig. 5.5 mostra un ingrandimento su alcune delle nanostrutture. Si vede come esse siano effettivamente disposte a cavallo dei gradini. Questa osservazione, confermata in numerose altre scansioni STM non riportate in questa tesi, si presta ad una prima importante conclusione: esiste una correlazione tra caratteristiche del substrato e presenza di depositi. È noto dalla letteratura [81] che le zone prossime ai gradini hanno una maggiore densità di difetti superficiali: quindi

²Le immagini presentate in questa tesi sono state acquisite a corrente costante $I = 0.5$ nA e con un *bias* $V = 200$ mV; esse sono da considerarsi immagini grezze, nel senso che non hanno subito trattamenti di filtraggio per l'eliminazione di difetti, a parte una sottrazione del piano necessaria per tenere conto dell'inevitabile inclinazione relativa tra superficie del substrato e piano di scansione della sonda.

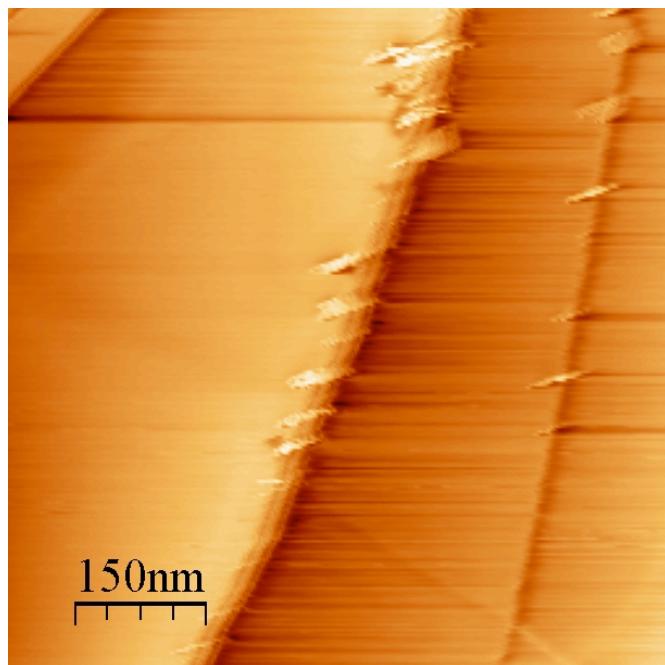


Figura 5.4: Immagine STM di topografia delle nanostrutture depositate. Dimensioni della scansione: 750×750 nm.

si può affermare che la deposizione ha luogo solo a partire da siti difettosi del substrato. Possiamo supporre che le zone interessate dai depositi siano quelle dotate di una densità di difetti sufficientemente alta da permettere un efficace rilascio dell'energia cinetica degli atomi nella loro fase di diffusione sul substrato. In questo contesto non possiamo escludere completamente che possibili fenomeni di intercalazione che si verificano in prossimità dei gradini forniscano un ulteriore contributo alla difettosità locale. Inoltre la fig. 5.5 mostra che le nanostrutture si formano prevalentemente sul bordo di una terrazza atomica piatta, aspetto che suggerisce un meccanismo regolato dalla barriera di ES: scendere al di sotto della terrazza potrebbe infatti richiedere una quantità addizionale di energia.

La maggior parte delle nanostrutture osservate ha una caratteristica forma anisotropa, che non si ritrova nelle deposizioni da fascio effusivo che sono state effettuate, per confronto, in questo lavoro di tesi (vedi fig. 5.6). Per queste deposizioni, il substrato di HOPG è stato semplicemente posto di fronte ad un dispenser di Cesio, collocato nella zona di carico dell'apparato UHV. A causa dell'impiego del dispenser, e quindi di un vapore termico ed anisotropo, per queste deposizioni di prova non abbiamo potuto stimare la copertura superficiale (dipendente dalla corrente di alimentazione del dispenser, tipicamente 3 A, dalla distanza tra dispenser e substrato, dalla durata dell'esposizione, 10 minuti nel caso considerato). Tuttavia il risultato suggerisce una bassa copertura. Quello che si osserva nell'immagine è un agglomerato irregolare di nanoisole di Cesio, anche in questo caso localizzate in prossimità dei gradini della grafite.

