



UNIVERSITÀ
DEGLI STUDI
FIRENZE

SCUOLA DI SCIENZE MATEMATICHE,
FISICHE E NATURALI

CORSO DI LAUREA MAGISTRALE
IN SCIENZE FISICHE E ASTROFISICHE

Realizzazione e caratterizzazione di dimeri
bosonici di LiCr ultrafreddi

Realization and characterization of LiCr
ultracold bosonic dimers

Candidata

Beatrice Restivo (Matricola 7049619)

Relatore

Dott. Matteo Zaccanti

Correlatore

Prof. Marco Fattori

Anno Accademico 2022/2023

Realizzazione e caratterizzazione di dimeri bosonici di LiCr ultrafreddi
Tesi di Laurea Magistrale. Università degli Studi di Firenze

© 2023 Beatrice Restivo. Tutti i diritti riservati

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

Email dell'autore: beatrice.restivo@edu.unifi.it

Sommario

Durante il mio lavoro di tesi, eseguito nel laboratorio Litio-Cromo del CNR-INO presso il dipartimento di Fisica, sotto la supervisione del Dott. Matteo Zaccanti, ho partecipato alla produzione e caratterizzazione del primo gas ultrafreddo di molecole di ${}^6\text{Li}-{}^{53}\text{Cr}$ al mondo. In questo contesto ho anche contribuito all'implementazione di una nuova trappola di dipolo ottico a 1560 nm, che si è rivelata un upgrade fondamentale del setup, permettendoci di ottenere campioni di dimeri LiCr con una *lifetime* di centinaia di ms.

Prima dell'inizio del mio lavoro di tesi, era già presente una miscela fermionica degenera di ${}^6\text{Li}-{}^{53}\text{Cr}$, con più di 2×10^5 atomi di litio e 10^5 atomi di cromo alla temperatura relativa di $T/T_F \sim 0.25$, per entrambe le specie. Inoltre, erano già state individuate e caratterizzate le risonanze di Feshbach Li-Cr. In questo lavoro di tesi ho utilizzato principalmente una di tali risonanze di Feshbach in onda-s, situata a più di 1400 G e con una larghezza in campo magnetico dell'ordine di 0.5 G. Pertanto, per poter indagare la fisica nel regime delle forti interazioni, è risultato fondamentale ottimizzare la stabilità del campo magnetico, attività alla quale ho partecipato per il primo periodo. È stata quindi ottenuta una stabilità di qualche mG per centinaia di ms, che permette di effettuare esperimenti vicino al polo della risonanza.

Il risultato più rilevante ottenuto durante il mio lavoro di tesi è stata la produzione di un campione ultrafreddo di 5×10^4 molecole a densità nello spazio delle fasi di 0.1 e a temperature di circa 200 nK, tramite una rampa di magneto-associazione. Inoltre, abbiamo caratterizzato il processo di formazione delle molecole partendo da uno studio sulla stabilità della miscela e sull'efficienza di conversione circa del 50%, che ben riproduce un semplice modello teorico Landau-Zener. Successivamente, sfruttando il nostro apparato di imaging, abbiamo ottenuto una misura precisa della cosiddetta *open-channel fraction* dei dimeri Feshbach, ben riprodotta dalla predizione teorica.

Infine, sono stati caratterizzati i principali meccanismi di perdita del campione di dimeri Feshbach di LiCr. Inizialmente sono stati analizzati i processi di foto-eccitazione causati dalle luci di trappole di dipolo ottico a 532 nm, 1070 nm (già presenti prima dell'inizio del mio lavoro di tesi) ed a 1560 nm (da me implementata). Mentre le prime due limitano fortemente la *lifetime* dei dimeri, a causa della presenza di transizioni tra stati molecolari vicine a tali lunghezze d'onda, l'ultima permette di ottenere campioni molecolari puri con vita media maggiore di 200 ms. Abbiamo quindi caratterizzato le perdite collisionali tra le molecole e gli atomi, osservando che queste sono dominate dallo scattering inelastico dimero-litio. Per quest'ultimo processo, vicino a risonanza, abbiamo osservato una soppressione di circa un fattore 70, che risulta in una *lifetime* delle molecole di alcune decine di ms anche in presenza di un campione atomico di litio.

Indice

Introduzione	v
1 Proprietà fondamentali di sistemi fermionici a due e a tre corpi	1
1.1 Scattering a due corpi	1
1.1.1 Scattering a bassa energia	3
1.1.2 Connessione tra ampiezza di scattering, scattering rate e <i>shift</i> di interazione	4
1.2 Scattering risonante	5
1.2.1 Dimeri Feshbach	7
1.3 Sistemi a tre fermioni usando l'approssimazione di Born-Oppenheimer	9
1.3.1 Il caso del Cr-Li	15
1.3.2 Commenti finali	15
1.4 Risonanze di Feshbach nelle miscele ${}^6\text{Li} - {}^{53}\text{Cr}$	16
2 Overview dell'apparato e delle procedure sperimentali	18
2.1 Setup sperimentale	18
2.2 Sintesi della procedura sperimentale	21
2.3 Implementazione di una trappola ottica a 1560 nm	23
2.4 Stabilizzazione del campo magnetico	28
3 Produzione e caratterizzazione di molecole Feshbach di LiCr ultrafredde	31
3.1 Procedura sperimentale per la produzione dei dimeri di LiCr	31
3.1.1 Rivelazione del segnale molecolare	33
3.2 Formazione delle molecole	35
3.2.1 Stabilità della miscela	36
3.2.2 Magneto-Associazione e adiabaticità a due corpi	39
3.2.3 Caratterizzazione e ottimizzazione della conversione adiabatica	41
3.3 Momento di dipolo magnetico	44
3.4 <i>Open-channel fraction</i> e conteggio accurato delle molecole Feshbach .	47
3.4.1 Imaging in assorbimento di una nuvola atomica	47
3.4.2 Imaging in assorbimento di una nuvola di molecole Feshbach	48
3.4.3 Misura della <i>open-channel fraction</i>	50

4	Meccanismi di perdita e acquisizione di un campione puro di molecole Feshbach di LiCr	52
4.1	Perdite indotte dalla luce di trappola	52
4.1.1	Perdite indotte dalla luce dell'ODT verde	54
4.1.2	Perdite indotte dalla luce dell'ODT infrarossa a 1070 nm . .	55
4.1.3	Perdite indotte dalla luce dell'ODT infrarossa a 1560 nm . .	55
4.2	Perdite collisionali	57
	Outlook e Conclusioni	62

Introduzione

Le particelle fermioniche, come i quarks di diversi colori o gli elettroni appartenenti a diverse bande di un reticolo cristallino, rappresentano i mattoni fondamentali di molti stati della materia e possono supportare una pletera di fenomeni esotici [1–6]. Questi sistemi possono coprire un’ampia scala di energie, spaziando dagli atomi ultrafreddi ai sistemi di stato solido, fino alle stelle di neutroni. Tuttavia, nonostante l’ampia scala di energie coinvolte, diversi sistemi fermionici possono presentare una simile fenomenologia a molti corpi, consentendo pertanto di ottenere, dallo studio di un sistema, informazioni fondamentali e rilevanti per tutti gli altri.

In particolare, la combinazione della statistica di Fermi-Dirac con uno sbilanciamento di massa e la diversa risposta ai campi (ottici e magnetici) esterni di due specie fermioniche distinte, fornisce un aumento del livello di complessità, con un notevole impatto a livello della fisica *few-* e *many-body*. In questo contesto, utilizzare miscele fermioniche eteronucleari di atomi ultrafreddi, interagenti in modo risonante vicino ad una risonanza di Feshbach [7], rappresenta un notevole vantaggio per il loro eccezionale grado di controllo delle interazioni e per la loro versatilità. Queste infatti rappresentano un ottimo *framework* per la scoperta di *cluster states* esotici a pochi corpi [8–21], per l’indagine di nuovi tipi di *impurity problems* [22–24], e l’esplorazione di regimi a molti corpi oltre il cosiddetto *BCS-BEC crossover* [25–27]. In aggiunta, è possibile formare dimeri bosonici debolmente legati partendo da una miscela fermionica, grazie alla loro attesa stabilità collisionale vicino ad una risonanza di Feshbach in onda-s [28, 29]: questo rappresenta un punto di partenza unico, anche nel contesto della realizzazione di campioni degeneri di molecole polari nel *ground state* elettronico.

In particolare, per miscele fermioniche il cui rapporto di massa ricade tra $8.17 \leq M/m \leq 13.6$ è prevista la formazione già in tre dimensioni di nuovi *cluster states* non-Efimoviani, non ancora sperimentalmente investigati, che presentano una peculiare simmetria *p-wave* ($l = 1$) [10, 14, 16, 19, 30]. Questi *cluster states* sono estremamente rilevanti anche da un punto di vista della fisica a molti corpi, alla luce della loro predetta stabilità collisionale: la loro esistenza infatti non provoca l’aumento dei processi di decadimento inelastici, in netto contrasto con il caso Efimoviano [31]. Pertanto, l’esistenza di trimeri fermionici [10, 14, 16] e di tetrameri bosonici [19, 30], rispettivamente attesi per rapporti di massa $8.17 \leq M/m \leq 13.6$ [10] e $8.86 \leq M/m \leq 13.6$ [19], potrebbe consentire l’esplorazione di nuovi regimi a molti corpi, le cui proprietà originano da forti correlazioni *few-body*, che si aggiungono a quelle standard a due corpi.

In questo lavoro di tesi mi concentrerò sulla particolare miscela Fermi-Fermi di ${}^6\text{Li}$ - ${}^{53}\text{Cr}$, che presenta alcune proprietà uniche: innanzitutto, il particolare rappor-

to di massa, pari a 8.8, rientra nel range previsto per l'emergere di trimeri, ed è estremamente vicino al limite inferiore che consente anche l'esistenza di tetrameri [10, 14, 16, 19, 30]. Inoltre, è possibile controllare magneticamente le interazioni Li-Cr, utilizzando delle risonanze di Feshbach [32]. Infatti, precedentemente al mio lavoro di tesi è stato caratterizzato lo spettro Feshbach e, in particolare, sono state trovate alcune risonanze in onda-s, immuni alle perdite a due corpi, che risultano essere estremamente utili per accedere sperimentalmente alla fisica di miscele fermioniche fortemente correlate. In aggiunta, nel regime delle forti interazioni, i processi di ricombinazione a tre corpi sono previsti essere drasticamente soppressi per il rapporto di massa specifico della miscela Li-Cr [33].

Infine, recenti calcoli condotti *ad initio* prevedono un elevato momento di dipolo elettrico per la molecola *ground state* di LiCr. Inoltre, essendo il litio un metallo alcalino e il cromo un metallo di transizione, la molecola *ground state* ha uno spin non nullo e perciò manifesta anche un momento di dipolo magnetico significativo. Ottenere un campione di molecole doppiamente polari, con un'elevata densità nello spazio delle fasi, aprirebbe nuovi orizzonti per i simulatori quantistici [34–36] e la computazione quantistica [37, 38]. Tuttavia, realizzare tale campione non è facile: le uniche realizzazioni sperimentali di gas di molecole degeneri, ad oggi, sfruttano le miscele atomiche ultrafredde come punto di partenza, dalle quali coppie di atomi sono prima associati in dimeri debolmente legati attraverso una risonanza di Feshbach, e successivamente trasferiti nel *ground state* elettronico tramite un processo di *Stimulated Raman Adiabatic Passage* [7, 39, 40]. Questo metodo è però stato dimostrato solo nelle miscele tra due atomi alcalini, risultando in un dimero *ground state* con spin nullo.

Questo lavoro di tesi è stato svolto nel laboratorio 9 del CNR-INO presso il dipartimento di Fisica, sotto la supervisione del Dott. Matteo Zaccanti. Prima della mia attività, in questo laboratorio, era già stata ottenuta una miscela doppiamente degenera di ${}^6\text{Li}$ e ${}^{53}\text{Cr}$ con più di 2×10^5 atomi di litio e 10^5 atomi di cromo, a temperature di circa 200 nK, corrispondenti a $T/T_{F,\text{Li}} \sim T/T_{F,\text{Cr}} \sim 0.25$, con T_F temperatura di Fermi [41]. Inoltre era già stato caratterizzato e studiato lo spettro Feshbach della miscela, sia sperimentalmente che teoricamente [32].

Obiettivo di questa tesi è di caratterizzare il processo di formazione e le proprietà collisionali di dimeri LiCr prodotti vicino ad una delle risonanze di Feshbach in onda-s. In particolare, le due risonanze di Feshbach più promettenti ed utilizzate in questa tesi, si trovano ad un campo magnetico alto, oltre 1400 G, ed hanno una larghezza di circa 0.5 G, il che rende necessario controllare in modo estremamente preciso il campo magnetico. Per questa ragione, all'inizio del mio lavoro di tesi, ho partecipato all'ottimizzazione della stabilità del campo magnetico, ottenendo una stabilità di circa 2 – 3 mG su centinaia di ms a campi maggiori di 1400 G [42].

Durante il mio lavoro di tesi è stato prodotto un gas ultrafreddo di 50×10^3 molecole a densità nello spazio delle fasi di circa 0.1 e a temperature di 200 nK, sfruttando la risonanza di Feshbach in onda-s centrata a 1414 G e che coinvolge i due stati Zeeman a energia più bassa di litio e cromo. Questo risultato è un ottimo punto di partenza per produrre un gas degenera di dimeri nel *ground state* elettronico, e per studiare la varietà di regimi a pochi e molti corpi che ho brevemente discusso sopra.

Nell'ambito della produzione e caratterizzazione dei dimeri Feshbach di LiCr, durante

il mio lavoro di tesi, ho implementato un'ulteriore trappola di dipolo ottico (ODT), oltre alle altre due già presenti nel laboratorio. Tale trappola aggiuntiva, realizzata con una sorgente laser a singolo-modo a 1560 nm, si è rivelata fondamentale per ridurre i processi di foto-eccitazione che limitavano la *lifetime* delle molecole a pochi ms. Infatti, i campioni molecolari intrappolati in questa ODT presentano vite lunghe centinaia di ms, più di un ordine di grandezza superiori a quelle osservate in altri sistemi Fermi-Fermi, ad esempio per molecole ${}^6\text{Li}-{}^{40}\text{K}$ [43].

Questa tesi è organizzata nel modo seguente:

- Nel capitolo 1 riassumo brevemente le proprietà basilari dello scattering a due corpi a bassa energia, ponendo particolare attenzione al fenomeno delle risonanze di Feshbach. Inoltre, illustro la ricca fenomenologia attesa nell'ambito di sistemi a pochi corpi realizzati con due componenti fermioniche e caratterizzate da un certo sbilanciamento di massa, soffermandomi sul caso del litio-cromo. Infine, riassumo brevemente i risultati sperimentali, ottenuti dal laboratorio 9, per quanto riguarda le proprietà collisionali e lo spettro Feshbach di questa miscela e precedenti al mio lavoro di tesi.
- Nel capitolo 2 riassumo brevemente l'apparato sperimentale e la procedura sperimentale seguita per ottenere miscele ultrafredde di ${}^6\text{Li}$ e ${}^{53}\text{Cr}$. In particolare, descrivo con maggiore dettaglio due parti del sistema implementati durante il mio periodo di tesi: il setup per la stabilizzazione del campo magnetico e per la realizzazione di una trappola di dipolo ottico a 1560 nm.
- Nel capitolo 3 riporto i risultati da me ottenuti per quanto riguarda la produzione efficiente di un campione ultrafreddo di molecole Feshbach di LiCr. In particolare, descrivo la procedura sperimentale da noi seguita, ponendo attenzione sugli schemi di rivelazione utilizzati. Mostro quindi i risultati ottenuti dalla caratterizzazione del processo di magneto-associazione e della sua efficienza al variare dei parametri sperimentali. Infine, discuto la caratterizzazione del momento di dipolo magnetico e la misura diretta della cosiddetta *open-channel fraction* dei dimeri LiCr.
- Nel capitolo 4 riporto i risultati ottenuti per quanto riguarda la stabilità del campione di dimeri Feshbach. Inizialmente discuto la caratterizzazione dei processi di foto-eccitazione, provocati dalle tre diverse trappole di dipolo ottico usate nel nostro esperimento. Successivamente, presento i risultati ottenuti dallo studio di processi di perdita connessi a collisioni inelastiche.
- Infine, nel capitolo finale di Conclusioni e Outlook, descrivo interessanti obiettivi futuri per i quali il gas ultrafreddo di dimeri LiCr - da me realizzato e caratterizzato durante il mio lavoro di tesi - rappresenta un importante e promettente punto di partenza.

Capitolo 1

Proprietà fondamentali di sistemi fermionici a due e a tre corpi

In questo capitolo descriverò brevemente alcune proprietà basilari per quanto riguarda lo scattering a due corpi a bassa energia, facendo riferimento a quanto riportato in [44–46]. In particolare, porrò attenzione al fenomeno delle risonanze di Feshbach [7], che rappresentano un meccanismo di fondamentale rilevanza per gli esperimenti oggetto dei successivi capitoli. Successivamente, usando l'approssimazione di Born-Oppenheimer valida per $M/m \gg 1$ [47, 48], illustrerò la ricca fenomenologia per i sistemi fermionici a pochi corpi, con un focus sul caso specifico delle miscele litio-cromo nell'ambito delle miscele fermioniche con uno sbilanciamento di massa [46]. Infine, mostrerò alcuni risultati sperimentali ottenuti dal Laboratorio 9 situato nel dipartimento di Fisica e Astrofisica dell'Università di Firenze per quanto riguarda le risonanze di Feshbach individuate per la miscela fermionica di litio-cromo precedentemente al mio lavoro di tesi, che rappresentano un importante punto di partenza per gli studi sperimentali discussi nei capitoli successivi [32].

1.1 Scattering a due corpi

Si considerino due particelle quantistiche di masse M e m che interagiscono con un potenziale $V(\vec{r})$, dove \vec{r} è il vettore posizione relativo nel sistema di riferimento del centro di massa.

L'equazione di Schrödinger che descrive il problema è:

$$\left[\frac{\vec{p}^2}{2m_r} + V(\vec{r}) \right] \psi(\vec{r}) = E\psi(\vec{r}), \quad (1.1)$$

dove p è il modulo del momento relativo ($\vec{p} = \vec{p}_1 - \vec{p}_2$, con \vec{p}_1 e \vec{p}_2 momenti delle due particelle), m_r è la massa ridotta $m_r = Mm/(M + m)$ ed E è l'energia, pari a $E = (\hbar k)^2/2m_r$, con $k = p/\hbar$ modulo del vettore d'onda relativo.

La funzione d'onda diffusa può essere scritta come somma di quella incidente (ψ_i), descrivibile tramite un'onda piana propagante lungo la direzione z , e di un'onda

sferica la cui ampiezza $f(\vec{k}, \vec{k}')$, detta ampiezza di scattering, dipende in generale dal vettore d'onda incidente (\vec{k}) e da quello diffuso (\vec{k}'). La funzione d'onda diffusa è quindi pari a:

$$\psi(\vec{r}) \sim e^{ikz} + f(\vec{k}, \vec{k}') \frac{e^{ik'r}}{r}. \quad (1.2)$$

Facendo le ipotesi di scattering elastico ($|\vec{k}| = |\vec{k}'| = k$) e di potenziale di interazione con simmetria centrale ($V(\vec{r}) = V(r)$), è possibile espandere la funzione d'onda Eq. (1.2) in onde parziali. Inoltre, il sistema ha una simmetria cilindrica rispetto all'asse z e perciò $\psi(\vec{r})$ deve dipendere solamente dall'angolo polare θ e non da quello azimutale ϕ [49].

L'onda piana incidente è quindi esprimibile come somma di tutti gli stati di momento angolare e, a grandi distanze, può essere decomposta nella forma seguente [49]:

$$e^{ikz} \sim \frac{1}{2ikr} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) P_l(\cos \theta) \left[(-1)^{l+1} e^{-ikr} + e^{ikr} \right], \quad (1.3)$$

dove l è il numero quantico di momento angolare e $P_l(\cos \theta)$ è l -esimo polinomio di Legendre. La funzione d'onda diffusa a grande distanza deve ridursi a quella di una particella libera, ma con un *phase shift* $\delta_l(k)$ dovuto all'interazione:

$$\psi(\vec{r}) \sim \frac{1}{2ikr} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) P_l(\cos \theta) \left[(-1)^{l+1} e^{-ikr} + e^{2i\delta_l(k)} e^{ikr} \right]. \quad (1.4)$$

Confrontando le Eq. 1.2 e 1.4, si ottiene che:

$$f(\vec{k}, \vec{k}') = f(k, \theta) = \frac{r}{e^{ikr}} \left[\psi(\vec{r}) - e^{ikz} \right] = \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) P_l(\cos \theta) f_l(k) \quad (1.5)$$

dove ogni contributo $f_l(k)$ può essere espresso come [45]:

$$f_l(k) = \frac{1}{2ik} \left(e^{2i\delta_l(k)} - 1 \right) = \frac{1}{k \cot \delta_l(k) - ik} = \frac{\sin 2\delta_l(k)}{2k} + i \frac{\sin^2 \delta_l(k)}{k}. \quad (1.6)$$

Nel caso in cui le particelle siano bosoni o fermioni identici, l'Eq. (1.5) deve essere rispettivamente simmetrica o antisimmetrica per lo scambio delle particelle. Dato che $P_l(\cos \theta) = (-1)^l P_l(\cos(\pi - \theta))$, l'espansione in onde parziali per bosoni (fermioni) identici conterrà solamente i termini pari (dispari).

L'importanza dell'ampiezza di scattering risiede nel fatto che, conoscendo la sua espressione, è possibile risalire a quella della sezione d'urto:

$$\sigma(k) = \int |f(k, \theta)|^2 d\Omega = 4\pi \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) \frac{\sin^2 \delta_l(k)}{k^2} \equiv \sum_{l=0}^{\infty} \sigma_l(k) \quad (1.7)$$

dove l'integrale è eseguito su tutto l'angolo solido. Di conseguenza, risolvere un problema di scattering per un certo potenziale centrale $V(r)$ corrisponde a conoscere tutte le funzioni $\delta_l(k)$.

Confrontando le Eq. (1.6) e (1.7) e sapendo che $P_l(1) = 1$, si trova che la sezione d'urto totale può essere scritta come:

$$\sigma(k) = \frac{4\pi}{k} \text{Im} f(k, 0) \quad (1.8)$$

e, nel caso in cui $\delta_l(k) = \pi/2$ per ciascuna onda parziale, ciascun $\sigma_l(k)$ nell'equazione (1.7) raggiunge il valore massimo consentito dalla meccanica quantistica, il cosiddetto *unitary limit*,

$$\sigma_{l,MAX} = (2l + 1) \frac{4\pi}{k^2}. \quad (1.9)$$

1.1.1 Scattering a bassa energia

Una grossa semplificazione al problema di scattering si ha nel caso di potenziali a corto raggio e nel limite delle basse energie. Un potenziale è a corto raggio se, per $r \rightarrow \infty$, $V(r) \sim r^{-\alpha}$ con $\alpha > 3$ [45]. Nella classe di potenziali *short-range* rientra anche il potenziale di van der Waals (1.10), che caratterizza l'interazione tra due atomi non magnetici:

$$V_{vdW}(r) = -\frac{C_6}{r^6} = -E_{vdW} \left(\frac{R_e}{r} \right)^6 \quad (1.10)$$

dove si riconoscono il range di interazione $R_e = (2m_r C_6 / \hbar^2)^{1/4}$ e l'energia $E_{vdW} = \hbar^2 / (2m_r R_e^2)$ [7].

Per potenziali a corto raggio si può dimostrare che, per ogni valore di l :

$$\delta_l(k) \sim k^{2l+1} \quad \text{per } k \rightarrow 0. \quad (1.11)$$

Nel limite delle basse energie ($k \rightarrow 0$) dall'Eq. (1.7) troviamo che $\sigma_l(k)$ ha il seguente andamento in energia:

$$\sigma_l(k) = 4\pi(2l + 1) \frac{\sin^2 \delta_l(k)}{k^2} \sim \frac{\delta_l^2(k)}{k^2} \sim \frac{k^{4l+2}}{k} \sim k^{4l}. \quad (1.12)$$

Ossia, per ogni onda parziale con $l > 0$, $\sigma_l(k \rightarrow 0) \rightarrow 0$. Di conseguenza, nel regime ultrafreddo (quando la lunghezza d'onda di de Broglie è maggiore di R_e) lo scattering risultante è prevalentemente in onda-s ($l = 0$), e quindi isotropo.

Questo fatto si può anche spiegare scrivendo l'equazione di Schrödinger Eq. (1.1) in coordinate sferiche ed espandendo la funzione d'onda $\psi(\vec{r})$ in onde parziali:

$$\psi(\vec{r}) = \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{m=-l}^{+l} \frac{u_{l,m}(r)}{r} Y_{l,m}(\theta, \phi) = \sum_{l=0}^{\infty} \frac{u_{l,0}(r)}{r} Y_{l,0}(\theta) \quad (1.13)$$

dove m è la proiezione del momento angolare rispetto all'asse di quantizzazione, $u_{l,m}(r)$ è la funzione d'onda radiale e $Y_{l,m}(\theta, \phi)$ quella angolare, scritta in termini di armoniche sferiche. Inoltre la seconda uguaglianza nell'equazione (1.13) è giustificata dalla simmetria cilindrica del problema. In coordinate sferiche l'equazione (1.1) diventa:

$$\sum_{l=0}^{\infty} \left[-\frac{\hbar^2}{2m_r} \left(\partial_r^2 + \frac{2}{r} \partial_r \right) + \frac{L^2}{2m_r r^2} + V(r) - E \right] \frac{u_{l,0}(r)}{r} Y_{l,0}(\theta) = 0 \quad (1.14)$$

dove L è l'operatore momento angolare. Dato che le armoniche sferiche sono le autofunzioni dell'operatore momento angolare:

$$\sum_{l=0}^{\infty} Y_{l,0}(\theta) \frac{1}{r} \left[-\frac{\hbar^2}{2m_r} \partial_r^2 + \frac{\hbar^2 l(l+1)}{2m_r r^2} + V(r) - E \right] u_{l,0}(r) = 0 \quad (1.15)$$

dove il secondo contributo in ogni termine della sommatoria descrive un potenziale centrifugo. Si osservi che per $l = 0$ lo scattering è sempre permesso mentre, per $l \neq 0$ affinché gli atomi interagiscano, devono superare la barriera centrifuga. Quest'ultima diventa sempre più rilevante all'aumentare del valore di l e perciò, a parità di energia delle particelle, la probabilità di attraversarla sarà minore. Di conseguenza, nel limite di basse energie, si ha una soppressione dello scattering con onde parziali con $l \neq 0$.

L'effetto del potenziale $V(r)$ su un sistema a due corpi posti a grande distanza tra loro ($r \gg R_e$) può essere quantitativamente descritto imponendo le condizioni al contorno di Bethe-Peierls [44, 46]:

$$\left. \frac{[r\psi]'}{[r\psi]} \right|_{r \rightarrow 0} = k \cot \delta_0(k). \quad (1.16)$$

In generale, l'imposizione di queste condizioni al contorno non semplifica il problema, dato che è comunque necessario conoscere il *phase shift*. Tuttavia, nel regime di bassa energia in cui $kR_e \ll 1$, è possibile espandere l'equazione (1.16) in serie di Taylor per $k \sim 0$, ottenendo [45]:

$$k \cot \delta_0(k) \approx -\frac{1}{a} - R^* k^2 + \dots, \quad (1.17)$$

dove a è un parametro detto lunghezza di scattering mentre R^* è detto *effective range*. Sostituendo questa formula dentro l'espressione Eq. (1.6) per $l = 0$, si ottiene:

$$f_0(k) = -\frac{1}{\frac{1}{a} + R^* k^2 + ik}. \quad (1.18)$$

Di conseguenza nel caso di potenziali *short-range* e basse energie di collisioni, il problema di scattering è risolto se si conoscono solamente due parametri indipendenti da k ed eventualmente determinabili sperimentalmente, a prescindere dalla forma del potenziale di interazione. Questo porta a dire che tutti i potenziali di interazione agiscono in modo analogo, purché siano caratterizzati dagli stessi valori delle costanti a e R^* . Ciò consente di scegliere qualsiasi pseudo-potenziale che riproduca l'Eq. (1.18), per descrivere l'effetto del vero potenziale di interazione (arbitrariamente complesso) a basse energie [46]. In particolare l'intero processo di scattering può essere ridotto ad imporre la condizione Eq. (1.16), sotto l'approssimazione (1.17), per la funzione d'onda radiale ad $r = 0$ (*zero-range approximation*):

$$\left. \frac{[r\psi]'}{[r\psi]} \right|_{r \rightarrow 0} = -\frac{1}{a} - R^* k^2. \quad (1.19)$$

1.1.2 Connessione tra ampiezza di scattering, scattering rate e *shift* di interazione

La conoscenza dell'ampiezza di scattering $f(k, \theta)$ permette di ricavare il rate di scattering elastico $1/\tau$ e lo *shift* in energia $h\delta\nu$, nell'ambito della *Impact theory of pressure broadening* [50, 51].

Assumendo che la collisione di una particella che propaga in un mezzo a densità \bar{n} sia effettivamente istantanea, il rate di scattering elastico è pari a

$$\frac{1}{\tau} = \bar{n} \frac{\hbar}{m_r} 4\pi \text{Im}\langle f(k, \theta = 0) \rangle \quad (1.20)$$

dove $\langle f(k, 0) \rangle$ rappresenta l'ampiezza di scattering mediata rispetto a tutti i momenti collisionali.

Per quanto riguarda lo *shift* in energia, dovuto all'interazione tra la particella e il mezzo circostante, nell'ambito della *impact theory* questo è uguale a

$$\delta\nu = -\bar{n} \frac{\hbar}{m_r} \text{Re}\langle f(k, 0) \rangle. \quad (1.21)$$

Si noti che un valore positivo (negativo) di $\text{Re}\langle f(k, 0) \rangle$ corrisponde a un'energia di interazione attrattiva (repulsiva).

1.2 Scattering risonante

Una proprietà importante dell'Eq. (1.18) per l'ampiezza di scattering in onda-s è che presenta la tipica forma risonante di Breit-Wigner, rilevante per descrivere lo scattering a bassa energia in presenza di un accoppiamento del canale di scattering (ad energia E) con uno stato quasi-stazionario ad energia E_{res} . Questa può tipicamente essere scritta come:

$$f_{BW}(E) = -\frac{\hbar\gamma/\sqrt{2m_r}}{E - E_{res} + i\gamma\sqrt{E}}, \quad (1.22)$$

dove γ è l'ampiezza di accoppiamento tra lo stato di scattering e quello quasi-stazionario [45]. Confrontando le equazioni (1.22) e (1.18) si ottiene che:

$$a = -\frac{\hbar\gamma}{\sqrt{2m_r}E_{res}}, \quad (1.23a)$$

$$R^* = \frac{\hbar}{\sqrt{2m_r}\gamma}. \quad (1.23b)$$

Si osserva che a dipende sia da γ che da E_{res} , mentre R^* solamente dall'ampiezza di accoppiamento. Riscrivendo l'equazione (1.23b), si trova che:

$$\gamma^2 = \frac{\hbar^2}{2m_r R^{*2}}. \quad (1.24)$$

Pertanto, un accoppiamento debole corrisponde a un valore di R^* grande, e viceversa. Dato che la quantità $2\sqrt{E}\gamma$ è il rate di decadimento [44], sia γ che R^* sono quantità definite positive.

Dall'equazione (1.23a) si osserva che il segno della lunghezza di scattering è determinato da quello di E_{res} : se esiste uno stato legato reale, ovvero $E_{res} < 0$, allora $a > 0$. Viceversa, se è presente solamente uno stato virtuale ($E_{res} > 0$), la lunghezza di scattering è negativa. In aggiunta, il valore di a può essere variato una volta che l'energia dello stato quasi-stazionario viene modificata: in particolare si nota che, se $E_{res} \rightarrow 0$, allora $|a| \rightarrow \infty$.

Nella maggior parte delle situazioni fisiche E_{res} è fissato ma, per molti sistemi ultrafreddi, questo parametro può essere modificato grazie all'effetto Zeeman, dando origine al fenomeno delle risonanze di Feshbach [7]. Questo fenomeno fa la sua comparsa quando lo stato di scattering di due atomi, in un certa combinazione iperfine e Zeeman (canale aperto), è accoppiato tramite un'ampiezza $\gamma \neq 0$ ad uno stato molecolare quasi-degenere, supportato da un potenziale connesso ad un altro dominio iperfine (canale chiuso). Dato che i due canali sono descritti da diversi numeri quantici, i momenti magnetici associati ai due stati non coincidono. Di conseguenza, modificando il campo magnetico, è possibile cambiare l'energia del canale chiuso rispetto a quella del canale aperto. Ossia, relativamente alla soglia $E = 0$ del canale aperto si ha che

$$E_{res} = \delta\mu(B - B_0), \quad (1.25)$$

dove $\delta\mu = \mu_c - \mu_a$ è il momento magnetico differenziale (μ_c e μ_a sono rispettivamente il momento magnetico del canale chiuso e di quello aperto), B è il campo magnetico esterno e B_0 è il valore di campo magnetico per cui il canale chiuso è degenere con quello aperto.

Vicino ad una risonanza di Feshbach, dunque, l'equazione (1.23a) assume la forma:

$$a(B) = -\frac{\hbar\gamma}{\sqrt{2m_r}\delta\mu(B - B_0)}. \quad (1.26)$$

Tipicamente, Eq. (1.26) viene descritta introducendo la larghezza magnetica della risonanza di Feshbach, definita come

$$\Delta B \equiv \frac{\hbar\gamma}{\sqrt{2m_r}a_{bg}\delta\mu}, \quad (1.27)$$

dove a_{bg} denota la lunghezza di scattering non nulla lontano da risonanza. Tenendo in considerazione anche il contributo non risonante ($a_{bg} \neq 0$), l'equazione (1.26) assume la forma dispersiva tipica [7]:

$$a(B) = a_{bg} \left(1 - \frac{\Delta B}{B - B_0} \right), \quad (1.28)$$

mostrata per una risonanza di Feshbach in onda-s per la miscela Li|1>-Cr|1) in figura (1.1).

