

**Diplomarbeit**

**Untersuchung stark wechselwirkender  
fermionischer Quantengase mittels  
Absorptionsabbildung**

zur Erlangung des akademischen Grades  
eines Magisters der Naturwissenschaften  
vorgelegt von

Stefan Riedl

Institut für Experimentalphysik  
der Naturwissenschaftlichen Fakultät  
der Leopold-Franzens-Universität Innsbruck

August 2004



## Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Diplomarbeit wird ein ultrakaltes Quantengas bestehend aus fermionischen  ${}^6\text{Li}$ -Atome untersucht. Die Kopplung bzw. die Wechselwirkung der Atome in diesem Gas kann mit Hilfe einer Feshbach-Resonanz eingestellt werden. Dabei wird die Wechselwirkung durch Anlegen eines homogenen Magnetfeldes auf einen unterschiedlich starken anziehenden oder abstoßenden Wert eingestellt werden.

Im Grenzfall starker Kopplung, im Bereich abstoßender Wechselwirkung (BEC Regime), kommt es zur Bildung von bosonischen Molekülen. Diese Moleküle werden durch Verdampfungskühlen in einer optischen Dipolfalle zu einem Bose-Einstein-Kondensat abgekühlt. Das molekulare Kondensat dient als Ausgangspunkt zur Untersuchung des Gases bei unterschiedlicher Wechselwirkung.

Im Grenzfall schwacher Kopplung, im Bereich anziehender Wechselwirkung (BCS Regime), können sich, bei entsprechend tiefen Temperaturen, Cooper-Paare bilden. Ein Paar zeichnet sich in diesem Fall dadurch aus, dass die beiden Fermionen, die das Paar bilden, entgegengesetzte Impulse besitzen. Außerdem ist die Bildung der Cooper-Paare ein Vielteilcheneffekt und mit der Formierung der Paare geht das Gas in einen suprafluiden Zustand, ähnlich einem BEC, über. Ist die Temperatur im Bereich schwacher Kopplung jedoch nicht tief genug, kommt es zu keiner Paarbildung und man erhält ein entartetes Fermigas ohne Paare.

Für die Untersuchung der Eigenschaften des ultrakalten Gases wird Absorptionsabbildung verwendet. Damit ist es möglich die Dichteverteilung des Gases sowie die Anzahl der Atome bzw. der Moleküle zu bestimmen. Das verwendete Abbildungssystem hat den Vorteil, dass die Frequenz des Probestrahls über einen weiten Bereich verstimmt werden kann und somit die Atomwolke direkt bei angelegtem Magnetfeld abgebildet werden kann. Der Aufbau des Lasersystems für den Probestrahl ist in der vorliegenden Diplomarbeit beschrieben.

Im Einzelnen wurde damit die Ausdehnung der Wolke im Übergangsbereich zwischen BEC und BCS Regime bestimmt und gezeigt, dass der Übergang von einem BEC zu einem entarteten Fermigas adiabatisch und reversibel verläuft. Weiters wurde die Frequenz kollektiver Schwingungsmoden der Wolke in Abhängigkeit der Kopplungsstärke untersucht und mittels RF-Spektroskopie die Paarbildungsenergie bestimmt.

Der Vergleich der erzielten Ergebnisse mit dem von der Theorie erwarteten Verhalten des Gases zeigt, dass sich die suprafluide Phase vom BEC Regime bis in den Bereich des stark wechselwirkenden Fermigases erstreckt.



# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Ultrakaltes fermionisches Gas</b>	<b>3</b>
2.1	fermionisches Lithium . . . . .	3
2.1.1	Lithium Eigenschaften . . . . .	3
2.1.2	Wechselwirkung kalter Lithiumatome . . . . .	5
2.1.3	Eigenschaften hochangeregter Lithiummoleküle . . . . .	13
2.2	Entartete Quantengase . . . . .	16
2.2.1	Bose-Einstein-Kondensation . . . . .	17
2.2.2	Entartetes Fermigas . . . . .	22
2.2.3	Übergangsbereich und Unitaritäts-Limit . . . . .	25
<b>3</b>	<b>Experimenteller Aufbau</b>	<b>27</b>
3.1	Vakuumanlage, Atomstrahl und Magnetspulen . . . . .	27
3.2	Magneto-Optische Falle und Zeemanabbremsung . . . . .	29
3.3	Optische Dipolfalle . . . . .	31
3.3.1	Stehwellenfalle . . . . .	33
3.3.2	Fokussierte Dipolfalle . . . . .	34
<b>4</b>	<b>Absorptionsabbildung</b>	<b>41</b>
4.1	Probestrahl . . . . .	41
4.2	Bestimmung der Dichteverteilung . . . . .	45
4.3	Abbildung von Molekülen . . . . .	49
<b>5</b>	<b>Ablauf des Experiments und Messergebnisse</b>	<b>51</b>
5.1	Realisierung eines BEC aus Molekülen . . . . .	51
5.2	Übergang von einem BEC zu einem entarteten Fermigas . . . . .	55
5.3	Untersuchung kollektiver Anregungen im BEC-BCS Übergangsbereich . . . . .	57
5.4	RF-Spektroskopie im BEC-BCS Übergangsbereich . . . . .	62
5.5	Ausblick . . . . .	68
<b>A</b>	<b>Schaltpläne</b>	<b>69</b>



# 1 Einleitung

Wenn aus Fermionen durch Paarbildung Bosonen werden, ändert sich das quantenmechanische Verhalten eines Gases wesentlich. Während für Fermionen das Paulische Ausschließungsprinzip verhindert, dass mehrere Fermionen den gleichen Quantenzustand einnehmen, bevorzugen es die Bosonen im gleichen Zustand zu sein und können bei entsprechend tiefen Temperaturen ein Bose-Einstein-Kondensat bilden.

Die Paarbildung von Fermionen zu einem Molekül ermöglicht es somit auch, fermionische Atome in Form eines molekularen BEC in einen suprafluiden Zustand zu überführen. Neben der Bildung von Molekülen ist auch die Erzeugung von Cooper-Paaren möglich, bei deren Bildung bei entsprechend tiefen Temperaturen aus einem entarteten Fermigas ein suprafluides Gas wird. Dieser suprafluide Zustand wird durch die BCS Theorie beschrieben, die angewendet auf ein Elektronengas in einem Leiter die Supraleitung beschreibt.

Experimente mit ultrakalten fermionischen Gasen ermöglichen es, die Wechselwirkung und damit auch die Kopplung zwischen den Atomen kontinuierlich zu verändern und somit die unterschiedliche Paarbildung zu untersuchen. Im Bereich starker Kopplung kommt es dabei zur Bildung von Molekülen und im Bereich schwacher Kopplung zur Bildung der Cooper-Paare. Die Voraussetzung für die Formierung von Cooper-Paaren ist das Erreichen entsprechend tiefer Temperaturen, die deutlich unterhalb der Temperatur zur Bildung stabiler Moleküle liegt.

Um die Wechselwirkung der Atome einzustellen wird eine magnetische Feshbach-Resonanz benutzt. Dabei kann die Wechselwirkung, die für ultrakalte Gase durch die s-Wellen Streulänge charakterisiert wird, durch Anlegen eines homogenen Magnetfeldes auf einen unterschiedlich starken anziehenden oder abstoßenden Wert eingestellt werden. Bei Magnetfeldern unterhalb der Resonanz ist die Wechselwirkung abstoßend und die Kopplung zweier Atome zu einem Molekül ist möglich. Für Magnetfelder oberhalb der Resonanz ist die Wechselwirkung anziehend und die Bildung von Cooper-Paaren ist möglich.

Ein weiterer interessanter Bereich ist die unmittelbare Umgebung der Feshbach-Resonanz. Hier ist die Streulänge stark überhöht und die Eigenschaften des Gases werden unabhängig von den speziellen Streuparametern der Atome. In diesem so genannten Unitaritäts-Limit ist der einzige wesentliche Parameter die Fermienergie des Gases. Außerdem ist die kritische Temperatur für den Übergang zu einer suprafluiden Phase in der Nähe der Resonanz deutlich größer als im BCS Limit.

Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit einem ultrakalten Gas aus fermionischen  ${}^6\text{Li}$  Atomen. Die notwendigen tiefen Temperaturen werden durch Verdampfungsküh-

## 1 Einleitung

len in einer optischen Dipolfalle erreicht, deren Aufbau und Parameter beschrieben werden.

Zur Untersuchung des Gases wird mittels Absorptionsabbildung die Dichteverteilung des Gases bestimmt. Der Aufbau des Lasersystems zur Absorptionsabbildung sowie die Auswertung der Dichteverteilung sind in Kapitel 4 beschrieben. Ausgehend von einem BEC aus Molekülen unterhalb der Feshbach-Resonanz wird der Übergangsbereich zwischen BEC und BCS Regime untersucht. Dabei wurde ein stetiger Übergang von starker zu schwacher Kopplung beobachtet. Des Weiteren werden im Übergangsbereich systematisch kollektive Anregungen des Gases untersucht und mittels RF-Spektroskopie die Paarbildungsenergie gemessen.

Die Diplomarbeit ist wie folgt gegliedert. Im zweiten Kapitel werden die Grundlagen zur Streutheorie und Eigenschaften der erzeugten hochangeregten Moleküle behandelt. Weiters wird auf das Verhalten von entarteten Fermi und Bosegasen eingegangen. Im dritten Kapitel wird der experimentelle Aufbau beschrieben, wobei die optische Dipolfalle genauer behandelt wird. Im vierten Kapitel wird auf den Aufbau der Absorptionsabbildung und die Bestimmung der Dichteverteilung eingegangen. Im letzten Kapitel werden die Erzeugung eines molekularen BEC und die Resultate der Experimente zur Untersuchung des Übergangsbereichs kurz erläutert.



# 2 Ultrakaltes fermionisches Gas

## 2.1 fermionisches Lithium

### 2.1.1 Lithium Eigenschaften

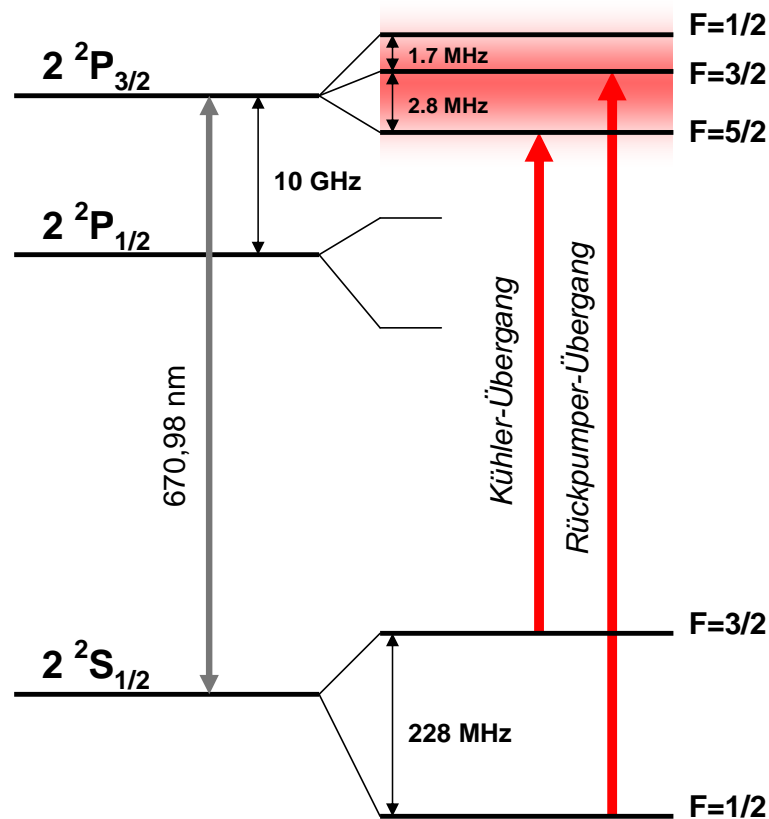
Wir benutzen zur Untersuchung ultrakalter Atome und Moleküle ein Gas aus  ${}^6\text{Li}$ -Atomen. Lithium ist ein Alkaliatom, d.h es besitzt nur ein Valenzelektron, welches die chemischen Eigenschaften bestimmt. Weiters handelt es sich bei  ${}^6\text{Li}$  um ein Fermion, d.h der Gesamtdrehimpuls bestehend aus Kern- und Elektronenspin ist halbzahlig. In Abb. 2.1 ist das Termschema von  ${}^6\text{Li}$  dargestellt.

Für  ${}^6\text{Li}$  existiert ein geschlossener Übergang vom  $F = 3/2$  Grundzustand zum  $F' = 5/2$  angeregten Zustand, von dem das Atom wieder zurück in den Anfangszustand zerfällt. Dieser Übergang wird zur Laserkühlung verwendet. Da die natürliche Linienbreite des geschlossenen Übergangs größer als die Hyperfeinaufspaltung des angeregten Zustandes ist, werden Atome im  $F = 3/2$  Grundzustand auch in die  $F' = 1/2$  und  $F' = 3/2$  Zustände angeregt, die wiederum in den  $F = 1/2$  Grundzustand zerfallen können. Für die Laserkühlung heißt das, dass ein weiterer Laser benötigt wird, der die Atome aus diesem Dunkelzustand in den eigentlichen Kühlkreislauf zurück pumpt.

In einem Magnetfeld spalten die Hyperfeinniveaus in weitere  $2F + 1$  Zustände auf. Die Aufspaltung des Grundzustands als Funktion der Magnetfeldstärke wird durch die Breit-Rabi-Formel [Bre31] beschrieben und ist in Abb. 2.2 dargestellt. Im weiteren werden die einzelnen Niveaus des Grundzustands ihrer Energie entsprechend mit  $|1\rangle, |2\rangle, \dots |6\rangle$  bezeichnet.

Zur Verdampfungskühlung und in weiterer Folge zur Erzeugung von Molekülen wird ein Spingemisch aus den beiden untersten Grundzustandsniveaus  $|1\rangle$  und  $|2\rangle$  verwendet. Dies hat mehrere Gründe:

- Die Wechselwirkung zweier  ${}^6\text{Li}$ -Atome im gleichen Zustand, d.h von zwei identischen Fermionen, ist bei entsprechend tiefen Temperaturen stark unterdrückt. Für das Verdampfungskühlen ist es aber wichtig, dass die elastische Streurrate zwischen den Atomen groß genug ist, damit die Atomwolke schnell thermalisieren kann.
- Das Spingemisch bestehend aus den beiden untersten Niveaus ist stabil gegen inelastischen Zerfall. D.h., dass durch Stöße eines Atoms im energetisch höher liegenden Zustand  $|2\rangle$  der Übergang in den Zustand  $|1\rangle$  ebenfalls stark unterdrückt ist. Das ist wichtig, da derartige inelastische Stöße zur Erhöhung der

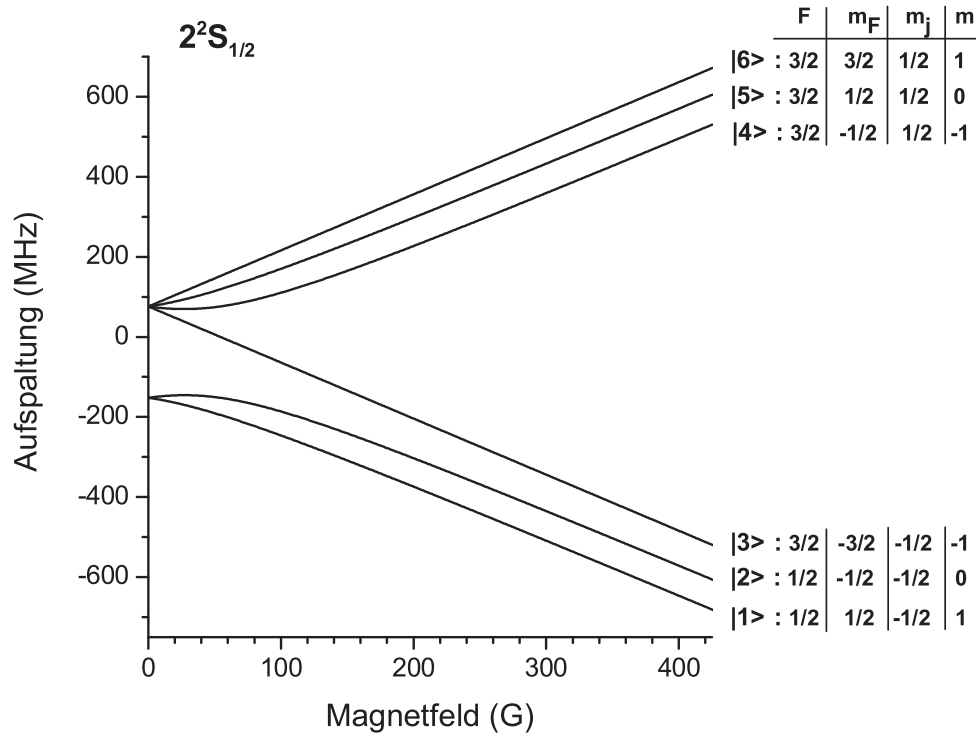


**Abb. 2.1:** Termschema von  ${}^6\text{Li}$ : Zu beachten ist, dass die Hyperfeinaufspaltung des  $2^2\text{P}_{3/2}$  Niveaus nur 4.5 MHz beträgt und somit kleiner ist als die natürliche Linienbreite der  $\text{D}_2$ -Linie von 5.9 MHz. Weiters sind die für die magneto-optische Falle verwendeten Übergänge eingezeichnet (siehe Kapitel 3.2).

Bewegungsenergie der Atome und damit zum direkten Verlust oder zum Aufheizen des Gases führen.

- Es gibt eine breite Feshbach-Resonanz für dieses Gemisch, die es ermöglicht, die Wechselwirkung bzw. die Kopplung zwischen den Atomen einzustellen. Damit lassen sich auch Moleküle erzeugen, die letztendlich zu einem BEC kondensiert werden können.

In diesem Kapitel wird auf die Stöße zwischen kalten Atomen und im speziellen zwischen Fermionen eingegangen. Weiters wird die Kontrolle der Wechselwirkung von kalten Atomen und die Bildung von Molekülen mittels einer Feshbach-Resonanz erläutert. Ein Überblick über die Stoßeigenschaften kalter Atome ist zu finden in [Dal99b, Wei99].



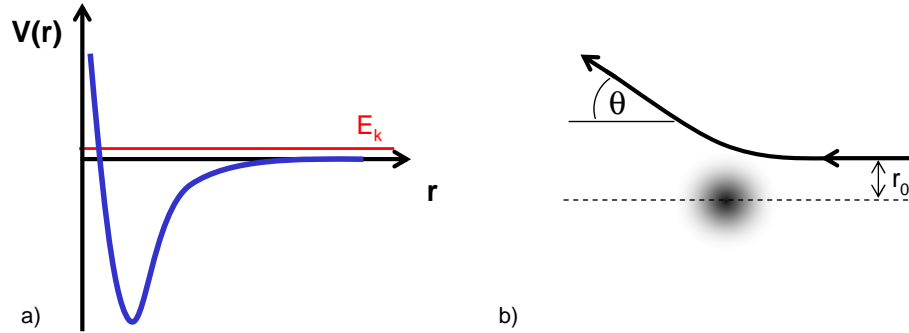
**Abb. 2.2:** Aufspaltung der beiden Hyperfeinniveaus des  $2^2S_{1/2}$  Grundzustands als Funktion des Magnetfeldes

### 2.1.2 Wechselwirkung kalter Lithiumatome

Die Wechselwirkung kalter Atome kann in elastische und inelastische Stöße unterteilt werden. Bei elastischen Stößen bleibt die kinetische Energie der stoßenden Atome erhalten, wohingegen bei inelastischen Stößen zusätzliche kinetische Energie hinzukommt. Dies kann einerseits durch den Übergang eines der Atome in einen energetisch tiefer liegenden Zustand während des Stoßes verursacht werden oder durch die Bildung von Atompaaren. In beiden Fällen geht die durch die Änderung der inneren Struktur frei werdende Energie in Bewegungsenergie über und führt damit zum Verlust der Atome und zur Aufheizung der Atomwolke. Einer dieser inelastischen Prozesse ist die so genannte Drei-Körper-Rekombination. Dabei kommt es bei einem Stoß von drei Atomen zur Bildung eines Moleküls, wobei die frei werdende Bindungsenergie zur Erhöhung der Bewegungsenergie führt. Mit Hilfe dieses Prozesses ist es jedoch auch möglich effizient Moleküle zu erzeugen. Um einen Einblick in das Verhalten der Wechselwirkung der Atome zu erhalten werden zunächst die elastischen Stöße behandelt.

#### Elastische Stöße

Im Folgenden wird der Streuprozess zwischen zwei unterscheidbaren Teilchen in deren Schwerpunktsystem beschrieben. Die Energie der stoßenden Teilchen beträgt  $E_k =$



**Abb. 2.3:** Schematische Darstellung des zwei Körper Streuprozesses. Das linke Bild zeigt den Verlauf des Streupotentials. Das rechte Bild zeigt den Verlauf des Streuprozesses.