La caratteristica forma “a sigaro” delle nanostrutture prodotte dal fascio fred-

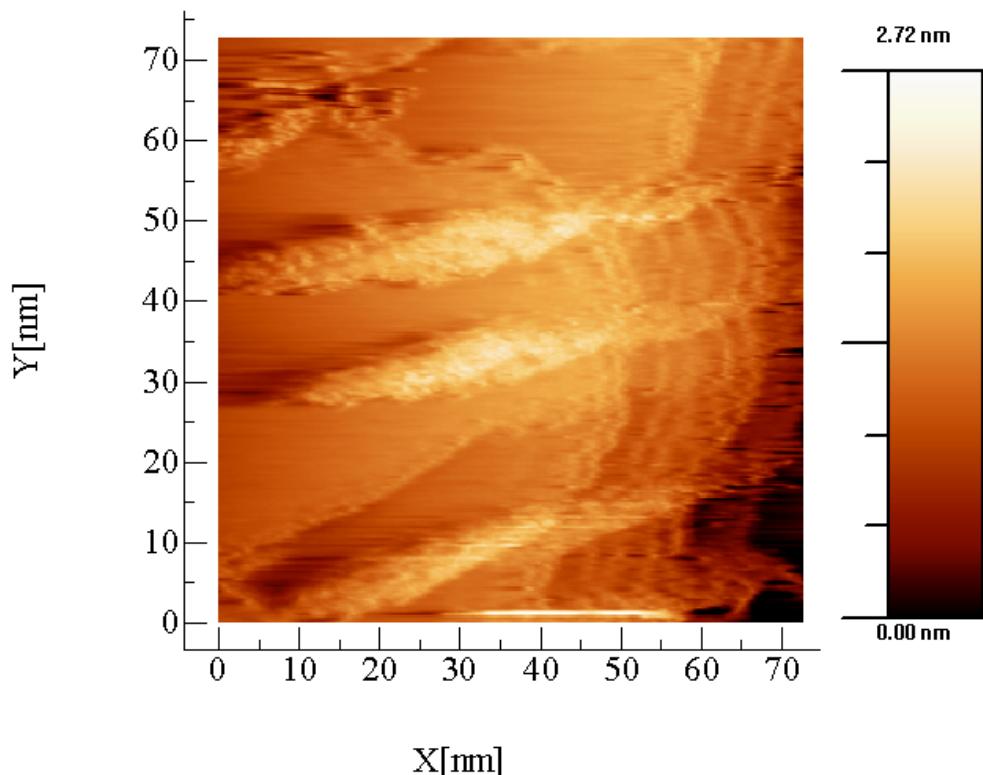


Figura 5.5: Immagine STM di topografia ad alta risoluzione delle nanostrutture depositate.

do è generalmente associata ad una dimensione trasversale dell'ordine di 10 nm, mentre l'altezza risulta consistentemente compresa tra 1 e 2 nm (valore più probabile 1.2 nm). La lunghezza, invece, è parecchio variabile, passando da qualche decina ad alcune centinaia di nanometri probabilmente in funzione delle condizioni locali del substrato sottostante. La fig. 5.5 suggerisce che i sigari siano costituiti da un insieme denso e compatto di nanoisole. Tenendo conto che il raggio covalente del Cesio vale circa 0.24 nm [95], possiamo stimare che ognuno dei sigari mostrato in figura sia composto da qualche migliaio di atomi, a dimostrazione del fatto che la tecnica ha prodotto nanostrutture isolate costituite da un numero relativamente piccolo di atomi.

È però evidente che la spaziatura tra le nanostrutture è ben minore rispetto a $\lambda/2$; la distanza tipicamente registrata è variabile in un intervallo che va grossolanamente tra 10 e 50 nm. Come anticipato, sembrerebbe quindi che l'onda stazionaria non produca alcun effetto evidente sulla nanofabbricazione. Questa affermazione deve essere modificata tenendo conto di almeno tre considerazioni. In primo luogo, nè la letteratura nè i vari tentativi di deposizione diretta senza onda stazionaria da noi compiuti hanno mai prodotto strutture del tipo di quelle considerate. Piuttosto, l'assenza di onda stazionaria porta a risultati del tipo di quelli di fig. 5.6, cioè aggregati di nanoisole senza alcuna morfologia tipica.

Inoltre la direzione di allineamento reciproco dei sigari mostra una precisa

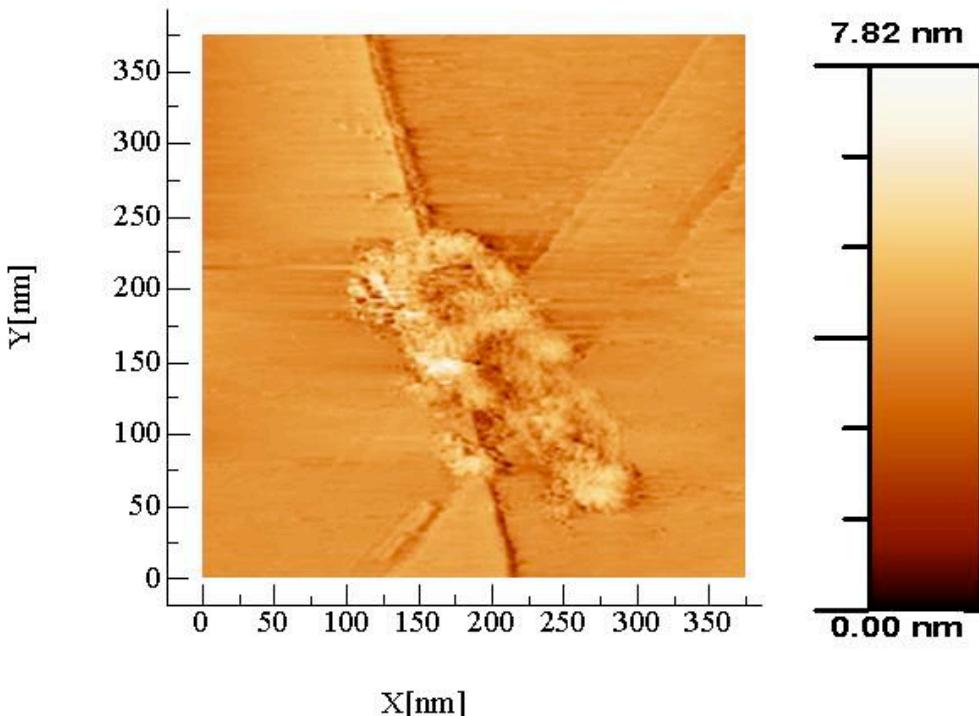


Figura 5.6: Immagine STM di topografia di Cesio depositato su grafite da un fascio effusivo.

correlazione con la geometria dell'onda stazionaria: essa è infatti sistematicamente ortogonale al vettore dell'onda usata per creare l'onda stazionaria, come mostrato nell'immagine di fig. 5.7. Osserviamo a questo proposito che, grazie alla configurazione sperimentale impiegata, siamo in grado di riportare la direzione del vettore d'onda sulle immagini acquisite con una accuratezza di pochi gradi. Notiamo anche che ripetendo le scansioni in varie parti del campione o su vari campioni, questa correlazione rimane sempre entro il margine di accuratezza, mentre normalmente non troviamo una corrispondenza altrettanto netta tra, ad esempio, la direzione del gradino della grafite e l'asse dei sigari. Quindi il ruolo dell'onda stazionaria sembra essere pienamente confermato dalla morfologia delle nanostrutture.