Inoltre, ricavando dall'equazione (1.27) l'espressione per γ , si trova la seguente forma per R^* in termini di ΔB e $\delta\mu$:

$$R^* = \frac{\hbar^2}{2m_r} \frac{1}{\Delta B \delta\mu}. \quad (1.29)$$

Sapendo che un valore di γ grande corrisponde a un forte accoppiamento tra il canale aperto e quello chiuso e che R^* dipende da γ , è possibile classificare le risonanze di Feshbach come larghe e strette. Si definisce risonanza larga se $R^* \leq R_e$, invece se $R^* \gg R_e$ è detta stretta.

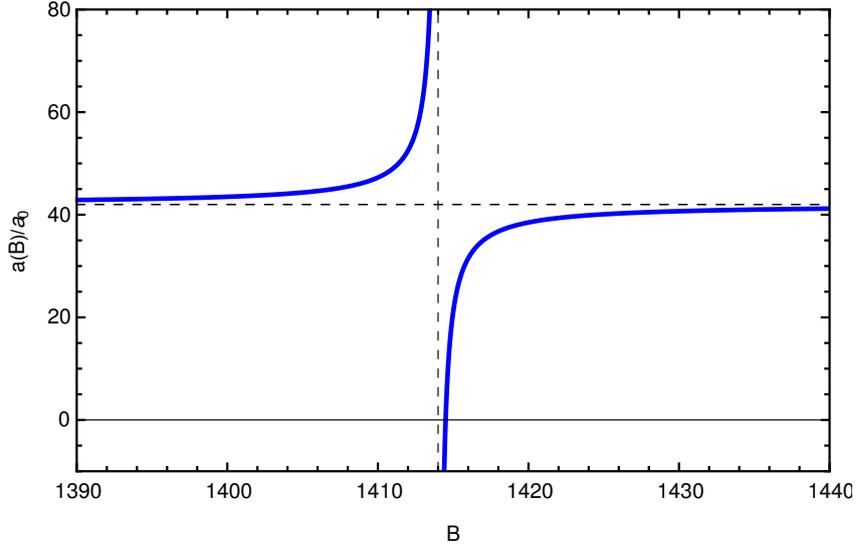


Figura 1.1. Lunghezza di scattering normalizzata rispetto al raggio di Bohr a_0 in funzione del campo magnetico in prossimità della risonanza di Feshbach in onda-s per la miscela Li|1)-Cr|1). Il polo della risonanza B_0 è posto a 1414 G, mentre $\Delta B = 0.5$ G e $a_{bg} = 42a_0$. Dati presi da Ref. [32].

1.2.1 Dimeri Feshbach

Vicino ad una risonanza di Feshbach le proprietà dello stato legato vengono modificate dall'accoppiamento con il canale aperto, rispetto al caso di un canale chiuso molecolare con $\gamma = 0$. Per questa ragione è necessario cercare il polo di $f_0(k)$ per energie negative, facendo la sostituzione $k \rightarrow i\kappa$ con $\kappa > 0$, in modo tale che l'energia di legame del dimero sia:

$$\epsilon_b = -\frac{\hbar^2 \kappa^2}{2m_r} < 0. \quad (1.30)$$

Per trovare il polo della risonanza si cerca il valore di κ tale per cui il denominatore nell'equazione (1.18) si annulli [46]:

$$\frac{1}{a} - R^* \kappa^2 - \kappa = 0. \quad (1.31)$$

Si trova che l'Eq. (1.31) ha una soluzione solo per $a > 0$:

$$\kappa = \frac{\sqrt{\frac{4R^*}{a} + 1} - 1}{2R^*} \equiv \frac{1}{a^*} \quad (1.32)$$

e perciò:

$$\epsilon_b = -\frac{\hbar^2}{2m_r a^{*2}}. \quad (1.33)$$

Nel caso in cui $R^*/a \ll 1$, vale a dire nel caso di risonanza larga (R^* piccolo) o vicino al polo ($a(B)$ grande), espandendo in serie l'equazione (1.32), si trova che $1/a^* \sim 1/a$, perciò l'equazione (1.33) diventa:

$$\epsilon_b|_{R^*/a \ll 1} \sim -\frac{\hbar^2}{2m_r a^2} \equiv \epsilon_0. \quad (1.34)$$

Il limite $R^*/a \ll 1$, nel quale l'energia dello stato legato dipende solamente dalla lunghezza di scattering a , come mostrato in Eq. (1.34), è detto universale. In figura (1.2) è mostrato un grafico di confronto tra l'energia di legame ϵ_b , Eq. (1.33), e ϵ_0 energia di legame nel caso in cui $R^* = 0$, Eq. (1.34).

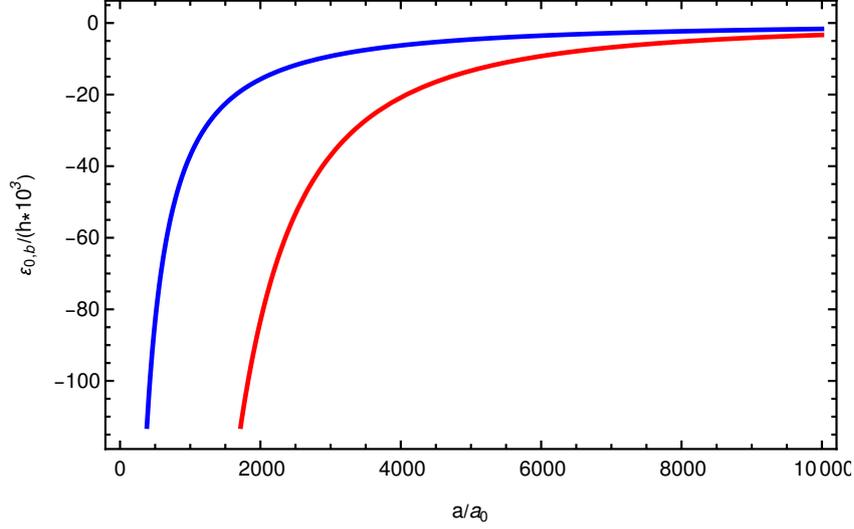


Figura 1.2. La curva rossa in figura mostra l'andamento dell'energia di legame nel caso $R^* = 0$, Eq. (1.34), confrontato con ϵ_b , Eq. (1.33) (curva blu).

Nel limite opposto, quando $R^*/a \gg 1$, si ha che $1/a^* \sim 1/\sqrt{R^*a}$. Perciò, tenendo presente il risultato esplicitato nell'equazione (1.23b), l'equazione (1.33) diventa:

$$\epsilon_b|_{R^*/a \gg 1} \sim -\frac{\hbar^2}{2m_r a R^*} = \delta\mu(B - B_0). \quad (1.35)$$

In questo caso l'energia del dimero legato scala linearmente con il detuning magnetico dal polo della risonanza a B_0 .

Il parametro adimensionale R^*/a , nell'approssimazione di *zero-range*, quantifica anche la *open/closed channel fraction* che caratterizza la molecola Feshbach. Lo stato debolmente legato, formato dai due atomi che interagiscono in corrispondenza di una risonanza di Feshbach, si può intendere come la sovrapposizione di uno stato molecolare (*closed channel*) e di uno stato che descrive due atomi non legati (*open channel*). È quindi possibile definire un parametro, detto *open-channel fraction*, che quantifica quanto le particelle siano "atomi" separati. Allo stesso modo si può definire una *closed-channel fraction*, che invece misura quanto il dimero Feshbach sia genuinamente una molecola.

La *open-channel fraction*, nell'approssimazione di *zero range*, risulta essere pari a [44]:

$$P_{open} = \frac{1}{\sqrt{1 + 4R^*/a}}. \quad (1.36)$$

Una volta nota P_{open} , è immediato ricavare anche la *closed-channel fraction* come $P_{closed} = 1 - P_{open}$. Se $P_{open} \sim 1$, allora l'energia di legame ha l'andamento descritto dall'equazione (1.34). Nel limite opposto, $P_{open} \ll 1$, i dimeri Feshbach coincidono invece con lo stato molecolare del canale chiuso imperturbato, la cui energia è data

dall'equazione (1.35).

Il momento magnetico associato al dimero Feshbach è, per tutti i detuning, dato da [46]:

$$\mu_f = \frac{\partial \epsilon_b}{\partial B} = \mu_{OC} P_{open} + \mu_{CC} (1 - P_{open}). \quad (1.37)$$

dove μ_{OC} e μ_{CC} sono rispettivamente i momenti magnetici della molecola *open-* e *closed-channel*.

Pertanto, una misura di momento magnetico del dimero Feshbach in funzione del detuning dal polo della risonanza fornisce informazioni riguardo alla dipendenza magnetica della *open-channel fraction*, e quindi anche del parametro R^*/a [52]. La transizione dal regime universale, Eq. (1.34), a quello in cui il dimero è essenzialmente una molecola *closed-channel* (vedi Eq. (1.35)), avverrà per detuning magnetici diversi a seconda del tipo di risonanza di Feshbach in esame: per risonanze larghe vale il regime universale con $P_{open} \sim 1$ e si estenderà in una regione di detuning ampia, e comparabile alla larghezza ΔB della risonanza. Al contrario, la molecola assumerà un carattere di “*closed-channel*” ($P_{open} \sim 0$, $P_{closed} \sim 1$) già a detuning $|B - B_0| \ll \Delta B$. La distinzione tra risonanze strette e larghe non pare avere un grosso significato: ogni risonanza larga diventa stretta per momenti incidenti e/o per detuning magnetici sufficientemente grandi e, al contrario, ogni risonanza stretta diventa larga per k e $|B - B_0|$ sufficientemente piccoli, in modo tale che $R^* k^2 \ll 1/a$. Tuttavia, dal punto di vista sperimentale, tale distinzione è altamente rilevante a causa di una finita stabilità del campo magnetico, che inevitabilmente può rendere poco accessibili le regioni con $R^*/a \ll 1$. Oltre a ciò, per i sistemi fermionici, caratterizzati da un vettore di Fermi k_F finito anche a temperatura nulla, può essere impossibile soddisfare la condizione $k_F^2 R^* \ll 1/a$ se R^* è elevato, a meno di preparare un campione atomico ultra-diluito, per cui $k_F = (6\pi^2 n)^{1/3} \rightarrow 0$, con n densità del campione.

1.3 Sistemi a tre fermioni usando l'approssimazione di Born-Oppenheimer

Si consideri ora il caso in cui siano presenti due fermioni identici di massa M interagenti a bassa energia in onda-s con uno più leggero di massa m . Se $M/m \gg 1$, si può usare l'approssimazione di Born-Oppenheimer [47] per studiare qualitativamente il problema [44, 53]: lo stato della particella leggera, nella posizione \vec{r} , si modifica adiabaticamente rispetto alla posizione relativa \vec{R} tra i due atomi pesanti. Assumendo di essere nel regime ultrafreddo e che l'interazione tra gli atomi pesanti e quello leggero sia caratterizzata da una lunghezza di scattering in onda-s positiva, lo stato fondamentale del sistema a tre corpi a grandi distanze ($R \rightarrow \infty$) può essere considerato come composto da un dimero (formato da atomo pesante + leggero) e da un fermione pesante. Come nel problema dello ione H_2^+ , lo stato che descrive l'atomo leggero localizzato vicino ad uno dei fermioni M è sovrapposto con quello in cui è la particella m è localizzata vicino all'altro. Perciò, la funzione d'onda che descrive il moto della particella leggera può essere scritta come:

$$\psi_{\vec{R}, \pm}(\vec{r}) \propto \frac{e^{-\kappa_{\pm}(R)|\vec{r} - \vec{R}/2|}}{|\vec{r} - \vec{R}/2|} \pm \frac{e^{-\kappa_{\pm}(R)|\vec{r} + \vec{R}/2|}}{|\vec{r} + \vec{R}/2|}. \quad (1.38)$$

L'energia corrispondente è pari a:

$$\epsilon_{\pm}(R) = -\frac{\hbar^2 \kappa_{\pm}^2(R)}{2m} \quad (1.39)$$

ed è ottenuta imponendo le condizioni al contorno di Bethe-Peierls per $|\vec{r}_{\pm} \pm \vec{R}/2| \rightarrow 0$ [53] già illustrate nel precedente paragrafo (1.2.1), vedi Eq. (1.16). Come già visto, anche in questo caso si trova un'equazione per la variabile $\kappa_{\pm}(R)$ analoga all'Eq. (1.31) per il sistema a due corpi, che in questo caso è data da:

$$\frac{1}{a} - R^* \kappa_{\pm}(R) - \kappa_{\pm}(R) = \pm \frac{e^{\kappa_{\pm}(R)R}}{R} \quad (1.40)$$

tale equazione può essere facilmente risolta numericamente per $k_{\pm}(R)$, e permette di ottenere conseguentemente $\epsilon_{\pm}(R)$ da Eq. (1.39), i quali agiscono come un potenziale effettivo nell'equazione di Schrödinger per la funzione d'onda $\phi(\vec{R})$, che descrive il moto degli atomi pesanti. L'andamento degli autovalori $\epsilon_{\pm}(R)$ in funzione della distanza $M - M$ è mostrato in Fig. (1.3) per diversi valori di R^*/a in Eq. (1.40).

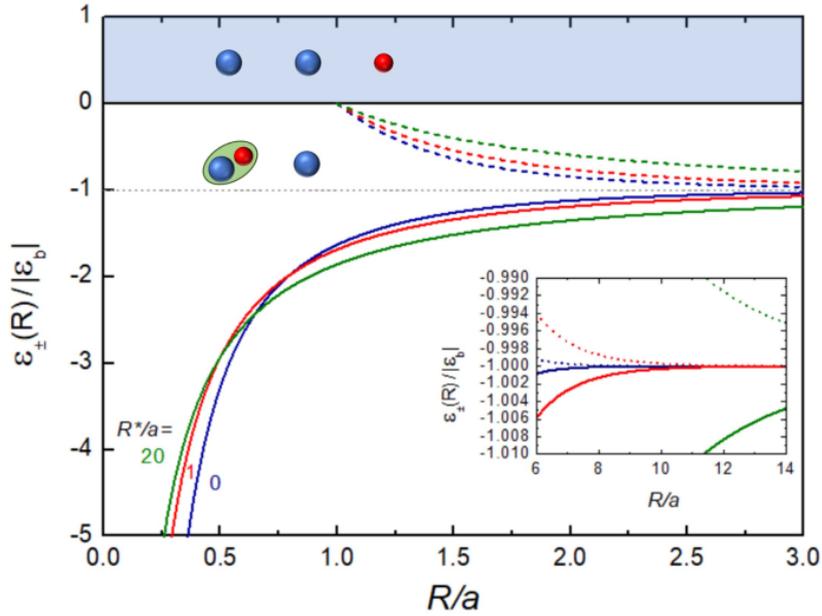


Figura 1.3. Potenziali effettivi di interazione $\epsilon_+(R)$ (linee continue) e $\epsilon_-(R)$ (linee tratteggiate) nell'approssimazione di Born-Oppenheimer calcolati per diversi valori di R^*/a tramite la soluzione di Eq. (1.40). I potenziali $\epsilon_{\pm}(R)$ sono normalizzati rispetto all'energia di legame del dimerò che, nell'approssimazione di Born-Oppenheimer, è pari a $\epsilon_b = -\hbar^2/(2m_r a^*)^2 = \epsilon_{\pm}(\infty)$. Si osserva che $\epsilon_+(R)$ è un potenziale puramente attrattivo, mentre $\epsilon_-(R)$ è totalmente repulsivo e raggiunge la soglia di energia nulla quando $R = a$. L'inset mostra l'andamento delle curve per $R \gg a$, dove tutte le curve tendono al valore dell'energia di legame del dimerò, che determina la soglia per lo scattering atomo-dimerò. Figura da [44].

Facendo riferimento alla Fig. (1.3) si possono fare alcune osservazioni. Innanzitutto, il potenziale effettivo è a lungo raggio, anche se deriva da un'interazione a corto

raggio: infatti, solo per $R \gg a$ tutte le curve tendono all'energia del solo dimero, $\epsilon_{\pm}(\infty) = \epsilon_b$. Inoltre, per tutte le distanze R , si ha che $\epsilon_+(R) < \epsilon_{\pm}(\infty)$, il che implica che $\epsilon_+(R)$ rappresenta un potenziale puramente attrattivo per le due particelle pesanti. Al contrario, $\epsilon_-(R) > \epsilon_{\pm}(\infty)$ perciò $\epsilon_-(R)$ è repulsivo e raggiunge il continuo $\epsilon_-(R) = 0$ quando $R = a$, a prescindere dal valore di R^*/a . Infine, quando $R/a \ll 1$ e R^*/a è piccolo, l'equazione (1.40) diventa:

$$-\kappa_+(R)R = e^{\kappa_{\pm}(R)R}. \quad (1.41)$$

Tale equazione, dalla forma $x = e^{-x}$, ha come soluzione

$$x = -\kappa_+(R)R = \alpha = 0.56714\dots, \quad (1.42)$$

conseguentemente il potenziale attrattivo $\epsilon_+(R)$ si riduce alla forma:

$$\epsilon_+(R) \sim -\frac{0.161\hbar^2}{mR^2} \quad \text{per } R \ll a. \quad (1.43)$$

A prescindere dalla natura delle particelle di massa M , la funzione d'onda totale del sistema a tre corpi è proporzionale al prodotto $\psi_{\vec{R},\pm}(\vec{r})\phi(\vec{R})$, dove $\phi(\vec{R})$ denota la funzione d'onda che descrive il moto degli atomi pesanti. A seconda della loro natura fermionica o bosonica, questa deve essere simmetrica o antisimmetrica rispetto alla trasformazione $\vec{R} \leftrightarrow -\vec{R}$. Considerando il caso di fermioni identici, dato che $\psi_{\vec{R},+}(\vec{r})$ ($\psi_{\vec{R},-}(\vec{r})$) è totalmente simmetrica (antisimmetrica), si ottiene che il potenziale effettivo $\epsilon_+(R)$ ($\epsilon_-(R)$) agirà sui canali di onde parziali dispari (pari) per la funzione d'onda $\phi(\vec{R})$. L'interazione atomo-dimero diventa quindi canale-dipendente, infatti lo stato simmetrico (antisimmetrico) corrisponde a valori del momento angolare totale l dispari (pari).

Il canale in onda-s per le collisioni atomo-dimero è caratterizzato da una barriera di potenziale repulsiva di altezza totale pari a $U_0(R) \equiv \epsilon_-(R) - \epsilon_{\pm}(\infty)$, cioè corrispondente all'energia di legame del dimero, che a sua volta dipende dal valore di R^*/a . Il potenziale repulsivo $U_0(R)$ fa sì che la lunghezza di scattering fermione-dimero a_{FD} sia sempre positiva, e dell'ordine di quella atomo-atomo [33, 53]. Nel caso di scattering tre due atomi interagenti tramite un potenziale a corto raggio, situazione descritta nel precedente paragrafo, una lunghezza di scattering positiva implica la presenza di uno stato legato al di sotto della soglia di scattering; in questo caso, invece, il potenziale atomo-dimero è a lungo raggio, e la lunghezza di scattering è sempre positiva nonostante non sia presente alcun stato legato (trimero) in onda-s [46].

Le particelle a bassa energia, per avvicinarsi ad una distanza pari a $R \sim R_e$, devono attraversare per effetto tunnel la barriera repulsiva in $\epsilon_-(R)$ per $R \geq a$. Questo spiega qualitativamente la stabilità collisionale dei sistemi fermionici contro i processi inelastici [44, 53, 54]. In aggiunta, $U_0(R) \propto 1/m$ mentre l'energia cinetica è proporzionale a $1/M$: pertanto, maggiore è il rapporto di massa M/m , maggiore è la soppressione del rate β_{M-D} di processi inelastici atomo-dimero ($M-D$) rispetto al suo valore di *background* fuori risonanza β_{M-D}^{bg} , come mostrato in Fig. (1.4) in termini del fattore di soppressione dato da $\beta_{M-D}/\beta_{M-D}^{bg}$. D'altra parte, un aumento dell'*effective range* comporta un abbassamento della barriera di potenziale, dato che l'energia del dimero è ridotta dall'aumento del parametro R^*/a , come esplicitato

dall'equazione (1.33), per cui $\epsilon_b(R^*/a \gg 1)/\epsilon_b(R^* = 0) \sim (a/R^*)$. Per questa ragione la stabilità dei sistemi fermionici vicino ad una risonanza di Feshbach stretta è ridotta rispetto al caso di risonanze larghe, per un fissato valore di M/m e a .

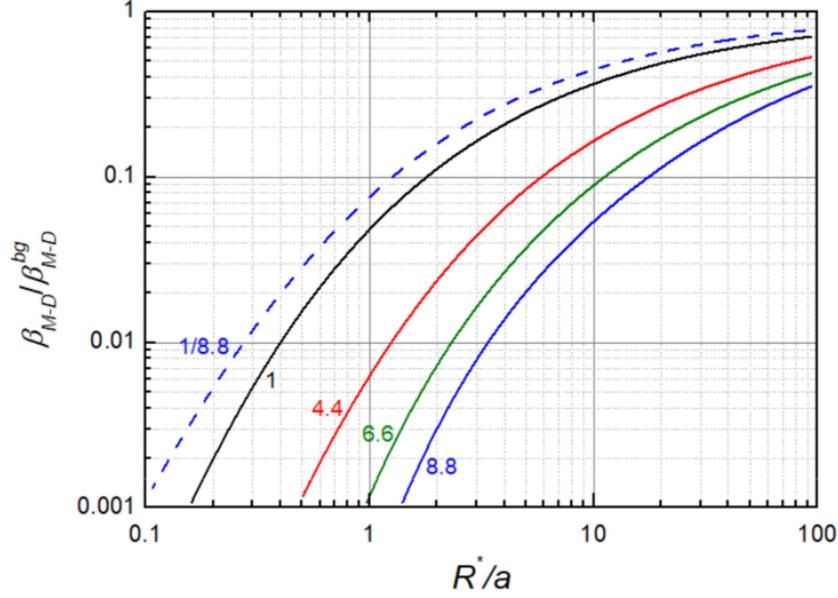


Figura 1.4. Fattore di soppressione $\beta_{M-D}/\beta_{M-D}^{bg}$ per lo scattering inelastico tra atomo (di massa M) e dimero (di massa $M + m$), in funzione di R^*/a per diversi valori del rapporto di massa M/m . La riga tratteggiata rappresenta il caso in cui $M/m = 1/8.8$, che rappresenta la situazione in cui lo scattering avviene tra un atomo di litio e un dimero di litio-cromo. Maggiore è il rapporto di massa M/m , più stabilizzato risulta il sistema $M - M - m$ (pesante-pesante-leggero) a fissato M/m , relativamente al caso $M = m$ (curva nera). Al contrario, per il caso leggero-leggero-pesante il rapporto $\beta_{M-D}/\beta_{M-D}^{bg}$ risulta solo moderatamente aumentato rispetto al caso omonucleare. I dati sono presi da Ref. [29] e combinati in un singolo plot. I rapporti di massa corrispondono alle combinazioni: omonucleare (1), Dy-K (4.4), K-Li (6.6) e Cr-Li (8.8 e 1/8.8).

In figura (1.4) è mostrato il rapporto tra $\beta_{M-D}/\beta_{M-D}^{bg}$ in funzione di R^*/a per diversi valori del rapporto di massa ottenuto da calcoli di fisica a tre corpi esatti ed oltre l'approssimazione di Born-Oppenheimer in Ref. [29]. Si osserva che un certo valore del rate di soppressione è raggiunto per maggiori R^*/a via via che il rapporto di massa aumenta.

Per quanto riguarda i canali di onde parziali dispari e, in particolare, il canale in onda-p, si ha che il potenziale attrattivo $\epsilon_+(R)$ compete con la barriera centrifuga repulsiva data da:

$$U_{cb}(R) = \frac{\hbar^2 l(l+1)}{MR^2}. \quad (1.44)$$

Per semplicità si consideri inizialmente il caso $R^* = 0$: in tale situazione si ha che per $R^* \leq a$, $\epsilon_+(R) \propto -1/(mR^2)$, come mostrato dall'equazione (1.43), mentre $U_{cb} \propto +1/(MR^2)$, vedi Eq.(1.44). Di conseguenza, a seconda del rapporto di massa M/m , possono emergere situazioni diverse date dalla competizione tra attrazione

indotta $\epsilon_+(R)$ e barriera centrifuga. In figura (1.5) è mostrato il potenziale totale effettivo $U_1(R) \equiv (\epsilon_+(R) - \epsilon_+(\infty)) + U_{cb}(R)$, normalizzato rispetto all'energia di legame del dimero ϵ_0 , in funzione di R/a per diversi valori del rapporto di massa.

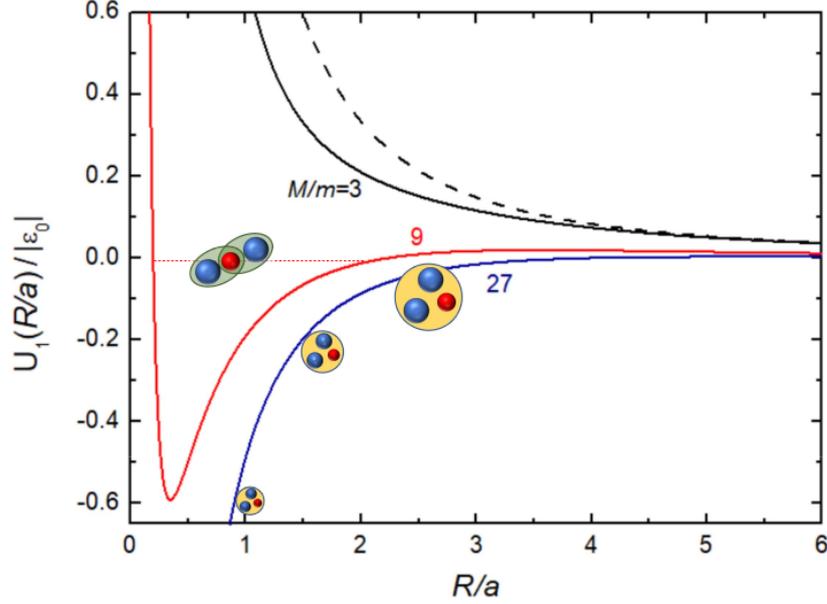


Figura 1.5. Potenziale totale effettivo $U_1(R) \equiv (\epsilon_+(R) - \epsilon_+(\infty)) + U_{cb}(R)$ nella approssimazione di Born-Oppenheimer per il canale di onda p, per il caso di $R^* = 0$, e diversi M/m in funzione di R/a . $U_1(R/a)$ è normalizzato rispetto all'energia di legame del dimero $|\epsilon_0|$. Per piccoli rapporti di massa (v. curva nera per $M/m = 3$), $U_1(R)$ riduce solo debolmente la barriera centrifuga (curva tratteggiata). Quando il rapporto di massa aumenta, $U_1(R)$ presenta una buca di potenziale per distanze dell'ordine della lunghezza di scattering a , che può supportare un trimero legato. Questa situazione si ha per $8.17 \leq M/m \leq 13.6$. Per $M/m > 13.6$, $U_1(R)$ è attrattivo a tutte le distanze con il peculiare andamento $U_1 \propto -1/R^2$, responsabile della formazione dei cosiddetti stati di Efimov. Immagine presa da Ref. [53].

Per grandi valori del rapporto di massa ($M/m \geq 13.6$), si ha che il potenziale effettivo domina la barriera centrifuga ad ogni distanza (curva blu): in questo caso si ottiene un potenziale totale puramente attrattivo proporzionale a $1/R^2$. In questa situazione il potenziale può supportare un'infinità di stati legati di trimero, con la manifestazione dell'effetto Efimov [8,9]. I trimeri di Efimov sono però instabili a causa dei processi di rilassamento inelastici (in canali p-wave) verso stati molecolari con energia inferiore.

Per $8.17 < M/m < 13.6$, $U_1(R)$ presenta una buca a distanze $R \sim a$ che può supportare al massimo due stati di trimero *non-Efimoviani*. Questi ultimi, previsti dalla teoria sviluppata da Kartavtsev e Malykh in Ref. [10], non sono ancora stati rilevati sperimentalmente in alcun sistema fisico. Infine, per $M/m < 8.17$, la profondità della buca di potenziale diminuisce così tanto da non supportare più stati legati e l'ultimo trimero di Kartavtsev-Malykh (KM) diventa una risonanza di scattering in onda-p nel continuo atomo-dimero [10].

È importante sottolineare che l'esistenza dei trimeri KM si ha solo per valori della lunghezza di scattering positivi, come risultato della competizione tra la barriera centrifuga repulsiva e il potenziale effettivo $\epsilon_+(R)$ attrattivo. Inoltre tali trimeri, come i dimeri Feshbach, sono degli stati universali, la cui energia per un dato rapporto di massa dipende solamente da a . In aggiunta, contrariamente al caso di trimeri di Efimov è previsto che questi siano collisionalmente stabili, grazie alla presenza della barriera centrifuga che sopprime la probabilità delle tre particelle di avvicinarsi a corte distanze ($R \ll a$, $R \sim R_e$).

Infine, per quanto riguarda il caso di $R^* \neq 0$, nella figura (1.6) è mostrato $U_1(R)$ per il rapporto di massa $M/m = 9$, valutato per diversi valori di R^*/a . Si osserva che anche per R^*/a piccolo ma finito la profondità della buca di potenziale è sensibilmente diminuita.

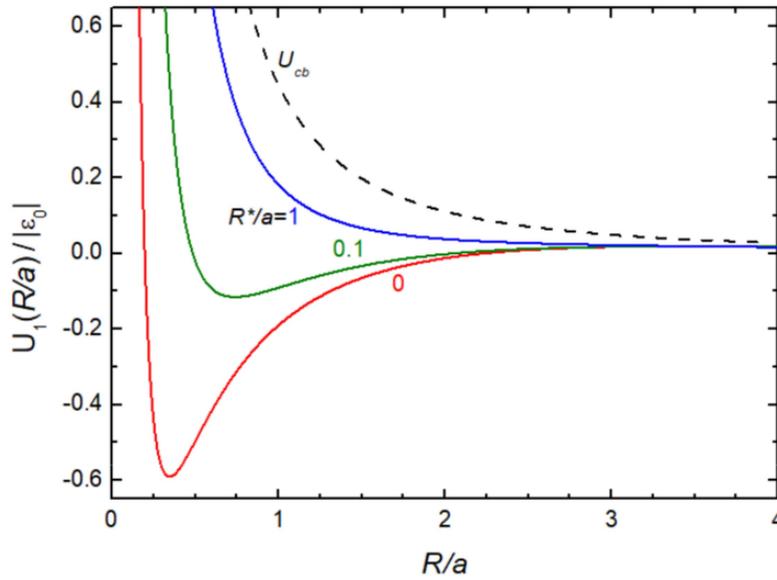


Figura 1.6. In figura è rappresentato il Potenziale totale effettivo $U_1(R)$ nel canale p -wave, normalizzato rispetto all'energia del dimero $|\epsilon_0|$, in funzione di R/a per diversi valori di R^*/a a fissato $M/m = 9$. Quando R^*/a aumenta si ha una sensibile riduzione della profondità della buca di potenziale ottenuta nel caso $R^* = 0$, e per $R^*/a \gg 1$ $U_1(R)$ tende alla barriera centrifuga (curva tratteggiata). Un'immagine simile si trova in [53].

Abbiamo già visto che nel limite $R^*/a \ll 1$ il potenziale attrattivo scala come R^{-2} mentre, nel limite opposto, si può ricavare dall'equazione (1.40) che:

$$\epsilon_+(R)|_{R^*/a \gg 1} \sim -\frac{\hbar^2}{2mR^*R} \quad \text{for } R \ll R^*. \quad (1.45)$$

Perciò, per $R^*/a \gg 1$, $\epsilon_+(R)$ è un potenziale coulombiano e l'Hamiltoniana presente nell'equazione di Schrödinger per i fermioni pesanti è riconducibile a quella dell'atomo di idrogeno con un raggio di Bohr effettivo proporzionale a $R^*/(M/m)$. Di conseguenza la barriera centrifuga in onda- p diventa più rilevante via via che aumenta il valore di R^* . Perciò si può concludere che un crescente R^*/a corrisponde qualitativamente ad una diminuzione del rapporto di massa M/m .

1.3.1 Il caso del Cr-Li

Nel caso della miscela di litio-cromo il rapporto di massa M/m è pari a 8.8 e perciò questo è sufficiente affinché un trimero KM LiCr_2 esista. L'energia di tale stato ϵ_3 , rispetto a quella del dimero, è $\epsilon_3/\epsilon_0 \sim 1.03$, perciò già un $R^*/a \sim 3\%$ è sufficiente per spostare lo stato legato di trimero nel continuo atomo-dimero. Tuttavia, tramite il campo magnetico B , è potenzialmente possibile un tuning sull'interazione elastica Cr-CrLi , dato che $a = a(B)$ e quindi è possibile controllare il parametro R^*/a tramite B .

Per la miscela di cromo-litio sarebbe quindi possibile controllare magneticamente non solo le interazioni a due corpi, ma anche quelle a tre particelle (vale a dire quelle tra atomi di Cr e dimeri debolmente legati di LiCr).

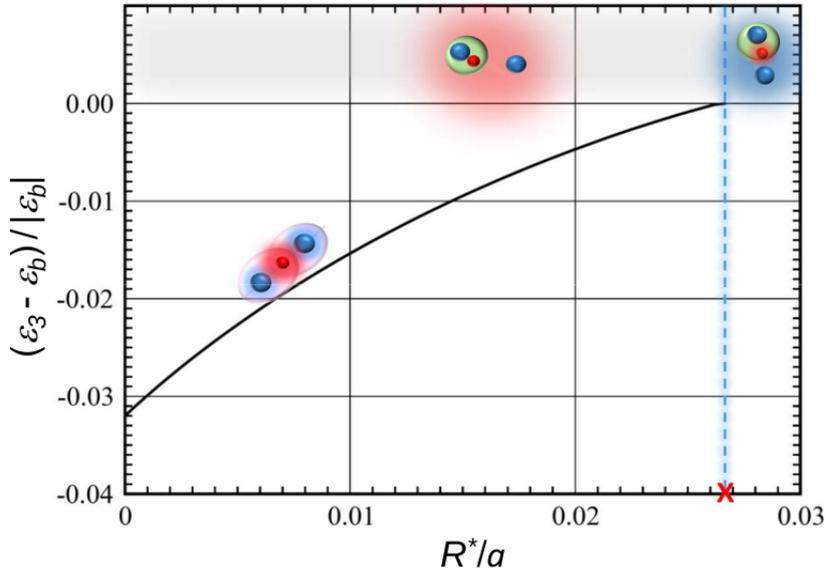


Figura 1.7. Predizione teorica per l'energia di legame del trimero LiCr_2 in funzione di R^*/a . La quantità $\epsilon_3 - \epsilon_b$ rappresenta il detuning in energia dello stato legato a tre corpi, dove ϵ_b è l'energia atomo-dimero. Nel limite di risonanza larga $R^* = 0$, e fino e $(R^*/a)_c \sim 0.27$ (segnato da una croce rossa), un trimero LiCr_2 è stabile in tre dimensioni. Pertanto, al di sotto il valore critico $(R^*/a)_c$, è presente una forte repulsione tra gli atomi di cromo e i dimeri LiCr . Una volta che l'energia del trimero raggiunge quella atomo-dimero, l'interazione atomo-dimero diventa risonante, e sotto il punto critico è presente una forte attrazione in onda-p tra Cr e LiCr (D.S. Petrov Comunicazione Privata 2014).