$\hbar^2 k^2 / (2m_r)$  mit der reduzierten Masse  $m_r$  und das Streupotential ist durch  $V(\mathbf{r})$  gegeben. In Abb. 2.3 ist das Aussehen eines typischen Streupotentials dargestellt. Die Schrödingergleichung für dieses Problem lautet

$$\left( \frac{\mathbf{p}^2}{2m_r} + V(\mathbf{r}) \right) \Psi_k(\mathbf{r}) = E_k \Psi_k(\mathbf{r}) \quad (2.1)$$

Wir suchen nun die Wellenfunktion für einen solchen Streuprozess sowie typische Parameter, die diesen beschreiben. Für ein kugelsymmetrisches Potential kann das asymptotische Verhalten der Wellenfunktion, d.h. für  $r$  weit außerhalb des Potentials<sup>1</sup>, geschrieben werden als

$$\Psi_k(\mathbf{r}) \sim e^{i\mathbf{k}\mathbf{r}} + f(k, \theta) \frac{e^{ikr}}{r} \quad (2.2)$$

Der erste Teil ist dabei die einlaufende ebene Welle und der zweite Teil die gestreute Welle. Der ganze Streuvorgang wird durch die Streuamplitude  $f(k, \theta)$  beschrieben, mit dem Wellenvektor  $k$  und dem Streuwinkel  $\theta$  zwischen der einlaufenden Welle und der Beobachtungsrichtung. Das Betragsquadrat der Streuamplitude ist proportional zur Wahrscheinlichkeit für die Streuung der eingehenden Welle in eine bestimmte Richtung. Die Integration über alle möglichen Streuwinkel liefert dann den Streuquerschnitt.

$$\sigma = \int_{\Omega} |f(k, \theta)|^2 d\Omega \quad (2.3)$$

Der nächste Schritt ist es nun die Streuamplitude zu bestimmen. Dazu wird als Erstes die Wellenfunktion aus Gl. 2.2 in Partialwellen zerlegt. Man nutzt dabei die

<sup>1</sup>Die Ausdehnung des Potentials für S-Grundzustands-Atome ist durch das langreichweitige van der Waals Potential  $V = -C_6/r^6$  gegeben. Die charakteristische Ausdehnung des Potentials wird beschrieben durch  $r_0 = 0.5(mC_6/\hbar^2)^{1/4} \sim 32a_0$  für Lithium

Kugelsymmetrie des Problems und benutzt die Eigenfunktionen der Drehimpulsoperatoren  $\hat{L}^2$  und  $\hat{L}_z$  als Basis für den Winkelanteil der Wellenfunktion. Die gesamte Wellenfunktion setzt sich damit aus einzelnen Wellenfunktionen mit einem genau festgelegten Gesamtdrehimpuls zusammen, der durch die Quantenzahl  $l$  gegeben ist.

$$\Psi_k(\mathbf{r}) = \sum_{l=0}^{\infty} e^{i(\frac{\pi}{2}l + \delta_l)} \frac{\sqrt{4\pi(2l+1)}}{kr} \sin(kr - \frac{\pi}{2}l + \delta_l) Y_{l0}(\theta) \quad (2.4)$$

$Y_{lm}$  sind die Kugelflächenfunktionen. Die Phasenverschiebung  $\delta_l$  in diesem Ausdruck kann interpretiert werden als zusätzliche Phase, die durch die Streuung am Potential zustande kommt, relativ zu einer ungestörten ebenen Welle. Setzt man also  $\delta_l$  für alle  $l$  null, dann bekommt man die Wellenfunktion für die eingehende Welle  $e^{i\mathbf{k}\mathbf{r}}$ . Vergleicht man Gl. 2.4 mit Gl. 2.2 erhält man die Streuamplitude, woraus der Streuquerschnitt der einzelnen Partialwellen zu

$$\sigma_l(k) = \frac{4\pi}{k^2} (2l+1) \sin^2 \delta_l(k) \quad (2.5)$$

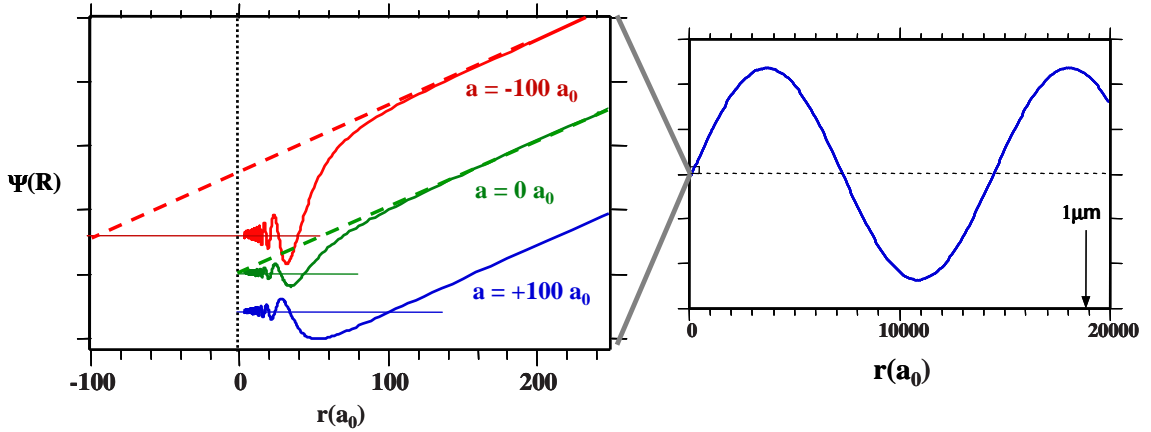
bestimmt wird. Für ultrakalte Atome tragen nur die s-Wellenstöße, d.h. nur die Wellenfunktion mit  $l=0$ , wesentlich zum gesamten Stoßprozess bei. Dies kann folgendermaßen veranschaulicht werden.

Man betrachte ein klassisches Teilchen, das an einem Zentralpotential gestreut wird. Der Drehimpuls des heranfliegenden Teilchens ist  $L = \mathbf{r} \times \mathbf{p} = p r_0$ , wobei  $p$  der Impuls des Teilchens und  $r_0$  der Stoßparameter ist (siehe Abb. 2.3). Für ein Lithiumatom aus einem Gas mit einer Temperatur von  $T = 100 \mu\text{K}$  beträgt der Impuls  $p \sim \sqrt{2mk_b T}$ . Der maximale Stoßparameter, bei dem das Teilchen noch nahe genug am Potential vorbei fliegt, so dass es mit diesem wechselwirkt, ist von der Größenordnung  $r_0^{\text{max}} \sim 10^{-9}$ . Damit ergibt sich ein maximaler Drehimpuls  $L^{\text{max}}/\hbar \sim 5 \times 10^{-2}$ . Der Gesamtdrehimpuls der einzelnen Partialwellen in Einheiten von  $\hbar$  ist gegeben durch  $L/\hbar = \sqrt{l(l+1)}$ . Das zeigt, dass außer für die Partialwellen mit der Drehimpulsquantenzahl  $l=0$ , die Teilchen nicht an das Streupotential herankommen und damit keinen Beitrag zur Streuung liefern. Für entsprechend tiefe Temperaturen liefern also nur s-Wellenstöße einen wesentlichen Beitrag zum gesamten Streuprozess und der gesamte Streuquerschnitt lässt sich schreiben als

$$\sigma(k) = \frac{4\pi}{k^2} \sin^2 \delta_0(k) \quad (2.6)$$

Um die Energieabhängigkeit der Phasenverschiebung  $\delta_0$  und damit des Streuquerschnittes zu erhalten ist der genaue Verlauf des Streupotentials, welcher ja die Phasenverschiebung verursacht, nötig. Die einfachste Form der Wechselwirkung zwischen zwei Teilchen ist durch die Kontaktwechselwirkung<sup>2</sup> gegeben [Dal99b]. Damit lässt

<sup>2</sup>Ist die Ausdehnung des tatsächlichen Potentials viel kleiner als die de Broglie Wellenlänge und die Streulänge, so ist das eine gute Näherung.



**Abb. 2.4:** Wellenfunktion für Stöße zwischen Na-Atomen mit einer Streuenergie  $E_k = 1.4 \mu\text{K} \times k_B$ . Das rechte Bild zeigt den asymptotischen Verlauf der Wellenfunktion. Eine Vergrößerung der Wellenfunktion im Bereich des Streupotentials ist im rechten Bild gezeigt. Die Wellenfunktion ist hier für den Fall von drei unterschiedlichen Streulängen dargestellt (adaptiert von [Jul02]).

sich die Streuamplitude zu

$$f(k) = -\frac{a}{1 + ika} \quad (2.7)$$

und der Streuquerschnitt bestimmen zu

$$\sigma(k) = \frac{4\pi a^2}{1 + k^2 a^2} \quad (2.8)$$

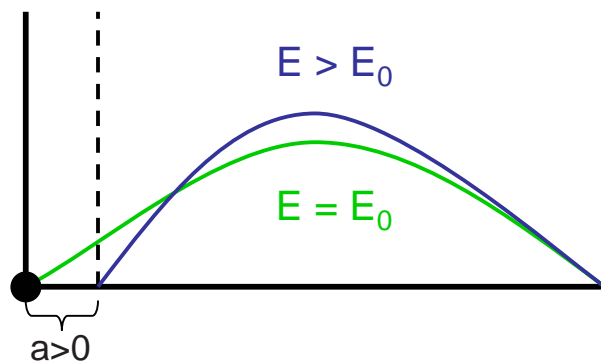
wobei  $a$  die so genannte s-Wellen Streulänge ist. Für Stöße zwischen ultrakalten Atomen ist die Streulänge der einzige Parameter der den Streuprozess beschreibt. Der Zusammenhang zwischen der Phasenverschiebung und der Streulänge sowie die Interpretation der Streulänge ist folgendermaßen gegeben.

Für  $k^2 a^2 \ll 1$ , d.h für  $k \rightarrow 0$ , wird der Streuquerschnitt zu

$$\sigma = 4\pi a^2 = 4\pi \frac{\sin^2 \delta_0}{k^2} \quad (2.9)$$

und für die Phasenverschiebung ergibt sich zu  $\delta_0 = -ka$ . Setzt man dieses Ergebnis in die asymptotische Wellenfunktion (Gl. 2.4 ein so erhält man  $\Psi(r) \propto \sin(k(r - a))$ . Die Streulänge gibt also die Verschiebung der asymptotischen Wellenfunktion relativ zum Zentrum des Potentials bzw. den Abstand des Schnittpunktes der asymptotischen Wellenfunktion mit der horizontalen Achse an. Im Falle der Streuung an einer harten Kugel entspricht damit die Streulänge dem Radius dieser Kugel.

Im Abb. 2.4 ist die Wellenfunktion für einen Streuprozess gezeigt. Das Vorzeichen der Streulänge gibt an, ob die Wechselwirkung anziehend ( $a$  negativ) oder abstoßend ( $a$  positiv) ist.



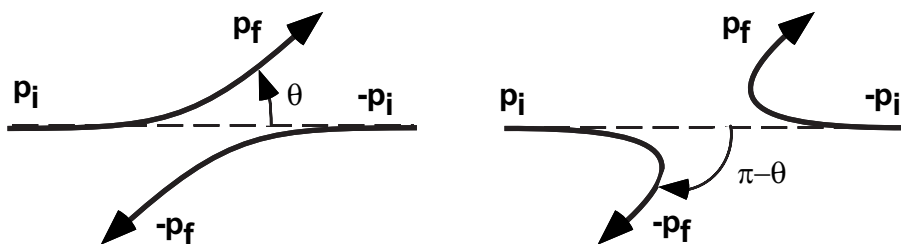
**Abb. 2.5:** Anschauliches Modell zur Abhängigkeit der Wechselwirkungsenergie von der Streulänge

Dies kann auf folgende Weise erklärt werden. Man betrachte ein Topfpotential mit der Länge  $L$ , wobei sich das Streupotential selbst in einer der Ecken befindet (siehe Abb. 2.5). Die Streulänge ändert nun die Randbedingungen der Wellenfunktion, was dazu führt, dass diese effektiv ihre Ausdehnung abhängig von der Streulänge ändert. Für eine positive Streulänge bedeutet das, dass die räumliche Ausdehnung kleiner wird und die Energie der Wellenfunktion damit größer. Für eine positive Streulänge ist die Wechselwirkungsenergie damit positiv, was bedeutet, dass sich die Teilchen abstoßen.

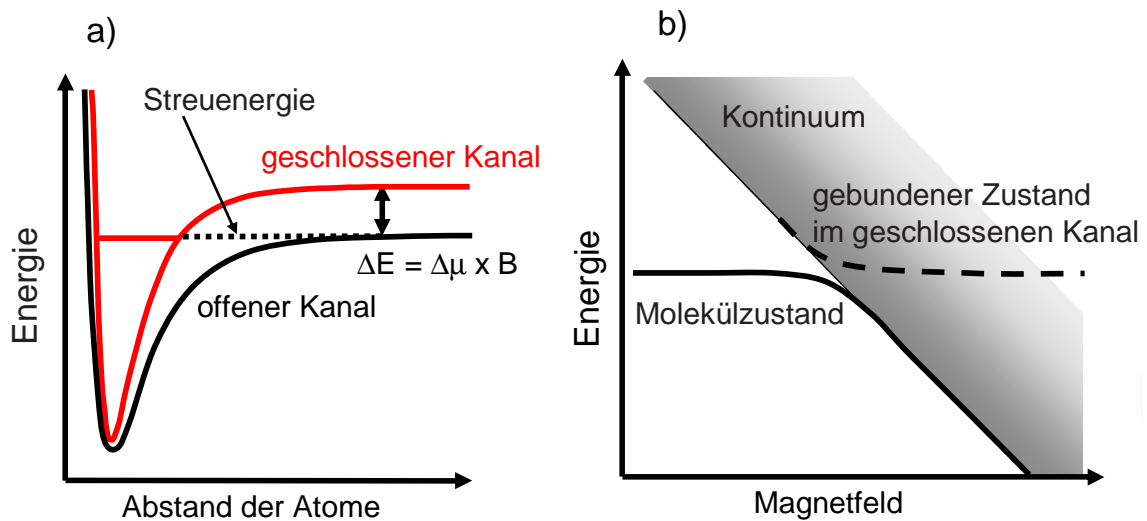
Für den Grenzfall dass  $k|a| \gg 1$  ist der Streuquerschnitt

$$\sigma = \frac{4\pi}{k^2} \quad (2.10)$$

was dem maximal möglichen Wert des Streuquerschnittes für s-Wellenstöße entspricht. Der Streuquerschnitt hängt hier nicht mehr von der Streulänge ab und ist somit auch unabhängig vom genauen Aussehen des Streupotentials. Dieses Regime wird als Unitaritäts-Limit bezeichnet. Der Streuquerschnitt ist dabei gerade so groß wie die Ausdehnung des Wellenpakets der stoßenden Teilchen.



**Abb. 2.6:** Zwei Streuprozesse, die für ununterscheidbare Teilchen zum gleichen Ergebnis führen. (aus [Dal99b])



**Abb. 2.7:** a) Eine Feshbach-Resonanz tritt auf, wenn der gebundene Zustand im geschlossenen Kanal mit dem Kontinuum des offenen Kanals überlagert wird. b) Mittels Magnetfeld kann der gebundene Zustand relativ zum Kontinuum verfahren werden. Die Kopplung zwischen den beiden Kanälen führt zu einer vermiedenen Kreuzung, die den Molekülzustand adiabatisch an den freien Atomzustand koppelt

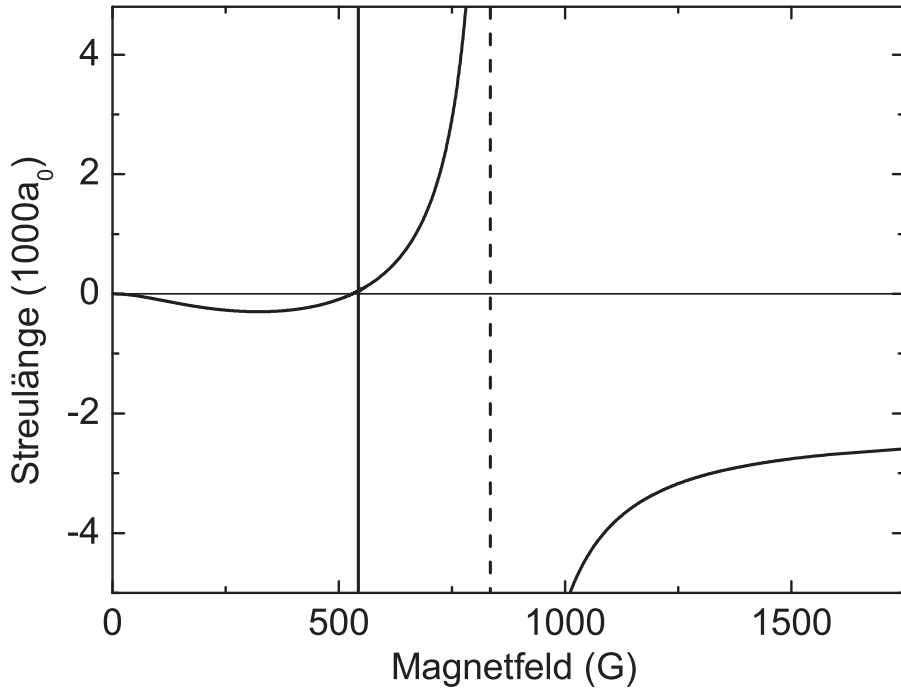
Bis jetzt wurde bei der Betrachtung des Streuprozesses von unterscheidbaren Teilchen ausgegangen, für die es möglich ist, zwischen den beiden Streuprozessen in Abb. 2.6 zu unterscheiden. Für identische Teilchen kann aber nicht zwischen den beiden Streuprozessen unterschieden werden und somit muss die gesamte Wellenfunktion für identische Teilchen beide Prozesse enthalten. Für Fermionen (Bosonen) muss diese Wellenfunktion antisymmetrisch (symmetrisch) bei Vertauschung der beiden streuenden Teilchen sein. Die Symmetrie der räumlichen Wellenfunktion ist dabei durch die Kugelflächenfunktionen in Gl. 2.4 festgelegt. Das hat zur Konsequenz, dass für Fermionen (Bosonen) im gleichen inneren Zustand nur Partialwellen mit einer ungeraden (geraden) Drehimpulsquantenzahl  $l$  zum Stoßprozess beitragen.

Dadurch können kalte identische Fermionen nur über p-Wellenstöße thermalisieren, die aber bei abnehmender Temperatur immer stärker unterdrückt sind, wodurch die Thermalisierung immer länger dauert. Damit wird auch das Verdampfungskühlen bei abnehmender Temperatur immer ineffizienter. Um dieses Problem zu umgehen können Atome in unterschiedlichen internen Zuständen verwendet werden. In unserem Fall wird ein Gemisch aus Atomen in den Zustand  $|1\rangle$  und  $|2\rangle$  verwendet.

### Feshbach-Resonanz

Um die Wechselwirkung zwischen den Atomen einzustellen, d.h. die Streulänge zu verändern, wird eine Feshbach-Resonanz verwendet. Diese ermöglicht es auch schwach gebundene Moleküle zu erzeugen. Die Idee, die hinter einer magnetischen Feshbach-



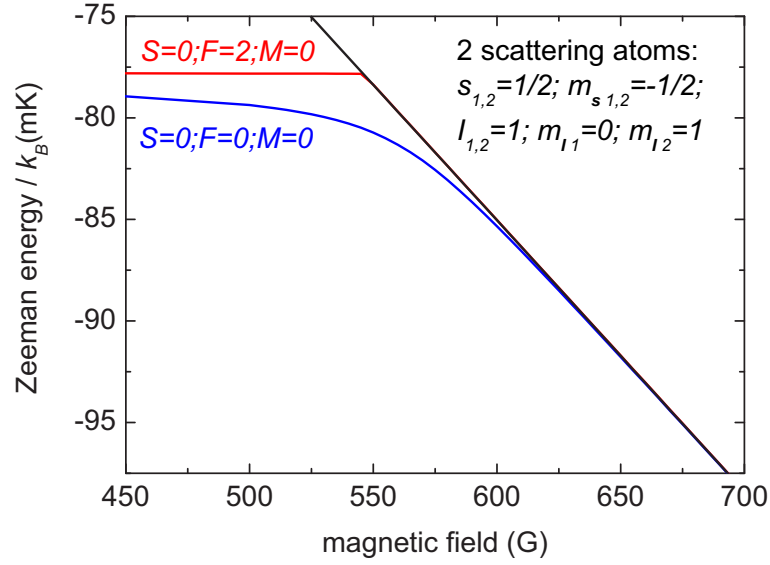


**Abb. 2.8:** s-Wellen Streulänge als Funktion des Magnetfeldes für die beiden niedrigsten Hyperfeinniveaus  $|1\rangle$  und  $|2\rangle$ . Die breite Feshbach-Resonanz bei einem Magnetfeld von 835 G wird zum Einstellen der Wechselwirkung der Atome verwendet. Die schmale Feshbach-Resonanz liegt bei einem Magnetfeld von 543 G.

Resonanz steht, ist in Abb. 2.7 gezeigt.

In der linken Grafik ist das Streupotential für zwei unterscheidbare stoßende Atome aus unserem Gemisch dargestellt, der so genannte offene Kanal. Offener Kanal deshalb, weil die Streuenergie der Atome ausreicht um in diesen Kanal zu gelangen. Die rote Kurve zeigt das Streupotential für Atome in einem anderen internen Zustand. Dieser wird als geschlossener Kanal bezeichnet, da hier die Streuenergie der Atome nicht ausreicht um in diesen Kanal zu gelangen. Dieser geschlossene Kanal beinhaltet einen gebundenen Zustand. Die Atome, die über den offenen Kanal gestreut werden, können nun z.B. durch Hyperfeinwechselwirkung an den gebundenen Zustand gekoppelt werden. Wegen dieser Kopplung wird die Form des offenen Kanals verändert, womit das Streuverhalten der Atome und damit die Streulänge geändert wird. Da die beiden Kanäle unterschiedliches magnetisches Moment besitzen, können diese mit Hilfe eines Magnetfeldes wegen deren unterschiedlicher Zeemanverschiebung gegeneinander verschoben werden. Wird der gebundene Zustand mit dem Kontinuum des offenen Kanals überlagert, kommt es zur resonanten Überhöhung des Streuprozesses. Dabei geht die Streulänge gegen unendlich und der Streuquerschnitt ist nur mehr durch die Ausdehnung des Wellenpakets der Teilchen begrenzt.

Eine Feshbach-Resonanz und somit eine Divergenz in der Streulänge tritt somit



**Abb. 2.9:** Energie von zwei freien Atomen in den beiden niedrigsten Hyperfeinzuständen und den beiden Singlett-Molekülzuständen in den höchsten Vibrationsniveaus als Funktion des Magnetfeldes. Man beachte, dass die Resonanz für den  $F = 0$  Molekülzustand außerhalb der Grafik bei einem Magnetfeld von  $\sim 835$  G liegt. (Die gezeigten Daten stammen von [Ven])

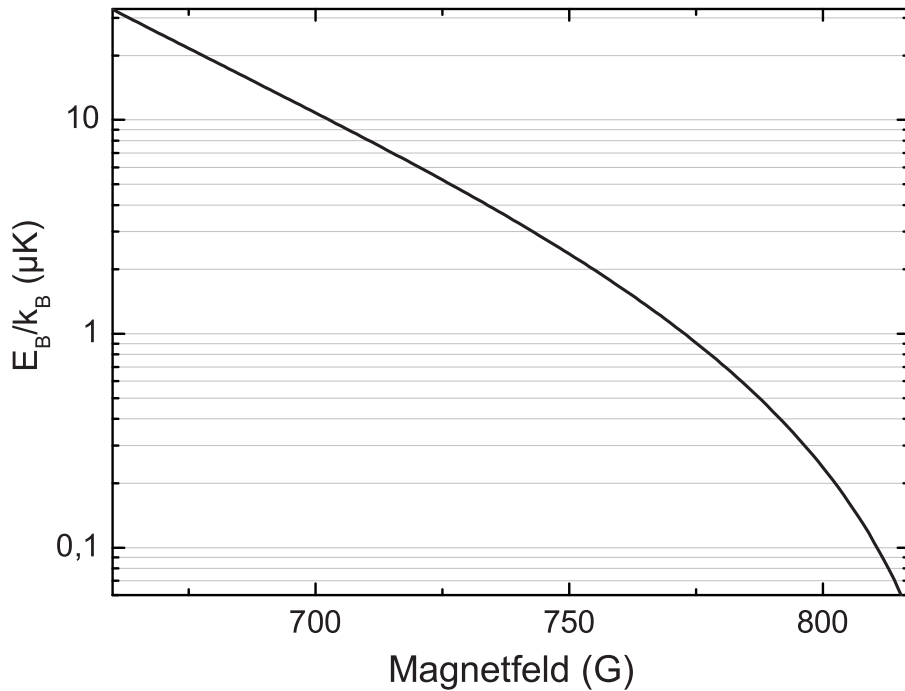
immer dann auf, wenn durch die Kopplung der Zustände das Streupotential so stark geändert wird, dass ein neuer gebundener Zustand (der Molekülzustand) entsteht. Es gilt allgemein, dass beim Erscheinen eines neuen gebundenen Zustands die Streulänge divergiert (Levinson Theorem [Lev49]).