Infine, il fatto che la spaziatura delle nanostrutture si attesti su valori dell'ordine delle decine di nanometri non è in contrasto con la distribuzione complessiva del materiale depositato sul substrato. Per averne conferma, abbiamo eseguito una serie di scansioni su scala sufficientemente piccola ($375 \text{ nm} \times 375 \text{ nm}$) da consentire una più affidabile individuazione delle nanostrutture. Utilizzando la funzione di traslazione del piezoscanner dell'STM, queste scansioni sono state eseguite una accanto all'altra, in modo da poter individuare una serie di gradini della grafi-

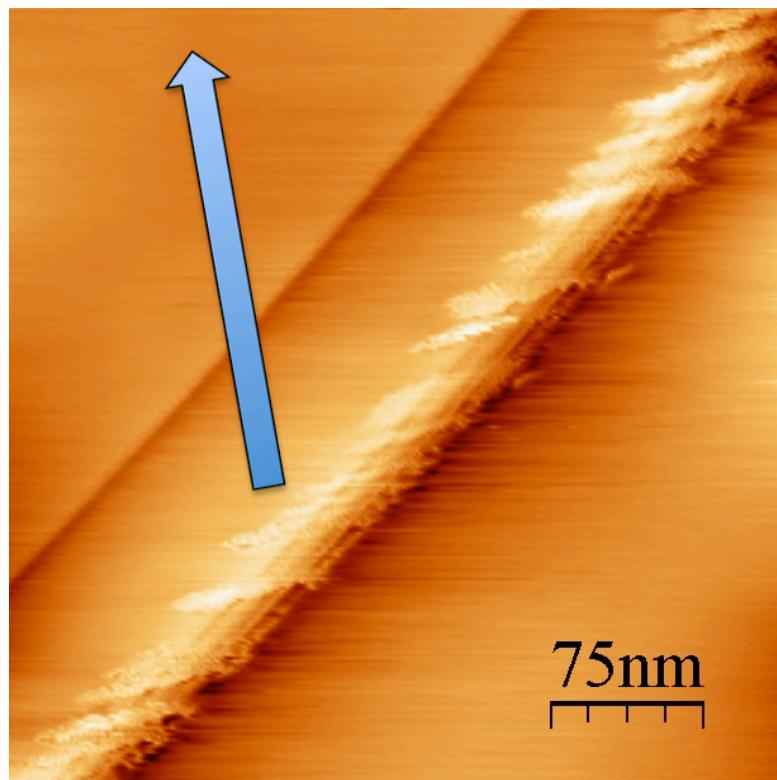


Figura 5.7: Immagine STM di topografia delle nanostrutture depositate. La freccia indica la direzione del vettore dell'onda stazionaria. Dimensioni della scansione: 375×375 nm.

te su una scala di lunghezza di un paio di micrometri. Quindi abbiamo eseguito un'analisi dimensionale delle nanostrutture cresciute in prossimità, o a cavallo, del gradino. Il risultato dell'analisi è mostrato ad esempio in fig. 5.8, dove si riporta l'area trasversale delle nanostrutture osservate in funzione della posizione lungo il gradino della grafite. L'andamento risulta irregolare, con dei picchi la cui distanza relativa è di circa 480 nm (la figura mostra anche una funzione sinusoidale con tale periodicità come guida per gli occhi). Il valore di 480 nm è da intendersi con un buon margine di incertezza dovuta principalmente al fatto che le non-linearietà del piezoscanner diventano particolarmente evidenti nella modalità con cui esso è stato impiegato, per cui riteniamo che esso potrebbe essere compatibile con una spaziatura dell'ordine di $\lambda/2$.

Supponendo valida questa affermazione, che sarà supportata da ulteriori analisi da condurre in futuro, si potrebbe concludere che l'onda stazionaria modula effettivamente la densità del flusso atomico con le caratteristiche previste, ma che la deposizione dà luogo a nanostrutture, orientate in accordo con l'onda stazionaria, costituite da un insieme di "frammenti" a forma di sigaro. Allo stato attuale non siamo in grado di fornire una spiegazione per questo fenomeno. Esso potrebbe avere delle origini strumentali, ad esempio legate a fluttuazioni, derive o vibrazioni del sistema sperimentale. Questa circostanza, però, non è del tutto

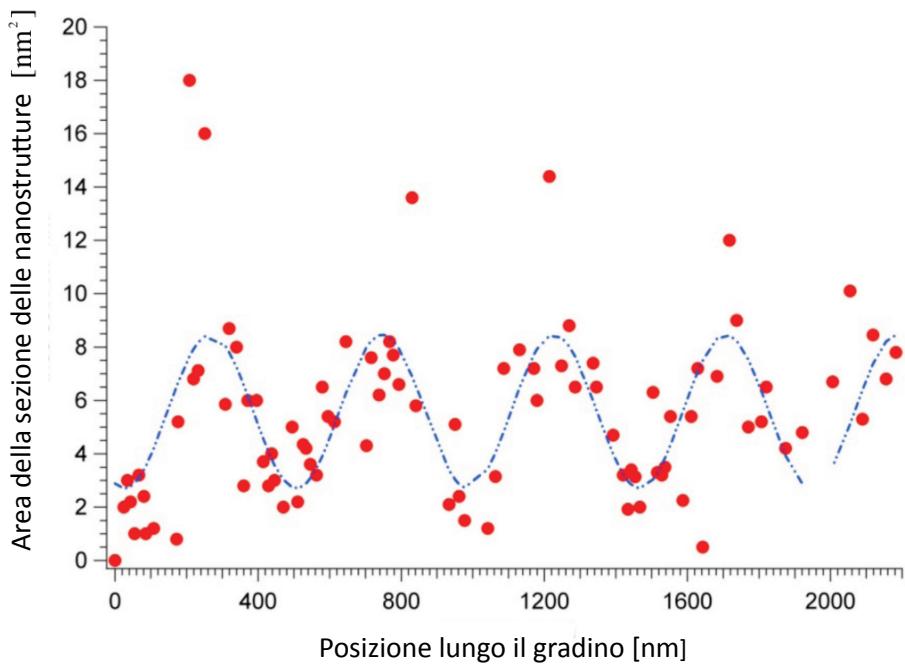


Figura 5.8: Andamento dell'area trasversale delle nanostrutture in funzione della loro posizione. È mostrata anche una funzione sinusoidale con periodicità 480 nm come guida per gli occhi.