1.3.2 Commenti finali

In conclusione si può affermare che, nonostante per il litio-cromo il rapporto di massa preveda l'esistenza di un trimero KM, basta un R^* poco diverso da zero per portare lo stato legato nel continuo, in tre dimensioni. Tuttavia una ridotta dimensionalità può, in generale, favorire la formazione di *clusters*.

In due dimensioni, la barriera centrifuga è pari a:

$$U_{cb}^{2D} = \frac{\hbar^2 l^2}{MR^2} \quad (1.46)$$

perciò, in onda-p ($l = 1$), si ottiene che $U_{cb}^{3D} = 2U_{cb}^{2D}$. Dunque per avere uno stato di trimero legato è sufficiente un rapporto di massa inferiore rispetto al caso in tre dimensioni ($M/m \sim 3$) [55].

Inoltre, recenti studi effettuati per $N > 3$ corpi predicono, per $R^* = 0$ e in tre dimensioni, anche un tetramero universale formato da una particella leggera e tre pesanti per rapporti di massa $M/m \geq 8.86$, simili al rapporto di massa per il cromo-litio [19].

1.4 Risonanze di Feshbach nelle miscele ${}^6\text{Li} - {}^{53}\text{Cr}$

Nelle precedenti sezioni ho fatto cenno alle risonanze di Feshbach, utili per manipolare le proprietà collisionali degli atomi. Per quanto riguarda le miscele di ${}^6\text{Li} - {}^{53}\text{Cr}$, oggetto di questa tesi, tramite uno studio di “loss-spectroscopy” condotto precedentemente al mio lavoro di tesi, sono state trovate più di 50 risonanze intraspecie comprese tra 0 e 1500 Gauss, vedi Fig. (1.8) in Ref. [32].

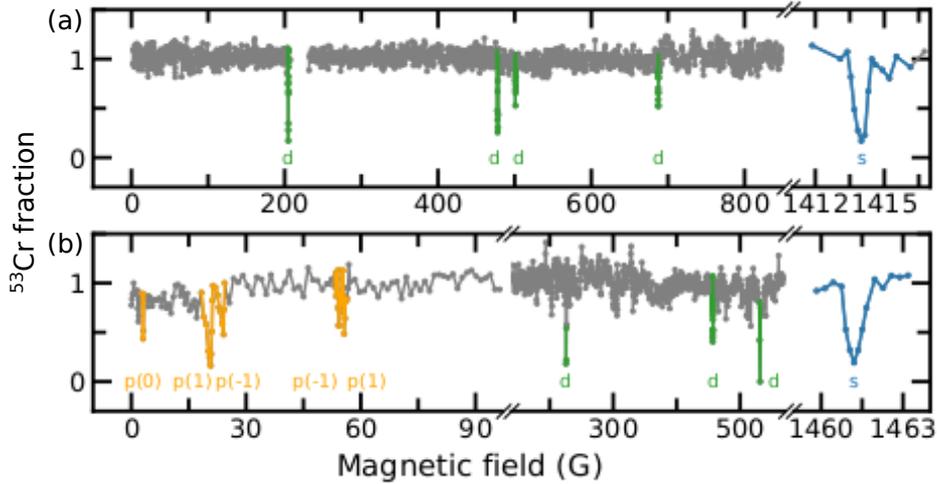


Figura 1.8. Esempi di spettri di perdita ${}^6\text{Li} - {}^{53}\text{Cr}$ ottenuti sperimentalmente studiando due diverse combinazioni di spin, che rivelano la presenza di risonanze di Feshbach eteronucleari. In particolare, lo spettro mostrato nel pannello (a) corrisponde alla combinazione $\text{Li}|1\rangle\text{-Cr}|1\rangle$, mentre nel pannello (b) si tratta della miscela $\text{Li}|2\rangle\text{-Cr}|1\rangle$. Per entrambi i pannelli, risonanze classificate dal modello collisionale come s -, p - o d -wave sono caratterizzate rispettivamente in blu, verde e arancio. Immagine presa da Ref. [32].

Tramite un fit dei dati sperimentali per mezzo di calcoli “coupled-channel” condotti dal prof. A. Simoni (Rennes) è stato possibile costruire un modello collisionale per il Li-Cr capace di riprodurre i dati spettroscopici con grande precisione, e conseguentemente di classificare le varie risonanze osservate in termini di un set univoco di numeri quantici e del loro momento angolare l [32]. Da tale studio sperimentale e

teorico risulta che il Li-Cr manifesta diverse risonanze in onda-s e in onda-p, utili per controllare le interazioni tra gli atomi, sia nello stato fondamentale che in altre combinazioni di spin con un rate di decadimento a due corpi trascurabile.

Seguendo la procedura sperimentale accuratamente descritta in [41, 56] (e riassunta nel capitolo 2) per ottenere miscele ultrafredde di ${}^6\text{Li}$ e ${}^{53}\text{Cr}$, il litio viene preparato nello stato fondamentale elettronico e iperfine in uno dei due livelli Zeeman $|f_{\text{Li}} = 1/2, m_{f,\text{Li}} = \pm 1/2\rangle$, denominati per semplicità rispettivamente Li|1) e Li|2). Per quanto riguarda il cromo questo inizialmente si trova nello stato fondamentale elettronico, iperfine e Zeeman a energia inferiore, $|f_{\text{Cr}} = 9/2, m_{f,\text{Cr}} = -9/2\rangle$ (Cr|1)) e successivamente trasferito nei due livelli Zeeman Cr|2) ($|f_{\text{Cr}} = 9/2, m_{f,\text{Cr}} = -7/2\rangle$) e Cr|3) ($|f_{\text{Cr}} = 9/2, m_{f,\text{Cr}} = -5/2\rangle$). In figura (1.8) sono mostrati gli spettri Feshbach per le due miscele rilevanti in questa tesi (Li|1)-Cr|1) e Li|2)-Cr|1)). Si osserva la presenza di due risonanze in onda-s a campi relativamente alti: per la miscela Li|1)-Cr|1) è presente una risonanza con $B_0 = 1414$ G con $\Delta B = 0.47$ G, mentre per Li|2)-Cr|1) il polo della risonanza si trova a $B_0 = 1461$ G con $\Delta B = 0.48$ G [32].

Capitolo 2

Overview dell'apparato e delle procedure sperimentali

In questo capitolo descriverò brevemente l'apparato sperimentale e le procedure seguite nel nostro laboratorio per produrre e manipolare miscele ultrafredde di ${}^6\text{Li}$ e ${}^{53}\text{Cr}$. La maggior parte del setup e dei protocolli sperimentali era già implementata prima dell'inizio del mio lavoro di tesi, e sarà qui solo brevemente discussa. Il lettore interessato può trovare maggiori approfondimenti nelle tesi magistrali [42, 57] e negli articoli [41, 56].

Oltre a dare una breve panoramica di quanto già a nostra disposizione all'inizio della tesi, fornirò alcuni dettagli su due parti del sistema che sono stati implementati durante il mio periodo di tesi: la stabilizzazione del campo magnetico, che ha portato ad ottenere un controllo di qualche mG [42], e la realizzazione di una trappola di dipolo ottico (ODT) a 1560 nm.

La procedura sperimentale che ha portato ad ottenere una miscela ultrafredda di litio e cromo fermionici è basata su un approccio completamente ottico di durata pari a 13 ms. I principali step del protocollo sperimentale sono schematizzati in Fig. (2.1) e comprendono la realizzazione di una doppia trappola magneto-ottica (MOT) per il litio e il cromo, seguita dal caricamento in una trappola di dipolo ottico bicromatica (BODT) tramite l'implementazione di un “*dark spot*” per la MOT di cromo e, infine, una fase di raffreddamento evaporativo tra due stati per il litio e contemporaneo raffreddamento simpatetico per il cromo.

2.1 Setup sperimentale

In questa sezione riassumerò le componenti cruciali, per questa tesi, del setup sperimentale presente nel laboratorio 9, dove vengono effettuati esperimenti di atomi ultrafreddi con una miscela di ${}^6\text{Li}$ e ${}^{53}\text{Cr}$.

Per ciascuna specie è presente uno Zeeman slower (ZS), necessario per rallentare il fascio atomico prodotto dal forno e diretto alla cella sperimentale. Il campo di ZS è stato progettato in modo tale da fondersi con quello di quadrupolo della trappola magneto-ottica (MOT) in configurazione di non-spin-flip [56].

Intorno alla cella, lungo l'asse verticale, ci sono due coppie di bobine utilizzabili sia in configurazione Helmholtz che anti-Helmholtz grazie alla presenza di relay.

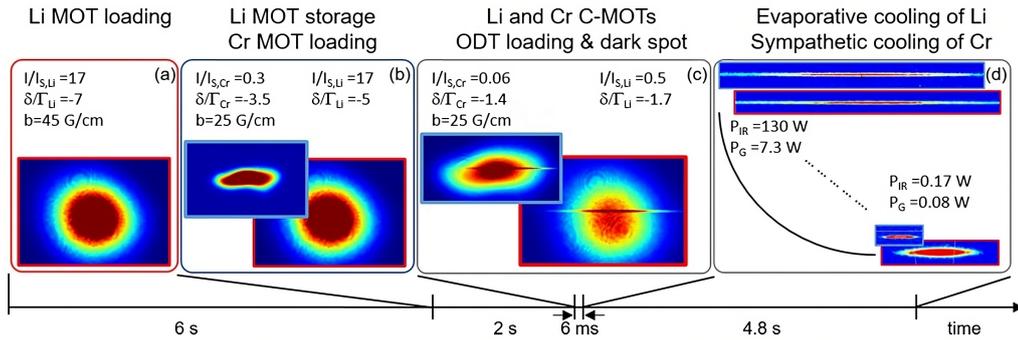


Figura 2.1. Schema della routine sperimentale per la produzione di una miscela di ${}^6\text{Li}$ e ${}^{53}\text{Cr}$ ultrafredda. Il protocollo prevede i seguenti step: (a) e (b) caricamento sequenziale, prima del litio e poi del cromo, in una trappola magneto-ottica (MOT), (c) caricamento in una trappola di dipolo ottico bicromatica (BODT) tramite l’implementazione di un “dark spot” per la MOT di cromo e, infine, (d) il raffreddamento evaporativo tra due stati per il litio e contemporaneo raffreddamento simpatetico per il cromo. Alla fine di ogni step sono state acquisite delle immagini ricavate tramite un imaging per assorbimento per ciascuna specie, riportate qui con un contorno rosso (blu) per quelle relative al litio (cromo). Il tempo necessario ad un ciclo sperimentale è di 12.8 s. Immagine presa da Ref. [41].

Queste sono le cosiddette “MOT coils”, più grandi e quindi con una maggiore induttanza, e le “Feshbach coils”, più piccole e perciò in grado di spegnersi più velocemente. In aggiunta, disposte lungo tutti e tre gli assi, ci sono altre tre coppie di bobine, dette “compensation coils x, y e z”, utilizzate in configurazione Helmholtz per generare un campo costante necessario sia ad aggiustare finemente la posizione del quadrupolo durante la fase di MOT, sia per la fase di Feshbach cooling, vedi Sez. (2.2). Infine è presente un’ultima bobina, disposta sempre lungo la direzione verticale e chiamata “AC compensation coil”, usata per compensare il rumore di campo magnetico sincrono alla linea AC a 50 e 150 Hz [42]. In figura (2.2) è mostrato uno sketch dell’apparato da vuoto presente nel nostro laboratorio.

Per quanto riguarda la parte ottica del setup sono presenti diversi fasci laser, usati per le varie fasi del raffreddamento. In figura (2.3) è riportato lo schema dei livelli del ${}^6\text{Li}$ e del ${}^{53}\text{Cr}$, dove sono evidenziate le transizioni rilevanti per il raffreddamento laser delle due specie atomiche.

Setup laser per il litio

La luce di *cooling* della MOT di ${}^6\text{Li}$ è risonante con la riga atomica D_2 (${}^2S_{1/2} \rightarrow {}^2P_{3/2}$) a 671 nm. Il ciclo di raffreddamento è chiuso grazie alla presenza di un fascio di pompaggio ottico (*repumper*) il cui effetto è quello di riportare gli atomi nello stato interessato dalla transizione di *cooling*. Inoltre, è presente anche un secondo laser che genera una luce risonante con la riga D1, il cui cammino ottico è sovrapposto a quello della D_2 . Questa luce è utilizzata durante lo stage di raffreddamento noto come “gray molasses cooling”, successivo alla MOT, che serve ad aumentare la densità nello spazio delle fasi del campione e ridurre la temperatura, prima del successivo

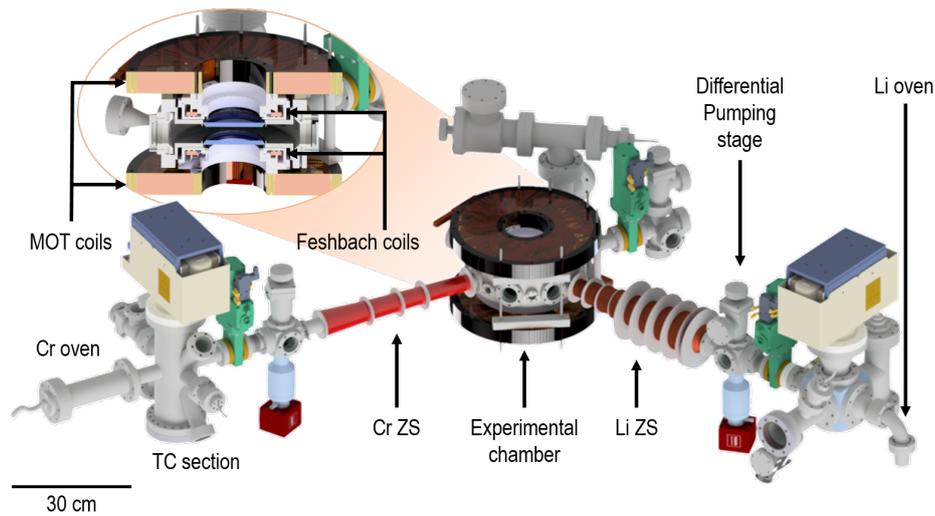


Figura 2.2. Visuale dell'apparato da vuoto del laboratorio 9. Sono presenti due Zeeman slower indipendenti e una cella ottagonale. Lungo l'asse verticale sono presenti due grosse bobine dette "MOT coils" concentriche con una coppia più piccola, chiamate "Feshbach coils". Data la dimensione delle bobine di MOT, il campo di Zeeman slower riesce a fondersi perfettamente con quello di MOT. Immagine presa da Ref. [56].

stage di raffreddamento evaporativo [58] previsto dalla procedura sperimentale per ottenere una nuvola degenere di litio [41].

Setup laser per il cromo

Per quanto riguarda il cromo, il primo stage di raffreddamento avviene al forno, dove sono poi presenti due set di fasci laser, noti come fasci di *transvers cooling* (TC) e di *hyperfine pumping* (HP), necessari per aumentare la collimazione del fascio di atomi che fuoriescono dal forno e per polarizzare gli atomi negli stati interni che sono rallentati dallo Zeeman slower [56].

Oltre al fascio di *cooling* (${}^7S_3 \rightarrow {}^7P_4$, a 425.5 nm), per ottenere una MOT di ${}^{53}\text{Cr}$ sono necessari sei fasci di *repumper*, a causa della complessa struttura atomica di questo elemento. Tre *repumpers* (*blue repumpers*) sono generati "a cascata" dalla luce di *cooling* tramite dei modulatori acusto-ottici (AOM), mentre gli altri tre sono generati da due laser a 654 nm e 663 nm (*red repumpers*).

Trappole di dipolo ottico e antenne a radiofrequenza

Sono inoltre presenti due laser, uno infrarosso e uno verde, usati per una trappola di dipolo ottico bicromatica (BODT) nel piano orizzontale. Il fascio laser nell'infrarosso è generato da un laser multimodo, con lunghezza d'onda pari a 1070 nm e potenza fino a 300 W, mentre quello verde (con potenza massima nominale di 15 W) ha una lunghezza d'onda di 532 nm.

Infine, sono state realizzate due antenne a radiofrequenza, una per il litio e l'altra per il cromo, in grado di preparare il campione atomico in diverse combinazioni di

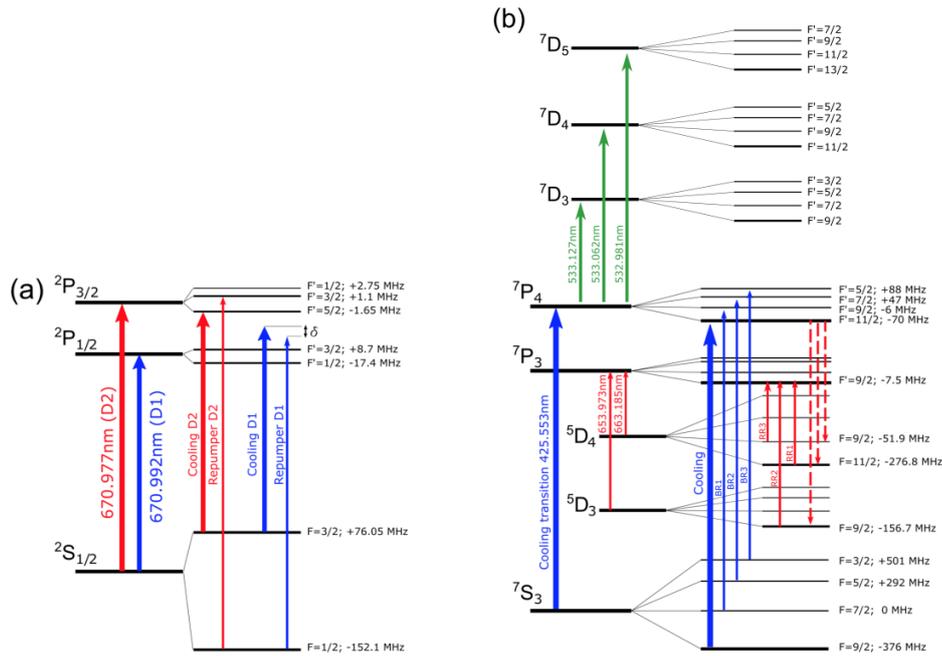


Figura 2.3. Schema dei livelli fini e iperfini (non in scala) e delle transizioni ottiche rilevanti per il raffreddamento laser del ${}^6\text{Li}$ (a) e del ${}^{53}\text{Cr}$ (b). Per quanto riguarda lo schema del cromo, con “BR1”, “BR2” e “BR3” sono indicati i tre *blue repumpers* (linea blu continua), mentre “RR1”, “RR2” e “RR3” sono i nomi assegnati ai tre *red repumpers* generati da due laser a 663 e 654 nm. RR1 e RR3 sono detunati l’uno dall’altro di 225 MHz, e sono ottenuti da due set separati di modulatori acusto-ottici. Le tre transizioni verdi intorno a 533 nm sono rilevanti per il cosiddetto *dark spot*, a cui si è accennato nella sezione (2.2). Immagine presa da [42].

stati interni. In particolare, possono effettuare transizioni tra i due livelli Zeeman più bassi in energia, denominati per convenzione $\text{Li}|1\rangle$, $\text{Li}|2\rangle$, $\text{Cr}|1\rangle$ e $\text{Cr}|2\rangle$.

2.2 Sintesi della procedura sperimentale

In questa sezione descriverò la procedura sperimentale ottimizzata precedentemente al mio lavoro di tesi con la quale è stato possibile ottenere una miscela doppiamente degenere, come riportato in Ref. [41].

La procedura sperimentale standard può essere riassunta in tre passaggi, vedi Fig (2.1): realizzazione di una trappola magneto-ottica (MOT) per entrambe le specie, caricamento nella trappola di dipolo ottico (ODT) e infine raffreddamento evaporativo tra due stati per il litio, e simultaneo raffreddamento simpatico per il cromo.

Inizialmente viene prodotta una MOT di litio di circa 10^9 atomi con un tempo di caricamento di 6 secondi, realizzata seguendo i protocolli sviluppati dagli esperimenti a singola specie al LENS, come riportato in Ref. [58]. Dopodiché i parametri di MOT vengono aggiustati per essere ottimali per il caricamento del cromo. La produzione di un gas ultrafreddo per questa specie, meno studiata rispetto al litio, ha comportato diverse sfide per il laboratorio 9.

Innanzitutto, gli atomi di ^{53}Cr sono affetti dalle *light-assisted collisions* [59]: ciò non permetteva al gruppo di Laburthe-Tolra, unico altro gruppo che ha investigato tale atomo nel regime ultrafreddo, di ottenere una MOT che superasse un numero di atomi di 10^5 [60]. Per aggirare questo problema e diminuire drasticamente il rate di perdite *light-assisted*, nel nostro esperimento vengono usati per la MOT di cromo fasci laser a bassa intensità. Quanto detto si spiega considerando l'equazione che descrive la dinamica di caricamento della MOT [61]:

$$\frac{dN}{dt} = \Gamma_L - \alpha N(t) - \frac{\beta}{\langle V \rangle} N^2(t) \quad (2.1)$$

dove $N(t)$ è il numero di atomi nella MOT in funzione del tempo, Γ_L è il rate di caricamento (dipendente solamente dai parametri dello Zeeman slower ed eventualmente dai fasci di TC e HP), α è il rate di decadimento a un corpo, $\beta/\langle V \rangle$ è il rate per unità di volume per le collisioni *light-assisted*. Dall'Eq. (2.1), ponendo $\alpha = 0$ (giustificato dal regime di ultra-alto vuoto nel nostro setup), è possibile ricavare il valore asintotico di N [41]:

$$N_\infty = \sqrt{\frac{\Gamma_L \langle V \rangle}{\beta}} \propto \frac{\sqrt{\Gamma_L}}{b^{3/4}} \frac{(\delta/\Gamma)^4}{s_0^{5/4}} \quad (2.2)$$

con b gradiente di quadrupolo, δ/Γ detuning normalizzato e s_0 intensità normalizzata all'intensità di saturazione; si osserva quindi che diminuendo l'intensità s_0 , N_∞ aumenta. Un caricamento di 2 secondi è pertanto sufficiente ad ottenere un numero di atomi nella MOT di cromo di 8×10^7 [41], coesistenti e sovrapposti ad una nuvola di litio con 10^9 atomi.

Successivamente viene eseguita una fase di *compressed-MOT* (C-MOT) che aumenta notevolmente le densità delle nuvole atomiche, favorendo il caricamento nella trappola di dipolo ottico. Tuttavia, la luce dell'ODT infrarossa provoca un *light shift* sia dello stato fondamentale che di quello eccitato del cromo verso energie inferiori, con uno *shift* per il livello eccitato maggiore rispetto a quello del *ground state*; questo causa una diminuzione del detuning effettivo della luce di MOT per atomi intrappolati nell'ODT infrarossa, provocando il riscaldamento del campione di cromo e perdite *light-assisted*, rendendo perciò impossibile caricare direttamente il cromo nell'ODT. La soluzione sperimentalmente trovata nel nostro laboratorio, precedentemente al mio lavoro di tesi, è stata quella di sfruttare il setup per l'ODT verde, mandando un debole fascio laser verde, sovrapposto alla trappola infrarossa, sugli atomi; grazie alla presenza delle tre linee atomiche centrate intorno a 533 nm (vedi Fig. (2.3)), la luce a 532 nm perturba notevolmente la transizione di cooling del cromo, provocandone uno *shift* a frequenze più alte e perciò (over-)compensando l'effetto dell'infrarosso, realizzando così un effettivo “*dark spot*”.

Il laser verde è anche utilizzato, insieme all'infrarosso, per realizzare una trappola ottica bicromatica necessaria per il raffreddamento simpatetico del cromo. Infatti, per quanto riguarda la luce a 1070 nm, la polarizzabilità del cromo è circa il 30% di quella del litio e così anche la sua profondità di trappola [41]. La luce verde, invece, risulta intrappolante per il cromo e anti-intrappolante per il litio; di conseguenza, modificando opportunamente le potenze per le due ODT, è possibile controllare il rapporto tra le profondità di trappola per le due specie, scegliendo quello opportuno

per il raffreddamento simpatetico.

Infine nel laboratorio 9 è stato identificato un meccanismo, da noi denominato “Feshbach cooling”, utilizzato per aumentare il rate di termalizzazione per il Li-Cr a bassa temperatura e migliorare l’efficienza del raffreddamento simpatetico del cromo, sfruttando una risonanza in onda-s Li-Cr [46]. La lunghezza di scattering di *background* per il Li-Cr è circa $42a_0$ [32], troppo piccola da permettere la termalizzazione tra le due specie una volta raggiunta la degenerazione per il litio. Il problema viene risolto sfruttando la risonanza di Feshbach a 1414 G tra $Li|1\rangle$ - $Cr|1\rangle$ o, equivalentemente, quella a 1461 G tra $Li|2\rangle$ - $Cr|1\rangle$: infatti, vicino alla risonanza, modificando opportunamente il campo magnetico, è possibile aumentare il valore della lunghezza di scattering e quindi anche del rate di termalizzazione.

Grazie all’implementazione di questo protocollo sperimentale è possibile produrre fino a 3.5×10^5 $Li|1\rangle$ e 2.5×10^5 $Li|2\rangle$ a $T/T_{F,Li} \sim 0.25$, sovrapposto a circa 10^5 atomi di $Cr|1\rangle$ a $T/T_{F,Li} \sim 0.5$ [41].

2.3 Implementazione di una trappola ottica a 1560 nm

Durante il mio lavoro di tesi, ho implementato un’ulteriore trappola ottica infra-rossa a $\lambda = 1560$ nm. Tale trappola aggiuntiva è stata fondamentale per limitare drasticamente processi di foto-eccitazione presenti invece nel caso di trappole ottiche a 532 nm e 1070 nm, vedi Cap. 4.

La luce utilizzata esce da un master laser (Rock™, NP Photonics) tramite una fibra, la quale è inserita all’interno di un amplificatore (Keopsys-CEFA-C-BO-HP, massima potenza erogabile 15 W). Aumentando dal display di quest’ultimo la corrente si ottiene un guadagno sulla potenza in uscita. In figura (2.4) ho plottato la potenza in uscita misurata con un power meter in funzione della corrente impostata sull’amplificatore (dati in rosso), e confrontata con quella riportata sulla scheda tecnica (dati in blu).

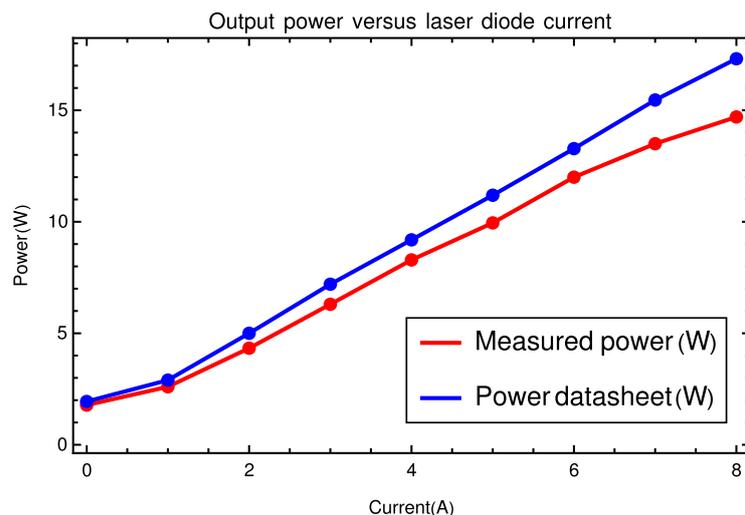


Figura 2.4. Plot della potenza misurata in uscita dall’amplificatore in funzione della corrente in input (curva e punti rossi) e della potenza in funzione della corrente riportata sulla scheda tecnica (curva e punti blu).

Si osserva che $P_{mis}/P_{nom} \sim 1$ entro un 10%, con P_{mis} potenza misurata e P_{nom} potenza nominale. La discrepanza potrebbe essere dovuta al power meter non perfettamente calibrato o all'amplificatore che, non essendo nuovo, potrebbe emettere meno di quanto riportato sulla scheda tecnica.

Il setup ottico per la preparazione del fascio laser usato per l'ODT a 1560 nm, da me implementato su una breadboard separata dal tavolo dell'esperimento, è schematicamente illustrato in Fig. (2.5).

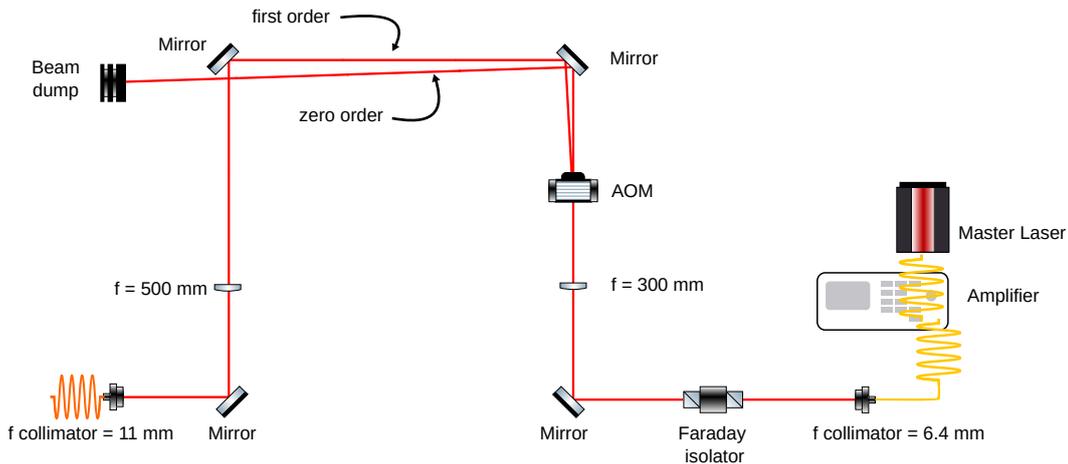


Figura 2.5. Disegno schematico del setup ottico sul tavolo del laser. Il fascio alla fine del cammino ottico mostrato è accoppiato alla fibra NKT (in arancione) la cui estremità si trova sul tavolo dell'esperimento.

La luce laser, che esce dall'amplificatore tramite una fibra (focale del collimatore di 6.4 mm), passa all'interno di un isolatore di Faraday, necessario affinché le retro-riflessioni indesiderate non danneggino l'amplificatore. L'isolatore ha un'efficienza di trasmissione dell'83% e di soppressione del 100%. In sequenza è poi presente un modulatore acusto-ottico, inserito al fine di poter controllare la potenza del fascio di ODT durante il ciclo sperimentale (accendere/spegnere il fascio, eseguire delle rampe in potenza). L'efficienza dell'AOM sul primo ordine è di circa l'80%, quando la potenza in ingresso supera i 5 W, mentre tipicamente è del 70%. Dato che le aperture dell'AOM sono larghe circa 200 μm e il waist misurato dopo la fibra in uscita dall'amplificatore è di 0.58 mm, è stato inserito un telescopio, posizionando l'AOM nel fuoco.

Per stimare la focale f necessaria per avere un certo waist w_f nel fuoco di una lente a partire da un fascio collimato di waist w_l in ingresso alla lente, ho utilizzato la seguente relazione:

$$f = \frac{w_f w_l \pi}{\lambda} \quad (2.3)$$

dove λ è la lunghezza d'onda del fascio incidente. Sostituendo con i dati riguardanti la situazione trattata, si trova una focale di circa 230 mm. Data la limitata disponibilità di lenti C-coated in laboratorio, ho usato una lente con focale di 300 mm, risultante in un waist di circa 260 μm leggermente più grande (20%) rispetto al diametro dell'ingresso dell'AOM. Per quanto riguarda l'altra lente del telescopio ho scelto, tra quelle disponibili, una con focale di 500 mm, per ottimizzare il matching

con la fibra NKT, di seguito discussa.

Ho infine accoppiato il primo ordine in uscita dall'AOM alla fibra NKT a cristalli fotonici ad alta potenza (*mode field diameter* di $10\ \mu\text{m}$), il cui collimatore ha una focale di 11 mm.

Sul tavolo principale dell'esperimento il fascio laser esce dalla fibra NKT (focale del collimatore di 18.8 mm) con un waist di 1.53 mm, vedi Fig. (2.6) dove mostro un disegno schematico del setup.