Wegen der Kopplung zwischen dem Kontinuumszustand des offenen Kanals und dem gebundenen Zustand des geschlossenen Kanals kommt es zu einer vermiedenen Kreuzung zwischen den beiden Zuständen (siehe dazu Abb. 2.7 b). Der freie Atomzustand lässt sich damit adiabatisch in den Molekülzustand überführen.

Abb. 2.8 zeigt zwei Feshbach-Resonanzen von  ${}^6\text{Li}$ . Eine schmale Feshbach-Resonanz bei einem Magnetfeld von 543 G und eine breite Feshbach-Resonanz bei 835 G, wobei zur Einstellung der Streulänge die breite Feshbach-Resonanz verwendet wird. Die beiden Resonanzen treten auf, wenn das höchste Vibrationsniveau ( $\nu = 38$ ) eines Hyperfeinzustandes des Singlett-Molekülzustandes energetisch mit dem Kontinuum überlagert (siehe Abb. 2.9).

Die Hyperfeinaufspaltung des Molekülzustandes wird durch die unterschiedliche Ausrichtung der Kernspins ( $i = 1$ ) der Atome, aus denen das Molekül besteht, verursacht. Für die beiden gezeigten Feshbach-Resonanzen beträgt der gesamte Kernspin, der molekularen Hyperfeinniveaus,  $I = 0$  und  $I = 2$ , was einen Gesamtspin von  $F = 0$  und  $F = 2$  ergibt.

Durch die Kopplung des Kontinuumszustandes an die Molekülzustände kommt es



**Abb. 2.10:** Bindungsenergie der Moleküle in der Nähe der Feshbach-Resonanz bei 835 G berechnet aus Gl. 2.11

im Speziellen für den  $F = 0$  Zustand zu einem starken Abknicken der Energie bei einem Magnetfeld von ungefähr 550 G. Dabei ändert sich das magnetische Moment des Zustandes [Joc03b], was zur Folge hat, dass sich der Molekülzustand nur langsam an den Kontinuumszustand annähert, was wiederum die Feshbach-Resonanz sehr breit macht. Für Magnetfelder oberhalb von 650 G ist damit das magnetische Moment nur unwesentlich kleiner ( $< 2\%$ ) als das doppelte magnetische Moment der Atome. Mehr Informationen zu den  ${}^6\text{Li}$  Feshbach-Resonanzen und im Speziellen zum Verlauf der Molekülniveaus sind in der Doktorarbeit von S. Jochim zu finden [Joc04].

### 2.1.3 Eigenschaften hochangeregter Lithiummoleküle

#### Bindungsenergie

Die Bindungsenergie des Molekülzustandes ist gegeben durch [Lan77]

$$E_B = \frac{\hbar^2}{ma^2} \quad (2.11)$$

Diese Formel ist gültig, solange die Streulänge viel größer als die Ausdehnung des Streupotentials ist, was in der Nähe der Feshbach-Resonanz erfüllt ist.

In Abb. 2.10 ist die Bindungsenergie der Moleküle als Funktion des Magnetfeldes dargestellt. Diese ist sehr klein und beträgt in der Nähe der Feshbach-Resonanz nur

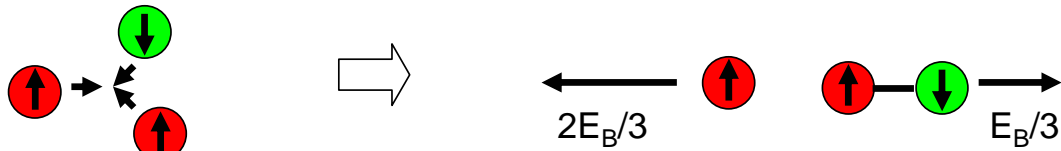


Abb. 2.11: Drei-Körper-Rekombination

wenige Mikrokkelvin.

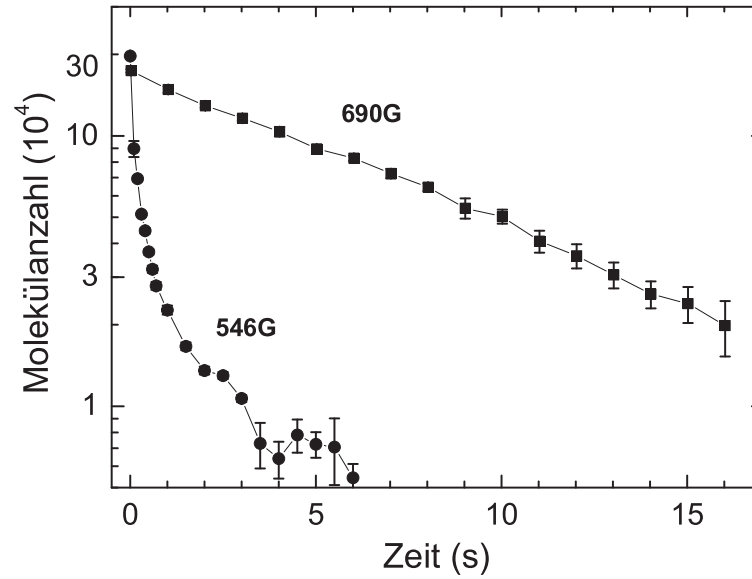
### Erzeugung

Im vorhergehenden Kapitel wurde gezeigt, dass die Kopplung zwischen einem freien Atomzustand und einem gebundenen Zustand zu einer Feshbach-Resonanz führt. Weiters kommt es wegen dieser Kopplung zu einem Molekülzustand, der adiabatisch mit dem freien Atomzustand verbunden ist. Durch Verfahren des Magnetfeldes über die Resonanz von größerem zu kleinerem Magnetfeld können damit die Atome adiabatisch in Moleküle umgewandelt werden [Reg04].

Es gibt noch eine weitere Möglichkeit um Moleküle zu erzeugen, welche in unserem Experiment zur Produktion verwendet wird, nämlich die Drei-Körper-Rekombination (Abb. 2.11). Dabei wird durch einen Dreikörperstoß ein Molekül gebildet. Für die Fermionen erwartet man aber, dass Dreikörperstöße, die mindestens zwei identische Fermionen beinhalten, ähnlich wie die p-Wellen Streuung stark unterdrückt sind. In der Nähe der Feshbach-Resonanz, d.h. bei großer Streulänge, ist die Drei-Körper-Rekombination jedoch überhöht [Pet03b]. Der Grund dafür ist die große räumliche Ausdehnung der Moleküle. Damit ist eine effiziente Bildung von Molekülen in dem mit der Feshbach-Resonanz assoziierten Molekülzustand möglich.

Die Erzeugung von Molekülen ist am effizientesten, wenn erstens die frei werdende Bindungsenergie kleiner ist als die Falltiefe, so dass die erzeugten Moleküle, die durch die frei werdende Bindungsenergie beschleunigt werden, nicht verloren gehen. Zweitens sollte die Bindungsenergie größer als die thermische Energie des Systems sein, damit die Moleküle nicht wieder aufgebrochen werden können, da das thermische Gleichgewicht des Systems bei höheren Temperaturen eine geringere Anzahl von Molekülen beinhaltet. Eine quantitative Analyse des thermischen Gleichgewichts eines Gemisches aus ultrakalten Atomen und Molekülen und das Verhalten während des Verdampfungskühlens ist in [Chi04b] zu finden. Die Bindungsenergie selbst kann mit einem Magnetfeld eingestellt werden (siehe Abb. 2.10).

Erzeugt werden die Moleküle während des Verdampfungskühlens, wenn die Temperatur entsprechend gering ist. Dabei ist zu beachten, dass die Falltiefe der Dipolfalle für die Moleküle doppelt so groß ist wie für die Atome. Dies liegt daran, dass das induzierte Dipolmoment der Moleküle zweimal so groß ist wie für einzelne Atome (siehe da-



**Abb. 2.12:** Zeitlicher Verlauf der Molekülanzahl für unterschiedliches Magnetfeld. Während die Moleküle bei einem Magnetfeld von 546 G sehr schnell zerfallen, ist die Lebensdauer bei einem Magnetfeld von 690 G, d.h. bei einer größeren Streulänge, durch die Unterdrückung der Relaxation deutlich größer. (siehe auch [Joc03b])

zu auch Kapitel 3.3). Dadurch gehen hauptsächlich Atome beim Verdampfungskühlen verloren und die Moleküle bleiben in der Falle. Weiters wichtig für das Verdampfungskühlen ist, dass auch die Wechselwirkung, d.h. die Streulänge für Molekül-Molekül Stöße und Atom-Molekül Stöße entsprechend groß ist. In Ref. [Pet03a] sind die Streulängen für diese Prozesse zu  $a_{mm} = 0.6a$  und  $a_{am} = 1.2a$  berechnet und sind somit von der gleichen Größenordnung wie die atomare Streulänge.

### Lebensdauer

Neben der effizienten Erzeugung ist auch die Stabilität der Moleküle wichtig um ein molekulares BEC erzeugen zu können. Im Speziellen bedeutet das, dass der erzeugte hoch angeregte Molekülzustand nicht bzw. nur mit einer geringen Rate in tiefer liegende Niveaus relaxieren darf, da die dabei frei werdende Energie, in der Größenordnung von einem Kelvin, sofort zu Verlusten aus der Falle führen würde. Für Moleküle bestehend aus bosonischen Atomen bedeutet das, dass bis heute wegen der schnellen Relaxation in tiefere Vibrationsniveaus noch kein BEC erreicht werden konnte. Für Moleküle bestehend aus fermionischen Atomen hingegen wurde eine wesentlich längere Lebensdauer gemessen [Cub03, Str03, Joc03b], was auch theoretisch bestimmt wurde [Pet03a]. Es gibt zwei Mechanismen, die den Zerfall der schwach gebundenen Moleküle unterdrücken.

- Die räumliche Ausdehnung der hoch angeregten Moleküle ist von der Größen-

ordnung der Streulänge, die in der Nähe der Feshbach-Resonanz einige  $1000a_0$  beträgt. Die Ausdehnung der Moleküle in tiefer liegenden Vibrationsniveaus ist hingegen von der Größenordnung der charakteristischen Länge des Streupotentials von  $\sim 32a_0$ . Dadurch ist der Frank-Condon Überlapp zu den anderen Niveaus nur sehr gering. Dieser Effekt gilt jedoch auf ähnliche Weise auch für Moleküle aus bosonischen Atomen.

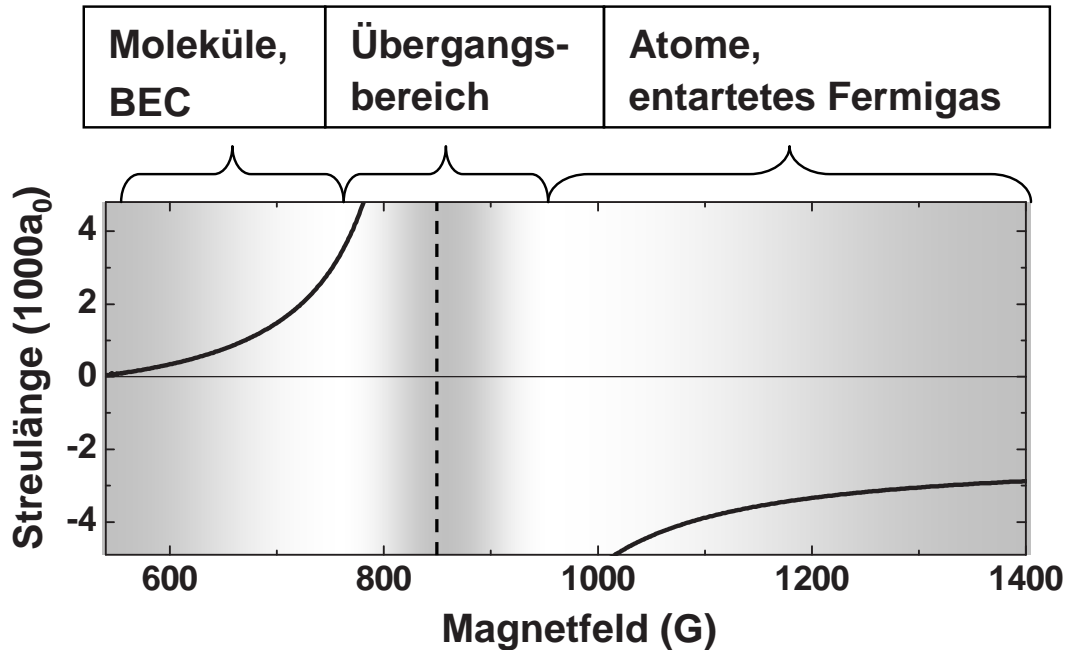
- Damit eine Relaxation in ein tieferes Vibrationsniveau möglich ist, müssen mindestens drei Atome miteinander stoßen, die sich auf den Abstand der Ausdehnung des Streupotentials nahe kommen. Da sich dabei mindestens zwei identische Teilchen sehr nahe kommen müssen, aber Stöße zwischen kalten Atomen, die einen Drehimpuls beinhalten, für Fermionen stark unterdrückt sind, ist die Abregung in ein tieferes Vibrationsniveau unwahrscheinlich.

Die Relaxationsrate für Moleküle aus Fermionen ist abhängig von der Streulänge und beträgt  $\alpha_{rel} \propto a^{-s}$  wobei  $s \approx 2.55$  für Molekül-Molekül Stöße und  $s \approx 3.33$  für Atom-Molekül Stöße [Pet03a]. Damit nimmt die Lebensdauer der Moleküle mit steigender Streulänge zu (siehe Abb. 2.12). Für Magnetfelder  $\geq 690$  G ist die gemessene Lebensdauer dadurch vergleichbar mit der Lebensdauer der Atome, was bedeutet, dass die Lebensdauer der Moleküle, bei Magnetfeldern entsprechend nahe an der Resonanz, nicht durch Relaxation begrenzt ist.

Die Erzeugung der Moleküle ist durch diese Unterdrückung der inelastischen Stöße jedoch nicht beeinträchtigt. Sogar das Gegenteil ist der Fall, die Rekombinationsrate steigt stark mit der Streulänge an. Dies liegt daran, dass zur Erzeugung der hoch angeregten Moleküle, deren Ausdehnung von der Größenordnung der Streulänge ist, die Atome sich ebenfalls nur auf die Größenordnung der Streulänge nahe kommen müssen [Pet03b].

## 2.2 Entartete Quantengase

Durch die Möglichkeit der beliebigen Änderung der Wechselwirkung zwischen den Atomen lassen sich unterschiedliche Arten von entarteten Quantengasen realisieren. Unterhalb der Feshbach-Resonanz ist es möglich ein molekulares BEC zu erzeugen. Oberhalb der Feshbach-Resonanz sind die Atome nicht zu Molekülen gebunden und ein entartetes Fermigas lässt sich realisieren. Bei entsprechend tiefen Temperaturen des Fermigases können sich wiederum Paare bilden, die so genannten Cooper-Paare, die ebenfalls einen suprafluiden Zustand ähnlich wie ein BEC einnehmen. Fährt man das Magnetfeld über die Feshbach-Resonanz und ist die anfängliche Temperatur tief genug, so wird das suprafluide Molekülgas (BEC Regime) kontinuierlich in ein suprafluides Gas aus Cooper-Paaren (BCS Regime) übergeführt. Der Unterschied zwischen den Molekülen und den Cooper-Paaren liegt dabei in der Kopplung zwischen den Atomen



**Abb. 2.13:** Dargestellt ist das Magnetfeld bzw. die Streulänge, bei denen die unterschiedlichen Regime auftreten. Die Grenzen zwischen den Bereichen sind dabei fließend. Unterhalb der Feshbach-Resonanz können sich die fermionischen Atome zu bosonischen Molekülen verbinden. Oberhalb der Resonanz existiert kein schwach gebundener Molekülzustand, allerdings ist hier die Bildung von Cooper-Paaren möglich.

der Paare. In Abb. 2.13 sind die einzelnen Bereiche der unterschiedlichen Quantengase eingezeichnet.

### 2.2.1 Bose-Einstein-Kondensation

Ist die Kopplung zwischen den Atomen stark, so bilden sich Moleküle. Diese können als Punktteilchen betrachtet werden, die wegen ihres ganzzahligen Spins Bosonen sind. Damit können diese Moleküle auch zu einem BEC kondensiert werden.

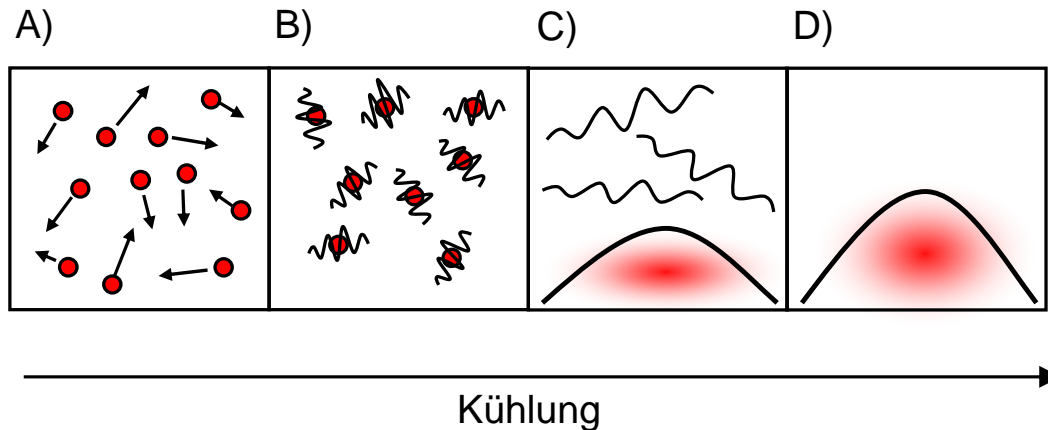
Eine ausführliche Beschreibung von Bose-Einstein-Kondensation ist z.B. in [Dal99a] (Theorie) und [Ket99] (Experiment) zu finden.

Bose-Einstein-Kondensation tritt auf, wenn die Phasenraumdichte

$$D = n \lambda_{dB}^3 \tag{2.12}$$

lokal 2.612 beträgt. Wobei  $n$  in Gl. 2.12 die Teilchendichte und  $\lambda_{dB}$  die thermische de Broglie Wellenlänge des Gases

$$\lambda_{dB} = \sqrt{\frac{2\pi\hbar^2}{mk_B T}} \tag{2.13}$$



**Abb. 2.14:** Bildunterschrift-BEC Übergang: Übergang von einem klassischen Gas zu einem BEC, wobei die Temperatur von links nach rechts abnimmt. A) Bei hohen Temperaturen ist die Ausdehnung der Atome wesentlich kleiner als dessen mittlere Abstand und das Gas verhält sich damit klassisch. B) Bei sinkender Temperatur steigt die thermische de Broglie Wellenlänge bis C) die Wellenpakete der Atome überlappen und es zur Bildung eines BEC kommt. D) Bei  $T = 0$  bilden alle Bosonen eine einzige makroskopische Wellenfunktion

ist. Diese beschreibt die mittlere Ausdehnung der Wellenpakete der einzelnen Teilchen. Bose-Einstein-Kondensation tritt also anschaulich dann auf, wenn die Temperatur des Gases soweit erniedrigt wurde, dass sich die Wellenpakete der einzelnen Teilchen überlappen und damit ein großer Teil der Atome in den Grundzustand der Falle übergeht. Im weiteren wird ein BEC, das in einer harmonischen Falle mit Fallenfrequenzen  $\omega_x = \omega_y = \omega_r$  und  $\omega_z < \omega_r$  gefangen ist, behandelt.

### kritische Temperatur

Die kritische Temperatur, bei der Kondensation auftritt, ist damit die Temperatur, bei der die relative Besetzung des Grundzustand  $N_0/N$  im thermodynamischen Limes<sup>3</sup> endlich wird. Dazu wird die Verteilungsfunktion für Bosonen benötigt.

$$f(\epsilon_r, T)_{Bose} = \frac{1}{\exp\left(\frac{\epsilon_r - \mu}{k_B T}\right) - 1} \quad (2.14)$$

Diese gibt die Besetzung der einzelnen Zustände als Funktion der Energie der Zustände  $\epsilon_r$  für unterschiedliche Temperaturen an.  $\mu$  ist dabei das chemische Potential des Gases, d.h. die Energie, die ein Teilchen haben muss, wenn es dem System hinzugefügt wird, ohne die Entropie des Gases zu verändern. Für  $T = 0$  entspricht das

<sup>3</sup>Thermodynamischer Limes bedeutet, dass ein unendlich ausgedehntes System, das unendlich viele Teilchen beinhaltet, betrachtet wird. Für Teilchen im harmonischen Potential ist das erfüllt, wenn  $N \rightarrow \infty$  und  $\omega \rightarrow 0$  wobei das Produkt  $N\omega^3$  konstant bleibt.



chemische Potential damit der Energie des Grundzustands und  $f(\epsilon_0, T = 0) \rightarrow \infty$  mit  $\epsilon_0$  der Grundzustandsenergie. Wie erwartet ist für  $T = 0$  nur das am tiefsten liegende Niveau besetzt. Weiters gilt für die Verteilungsfunktion, dass die Summe über alle Zustände die gesamte Teilchenzahl ergibt. Mittels der Verteilungsfunktion lässt sich damit die relative Besetzung für  $T < T_c$  bestimmen zu

$$\frac{N_0}{N} = 1 - \zeta(3) \left( \frac{T}{T_c} \right)^3 \quad (2.15)$$

mit  $T_c$  der kritischen Temperatur. Für  $T > T_c$  ist die relative Besetzung des Grundzustands definitionsgemäß null. Die kritische Temperatur lautet dabei folgendermaßen

$$T_c = \frac{\hbar\bar{\omega}}{k_B T} \left( \frac{N}{\zeta(3)} \right)^{1/3} \quad (2.16)$$

mit  $\bar{\omega} = (\omega_r^2 \omega_z)^{1/3}$  dem geometrische Mittel der Fallenfrequenzen und  $\zeta(3) \approx 1.202$  der Riemanschen Zetafunktion.