ragionevole: infatti misure di interferometria ottica condotte in passato [54] hanno suggerito che la stabilità dell'insieme, in condizioni stabilizzate, è compatibile con le esigenze dell'esperimento fino a tempi dell'ordine di alcune ore. Inoltre effetti di questo tipo dovrebbero condurre ad una redistribuzione omogenea del materiale depositato, senza la formazione di agglomerati isolati come nel nostro caso. Esiste poi la possibilità che il fenomeno sia legato a caratteristiche intrinseche del substrato, anche se non abbiamo trovato risultati del genere nelle nostre analisi della letteratura. Un'eventuale conferma di questa possibilità potrà essere cercata confrontando i risultati con quelli ottenuti su altri substrati e, quando sarà stato realizzato il portacampione criogenico, eseguendo depositi a bassa temperatura del substrato.

Infine, la spaziatura nanometrica dei sigari potrebbe essere legata al processo di guida esercitato dall'onda stazionaria in presenza di fenomeni inattesi e non considerati nelle simulazioni di cap. 2. Ad esempio, la diffrazione ottica del fascio dell'onda stazionaria o fenomeni più complessi legati allo *scattering* dell'onda stazionaria da parte della superficie del substrato potrebbero essere coinvolti nel produrre una modulazione del fascio atomico su una scala spaziale ben minore di $\lambda/2$. In questo caso, chiarimenti potranno venire da simulazioni che tengano conto degli effetti della diffrazione ottica dell'onda stazionaria.

CAPITOLO

6

Conclusioni

Obiettivo principale di questa tesi era produrre nanostrutture isolate di Cesio attraverso nanofabbricazione atomica nella configurazione di deposizione diretta su grafite pirolitica e nel regime di basso flusso. Inoltre la ricerca effettuata in questo lavoro di tesi ha richiesto di sviluppare modelli dettagliati per descrivere in termini semiclassici il comportamento dei vari componenti dell'apparato sperimentale, in particolare la produzione del fascio atomico lento da una MOT piramidale e l'effetto di guida effettuato dall'onda stazionaria (maschera ottica) sugli atomi.

Tra i risultati più importanti delle simulazioni si ottiene che il fascio conserva le sue caratteristiche dinamiche principali (velocità longitudinale media e temperatura associata) a prescindere dalla riflettività delle pareti interne della piramide e quindi dal flusso del fascio atomico. Inoltre la simulazione Monte Carlo dell'interazione con l'onda stazionaria mostra che, a causa del lungo tempo di interazione dovuto alla ridotta velocità longitudinale degli atomi, è possibile ottenere un regime di incanalamento (*channeling*) e quindi un'efficace segregazione spaziale del fascio in piani paralleli.

I campioni prodotti, esaminati con microscopia ad effetto tunnel (STM), mostrano effettivamente la formazione di nanostrutture di Cesio. Queste nanostrutture risultano stabili, essendo possibile riscontrarne la presenza anche a distanza di giorni dalla deposizione, ovviamente a patto di mantenere sotto vuoto i campioni; questo risultato suggerisce la formazione di un legame chimico fra Cesio e grafite, in parziale accordo con la letteratura, che purtroppo si riferisce in ogni caso solamente a deposizioni di vapori effusivi non strutturati. Inoltre le nanostrutture risultano chiaramente isolate, come atteso considerando il basso flusso del fascio atomico e quindi la ridotta copertura superficiale (mediamente un atomo di Cesio per diverse decine di atomi di Carbonio sulla superficie del substrato di grafite).

Dunque la tesi ha dimostrato che è possibile ottenere nanostrutture di Cesio tramite deposizione di un fascio freddo e lento su un substrato tenuto a temperatura ambiente. Questo risultato può essere considerato originale, dato che niente di simile è riportato in letteratura, almeno sulla base delle nostre conoscenze. Però la valutazione delle possibilità della tecnica di nanofabbricazione atomica nel determinare posizione e morfologia delle nanostrutture rimane controversa. Questo aspetto è sicuramente di grandissimo interesse dal punto di vista applicativo, dato che potrebbe proporre la nanofabbricazione atomica da fasci freddi e lenti come un valido metodo per lo sviluppo di Atom-Scale Technologies. Ad esempio, la realizzazione controllata di depositi di pochi atomi potrebbe aprire la strada per numerose applicazioni innovative, come il drogaggio selettivo di superfici (utile per creare dispositivi spintronici nel caso in cui la specie depositata abbia proprietà magnetiche) o la realizzazione di contatti metallici (in posizioni determinate) per elettronica monomolecolare.

Infatti, da un lato la peculiare morfologia delle nostre nanostrutture, caratterizzata da una forma a sigaro di sezione tipica dell'ordine di 10 nm ed altezza dell'ordine del nanometro, mostra gli effetti di manipolazione dell'onda stazionaria. I "sigari" risultano perfettamente allineati tra di loro e disposti con il proprio asse lungo in direzione ortogonale rispetto al vettore di propagazione della luce laser usata per creare l'onda stazionaria. Tuttavia la separazione spaziale tra le nanostrutture è paragonabile alla loro larghezza e solo eseguendo un'analisi di profilo delle immagini STM su larga scala si ritrova una distribuzione spaziale per il Cesio depositato con periodicità paragonabile alle attese ($\lambda/2 = 426$ nm).