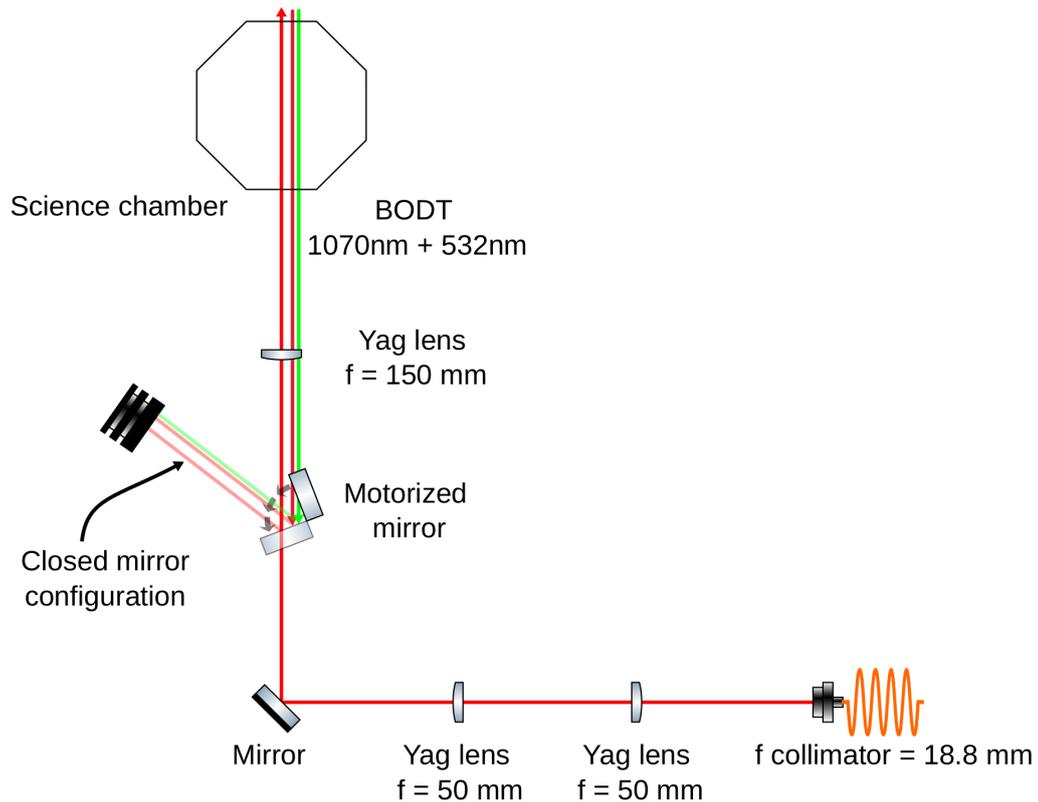


Figura 2.6. Disegno schematico del setup ottico sul tavolo degli atomi. Il fascio esce dalla fibra NKT e, quando lo specchio motorizzato è aperto, entra all'interno della cella. Nel caso in cui lo specchio sia chiuso i due fasci di ODT usati per l'evaporazione vengono deflessi verso un beam dump.

Ho assemblato l'ODT a 1560 nm in modo tale da essere il più collineare e sovrapposta all'ODT principale a 1070 nm, così da garantire un ottimale matching tra le due trappole, e assicurare un efficiente trasferimento del campione atomico dalla BODT alla trappola a 1560 nm alla fine dell'evaporazione.

Da misure precedenti è noto che il waist del fascio di ODT a 1070 nm è di circa $50\ \mu\text{m}$ [41]; dato che gli atomi devono essere trasferiti dalla trappola a 1070 nm a quella a 1560 nm in modo il più possibile adiabatico e senza perdite, è necessario che la profondità di trappola e il waist delle due ODT sia il più simile possibile. Nuovamente, sulla base dell'Eq. (2.3) e dato il waist in uscita dalla fibra NKT, posizionando una lente di focale $f \sim 150\ \text{mm}$ a distanza f dal campione atomico è possibile ottenere un waist sugli atomi di circa $50\ \mu\text{m}$ per il fascio a 1560 nm. In

questa parte del setup ho usato delle lenti Yag poiché il fascio di ODT a 1560 nm entra dalla parte opposta della trappola di dipolo ottico bicromatica, e le lenti C-coated (adatte per luce a 1560 nm) provocavano una forte riflessione per la luce verde.

Dato che non è possibile disporre esattamente la lente alla distanza focale dagli atomi, ho aggiunto un telescopio 1:1 formato da due lenti Yag con focale di 50 mm: modificando la lunghezza del telescopio è possibile aumentare o meno la divergenza del fascio, e perciò modificare la posizione del fuoco della lente a 150 mm.

Inoltre, è necessario che durante le fasi di evaporazione con le due ODT ad alta potenza, queste vengano deflesse verso un *beam dump*, per evitare di danneggiare la fibra NKT e il setup a 1560 nm, non disegnato per sostenere le decine (centinaia) di W di luce a 532 nm (1070 nm); a tale scopo, ho inserito uno specchio motorizzato sul cammino ottico dei fasci di BODT. Solo una volta terminata l'evaporazione, quando $P_{IR} \sim 200$ mW e $P_{GR} \leq 100$ mW, lo specchio motorizzato viene aperto, in modo da permettere l'accensione del fascio di ODT a 1560 nm e, allo stesso tempo, evitare che i fasci della main BODT possano danneggiare la fibra NKT.

Una volta ottimizzato il trasferimento degli atomi nell'ODT a 1560 nm abbiamo calcolato il waist verticale del fascio, misurando la frequenza di trappola radiale (ω_r) per atomi di litio. Quest'ultima è stata determinata eccitando delle oscillazioni di dipolo per gli atomi di litio lungo la direzione verticale, e monitorando per diversi tempi di evoluzione la posizione del centro di massa z_{Li} della nuvola atomica.

Le oscillazioni sono indotte dallo spegnimento di un gradiente di campo magnetico. Infatti, lungo la direzione z , gli atomi catturati dalla trappola ottica (red-detuned), si trovano nel minimo di un potenziale dato dalla somma di un potenziale gaussiano e di quello gravitazionale: pertanto, lungo la verticale, l'ODT non è simmetrica. Tuttavia, introducendo un gradiente di campo magnetico (ottenuto da una coppia di bobine in configurazione anti-Helmholtz), tale da compensare la gravità, lo sbilanciamento del potenziale viene equilibrato. Di conseguenza, lo spegnimento repentino di questo gradiente introduce una forza sugli atomi che ne causa delle oscillazioni lungo z . In Fig. (2.7) mostro un esempio dei dati raccolti.

Dato che il potenziale di trappola non è perfettamente armonico, abbiamo fittato i dati con una sinusoide smorzata, vedi Fig. (2.7). Dal fit abbiamo ottenuto ω_r per una certa profondità di trappola: infatti, la frequenza di trappola radiale, nel caso in cui l'effetto della gravità sia trascurabile, è esprimibile come

$$\omega_r = 2\pi f = \sqrt{\frac{4U_0}{mw_0^2}}, \quad (2.4)$$

dove U_0 è la profondità di trappola, m è la massa delle particelle e w_0 è il waist. La profondità di trappola è pari a [62]:

$$U_0 = \frac{\alpha' I}{2 \epsilon_0 c} \quad (2.5)$$

dove α' è la polarizzabilità espressa con le unità di misura del sistema internazionale, I è l'intensità di picco del fascio ($I = 2P/(\pi w_0^2)$, con P potenza del fascio laser), ϵ_0 è la costante dielettrica nel vuoto e c è la velocità della luce.

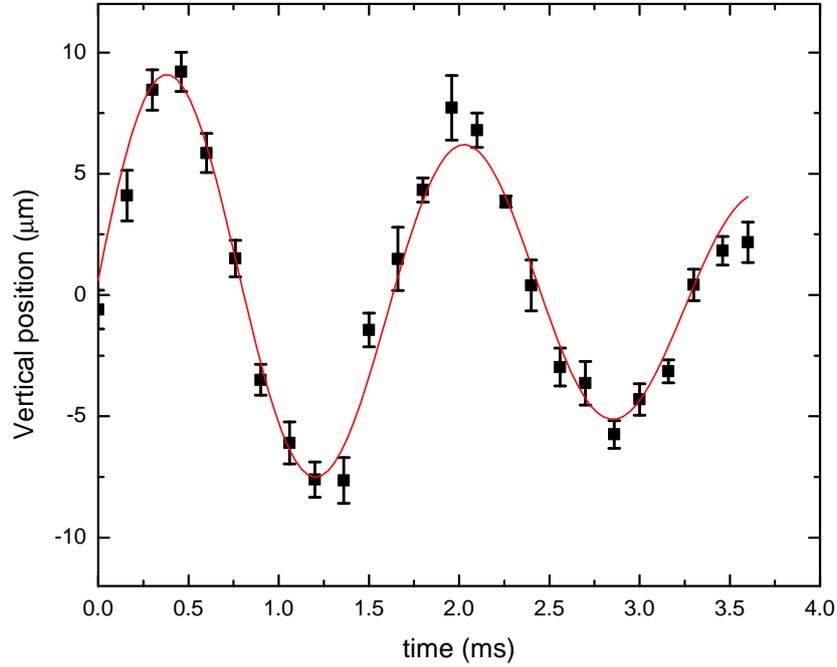


Figura 2.7. In figura è riportato un set di dati sperimentali e il relativo fit della posizione lungo la verticale del centro di massa della nuvola atomica in funzione del tempo. Si possono osservare le oscillazioni smorzate indotte dallo spegnimento del gradiente di campo magnetico. La potenza del fascio di ODT a 1560 nm utilizzata in questo caso è pari a 0.86 W.

Ripetendo la misura per diverse potenze del fascio laser, e ottenendo quindi diverse frequenze di trappola, è possibile effettuare un fit non lineare per la curva ω_r in funzione di P , data da Eq. (2.4) con w_0 unico parametro libero, come mostrato in Fig. (2.8).

Per fare il fit non lineare sui dati raccolti è necessario essere a conoscenza del valore della polarizzabilità, che a sua volta dipende dalla specie considerata e dalla lunghezza d'onda della luce. In tabella (2.1) è riportato il valore di α ricavato da un calcolo esatto [63] ed espresso in unità atomiche, il corrispondente valore α' in unità del sistema internazionale ($\alpha' = \alpha(4\pi\epsilon_0 a_0^3)$, con a_0 raggio di Bohr) e il waist ricavato dal fit non lineare.

α (a.u.)	α' (C^2s^2/kg)	w_0 (μm)
201	[63] 3.31×10^{-39}	55.30(20)

Tabella 2.1. In questa tabella riporto il valore della polarizzabilità del litio per luce a 1560 nm trovato in letteratura [63], la polarizzabilità in unità di misura del sistema internazionale e il valore del waist corrispondente estratto dal fit non lineare.

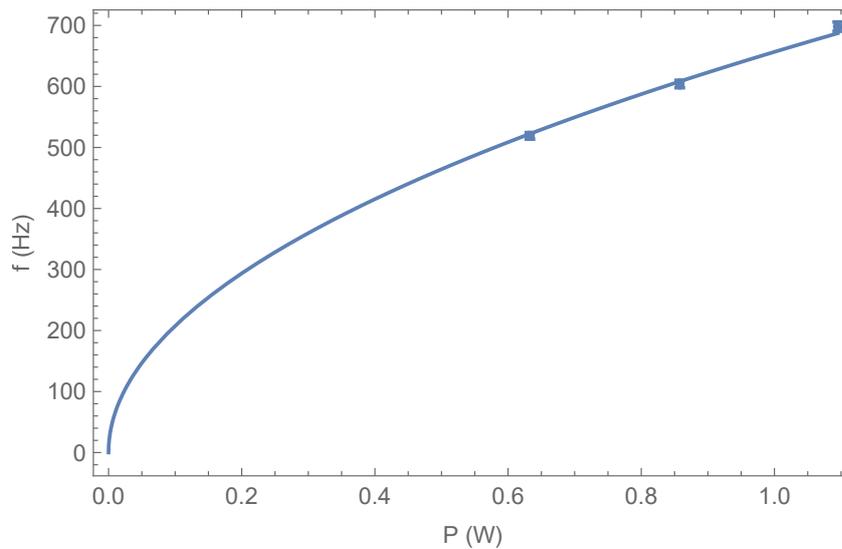


Figura 2.8. Risultato del fit non lineare per la frequenza di trappola ($f = \omega_r/2\pi$) in funzione della potenza del fascio laser.

Si osserva che il valore del waist trovato è inferiore a quello che ha la trappola di dipolo ottico a 1070 nm, pari a $44 \mu\text{m}$ nella direzione radiale [41]. Inoltre l'ODT a 1070 nm è ellittica (il waist nella direzione assiale è pari a $58 \mu\text{m}$ [41]) e, nonostante ciò, si riesce ad ottenere un buon matching tra le due ODT.

2.4 Stabilizzazione del campo magnetico

In questa sezione descriverò brevemente come abbiamo ottenuto una stabilizzazione del campo magnetico di qualche mG per centinaia di ms, spiegata in modo esaustivo nella tesi magistrale del collega A. Cosco, vedi Ref. [42].

La necessità di ottenere tale stabilità è dovuta al fatto che, come riportato nel capitolo 1, le risonanze di Feshbach in onda-s da noi utilizzate (a 1414 G per il $Li|1\rangle\text{-Cr}|1\rangle$ e a 1461 G per il $Li|2\rangle\text{-Cr}|1\rangle$) hanno una larghezza in campo magnetico relativamente piccola, di circa 0.5 G [32]. Perciò, per poter esplorare il regime di forte interazione, è necessario avere una risoluzione elevata sul campo magnetico ed un piccolo rumore *shot-to-shot*.

Innanzitutto abbiamo caratterizzato il rumore sul campo magnetico usando l'antenna a radio frequenza (RF) del cromo per stimolare la transizione tra $Cr|1\rangle$ e $Cr|2\rangle$. La scelta di usare il cromo per questa misura deriva dal fatto che il momento magnetico differenziale per questa specie (pari a 6.041 kHz/G) risulta notevolmente maggiore di quello della corrispondente transizione del litio (circa 0.77 kHz/G): di conseguenza, un piccolo cambiamento nel valore di campo magnetico sposta maggiormente la frequenza di transizione.

Dopo l'evaporazione, il litio abbiamo rimosso e abbiamo usato il campione spin-polarizzato di $Cr|1\rangle$ per calibrare l'impulso a radiofrequenza, in modo tale da ottenere un impulso π , opportunamente detunato in modo che trasferisca il 50% degli atomi nello stato $Cr|2\rangle$. Implementando un setup di *sync-to-line*, che consente di iniziare

la routine sperimentale ad una fase ben definita rispetto a quella della linea elettrica del dipartimento, modificando il tempo al quale viene effettuato l'impulso RF, si è in grado di trovare le fluttuazioni di campo magnetico in funzione del tempo.

Per ogni ciclo sperimentale, abbiamo preso un'immagine della popolazione del livello $\text{Cr}|1\rangle$ e dello stato $\text{Cr}|2\rangle$. Si può quindi definire la popolazione trasferita relativa di cromo come:

$$S = \frac{N_{\text{Cr}|2\rangle}}{N_{\text{Cr}|1\rangle} + N_{\text{Cr}|2\rangle}}, \quad (2.6)$$

con $N_{\text{Cr}|1\rangle}$ e $N_{\text{Cr}|2\rangle}$ rispettivamente la popolazione degli stati $\text{Cr}|1\rangle$ e $\text{Cr}|2\rangle$. Se il campo magnetico fosse costante nel tempo, la popolazione trasferita sarebbe sempre pari a $1/2$. Tuttavia, nel nostro esperimento, il campo magnetico fluttua causando uno spostamento della frequenza dell'impulso che trasferirebbe il 50% della popolazione. L'espressione che descrive la dipendenza della popolazione trasferita in funzione di una fluttuazione δB di campo magnetico, rispetto a quello che induce un trasferimento del 50% è pari a:

$$S(\delta B) = \frac{\Omega^2}{\Omega^2 + \delta(\delta B)^2} \sin\left(\frac{t}{2} \sqrt{\delta(\delta B)^2 + \Omega^2}\right) \quad (2.7)$$

dove Ω è la frequenza di Rabi, δ è il detuning, che dipende dalle fluttuazioni di campo magnetico e t è la durata dell'impulso. In particolare, nel caso trattato, si utilizza un impulso π pertanto, $t = \pi/\Omega$ e la funzione (2.7) è una *sinc*².

Una volta ricavata la popolazione in funzione del tempo al quale viene effettuato l'impulso RF, vedi Fig. (2.9) (a), e sapendo che il detuning dipende dalle fluttuazioni di campo magnetico nel modo seguente [42]:

$$\delta = 2\pi \cdot 6.041 \left(\frac{\text{kHz}}{\text{G}}\right) \cdot \delta B(\text{G}) = 2\pi \cdot 6041 \left(\frac{\text{Hz}}{\text{mG}}\right) \cdot \delta B(\text{mG}), \quad (2.8)$$

invertendo l'Eq. (2.7), si può risalire alle fluttuazioni di campo magnetico in funzione del tempo. Un esempio di tale caratterizzazione è mostrato in Fig. (2.9) (b). Si può vedere come, oltre a un piccolo rumore *shot-to-shot* a tempo fissato, la misura rivela un rumore sincrono alla linea e caratterizzato da frequenze di 50, 100 e 150 Hz, con rumore *shot-to-shot* di pochi mG e ampiezza *peak-to-peak* di circa 30 mG [42].

Il rumore è quindi dominato da $\delta B(t)$ sincrono alla linea AC e perciò riproducibile; di conseguenza, per compensarlo, si può inviare un segnale in corrente $I(t)$ ad una bobina, da noi denominata "AC compensation coil", vedi Sez. (2.1), che genera un campo magnetico $B_{\text{comp}}(t)$ opposto a quello rappresentato in figura (2.9) (b).

In questo modo abbiamo notevolmente ridotto il rumore sul campo magnetico, come mostrato in figura (2.9) (c), nella quale si osserva un rumore residuo di circa 2.5 mG.

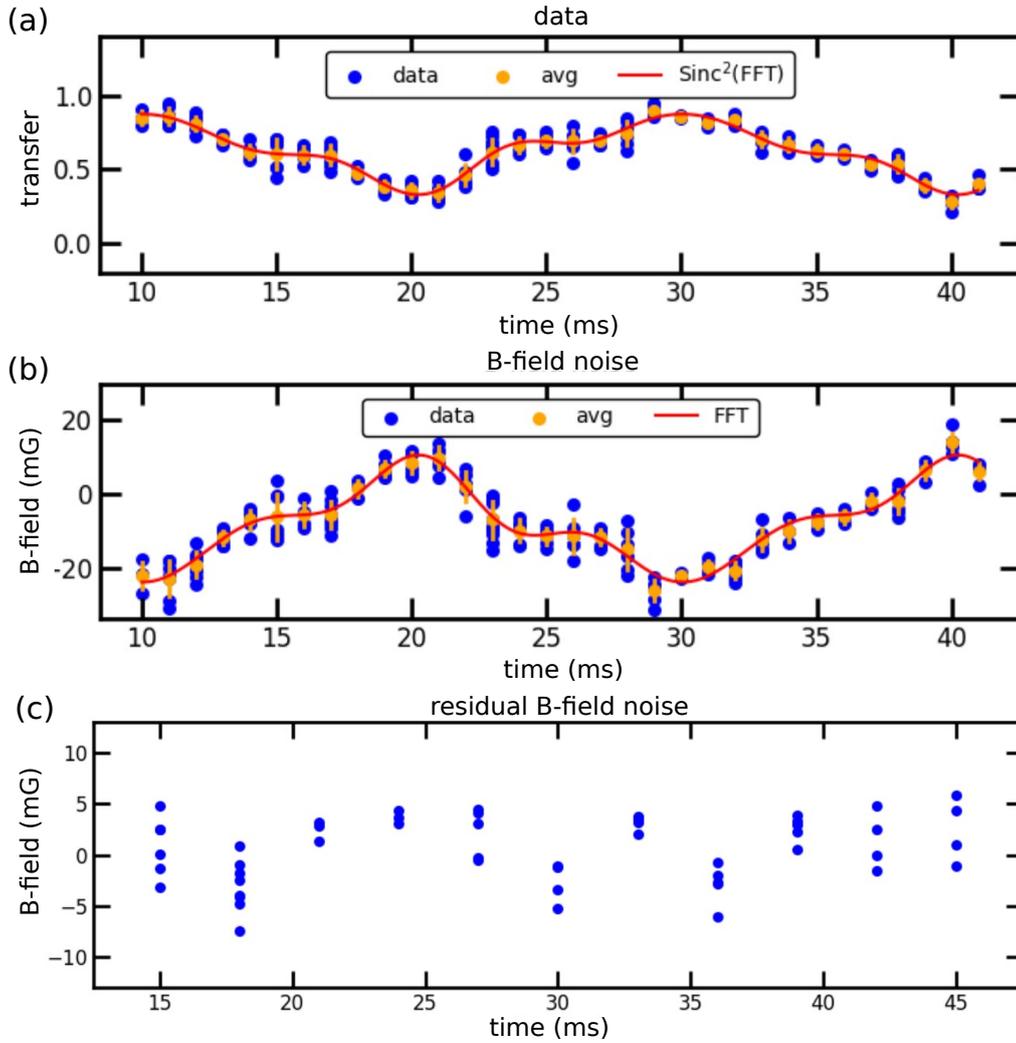


Figura 2.9. (a) Misura della variazione del trasferimento degli atomi in funzione del tempo. (b) Zeeman shift, dovuto alle fluttuazioni del campo magnetico, in funzione del tempo sincronizzato alla linea AC. Risulta ben visibile il periodo della portante a 50 Hz. (c) Rumore residuo sul campo magnetico dopo la compensazione.

Capitolo 3

Produzione e caratterizzazione di molecole Feshbach di LiCr ultrafredde

Uno dei risultati ottenuti precedentemente al mio lavoro di tesi riguarda la caratterizzazione dello spettro di risonanze di Feshbach per la miscela fermionica ${}^6\text{Li}-{}^{53}\text{Cr}$ [32], come riassunto nella Sezione (1.4). La conoscenza delle risonanze in onda-s disponibili ha permesso l'individuazione di due risonanze ($|\text{Li}|1\rangle\text{-Cr}|1\rangle$ a 1414 G e $|\text{Li}|2\rangle\text{-Cr}|1\rangle$ a 1461 G) particolarmente convenienti per lo studio della miscela nel regime di forte interazione, data la loro stabilità contro le perdite inelastiche a due corpi [32].

In questo capitolo riporterò i risultati ottenuti durante il mio lavoro di tesi per quanto riguarda la produzione e la caratterizzazione di dimeri Feshbach di ${}^6\text{Li}-{}^{53}\text{Cr}$, basata sull'utilizzo di tali risonanze di Feshbach. Infatti, tramite un processo adiabatico di magneto-associazione, è stato prodotto un gas ultrafreddo di 50×10^3 molecole alla densità di picco nello spazio delle fasi di 0.1 e alla temperatura di circa 200 nK, che rappresenta il risultato più rilevante del mio lavoro di tesi. Specificamente, la risonanza di Feshbach sfruttata è quella a 1414 G, la quale accoppia lo stato di scattering con l'ultimo livello vibrazionale dello stato fondamentale elettronico molecolare del sistema LiCr.

Nelle successive sezioni riporterò la strategia sperimentale usata per produrre le molecole Feshbach e gli schemi di rivelazione. Di seguito descriverò i risultati ottenuti per quanto riguarda la misura del momento di dipolo magnetico e la determinazione della cosiddetta *open-channel fraction* del dimero Feshbach vicino alla risonanza.

3.1 Procedura sperimentale per la produzione dei dimeri di LiCr

Il protocollo sperimentale per la generazione di molecole Feshbach di LiCr ha inizio con la creazione di una miscela ultrafredda di atomi di ${}^6\text{Li}$ e ${}^{53}\text{Cr}$. Questa procedura è descritta in modo sintetico nella Sezione (2.2), e dettagliatamente nella Ref. [41]. Il punto di partenza di tutti gli esperimenti descritti è una miscela di Li-Cr spin-

polarizzata e debolmente interagente, ad un campo magnetico lontano sul lato BCS della risonanza di Feshbach, e intrappolata nella trappola di dipolo ottico bicromatica (BODT). La BODT è realizzata con un singolo fascio orizzontale che assicura il confinamento radiale, mentre per il confinamento assiale degli atomi è sfruttata la curvatura del campo magnetico di bias.

Le miscele realizzate tipicamente sono composte da un campione di litio degenere di circa 1.5×10^5 atomi a $T/T_F = 0.3$ con $T = 130(20)$ nK e un campione moderatamente degenere di cromo di 0.8×10^5 atomi a $T/T_F \simeq 0.5$ con $T = 220$ nK, con densità di picco di circa 10^{12}cm^{-3} per entrambe le specie, vedi Ref. [41]. Viene inoltre utilizzato un gradiente di campo magnetico verticale ∇B di circa 1.5Gcm^{-1} per far levitare gli atomi di cromo, i quali altrimenti sarebbero persi dalla trappola a causa della gravità. Come detto nell'introduzione al capitolo, le risonanze di Feshbach in onda-s più promettenti per la formazione di molecole LiCr sono a campo alto nei canali di scattering $\text{Li}|1\rangle\text{-Cr}|1\rangle$, a 1414 G, e $\text{Li}|2\rangle\text{-Cr}|1\rangle$, a 1461 G, dove la miscela atomica è stabile contro le perdite a due corpi [32]. Queste risonanze presentano la maggiore larghezza in campo magnetico disponibile in questo sistema, di circa 0.5 G, e sono indotte dall'accoppiamento iperfine con l'ultimo livello vibrazionale non rotazionale (cioè *s-wave*) del potenziale di Born-Oppenheimer dello stato fondamentale ${}^6\Sigma^+$, di seguito denominato anche *sextet potential*.

La capacità di controllare il campo magnetico al livello di qualche mG è cruciale per gli esperimenti descritti. Le MOT coils sono usate in configurazione di Helmholtz (bobine MOT) per applicare il campo di offset di circa 1.4 kG con una stabilità di poche ppm, vedi Sez. (2.4). Le MOT coils forniscono anche la curvatura del campo magnetico, di 12.3Gcm^{-2} nel piano orizzontale, che determina il confinamento assiale nella trappola di dipolo ottico. Le cosiddette Feshbach coils sono invece utilizzate in configurazione anti-Helmholtz per fornire il gradiente del campo magnetico di 1.5Gcm^{-1} citato anche nel precedente capitolo. Infine, poiché le MOT coils hanno una risoluzione limitata di circa 40 mG, viene sfruttata un'ulteriore coppia di bobine, denominate COMP coils, per modificare finemente il detuning in campo magnetico vicino alla risonanza, con una risoluzione di circa 2.5 mG.

Dopo la preparazione della miscela atomica, partendo da una coppia di atomi nello stato di scattering, i dimeri Feshbach vengono formati mediante un processo di magneto-associazione, tramite una rampa di campo magnetico, da un detuning rispetto al polo della risonanza iniziale $\delta B_i > 0$, ad uno finale $\delta B_f < 0$. In figura (3.1) è mostrata una rappresentazione schematica del processo di magneto-associazione appena descritto.

Le MOT e COMP coils permettono un ampio range di velocità per la rampa di campo magnetico, che è stato esplorato per caratterizzare l'efficienza di associazione, vedi Sez. (3.2.2). Le bobine MOT sono usate per rampe rapide ed ampie con $1/\dot{B} > 2 \text{ms/G}$ e $|B_f - B_i| > 1 \text{G}$, comportando un processo di magneto-associazione non adiabatica. Le COMP coils sono impiegate invece per rampe lente e meno estese in campo magnetico, con $1/\dot{B} < 2 \text{ms/G}$ e $|B_f - B_i| < 2 \text{G}$, permettendo l'accesso al regime di associazione adiabatica. Le potenze della BODT sono controllate per ottimizzare l'efficienza di conversione e caratterizzare ulteriormente il campione.

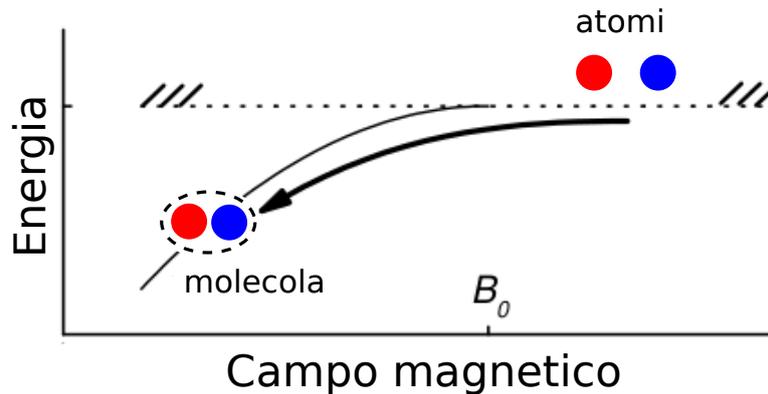


Figura 3.1. Rappresentazione schematica del processo di magneto-associazione per formare dimeri Feshbach partendo da una coppia di atomi ultrafreddi. La linea continua rappresenta l'energia dello stato molecolare debolmente legato che si dissocia nel continuo (indicato dalla linea tratteggiata) al polo della risonanza $B = B_0$. La rampa di campo magnetico, rappresentata con la freccia, permette la conversione di due atomi interagenti in un dimero Feshbach. Figura presa da Ref. [7].

3.1.1 Rivelazione del segnale molecolare

Il sistema di imaging presente in laboratorio prevede l'acquisizione di immagini in assorbimento, grazie alla presenza di una CCD sulla quale incidono due fasci laser risonanti, uno per il litio e l'altro per il cromo. Per rilevare sperimentalmente la formazione delle molecole e contarne il numero, è necessario perciò poter distinguere un segnale molecolare da uno atomico. I dimeri Feshbach formati durante le diverse sequenze sperimentali sono debolmente legati, e perciò non presentano transizioni ottiche spettralmente risolte rispetto a quelle atomiche. Il protocollo sperimentale per la rivelazione dei dimeri si basa sull'acquisizione di segnali “negativi” o “positivi”, a seconda dell'osservabile specifico di interesse.

Con segnali negativi si intendono i segnali di “perdita” atomici, connessi alla formazione di molecole, da cui è possibile ottenere (in negativo) informazioni sul numero di dimeri creati. È opportuno enfatizzare che nel nostro sistema è possibile associare un segnale di perdita atomico alla formazione di molecole poiché le perdite a due corpi sono assenti, mentre la ricombinazione a tre corpi è molto più lenta rispetto ai tempi tipici di associazione molecolare: è perciò possibile disaccoppiare i due fenomeni, vedi Sez. (3.2.1). Dopo l'associazione delle molecole, seguita da un certo tempo di attesa appositamente scelto, il campo magnetico viene riportato al valore iniziale $\delta B > 0$, al quale viene effettuato l'imaging: si osserverà un numero di atomi inferiore a quello di partenza, dato che gli atomi di cromo e di litio che hanno formato una molecola sono andati persi. Infatti, le perdite molecolari, al contrario di quelle atomiche, possono essere rese significativamente più veloci tramite processi di foto-eccitazione, vedi Cap. 4 Sez. (4.1).

Per quanto riguarda i segnali di formazione di un campione molecolare “positivi”, questi provengono da atomi, precedentemente legati in dimeri LiCr, e che vengono poi dissociati a causa della luce risonante di imaging del litio o del cromo, avendo precedentemente separato o rimosso in modo selettivo la componente atomica che

non ha partecipato al processo di magneto-associazione. In questo caso è possibile misurare una densità ottica del campione molecolare, e quindi effettuare una diagnostica più accurata delle distribuzioni di densità *in situ* o di temperatura, etc. Nel nostro esperimento utilizziamo due diversi schemi per ottenere segnali “positivi”, come schematizzato nella Figura (3.2).

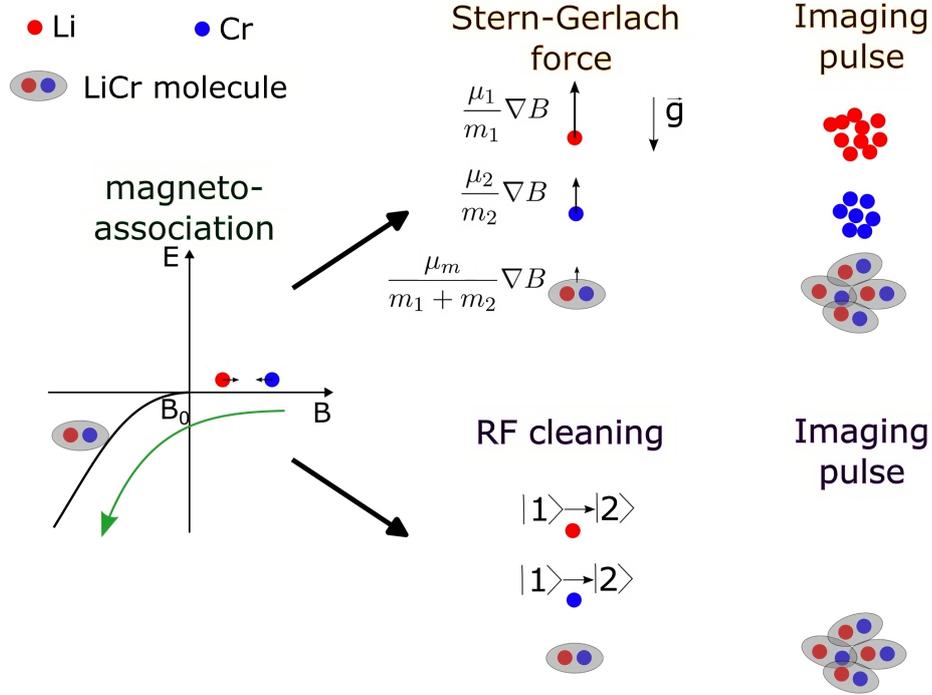


Figura 3.2. Schema dei due metodi utilizzati per ottenere segnali di imaging positivi. In alto viene sfruttata la forza di Stern-Gerlach, diversa per ciascuna nuvola atomica e per le molecole; in questo modo, dopo un certo tempo di volo si riescono a risolvere spazialmente le tre nuvole. In basso è invece schematizzato il metodo detto “RF cleaning”, nel quale gli atomi vengono trasferiti verso stati non interagenti con la luce di imaging e perciò non rilevati al momento dell’imaging.

Il primo consiste nell’implementare un esperimento del tipo Stern-Gerlach, nel quale la nube di molecole è spazialmente separata da quelle atomiche a causa della diversa accelerazione rispetto a quella degli atomi. Infatti, dopo la magneto-associazione, la trappola viene spenta, lasciando invece acceso il gradiente di campo magnetico verticale ∇B . Ciascuna nuvola avrà una diversa accelerazione a causa dei diversi momenti magnetici:

$$a_{1,2} = g + \mu_{1,2} \frac{\nabla B}{m_{1,2}} \quad (3.1)$$

$$a_m = g + \mu_m \frac{\nabla B}{m_1 + m_2}$$

dove $a_{1,2}$ e a_m sono rispettivamente le accelerazioni dei centri di massa delle due componenti atomiche e di quella molecolare, g è l’accelerazione di gravità, $\mu_{1,2}$ e μ_m sono i momenti magnetici atomici e molecolari e infine $m_{1,2}$ le masse delle due

specie atomiche.

La differenza piccola (ma non nulla) delle differenti accelerazioni date da Eq. (3.1) causa una diversa espansione e caduta delle tre componenti che, per tempi di volo (TOF) sufficientemente lunghi prima dell'acquisizione dell'imaging, si separano spazialmente, consentendo una caratterizzazione selettiva delle molecole (sia su immagini acquisite con luce risonante con il litio che con il cromo).