Für den Fall abstoßender Wechselwirkung zwischen den Atomen kommt es zu einer Verringerung der kritischen Temperatur. Dies kommt durch die Verringerung der Dichte, und damit der Phasenraumdichte, durch die Abstoßung zwischen den Teilchen zustande. Die relative Änderung der kritischen Temperatur ist gegeben durch [Dal99a]

$$\frac{\delta T_c}{T_c^0} = -1.3 \frac{a}{a_{ho}} N^{1/6} \quad (2.17)$$

mit  $T_c^0$  der kritischen Temperatur für ein nicht wechselwirkendes Gas und  $a_{ho} = (\hbar/m\bar{\omega})^{1/2}$  der harmonischen Oszillator-Länge.

## Dichteverteilung

Die Dichteverteilung liefert Informationen über die Temperatur und das chemische Potential, woraus wieder andere Größen wie die Streulänge bestimmt werden können. Im Folgenden wird der Zusammenhang zwischen diesen Größen und der Dichteverteilung gezeigt. Die experimentelle Bestimmung der Dichteverteilung wird in Kapitel 4 behandelt.

Zur Bestimmung der Dichteverteilung ist die Wechselwirkung zwischen den Teilchen maßgeblich. In Kapitel 2.1.2 wurde gezeigt, dass die Wechselwirkung zwischen ultrakalten Teilchen alleine durch die Streulänge gegeben ist. Berücksichtigt man die Wechselwirkung in Form eines Kontaktpotentials um die Wellenfunktion des Kondensats zu bestimmen, erhält man die Gross-Pitaevskii Gleichung

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \Phi(\mathbf{r}, t) = \left( -\frac{\hbar^2 \nabla^2}{2m} + V_{ext}(\mathbf{r}) + g|\Phi(\mathbf{r}, t)|^2 \right) \Phi(\mathbf{r}, t) \quad (2.18)$$

mit  $V_{ext}$  dem Fallenpotential und der Kopplungskonstante

## 2 Ultrakaltes fermionisches Gas

$$g = \frac{4\pi\hbar^2}{m} a \quad (2.19)$$

Die Wechselwirkung wird dabei durch die so genannte mean field Näherung beschrieben. D.h. die Wechselwirkung zwischen den Teilchen wird durch die mittlere Wechselwirkung aller Teilchen ersetzt. Dies ist allerdings nur für verdünnte Gase  $na^3 \ll 1$  gültig. Für den Grundzustand lässt sich schreiben  $\Phi(\mathbf{r}, t) = \phi(\mathbf{r}) \exp(-i\mu t/\hbar)$ , mit  $\phi(\mathbf{r})$  ist real und normalisiert durch  $\int d\mathbf{r} \phi(\mathbf{r})^2 = N$ . Damit ergibt sich Gl. 2.18 zu

$$\mu\phi(\mathbf{r}) = \left( -\frac{\hbar^2\nabla^2}{2m} + V_{ext}(\mathbf{r}) + g\phi(\mathbf{r})^2 \right) \phi(\mathbf{r}) \quad (2.20)$$

mit  $\phi(\mathbf{r})^2 = n(\mathbf{r})$  der Dichteverteilung.

Die Energieterme im rechten Teil von Gl. 2.20 können unterschiedlichen Quellen zugeordnet werden.

- Der erste Term entspricht der kinetischen Energie, deren Ursache die Unschärfelation ist.
- Der zweite Term entspricht der potentiellen Energie durch das Fallenpotential.
- Der dritte Term entspricht der Wechselwirkungsenergie der Teilchen.

Das Verhältnis aus Wechselwirkungsenergie zu kinetischer Energie ergibt sich daraus zu [Dal99a]

$$\frac{E_{int}}{E_{kin}} \sim \frac{a}{a_{ho}} N \quad (2.21)$$

und ist auch für  $na^3 \ll 1$  in den meisten Fällen wesentlich größer als 1. Die kinetische Energie kann damit in Gl. 2.20 vernachlässigt werden, was der so genannten Thomas-Fermi Näherung entspricht. Die Dichteverteilung des Kondensats ergibt sich damit zu

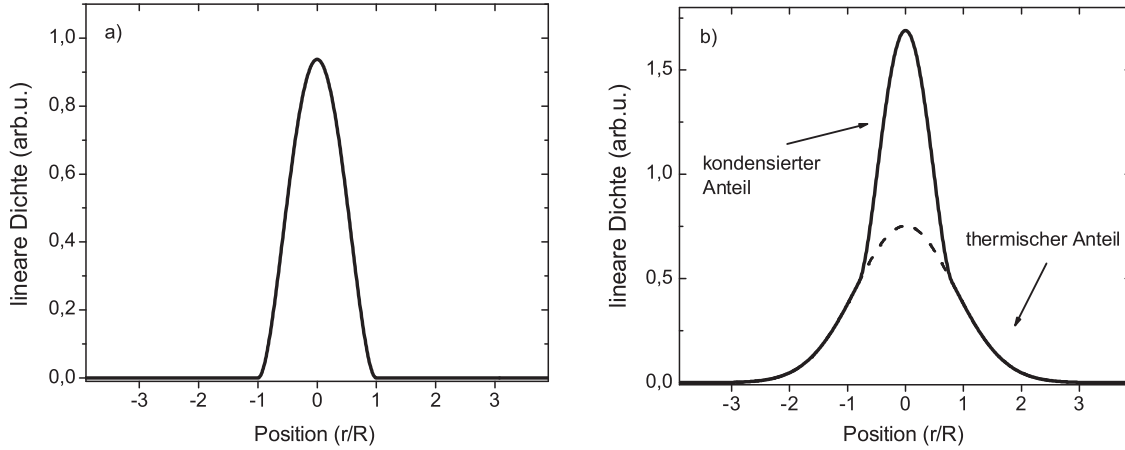
$$n(\mathbf{r}) = \begin{cases} \frac{\mu - U(\mathbf{r})}{g} & \text{für } \mu - U(\mathbf{r}) > 0, \\ 0 & \text{sonst} \end{cases} \quad (2.22)$$

Über die Normalisierung  $\int d\mathbf{r} \phi(\mathbf{r})^2 = N$  erhält man daraus mit  $V_{ext} = \frac{m}{2} \sum_i \omega_i^2 x_i^2$ , dem harmonischen Oszillatorpotential, wobei  $i = x, y, z$ , das chemische Potential

$$\mu = \frac{\hbar\bar{\omega}}{2} \left( \frac{15Na}{a_{ho}} \right)^{2/5} \quad (2.23)$$

und damit den Thomas-Fermi Radius entlang einer Achse

$$R_i = \left( \frac{2\mu}{m\omega_i^2} \right)^{1/2} = a_{ho} \frac{\bar{\omega}}{\omega_i} \left( \frac{15Na}{a_{ho}} \right)^{1/5} \quad (2.24)$$



**Abb. 2.15:** a) zeigt die Thomas-Fermi Dichteverteilung für ein Kondensat mit  $T = 0$ . b) zeigt die bimodale Verteilung, die bei  $T_c > T > 0$  auftritt. Bei beiden Graphen wurde die Dichteverteilung über die radiale Richtung aufintegriert. Die Position ist relativ zum Thomas-Fermi Radius angegeben.

der sich aus der Bedingung  $\mu - V_{ext}(\mathbf{r}) = 0$  ergibt. Damit kann die Dichteverteilung des Kondensats abhängig von  $R_i$  geschrieben werden als

$$n_0(\mathbf{r}) = \frac{15}{8\pi} \frac{N}{\prod_i R_i} \max \left( \left( 1 - \sum_i \frac{x_i^2}{R_i^2} \right), 0 \right) \quad (2.25)$$

Bei  $T \neq 0$  existiert neben dem Kondensatanteil noch ein thermischer Anteil von Bosonen. In einfachster Näherung, d.h. wenn die Wechselwirkung zwischen der thermischen Wolke und dem Kondensat vernachlässigt wird, können die beiden Anteile separat behandelt werden und die gesamte Dichteverteilung lässt sich als Summe der beiden Teile schreiben, was die typische bimodale Verteilung eines BECs ergibt (siehe Abb. 2.15).

$$n_{ges}(\mathbf{r}) = n_0(\mathbf{r}) + n_T(\mathbf{r}) \quad (2.26)$$

wobei die thermische Dichteverteilung  $n_T$  gegeben ist durch

$$n_T(\mathbf{r}) = \frac{1}{\lambda_{dB}^3} g_{3/2} \left( e^{-\frac{V_{ext}(r)}{k_B T}} \right) \quad (2.27)$$

mit  $g_p(z) = \sum_{k=1}^{\infty} z^k / k^p$  der Bose Funktion, die die Effekte der Bosostatistik im thermischen Gas beschreibt.

Die Temperatur des Gases lässt sich am einfachsten aus der Dichteverteilung außerhalb des Zentrums durch die so genannten thermischen Flügel bestimmen (siehe Abb. 2.15). Hier wird die Dichteverteilung durch den thermischen Anteil dominiert und weiters lässt sich Gl. 2.27 vereinfachen, indem man nur den ersten Summanden

## 2 Ultrakaltes fermionisches Gas

der Bosefunktion berücksichtigt. Es ergibt sich somit für die Dichteverteilung der thermischen Flügel

$$n_{fl}(\mathbf{r}) \propto \prod_i e^{-\frac{x_i^2}{x_{th,i}^2}} \quad (2.28)$$

mit der Breite

$$x_{th,i} = \left( \frac{2k_B T}{m\omega_i^2} \right)^{1/2} \quad (2.29)$$

Beim Fitten muss darauf geachtet werden, dass nur der Randbereich der Dichteverteilung herangezogen wird, da sonst der systematische Fehler in der Temperaturbestimmung sehr groß wird. Für einen geringen thermischen Anteil macht das die Temperaturbestimmung sehr schwierig. Außerdem wurde hier die Wechselwirkung zwischen Kondensat und thermischer Wolke nicht berücksichtigt, was zu einem zusätzlichen Fehler führt. Der gesamte Fehler der so bestimmten Temperatur beträgt damit  $\geq 10\%$ . Eine Behandlung der Dichteverteilung unter Berücksichtigung der Wechselwirkung ist z.B. in [Joc04] zu finden.

### 2.2.2 Entartetes Fermigas

Kühlt man das anfängliche Atomgas oberhalb der Resonanz, so bilden sich keine Moleküle und die fermionischen Atome bleiben erhalten. Bei entsprechend tiefer Temperatur bilden diese ein entartetes Fermigas. Da zwei identische Fermionen nicht den gleichen Zustand einnehmen dürfen, füllen diese bei  $T = 0$  alle Zustände beim niedrigsten beginnend energetisch ansteigend auf. Die Energie des höchsten besetzten Zustands entspricht dabei der Fermi Energie  $E_F = \mu(T = 0)$ . Dieses Verhalten wird durch die Fermi Verteilung beschrieben.

$$f(\epsilon_r, T)_{Fermi} = \frac{1}{\exp\left(\frac{\epsilon_r - \mu}{k_B T}\right) + 1} \quad (2.30)$$

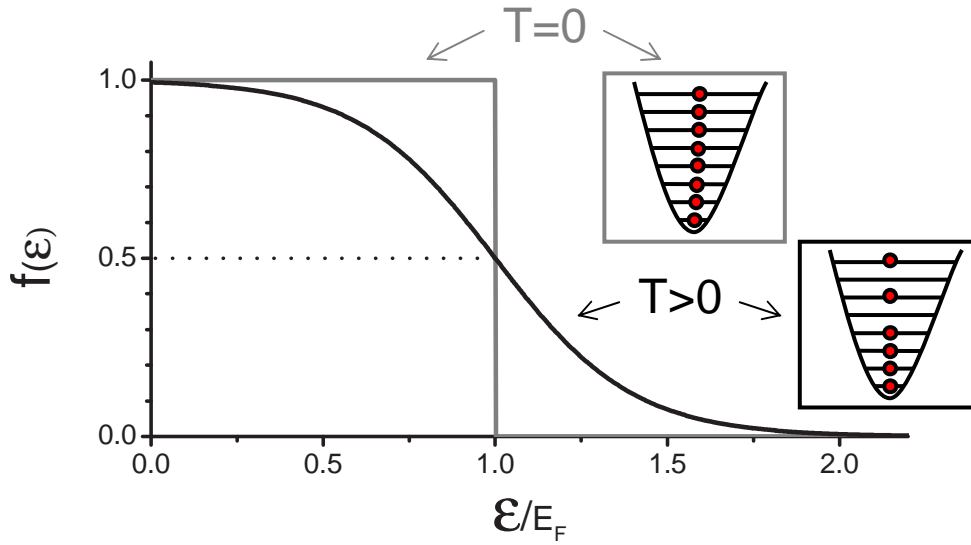
Für eine große Teilchenzahl lässt sich damit in semiklassischer Näherung die Besetzung der Zustände pro Phasenraumvolumen  $(2\pi\hbar)^3$  folgendermaßen schreiben [But96].

$$w(\mathbf{r}, \mathbf{p}) = \frac{f(\mathbf{r}, \mathbf{p})_{Fermi}}{(2\pi\hbar)^3} = \frac{1}{(2\pi\hbar)^3} \frac{1}{\exp\left(\frac{p^2/2m + V_{ext}(\mathbf{r}) - \mu}{k_B T}\right) + 1} \quad (2.31)$$

mit der Normalisierung

$$N = \frac{1}{(2\pi\hbar)^3} \int d^3r d^3p f(\mathbf{r}, \mathbf{p})_{Fermi} = \int_0^\infty \frac{d\epsilon \rho(\epsilon)}{\exp\left(\frac{\epsilon - \mu}{k_B T}\right) + 1} \quad (2.32)$$

wobei



**Abb. 2.16:** Fermiverteilung für  $T = 0$  und  $T > 0$ . Für  $T = 0$  sind alle Fallenniveaus beim energetisch niedrigsten beginnend aufgefüllt. Bei  $T > 0$  ändert sich die Besetzung der Niveaus, die energetisch in der Nähe der Fermienergie liegen.

$$\rho(\epsilon) = \frac{\epsilon^2}{2(\hbar\bar{\omega})^3} \quad (2.33)$$

die Zustandsdichte des harmonischen Oszillators ist. Für  $T = 0$  lässt sich damit die Fermi Energie bestimmen

$$E_F = \hbar\bar{\omega}(6N)^{1/3} = \frac{\hbar^2 k_F(\mathbf{r})^2}{2m} + V_{ext}(\mathbf{r}) \quad (2.34)$$

wobei der zweite Teil in Gl. 2.34 den lokalen Fermi-Wellenvektor  $k_F(\mathbf{r})$  definiert. Außerdem muss darauf geachtet werden, dass bei einem Spingemisch,  $N$  der Anzahl der identischen Teilchen, d.h. der Teilchenzahl einer Spinsorte, entspricht und sich damit eine separate Fermi Energie für jeden der Teilchenzustände ergibt.

Die räumliche Dichteverteilung ergibt sich aus

$$n(\mathbf{r}) = \int d^3p w(\mathbf{r}, \mathbf{p}) \quad (2.35)$$

und im speziellen für  $T = 0$  ergibt sich

$$n_0(\mathbf{r}) = \frac{8}{\pi^2} \frac{N}{\prod_i R_i} \max \left( \left( 1 - \sum_i \frac{x_i^2}{R_i^2} \right)^{3/2}, 0 \right) = \frac{k_F(\mathbf{r})^3}{6\pi^2} \quad (2.36)$$

mit dem Radius

$$R_i = \left( \frac{2E_F}{m\omega_i^2} \right)^{1/2} = a_{ho} \frac{\bar{\omega}}{\omega_i} (48N)^{1/6} \quad (2.37)$$

Vergleicht man die Dichteverteilung aus Gl. 2.36 mit der für das BEC aus dem vorherigen Kapitel (Gl. 2.25), so sind diese bis auf den unterschiedlichen Exponenten gleich. Die Ähnlichkeit der beiden Verteilungen hängt damit zusammen, dass bei beiden die Energie durch das abstoßende Verhalten der Atome voneinander dominiert wird. Im Falle der Bosonen durch das mean field und im Falle der Fermionen durch das Paulische Ausschließungsprinzip. Für das Fermigas spielen mean field Effekte nur eine geringe Rolle, da die mittlere Energie des Fermigases auf Grund des Ausschließungsprinzips deutlich größer ist als die Wechselwirkungsenergie (zumindest solange  $n|a|^3 \ll 1$ ).

Die Grenze vom thermischen zum entarteten Fermigas ist durch die Fermitemperatur  $T_F = E_F/k_B$  gegeben, wobei es keinen scharfen Übergang wie im Falle der Bosonen gibt. Bei Temperaturen unterhalb der Fermitemperatur führt die Fermistatistik auch für Fermionen in unterschiedlichen internen Zuständen zu einer Unterdrückung der Stöße, dem so genannten Pauli blocking. Das kommt dadurch zustande, dass bei niedrigen Temperaturen im Vergleich zur Fermitemperatur die niedrigsten Energieniveaus alle vollständig besetzt sind und damit Streuung von Teilchen in diese Zustände nicht mehr möglich ist, wodurch die Anzahl der Ausgangskanäle eines Streuprozesses verringert wird. Bei tiefen Temperaturen führt dies zu einem stoßfreien Gas.

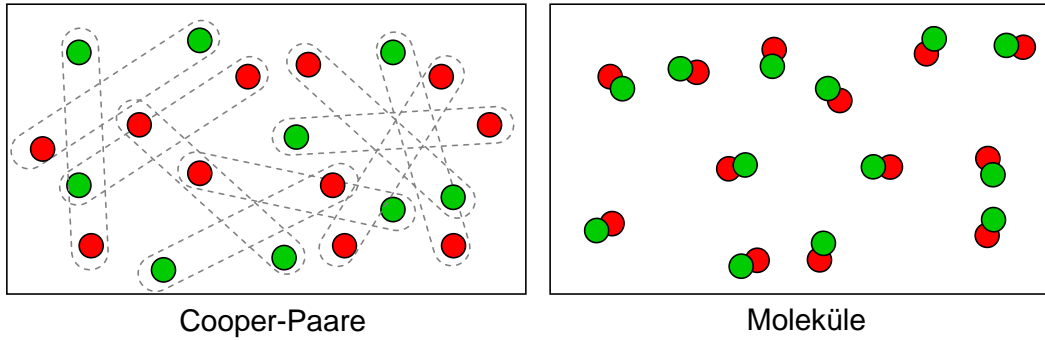
### Cooper-Paare und Suprafluidität im Fermigas

Für den Fall einer anziehenden Wechselwirkung zwischen den Fermionen kann es auch in einem Fermigas zu einem Phasenübergang in einen suprafluiden Zustand ähnlich wie bei einem BEC kommen. Dabei bilden sich die so genannten Cooper-Paare, deren Kopplung im Vergleich zu den Molekülen nur sehr schwach ist. Die Bildung dieser Paare ist ein Vielteilcheneffekt und es bestehen damit starke Korrelationen zwischen den einzelnen Paaren. Sie zeichnen sich dadurch aus, dass die beiden Fermionen, die das Paar bilden, entgegengesetzte Impulse besitzen. Weiters ist die räumliche Ausdehnung der Cooper-Paare größer als der mittlere Abstand der einzelnen Fermionen, d.h. die Paare überlappen miteinander (siehe Abb. 2.17).

Für ein Elektronengas in einem Leiter führt die Bildung der Cooper-Paare zur Supraleitung. Die Bildung der Cooper-Paare und damit die Supraleitung in einem Leiter bzw. die Suprafluidität des Gases wird durch die Bardeen, Cooper und Schrieffer-Theorie (BCS-Theorie) beschrieben [Bar57]. Mit der Möglichkeit der Bildung von Paaren ist gleichzeitig auch eine Bindungsenergie der Paare verbunden.

Für ein homogenes Gas bei  $T = 0$  wurde dies berechnet zu [Gor61]

$$\Delta_0 = \frac{1}{2} \left( \frac{2}{e} \right)^{7/3} E_F \exp \left( -\frac{\pi}{2k_F|a|} \right) \quad (2.38)$$



**Abb. 2.17:** Unterschied zwischen Cooper-Paaren und Molekülen. Während die Moleküle wie Punktteilchen behandelt werden können, überlappen die einzelnen Cooper-Paare.

mit dem Fermi-Wellenvektor  $k_F = \sqrt{2mE_F}/\hbar$ . Die kritische Temperatur für den Übergang in einen suprafluiden Zustand ist gegeben durch [Gor61]

$$T_{BCS} = \frac{e^\gamma}{\pi} \left(\frac{2}{e}\right)^{7/3} T_F \exp\left(-\frac{\pi}{2k_F|a|}\right) \approx 0.28 T_F \exp\left(-\frac{\pi}{2k_F|a|}\right) \quad (2.39)$$

mit  $\gamma \approx 0.577$  der Eulerschen Konstante. Diese Gleichungen sind allerdings nur für den Fall schwacher Wechselwirkung, d.h.  $k_F|a| \ll 1$ , gültig. Für den Fall eines inhomogenen Gases lässt sich die Bindungsenergie lokal mit Hilfe des “lokale Dichte Ansatzes“ bestimmen [Kin04b]. Dabei wird im Wesentlichen der Fermi-Wellenvektor  $k_F$  durch den lokalen Fermi-Wellenvektor  $k_F(\mathbf{r})$  aus Gl. 2.34 ersetzt. Die Bindungsenergie wird damit ortsabhängig, wobei das Maximum der Bindungsenergie bei der größten Dichte, d.h. im Zentrum der Wolke liegt.

In der Nähe einer Feshbach-Resonanz ( $k_F|a| \geq 1$ ) ist es mittlerweile experimentell möglich, die in Gl. 2.39 angegebene kritische Temperatur zu unterschreiten. Im Speziellen wird erwartet, dass die kritische Temperatur auf Resonanz von der Größenordnung der Fermitemperatur ist [Hei01]. Ein Beweis für das Erreichen des suprafluiden Zustandes für ein Fermigas in Experimenten mit ultrakalten Atomen liegt jedoch noch nicht vor, obwohl es schon mehrere Hinweise dafür gibt [Reg04, Zwi04, Kin04a, Bar04b, Chi04a].