In generale, i risultati mostrano che la crescita delle nanostrutture è regolata da una sorta di competizione tra la manipolazione laser degli atomi (allo stato di vapore) e complessi fenomeni di fisica delle superfici, come diffusione, coalescenza, presenza di barriere di potenziale, il cui studio è al di fuori dagli scopi di questa tesi. La dimostrazione più evidente del ruolo della superficie è probabilmente l'osservazione che le nanostrutture si trovano significativamente in prossimità dei bordi delle terrazze atomiche della grafite, zone presumibilmente difettose ed in grado di agire da centri di nucleazione per la crescita del Cesio. Non possiamo poi escludere che altri fenomeni come l'intercalazione, cioè la diffusione di atomi di Cesio tra gli strati reticolari della grafite, possano avere luogo, anche tenendo conto della letteratura su questo argomento.

Questa tesi mostra quindi che eventuali tentativi di fabbricare mediante un approccio bottoms-up nanostrutture composte di pochi atomi in posizioni preeterminate di un substrato mediante nanofabbricazione atomica devono tenere in debito conto l'interazione tra atomi e superficie. Questo è particolarmente vero nel caso di substrati di grafite: ulteriori analisi dovranno essere compiute su substrati di altro tipo, ad esempio monostrati autoassemblati di molecole organiche che hanno già dimostrato di essere adatti alla deposizione di Cesio [96]. Ci sono poi altre linee di sviluppo che riteniamo degne di essere sviluppate per muoversi in modo ancora più deciso nella direzione di ridurre il flusso atomico del fascio in modo controllato. L'impiego della manipolazione laser per produrre il fascio è particolarmente promettente: ad esempio, la letteratura riporta il rilascio de-

terministico di pochi atomi (fino al singolo atomo) da una MOT attraverso il controllo accurato dei suoi parametri di funzionamento [97, 98]. Sistemi simili potranno essere implementati anche nel nostro apparato in modo da produrre un campione atomico con le caratteristiche desiderate. Di pari passo dovranno essere sviluppati metodi diagnostici ad alta sensibilità per verificare le proprietà del fascio; infatti la riduzione della densità atomica già ai livelli esplorati in questa tesi rende difficoltoso ottenere misure affidabili ad esempio attraverso spettroscopia di assorbimento o *imaging* di fluorescenza. Infine, ulteriori sforzi dovranno essere orientati a ottimizzare l'analisi dei campioni mediante STM, ad esempio attraverso acquisizione di mappe di corrente, invece che di topografia, normalmente più adatte per l'individuazione di piccole strutture distribuite su grandi aree.

BIBLIOGRAFIA

- [1] Si veda ad esempio il comunicato della Comunità Europea riportato in: Nano newsletter. 2006. <http://www.phantomsnet.com>.
- [2] R. J. Gordon, L. Zhu, and W. A. Schroeder. Nanolithography using molecular optics. *J. Appl. Phys.*, 94(1):669, 2003.
- [3] G. Timp, R. E. Behringer, D. M. Tennant, J. E. Cunningham, M. Prentiss, and K. K. Berggren. Using light as a lens for submicron, neutral-atom lithography. *Phys. Rev. Lett.*, 69(11):1636–1639, 1992.
- [4] M. Prentiss, G. Timp, N. Bigelow, R. E. Behringer, and J. E. Cunningham. Using light as a stencil. *Appl. Phys. Lett.*, 60(3):1027–1029, 1992.
- [5] J. J. McClelland, R. E. Scholten, E. C. Palm, and R. J. Celotta. Laser-focused atomic deposition. *Science*, 262(877):5135, 1993.
- [6] D. Meschede and H. Metcalf. Atomic nanofabrication: atomic deposition and lithography by laser and magnetic forces. *J. Phys. D*, 36(3):R17–R38, 2003.
- [7] D. Meschede. Atomic nanofabrication: perspectives for serial and parallel deposition. *J. Phys.: Conf. Ser.*, 19:118–124, 2005.
- [8] M. K. Oberthaler and T. Pfau. One-, two- and three-dimensional nanostructures with atom lithography. *J. Phys. Condens. Matter*, 15(6):R233–R255, 2003.
- [9] B. Rohwedder. Resource Letter AON-1: Atom optics, a tool for nanofabrication. *Am. J. Phys.*, 75(5):394–406, 2007.
- [10] A. Camposeo, A. Piombini, F. Cervelli, F. Tantussi, F. Fuso, and E. Arimondo. A cold cesium atomic beam produced out of a pyramidal funnel. *Opt. Comm.*, 200(1-6):231–239, 2001.