Il secondo metodo, detto di "RF cleaning", sfrutta il trasferimento delle componenti di litio e cromo atomiche verso stati Zeeman che non interagiscono con la luce di imaging, tramite un impulso a radio-frequenza (RF). In questo modo, quando viene effettuato l'imaging, verranno rilevati solamente gli atomi che costituivano la molecola.

In figura (3.3) sono mostrati degli esempi di immagini ottenuti in assorbimento: a sinistra, (a), seguendo lo schema di separazione spaziale Stern-Gerlach, mentre a destra, (b), seguendo quello del "RF cleaning" (nell'esempio specifico si è usato il trasferimento del cromo $\text{Cr}|1\rangle \rightarrow \text{Cr}|2\rangle$).

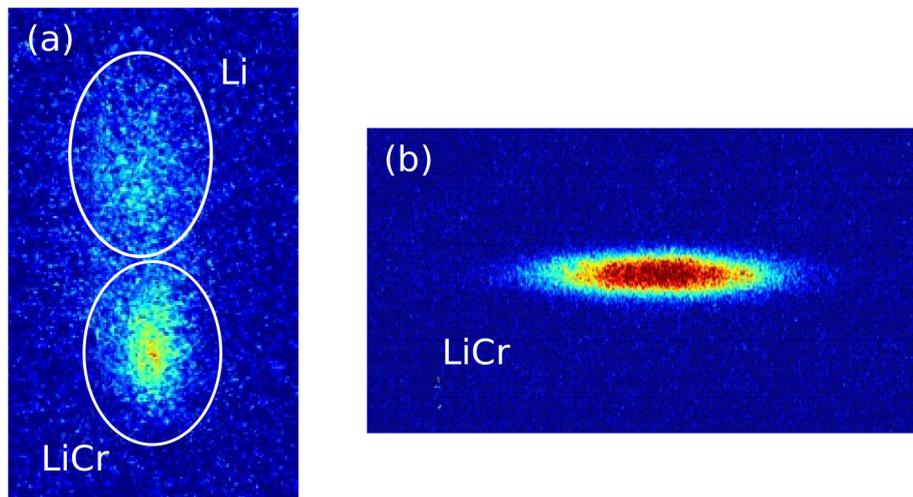


Figura 3.3. Immagini in assorbimento di un campione molecolare. (a) Nell'immagine a sinistra è stato seguito lo schema Stern-Gerlach: infatti si osservano la nuvola di litio e quella delle molecole spazialmente risolte. A destra (b), l'imaging selettivo dei dimeri è ottenuto facendo precedere l'impulso di imaging da un *cleaning* RF usando le transizioni a radiofrequenza, che trasferiscono gli atomi di cromo dallo stato Zeeman $|1\rangle$ al $|2\rangle$.

3.2 Formazione delle molecole

Le molecole Feshbach di LiCr vengono create tramite magneto-associazione sfruttando le risonanze in onda-s, presenti in primis nel canale $\text{Li}|1\rangle\text{-Cr}|1\rangle$, ma anche nel canale $\text{Li}|2\rangle\text{-Cr}|1\rangle$, situate rispettivamente attorno a 1414 G e 1461 G.

In questa sezione riporterò i risultati ottenuti per quanto riguarda la caratterizzazione della stabilità della miscela atomica nel regime di interazioni risonanti – che consente un'accurata determinazione del polo magnetico B_0 della risonanza – la condizione

di adiabaticità per il processo di magneto-associazione, e la procedura ottimizzata per ottenere campioni molecolari con elevata densità nello spazio delle fasi.

3.2.1 Stabilità della miscela

Dopo la preparazione standard della miscela $\text{Li}|1\rangle\text{-Cr}|1\rangle$, terminata sul lato BCS della risonanza, effettuiamo una rampa di campo magnetico, tipicamente di durata 10 ms, fino a raggiungere un piccolo detuning positivo in campo magnetico ($\delta B = B - B_0$, con B_0 campo magnetico al quale si trova il polo) rispetto al polo della risonanza. Per ogni valore di δB , il campione viene lasciato evolvere per un tempo variabile, e si traccia il decadimento del numero di atomi di litio e cromo. Eventuali *drifts* lenti di campo magnetico vengono monitorati e calibrati rispetto alla transizione a radiofrequenza $\text{Li}|1\rangle\text{-Li}|2\rangle$ a intervalli costanti tra due misure di decadimento consecutive.

Dalle misure di perdita da noi effettuate, risulta che il rapporto tra le perdite di litio e cromo è coerente con un fattore 2, il che porta ad associare le perdite riscontrate a processi di collisione inelastica Li-Li-Cr. Assumendo distribuzioni atomiche costanti nel tempo, assunzione legittimata dal monitoraggio delle dimensioni delle due nuvole, e che variano solo debolmente in funzione del tempo di attesa per tutti i δB esplorati, il numero di atomi di cromo N_{Cr} segue la relazione:

$$\dot{N}_{\text{Cr}} = -K_3 \langle n_{\text{Li}}^2 \rangle N_{\text{Cr}}, \quad (3.2)$$

dove $K_3(\text{Li-Li-Cr})$ è il rate di perdita a tre corpi e $\langle n_{\text{Li}}^2 \rangle$ denota il quadrato della densità di atomi di litio mediata sulla distribuzione di cromo:

$$\langle n_{\text{Li}}^2 \rangle = \frac{1}{N_{\text{Cr}}} \int n_{\text{Li}}^2 n_{\text{Cr}} dV, \quad (3.3)$$

dove l'integrale è effettuato sul volume, n_{Cr} e N_{Cr} sono rispettivamente la densità e il numero di atomi di cromo.

Tracciando quindi N_{Cr} sperimentalmente, ed effettuando un fit dei dati con una funzione di decadimento esponenziale, della forma

$$f(t) = f_0 e^{-\gamma t}, \quad (3.4)$$

abbiamo ottenuto il *decay rate* γ in funzione di δB . In Fig. (3.4) mostro i dati relativi a tre decadimenti esponenziali del numero di cromo in funzione del tempo a tre diversi detuning di campo magnetico. Si osserva che per $\delta B > 0$, all'avvicinarsi della risonanza, il decadimento è più rapido (curve e punti rossi e blu). In aggiunta, quando $\delta B < 0$ (curva e punti neri), il decadimento è nettamente più veloce; tuttavia questo non è più associabile alle perdite a tre corpi ma alla formazione di dimeri, che vengono persi su un tempo scala nettamente più rapida a causa dei processi di foto-eccitazione, vedi Cap. 4.

Inoltre, note le distribuzioni delle densità atomiche da immagini *in situ*, abbiamo stimato, per ogni δB , il corrispondente valore di $\langle n_{\text{Li}}^2 \rangle$. Con questo procedimento abbiamo determinato, in funzione del campo magnetico, la costante di perdita a tre corpi K_3 come:

$$K_3(\delta B) = \frac{\gamma(\delta B)}{\langle n_{\text{Li}}^2 \rangle}. \quad (3.5)$$

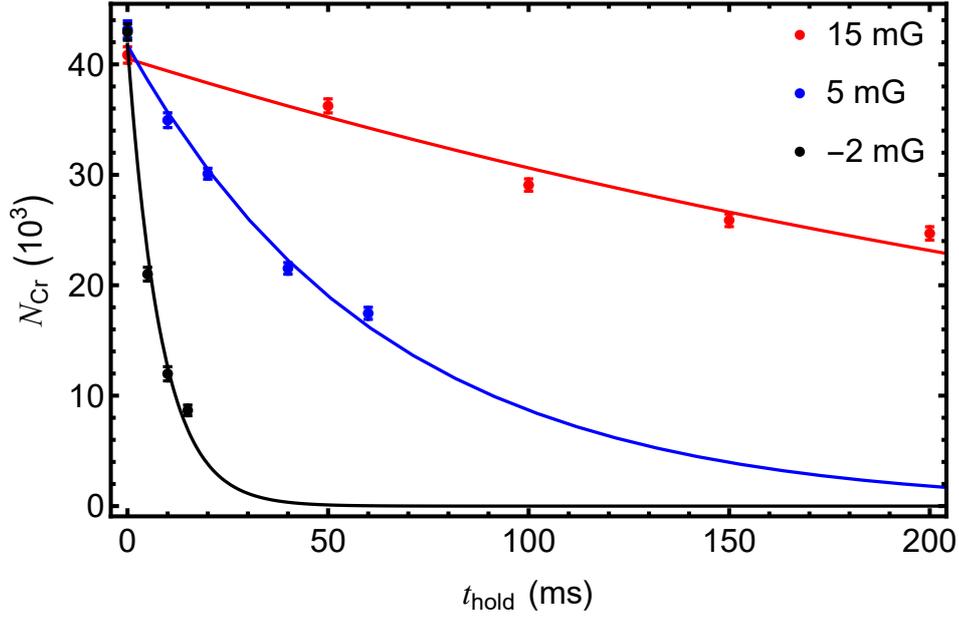


Figura 3.4. In figura sono mostrati i dati sperimentali del numero di atomi di cromo in funzione del tempo e i fit eseguiti usando una funzione del tipo (3.4), per tre diversi valori di detuning in capo magnetico. Si osserva che per $\delta B > 0$ (curve e punti rossi e blu), man mano che gli atomi di cromo si avvicinano alla risonanza, il decadimento è più rapido. I punti neri sono stati presi ad un detuning negativo e perciò le perdite non sono associabili alle collisioni inelastiche a tre corpi, ma alla formazione di dimeri, i quali vengono persi con un tempo scala notevolmente maggiore.

In figura (3.5) mostro il $K_3(\delta B)$, che abbiamo ottenuto in funzione di δB , con $|\delta B| \leq 20$ mG. Si osserva un salto repentino tra i punti rossi e quelli blu, che segnala l'attraversamento del polo della risonanza, al di sotto del quale le perdite non dovrebbero più essere interpretate come un parametro K_3 , essendo in tal caso dovute a processi inelastici di molecole e di foto-eccitazione, significativamente più rapidi dei processi di ricombinazione a tre corpi, vedi Cap. 4.

La predizione teorica della *recombination rate constant* ad una risonanza di Feshbach stretta ($R^* \rightarrow \infty$) in funzione del detuning $\delta B \geq 0$ e della temperatura T è data dalla forma funzionale analitica [64]:

$$K_3(\delta B, T) = K_3^0(T) e^{-\frac{h\delta\mu\delta B}{T}}, \quad (3.6)$$

dove K_3^0 è debolmente dipendente dalla temperatura, e rappresenta il valore di K_3 al polo ($\delta B = 0$), h è la costante di Plank e $\delta\mu$ è il momento magnetico differenziale tra il canale aperto e il canale molecolare (chiuso) della risonanza. Mentre l'Eq. (3.6) è qualitativamente valida nel limite $R^* \rightarrow \infty$, essa viene modificata parzialmente nel caso di un valore grande ma finito di R^* . Specificamente il nostro collaboratore teorico Dr. D. Petrov ha calcolato il problema di ricombinazione a tre corpi per il nostro specifico sistema, trovando un $K_3(\delta B)$ qualitativamente descritto come da Eq. (3.6), ma con un $\delta\tilde{\mu}$ efficace ridotto:

$$\delta\tilde{\mu} = 0.77\delta\mu = 1.54\mu_B. \quad (3.7)$$

Il fit dei dati sperimentali, con Eq. (3.6) e (3.7), con K_3^0 e T come unici parametri liberi, è rappresentato nella Figura (3.5) con la linea rossa continua. I valori ottenuti dal fit sono $K_3^0 = 0.35(5) \times 10^{-22} \text{ cm}^6 \text{ Hz}$ e $T = 490(40) \text{ nK}$. Quest'ultimo valore cade tra le temperature del campione e la temperatura di Fermi del litio. Da notare come il valore di temperatura ottenuto è maggiore della temperatura misurata, di circa $230(10) \text{ nK}$. Questo è dovuto al fatto che il gas di litio è degenere, a $T/T_F = 0.27(2)$; pertanto la sua energia cinetica media è maggiore di quella di un gas termico, e dell'ordine di $0.55T_F$, vedi Ref. [65]. Definendo quindi una temperatura efficace T_{eff} come

$$\frac{3}{2}T_{eff} = 0.55T_F, \quad (3.8)$$

considerando $T_F = 1.25(5) \mu\text{K}$, troviamo $T_{eff} \sim 480 \text{ nK}$, in buon accordo con il risultato del fit.

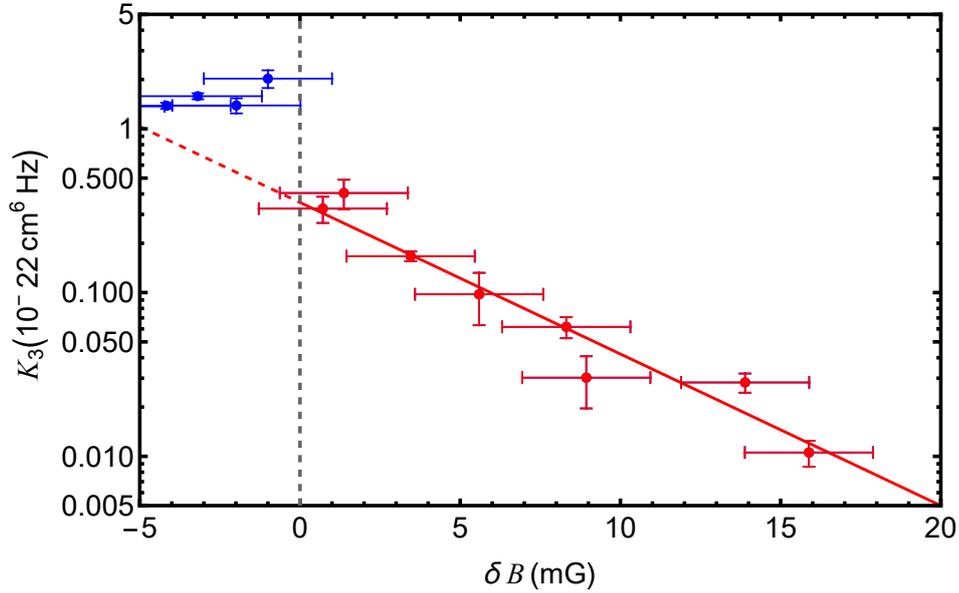


Figura 3.5. Rate di perdita a tre corpi per le collisioni inelastiche Li-Li-Cr in funzione del detuning δB dalla risonanza in campo magnetico. I punti rossi mostrano il valore sperimentale per $\delta B > 0$ derivati dal tempo di vita esponenziale del cromo per diversi valori di campo magnetico mantenuti. I punti blu mostrano invece il valore corrispondente per $\delta B < 0$, dove le perdite atomiche non possono più essere interpretate come $K_3(\text{Li-Li-Cr})$. La linea continua rossa mostra il fit della previsione teorica ai dati, mentre la linea tratteggiata ne rappresenta un'estensione artificiale nella regione $\delta B < 0$.

Considerando densità di picco tipiche di circa 10^{12} cm^{-3} , il massimo rate di perdita di cromo sul lato BCS è di circa 40 Hz , il che teoricamente consente *sweep* di magneto-associazione lente, fino a $1/\dot{B} \simeq 1 \text{ s/G}$. Tuttavia, rampe così lente iniziano ad essere influenzate dal rumore residuo AC in campo magnetico: per tale motivo, abbiamo deciso di effettuare gli esperimenti di seguito descritti utilizzando valori di $1/\dot{B} \lesssim 0.1 \text{ s/G}$.

3.2.2 Magneto-Associazione e adiabaticità a due corpi

In questa sottosezione riporto i risultati riguardanti la caratterizzazione del processo di formazione di molecole create dalla magneto-associazione di coppie di atomi di litio e cromo.

Il processo di magneto-associazione si basa sulla conversione adiabatica di una coppia di atomi da uno stato di scattering in uno stato molecolare debolmente legato. L'efficienza di questo processo dipende dai parametri della risonanza di Feshbach, dalle condizioni delle nuvole atomiche iniziali (temperatura, densità, overlap spaziale, etc.) e alla velocità della rampa di campo magnetico \dot{B} con cui si attraversa la risonanza.

Abbiamo effettuato la misura dell'efficienza di associazione osservando le perdite di cromo che rappresentano, nelle condizioni standard della nostra miscela, la componente minoritaria, in funzione dell'inverso della velocità di rampa magnetica $1/\dot{B}$. In questo esperimento, osserviamo segnali "negativi" (in termini di una diminuzione degli atomi di cromo), che vengono attribuiti unicamente alla formazione di molecole e alla loro successiva perdita per processi di foto-eccitazione, molto più rapide dei processi di ricombinazione a tre corpi, vedi Sez. (3.2.1). Ciò è ulteriormente confermato confrontando i numeri di molecole osservati con questo metodo, rispetto a quelli derivati da segnali "positivi" tramite Stern-Gerlach o "RF cleaning", vedi Fig. (3.3).

L'esperimento inizia dopo la preparazione della miscela $Li|1\rangle$ - $Cr|1\rangle$ a circa +100 mG sul lato BCS della risonanza. Il campione di $Li|1\rangle$ è degenere, con $T/T_F = 0.20(5)$ e $T = 170$ nK e densità di picco di $1.3(2) \times 10^{12} \text{cm}^{-3}$, mentre la nuvola di $Cr|1\rangle$ è essenzialmente termica, $T/T_F \simeq 1$ con $T = 240$ nK e densità di picco di $0.74(3) \times 10^{12} \text{cm}^{-3}$, vedi Sez. (3.1). Abbiamo poi effettuato una rampa di campo magnetico con una velocità variabile verso il lato BEC della risonanza ($\delta B < 0$) e, successivamente, abbiamo rapidamente riportato il campo magnetico al suo valore iniziale per eseguire l'imaging in assorbimento.

L'efficienza di associazione f è definita come:

$$f = \frac{N_{\text{Cr}}^0 - N_{\text{Cr}}^{\text{fn}}}{N_{\text{Cr}}^0} = \frac{\Delta N_{\text{Cr}}}{N_{\text{Cr}}^0} \quad (3.9)$$

dove N_{Cr}^0 e $N_{\text{Cr}}^{\text{fn}}$ sono rispettivamente il numero di atomi di cromo iniziale e finale. Dato che l'imaging in assorbimento è una misura distruttiva, da un ciclo sperimentale non è possibile ricavare entrambi questi valori. Considerando che N_{Cr}^0 fluttua di una certa quantità, allo scopo di ridurre il rumore della misura di f abbiamo trasferito una frazione costante k del numero iniziale di atomi di cromo nello stato non interagente $Cr|2\rangle$. In questo modo, dopo che le molecole vengono associate e il campo magnetico è tornato al valore iniziale, da un primo impulso di imaging in assorbimento sul $Cr|1\rangle$ ricaviamo $N_{\text{Cr}}^{\text{fn}}$. Dopodiché, con un secondo impulso RF riportiamo gli atomi precedentemente trasferiti nello stato $Cr|2\rangle$ nello stato $Cr|1\rangle$ risonante con la luce di imaging, una seconda immagine in assorbimento ci permette di ricavare in modo indiretto N_{Cr}^0 , dalla misura del numero di atomi sulla seconda immagine, pari a kN_{Cr}^0 .

In figura (3.6) mostro il valore misurato dell'efficienza di associazione f in funzione di diversi valori dell'inverso della velocità di rampa $1/\dot{B}$.

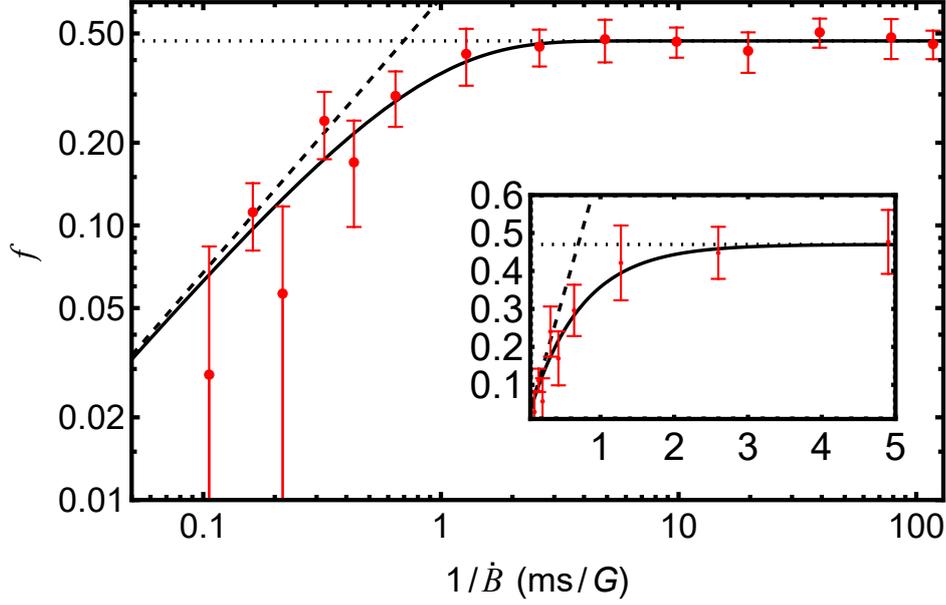


Figura 3.6. Efficienza di magneto-associazione f in funzione dell'inverso della velocità di rampa $1/\dot{B}$. L'efficienza f è misurata rispetto al numero di cromo come il rapporto tra la differenza del numero di atomi di cromo iniziale e finale, causata dalla conversione degli atomi in molecole, e il numero iniziale. La linea nera continua mostra il fit dei dati effettuato con il modello descritto dalle equazioni (3.10) e (3.11), la linea tratteggiata rappresenta l'approssimazione nel limite di rampe adiabatiche mentre la linea a puntini l'efficienza di saturazione per le rampe adiabatiche.

Come per altri esperimenti (K-Li [43], K-Rb [66, 67], Na-K [68], ^{85}Rb - ^{85}Rb [69], ^{87}Rb - ^{85}Rb [70, 71], ^{40}K - ^{40}K [72], ^6Li - ^6Li [73]), i nostri risultati sono ben descritti da un modello di Landau-Zener [66]. Abbiamo quindi fittato i dati seguendo la forma funzionale:

$$f = f_0 \left[1 - \exp\left(-\frac{\Gamma \langle n_{\text{Li}} \rangle}{f_0} \frac{1}{\dot{B}}\right) \right] \quad (3.10)$$

dove f_0 rappresenta l'efficienza saturata, $\langle n_{\text{Li}} \rangle$ è la densità della componente maggioritaria (litio) mediata sulla densità di quella minoritaria (cromo) e Γ è una funzione dei soli parametri collisionali:

$$\Gamma = \frac{(2\pi)^2 \hbar}{m} a_{bg} \Delta B, \quad (3.11)$$

con $a_{bg} = 41.48(3)a_0$ lunghezza di scattering Li-Cr di *background*, $\Delta B = 0.47$ G larghezza in campo magnetico della risonanza da noi utilizzata [32] e m la massa ridotta.

Il regime adiabatico, per cui $f \simeq f_0$, dipende dall'overlap della densità dello spazio delle fasi della miscela atomica, che manca ancora di una descrizione analitica. Mentre il regime di rampa veloce, in cui $f \simeq \Gamma \langle n_{\text{Li}} \rangle / \dot{B}$, può essere testato direttamente con i risultati sperimentali.

Dal fit dei dati sperimentali con Eq. (3.10) otteniamo il valore sperimentale Γ_{exp} del

parametro Γ riportato nella tabella (3.1), insieme a quello teorico Γ_{th} , ottenuto sulla base dei parametri della risonanza [32] combinati con la stima di $\langle n_{\text{Li}} \rangle$ da misure delle due distribuzioni atomiche *in situ*.

$\Gamma_{\text{exp}}(\text{cm}^3\text{G/ms})$	$\Gamma_{\text{th}}(\text{cm}^3\text{G/ms})$
$1.1(1) \times 10^{-12}$	0.479×10^{-12}

Tabella 3.1. In questa tabella sono riportati i valore sperimentale Γ_{exp} e teorico Γ_{th} di Γ , vedi Eq. (3.11), dati una densità di $\text{Li}|1\rangle$ osservata e mediata sulla nube di $\text{Cr}|1\rangle$ di $\bar{n} = 0.62(5) \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$.

La discrepanza tra il valore teorico e quello sperimentale è di circa un fattore di 2, e potrebbe essere dovuta alla sottostima della densità di overlap durante l’associazione di molecole, dove la miscela è soggetta a forti interazioni attrattive che tendono ad aumentare $\langle n_{\text{Li}} \rangle$, nonché a errori sistematici nella determinazione di N_{Li} e N_{Cr} da immagini in assorbimento.

Con riferimento alla misura in Fig. (3.6), è importante notare come, nel nostro sistema, possiamo applicare rampe molto lente, dell’ordine di circa 100 volte più lente rispetto alla velocità richiesta per raggiungere la condizione di adiabaticità “two-body” (corrispondente a $1/\dot{B} \sim 2\text{ms/G}$). Questo è consentito dal fatto che le perdite inelastiche a tre corpi nel nostro campione atomico sono moderate, vedi Fig. (3.5), ed ordini di grandezza più lente di quelle tipicamente osservate in miscele Bose-Bose o Fermi-Bose. Tale aspetto è di fondamentale importanza nell’ottica di realizzare campioni molecolare all’equilibrio termodinamico (adiabaticità “many-body”).

3.2.3 Caratterizzazione e ottimizzazione della conversione adiabatica

Abbiamo ottimizzato l’efficienza del processo di magneto-associazione nel limite di rampe lente $\dot{B} \ll \Gamma$ variando la densità dell’overlap tra le due nuvole di litio e cromo della miscela fermionica di partenza. A questo scopo, abbiamo usato rampe la cui velocità rientra in quella del regime completamente adiabatico a due corpi, con $1/\dot{B} = 90 \text{ ms/G}$, mantenendo fissa l’evoluzione temporale della trappola bicromatica durante l’evaporazione.

Innanzitutto, abbiamo massimizzato la densità spaziale di overlap tra le nubi di litio e cromo variando linearmente la potenza dell’ODT verde partendo dal valore settato alla fine dell’evaporazione – che fornisce una trappola più profonda per il cromo rispetto al litio – e arrivando ad un valore più basso prima della *sweep* di campo per il processo di magneto-associazione. Durante questa rampa, la trappola diventa più confinante e più profonda per il litio, mentre avviene il contrario per il cromo. Esiste un punto ottimale, situato ad un rapporto tra la potenza del fascio verde e di quello infrarosso di circa 0.35, che corrisponde a $P_{GR} = 69 \text{ mW}$ e $P_{IR} = 180 \text{ mW}$, con cui si può massimizzare la densità di coppie di Li-Cr, fino al valore di

$$\langle n_{\text{Li}}n_{\text{Cr}} \rangle = \int n_{\text{Li}}n_{\text{Cr}}dV = 5.0(5) \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}. \quad (3.12)$$

Fissata la configurazione della trappola usata durante la magneto-associazione, abbiamo caratterizzato l’efficienza di associazione delle molecole in funzione della

densità di overlap iniziale delle due nuvole atomiche, variando solamente il numero di atomi di cromo caricati inizialmente nell'ODT. Questo viene realizzato modificando la potenza del fascio di ODT verde P_{GR} nella fase di caricamento della trappola di dipolo ottico al *dark-spot*, vedi Cap. 2 Sez. (2.2), senza influire sui parametri della BODT, in modo tale da cambiare notevolmente lo sbilanciamento tra le densità di litio e cromo ma non la configurazione di trappola finale.

In questo esperimento abbiamo contato le molecole usando segnali “positivi” sfruttando il metodo di separazione Stern-Gerlach, spiegato nella sezione (3.1.1). In figura (3.7) mostro il numero di molecole associate N_{mol} in funzione della densità di coppie $\langle n_{Li}n_{Cr} \rangle$. In prima approssimazione, trascurando la saturazione e gli effetti a molti corpi legati all'aumento di entropia della miscela, la teoria prevede una relazione lineare, confermata dal fit (linea continua, in Fig. (3.7)). Inoltre, i dati non mostrano la saturazione del numero di molecole, perciò è atteso che un ulteriore aumento della densità di coppie permetta di produrre campioni di molecole più grandi.

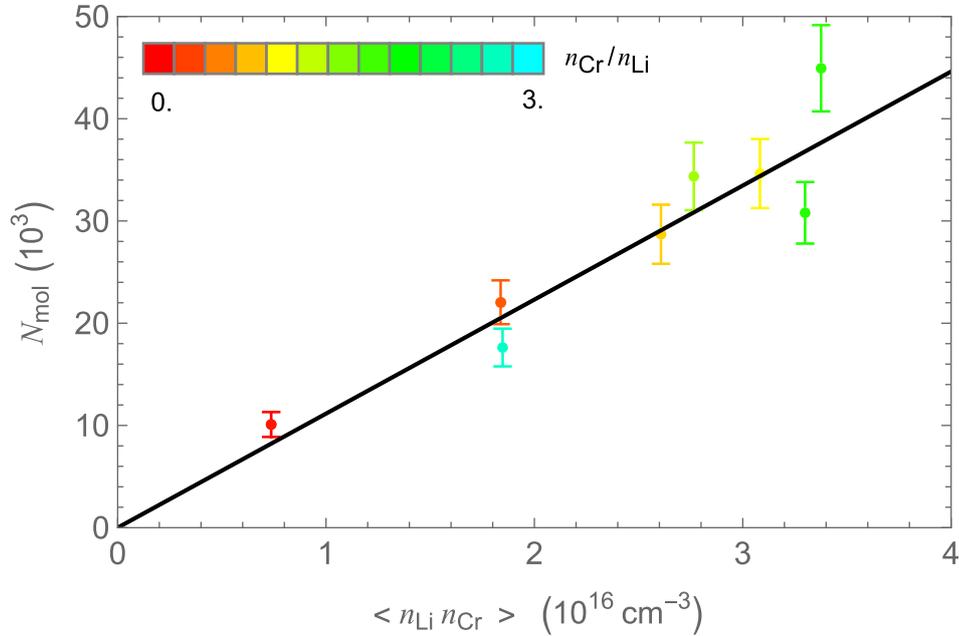


Figura 3.7. Numero di molecole associate N_{mol} in funzione della densità di coppia Li-Cr $\langle n_{Li}n_{Cr} \rangle$. I punti colorati mostrano il numero sperimentale di molecole osservate con lo schema di tipo Stern-Gerlach in funzione della densità di coppia *in situ* prima della magneto-associazione. Il colore indica lo sbilanciamento corrispondente tra le densità di picco delle nubi atomiche di cromo e litio. La linea nera continua mostra il fit lineare dei dati sperimentali con intercetta zero.

Dallo stesso insieme di dati sperimentali abbiamo estratto anche l'efficienza di conversione f , calcolata come il rapporto tra il numero di molecole e quello di atomi di cromo, in funzione della densità media della nuvola di litio $\langle n_{Li} \rangle$, mostrata in Fig. (3.8).

Confrontando le Fig. (3.7) e (3.8), si può dedurre che la condizione ottimale per ottenere campioni di molecole più grandi è trovata per uno sbilanciamento intermedio,

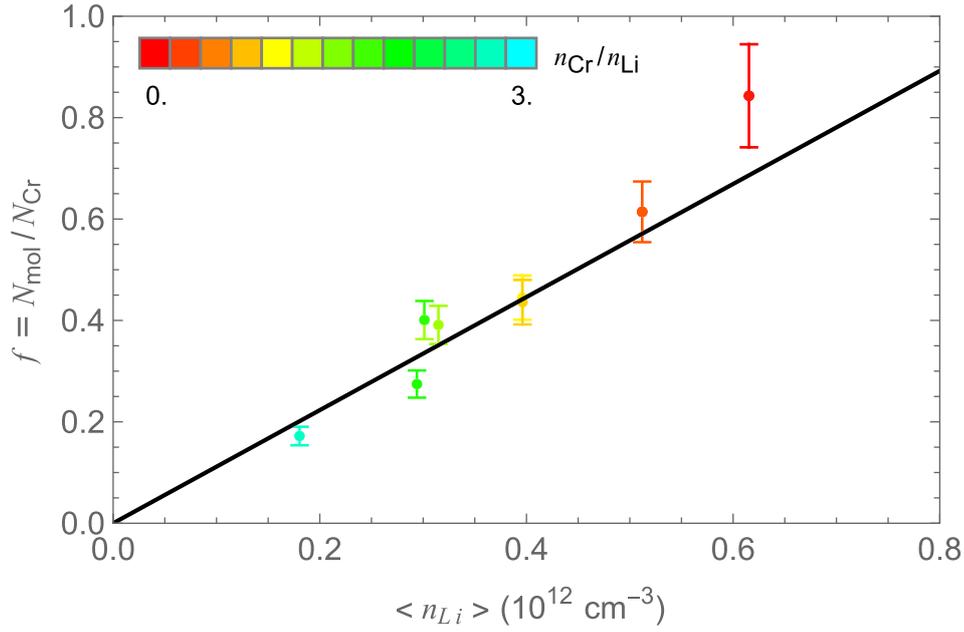


Figura 3.8. Efficienza di magneto-associazione in funzione della densità. I cerchi colorati mostrano l'efficienza di associazione f misurata da esperimenti di tipo Stern-Gerlach rispetto al componente Cr in funzione della densità di Li mediata sulla nube di Cr osservata prima dell'associazione. Il colore indica lo sbilanciamento corrispondente tra le densità di picco delle nubi atomiche di Cr e Li. La linea nera continua mostra un fit lineare dei dati con intercetta zero.

per il quale possono essere formate fino a 50×10^3 molecole con un'efficienza di conversione di circa il 40%, in linea con quanto riportato dai gruppi del Prof. K. Dieckmann [43] e del Prof. R. Grimm [74]. Tuttavia, i nostri dati mostrano anche un'efficienza di conversione massima di circa l'80%, ottenuta diminuendo il numero di cromo di partenza, a scapito di un numero di molecole inferiore ma comunque considerevole, di $20 \dots 30 \times 10^3$. Questo secondo regime è invece confrontabile con i risultati ottenuti con esperimenti che usano miscele omonucleari di ^{40}K nel regime di profonda degenerazione $T/T_F \ll 1$ [69]. È importante notare anche come i risultati da noi ottenuti in termini di efficienza di conversione sono invece notevolmente migliori di quelli tipicamente osservati per miscele Bose-Bose e/o Bose-Fermi in cui $f \leq 0.2$.