### 2.2.3 Übergangsbereich und Unitaritäts-Limit

Man kann sich nun fragen, was passiert, wenn die anziehende Wechselwirkung zwischen den Fermionen erhöht wird, indem man das Magnetfeld immer näher an die Resonanz heranzieht. Gibt es einen Punkt, bei dem das Fermigas kollabiert? In Kapitel 2.1.2 wurde gezeigt, dass die Streulänge auf Resonanz unendlich wird, der Streuquerschnitt aber durch die Ausdehnung der Wellenpakete der Teilchen begrenzt ist. Die Eigenschaften des Gases werden dadurch unabhängig von den speziellen Streuparametern

## 2 Ultrakaltes fermionisches Gas

der einzelnen Teilchen. Die einzige wesentliche Größe in diesem Regime ist der mittlere Abstand zwischen den Teilchen  $n^{-1/3}$ . Die Wechselwirkungsenergie eines solchen Systems ist durch eine effektive, unitär limitierte Streulänge, die von der Dichte abhängt, gegeben. Die effektive Streulänge  $a_{eff}$  ist dabei invers proportional zu  $k_F$ , was aus dem unitär begrenzten Streuquerschnitt Gl. 2.10 ersichtlich ist. Weiters ist die Dichte in einem harmonischen Potential  $n \propto k_F^3$  (Gl. 2.36). Die Wechselwirkungsenergie lässt sich damit schreiben, als

$$E_{mf} \propto a_{eff} n \propto \frac{n}{k_F} \propto k_F^2 \propto \epsilon_F \quad (2.40)$$

mit der lokalen Fermienergie  $\epsilon_F(\mathbf{r}) = \hbar^2 k_F(\mathbf{r})^2 / (2m)$ . Damit erhält man für die Wechselwirkungsenergie  $E_{mf}(\mathbf{r}) = \beta \epsilon_F(\mathbf{r})$  mit der Konstante  $\beta < 0$  [OH02]. Diese einfache Herleitung ist durch detailliertere Berechnungen in [Hei01] gerechtfertigt. Die Wechselwirkungsenergie reduziert damit das chemische Potential zu

$$\mu = (1 + \beta) \epsilon_F(\mathbf{r}) + V_{ext}(\mathbf{r}) = (1 + \beta)^{1/2} E_F \quad (2.41)$$

mit der Fermienergie aus Gl. 2.34. Die Theorie sowie Experimente zeigen, dass  $|\beta| < 1$  und somit der Fermi-Druck über die anziehende Wechselwirkung überwiegt. Theoretische Analysen legen den Wert von  $\beta$  zwischen  $-0.67$  [Bak99, Hei01] und  $-0.43$  [Bak99], mit dem zuletzt bestimmten Wert von  $-0.56(1)$  aus Monte Carlo Simulationen [Car03]. In unterschiedlichen Experimenten wurde  $\beta$  bestimmt zu  $-0.26(7)$  [Geh03b],  $-0.64(15)$  [Bou04] und  $-0.68_{-0.10}^{+0.13}$  [Bar04c] aus unserem eigenen Experiment. Dafür wurde der numerische Wert von  $\beta$  aus der räumlichen Ausdehnung der Wolke auf Resonanz bestimmt. Der Radius der Wolke im Unitaritäts-Limit relativ zum Radius eines idealen Fermigas beträgt

$$\frac{R_i^{ul}}{R_i} = (1 + \beta)^{1/4} \quad (2.42)$$

was man durch Vergleichen von Gl. 2.41 mit dem Fall eines idealen Fermigas Gl. 2.34 erhält [Geh03b].



## 3 Experimenteller Aufbau

In diesem Kapitel wird der aktuelle Aufbau des Experiments beschrieben. Ziel des Experiments ist es fermionisches Lithium mit Hilfe einer optischen Dipolfalle zu fangen und dort durch Verdampfungskühlen auf möglichst niedrige Temperaturen zu bringen. Die erreichten Temperaturen und die Stabilität der Atome (bzw Moleküle) in der Dipolfalle reichen aus um ein Bose-Einstein-Kondensat aus Molekülen zu erzeugen.

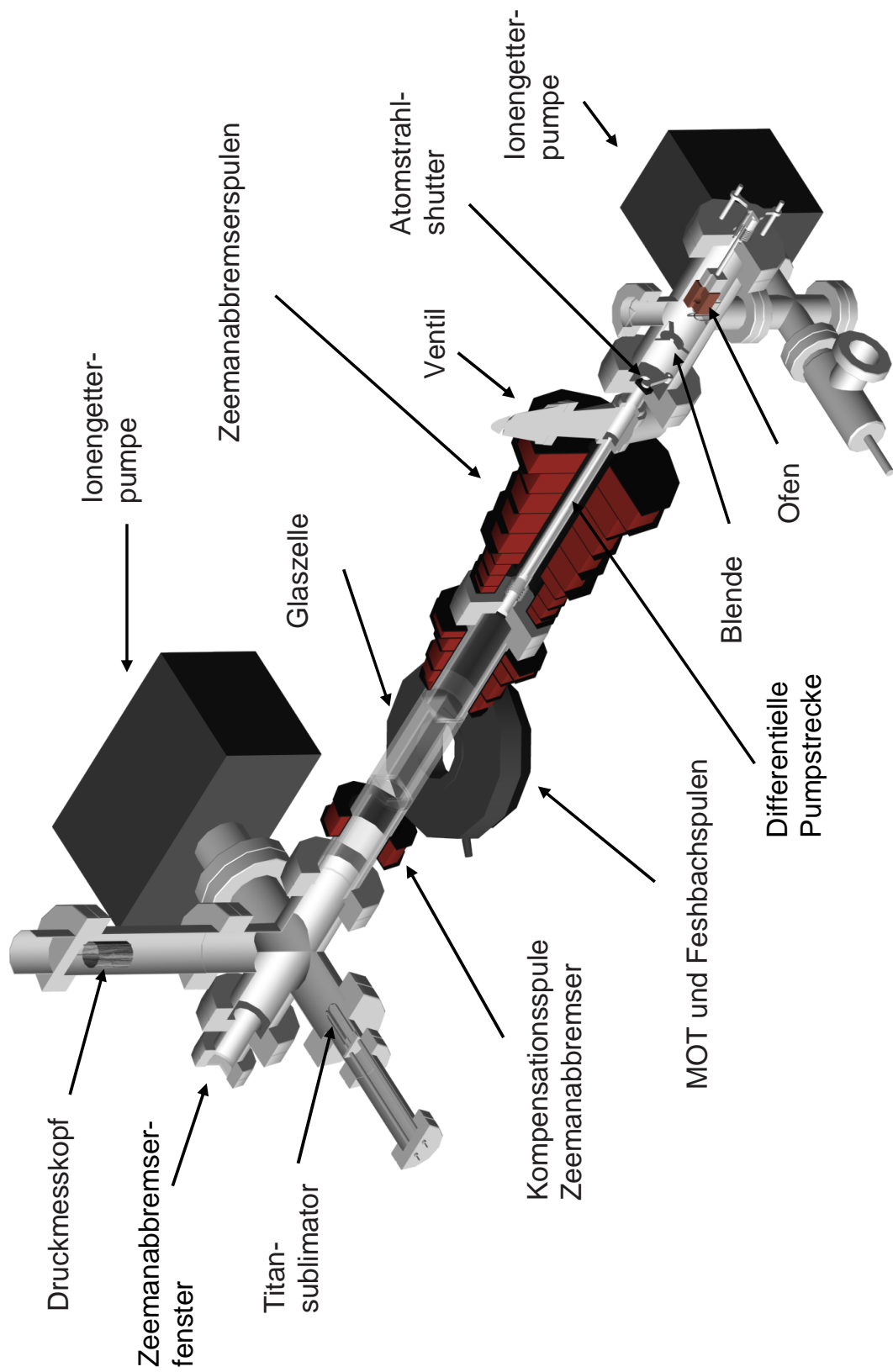
Dazu werden die Atome zuerst in einer Magneto-Optischen-Falle (MOT) vorgekühlt und dann über eine Stehwellendipolfalle in eine fokussierte Dipolfalle transferiert. Um die MOT zu laden wird ein Atomstrahl verwendet, der mit einem Ofen erzeugt wird. Die Geschwindigkeit der Atome des Atomstrahls wird mit einem Zeemanabbremsers reduziert, so dass diese in der MOT gefangen werden können. Um die Wechselwirkung der Atome zwischeneinander via Feshbach-Resonanz einstellen zu können sind Magnetspulen notwendig, die ein Magnetfeld von ca. 1000 G liefern.

Der Aufbau des Vakuumsystems, der MOT und der Stehwellendipolfalle wurde schon in früheren Diplomarbeiten [Joc00, Els00, Mor01, Hen03] beschrieben. Eine ausführlich Beschreibung des Aufbaus findet sich auch in der Doktorarbeit von Selim Jochim [Joc04]. Ich werde daher nur auf die fokussierte optische Dipolfalle näher eingehen und die anderen Teile der Apparatur nur zusammenfassend behandeln. Der Aufbau der Absorptionsabbildung wird im nächsten Kapitel beschrieben.

### 3.1 Vakuumapparatur, Atomstrahl und Magnetspulen

#### Vakuumapparatur

Ein Ultra-Hoch-Vakuum ist nötig um Stöße mit Hintergrundgas, welche zu Aufheizen und Teilchenverlust führen, zu verringern. Für ein Ultra-Hoch-Vakuum ist ein Druck von  $< 10^{-10}$  mbar nötig. Im Ofen, der den Atomstrahl liefert, herrscht jedoch ein Druck von  $\sim 10^{-8}$  mbar [Joc04]. Um einen tieferen Druck am Ort der Dipolfalle zu erzeugen wird ein differentielles Pumpverfahren verwendet. Dabei dient das Zeemanabbremsers-Rohr als differentielle Pumpstrecke, indem es den Fluss von Atomen begrenzt. So ist es möglich am Ort der Dipolfalle einen Druck von  $6 \times 10^{11}$  zu erzeugen. Als Pumpen werden zwei Ionengetterpumpen und eine Titansublimatorpumpe benutzt. Abb. 3.1 gibt einen Überblick über die Vakuumapparatur. Für einen guten optischen Zugang zu den Atomen wird eine Glaszelle benutzt.



**Abb. 3.1:** Überblick über die Vakuumapparatur. Die Gesamtlänge beträgt etwa 1m

### Atomstrahl

Um einen Atomstrahl mit ausreichendem Fluss zu erzeugen wird Lithium in einem Ofen bei einem Druck von etwa  $10^{-8}$  mbar auf eine Temperatur von  $340^\circ\text{C}$  erhitzt (für das Ofendesign siehe [Hen03]). Um einen kollimierten Strahl zu erhalten befindet sich eine Blende mit einem Durchmesser von 5 mm in der Ofenkammer. Durch einen Shutter lässt sich der Atomstrahl blocken, wobei dieser jedoch während des ganzen Ablaufs des Experiments geöffnet ist, da dies zu keiner messbaren Verringerung der Lebensdauer der Atome in der optischen Dipolfalle führt.

### Magnetspulen

Um die Streulänge der  ${}^6\text{Li}$ -Atome mittels der Feshbach-Resonanz einstellen zu können ist ein Magnetfeld mit einer Stärke von über 1000 G notwendig. Ein homogenes Magnetfeld über einen weiten Bereich kann mittels Helmholtzkonfiguration erreicht werden, wobei der Abstand der Spulen dem Radius der Spulen entspricht. Wegen der Größe der Glaszelle ist in unserem Fall der Abstand der Spulen etwas größer als der Radius, was zu einer leichten Krümmung im Zentrum des Magnetfeldes führt. Im Speziellen heißt das, dass sich in der Richtung normal zur Spulenachse ein Magnetfeldminimum und in Richtung der Spulenachse ein Magnetfeldmaximum im Zentrum ergibt. Bei sehr geringer Falltiefe der optischen Dipolfalle führt diese Krümmung dazu, dass auf die Atome ein zusätzliches Fallenpotential wirkt (siehe Kapitel 3.3).

Um die benötigten Magnetfeldstärken zu erreichen fließt ein Strom von bis zu 200 A durch die Spule, wodurch ein Magnetfeld von 1470 G erzeugt wird. Dabei wird eine Leistung von etwa 6 kW von den Spulen aufgenommen. Eine Wasserkühlung sorgt dafür, dass die Spulen nicht überhitzen [Hen03].

Die Stabilität des Magnetfeldes beträgt  $\sim 20$  mG [Joc04]. Zur Kalibrierung des Magnetfeldes wird RF-Spektroskopie benutzt (siehe Kapitel 5.4), wobei man durch Vergleichen der gemessenen Übergangsfrequenzen mit den berechneten Werten der Breit-Rabi-Formel das entsprechende Magnetfeld erhält.

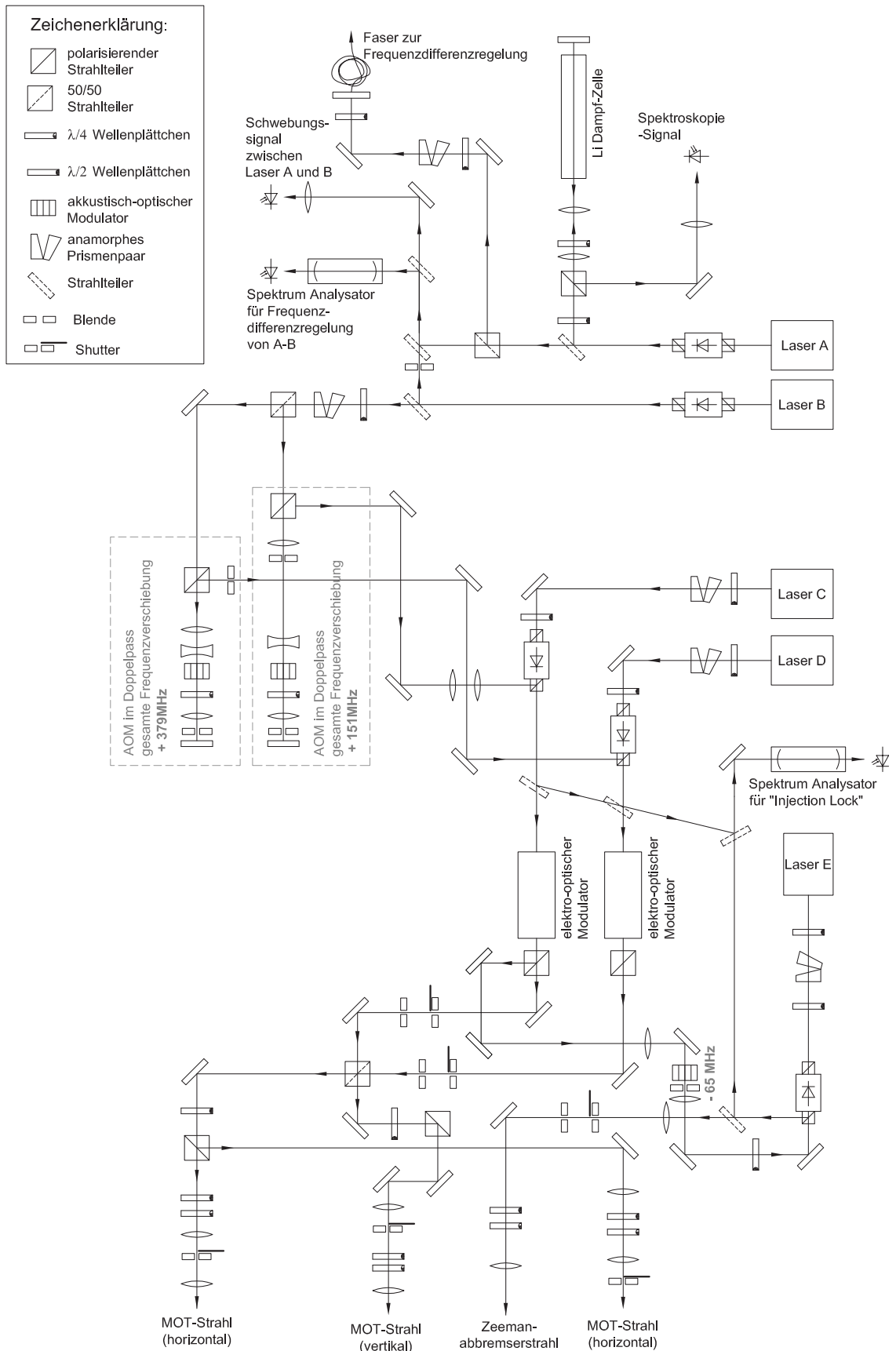
## 3.2 Magneto-Optische Falle und Zeemanabbremser

Damit es möglich ist die Atome in der optischen Dipolfalle zu fangen, müssen diese vorgekühlt werden. Dies geschieht in einer magneto-optischen Falle (MOT), wobei die Atome über einen Zeemanabbremser in die MOT geladen werden. Eine detaillierte Beschreibung des Aufbaus sowie der Grundlagen findet sich in [Joc00].

### Lasersystem

Für die MOT werden zwei Laserfrequenzen benötigt um den Kühl- und den Rückpumpübergang vom  $F = 3/2$  bzw.  $F = 1/2$  Grundzustandsniveau zu treiben. Für den Zeemanabbremser wird eine weitere Laserfrequenz benutzt, die nur wenig zur Frequenz

### 3 Experimenteller Aufbau



**Abb. 3.2:** Überblick über das Lasersystem für MOT und Zeemanabbremsers

des Kühlübergangs verstimmt ist. Abb. 3.2 liefert einen Überblick über das Lasersystem. Als Quelle für die benötigten Laserstrahlen werden gitterstabilisierte Diodenlaser benutzt.

Ein mittels Sättigungsspektroskopie auf eine  ${}^7\text{Li}$  D1 Linie stabilisierter Laser (Laser A) liefert die Frequenzreferenz für das Lasersystem. Das dafür nötige Fehlersignal wird durch Frequenzmodulation erzeugt [Joc04].

Für Kühl- und Rückpumpübergang der MOT werden die  ${}^6\text{Li}$  D2 Linien verwendet. Diese liegen einige hundert MHz niedriger als die verwendete  ${}^7\text{Li}$  D1 Linie (469 MHz von  $F = 1/2$  bzw. 698 MHz von  $F = 3/2$ ). Für die notwendige Frequenzverschiebung sorgt ein mittels Frequenzdifferenzregelung stabilisierter Diodenlaser (Laser B). Diese Methode ermöglicht es die Differenz zwischen Laser A und Laser B über einen Bereich von  $\sim 100$  MHz bei einer Offsetfrequenz von  $\sim 870$  MHz kontinuierlich zu verschieben.

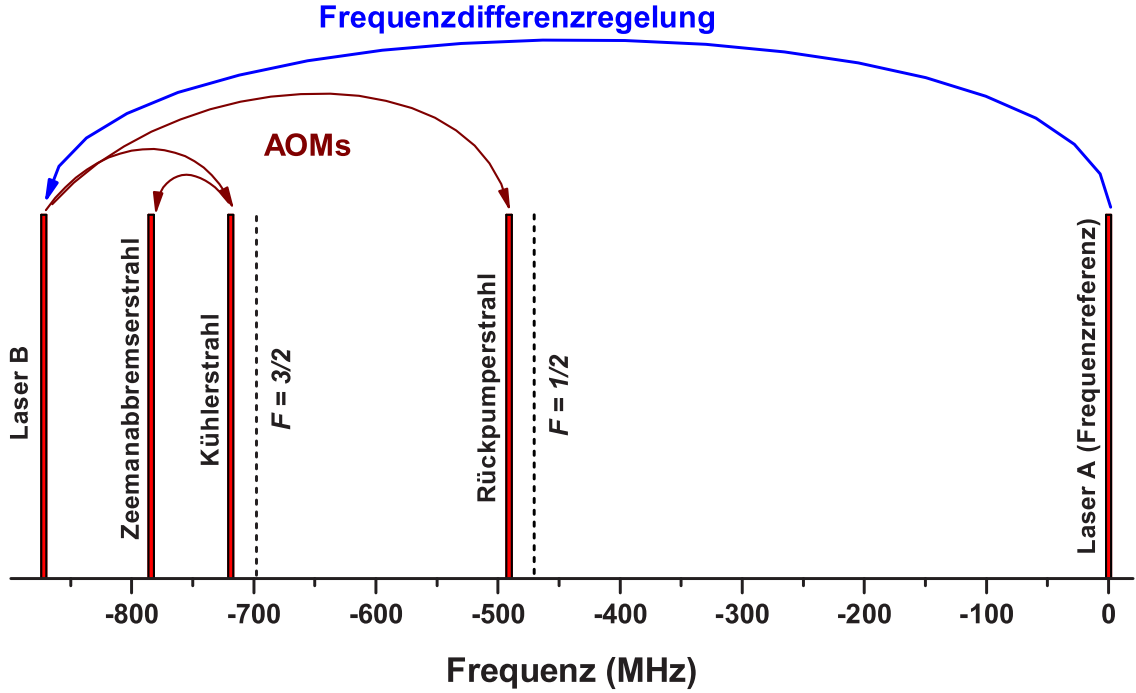
Der Strahl von Laser B wird in zwei Teile aufgespalten und diese laufen jeweils durch einen AOM in doppelpass Konfiguration. Dadurch wird die Frequenz der Strahlen um 151 MHz bzw. um 379 MHz erhöht und damit die beiden Frequenzen, die für den Kühl- bzw. Rückpumpstrahl benötigt werden (Abb. 3.3).

Um genügend Strahlintensität für die MOT zu erhalten verstärken zwei Laser im Injection Lock Betrieb (Laser C und D) die beiden Frequenzen auf eine Leistung von jeweils  $\sim 20$  mW. Um die Intensität der MOT-Strahlen einstellen zu können werden elektro-optische Modulatoren (EOM), die die Polarisation der Strahlen je nach angelegter Spannung drehen, in Verbindung mit polarisierenden Strahlteilern benutzt.

Für den Zeemanabbremsstrahl wird die Frequenz des Kühlstrahls mit einem AOM um 65 MHz rot verschoben und ebenfalls mittels Injection Lock (Laser E) verstärkt. Um die Laderate, d.h. die Anzahl der Atome, die pro Sekunde in der MOT gefangen werden, zu erhöhen, erwies es sich als günstig den Strom von Laser E zu modulieren. Dadurch werden Seitenbänder im Zeemanabbremsstrahl erzeugt, wodurch die Wahrscheinlichkeit verringert wird, dass Atome im Zeemanabbremsstrahl außer Resonanz geraten und nicht weiter abgebremst werden [Joc04].

## 3.3 Optische Dipolfalle

Um Atome in unterschiedlichen internen Zuständen zu speichern ist eine optische Dipolfalle ideal [Gri00]. Dabei wird durch das Lichtfeld eines weit verstimmten Laserstrahls ein elektrisches Dipolmoment in den Atomen induziert. Schwingt dieses Dipolmoment in Phase mit dem elektrischen Feld des Laserstrahls (bei rot verstimmtem Laser), so wird das Atom in das Feldmaximum bzw. in das Intensitätsmaximum des Laserstrahls gezogen. Bei blau verstimmten Laserlicht hingegen schwingt der induzierte Dipol außer Phase zum elektrischen Feld und die Atome werden vom Laserstrahl abgestoßen. In unserem Experiment ist die Frequenz des Lasers weit rot verstimmt relativ zur Resonanzfrequenz des Atoms. Das Wechselwirkungspotential zwischen induziertem Dipol und elektrischem Feld lässt sich folgendermaßen schreiben,



**Abb. 3.3:** Überblick über die Frequenzen der einzelnen Laser. Die Frequenzachse ist durch die  ${}^7\text{Li}$  D1 Linie festgelegt. Die strichlierten Linien geben die Position der  ${}^6\text{Li}$  D2-Linien an.