- [11] A. Camposeo, F. Cervelli, A. Piombini, F. Tantussi, F. Fuso, M. Allegrini, and E. Arimondo. A laser-cooled atom beam for nanolithography applications. *Materials Science and Engineering C*, 23(1-2):217–220, 2003.
- [12] A. Camposeo, F. Cervelli, F. Tantussi, M. Lindholdt, F. Fuso, M. Allegrini, and E. Arimondo. Atomic nanofabrication by laser manipulation of a neutral cesium beam. *Mat. Sci. Eng. C*, 23(6-8):1087–1091, 2003.
- [13] C. O'Dwyer, G. Gay, B. Viaris de Lesegno, J. Weiner, A. Camposeo, F. Tantussi, F. Fuso, M. Allegrini, and E. Arimondo. Atomic nanolithography patterning of submicron features: writing an organic self-assembled monolayer with cold, bright Cs atom beams. *Nanotechnology*, 16(9):1536–1541, 2005.
- [14] R. W. McGowan, D. M. Giltner, and S. A. Lee. Light force cooling, focusing, and nanometer-scale deposition of aluminum atoms. *Opt. Lett.*, 20(24):2535, 1995.
- [15] S. J. Rehse, R. W. McGowan, and S. A. Lee. Optical manipulation of group III atoms. *Appl. Phys. B*, 70:657–660, 2000.
- [16] S. J. Rehse, K. M. Bockel, and S. A. Lee. Laser collimation of an atomic gallium beam. *Phys. Rev. A*, 69(6):063404, 2004.
- [17] B. Kloter, C. Weber, D. Haubrich, D. Meschede, and H. Metcalf. Laser cooling of an indium atomic beam enabled by magnetic fields. *Phys. Rev. A*, 77(3):033402, 2008.
- [18] E. te Sligte, B. Smeets, K. M. R. van der Stam, R. W. Herfst, P. van der Straten, H. C. W. Beijerinck, and K. A. H. van Leeuwen. Atom lithography of Fe. *Appl. Phys. Lett.*, 85(19):4493–4495, 2004.
- [19] A. J. Palmer, M. Baker, and R. T. Sang. Towards creation of iron nanodots using metastable atom lithography. *Nanotechnology*, 17:1166–1170, 2006.
- [20] J. J. McClelland and J. L. Hanssen. Laser cooling without repumping: A magneto-optical trap for erbium atoms. *Phys. Rev. Lett.*, 96(14):143005, 2006.
- [21] R. Ohmukai, S. Urabe, and M. Watanabe. Atomic nanofabrication using an ytterbium atomic beam. *Science and Technology of Advanced Materials*, 5(5-6):585–588, 2004.
- [22] K. K. Berggren, A. Bard, J. L. Wilbur, J. D. Gillaspy, A. G. Helg, J. J. McClelland, S. L. Rolston, W. D. Phillips, M. Prentiss, and G. M. Whitesides. Microlithography by using neutral metastable atoms and self-assembled monolayers. *Science*, 269(5228):1255–1257, 1995.
- [23] S. Nowak, T. Pfau, and J. Mlynek. Nanolithography with metastable helium. *Appl. Phys. B*, 63(2):203–205, 1996.

- [24] M. Kreis, F. Lison, D. Haubrich, D. Meschede, S. Nowak, T. Pfau, and J. Mlynek. Pattern generation with cesium atomic beams at nanometer scales. *Appl. Phys. B*, 63(6):649–652, 1996.
- [25] R. Gupta, J. J. McClelland, Z. J. Jabbour, and R. J. Celotta. Nanofabrication of a two-dimensional array using laser-focused atomic deposition. *Appl. Phys. Lett.*, 67(10):1378–1380, 1995.
- [26] U. Drodofsky, J. Stuhler, T. Schulze, M. Drewsen, B. Brezger, T. Pfau, and J. Mlynek. Hexagonal nanostructures generated by light masks for neutral atoms. *Appl. Phys. B*, 65:755–759, 1997.
- [27] T. Schulze, B. Brezger, R. Mertens, M. Pivk, T. Pfau, and J. Mlynek. Writing a superlattice with light forces. *Appl. Phys. B*, 70(5):671–674, 2000.
- [28] M. Müttzel, S. Tandler, D. Haubrich, D. Meschede, K. Peithmann, M. Flasphöller, and K. Buse. Atom lithography with a holographic light mask. *Phys. Rev. Lett.*, 88(8):083601, 2002.
- [29] J. H. Thywissen and M. Prentiss. Demonstration of frequency encoding in neutral atom lithography. *New J. Phys.*, 7(47), 2005.
- [30] Daniel A. Steck. Cesium D data line.
- [31] Leonard I. Schiff. *Quantum mechanics*. McGraw-Hill, 1949.
- [32] Claude Cohen-Tannoudji, Bernard Diu, and Franck Laloe. *Quantum mechanics*. Wiley-Interscience, 2006.
- [33] Harold J. Metcalf and Peter van der Straten. *Laser Cooling and Trapping*. Springer, 1999.
- [34] D. J. Wineland and W. M. Itano. Laser cooling of atoms. *Phys. Rev. A*, 20(4):1521–1540, 1979.
- [35] Stig Stenholm. The semiclassical theory of laser cooling. *Rev. of Mod. Phys.*, 58(3):699–739, 1986.
- [36] T. W. Hansch and A. L. Schawlow. Cooling of gases by laser radiation. *Opt. Comm.*, 13(1):68–69, 1975.
- [37] S. Chu, J.E. Bjorkholm, A. Cable, and A. Ashkin. Three-dimensional viscous confinement and cooling of atoms by resonance radiation pressure. *Phys. Rev. Lett.*, 55(1):48–51, 1985.
- [38] Matteo Zaccanti. Litografia con atomi di cesio raffreddati. Tesi di Laurea, Università di Pisa, 2004.
- [39] P. D. Lett, R. N. Watts, C. I. Westbrook, W. D. Phillips, P. L. Gould, and H. J. Metcalf. Observation of atoms laser-cooled below the Doppler limit. *Phys. Rev. Lett.*, 61(2):169–172, 1988.