Infine, è interessante stimare la densità nello spazio delle fasi del campione molecolare creato sotto le migliori condizioni di densità di overlap nella trappola BODT, per mezzo di imaging in Stern-Gerlach della nube di dimeri LiCr.

Le frequenze di trappola medie radiali *in situ* sono determinate dalla BODT e sono pari a $\nu_{Li} = 340 \text{ Hz}$, $\nu_{Cr} = 105 \text{ Hz}$, $\nu_{LiCr} = 145 \text{ Hz}$, per il litio, il cromo e i dimeri LiCr, rispettivamente. Per quanto riguarda le frequenze di trappola assiali, queste sono indotte dalla curvatura magnetica delle bobine di Helmholtz che inducono il campo Zeeman e ammontano a $\nu_{Li}^x = 17.0(6) \text{ Hz}$, $\nu_{Cr}^x = 14.0(5) \text{ Hz}$ e $\nu_{LiCr}^x = 12.1(5) \text{ Hz}$ per le molecole *closed-channel*.

Dopo lo spegnimento della BODT, atomi e molecole non espandono nel potenziale magnetico usato per la magneto-associazione. Dall'analisi delle immagini ottenute con

l'imaging in assorbimento effettuato dopo un certo tempo di volo, si ricavano le temperature delle nuvole atomiche e di quella molecolare: $T_{Li} = 0.25 T_F = 140(20)\text{nK}$, $T_{Cr} \simeq 0.5 T_F = 180(20)\text{nK}$ per i campioni atomici e $T_{LiCr} = 315(25)\text{nK}$ per le molecole LiCr.

La temperatura del campione di LiCr, significativamente maggiore di quella dei due gas atomici, può essere dovuta a diversi effetti: innanzitutto, essa può essere causata dalla rampa di magneto-associazione, ancora troppo veloce rispetto alle scale temporali richieste per la adiabaticità “many-body”; inoltre, l'espansione della nuvola, effettuata vicino alla risonanza $|\delta B| \lesssim 20\text{mG}$, rende inevitabilmente il gas di dimeri LiCr fortemente interagente. Conseguentemente, la temperatura ottenuta dallo studio delle dimensioni del gas dopo l'espansione in tempo di volo – assunta balistica – può essere sicuramente influenzata da effetti di interazione, risultando in una sovrastima della temperatura reale del sistema LiCr. Nonostante questi caveat, otteniamo una densità spaziale di picco $7(1) \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ ed una densità nello spazio delle fasi di $0.05(1)$. Da notare comunque come tali valori possano essere significativamente aumentati utilizzando diverse geometrie della BODT, in particolare sfruttando la *crossed* BODT sviluppata in [41]: già una moderata *crossed* BODT aggiuntiva, che porta le frequenze assiali attorno ai 30 Hz per il cromo, ci ha consentito di ottenere campioni molecolari con una densità nello spazio delle fasi di circa 0.1.

3.3 Momento di dipolo magnetico

In questa sezione descrivo come è stata effettuata la misura diretta del momento di dipolo magnetico delle molecole Feshbach di LiCr μ_{FB} e della sua dipendenza dal detuning in campo magnetico rispetto al polo della risonanza. Questa misura dimostra la natura paramagnetica dei dimeri di LiCr nel loro stato elettronico fondamentale ${}^6\Sigma^+$, e conferma la classificazione delle risonanze di Feshbach precedentemente fornita in Ref. [32]. Inoltre, evidenzia la stabilità e la risoluzione del nostro campo magnetico di bias applicato, tale da consentire l'esplorazione del regime delle interazioni forti, nonostante il carattere stretto della risonanza.

Inizialmente abbiamo misurato accuratamente μ_{FB} ad un fissato detuning in campo magnetico $\delta B < 0$, e ne abbiamo evidenziato la differenza rispetto ai valori atomici $\mu_{Li} = 1\mu_B$ e $\mu_{Cr} = 6\mu_B$. A questo scopo, l'imaging è stato effettuato secondo lo schema Stern-Gerlach di Fig. (3.3) (a), monitorando l'evoluzione temporale della posizione lungo la verticale del centro di massa delle nuvole di litio, cromo e di dimeri di LiCr sotto l'applicazione di un gradiente di campo magnetico lungo l'asse verticale ∇B che si aggiunge all'accelerazione di gravità secondo l'Eq. (3.1).

Abbiamo preparato il campione di LiCr nelle condizioni ottimali descritte nella Sezione (3.2), dopodiché sono state spente le trappole ottiche e abbiamo lasciato espandere le particelle sotto l'azione combinata della gravità e della forza magnetica. L'accelerazione del centro di massa di ciascuna nuvola è data dall'Eq. (3.1). Dato che i momenti magnetici del litio e del cromo sono noti, dall'osservazione simultanea del centro di massa delle nuvole atomiche oltre a quella molecolare, abbiamo calibrato accuratamente ∇B , lasciando μ_{FB} come unico parametro libero per il fit. In figura (3.9) riporto un esempio di evoluzione delle tre componenti e del relativo fit di μ_{FB}

(curva nera) in funzione del tempo di volo.

Il momento di dipolo magnetico estratto dall'analisi del set di dati presentato in Fig. (3.9) è pari a $\mu_{FB} = 5.64(4)\mu_B$, risolto rispetto ai corrispettivi momenti di dipolo magnetico atomici che, al suddetto campo di bias, sono rispettivamente pari a $\mu_{Li} = 1\mu_B$ e $\mu_{Cr} = 6\mu_B$. Il valore di momento di dipolo magnetico cade tra quello dell'*open-channel*, pari a $\mu_{Li} + \mu_{Cr} = 7\mu_B$, e quello del dimero *closed-channel* previsto di $5\mu_B$: pertanto lo stato di dimero Feshbach può essere interpretato come una miscela pesata di canale aperto e canale chiuso, secondo quanto descritto dall'Eq. (1.37) del Cap. 1.

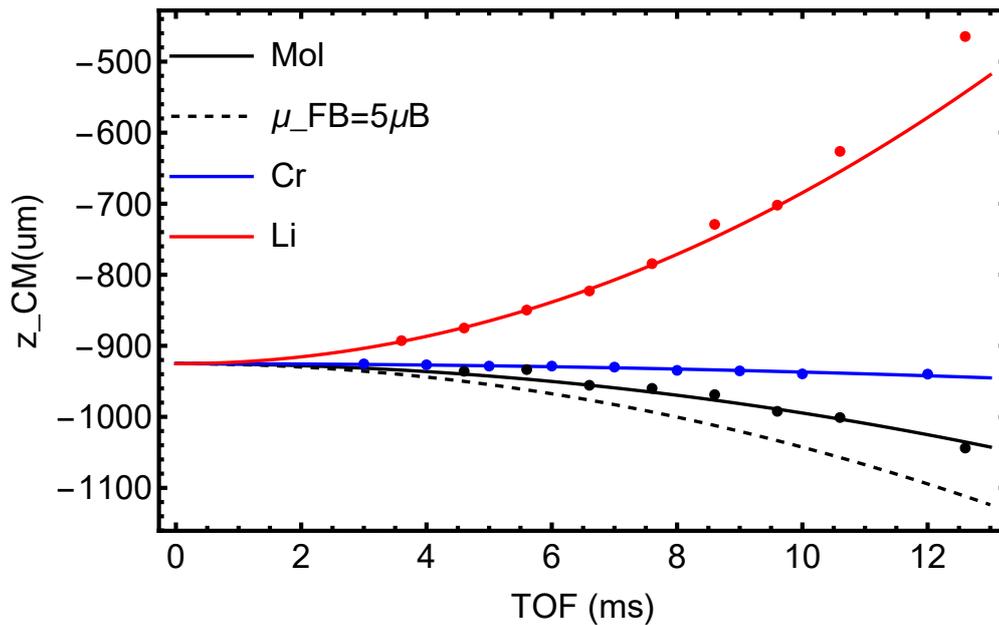


Figura 3.9. Posizione verticale della traiettoria del centro di massa per gli atomi e le molecole in funzione del tempo di volo. I punti rossi, blu e neri mostrano l'evoluzione del centro di massa in funzione del tempo di volo per il litio, il cromo e le molecole Feshbach di LiCr, rispettivamente. La linea continua in rosso, blu e nero mostra le curve fittate sui dati. La linea tratteggiata rappresenta la traiettoria attesa per la molecola *closed-channel*.

Successivamente abbiamo caratterizzato, tramite le misure sopra discusse ed effettuate, la dipendenza di μ_{FB} dal detuning δB per diversi valori di campo magnetico di bias, confermando così la natura paramagnetica della molecola *closed-channel* di LiCr.

In particolare, per questa misura in funzione di δB abbiamo lasciato espandere i dimeri per un tempo di volo fissato dopo lo spegnimento della BODT, e abbiamo registrato la posizione del centro di massa della nuvola di LiCr a diversi valori del detuning magnetico. Al fine di minimizzare le variazioni temporali e spaziali del campo magnetico sperimentato dalle molecole, abbiamo usato un breve tempo di volo di 3.4 ms. La rivelazione delle molecole è stata fatta seguendo lo schema di "RF-cleaning" sugli atomi di cromo, vedi Fig. (3.2) (b), utilizzando un impulso RF, effettuato subito prima dell'impulso di imaging, di durata 200 μs . Questo schema di rivelazione è sufficientemente veloce e non perturba in modo significativo la nostra

stabilità del campo magnetico. Unitamente alla conoscenza della posizione iniziale *in situ* degli atomi e del gradiente di campo magnetico calibrato sulle nuvole atomiche, vedi Fig. (3.9), questo ci ha permesso di estrarre $\mu_{\text{FB}}(\delta B)$, rivelando l'andamento mostrato in Fig. (3.10).

I dati sperimentali così ottenuti sono stati fittati usando l'Eq. (1.37) nella forma

$$\mu_{\text{FB}}(\delta B) = 7\mu_B \cdot \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{4R^*}{a_{\text{res}}(\delta B)}}} + 5\mu_B \cdot \left(1 - \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{4R^*}{a_{\text{res}}(\delta B)}}} \right), \quad (3.13)$$

con R^* fissato a $6010a_0$ [32],

$$a_{\text{res}}(B - B_0) = 41.5a_0 \cdot \frac{0.47}{|B - B_0|}, \quad (3.14)$$

e con B_0 come unico parametro libero. Il risultato del fit è mostrato in Fig. (3.10) dalla curva continua blu, che ben riproduce l'andamento sperimentalmente ottenuto.

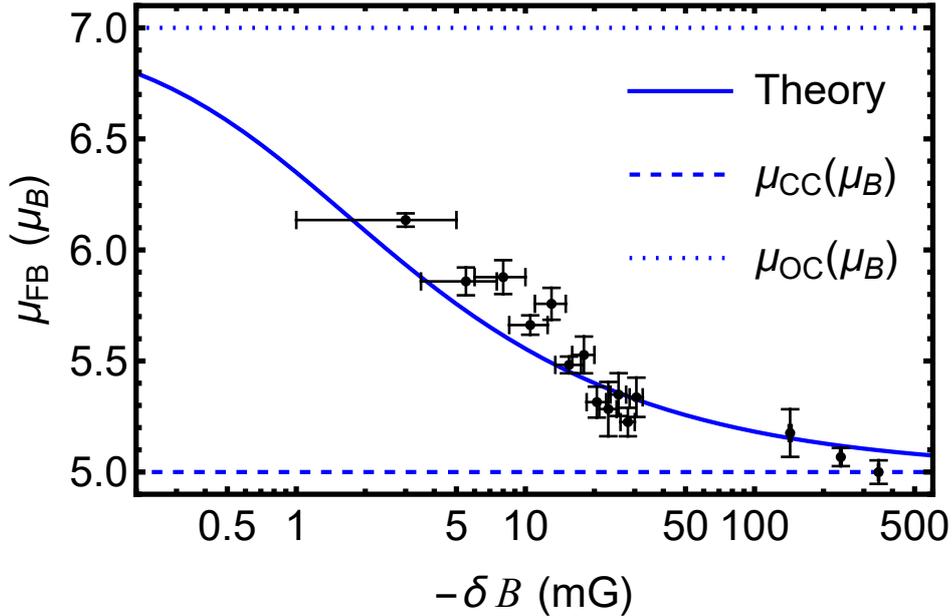


Figura 3.10. Momento di dipolo magnetico delle molecole Feshbach di LiCr in funzione del detuning assoluto in campo magnetico rispetto al polo di risonanza. I punti neri mostrano il valore sperimentalmente estratto dalla posizione verticale del centro di massa a un tempo di volo fisso in funzione del detuning assoluto $-\delta B > 0$. La curva blu continua rappresenta la previsione teorica con solo il valore in campo magnetico del polo della risonanza come parametro libero del fit. La linea tratteggiata rappresenta il momento magnetico della coppia di atomi nel canale di scattering e la linea tratteggiata corrisponde alla molecola *closed-channel*.

I nostri risultati sperimentali testimoniano da un lato il livello di controllo sul campo magnetico di bias applicato, e dall'altro la natura paramagnetica della molecola

closed-channel di LiCr da noi creata. Il valore asintotico è coerente con $5\mu_B$ e conferma la classificazione della risonanza di Feshbach in esame, data in Ref. [32], e precedente al mio lavoro di tesi. Specificamente, il valore asintotico di $5\mu_B$ di μ_{FB} mostrato in Fig. (3.10) dimostra come le molecole da noi create siano connesse con l'ultimo stato vibrazionale (con $l = 0$) del potenziale elettronico *ground state* ${}^6\Sigma^+$ del LiCr.

3.4 *Open-channel fraction* e conteggio accurato delle molecole Feshbach

Lo studio e l'utilizzo di campioni di molecole Feshbach di LiCr richiede una conoscenza accurata della *open-channel fraction* P_{open} oltre a determinare l'andamento del momento magnetico $\mu_{\text{FB}}(\delta B)$ discusso in Sez. (3.3), questa quantità determina il tempo di vita sperimentalmente ottenibile delle molecole di Feshbach, come riportato nel Cap. 4 Sez. (4.1). In particolare, le perdite collisionali inelastiche atomo-dimero e dimero-dimero sono soppresse quando la *open-channel fraction* diventa significativa, cioè $P_{\text{open}} \simeq 1$ [29]. Una misura accurata di $P_{\text{closed}} = 1 - P_{\text{open}}$ vicino a una risonanza di Feshbach stretta ad alto campo magnetico è tecnicamente impegnativa.

Di seguito mostro come abbiamo potuto caratterizzare accuratamente P_{closed} basandosi sull'imaging dei dimeri tramite la luce risonante con le transizioni atomiche. Questa tecnica, da noi sviluppata per la prima volta, completa e migliora la determinazione della P_{open} tramite misura di μ_{FB} della sezione (3.3).

3.4.1 Imaging in assorbimento di una nuvola atomica

Per comprendere la strategia sperimentale da noi seguita per la determinazione della *open channel fraction* tramite imaging in assorbimento è anzitutto utile considerare la procedura standard di un imaging di atomi.

Nel limite di $I_i/I_s \ll 1$, dove I_s è l'intensità di saturazione, un fascio laser di intensità I_i che propaga nella direzione z e risonante con atomi a densità $n(\vec{r})$, è attenuato dal passaggio attraverso il campione secondo la legge di Beer-Lambert:

$$\begin{cases} \frac{dI_i}{dz} = -n(\vec{r})\sigma_0 I_i \\ OD_0 = \sigma_0 \int n(\vec{r}) dz \end{cases} \quad (3.15)$$

dove σ_0 è la sezione d'urto, z è la direzione di propagazione del fascio laser e OD_0 è la densità ottica. Integrando l'equazione (3.15) lungo la direzione del cammino ottico z si ottiene la densità ottica (OD) [75]:

$$I_{\text{out}} = I_i e^{-OD_0} \quad (3.16)$$

dove I_{out} è l'intensità del fascio laser trasmessa.

L'attenuazione dell'intensità in Eq. (3.15) dovuta all'assorbimento del campione è rivelata sulla CCD dalla misura di un rate di conteggi che sarà proporzionalmente ridotto. Senza atomi (o assorbitori) si misurerebbe un numero di fotoni N_{ph} per unità di tempo [75]:

$$\frac{dN_{\text{ph}}}{dt} = kI_i \quad (3.17)$$

con k costante che dipende dall'area del pixel, dalla magnificazione, dalla lunghezza d'onda del fascio di imaging, dal coefficiente di trasmissione, dalla *quantum efficiency* e dal fattore di conversione tra i conteggi e i foto-elettroni sulla camera. Quando si ha assorbimento, tale rate sarà ridotto e diventerà:

$$\frac{dN_{ph}}{dt} = kI_i e^{-OD_0} \quad (3.18)$$

Conseguentemente, dopo un certo tempo di integrazione (cioè dopo un impulso di imaging lungo un tempo T), avremo che l'immagine con e senza atomi avrà (ad ogni pixel (i, j)), rispettivamente, un numero di fotoni N_0 e N_{ref} :

$$\begin{cases} N_0 = kI_i e^{-OD_0 T} \\ N_{ref} = kI_i T. \end{cases} \quad (3.19)$$

Pertanto la densità ottica $OD(i, j)$ ad ogni pixel (i, j) è ottenibile secondo:

$$OD_0 = -\ln\left(\frac{N_0}{N_{ref}}\right) \quad (3.20)$$

da cui, nota la sezione d'urto σ_0 , è possibile ricavare la distribuzione di densità atomica 2D.

3.4.2 Imaging in assorbimento di una nuvola di molecole Feshbach

Ci chiediamo ora cosa succede se, invece di un gas di atomi "A", abbiamo un gas di molecole "AB" illuminato dalla medesima luce di imaging (risonante quindi con la specie atomica "A" a lunghezza d'onda λ).

Supponiamo dapprima che la molecola AB sia interamente una molecola *closed-channel* (CC). Se non si hanno transizioni molecolari del tipo $AB \rightarrow AB^*$ a lunghezza d'onda λ , il campione di molecole è essenzialmente trasparente alla luce, per cui N_0 e N_{ref} in (3.19) sono identici, e quindi la OD misurata è nulla, vedi Eq. (3.20).

Supponiamo invece che il dimero AB sia interamente nell'*open-channel* (OC): in tal caso è ragionevole pensare che la molecola assorba il primo fotone al rate atomico γ_a , essendo questa uno stato così debolmente legato da poter essere considerato una coppia di atomi A+B "liberi". In tal caso, il primo fotone assorbito dissocia la molecola al rate $\gamma_m = \gamma_a$; dopo l'emissione spontanea l'atomo A è "libero" ed assorbe i successivi fotoni come tale. Di conseguenza, la procedura di imaging (3.19-3.20) restituisce il conteggio della densità AB molecolare reale, esattamente come per il caso atomico A.

Nel caso "intermedio" la molecola è in una sovrapposizione di $|OC\rangle$ e $|CC\rangle$:

$$|FB\rangle = \sqrt{P_{open}} |OC\rangle + \sqrt{1 - P_{open}} |CC\rangle. \quad (3.21)$$

In tal caso il primo fotone viene assorbito ad un rate ridotto rispetto al rate atomico:

$$\gamma_{FB} = \gamma_a(B) \cdot P_{open}. \quad (3.22)$$

Conseguentemente le molecole $|FB\rangle$ si dissociano con la legge oraria (locale, ad ogni posizione \vec{r})

$$\frac{dn_{FB}}{dt} = -\gamma_{FB}n_{FB} = -\frac{dn_a}{dt} \quad (3.23)$$

e gli atomi A liberi – che contribuiscono al segnale sul sistema di imaging – sono “creati” secondo la legge oraria:

$$n_A(t) = n_0(1 - e^{-\gamma_{FB}t}) \quad (3.24)$$

con n_0 densità (locale) del campione di molecole Feshbach. Pertanto, la loro densità ottica segue l’evoluzione temporale:

$$OD(t) = OD_0(1 - e^{-\gamma_{FB}t}). \quad (3.25)$$

In questo caso, quindi, il rate di conteggi sulla CCD è modificato rispetto all’Eq. (3.18), diventando *time-dependent*:

$$\frac{dN_{ph}^{FB}}{dt} = kI_i e^{-OD(t)}. \quad (3.26)$$

Perciò, l’Eq. (3.26) integrata sul tempo T dell’impulso di imaging diviene:

$$N_{ph}^{FB} = kI_i \int_0^T dt \exp[-OD_0(1 - e^{-\gamma_{FB}t})] = \quad (3.27)$$

$$= kI_i e^{-OD_0 T} \left(\frac{1}{T} \int_0^T dt \exp(OD_0 e^{-\gamma_{FB}t}) \right) \quad (3.28)$$

Ciò fa sì che, applicando l’Eq. (3.20) per la determinazione della OD molecolare, otteniamo una densità ottica misurata OD_{mes} che è *minore* di quella reale:

$$OD_{mes} = -\ln\left(\frac{N_{ph}^{FB}}{N_i}\right) = OD_0 - \ln\left[\frac{1}{T} \int_0^T dt \exp(OD_0 e^{-\gamma_{FB}t})\right]. \quad (3.29)$$

Ossia, il numero di particelle misurate, rispetto a quelle reali (vale a dire quelle contate a $\delta B = 0$ e $P_{open} = 1$), risulta essere:

$$\frac{OD_{mes}}{OD_0} = 1 - \frac{1}{OD_0} \ln\left[\frac{1}{T} \int_0^T dt \exp(OD_0 e^{-\gamma_{FB}(\delta B)t})\right]. \quad (3.30)$$

In particolare, visto che da Eq. (1.36) nel Cap. 1 si ha:

$$\gamma_{FB}(\delta B) = \gamma_a \cdot P_{open}(\delta B) = \frac{\gamma_a}{\sqrt{1 + \frac{4R^*}{a(\delta B)}}} \quad (3.31)$$

è evidente che maggiore è il detuning $|\delta B|$, minore è il numero di molecole rivelate. Tale trend è mostrato in Fig. (3.11) per diversi casi usando luce risonante con gli atomi di: Cr (blu) e Li (rosso) dove per quest’ultimo abbiamo utilizzato diversi parametri dell’impulso di imaging (durata, intensità, ...).

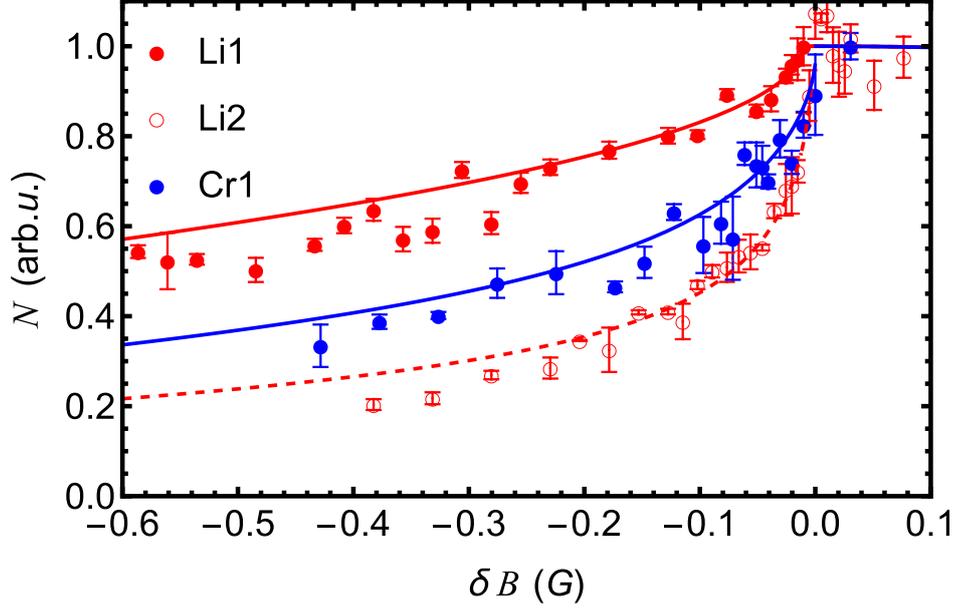


Figura 3.11. *Open-channel fraction* determinata con uno schema ottico in funzione di R^*/a . (a) Numero di molecole contate dalle immagini di assorbimento *in situ* acquisite usando le transizioni di imaging del litio (punti rossi) e de cromo (punti blu) su campioni di molecole pure. Mostriamo un confronto tra un tempo di impulso più lungo (punti pieni) e più corto (punti vuoti) con la stessa intensità del laser entro il 10%. I punti rossi pieni sono ottenuti con $T_P = 40 \mu\text{s}$ e $I_0 = 2.4 \text{ Wm}^{-2}$, i cerchi rossi vuoti con $T_P = 11 \mu\text{s}$ e $I_0 = 2.0 \text{ Wm}^{-2}$, e i cerchi blu con $T_P = 21 \mu\text{s}$ e $I_0 = 7.6 \text{ Wm}^{-2}$.

Nello specifico: (i) tutti e tre i dataset mostrano un comportamento qualitativamente simile, (ii) per impulsi più lunghi (punti rossi, pieni) si ha che la diminuzione del numero misurato, rispetto a quello reale, è minore a fissato δB , rispetto a quella osservata per impulsi più brevi (punti rossi, vuoti). Oltre a ciò, la Fig. (3.11) presenta anche delle curve teoriche, basate sul comportamento atteso dato da Eq. (3.30), e che tengono conto dei parametri specifici di imaging dei tre dataset, con $\delta B = B - B_0$, e B_0 unico parametro libero del fit, e assumendo P_{open} da Eq. (1.36). Si può vedere come tale teoria riproduca l'andamento sperimentale con ottima accuratezza sia per $\delta B \rightarrow 0$ che per $|\delta B| \sim \Delta B$, dimostrando la validità della descrizione basata sul modello illustrato qui sopra.

3.4.3 Misura della *open-channel fraction*

Dato l'eccellente accordo tra dati sperimentali e teoria (3.31) mostrato in Fig. (3.11), abbiamo invertito l'Eq. (3.31): ossia, noti i parametri dei nostri impulsi di imaging, abbiamo ricavato la $P_{open}(\delta B)$ dalla misura di:

$$\frac{OD_{mes}}{OD_0} \equiv \frac{OD_{mes}(\delta B)}{OD_{mes}(\delta B = 0)}. \quad (3.32)$$

Il risultato di tale analisi – effettuata sui tre datasets di Fig. (3.11) – è mostrato in Fig. (3.12), assieme alla predizione teorica data dall'Eq. (1.36) delle P_{open} , in

funzione di $R^*/a(\delta B)$.

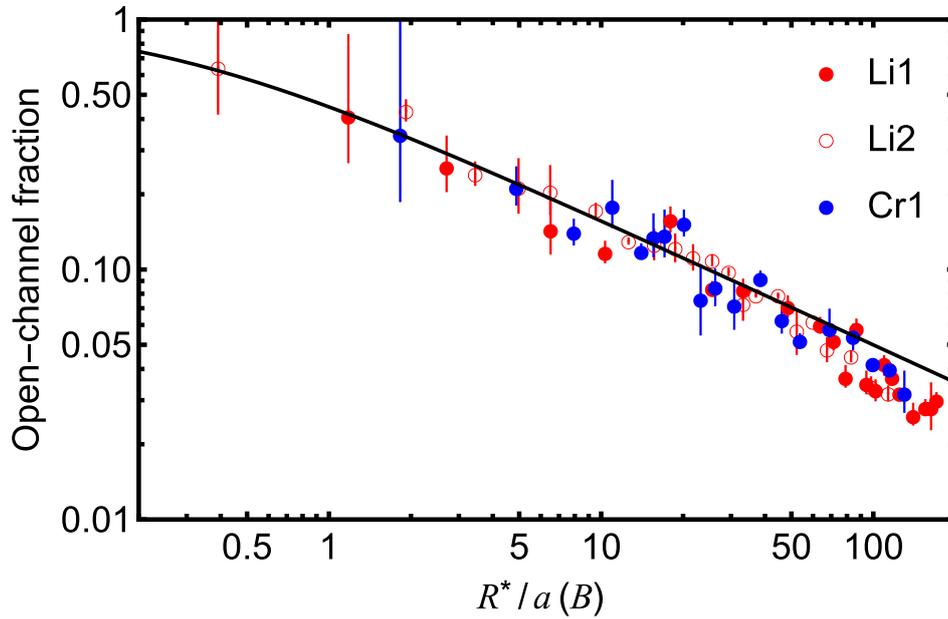


Figura 3.12. *Open-channel fraction* determinata con uno schema ottico in funzione di R^*/a . La *open-channel fraction* estratta dal modello è riportata con la stessa scelta di simboli insieme alla linea teorica ottenuta con solamente un campo magnetico di offset come parametro libero.

Si osserva come si abbia un'ottima concordanza tra dati sperimentali e trend teorico atteso (si notino gli assi in scala logaritmica), cosa che ci fa concludere che il metodo da noi sviluppato è in grado di fornire, in modo semplice, una misura accurata della *open-channel fraction*, sia nel range $R^*/a \gg 1$ di grandi detuning, sia nella regione vicino al polo della risonanza $R^*/a \leq 1$ corrispondente a $|\delta B| < 5$ mG.

Capitolo 4

Meccanismi di perdita e acquisizione di un campione puro di molecole Feshbach di LiCr

In questo capitolo riporterò i risultati del nostro studio sulla stabilità del campione di dimeri Feshbach e sulla produzione di un gas puro di molecole di LiCr a temperature ultrafredde.

Le molecole nel nostro sistema vengono formate partendo da una miscela fermionica di Li-Cr il che porta, dopo la rampa di magneto-associazione con efficienza di conversione $f \sim 50\%$, vedi Cap. 3 Sez. (3.2.2), a un campione con tre componenti: gli atomi residui delle due specie di partenza e la nuvola di dimeri di LiCr.

La stabilità delle molecole Feshbach, che rappresenta una proprietà di fondamentale importanza sia in vista di studi di fisica a molti corpi nel BCS-BEC crossover, sia per la realizzazione di spettroscopia ottica delle molecole LiCr e del loro trasferimento nel *ground state* tramite schemi di STIRAP, è in generale limitata da diversi processi di perdita. Da un lato, ci si aspetta che le collisioni inelastiche di dimeri LiCr, sia intra- che inter-specie, limitino la vita media del sistema ad elevate densità. Dall'altro, anche nel limite di densità nulla, i dimeri possono subire processi di foto-eccitazione verso stati molecolari elettronici eccitati, che possono essere indotti accidentalmente dalle luci dei potenziali ottici usati per confinare il campione.

Di seguito presenterò misure indipendenti di queste due tipologie di processi inelastici e riporterò come si possono limitare sperimentalmente questi fenomeni permettendo di ottenere campioni puri di dimeri di LiCr ultrafreddi con un tempo di vita $1/e$ superiore a 200 ms.

4.1 Perdite indotte dalla luce di trappola

Abbiamo osservato sperimentalmente che la configurazione della trappola ottica bicromatica sfruttata per raggiungere un'efficienza ottimale di magneto-associazione e un'alta densità di molecole di LiCr, come riportato nel Cap. 3 Sez. (3.2), risulta

influenzare negativamente la stabilità dei dimeri, limitandone la vita media a pochi ms, indipendentemente dalla densità del campione. Pertanto tale BODT, pur essendo adatta a preparare la miscela con un ottimizzato overlap tra le due specie, non è adatta per intrappolare le molecole Feshbach di LiCr create per magneto-associazione. In figura (4.1) sono mostrati degli esempi di decadimento del numero di molecole in funzione del tempo per tre distinte configurazioni di trappola: (i) ODT a 1560 nm e debole aggiunta dell'ODT a 532 nm (punti verdi), (ii) ODT a 1070 nm a 170 mW (punti rossi) e (iii) ODT a 1560 nm, ad una potenza di circa 370 mW, maggiore di quella dell'ODT a 1070 nm, ma risultante in una profondità simile per le molecole (punti gialli).

Si osserva che, a parità di detuning δB e densità, il numero di molecole nell'ODT verde decade molto velocemente: infatti, dopo pochi ms esse non vengono più rilevate. Anche nel caso in cui si utilizzi l'ODT infrarossa a 1070 nm il decadimento risulta relativamente veloce, benché esso sia significativamente più lento rispetto a quando anche una debole ODT verde è applicata. Infine, il tempo di decadimento del segnale molecolare è drammaticamente aumentato nel caso in cui il campione sia intrappolato nel potenziale a 1560 nm, da me implementato, vedi Cap. 2 Sez. (2.3).

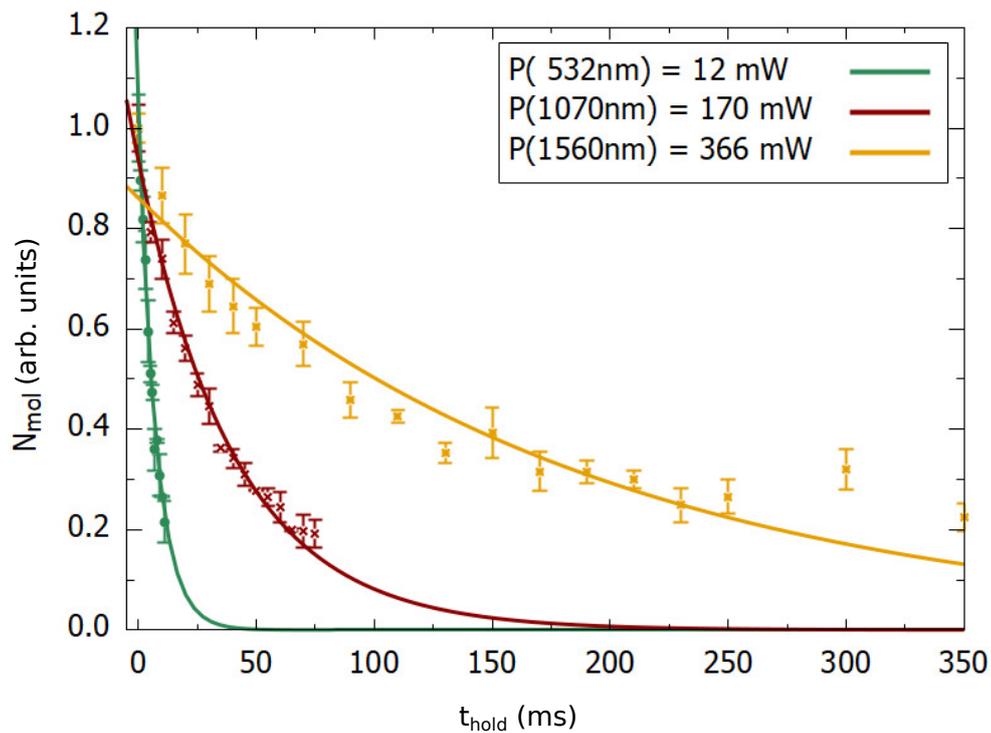


Figura 4.1. In figura sono mostrati i dati sperimentali riguardanti i decadimenti del numero di molecole (normalizzato) in funzione del tempo utilizzando le tre ODT a nostra disposizione. Si osserva che il numero di dimeri nell'ODT a 532 nm (punti verdi) decade molto velocemente. Nonostante il decadimento nell'ODT a 1070 nm sia più lento, le molecole risultano sostanzialmente imperturbate dalla luce a 1560 nm (punti gialli) e il loro tempo di vita è limitato solamente dalle perdite collisionali, vedi Sez. (4.2). È stato poi fatto un fit esponenziale sui dati (rappresentato dalle curve verde, rossa e gialla per le tre luci), così da ricavare il rate di perdita a un corpo.