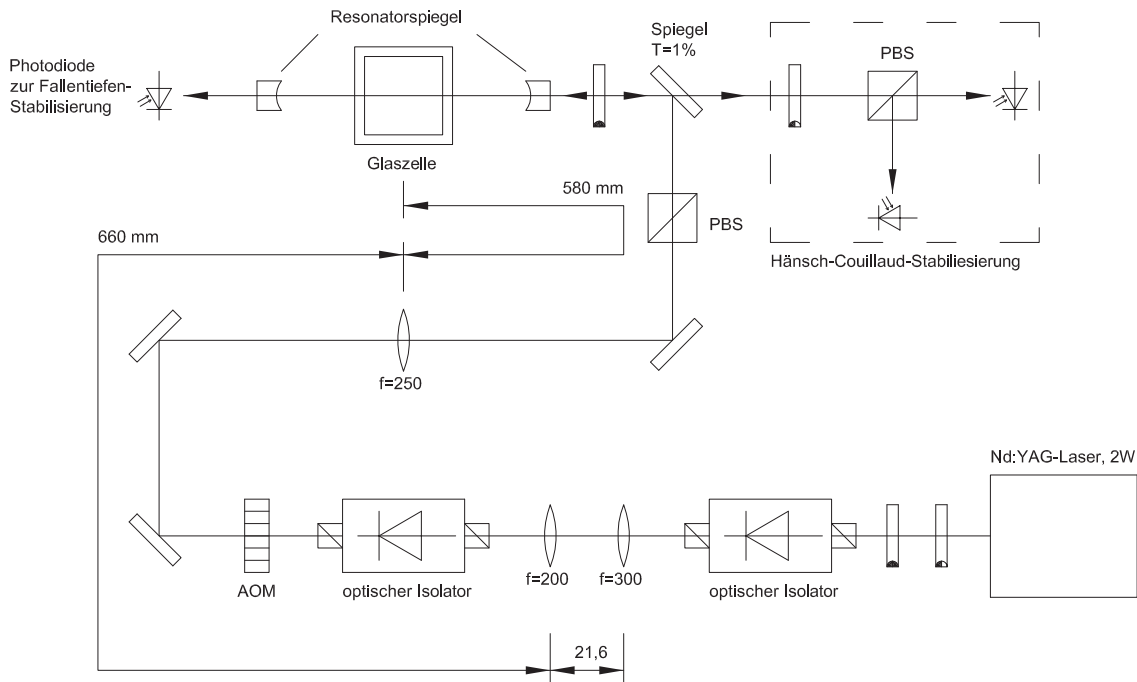
$$U_{dip}(\mathbf{r}) = -\frac{3\pi c^2}{2\omega_0^3} \left( \frac{\Gamma}{\omega_0 - \omega} + \frac{\Gamma}{\omega_0 + \omega} \right) I(\mathbf{r}) \quad (3.1)$$

wobei  $I(r)$  das Intensitätsprofil des Laserstrahls,  $\omega_0$  die Resonanzfrequenz des Atoms,  $\omega$  die Laserfrequenz und  $\Gamma$  die natürlich Linienbreite des atomaren Übergangs ist. Dazu muss man ergänzen, dass das Atom als 2-Niveau-System betrachtet werden kann, da die Feinstruktur- und Hyperfeinstrukturaufspaltung wesentlich geringer als die Verstimmung  $\Delta = \omega - \omega_0$  ist. Weiters tragen nur die D-Linien wesentlich zum Potential bei, da alle weiteren Linien eine höhere Frequenz und damit eine größere Verstimmung besitzen.

Neben der Erzeugung des Fallenpotentials durch den Laserstrahl kommt es auch noch zur Streuung einzelner Photonen durch die gefangenen Atome im Lichtfeld. Streuung von Photonen führt im Allgemeinen zur Aufheizung der Atome. Die Streurrate ist näherungsweise gegeben durch Gl.3.2.

$$\Gamma_{str}(\mathbf{r}) = \frac{3\pi c^2}{2\hbar\omega_0^3} \left( \frac{\omega}{\omega_0} \right)^3 \left( \frac{\Gamma}{\omega_0 - \omega} + \frac{\Gamma}{\omega_0 + \omega} \right)^2 I(\mathbf{r}) \quad (3.2)$$

Da die Streurrate mit  $I/\Delta^2$  ( $\Delta = \omega_0 - \omega$ ) skaliert, die Falltiefe aber mit  $I/\Delta$ , wird weit verstimmtes Laserlicht benutzt um das Heizen durch Photonenstreuung zu



**Abb. 3.4:** Aufbau für die optische Stehwellenfalle

verringern. Für eine entsprechend hohe Fallentiefe wird dann allerdings ein Laserstrahl mit hoher Intensität benötigt.

In unserem Experiment werden zwei optische Dipolfallen benutzt, die beide mit weit rot verstimmt Laserlicht arbeiten. Eine Stehwellenfalle mit einem großen Volumen und hoher Fallentiefe die es ermöglicht viele Atome aus der MOT zu transferieren [Els00, Mor01, Joc04]. Und eine optische Dipolfalle, die aus einem fokussierten Laserstrahl besteht, dessen Leistung von 10 W bis zu einigen mW präzise kontrolliert werden kann und damit Verdampfungskühlen ermöglicht.

### 3.3.1 Stehwellenfalle

Um viele Atome aus der MOT in die optische Dipolfalle zu transferieren sollte einerseits die Fallentiefe höher sein als die kinetische Energie der Atome in der MOT und zusätzlich muss die räumliche Überlagerung der beiden Fallen möglichst groß sein. Eine Möglichkeit um ein tiefes Fallenpotential mit großem Volumen bei weit verstimmt Laserfrequenz zu erhalten, ist die Überhöhung der Strahlintensität in einem optischen Resonator.

Die Stehwellenfalle besteht aus einem 2 W Nd:YAG Laser mit einer Frequenz von 1064 nm und einem nah konfokalen Resonator. Der Laser (Innolight, Mephisto 2000) zeichnet sich dadurch aus, dass er sehr stabil bei einer Frequenz und auf einer Mode

### 3 Experimenteller Aufbau

läuft. Dies ist nötig, da Frequenzrauschen des Lasers zur Aufheizung der Atome im Resonator führt.

Die Resonatorspiegel mit einem Krümmungsradius von 15 cm befinden sich außerhalb der Glaszelle in einem Abstand von 15.3 cm. Um die Verluste im Resonator möglichst gering zu halten ist der Resonator im Brewsterwinkel zur Glaszelle angeordnet. Zur Stabilisierung der Resonatorlänge werden Piezokristalle benutzt, deren Regelsignal mittels Hänsch-Couillaud-Verfahren erzeugt wird [Hän80]. Die Falltiefe, d.h. die Strahlintensität, wird von einer Photodiode hinter dem Resonator gemessen und über einen AOM geregelt.

Im Experiment wird die Stehwellenfalle zum Laden der fokussierten Dipolfalle benutzt, da sich herausstellte, dass das direkte Laden der fokussierten Dipolfalle aus der MOT deutlich weniger effektiv ist. Die Stehwellenfalle wird dabei während des Transfers von der MOT in die fokussierte Dipolfalle bei maximaler Falltiefe von  $\sim 1$  mK betrieben.

#### 3.3.2 Fokussierte Dipolfalle

Die einfachste Version einer optischen Dipolfalle ist ein fokussierter Laserstrahl, der relativ zur atomaren Übergangsfrequenz rot verstimmt ist [Gri00]. Das Intensitätsprofil (Gaussische Fundamentalmode) eines Laserstrahls mit der Leistung  $P$ , der sich in  $z$ -Richtung ausbreitet, wird beschrieben durch

$$I(r, z) = \frac{2P}{\pi\omega^2(z)} \exp\left(-\frac{2r^2}{\omega^2(z)}\right) \quad (3.3)$$

mit  $r$  dem radialen Abstand vom Zentrum des Strahls.  $\omega(z)$  ist der  $1/e^2$  Radius des Strahls. Dieser hängt von der axialen Koordinate  $z$  folgendermaßen ab.

$$\omega(z) = \omega_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_R}\right)^2} \quad (3.4)$$

Hier ist  $z_R = \pi\omega_0^2/\lambda$  die sogenannte Rayleigh-Länge und  $\omega_0$  ist der minimale Strahlradius (Strahltaile).

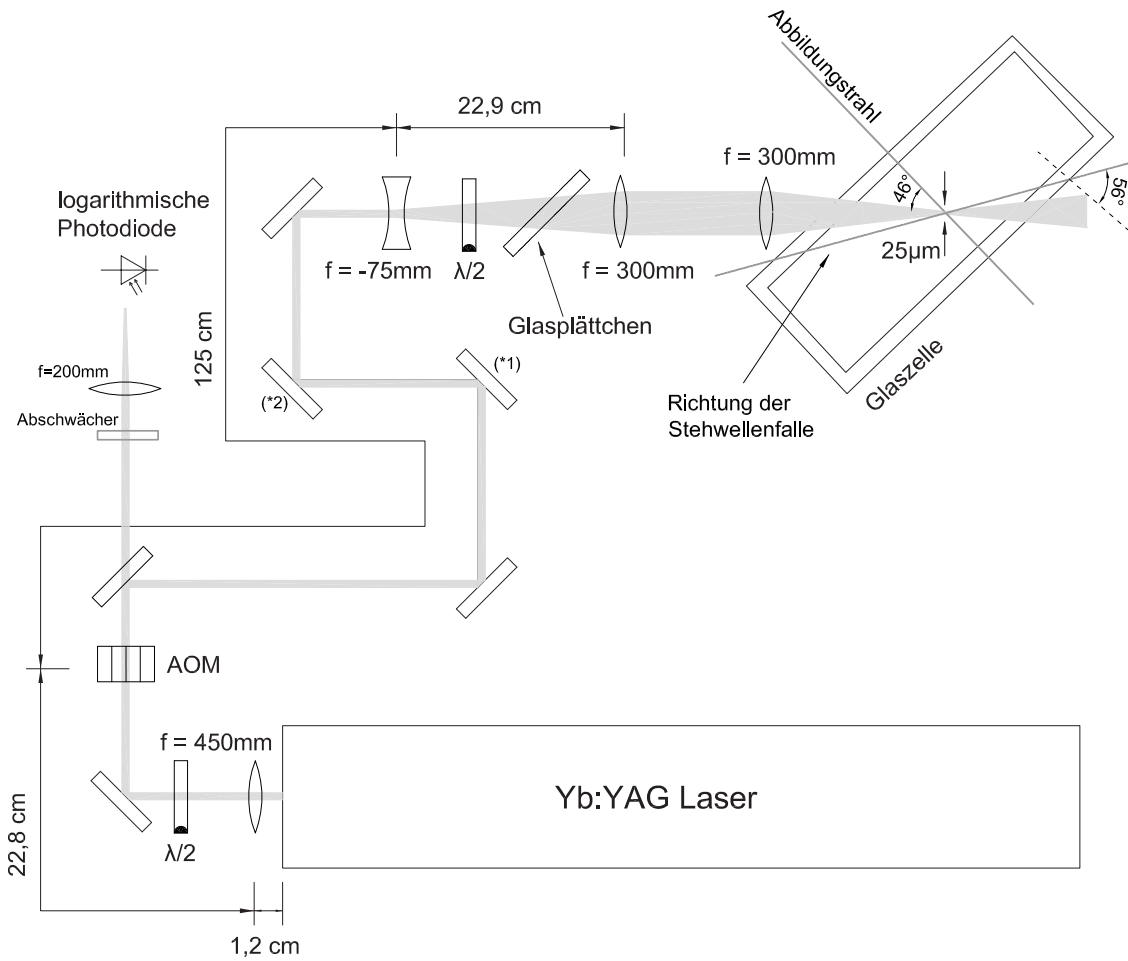
Das Fallenpotential ist nach Gl. 3.1 proportional zur Intensitätsverteilung des Laserstrahls. Ist die thermische Energie der Atome in der Falle viel kleiner als die Falltiefe bzw. befinden sich die Atome nur in der Nähe des Zentrums der Falle, kann das Fallenpotential durch ein harmonisches Oszillatorpotential mit zylindrischer Symmetrie genähert werden,

$$U_{dip} \simeq -\hat{U} \left[ 1 - 2 \left(\frac{r}{\omega_0}\right)^2 - \left(\frac{z}{z_R}\right)^2 \right] \quad (3.5)$$

wobei  $\hat{U}$  die Falltiefe ist. Die Fallenfrequenzen ergeben sich daraus zu



### 3.3 Optische Dipolfalle



**Abb. 3.5:** Aufbau für die fokussierte Dipolfalle

$$\omega_r = \left( \frac{4\hat{U}}{m\omega_0^2} \right)^{1/2} \quad (3.6)$$

in radialer Richtung und

$$\omega_z = \left( \frac{2\hat{U}}{mz_R^2} \right)^{1/2} \quad (3.7)$$

in axialer Richtung.

Aus Gl. 3.6 und 3.7 lässt sich ablesen, dass die Fallenfrequenz in axialer Richtung kleiner ist als in radialer Richtung, da die Strahltaile auf jeden Fall größer als die Wellenlänge des Lasers ist. Damit ergibt sich eine Falle mit zigarrenförmigem Aussehen. Um die Falle in axialer Richtung, d.h. entlang des Laserstrahls entsprechend steif zu machen, muss der Strahldurchmesser am Fokus entsprechend klein gewählt werden. In

### 3 Experimenteller Aufbau

unserem Fall beträgt die Strahltaile  $\sim 25 \mu\text{m}$ , womit sich ein Verhältnis von  $\sim 100$  für die beiden Fallenfrequenzen ergibt. Die maximale Fallentiefe bei einer Laserleistung von 10.5 W beträgt ungefähr  $800 \mu\text{K}$ .

#### Aufbau

Den optische Aufbau für die fokussierte Dipolfalle zeigt Abb. 3.5. Als Laser wird ein 15-W Yb:YAG Laser (ELS, VersaDisk) mit einer Wellenlänge von 1030 nm benutzt.

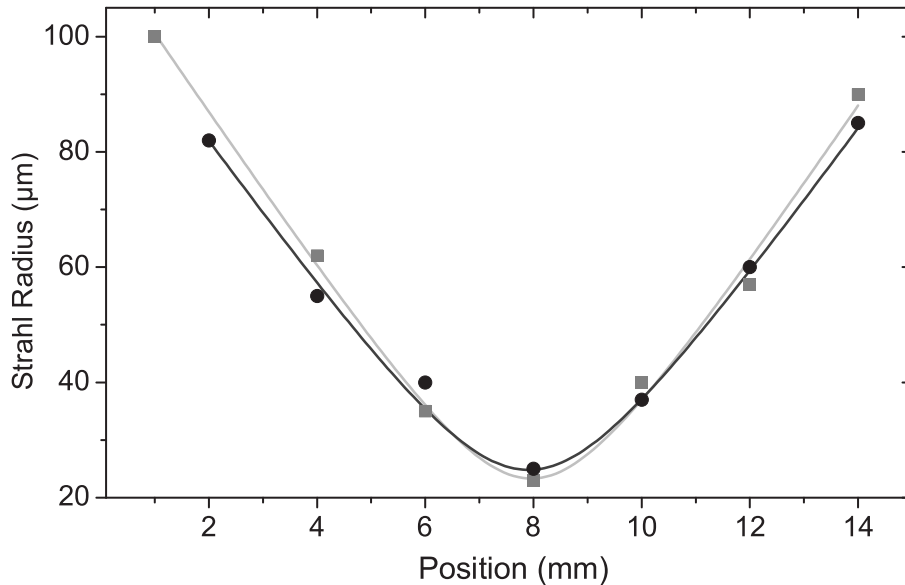
Der Strahl aus dem Laser ist leicht divergent und wird mit der ersten Linse nach dem Laser schwach fokussiert. Der Fokus mit einem Durchmesser von  $\sim 400 \mu\text{m}$  liegt dabei im AOM der zur Intensitätsregelung verwendet wird. Mit einer Zerstreulinse wird der Strahl auf einen Durchmesser von  $\sim 5 \text{mm}$  aufgeweitet und mit einer weiteren Linse kollimiert. Die letzte Linse fokussiert dann den Strahl und erzeugt damit die Dipolfalle. Da der Strahl vor der letzten Linse kollimiert ist, kann durch Verschieben dieser Linse entlang der Strahlrichtung die Position des Fokus verändert werden ohne die Strahltaile selbst zu verändern. Dazu ist die Linse auf einem Verschiebetisch montiert. Zusätzlich ist die Linse auf eine spezielle Halterung montiert, die es erlaubt diese in vertikaler und horizontaler Richtung normal zum Strahl mit Hilfe von Mikrometerschrauben zu bewegen. Damit kann der Fokus, d.h. das Fallenzentrum, in alle Richtungen verschoben werden.

Mit dem  $\lambda/2$ -Wellenplättchen nach dem Laser wird die Polarisation vertikal zur Tischebene eingestellt. Dadurch wird die Reflektion an den Spiegeln sowie die Beugungseffizienz des AOM maximiert. Der mit (\*1) markierte Spiegel lenkt den Strahl nach oben ab und der nächste Spiegel (\*2) richtet den Strahl wieder horizontal aus. Dadurch ergibt sich eine horizontale Polarisation nach diesen Spiegeln. Mit dem letzten  $\lambda/2$ -Wellenplättchen wird die Reflektion am Glasplättchen und an der Glaszelle minimiert, deren Winkel zum Strahl nur wenige Grad vom Brewsterwinkel abweicht.

Um das Strahlprofil zu vermessen und den AOM und unterschiedliche Linsen zu testen wurden alle verwendeten optischen Elemente in einem Testaufbau aufgebaut. Durch Verschieben der letzten Linse wird die Position des Fokus verändert und jeweils in vertikaler und horizontaler Richtung wird der Strahl mit einer Rasierklinge teilweise abgedeckt. Mit einer Photodiode wird die Leistung des teilweise abgedeckten Strahls vermessen. Dazu wird zuerst die volle Leistung des Strahles gemessen. Dann wird der Strahl zu 16% und 84% abgedeckt, indem man die Rasierklinge mit einem Verschiebetisch in den Strahl bewegt. Die Weglänge, die die Rasierklinge verschoben wird um von 84% zu 16% der maximalen Leistung auf der Photodiode zu kommen, ergibt dann genau den Radius  $\omega(z)$  des Strahls.

Dabei wurden folgende Beobachtungen gemacht:

- Bei einer RF-Leistung am AOM, bei der die Leistung des Strahls nach dem AOM mehr als 1% der maximal möglichen Leistung entspricht, erzeugt dieser einen messbaren Astigmatismus im Strahl, d.h. der Fokus in der vertikalen Ebene wandert um ca  $300 \mu\text{m}$ . Die Position des Fokus in der horizontalen Ebene ändert



**Abb. 3.6:** Gezeigt ist der Verlauf des Radius des Strahls in der horizontalen (grau) und vertikalen (schwarz) Ebene. Die Leistung des Laserstrahls beträgt dabei 1% der maximalen Leistung. Die kompakten Linien entsprechen dem Fit der gemessenen Punkte durch Gl. 3.4. Daraus ist ersichtlich, dass der Strahl leicht elliptisch ist. Die Strahltaile betragen  $23.3(5) \mu\text{m}$  in der vertikalen Ebene und  $24.8(5) \mu\text{m}$  in der horizontalen Ebene.

sich aber nicht. Dies kann durch thermische Effekte im AOM-Kristall erklärt werden. Da aber bei niedriger RF-Leistung und damit geringer Strahlintensität in der 1. Ordnung, d.h. letztendlich bei geringer Fallentiefe, dieser Astigmatismus verschwindet, ist keine Korrektur notwendig.

- Weiters wird ein Astigmatismus dadurch erzeugt, dass der fokussierte Strahl in einem Winkel von  $46^\circ$  zur Glasszelle steht. Der Abstand des Fokus in horizontaler und vertikaler Richtung beträgt dadurch 1mm innerhalb der Glasszelle. Um den Astigmatismus zu korrigieren wird ein Glasplättchen in den divergenten Strahl nach der Zerstreulinse gestellt und dadurch der Astigmatismus durch die Glasszelle kompensiert. Das Glasplättchen hat eine Dicke von 3 mm und besteht aus dem gleichen Material wie die Glasszelle. Der nötige Winkel zum Strahl zur Kompensation des Astigmatismus wurde zu  $52^\circ$  berechnet.

Die gemessene Strahltaile im Testaufbau betragen  $23.3(5) \mu\text{m}$  in der vertikalen Ebene und  $24.8(5) \mu\text{m}$  in der horizontalen Ebene (siehe Abb. 3.6). Mit den aus dem Testaufbau gewonnenen Informationen wurde dann der endgültige optische Aufbau für die fokussierte Dipolfalle realisiert (siehe Abb. 3.5).

Zur Intensitätsregelung des Fallenlasers wird die Leistung des durch einen Spiegel transmittierten Lichts mit einer logarithmischen Photodiode gemessen und mit dem

### 3 Experimenteller Aufbau

AOM geregelt. Dies ermöglicht es die Laserleistung über einen Bereich von vier Größenordnungen zu stabilisieren.

#### Fallenfrequenzen

Die genaue Kenntnis der Fallenfrequenzen ist wichtig, da diese letztendlich die Falle charakterisieren und damit zur Bestimmung der einzelnen Parameter der Atomwolke notwendig sind. Um die Fallenfrequenz in radialer und axialer Richtung zu bestimmen wird die gesamte Wolke in eine Richtung ausgelenkt und die Position des Zentrums der Wolke als Funktion der Dauer nach der Auslenkung bestimmt. Die so erhaltene Schwingungsfrequenz entspricht genau der doppelten Fallenfrequenz.

Zur Messung der radialen Fallenfrequenz wird für kurze Zeit in vertikaler Richtung ein Magnetfeldgradient angelegt und damit die Wolke ausgelenkt. Dabei muss darauf geachtet werden, dass bei größer werdender Ausdehnung der Wolke in der Falle bzw. bei geringer Falltiefe die Schwingungsfrequenz abnimmt, da die Näherung zu einem harmonischen Potential in radialer Richtung in diesen Fällen spürbar vom tatsächlichen Potential abweicht. Berücksichtigt man die Korrektur erster Ordnung, so lässt sich die Schwingungsfrequenz  $\omega_D$  schreiben als [Str]

$$\omega_D = \omega_r \left( 1 - \frac{m\omega_z^2 \langle z^2 \rangle}{\hat{U}} \right) \quad (3.8)$$

wobei  $\langle z^2 \rangle$  der mittlere quadratische Radius in axialer Richtung ist.