- [40] J. Dalibard and C. Cohen-Tannoudji. Laser cooling below the Doppler limit by polarization gradients: simple theoretical models. *J. Opt. Soc. Am. B*, 6(11):2023–2026, 1989.
- [41] J. Dalibard and C. Cohen-Tannoudji. Dressed-atom approach to atomic motion in laser light: the dipole force revisited. *J. Opt. Soc. Am. B*, 2(11):1707–1720, 1985.
- [42] E. L. Raab, M. Prentiss, A. Cable, S. Chu, and D. E. Pritchard. Trapping of neutral sodium atoms with radiation pressure. *Phys. Rev. Lett.*, 59(23):2631–2634, 1987.
- [43] J.-A. Kim, K.-I. Lee, H.-R. Noh, W. Jhe, and M. Ohtsu. Atom trap in an axicon mirror. *Opt. Lett.*, 22(2):117–119, 1997.
- [44] K. I. Lee, J. A. Kim, H. R. Noh, and W. Jhe. Single-beam atom trap in a pyramidal and conical hollow mirror. *Opt. Lett.*, 21(15):1177, 1996.
- [45] J. J. Arlt, O. Maragò, S. Webster, S. Hopkins, and C. J. Foot. A pyramidal magneto-optical trap as a source of slow atoms. *Opt. Comm.*, 157(1-6):303–309, 1998.
- [46] H. R. Noh and W. Jhe. Atom optics with hollow optical systems. *Phys. Rep.*, 372(3):269–317, 2002.
- [47] J. M. Kohel, J. Ramirez-Serrano, R. J. Thompson, and L. Maleki. Generation of an intense cold-atom beam from a pyramidal magneto-optical trap: experiment and simulation. *J. Opt. Soc. Am. B*, 20(6), 2003.
- [48] S. Chaudhuri, S. Roy, and C. S. Unnikrishnan. Realization of an intense cold Rb atomic beam based on a two-dimensional magneto-optical trap: Experiments and comparison with simulations. *Phys. Rev. A*, 74(2):023406, 2006.
- [49] E. Riis, D. S. Weiss, K. A. Moler, and S. Chu. Atom funnel for the production of a slow, high-density atomic beam. *Phys. Rev. Lett.*, 64(14):1658–1661, 1990.
- [50] J. Nellessen, J. Werner, and W. Ertmer. Magneto-optical compression of a monoenergetic sodium atomic beam. *Opt. Comm.*, 78(3-4):300–308, 1990.
- [51] J. Yu, J. Djemaa, P. Nosbaum, and P. Pillet. Funnel with orientated Cs atoms. *Opt. Comm.*, 112(3-4):136–140, 1994.
- [52] C.G. Townsend, N.H. Edwards, C.J. Cooper, K.P. Zetie, C.J. Foot, A.M. Steane, P. Sriftgiser, H. Perrin, and J. Dalibard. Phase-space density in the magneto-optical trap. *Phys. Rev. A*, 17(2):1423–1440, 1995.
- [53] M. Drewsen, Ph. Laurent, A. Nadir, G. Santarelli, A. Clairon, Y. Castin, D. Grison, and C. Salomon. Investigation of sub-Doppler cooling effects in a cesium magneto-optical trap. *Appl. Phys. B*, 59(3):283–298, 1994.

- [54] Andrea Camposeo. Atom lithography. Tesi di Dottorato, Università di Pisa, 2004.
- [55] T. Walker, D. Sesko, and C. Wieman. Collective behavior of optically trapped neutral atoms. *Phys. Rev. Lett.*, 64(4):408–411, 1990.
- [56] D. Sesko, T. Walker, and C. Wieman. Behavior of neutral atoms in a spontaneous force trap. *J. Opt. Soc. Am. B*, 8(5):946–958, 1991.
- [57] J.P. Gordon and A. Ashkin. Motion of atoms in a radiation trap. *Phys. Rev. A*, 21(5):1606–1617, 1980.
- [58] A. Ashkin. Trapping of atoms by resonance radiation pressure. *Phys. Rev. Lett.*, 40(12):729–732, 1978.
- [59] P. L. Gould, G. A. Ruff, and D. E. Pritchard. Diffraction of atoms by light: The near-resonant Kapitza-Dirac effect. *Phys. Rev. Lett.*, 56(8):827–830, 1986.
- [60] P. L. Gould, P. J. Martin, G. A. Ruff, R. E. Stoner, J. L. Picqué, and D. E. Pritchard. Momentum transfer to atoms by a standing light wave: transition from diffraction to diffusion. *Phys. Rev. A*, 43(1):585–588, 1991.
- [61] E. Arimondo, H. Lew, and T. Oka. Deflection of a Na beam by resonant standing-wave radiation. *Phys. Rev. Lett.*, 43(11):753–757, 1979.
- [62] M. Prentiss and S. Ezekiel. Observation of intensity-dependent fluorescence line-shape asymmetry for two-level atoms in a standing-wave field. *Phys. Rev. Lett.*, 56(1):46–49, 1986.
- [63] V. I. Balykin, V. S. Letokhov, Yu. B. Ovchinnikov, A. I. Sidorov, and S. V. Shul’ga. Channeling of atoms in a standing spherical light wave. *Opt. Lett.*, 13(11):958–960, 1988.
- [64] C. Salomon, J. Dalibard, A. Aspect, H. Metcalf, and C. Cohen-Tannoudji. Channeling atoms in a laser standing wave. *Phys. Rev. Lett.*, 59(15):1659–1662, 1987.
- [65] L. D. Landau and E. M. Lifshits. *Teoria dei campi*. Editori Riuniti.
- [66] J. Dalibard and C. Cohen-Tannoudji. Atomic motion in laser light: connection between semiclassical and quantum descriptions. *J. Phys. B*, 18(8):1661–1683, 1985.
- [67] J. Chen, J. Story, and R.G. Hulet. Evolution of atomic motion in an intense standing wave. *Phys. Rev. A*(47):2128–2138, 1993.
- [68] J. J. McClelland. Atom-optical properties of a standing-wave light field. *J. Opt. Soc. Am. B*, 12(10):1761–1768, 1995.