Per caratterizzare le perdite a un corpo dovute a processi di foto-eccitazione indotti dalle luci delle ODT, abbiamo fittato i decadimenti, come quelli mostrati in Fig. (4.1), usando una funzione esponenziale del tipo

$$N_{mol} = Ce^{-\Gamma t}, \quad (4.1)$$

tramite cui abbiamo estratto il rate di decadimento Γ per ciascuna luce per diversi valori di potenza del fascio. In Fig. (4.1) sono mostrate le curve di best-fit dei dati con l'Eq. (4.1) per i tre esempi di decadimento sperimentalmente ottenuti.

Al fine di caratterizzare questo effetto e distinguerlo dalle eventuali concomitanti perdite collisionali, subito dopo la formazione delle molecole, il campione viene purificato rimuovendo gli atomi residui. Il $\text{Li}|1\rangle$ viene rimosso mediante un impulso π a radiofrequenza, mentre il $\text{Cr}|1\rangle$ viene espulso dalla trappola riducendo la profondità della ODT infrarossa, essendo il cromo meno intrappolato rispetto alle molecole, presentando un rapporto di profondità relative $U_{\text{LiCr}}/U_{\text{Cr}} \sim 3.5$ (4.3) per luce infrarossa a 1560 nm (1070 nm)¹.

4.1.1 Perdite indotte dalla luce dell'ODT verde

Consideriamo inizialmente la misura del rate di perdita a un corpo causate dalla trappola di dipolo ottico verde, che risulta avere l'effetto più significativo sulla stabilità del LiCr.

Abbiamo effettuato la misura dopo aver formato le molecole nella trappola a 1560 nm. Una volta completato il processo di magneto-associazione, abbiamo aumentato gradualmente la potenza dell'ODT verde da zero ad un valore variabile, e abbiamo monitorato la successiva diminuzione del numero di molecole in funzione del tempo, come mostrato in Fig. (4.1). Da ciascun decadimento abbiamo ricavato il rate di perdita Γ_G , estraendolo da un fit esponenziale sul numero di LiCr in funzione del tempo, vedi Eq. (4.1), alla potenza ottica verde misurata.

In figura (4.2) mostro i risultati sperimentali di Γ_G , in funzione della potenza (simboli verdi). Essendo sia la profondità di trappola che il rate di foto-eccitazione linearmente dipendente dall'intensità della radiazione laser, è attesa una relazione lineare tra il rate di foto-eccitazione e la potenza della trappola verde. Tale dipendenza lineare è confermata dai dati mostrati in Fig. (4.2), sui quali abbiamo effettuato un fit lineare del tipo

$$\Gamma(P) = \Gamma_0 + \Gamma_{FB} \cdot P, \quad (4.2)$$

con P potenza del fascio di ODT, dà una pendenza pari a $\Gamma_{FB}^G = 10.5(4)\text{kHz/W}$. Il rate di perdita delle molecole *closed-channel* può essere dedotto da quello delle molecole Feshbach normalizzando per la frazione del canale chiuso $\Gamma_{CC} = \Gamma_{FB}/P_{\text{closed}}(B)$, come recentemente mostrato in Ref. [52]. Usando tale relazione, sapendo il valore della *closed-channel fraction* da studi teorici, confermati anche dalle nostre misure, si ottiene $\Gamma_{CC}^G = 11(1)\text{kHz/W}$. Questo valore conferma l'effetto dannoso della luce a 532 nm sui dimeri Feshbach e il forte limite temporale che essa impone alla possibile manipolazione del campione.

¹È stata misurata la polarizzabilità dinamica delle molecole a 1070 nm e 1560 nm, ottenendo un risultato coerente con la somma delle polarizzabilità atomiche.

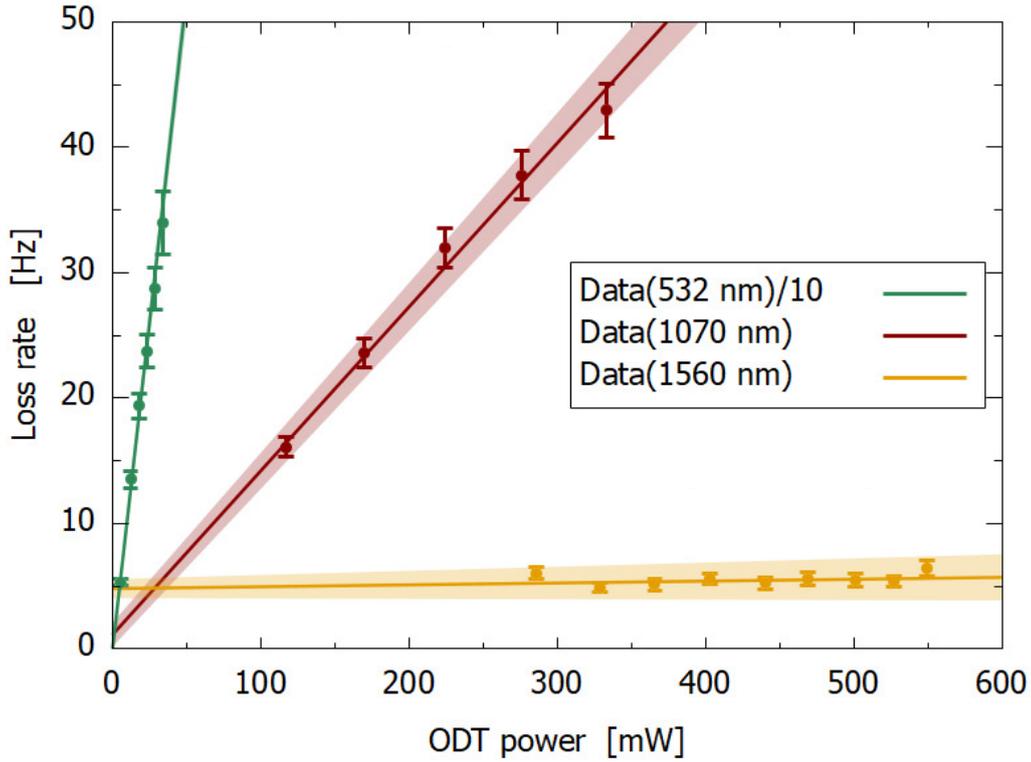


Figura 4.2. Rate di perdita in funzione dell'intensità per le lunghezze d'onda delle trappole di dipolo ottico esplorate. I punti verdi, rossi e gialli mostrano i rate di perdita esponenziale sperimentali per 532 nm, 1070 nm e 1560 nm, rispettivamente. I fit lineari effettuati sui dati, del tipo (4.2), sono rappresentati dalle linee continue con il colore corrispondente.

4.1.2 Perdite indotte dalla luce dell'ODT infrarossa a 1070 nm

Successivamente abbiamo caratterizzato la trappola di dipolo ottico multimodo a 1070 nm seguendo un'analoga procedura sperimentale.

Dopo lo spegnimento del fascio di ODT verde, abbiamo rampato gradualmente la potenza del fascio infrarosso ad un valore variabile, e abbiamo misurato la successiva diminuzione delle molecole, in funzione del tempo, vedi Fig. (4.1).

Per ogni valore di potenza abbiamo estratto la vita media da un fit esponenziale del tipo Eq. (4.1). L'andamento di Γ_{FB}^{IR} in funzione di P_{IR} così ricavato è mostrato in Fig. (4.2), assieme ad un fit lineare del tipo (4.2), analogamente a quanto discusso sopra per la luce a 532 nm. In questo caso abbiamo ottenuto un rate di perdita per la molecola *closed-channel* di $\Gamma_{CC}^{IR} = 144(5)\text{Hz/W}$, quasi due ordini di grandezza inferiore a Γ_{CC}^G .

4.1.3 Perdite indotte dalla luce dell'ODT infrarossa a 1560 nm

Abbiamo infine caratterizzato il caso del campione di molecole in una trappola di dipolo ottico a singolo modo a una lunghezza d'onda di 1560 nm, di seguito chiamata *far-off resonant trap* (FORT). Questa trappola, il cui setup è discusso in Cap. 2

Sez. (2.3), è stata implementata con il preciso obiettivo di limitare le perdite dovute all'interazione tra i dimeri Feshbach e la luce di trappola, così da realizzare un campione molecolare con una lunga *lifetime*.

In questo caso, abbiamo prima trasferito gli atomi dalla trappola bicromatica alla FORT in 100 ms, durante i quali abbiamo gradualmente ridotto a zero la profondità della BODT mentre abbiamo aumentato in modo lineare quella della FORT, così da mantenere approssimativamente la stessa profondità complessiva costante per i dimeri LiCr. Abbiamo quindi effettuato la magneto-associazione per le coppie di Li-Cr nel regime profondamente adiabatico a due corpi a circa $1/\dot{B} \simeq 60\text{ms/G}$ e abbiamo purificato il campione sia dagli atomi di litio che di cromo. Questa procedura riduce solamente di un fattore 2 il numero iniziale di molecole che misuriamo essere ad una temperatura di circa 300 nK, ma fa sì che la vita dei dimeri aumenti notevolmente. In Fig. (4.3) mostro un decadimento esponenziale, come quello riportato in Fig. (4.1), ma in scala logaritmica con una costante di tempo di 0.24(1)s, più di un ordine di grandezza superiore a quelle riportate per le molecole di LiK [43].

Si osserva che per tempi $t \lesssim 30\text{ ms}$ i punti sperimentali non sono correttamente fittati; il motivo di questo fenomeno, ancora in fase di comprensione, potrebbe essere dovuto a possibili eccitazioni e alla dinamica fuori equilibrio durante la creazione del campione di molecole. Infine, è utile sottolineare che i campione di molecole ha una densità nello spazio delle fasi di circa 0.1.

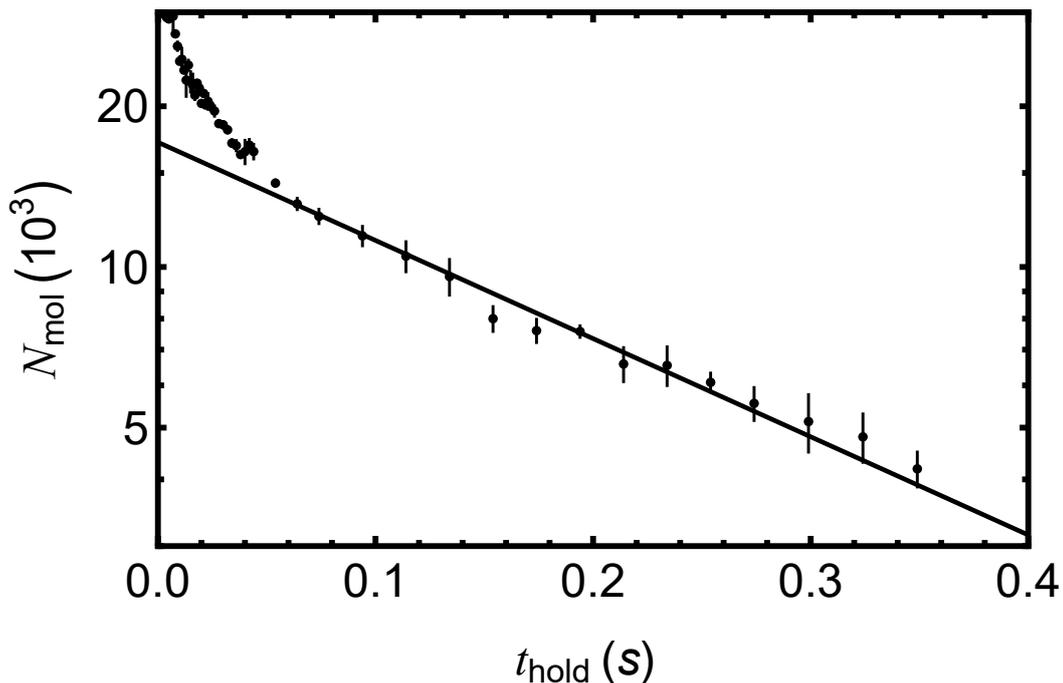


Figura 4.3. Tempo di vita delle molecole nella trappola ottica fuori risonanza. Il numero delle molecole è mostrato in una scala logaritmica in funzione del tempo in secondi insieme al fit esponenziale del decadimento.

Abbiamo poi confermato che le perdite a un corpo indotte dalla luce di trappola sono trascurabili ripetendo la misura descritta nelle sottosezioni precedenti: modificando la potenza del fascio di FORT, abbiamo registrato la successiva diminuzione del

numero di molecole. I rate di perdita sperimentali restituiti da fit esponenziali del tipo (4.1) sui dati in funzione della potenza della sonda sono mostrati a titolo di confronto nella figura (4.2).

Un fit lineare di questo set di dati non mostra una significativa correlazione lineare e si deduce che $\Gamma_{CC}^{FORT} = 1(2)\text{Hz/W}$ per la molecola *closed-channel*.

Questa osservazione evidenzia una risposta qualitativamente diversa delle molecole Feshbach Li-Cr alla luce a 1560 nm rispetto alle luci a 532 nm e 1070 nm, in accordo con una possibile interpretazione in termini di vicine transizioni molecolari per queste ODT.

4.2 Perdite collisionali

In seguito riporterò i risultati riguardanti la stabilità della miscela a tre componenti Li-Cr-LiCr ottenuti con lo scopo di valutare le prospettive per futuri esperimenti con atomi fortemente interagenti in presenza di molecole Feshbach.

Le miscele fermioniche, come discusso in Cap. 1 Sez. (1.3), sono predette essere particolarmente interessanti, manifestando un andamento non triviale dei rate di perdita sia per quanto riguarda collisioni atomo-dimero (LiCr con liti o litio), sia per lo scattering dimero-dimero. Per grandi detuning $|\delta B| \sim \Delta B$, le molecole sono essenzialmente bosoni (compositi) che decadono ad un rate

$$\beta_{X-D}^{bg} = \frac{2hR_{vdW}}{M_{X-D}}, \quad (4.3)$$

dove M_{X-D} è la massa ridotta con $X = \text{Li o Cr}$, e R_{vdW} è la lunghezza di Van der Waals tra dimero (D) e atomo (X) data da

$$2R_{vdW} = \left(\frac{2M_{X-D}C_6}{\hbar^2} \right)^{1/4}. \quad (4.4)$$

Al contrario, per $R^*/a(\delta B) \lesssim 1$, è attesa una riduzione significativa di tale rate collisionale $\beta_{X-D}(R^*/a) \ll \beta_{X-D}^{bg}$, vedi Cap. 1 Sez. (1.3), a causa della natura fermionica dei due costituenti del dimero. Questo fenomeno è particolarmente evidente nel caso di miscele fermioniche omonucleari di ${}^6\text{Li}$, per le quali le risonanze di Feshbach sono estremamente larghe ($\Delta B \sim 300\text{G}$ e $R^* \lesssim 30a_0$), e per cui la regione $R^*/a(\delta B)$ è estremamente ampia (con $|\delta B| \sim \Delta B$) [25]. Inoltre, nei sistemi con uno sbilanciamento di massa è favorito il canale di scattering pesante-pesante-leggero. Tuttavia, l'unica osservazione sperimentale di questo effetto per miscele fermioniche con uno sbilanciamento di massa è il lavoro del gruppo del Prof. R. Grimm [29], in cui è stato misurato che la massima soppressione è di circa un fattore 3 rispetto al *background*, per collisioni K-KLi, ad una risonanza di Feshbach non immune a processi di perdita a due corpi.

Inizialmente mostro i risultati della nostra caratterizzazione dell'effetto delle collisioni tra atomi di litio e dimeri di LiCr, contributo che è atteso essere dominante rispetto alle collisioni LiCr-LiCr e Cr-LiCr, a causa del range di soppressione in $R^*/a(B)$ inferiore, e del valore di *background* più alto, vedi Sez. (1.3). Quest'ultimo è evidente osservando il rate di perdita di *background* Eq. (4.3), dal quale ci aspettiamo $\beta_{\text{Li-D}}^{bg} \sim 6 \beta_{\text{Cr-D}}^{bg}$.

Quanto detto è confermato dalle misure sulle perdite relative di litio rispetto a quelle del cromo dopo la magneto-associazione. In Fig. (4.4) mostro il numero di molecole in funzione del tempo in presenza di atomi di litio per due diversi detuning in campo magnetico $\delta B < 0$. Si osserva che vicino alla risonanza il decadimento è più lento, come atteso dalla predizione teorica, vedi Cap. 1 Sez. (1.3) Fig. (1.4).

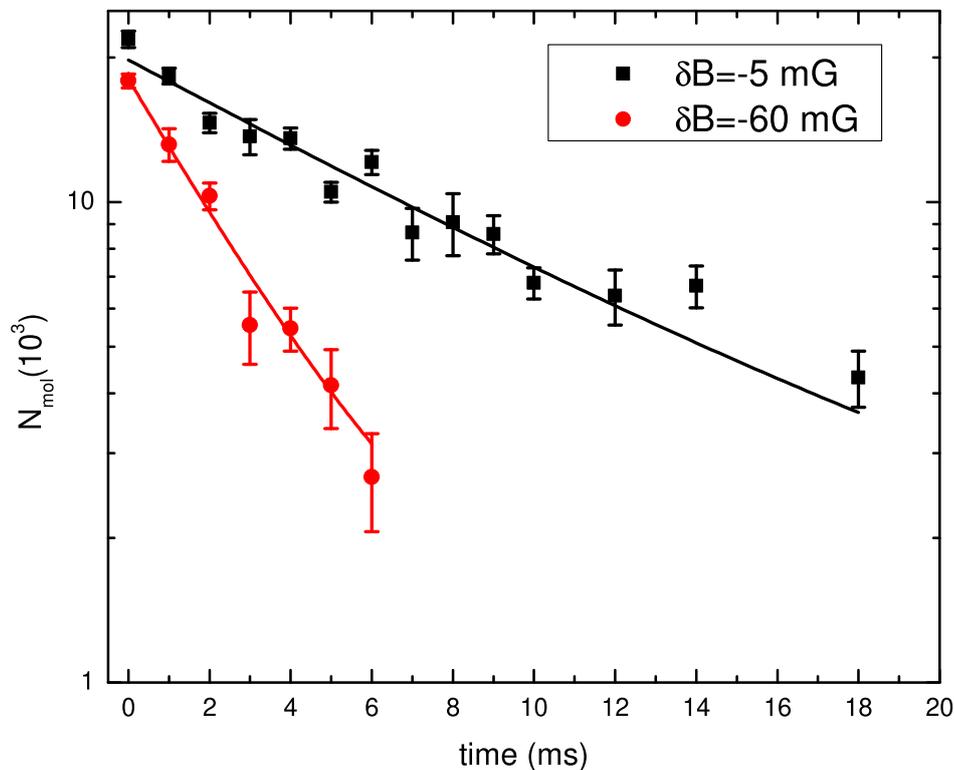


Figura 4.4. Numero di molecole in presenza di atomi di litio in funzione del tempo per due diversi detuning in campo magnetico: per $\delta B = -5$ mG (punti neri) il decadimento risulta più veloce rispetto al caso $\delta B = -60$ mG (punti rossi). I punti sperimentali sono stati presi intrappolando i dimeri nell’ODT a 1070 nm, che ne limita la vita, come discusso nella sezione (4.1).

Per caratterizzare l’interazione tra i dimeri e gli atomi di litio abbiamo eseguito un esperimento nella trappola infrarossa a 1070 nm (quella a 1560 nm è stata disponibile solo successivamente), applicando una rampa lineare di campo magnetico di 15 ms di durata e span di circa 200 mG (quindi $1/\dot{B} \sim 75$ ms/G) e diminuendo la potenza del fascio di ODT verde, il cui effetto altrimenti contribuirebbe in modo sostanziale ai meccanismi di perdita, non permettendo così di disaccoppiare i due fenomeni. La perdita sul numero di atomi di litio e molecole è superiore di un fattore 1.93(17) a quella sul numero totale del cromo, e ciò conferma la nostra ipotesi di collisioni Li-D come meccanismo dominante di perdita collisionale.

Settando a vari valori di detuning finali la rampa del campo magnetico (sondando quindi diversi valori di R^*/a), abbiamo tracciato la diminuzione del numero di molecole in funzione del tempo tramite loro imaging selettivo: nello specifico, abbiamo rilevato le molecole con lo schema di “RF cleaning” dopo un breve tempo

di volo.

La densità di molecole n_D nel tempo segue la seguente relazione:

$$\frac{dn_D}{dt} = -\beta_{\text{Li-D}} n_{\text{Li}} n_D - \Gamma_{FB}^{IR} n_D, \quad (4.5)$$

dove $\beta_{\text{Li-D}}$ è il rate di perdita litio-dimero e Γ_{FB}^{IR} è il rate di processi di foto-eccitazione dovuti alla trappola a 1070 nm, vedi Sez. (4.1). Integrando spazialmente l'Eq. (4.5) si ottiene:

$$\frac{dN_D}{dt} = -\beta_{\text{Li-D}} \frac{\int n_{\text{Li}} n_D d\vec{r}}{N_D} \cdot N_D - \Gamma_{FB}^{IR} N_D \quad (4.6)$$

dove N_D è il numero di dimeri. Ricordando che $\Gamma_{FB}^{IR} = \Gamma_{CC}^{IR} \cdot Z(\delta B)$ e definendo la densità di atomi di litio $\langle n_{\text{Li}} \rangle$ mediata sulla nuvola di dimeri come

$$\langle n_{\text{Li}} \rangle = \frac{1}{N_D} \int n_{\text{Li}} n_D d\vec{r}, \quad (4.7)$$

si ottiene che il numero totale di molecole decresce secondo l'evoluzione:

$$\frac{dN_D}{dt} = - \left[\beta_{\text{Li-D}} \langle n_{\text{Li}} \rangle - \Gamma_{CC}^{IR} Z(\delta B) \right] N_D. \quad (4.8)$$

Ossia, con un decadimento esponenziale (in modo simile a quanto discusso per le perdite di cromo in Sez. (3.2.1)) con un rate totale di perdita $\Gamma_{tot}(\delta B)$ pari a:

$$\Gamma_{tot}(\delta B) = \beta_{\text{Li-D}}(\delta B) \langle n_{\text{Li}} \rangle + \Gamma_{CC}^{IR} \cdot Z(\delta B). \quad (4.9)$$

Abbiamo analizzato le curve di perdita di $N_{Cr}(t)$ con un fit esponenziale del tipo

$$N_D = A \cdot e^{-\Gamma_{tot}(\delta B)t}, \quad (4.10)$$

da cui abbiamo ottenuto $\Gamma_{tot}(\delta B)$. Conoscendo il contributo delle perdite a un corpo nella trappola di dipolo ottico a 1070 nm, vedi Sez.(4.1), sottraendolo dai Γ_{tot} derivati e stimando $\langle n_{\text{Li}} \rangle$ dallo studio delle distribuzioni *in situ* di dimeri e litio, si deduce il rate di perdita litio-dimero $\beta_{\text{Li-D}}(\delta B)$.

In Fig. (4.5) mostro il rate di perdita Li-D $\beta_{\text{Li-D}}$ in funzione del detuning in campo magnetico $-\delta B$. Si osserva che il valore di β tra $\text{Li}|1\rangle$ e dimero si riduce man mano che la miscela si trova vicino al polo della risonanza, partendo dal valore di *background* pari a $7 \times 10^{-10} \text{cm}^3/\text{s}$ per $|\delta B| \gg 30 \text{mG}$. In particolare, per $|\delta B| \leq 20 \text{mG}$, abbiamo ricavato una soppressione del rate di perdita di un fattore 10 rispetto a quello di *background*.

L'ipotesi che questa riduzione sia dovuta al meccanismo di Pauli blocking è ulteriormente confermata dalla misura analoga fatta in presenza di un campione di litio preparato nello stato non risonante, $\text{Li}|2\rangle$ (punti rossi). In tal caso $\beta_{\text{Li}|2\rangle\text{-D}}$ si osserva che il rate di perdita è costante al valore di *background* con il detuning in campo magnetico δB .

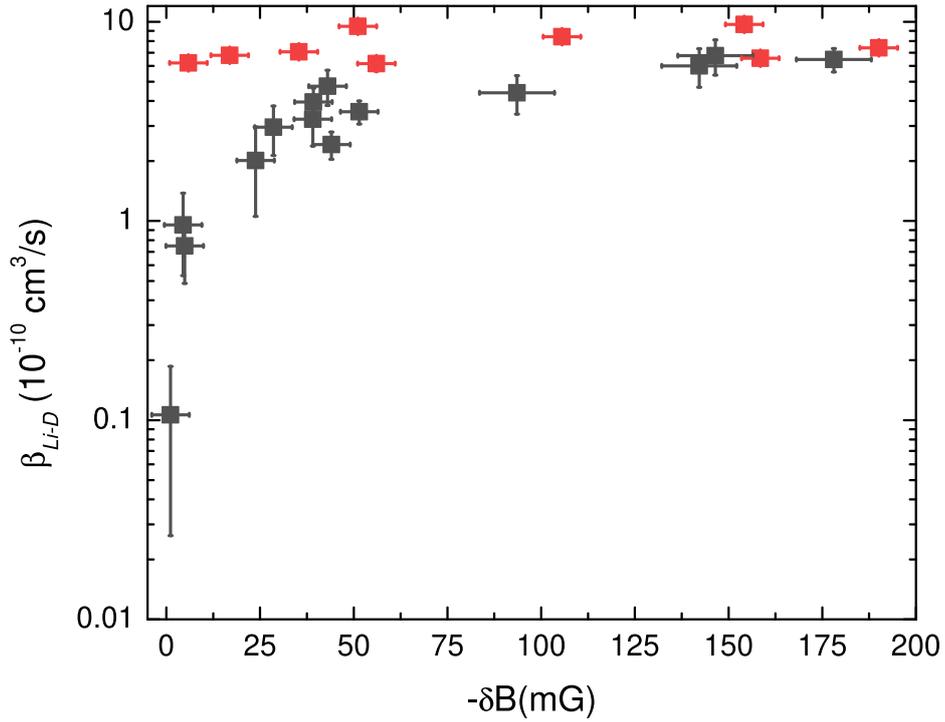


Figura 4.5. Rate di perdita a due corpi per collisioni inelastiche Li-LiCr in funzione del detuning in campo magnetico. I punti neri mostrano il valore misurato per le collisioni tra gli atomi di Li|1⟩ interagenti e i dimeri di LiCr, mentre i cerchi rossi mostrano, a titolo di confronto, il caso delle collisioni tra gli atomi di Li|2⟩ non interagenti e le stesse molecole di LiCr.

Per $|\delta B| \lesssim 5$ mG la soppressione osservata è pari a 70_{+160}^{-35} rispetto al *background*. Questo fa sì che la *lifetime* molecolare aumenti dello stesso ordine, passando da pochi ms per δB grandi a quasi 100 ms vicino al polo, anche in presenza del litio (e in assenza di collisioni Cr-D).

Pertanto, nonostante la presenza di atomi di litio comporti collisioni inelastiche dannose per il campione di dimeri, a piccoli detuning di campo magnetico è comunque possibile ottenere molecole con una lunga *lifetime*, limitata solamente da processi dovuti alle foto-eccitazioni dovute alla luce di trappola.

Infine, i dati sperimentali $\beta_{\text{Li-D}}/\beta_{\text{Li-D}}^{\text{bg}}$, con $\beta_{\text{Li-D}}^{\text{bg}} = 75(5) \times 10^{-19} \text{cm}^3/\text{s}$, sono mostrati in funzione di $R^*/a(\delta B)$ in Fig. (4.6), insieme alla soppressione del rate di perdita atomo-dimero prevista per tale specifico rapporto di massa, vedi Cap. 1, Sez. (1.3). Si nota un eccellente accordo teoria-esperimento su circa due ordini di grandezza in R^*/a , ed una soppressione di 70_{+160}^{-35} per i dati più vicini a risonanza con $R^*/a \ll 1$.

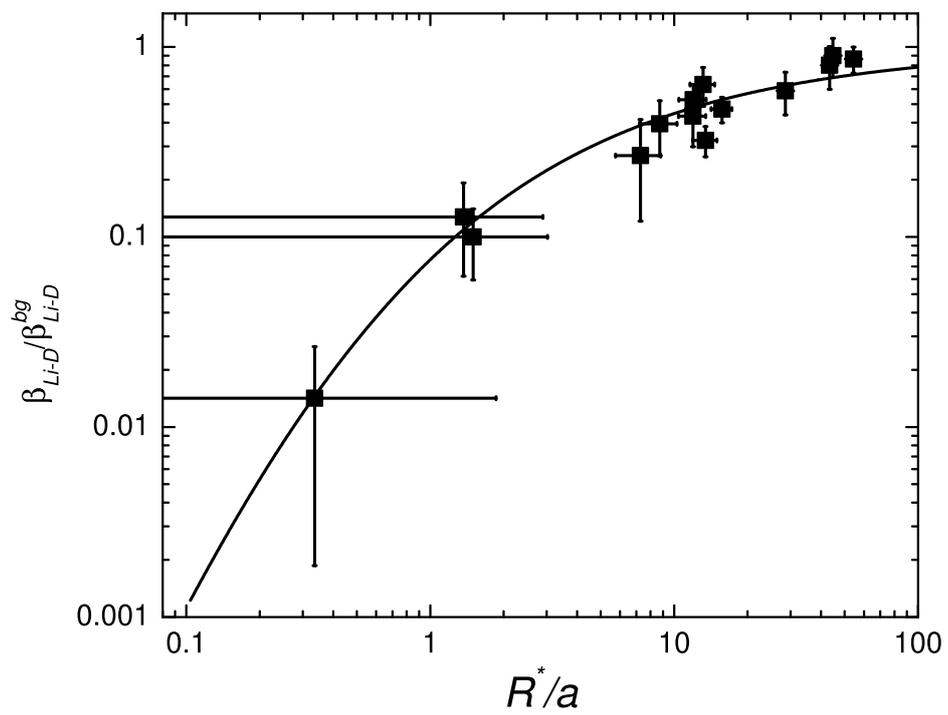


Figura 4.6. La figura mostra i dati Li|1>-LiCr in funzione di R^*/a e la previsione teorica dove solo un offset di campo B è lasciato come parametro di libero.

Outlook e Conclusioni

In questo lavoro di tesi ho descritto come è stato prodotto un campione, denso e stabile, di dimeri Feshbach, preparati in un singolo stato quantistico interno della molecola LiCr. Questo costituisce un importante punto di partenza per una moltitudine di future indagini sperimentali: dallo studio di una classe di problemi di fisica a pochi corpi ad oggi inesplorati, come l'esplorazione di nuove tipologie di *impurity problems*, all'indagine del cosiddetto BCS-BEC crossover con miscele fermioniche con un grande sbilanciamento di massa, e alla realizzazione di gas quantistici di molecole ground-state doppiamente polari.

Specificamente, l'elevata stabilità collisionale dei dimeri bosonici di LiCr nel regime di interazioni risonanti – che comporta vite medie del campione di molti ordini di grandezza maggiori di quelle osservate nel caso di miscele Fermi-Bose e Bose-Bose [66–68] – offre la possibilità di implementare in laboratorio, nel prossimo futuro, varie strategie per ottenere un condensato di Bose-Einstein di molecole.

Da un lato, aumentare di circa un ordine di grandezza la densità nello spazio delle fasi del campione molecolare, risultante dal processo di magneto-associazione adiabatica, tramite l'implementazione di trappole ottiche infrarosse più confinanti (con beam waist minori), dovrebbe mantenere la vita media del gas degenerare a valori dell'ordine di varie decine di ms. Dall'altro, il tempo di vita del campione termico, da me caratterizzato in questo lavoro, potrebbe consentire l'attuazione di un successivo stage di raffreddamento evaporativo/simpatetico del gas di dimeri LiCr.

Quest'ultima possibilità – inattuabile per molecole bosoniche formate da miscele atomiche Bose-Bose, la cui vita media è invece limitata nel regime di forti interazioni a poche centinaia di μs – potrebbe consentire di raggiungere il regime di degenerazione quantistica per le molecole LiCr tramite raffreddamento collisionale, basato cioè su collisioni elastiche dimero-dimero e atomo-dimero, e loro successiva termalizzazione.

Realizzare un condensato di Bose-Einstein di molecole eteronucleari sarebbe un fondamentale passo avanti, sia dentro il campo dei gas quantistici che in altri ambiti. Infatti, rappresenterebbe il punto di partenza per l'esplorazione di stati più esotici di superfluidità fermionica – quali fasi FFLO [76] o di *quartet superfluidity* [77] – predette per miscele Fermi-Fermi con grande asimmetria di massa a temperature critiche relativamente elevate, $T/T_F \sim 0.1$. Per tale motivo, gran parte dell'attività sperimentale del nostro laboratorio si concentra, ad oggi, verso tale obiettivo, di cui il campione di molecole LiCr da me realizzato costituisce un incoraggiante punto di partenza.