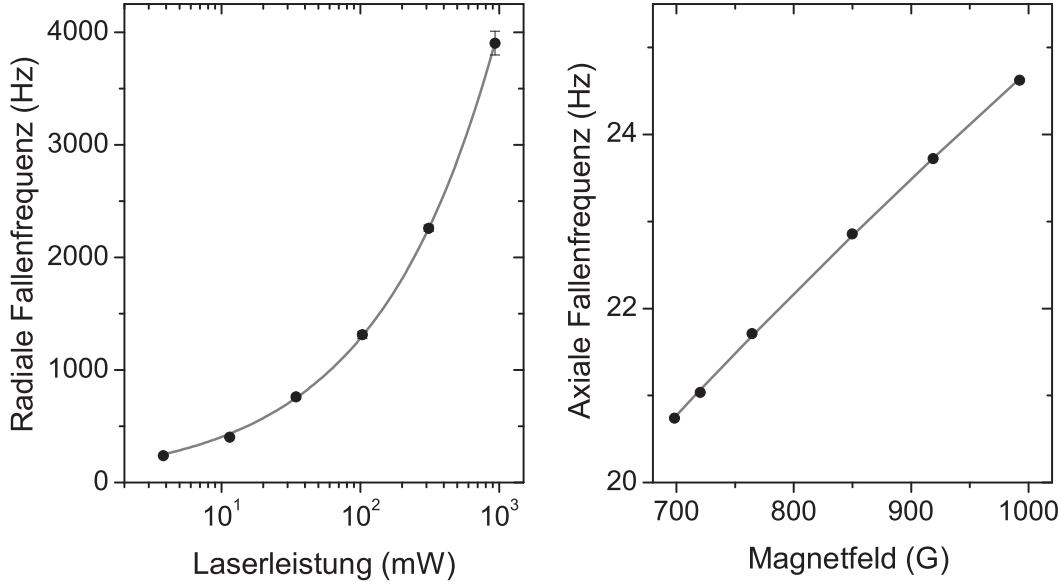
Die radiale Fallenfrequenz als Funktion der Leistung  $P$  des Lasers ergibt sich aus der Messung zu

$$\omega_r/2\pi = 128\text{Hz} (P/\text{mW})^{1/2} \quad (3.9)$$

Damit erhält man eine Strahltaile von  $24.3(8) \mu\text{m}$  (Gl. 3.6) in Übereinstimmung mit dem beim Testaufbau gemessenen Wert.

Wie schon in Kapitel 3.1 erwähnt ist bei niedriger Leistung des Fallenlasers das Fallenpotential in axialer Richtung nicht mehr nur durch die Dipolfalle bestimmt, sondern die Krümmung des Magnetfeldes, welches durch die Fesbachspulen erzeugt wird, liefert einen zusätzlichen Beitrag zum Fallenpotential. Dieser Beitrag ist abhängig von der Stärke des Magnetfeldes  $B$  und die Fallenfrequenz in axialer Richtung ist damit ebenfalls abhängig vom Magnetfeld. Unterhalb einer Laserleistung von  $\sim 50 \text{mW}$  ist das Fallenpotential in axialer Richtung hauptsächlich magnetisch mit einer perfekt harmonischen Form. Für das Fallenpotential in radiale Richtung ist der Beitrag durch die Krümmung des Magnetfeldes vernachlässigbar.

Zur Auslenkung der Wolke in axialer Richtung wird diese mit einem Magnetfeldgradienten so weit angehoben, bis eine Hälfte der Wolke in axialer Richtung aus der Falle ausgekippt wird, da die Falle leicht geneigt ist. Übrig bleibt dann eine Atomwolke, deren Mittelpunkt vom Fallenzentrum verschoben ist und die damit in axialer



**Abb. 3.7:** Der linke Graph zeigt die radiale Fallenfrequenz als Funktion der Leistung des Fallenlasers. Die kompakte Linie ist ein Fit der gemessenen Fallenfrequenzen unter Berücksichtigung von Gl. 3.8 entsprechend Gl. 3.9. Der rechte Graph zeigt die Abhängigkeit der axialen Fallenfrequenz vom Magnetfeld der Feshbachspulen bei einer Laserleistung von 34 mW. Die kompakte Linie zeigt den Fit der gemessenen Werte entsprechend Gl. 3.10.

Richtung zu schwingen beginnt. Für eine Laserleistung von  $P = 34$  mW wurde so die axiale Fallenfrequenz bestimmt zu

$$\omega_z/2\pi = (601B/\text{kG} + 0.3P/\text{mW})^{1/2} \text{ Hz} \quad (3.10)$$

wobei hier der magnetische Anteil des Fallenpotentials schon deutlich überwiegt. Im Vergleich dazu ergibt Gl. 3.7, wenn man für  $\omega_0$  den Wert aus der Messung der radialen Fallenfrequenz einsetzt, zusammen mit dem Magnetfeldbeitrag eine axiale Fallenfrequenz von

$$\omega_z/2\pi = (601B/\text{kG} + 1.48P/\text{mW})^{1/2} \text{ Hz} \quad (3.11)$$

Für eine Laserleistung von  $P = 34$  mW und einer typischen Magnetfeldstärke von 760 G beträgt der Unterschied der Fallenfrequenzen aus Gl. 3.10 und Gl. 3.11 4%. Für höhere Laserleistung ( $>150$  mW) ist diese Abweichung deutlich größer und die axiale Fallenfrequenz wird dort besser durch Gl. 3.11 beschrieben. Die Abweichung der direkt gemessenen Fallenfrequenz kann durch eine nicht perfekte Überlagerung der optischen mit der magnetischen Falle und Abweichungen vom idealen Gaussischen Strahlprofil des Laserstrahls erklärt werden.

### 3 Experimenteller Aufbau

Für die hochangeregten Moleküle sind die externen Kräfte durch den Magnetfeldgradienten<sup>1</sup> und die optische Dipolkraft doppelt so groß wie für die einzelnen Atome. Damit ist die Falltiefe für die Moleküle doppelt so groß wie für Atome. Da die Moleküle aber auch die doppelte Masse besitzen sind die Fallenfrequenzen die gleichen.

---

<sup>1</sup>Für die Kraft auf die Moleküle durch den Magnetfeldgradienten gilt dies nur für Magnetfelder  $B > 650$  G (siehe Abb. 2.9)

# 4 Absorptionsabbildung

Bei dieser Methode wird die Atomwolke mit einem resonanten Laserstrahl (Probestrahl) beleuchtet und der Schatten, den die Atome durch Absorption des Lichtes werfen, mit einer CCD Kamera abgebildet. Aus den so gewonnen Bildern kann direkt die Dichteverteilung der Wolke bestimmt werden. Genauer gesagt wird eigentlich die Spaltendichte bestimmt. Die Auswertung der Dichteverteilung liefert wiederum Informationen über die Eigenschaften des Gases (siehe Kapitel 2.2).

Die Intensität des Laserstrahles nach Absorption durch die Atome wird im Allgemeinen durch

$$I(x, y) = I_0(x, y) \exp(-\sigma \int dz n(x, y, z)) \quad (4.1)$$

beschrieben, wobei  $I_0$  die Intensität ohne Absorption ist,  $\sigma$  der Absorptionsquerschnitt,  $n(x, y, z)$  die Teilchendichte und  $\tilde{n}(x, y) = \int dz n(x, y, z)$  als Spaltendichte bezeichnet wird. Die Richtung des Laserstrahls ist als z-Achse festgelegt. Daraus ergibt sich die Spaltendichte zu

$$\tilde{n}(x, y) = -\frac{1}{\sigma} \ln \frac{I}{I_0} \quad (4.2)$$

mit dem Streuquerschnitt für ein 2-Niveau-System und resonantes Licht.

$$\sigma = \frac{3\lambda^2}{2\pi} \quad (4.3)$$

## 4.1 Probestrahl

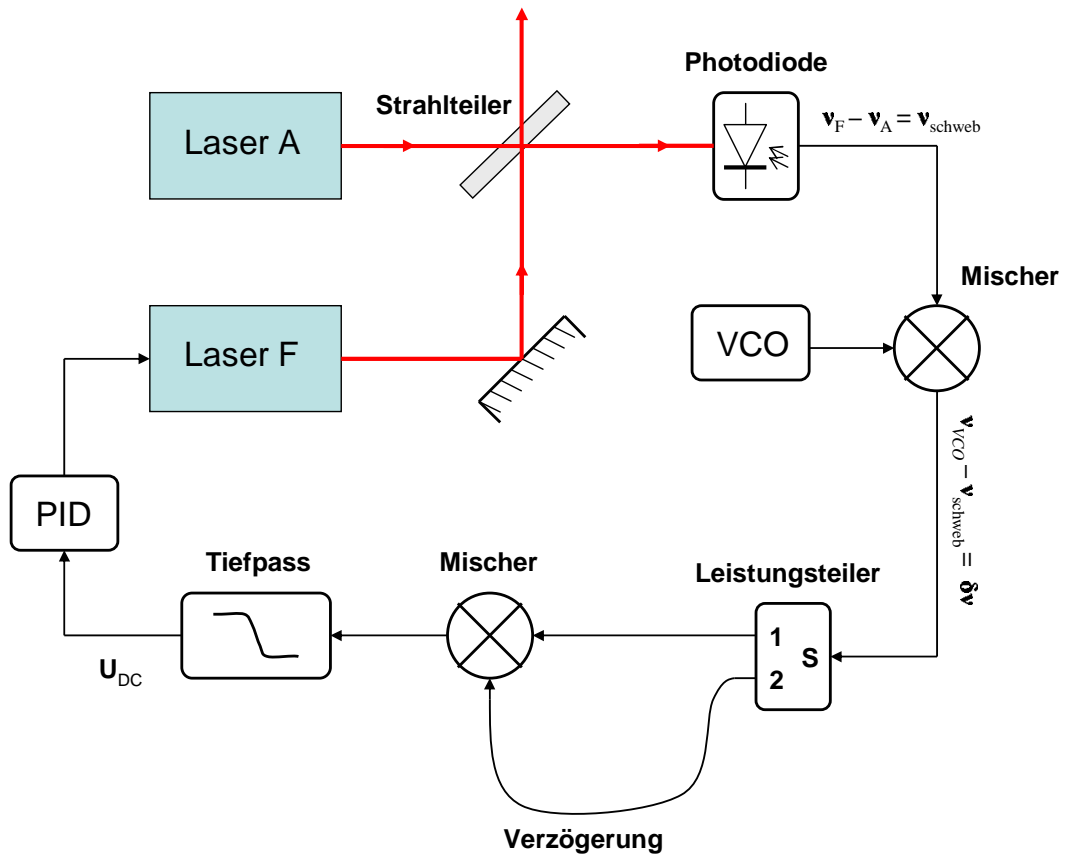
Zur Abbildung der Atome im Magnetfeld wird der

$$|2S_{1/2}, m_j = -1/2, m_I = 1\rangle \rightarrow |2P_{3/2}, m_j = -3/2, m_I = 1\rangle$$

bzw. der

$$|2S_{1/2}, m_j = -1/2, m_I = 0\rangle \rightarrow |2P_{3/2}, m_j = -3/2, m_I = 0\rangle$$

Übergang benutzt um entsprechend Zustand  $|1\rangle$  bzw.  $|2\rangle$  abzubilden. Für diese Übergänge ist jeweils  $\sigma^-$  Polarisation notwendig. Im hohen Magnetfeld ändern sich die Übergangsfrequenzen mit  $-\mu_B/h = -1.4 \text{ MHz/G}$  aufgrund des Zeemaneffektes, da das magnetische Moment der Zustände ein bzw. zwei  $\mu_B$  beträgt.



**Abb. 4.1:** Schema der Frequenzoffsetregelung für den Probestrahl

Zur Abbildung der Atome ist es notwendig, dass der Laserstrahl resonant mit einem der Übergänge der Atome ist. Legt man nun aber ein Magnetfeld an (um die Wechselwirkung zwischen den Atomen einzustellen), so muss entsprechend auch die Frequenz des Probestrahls verändert werden, damit eine Abbildung auch bei angelegtem Magnetfeld möglich ist. Neben dem Vorteil, dass die Atome direkt bei angelegtem Magnetfeld abgebildet werden können und damit keine weiteren Magnetfeldrampen zur Abbildung notwendig sind, ist es auch möglich die Zustände abhängig von ihrem magnetischen Moment abzubilden. Es lässt sich damit z.B. das Spingemisch untersuchen, da die beiden Zustände wegen des unterschiedlichen Kernspins im Magnetfeld aufspalten.

Zur Abbildung ist damit ein Probestrahl notwendig, der über einen weiten Frequenzbereich ( $\pm 2$  GHz) verstimmbar sein kann. Dies wird durch einen zusätzlichen Laser ermöglicht, dessen Frequenz mittels Frequenzoffsetregelung [Sch98] auf den Referenzlaser stabilisiert wird.



### Frequenzoffsetregelung

In Abb. 4.1 ist das Prinzip der Frequenzoffsetregelung dargestellt (siehe Anhang für einen Schaltplan der Frequenzoffsetregelung). Der Referenzlaser (Laser A) wird dabei mit dem Probestrahl (Laser F, gitterstabilisierter Diodenlaser) an einem Strahlteiler überlagert und deren Schwebungssignal an einer Photodiode detektiert. Das so erhaltene Signal mit der Frequenz  $\nu_{schweb} = \nu_F - \nu_A$  wird zuerst verstärkt und dann an einem Mischer mit dem Ausgangssignal eines VCO überlagert<sup>1</sup>. Das Signal am Ausgang des Mixers hat dann die Frequenz  $\delta\nu = \nu_{vco} - \nu_{schweb}$ . Dieses Signal wird an einem Leistungsteiler in zwei gleiche Teile geteilt. Einer der Teile geht über ein Verzögerungsstrecke von ca 3 m bevor diese an einem Mischer wieder zusammengeführt werden. Das ergibt ein DC Signal (Fehlersignal)

$$U_{DC} \propto \cos\left(2\pi \frac{\delta\nu}{c_n} \Delta x\right) \quad (4.4)$$

dessen Amplitude von der Frequenz  $\delta\nu$  und der Länge der Verzögerungsstrecke  $\Delta x$  abhängt (Abb. 4.2) und ein Signal mit einer Frequenz von  $2 \times \delta\nu$ , welches an dem darauf folgenden Tiefpass weggefiltert wird.

In Abb. 4.2 ist das DC Signal als Funktion der Schwebungsfrequenz  $\nu_{schweb}$  dargestellt. Dabei wird die Frequenz des Probelasers über mehrere hundert MHz verstimmt. Die Einhüllende des Fehlersignals kommt durch die limitierte Bandbreite der verwendeten RF-Bauteile und das Frequenzverhalten der Photodiode zustande.

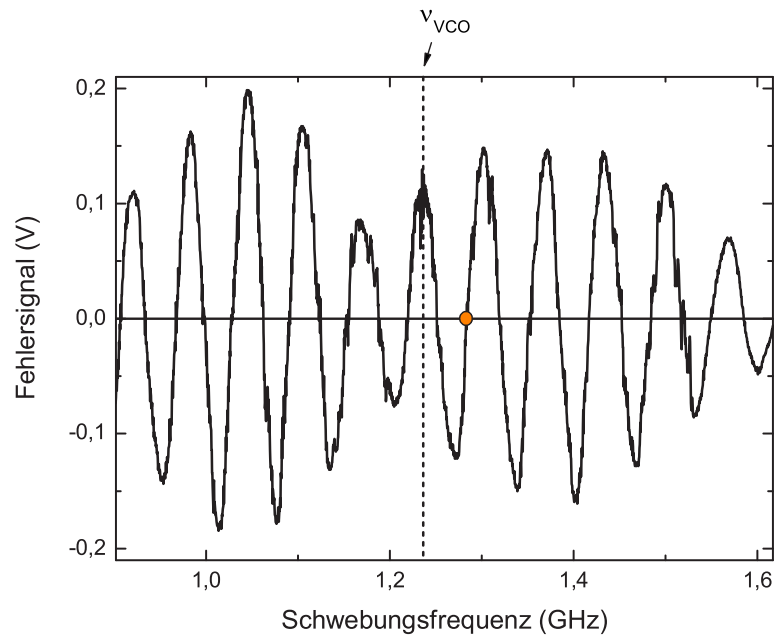
Dieses Fehlersignal liegt an einem PID Regler an, dessen Integratorausgang über einen Hochvoltverstärker am Piezoelement des gitterstabilisierten Probelasers (Littrowanordnung) anliegt (Regelbandbreite  $\sim 1$  kHz). Weiters liegt ein Proportionalanteil direkt am Modulationseingang des Laserstromtreibers an, was für eine schnelle Regelung sorgt (Regelbandbreite  $\sim 100$  kHz). Die gemessene Langzeitstabilität der Schwebungsfrequenz beträgt  $< 30$  kHz. Unterschiedliche Schwebungsfrequenzen zwischen den Lasern lassen sich nun durch Änderung der VCO Frequenz realisieren, da die Regelung die Differenzfrequenz  $\delta\nu$  zwischen Schwebungssignal und VCO-Signal konstant hält. So lassen sich durchstimmbare Schwebungsfrequenzen von  $\pm 2$  GHz erzeugen. Die Frequenz des VCO wird dabei durch einen Analogausgang des Steuercomputers eingestellt. Dabei muss darauf geachtet werden, dass der Laser nach Frequenzsprüngen, die über den Einfangbereich hinausgehen, neu gelockt werden muss.

### Optischer Aufbau

Der optische Aufbau für den Probestrahl erzeugt das nötige Schwebungssignal für die Regelung und ermöglicht ein schnelles Schalten des Probestrahls für die Absorptionsabbildung.

<sup>1</sup>Bei der Schwebung zweier Signale treten außer der Differenzfrequenz noch die Summenfrequenz auf. Diese sind meistens so hoch, dass sie außerhalb der Bandbreite der verwendeten Bauteile liegen und damit vernachlässigt werden können.

#### 4 Absorptionsabbildung



**Abb. 4.2:** Fehlersignal als Funktion der Schwebungsfrequenz zwischen den Lasern. Der Punkt zeigt die Flanke, die typischerweise zur Regelung verwendet wird. Die strichlierte Linie kennzeichnet die Frequenz des VCO. Der Abstand der einzelnen Flanken beträgt  $\Delta\nu_{Flanke} = 65\text{MHz}$ . Der Eingangsbereich beträgt  $\pm\Delta\nu_{Flanke}/2$  und kann durch Verkürzen der Verzögerungsstrecke vergrößert werden.

Der Strahlradius des Probelasers (Laser F) wird mittels zweier Linsen vergrößert. Damit wird nicht nur die Überlagerung der beiden Strahlen und damit das Schwebungssignal verbessert, sondern auch die Einkopplung des Probestrahls in die Faser erhöht. An einem Strahlteiler wird der Referenzstrahl (Laser A) mit dem Probestrahl überlagert. Das Schwebungssignal dieser Laser wird auf einer Photodiode detektiert. Der durch den Strahlteiler transmittierte Teil des Probelasers wird durch eine AOM fokussiert. Dieser wird zum schnellen Ein- und Ausschalten des Strahls benutzt. Nach dem ersten Durchlauf durch den AOM werden an der folgenden Blende alle Strahlen bis auf die -1. Ordnung ausgeblendet. Die -1. Ordnung wird dann an mit einer Linse kollimiert und an einem Spiegel zurückreflektiert, so dass der reflektierte Strahl denselben Weg durch den AOM nimmt wie der eingehende Strahl. Es ist wichtig, dass der Strahl kollimiert ist, wenn er reflektiert wird, damit der Fokus des reflektierten Strahls wieder im AOM liegt. Das  $\lambda/4$ -Wellenplättchen wird bei dieser Konfiguration zweimal vom Strahl durchlaufen und dessen Polarisation damit um  $90^\circ$  gedreht, so dass der reflektierte Strahl am polarisierenden Strahlteiler (PBS) beim zweiten Durchlauf transmittiert wird.