- [69] S.J.H. Petra, K.A.H. van Leeuwen, L. Feenstra, W. Hogervorst, and W. Vassen. Numerical simulations on the motion of atoms travelling through a standing-wave light field. *Eur. Phys. J. D.*, 27(1):83–91, 2003.
- [70] Z. Wen-Tao, Z. Bao-Wu, and L. Tong-Bao. Analysis of aberrations in laser-focused nanofabrication. *Chin. Phys. Lett.*, 24(7):1890, 2007.
- [71] J. Dalibard, A. Heidmann, C. Salomon, A. Aspect, H. Metcalf, and C. Cohen-Tannoudji. *Fundamentals of Quantum Optics II*. Springer-Verlag, 1987.
- [72] D. Jürgens, A. Greiner, R. Stützle, A. Habenicht, E. Sligte, and M. K. Oberthaler. Quantum features in atomic nanofabrication using exactly resonant standing waves. *Phys. Rev. Lett.*, 93(23):237402, 2004.
- [73] B. Dubetsky and P.R. Berman. $\lambda/8$ -period optical potentials. *Phys. Rev. A*, 66(045402), 2002.
- [74] R. Gupta, J.J. McClelland, P. Marte, and R.J. Celotta. Raman-induced avoided crossings in adiabatic optical potentials: observation of $\lambda/8$ spatial frequency in the distribution of atoms. *Phys. Rev. Lett.*, 76(25):4689–4692, 1996.
- [75] <http://www.saesgetters.com/>.
- [76] Francesco Tantussi. Surface nano-structuring with neutral cold cesium atoms. Tesi di Dottorato, Università di Pisa, 2008.
- [77] I. Horcas, R. Fernández, J. M. Gómez-Rodríguez, J. Colchero, J. Gómez-Herrero, and A. M. Baro. Wsxm: A software for scanning probe microscopy and a tool for nanotechnology. *Rev. Sci. Strum.*, 78(1):013705, 2007.
- [78] Francesco Tantussi. Fascio intenso di atomi freddi di cesio per nanolitografia atomica. Tesi di Laurea, Università di Pisa, 2002.
- [79] W. R. Anderson, C. C. Bradley, J. J. McClelland, and R. J. Celotta. Minimizing feature width in atom optically fabricated chromium nanostructures. *Phys. Rev. A*, 59(3):2476–2485, 1999.
- [80] M. Caragiu and S. Finberg. Alkali metal adsorption on graphite: a review. *J. Phys. Condens. Matter*, 17(35), 2005.
- [81] J.A. Venables. *Introduction to surface and thin film processes*. Cambridge University Press, 2000.
- [82] G. Binnig, H. Rohrer, C. Gerber, and E. Weibel. 7×7 reconstruction on Si(111) resolved in real space. *Phys. Rev. Lett.*, 50(2):120–123, 1983.
- [83] P. K. Hansma and J. Tersoff. Scanning tunneling microscopy. *J. Appl. Phys.*, 61(2):R1–R24, 1987.

- [84] J. Tersoff and D.R. Hamann. Theory of the scanning tunneling microscopy. *Phys. Rev. B*, 31(2):805–813, 1985.
- [85] G. Ehrlich and F. G. Hudda. Atomic view of surface self-diffusion: Tungsten on Tungsten. *J. Chem. Phys.*, 44(3):1039–1049, 1966.
- [86] R. L. Schwoebel and E. J. Shipsey. Step motion on crystal surfaces. *J. Appl. Phys.*, 37(10):3682–3686, 1966.
- [87] F. Nita and A. Pimpinelli. The influence of substrate anisotropy on laser-focused atom deposition studied by two-dimensional Monte Carlo simulation. *J. Appl. Phys.*, 97(11):5, 2005.
- [88] R. E. Behringer, V. Natarajan, and G. Timp. Surface diffusion limitation in laser focused atomic deposition. *Appl. Surf. Sci.*, 104:291–296, 1996.
- [89] E. Jurdik, T. Rasing, H. van Kempen, C.C. Bradley, and J.J. McClelland. Surface growth in laser-focused atomic deposition. *Phys. Rev. B*, 60(3):1543–1546, 1999.
- [90] R. M. Bradley, A. Eschmann, and S. A. Lee. Theory of feature broadening in direct-write optical lithography. *J. Appl. Phys.*, 88(6):3316–3322, 2000.
- [91] E. te Sligte, K. M. R. van der Stam, B. Smeets, P. van der Straten, R. E. Scholten, H. C. W. Beijerinck, and K. A. H. van Leeuwen. Barrier-limited surface diffusion in atom lithography. *J. Appl. Phys.*, 95(4):1749–1755, 2004.
- [92] F. Nita and A. Pimpinelli. Shedding light on the nanoworld: diffusion-limited nanostructures from laser-focused atom deposition. *C. R. Physique*, 5, 2004.
- [93] M. T. Johnson, H. I. Starnberg, and H. P. Hughes. Electronic structure of alkali metal overlayers on graphite. *Surf. Sci.*, 178(4):290, 1986.
- [94] F. Tantussi, A. Camposeo, M. Alderighi, N. Puccini, E. Andreoni, M. Allegri, E. Arimondo, and F. Fuso. Nanopatterning by atomic nanofabrication: Interaction of laser cooled atoms with surfaces. *Mat. Sci. Eng. C*, 27(5-8):1418–1422, 2007.
- [95] <http://www.sunysccc.edu/academic/mst/ptable/cs.html>.
- [96] Federico Prescimone. Substrati molecolari autoassemblanti per nanofabbricazione atomica. Tesi di Laurea, Università di Pisa, 2008.
- [97] S. B. Hill and J. J. McClelland. Performance of a feedback-controlled, deterministic source of single chromium atoms. *J. Opt. Soc. Am. B*, 21(3):473–479, 2004.
- [98] S. B. Hill and J.J. McClelland. Atoms on demand: Fast, deterministic production of single Cr atoms. *Appl. Phys. Lett.*, 82(18):3128–3130, 2003.