La produzione e la caratterizzazione di molecole LiCr ultrafredde ma termiche,

già dimostrata nel corso di questa tesi, costituisce un passo fondamentale per l'esplorazione di stati legati a $N > 2$ corpi, quali trimeri e tetrameri, brevemente discussi nel Cap. 1. Benché questi *clusters* esotici siano difficilmente realizzabili nel regime di miscele Li-Cr tridimensionali, data la natura stretta delle risonanze di Feshbach offerte dal nostro sistema, essi potrebbero realisticamente essere prodotti in campioni a dimensionalità ridotta. Ad esempio, indagini teoriche di tali stati a pochi corpi [12, 21] prevedono che già un confinamento moderato della miscela in un regime di quasi-2D consentirebbe di stabilizzare trimeri fermionici (LiCr_2) e tetrameri bosonici (LiCr_3), in una regione di detuning relativamente ampia attorno alla risonanza di Feshbach. In questo modo sarebbe possibile osservabili sperimentalmente implementando la geometria di quasi-2D con un reticolo ottico. A tale scopo, è chiaro che l'individuazione dei più semplici stati di dimero LiCr, costituisce un'importante base per l'esplorazione di *clusters* più complessi a tre e quattro corpi. I protocolli di produzione e caratterizzazione delle molecole di LiCr sono stati sviluppati durante il mio lavoro di tesi; inoltre, in Ref. [41] è stata dimostrata la possibilità di controllare finemente le densità relative delle due componenti atomiche.

Intrinsecamente connessa alla ricca fisica a pochi corpi potenzialmente accessibile con il nostro sistema, è anche prevista una ampia varietà di nuove quasi-particelle nel contesto del cosiddetto *impurity problem*. Quest'ultimo scenario può essere implementato sperimentalmente realizzando miscele fortemente sbilanciate in popolazione. Esse prevedono una componente maggioritaria che rappresenta un mezzo quantistico (*quantum bath*), con cui le particelle della specie minoritaria, che giocano il ruolo di impurezze, possono interagire in modo risonante.

In tale contesto, particolarmente interessante è lo studio del cosiddetto *light impurity problem*: impurezze fermioniche leggere, rappresentate da atomi di litio, immerse in un bagno di fermioni pesanti, realizzato da un gas di Fermi di cromo [41]. Infatti, tutti gli esperimenti condotti fino ad oggi in questo ambito [78–81] hanno coinvolto impurezze, di massa m_{imp} con la stessa massa delle particelle che compongono il bagno, di massa m_F , o con una massa maggiore $m_{imp} > m_F$. In tali casi, l'*impurity problem* è caratterizzato solamente da due tipi di quasi-particelle, al variare della interazione impurezza-bagno: polaroni e dimeri (cosiddetti *dressed molecules* [82]). Di contro, il sistema che potremmo implementare nel nostro laboratorio, immergendo pochi atomi di litio in un gas di Fermi di cromo – caratterizzato quindi da $m_{imp} < m_F$ – consentirebbe di osservare l'emergere di nuove quasi-particelle, come stato fondamentale del sistema. Queste sono costituite da dimeri con $k \neq 0$ – che possono essere considerati come il limite di grande polarizzazione di una fase FFLO – e *dressed clusters* a tre [83] e quattro [21] corpi, realizzati legando, rispettivamente, due e tre fermioni del bagno all'impurezza leggera.

Come per il caso dei corrispettivi stati di trimero e tetramero nell'ambito dei sistemi fermionici a pochi corpi sopra discussi, tali esotiche quasi-particelle, ad oggi, non sono state osservate in nessun sistema fisico.

Per le indagini sperimentali sia di fisica a pochi corpi che di *impurity problem*, generalmente basate su protocolli di spettroscopia a radio-frequenza, è importante enfatizzare alcune peculiarità del nostro sistema litio-cromo.

Innanzitutto, le risonanze di Feshbach in onda-s Li-Cr sono, come discusso nel

Cap. 1, posizionate a campi magnetici elevati, di più di 1400 G [32]. Se questo da un lato rende non banale l'accesso al regime di forti interazioni inter-atomiche, richiedendo un'ottima stabilità del campo magnetico nell'esperimento (vedi discussione Cap. 2 Sez. (2.4)), esso è particolarmente vantaggioso per la implementazione di schemi di spettroscopia a radio-frequenza. Infatti, in questa regione di campo il momento magnetico differenziale $\delta\mu_{i,i+1}$ tra sotto-livelli Zeeman adiacenti più bassi in energia è, sia per il litio che per il cromo, drasticamente ridotto, rispetto al loro valore a campo basso $B \rightarrow 0$ (di circa $1\mu_B$, ossia di 1.4 MHz/G). Ad esempio, la transizione $\text{Li } |1\rangle \rightarrow \text{Li } |2\rangle$, centrata attorno a 76.5 MHz, è caratterizzata da $\delta\mu_{1,2} \sim 0.77 \text{ kHz/G}$; in modo simile, la transizione $\text{Cr } |1\rangle \rightarrow \text{Cr } |2\rangle$, a 240 MHz, è caratterizzata da $\delta\mu_{1,2} \sim 6.0 \text{ kHz/G}$. Questo fa sì che impulsi di spettroscopia RF basati su tali transizioni siano molto poco sensibili a rumore di campo magnetico: di conseguenza, anche con fluttuazioni di campo, piccole ma finite s come quelle presenti nel nostro setup sperimentale (vedi Cap. 2), è possibile effettuare impulsi di durata estremamente lunga – di decine, o centinaia di ms – permettendo così di ridurre drasticamente la larghezza di Fourier della riga spettrale, e quindi aumentando la sensibilità spettroscopica a *shift* e allargamenti dovuti a effetti di interazione, vedi Eq. (1.20)-(1.21) nel Cap. 1.

A titolo di esempio, in Fig. 4.7 è mostrato un *proof-of-principle* test di spettroscopia a radiofrequenza basata sul trasferimento di “impurezze” di litio – dallo stato $|1\rangle$ allo stato $|2\rangle$ – immerse in un gas termico di $\text{Cr}|1\rangle$, preparate in corrispondenza della risonanza $\text{Li}|2\rangle\text{-Cr}|1\rangle$ centrata a 1461 G. Il “bagno” di cromo è preparato a circa 7 μK , e caratterizzato da densità estremamente basse, di $2 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$. L'impulso a radio-frequenza è settato con una durata di 100 ms ed una potenza leggermente inferiore a quella corrispondente alla condizione di impulso π in assenza di interazione. Questo corrisponde, in assenza di atomi di cromo, ad una FWHM della riga spettrale (non-interagente) di appena 8 Hz, vedi simboli rossi in Fig. (4.7) (a). Aggiungendo il cromo, la risposta spettrale del sistema interagente è modificata (simboli blu), mostrando uno shift – dovuto alle interazioni mean-field – ed un allargamento causato dalle collisioni Li-Cr. Fittando gli spettri interagenti e non-interagenti, acquisiti a diversi detuning magnetici dal polo della risonanza, e ricavando da essi lo shift dovuto all'interazione in funzione del campo, abbiamo ottenuto il comportamento riportato in Fig. (4.7) (b).

Senza entrare nei dettagli di un'analisi dei dati sperimentali, ben riprodotti dall'andamento dato dall'Eq. (1.21), essi dimostrano la potenza di tale metodo di indagine spettroscopica sul nostro sistema: si può infatti notare come sia possibile rilevare *shift* indotti dall'interazione di pochi Hz. Questa estrema sensibilità sarà di fondamentale aiuto per lo studio di *impurity problems* nella nostra miscela (le energie di Fermi nel nostro sistema sono di circa 5-15kHz), o per la rivelazione di fenomeni a pochi corpi in campioni diluiti di litio-cromo.

Infine, i risultati da me ottenuti durante il mio lavoro di tesi, e discussi nei precedenti capitoli, sono di fondamentale importanza anche nell'ottica di creare, in futuro, gas ultrafreddi di molecole di LiCr nel loro *ground state* assoluto. Come accennato già nell'Introduzione, l'associazione di una specie alcalina leggera come il litio (Li) con metalli di transizione come il cromo (Cr), risulta particolarmente interessante per la realizzazione di molecole ultrafredde doppiamente polari.

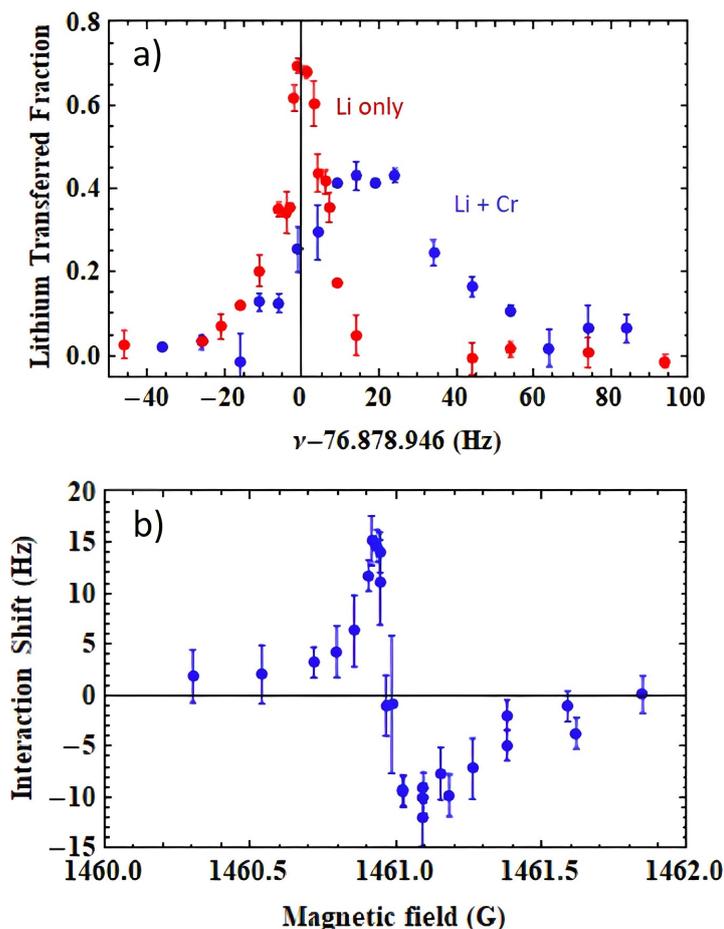


Figura 4.7. In figura è mostrato un test di spettroscopia a radiofrequenza effettuato sul trasferimento di “impurezze” di litio, dal sottolivello Zeeman $\text{Li}|1\rangle$ al sottolivello $\text{Li}|2\rangle$, immerse in un gas termico di $\text{Cr}|1\rangle$. La misura è stata presa in corrispondenza della risonanza $\text{Li}|2\rangle$ - $\text{Cr}|1\rangle$ centrata a 1461 G. Nel pannello superiore (a), è mostrata la frazione trasferita in funzione della frequenza dell’impulso a radiofrequenza. I punti rossi sono stati presi con un campione di litio puro, mentre i punti blu corrispondono al caso in cui le “impurezze” di litio sono immerse in un gas termico di cromo. Si osserva, in quest’ultimo caso, un allargamento della linea atomica e uno shift. Nel pannello inferiore (b) è mostrato lo shift della linea atomica rispetto al caso senza interazioni in funzione del campo magnetico. Si osserva uno shift maggiore in corrispondenza del polo della risonanza, come previsto dalla teoria, vedi Eq. (1.21).

L’interazione tra il cromo in configurazione a shell aperta (6S_3) ed il litio (${}^2S_{1/2}$) dà origine ad uno stato fondamentale di sestetto ($X^6\Sigma^+$), caratterizzato sia da uno spin elettronico non nullo, sia da una natura dipolare $\text{Li}^+ \text{Cr}^-$ [84], come mostrato in Figura (4.8).

Allo stesso tempo, la formazione di tali specie doppiamente polari è agevolata sperimentalmente dalla presenza di una seconda molteplicità ${}^8\Sigma^+$, e dalla natura isotropa dell’interazione di van der Waals, come illustrato in Figura (4.8). Ciò porta a spettri di risonanze di Feshbach Li-Cr non caotici, analogamente al caso dei sistemi bi-alcinali, ed alla presenza di risonanze di Feshbach in onda-s idonee

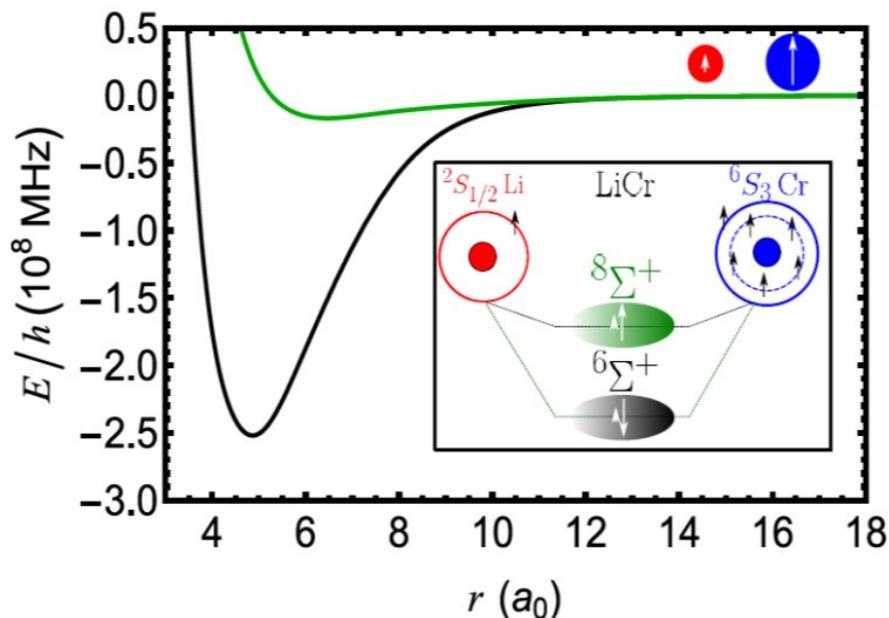


Figura 4.8. In figura è mostrato la curva di energia potenziale per i dimeri di LiCr doppiamente polari. In nero è rappresentata la curva per il ground-state elettronico $X^6\Sigma^+$, mentre, in verde e disegnato il primo stato eccitato $a^8\Sigma^+$. L'inserto mostra una rappresentazione degli elettroni di valenza per gli atomi di litio e cromo e la molecola risultate.

per la formazione di molecole, come dimostrato e discusso nei Cap. 3 e 4. Di conseguenza, il LiCr nel *ground state* roto-vibrazionale può essere potenzialmente prodotto sfruttando il set di tecniche sperimentali già dimostrate con successo per vari dimeri bi-alcini, fungendo da ponte tra questi ultimi e specie molecolari più complesse. Recenti calcoli *ab initio* condotti dal gruppo teorico del Prof. M. Tomza, Università di Varsavia, prevedono per il *ground state* del LiCr un elevato momento di dipolo elettrico, di circa 3.3 Debye, e costanti spettroscopiche favorevoli. La realizzazione, qui dimostrata, di campioni di 50×10^3 dimeri di LiCr, ad elevata densità nello spazio delle fasi e temperature di poche centinaia di nK, con carattere di puro sestetto, rappresenta un punto di partenza estremamente favorevole per la successiva individuazione, ed implementazione, di un efficiente schema di *Stimulated Raman Adiabatic Passage* (STIRAP) verso lo stato fondamentale assoluto del LiCr. L'evidenza sperimentale, riportata e discussa nel Cap. 4, che campioni molecolari puri possono manifestare, in condizioni di trappola ottimali, vite medie superiori a 200 ms, rappresenta un vantaggio fondamentale per futuri studi di spettroscopia ottica ad uno e due fotoni, volti all'individuazione delle transizioni elettroniche più favorevoli per l'implementazione del trasferimento STIRAP. I risultati ottenuti durante il mio lavoro di tesi dimostrano quindi, che il sistema Li-Cr rappresenta non soltanto un'interessante piattaforma per studi di fisica a pochi [11, 12, 16, 19] e a molti corpi [22, 23, 85, 86] di sistemi fermionici fortemente correlati in presenza di un forte sbilanciamento di massa, ma anche un candidato ideale per la produzione di gas quantistici di molecole paramagnetiche polari.

Bibliografia

- [1] R. Casalbuoni and G. Nardulli, “Inhomogeneous superconductivity in condensed matter and qcd,” *Rev. Mod. Phys.*, vol. 76, pp. 263–320, Feb 2004.
- [2] O. Andersen and L. Boeri, “On the multi-orbital band structure and itinerant magnetism of iron-based superconductors,” *Annalen der Physik*, vol. 523, no. 1-2, pp. 8–50, 2011.
- [3] H.-W. Hammer, A. Nogga, and A. Schwenk, “Colloquium: Three-body forces: From cold atoms to nuclei,” *Rev. Mod. Phys.*, vol. 85, pp. 197–217, Jan 2013.
- [4] M. Yi, Y. Zhang, Z.-X. Shen, and D. Lu, “Role of the orbital degree of freedom in iron-based superconductors,” *npj Quantum Materials*, vol. 2, p. 57, Oct 2017.
- [5] G. Wang, A. Chernikov, M. M. Glazov, T. F. Heinz, X. Marie, T. Amand, and B. Urbaszek, “Colloquium: Excitons in atomically thin transition metal dichalcogenides,” *Rev. Mod. Phys.*, vol. 90, p. 021001, Apr 2018.
- [6] Y. Jiang, S. Chen, W. Zheng, B. Zheng, and A. Pan, “Interlayer exciton formation, relaxation, and transport in tmd van der waals heterostructures,” *Light: Science & Applications*, vol. 10, p. 72, Apr 2021.
- [7] C. Chin, R. Grimm, P. Julienne, and E. Tiesinga, “Feshbach resonances in ultracold gases,” *Rev. Mod. Phys.*, vol. 82, pp. 1225–1286, Apr 2010.
- [8] V. N. Efimov, “Weakly bound states of three resonantly interacting particles,” *Yadern. Fiz.*, vol. 12, pp. 1080–91, 11 1970.
- [9] V. N. Efimov, “Energy levels of three resonantly interacting particles,” *Nuclear Physics A*, vol. 210, no. 1, pp. 157–188, 1973.
- [10] O. I. Kartavtsev and A. V. Malykh, “Low-energy three-body dynamics in binary quantum gases,” *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics*, vol. 40, pp. 1429–1441, mar 2007.
- [11] Y. Nishida and S. Tan, “Universal fermi gases in mixed dimensions,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 101, p. 170401, Oct 2008.
- [12] J. Levinsen, T. G. Tiecke, J. T. M. Walraven, and D. S. Petrov, “Atom-dimer scattering and long-lived trimers in fermionic mixtures,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 103, p. 153202, Oct 2009.

- [13] Y. Castin, C. Mora, and L. Pricoupenko, “Four-body efimov effect for three fermions and a lighter particle,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 105, p. 223201, Nov 2010.
- [14] S. Endo, P. Naidon, and M. Ueda, “Universal physics of 2+1 particles with non-zero angular momentum,” *Few-Body Systems*, vol. 51, pp. 207–217, Nov 2011.
- [15] D. Blume, “Few-body physics with ultracold atomic and molecular systems in traps,” *Reports on Progress in Physics*, vol. 75, p. 046401, mar 2012.
- [16] S. Endo, P. Naidon, and M. Ueda, “Crossover trimers connecting continuous and discrete scaling regimes,” *Phys. Rev. A*, vol. 86, p. 062703, Dec 2012.
- [17] V. Ngampruetikorn, M. M. Parish, and J. Levinsen, “Three-body problem in a two-dimensional fermi gas,” *EPL (Europhysics Letters)*, vol. 102, p. 13001, apr 2013.
- [18] J. Levinsen and M. M. Parish, “Bound states in a quasi-two-dimensional fermi gas,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 110, p. 055304, Jan 2013.
- [19] B. Bazak and D. S. Petrov, “Five-body efimov effect and universal pentamer in fermionic mixtures,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 118, p. 083002, Feb 2017.
- [20] B. Bazak, “Mass-imbalanced fermionic mixture in a harmonic trap,” *Phys. Rev. A*, vol. 96, p. 022708, Aug 2017.
- [21] R. Liu, C. Peng, and X. Cui, “Universal tetramer and pentamer bound states in two-dimensional fermionic mixtures,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 129, p. 073401, Aug 2022.
- [22] A. Bulgac, M. M. Forbes, and A. Schwenk, “Induced p -wave superfluidity in asymmetric fermi gases,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 97, p. 020402, Jul 2006.
- [23] D. Suchet, Z. Wu, F. Chevy, and G. M. Bruun, “Long-range mediated interactions in a mixed-dimensional system,” *Phys. Rev. A*, vol. 95, p. 043643, Apr 2017.
- [24] A. Camacho-Guardian and G. M. Bruun, “Landau effective interaction between quasiparticles in a bose-einstein condensate,” *Phys. Rev. X*, vol. 8, p. 031042, Aug 2018.
- [25] M. Inguscio, W. Ketterle, and C. Salomon, eds., *Ultra-cold Fermi gases*, vol. 164 of *Proceedings of the International School of Physics “Enrico Fermi”*, (Amsterdam), IOS press, 2007.
- [26] S. Giorgini, L. P. Pitaevskii, and S. Stringari, “Theory of ultracold atomic fermi gases,” *Rev. Mod. Phys.*, vol. 80, pp. 1215–1274, Oct 2008.
- [27] W. Zwerger, ed., *The BCS-BEC Crossover and the Unitary Fermi Gas*, vol. 836 of *Lecture Notes in Physics*. Springer Berlin Heidelberg, 2012.
- [28] D. S. Petrov, C. Salomon, and G. V. Shlyapnikov, “Weakly bound dimers of fermionic atoms,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 93, p. 090404, Aug 2004.

- [29] M. Jag, M. Cetina, R. S. Lous, R. Grimm, J. Levinsen, and D. S. Petrov, “Lifetime of feshbach dimers in a fermi-fermi mixture of ^6Li and ^{40}K ,” *Phys. Rev. A*, vol. 94, p. 062706, Dec 2016.
- [30] D. Blume, “Universal four-body states in heavy-light mixtures with a positive scattering length,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 109, p. 230404, Dec 2012.
- [31] P. Naidon and S. Endo, “Efimov physics: a review,” *Reports on Progress in Physics*, vol. 80, p. 056001, mar 2017.
- [32] A. Ciamei, S. Finelli, A. Trenkwalder, M. Inguscio, A. Simoni, and M. Zaccanti, “Exploring ultracold collisions in ^6Li – ^{53}Cr fermi mixtures: Feshbach resonances and scattering properties of a novel alkali-transition metal system,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 129, p. 093402, Aug 2022.
- [33] D. S. Petrov, “Three-body problem in fermi gases with short-range interparticle interaction,” *Phys. Rev. A*, vol. 67, p. 010703, Jan 2003.
- [34] A. Micheli, G. K. Brennen, and P. Zoller, “A toolbox for lattice-spin models with polar molecules,” *Nature Physics*, vol. 2, pp. 341–347, May 2006.
- [35] J. Pérez-Ríos, F. Herrera, and R. V. Krems, “External field control of collective spin excitations in an optical lattice of 2σ molecules,” *New Journal of Physics*, vol. 12, p. 103007, oct 2010.
- [36] M. A. Baranov, M. Dalmonte, G. Pupillo, and P. Zoller, “Condensed matter theory of dipolar quantum gases,” *Chemical Reviews*, vol. 112, no. 9, pp. 5012–5061, 2012. PMID: 22877362.
- [37] M. Hughes, M. D. Frye, R. Sawant, G. Bhole, J. A. Jones, S. L. Cornish, M. R. Tarbutt, J. M. Hutson, D. Jaksch, and J. Mur-Petit, “Robust entangling gate for polar molecules using magnetic and microwave fields,” *Phys. Rev. A*, vol. 101, p. 062308, Jun 2020.
- [38] M. Karra, K. Sharma, B. Friedrich, S. Kais, and D. Herschbach, “Prospects for quantum computing with an array of ultracold polar paramagnetic molecules,” *The Journal of Chemical Physics*, vol. 144, p. 094301, 03 2016.
- [39] K. Valtolina, Giacomoand Matsuda, W. G. Tobias, J.-R. Li, L. De Marco, and J. Ye, “Dipolar evaporation of reactive molecules to below the fermi temperature,” *Nature*, vol. 588, pp. 239–243, Dec 2020.
- [40] M. Duda, X.-Y. Chen, A. Schindewolf, R. Bause, J. von Milczewski, R. Schmidt, I. Bloch, and X.-Y. Luo, “Transition from a polaronic condensate to a degenerate fermi gas of heteronuclear molecules,” *Nature Physics*, vol. 19, pp. 720–725, May 2023.
- [41] A. Ciamei, S. Finelli, A. Cosco, M. Inguscio, A. Trenkwalder, and M. Zaccanti, “Double-degenerate fermi mixtures of ^6Li and ^{53}Cr atoms,” *Phys. Rev. A*, vol. 106, p. 053318, Nov 2022.

- [42] A. Cosco, *Optimized production and probing of resonantly interacting lithium-chromium Fermi mixtures*. Master thesis, Università degli studi di Firenze, 2023.
- [43] A.-C. Voigt, M. Taglieber, L. Costa, T. Aoki, W. Wieser, T. W. Hänsch, and K. Dieckmann, “Ultracold heteronuclear fermi-fermi molecules,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 102, p. 020405, Jan 2009.
- [44] D. S. Petrov, “The few-atom problem,” in *Many-Body Physics with Ultracold Gases: Lecture Notes of the Les Houches Summer School: Volume 94, July 2010*, Oxford University Press, 2012.
- [45] L. Landau and E. Lifshitz, *Quantum Mechanics: Non-Relativistic Theory*. A-W series in advanced physics, Oxford: Pergamon Press, 1977.
- [46] M. Zaccanti, “Mass-imbalanced fermi mixtures with resonant interactions,” *arXiv: <https://arxiv.org/abs/2306.02736>*, p. 2306.02736, 2023.
- [47] M. Born and R. Oppenheimer, “Zur quantentheorie der molekeln,” *Annalen der Physik*, vol. 389, no. 20, pp. 457–484, 1927.
- [48] A. C. Fonseca, E. F. Redish, and P. Shanley, “Efimov effect in an analytically solvable model,” *Nuclear Physics A*, vol. 320, no. 2, pp. 273–288, 1979.
- [49] R. Shankar, *Principles of Quantum Mechanics*. Springer, 1994.
- [50] M. Baranger, “Simplified quantum-mechanical theory of pressure broadening,” *Phys. Rev.*, vol. 111, pp. 481–493, Jul 1958.
- [51] M. Baranger, “General impact theory of pressure broadening,” *Phys. Rev.*, vol. 112, pp. 855–865, Nov 1958.
- [52] E. Soave, A. Canali, Z.-X. Ye, M. Kreyer, E. Kirilov, and R. Grimm, “Optically trapped Feshbach molecules of fermionic ^{161}Dy and ^{40}K ,” *Phys. Rev. Res.*, vol. 5, p. 033117, Aug 2023.
- [53] J. Levinsen and D. S. Petrov, “Atom-dimer and dimer-dimer scattering in fermionic mixtures near a narrow Feshbach resonance,” *The European Physical Journal D*, vol. 65, pp. 67–82, Nov 2011.
- [54] D. S. Petrov, C. Salomon, and G. V. Shlyapnikov, “Scattering properties of weakly bound dimers of fermionic atoms,” *Phys. Rev. A*, vol. 71, p. 012708, Jan 2005.
- [55] L. Pricoupenko and P. Pedri, “Universal $(1 + 2)$ -body bound states in planar atomic waveguides,” *Phys. Rev. A*, vol. 82, p. 033625, Sep 2010.
- [56] E. Neri, A. Ciamei, C. Simonelli, I. Goti, M. Inguscio, A. Trenkwalder, and M. Zaccanti, “Realization of a cold mixture of fermionic chromium and lithium atoms,” *Phys. Rev. A*, vol. 101, p. 063602, Jun 2020.
- [57] S. Finelli, *Ultracold chromium-lithium fermionic mixtures with resonant interactions*. Master thesis, Università degli studi di Firenze, 2021.

- [58] A. Burchianti, G. Valtolina, J. A. Seman, E. Pace, M. De Pas, M. Inguscio, M. Zaccanti, and G. Roati, “Efficient all-optical production of large ${}^6\text{Li}$ quantum gases using D_1 gray-molasses cooling,” *Phys. Rev. A*, vol. 90, p. 043408, Oct 2014.
- [59] R. Chicireanu, A. Pouderous, R. Barbé, B. Laburthe-Tolra, E. Maréchal, L. Vernac, J.-C. Keller, and O. Gorceix, “Simultaneous magneto-optical trapping of bosonic and fermionic chromium atoms,” *Phys. Rev. A*, vol. 73, p. 053406, May 2006.
- [60] Chicireanu, R., Beaufls, Q., Pouderous, A., Laburthe-Tolra, B., Maréchal, É., Vernac, L., Keller, J.-C., and Gorceix, O., “Accumulation of chromium metastable atoms into an optical trap,” *Eur. Phys. J. D*, vol. 45, no. 2, pp. 189–195, 2007.
- [61] H. Metcalf, P. Van der Straten, J. Birman, J. Lynn, H. Stanley, M. Silverman, and M. Voloshin, *Laser Cooling and Trapping*. Graduate texts in contemporary physics, Springer, 1999.
- [62] R. Grimm, M. Weidemüller, and Y. B. Ovchinnikov, “Optical dipole traps for neutral atoms,” vol. 42 of *Advances In Atomic, Molecular, and Optical Physics*, pp. 95–170, Academic Press, 2000.
- [63] M. R. Safronova, B. Arora, and C. W. Clark, “Frequency-dependent polarizabilities of alkali-metal atoms from ultraviolet through infrared spectral regions,” *Phys. Rev. A*, vol. 73, p. 022505, 2006.
- [64] J. Li, J. Liu, L. Luo, and B. Gao, “Three-body recombination near a narrow feshbach resonance in ${}^6\text{Li}$,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 120, p. 193402, May 2018.
- [65] L. Vichi, M. Inguscio, S. Stringari, and G. M. Tino, “Quantum degeneracy and interaction effects in spin-polarized fermi - bose mixtures,” *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics*, vol. 31, pp. L899–L907, nov 1998.
- [66] T. D. Cumby, R. A. Shewmon, M.-G. Hu, J. D. Perreault, and D. S. Jin, “Feshbach-molecule formation in a bose-fermi mixture,” *Phys. Rev. A*, vol. 87, p. 012703, Jan 2013.
- [67] K. K. Ni, *A Quantum Gas of Polar Molecules*. PhD thesis, University of Colorado Boulder, 2009.
- [68] M. Duda, *Production of ground-state ${}^{23}\text{Na}{}^{40}\text{K}$ molecules in the quantum-degenerate regime*. PhD thesis, Ludwig-Maximilians-Universität München, 2022.
- [69] E. Hodby, S. T. Thompson, C. A. Regal, M. Greiner, A. C. Wilson, D. S. Jin, E. A. Cornell, and C. E. Wieman, “Production efficiency of ultracold feshbach molecules in bosonic and fermionic systems,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 94, p. 120402, Mar 2005.

- [70] S. B. Papp, *Experiments with a two-species Bose-Einstein condensate utilizing widely tunable interparticle interactions*. PhD thesis, Ludwig-Maximilians-Universität München, 2007.
- [71] S. B. Papp and C. E. Wieman, “Observation of heteronuclear feshbach molecules from a $^{85}\text{Rb} - ^{87}\text{Rb}$ gas,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 97, p. 180404, Oct 2006.
- [72] C. Regal, *Experimental realization of BCS-BEC crossover physics with a Fermi gas of atoms*. University of Colorado Boulder, 2006.
- [73] K. E. Strecker, G. B. Partridge, and R. G. Hulet, “Conversion of an atomic fermi gas to a long-lived molecular bose gas,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 91, p. 080406, Aug 2003.
- [74] F. M. Spiegelhalder, A. Trenkwalder, D. Naik, G. Kerner, E. Wille, G. Hendl, F. Schreck, and R. Grimm, “All-optical production of a degenerate mixture of ^6Li and ^{40}K and creation of heteronuclear molecules,” *Phys. Rev. A*, vol. 81, p. 043637, Apr 2010.
- [75] K. Hueck, N. Luick, L. Sobirey, J. Siegl, T. Lompe, H. Moritz, L. W. Clark, and C. Chin, “Calibrating high intensity absorption imaging of ultracold atoms,” *Optics Express*, vol. 25, p. 8670, Apr 2017.
- [76] J. E. Baarsma, K. B. Gubbels, and H. T. C. Stoof, “Population and mass imbalance in atomic fermi gases,” *Phys. Rev. A*, vol. 82, p. 013624, Jul 2010.
- [77] R. Liu, W. Wang, and X. Cui, “Quartet superfluid in two-dimensional mass-imbalanced fermi mixtures,” 2023.
- [78] A. Schirotzek, C.-H. Wu, A. Sommer, and M. W. Zwierlein, “Observation of fermi polarons in a tunable fermi liquid of ultracold atoms,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 102, p. 230402, Jun 2009.
- [79] C. Kohstall, M. Zaccanti, M. Jag, A. Trenkwalder, P. Massignan, G. M. Bruun, F. Schreck, and R. Grimm, “Metastability and coherence of repulsive polarons in a strongly interacting fermi mixture,” *Nature*, vol. 485, pp. 615–618, May 2012.
- [80] M. Koschorreck, D. Pertot, E. Vogt, B. Fröhlich, M. Feld, and M. Köhl, “Attractive and repulsive fermi polarons in two dimensions,” *Nature*, vol. 485, p. 619, 2012.
- [81] F. Scazza, G. Valtolina, P. Massignan, A. Recati, A. Amico, A. Burchianti, C. Fort, M. Inguscio, M. Zaccanti, and G. Roati, “Repulsive fermi polarons in a resonant mixture of ultracold ^6Li atoms,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 118, p. 083602, Feb 2017.
- [82] P. Massignan, M. Zaccanti, and G. M. Bruun, “Polarons, dressed molecules and itinerant ferromagnetism in ultracold fermi gases,” *Rep. Progr. Phys.*, vol. 77, no. 3, p. 034401, 2014.

-
- [83] C. J. M. Mathy, M. M. Parish, and D. A. Huse, “Trimers, molecules, and polarons in mass-imbalanced atomic fermi gases,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 106, p. 166404, Apr 2011.
- [84] R. Van Zee, C. Baumann, and W. Weltner, “HCr, LiCr, and NaCr molecules: ESR and ground state properties,” *Chemical Physics Letters*, vol. 113, no. 6, pp. 524–529, 1985.
- [85] K. Gubbels and H. Stoof, “Imbalanced fermi gases at unitarity,” *Physics Reports*, vol. 525, no. 4, pp. 255–313, 2013. Imbalanced Fermi Gases at Unitarity.
- [86] S. Endo, A. M. García-García, and P. Naidon, “Universal clusters as building blocks of stable quantum matter,” *Phys. Rev. A*, vol. 93, p. 053611, May 2016.