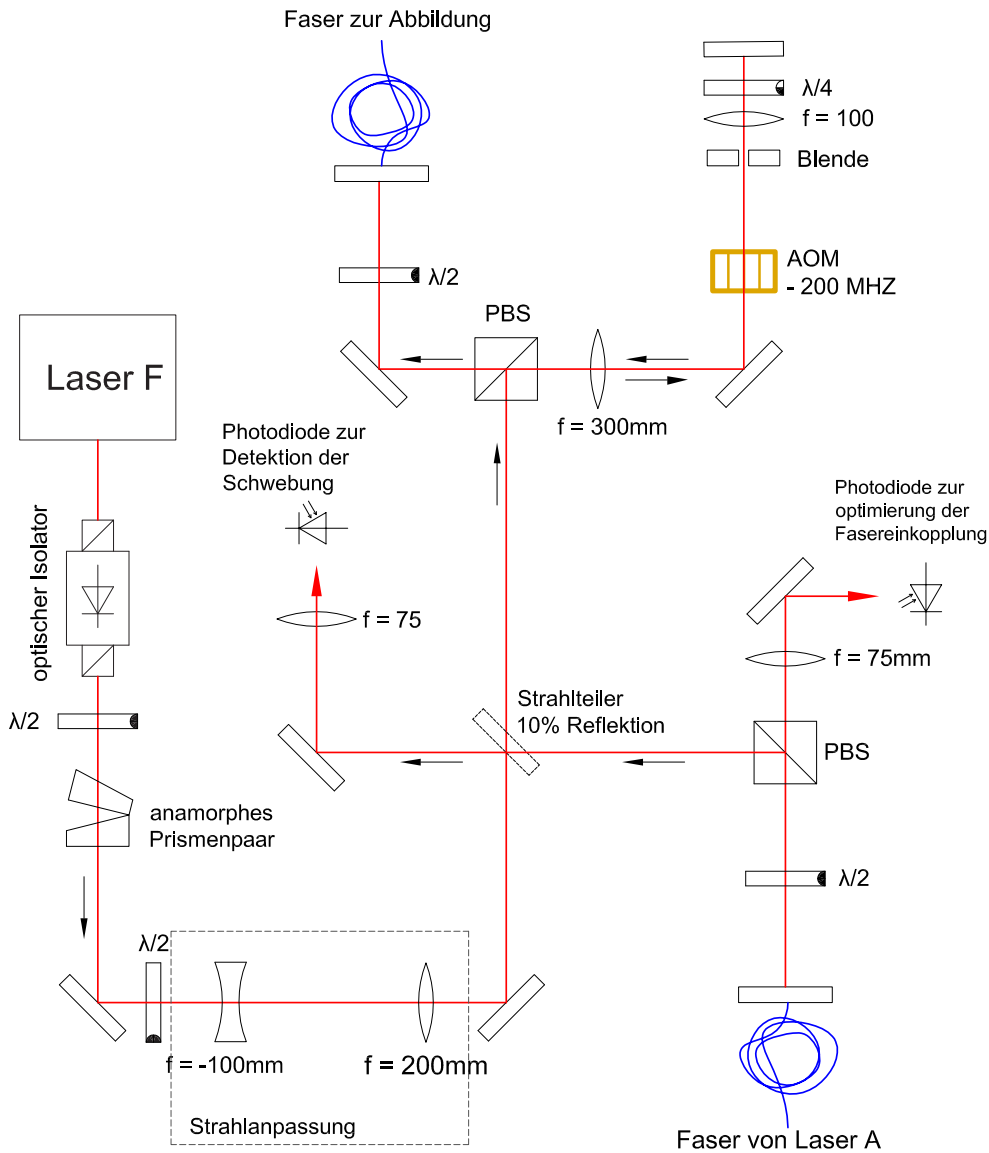


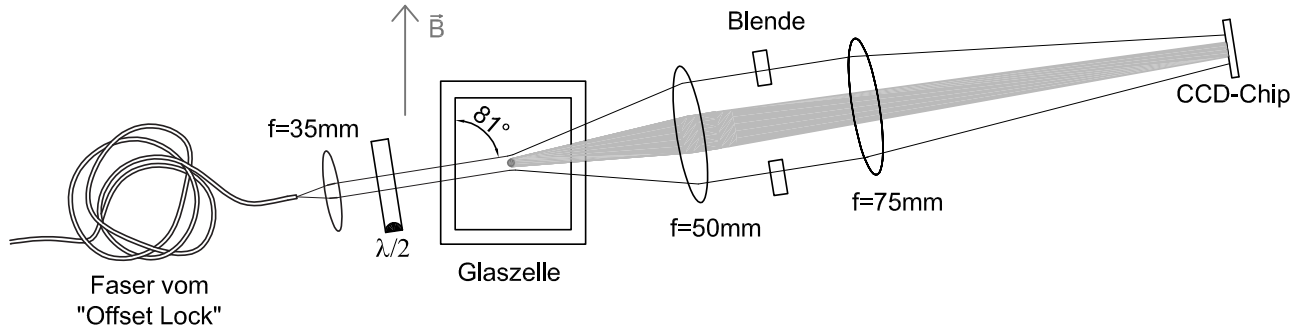
Abb. 4.3: optischer Aufbau zur Frequenzoffsetregelung

## 4.2 Bestimmung der Dichteverteilung

### Bildverarbeitung

Im Experiment steht der Probestrahl in einem Winkel von  $\alpha = 81^\circ$  zum Magnetfeld und damit zur Quantisierungsachse. Die Polarisation steht dabei normal zum Magnetfeld (Abb. 4.4). Dies muss bei der Bestimmung der Dichteverteilung berücksichtigt werden und Gl. 4.1 muss entsprechend modifiziert werden [Geh03a] zu

#### 4 Absorptionsabbildung



**Abb. 4.4:** optischer Aufbau für die Absorptionsabbildung: Der Probestrahl wird zuerst mit dem  $\lambda/2$ -Wellenplättchen normal zum Magnetfeld polarisiert. Ein Objektiv mit einer Vergrößerung von 1.5 bildet den Schatten ab, den die Atome auf den CCD-Chip werfen.

$$I = I_0 \left[ \frac{1}{2\zeta} (e^{-\sigma\tilde{n}\zeta} - 1) + 1 \right] \quad (4.5)$$

wobei  $\zeta = (1 + \cos^2 \alpha)/2$ . Für die Auswertung wurde diese Formel zu

$$I = I_0 e^{-\sigma\tilde{n}/2} \quad (4.6)$$

vereinfacht, wobei der systematische Fehler für typische Parameter von  $I/I_0 > 0.5$  bei weniger als einem Prozent liegt.

Mit der CCD Kamera wird nun die räumliche Verteilung der Intensität des Probestrahls nach dem Durchlaufen der Atomwolke gemessen.

$$I_{abs}(x, y) = I_0(x, y) e^{-\sigma\tilde{n}(x, y)/2} + B(x, y) \quad (4.7)$$

Diese setzt sich aus folgenden Teilen zusammen:

- Dem Intensitätsprofil vor dem Durchlaufen der Atomwolke  $I_0(x, y)$ . Der Probestrahl hat eine Gaußsche Intensitätsverteilung, wobei der Strahldurchmesser  $\sim 7.6$  mm beträgt und somit wesentlich größer ist als die maximale Ausdehnung der Wolke in der Dipolfalle von 2 mm.
- Der Verringerung der Intensität des Lichtes durch die Atome entsprechend dem Absorptionsgesetz.
- Der letzte Teil  $B(x, y)$  berücksichtigt Hintergrund-Licht, welches nicht vom Probestrahl kommt.

Um aus einem Absorptionsbild die Dichteverteilung bestimmen zu können ist es also nötig die Intensitätsverteilung des Probestrahls ohne Atomwolke aufzunehmen (Divisionbild). Dies geschieht 1.1 s nach dem eigentlichen Absorptionsbild. Weiters wird ein

## 4.2 Bestimmung der Dichteverteilung

Hintergrundbild ( $B(x,y)$ ) ohne Probestrahl von beiden Bildern abgezogen. Aus diesen Bildern kann nun die Spaltendichte bestimmt werden.

$$\sigma \tilde{n}(x, y) = -2 \left[ \ln \frac{I_{abs}(x, y) - B(x, y)}{I_0} \right] \quad (4.8)$$

Um die absolute Spaltendichte zu erhalten kann man nun direkt den Streuquerschnitt einsetzen (Gl. 4.3). Eine weitere Möglichkeit die absolute Spaltendichte zu bestimmen berücksichtigt, dass das Integral über die Spaltendichte die Teilchenzahl ergibt.

$$\int dx dy \tilde{n}(x, y) = N \quad (4.9)$$

Dazu ist die Teilchenzahl nötig, die aber mittels Fluoreszenzmessung mit Hilfe einer kalibrierten Photodiode bestimmt werden kann. Im Experiment hat sich gezeigt, dass die zweite Methode zur Bestimmung der absoluten Spaltendichte in unserem Fall besser funktioniert.

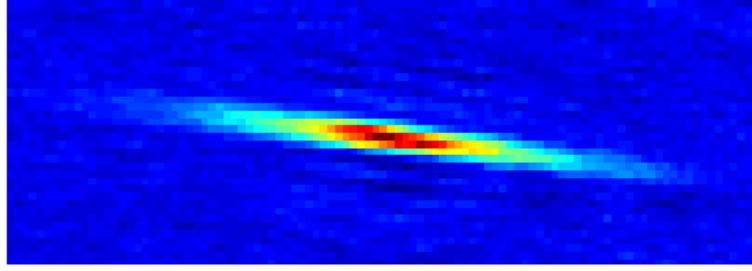
Zur Bestimmung des axialen Dichteprofiles wird das Absorptionsbild in vertikaler Richtung aufintegriert. Dabei müssen die Winkel zwischen Wolke und Abbildungsstrahl berücksichtigt werden. Diese führen zu einer Verringerung der Größe des aufintegrierten Absorptionsbildes relativ zur tatsächlichen axialen Ausdehnung der Wolke um den Faktor  $1/\sin(\beta)$ . Wobei  $\beta = 46^\circ$  der Winkel zwischen dem fokussierten Strahl der Dipolfalle und dem Abbildungsstrahl in der horizontalen Ebene ist (siehe Abb. 4.4). Der Winkel in der vertikalen Ebene zwischen den beiden Strahlen (Abb. 4.5) spielt durch die Integration des Absorptionsbildes in vertikaler Richtung keine Rolle.

Um die Atomwolke abzubilden, wird der Probestrahl für  $15 \mu s$  angeschalten. Dies geschieht mit Hilfe eines AOM den der Probestrahl im Doppelpass durchläuft (Abb. 4.3). Die Leistung des Probestrahl beträgt dabei  $0.3 \text{ mW}$ , was einer Intensität am Ort der Atome von  $0.7 \text{ mW/cm}^2$  entspricht.

Wenn Photonen von den Atomen gestreut werden, kommt es zu einem Impulsübertrag auf die Atome. Dies führt dazu, dass die Atomwolke durch den Probestrahl ausgeschmiert wird. Ein Atom, das in der Belichtungszeit  $\Delta t$  die Anzahl von  $N_p$  Photonen streut, verändert im Mittel seine Position um  $\sqrt{N_p/3} v_{rec} \Delta t$ . In unserem Fall ergibt sich mit einer Rückstoßgeschwindigkeit  $v_{rec} = \hbar k/m = 0.1 \text{ m/s}$  und einer Photonenstreurrate von  $6 \times 10^5 \frac{\text{Photonen}}{\text{sec}}$  (Gl. 4.11) eine mittlere Verschiebung der Position von  $3 \mu\text{m}$ .

Die erforderliche Länge der Belichtungszeit hängt von der Quanteneffizienz der CCD-Kamera ab. Eine hohe Quanteneffizienz reduziert die Anzahl der benötigten Photonen für ein kontrastreiches Bild und somit die Pulsdauer. Die hier eingesetzte Kamera (Hersteller Fa. Theta System; Typ: 1/p18 SIS) besitzt eine Quanteneffizienz von ca. 14% bei einer Wellenlänge von  $671 \text{ nm}$ .

## 4 Absorption.



**Abb. 4.5:** typisches in-situ Bild: Die Ausdehnung der Wolke in horizontaler Richtung beträgt 0.5 mm.

Ein weiteres Limit für das Auflösungsvermögen entsteht durch die Beugung des Strahls an der Blende zwischen den Linsen (Abb. 4.4). Der maximale Durchmesser der Blende beträgt  $D=12$  mm, woraus sich eine Auflösungsgrenze  $l_{min} = 1.22 \frac{f\lambda}{D} = 3.4 \mu\text{m}$  ergibt. Dieser Wert ist geringer als die Auflösung des Abbildungssystem von  $\sim 10 \mu\text{m}$ , die im wesentlichen durch die Größe der Pixel des CCD-Chip bestimmt wird.

In Abb. 4.5 ist ein typisches in-situ Absorptionbild, d.h. bei angeschaltener Falle, dargestellt. Die Ausdehnung der Wolke in horizontaler Richtung beträgt dabei ungefähr 0.5 mm. In vertikaler Richtung beträgt die Größe der Wolke jedoch nur wenige Pixel und kann damit nur schlecht aufgelöst werden. "Time-Of-Flight" Bilder, bei denen die Wolke nach unterschiedlichen Zeiten der Expansion abgebildet werden, würden zu einer größeren Wolke führen. Wegen der zusätzlichen magnetischen Falle in axialer Richtung können die Atome aber nicht frei expandieren, was eine quantitative Analyse dieser Bilder schwierig macht.

### Fluoreszenzmessung

Bei der Fluoreszenzmessung werden die Atome mit resonantem Licht angeregt und deren Fluoreszenz mit einer Photodiode detektiert. Im Experiment wird diese Methode genutzt um die Teilchenzahl mittels einer kalibrierten Photodiode zu bestimmen. Dabei werden die von den Atomen in Richtung der Photodiode gestreuten Photonen über eine Linse mittels der Photodiode detektiert. Die gemessene Leistung ist proportional zur Anzahl der detektierten Photonen  $N_p = \frac{P}{h\nu}$ , woraus die Teilchenzahl bestimmt werden kann. Die Anzahl der in der Dauer  $\Delta t$  aus dem Raumwinkel  $\omega$  detektierten Photonen beträgt.

$$N_p = \gamma \Omega \Delta t N \quad (4.10)$$

Bei bekannten Parametern  $\Omega$ ,  $\Delta t$  und der Photonenstreureate  $\gamma$

$$\gamma = \frac{\Gamma}{2} \frac{I/I_S}{1 + I/I_S + (\frac{2\delta}{\Gamma})^2} \quad (4.11)$$

mit  $\Gamma$  der natürlichen Linienbreite,  $I_S$  der Sättigungsintensität und  $\delta$  der Verstimm-

mung zur Resonanzfrequenz kann mittels Gl. 4.10 die Atomanzahl bestimmt werden. Dazu werden die Atome wieder in der MOT gefangen und die Fluoreszenz gemessen. Da das Fallenvolumen der MOT größer ist als das der Dipolfalle, können die Atome ohne Verlust in die MOT zurücktransferiert werden. In unserem Fall hängt die Atomanzahl mit der an der Photodiode gemessenen Spannung über

$$N = 2.85 \times 10^7 \text{ Atome/V} \quad (4.12)$$

zusammen mit einem relativen Fehler der Atomanzahl von  $\pm 50\%$  [Joc04].

### 4.3 Abbildung von Molekülen

Die Abbildung der Moleküle gestaltet sich üblicherweise etwas schwieriger als die Abbildung von Atomen. Eine Möglichkeit ist es die Moleküle zuerst zu dissoziieren und die resultierenden Atome abzubilden. Die Dissoziation der Moleküle kann entweder durch Ändern des Magnetfeldes über die Feshbach-Resonanz oder einen RF Puls realisiert werden. In beiden Fällen muss darauf geachtet werden, dass sich die anfängliche räumliche Verteilung der Moleküle nicht ändert.

In unserem Fall kommt uns allerdings die große räumliche Ausdehnung und die geringe Bindungsenergie der Moleküle in der Nähe der Feshbach-Resonanz zu Hilfe. Die Moleküle lassen sich dort mit dem für Atome resonanten Licht abbilden, solange die Verschiebung der Übergangsfrequenz durch das Wechselwirkungspotential relativ zur atomaren Übergangsfrequenz kleiner als die Linienbreite des Übergangs von 5.9MHz ist [Zwi03]. Die Verschiebung des Grundzustands ist durch die Bindungsenergie gegeben und beträgt nur einige zehn kHz. Den größten Teil der Änderung der Übergangsfrequenz macht die Verschiebung des angeregten Zustandes aus, da dort das Wechselwirkungspotential durch Dipolwechselwirkung  $C_3/R^3$  gegeben ist und damit eine größere Reichweite als das Van der Waals Potential  $C_6/R^6$  im Grundzustand hat. Das langreichweitige Potential des angeregten Zustandes ist durch

$$V_e(R) = f\hbar\Gamma_A \left( \frac{\lambda_A}{2\pi R} \right)^3 \quad (4.13)$$

gegeben, wobei  $\lambda_A, \Gamma_A$  die Wellenlänge bzw. die Linienbreite des atomaren Übergangs ist,  $f$  ein dimensionsloser Faktor von der Größenordnung eins und  $R$  den Abstand zwischen den Atomen bezeichnet.

Vergleicht man die Verschiebung des Übergangs durch das Wechselwirkungspotential mit der Linienbreite, so erhält man eine Abschätzung für den Abstand der Atome und somit für die Größe der Moleküle, bei der die Anregung mit für Atome resonantem Licht noch funktioniert von  $R \simeq 100 \text{ nm}$ . Aus der Größe der Moleküle, die von der Größenordnung der Streulänge ist, erhält man daraus ein Magnetfeld von  $\sim 700 \text{ G}$ .

#### *4 Absorptionsabbildung*

Experimentell zeigt sich, dass unterhalb von diesem Magnetfeld die Anzahl der abgebildeten Moleküle schlechter wird.



# 5 Ablauf des Experiments und Messergebnisse

In diesem Kapitel wird zuerst der experimentelle Ablauf bis hin zu einem Bose-Einstein-Kondensat aus Molekülen beschrieben. Dieses Kondensat dient dann im Weiteren als Ausgangspunkt zur Untersuchung des BEC-BCS Übergangsbereichs. Dazu wurde gemessen wie sich die Ausdehnung der Wolke, kollektive Anregungen und die Paarbildungsenergie abhängig von der Wechselwirkung bzw. von der Stärke der Kopplung verhält.

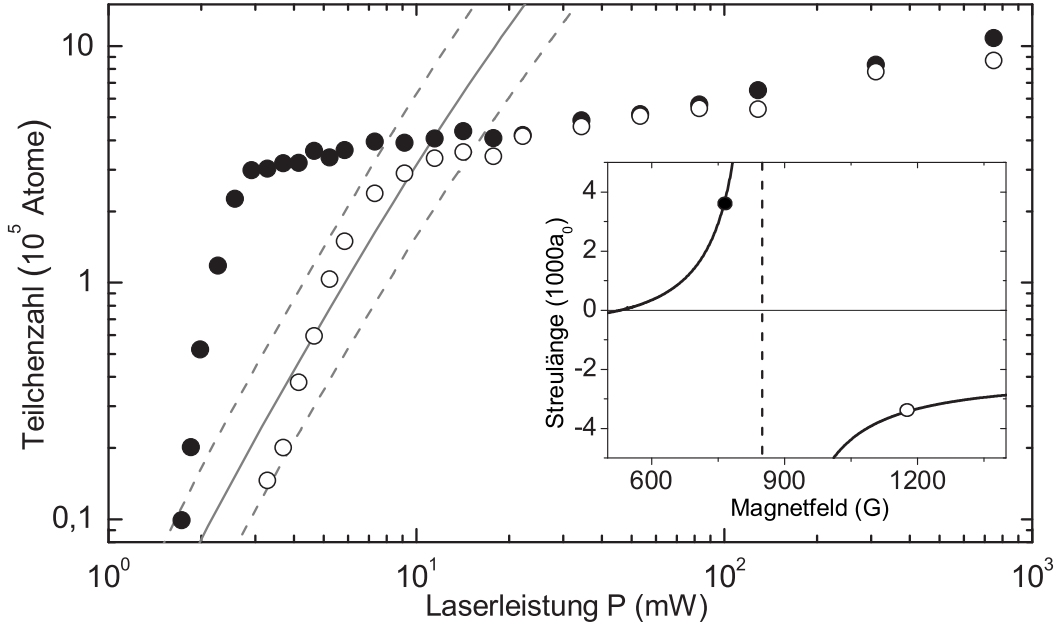
Die Messergebnisse, die in diesem Kapitel behandelt werden, sind in folgenden Artikeln publiziert worden [Joc03a, Bar04c, Bar04b, Chi04a]. Außerdem ist in [Joc04] das molekulare BEC sowie die Untersuchung des Übergangsbereichs in [Bar04a] ausführlich beschrieben.

## 5.1 Realisierung eines BEC aus Molekülen

Ausgangspunkt für die Untersuchung des Übergangsbereichs ist ein BEC aus hochangeregten Lithiummolekülen. In diesem Kapitel wird der experimentelle Ablauf bis zur Erzeugung des BEC dargestellt.

Der experimentelle Ablauf beginnt mit dem Laden der MOT. Die Atome aus dem durch einen Ofen erzeugten Atomstrahl werden dazu zuerst in einem Zeemanabbremsler von anfänglich  $\sim 600$  m/s auf wenige 10 m/s abgebremst. Um möglichst viele Atome aus dem abgebremsten Atomstrahl einzufangen beträgt die Verstimmung der MOT-Laser ungefähr 4 Linienbreiten. Die typische Laderate für die MOT beträgt  $6 \times 10^6$  Atome/sec. Während dieser Zeit ist die Stehwellenfalle bereits bei maximaler Falltiefe eingeschaltet. Um möglichst viele Atome aus der MOT in die Stehwellenfalle zu transferieren ist ein möglichst großer räumlicher Überlapp der beiden Fallen nötig. Um das zu erreichen wird die Atomwolke in der MOT durch Verringern der Verstimmung auf die halbe Linienbreite und durch Anlegen eines zusätzlichen magnetischen Gradientenfeldes komprimiert. Dadurch ist es möglich ungefähr 15% der Atome in die Stehwellenfalle zu transferieren. Nach der Kompression der Atomwolke werden die MOT-Strahlen über eine exponentielle Rampe mit Hilfe der EOMs abgeschaltet. Die Rampe für den Rückpumperstrahl wird dabei kurz vor dem Kühlerstrahl begonnen, wodurch alle Atome in den  $F = 1/2$  Grundzustand gepumpt werden. Als nächstes wird die fokussierte Dipolfalle mit einer exponentiellen Rampe eingeschalt-

## 5 Ablauf des Experiments und Messergebnisse



**Abb. 5.1:** Verlauf der Teilchenzahl während des Verdampfungskühlens auf beiden Seiten der Feshbach-Resonanz. Die Falltiefe wird dabei in einer exponentiellen Rampe mit einer Zeitkonstante  $\tau = 230$  ms verringert. Die Streulänge ist so gewählt, dass  $|a| = 3500a_0$  für die Kühlung auf beiden Seiten der Resonanz. Die offenen Kreise entsprechen dem Evaporationsverlauf oberhalb der Resonanz, bei der sich ein entartetes Fermigas bildet. Die schnelle Abnahme der Teilchenzahl für  $P < 10$  mW tritt auf, wenn alle Zustände bis zum Fallenrand besetzt sind und die Falltiefe weiter reduziert wird. Die graue Linie zeigt eine numerische Berechnung der Anzahl der Zustände in der Falle und somit die maximal mögliche Teilchenzahl für die Atome. Die schwarzen Punkte zeigen den Verlauf der Kühlung unterhalb der Resonanz, bei der es zur Bildung von Molekülen kommt. Da diese Bosonen sind, ist deren Anzahl für  $P < 10$  mW nicht durch die Anzahl der Zustände in der Falle begrenzt. Deren Anzahl nimmt somit nur langsam ab und es kommt schließlich zur Bildung eines BEC.

tet und danach die Stehwellenfalle über eine lineare Rampe abgeschaltet. Dabei liegt ein homogenes Magnetfeld von 300 G an, welches eine effektive Thermalisierung der Atome beim Transfer in die fokussierte Dipolfalle gewährleistet.

In der fokussierten Dipolfalle befinden sich nun typischerweise  $3 \times 10^6$  Atome mit einer Temperatur von  $\sim 80 \mu\text{K}$ . Die Leistung des Laserstrahls beträgt dabei 10.5 W, was einer Falltiefe von ungefähr  $800 \mu\text{K}$  entspricht. Als nächster Schritt wird die Temperatur der Atome mittels Verdampfungskühlen weiter reduziert. Dazu wird die Laserleistung in einer exponentiellen Rampe  $P(t) = P_0 \exp(-t/\tau)$  heruntergefahren, wobei  $P_0 = 10.5$  W und  $\tau = 460$  ms experimentell optimiert sind.

In Abb. 5.1 ist die Anzahl der Teilchen in der Falle abhängig von der Falltiefe während des Verdampfungskühlens für ein Magnetfeld oberhalb und unterhalb der

## 5.1 Realisierung eines BEC aus Molekülen

Feshbach-Resonanz gezeigt. Die Streulängen sind dabei so gewählt, dass der Betrag der Streulängen  $|a| \approx 3500a_0$  für beide Magnetfelder gleich ist.

Für den Fall eines Magnetfeldes unterhalb der Resonanz können sich während des Verdampfungskühlens Moleküle bilden, die dann weiter gekühlt werden. Bei Magnetfeldern oberhalb der Resonanz können sich keine Moleküle bilden.

Da zum Zeitpunkt dieser Messung noch keine Absorptionsabbildung im hohen Magnetfeld zur Verfügung stand, müssen die Moleküle zur Bestimmung der Anzahl zuerst aufgebrochen werden, um sie dann bei abgeschaltetem Magnetfeld über Fluoreszenzmessung zu detektieren.

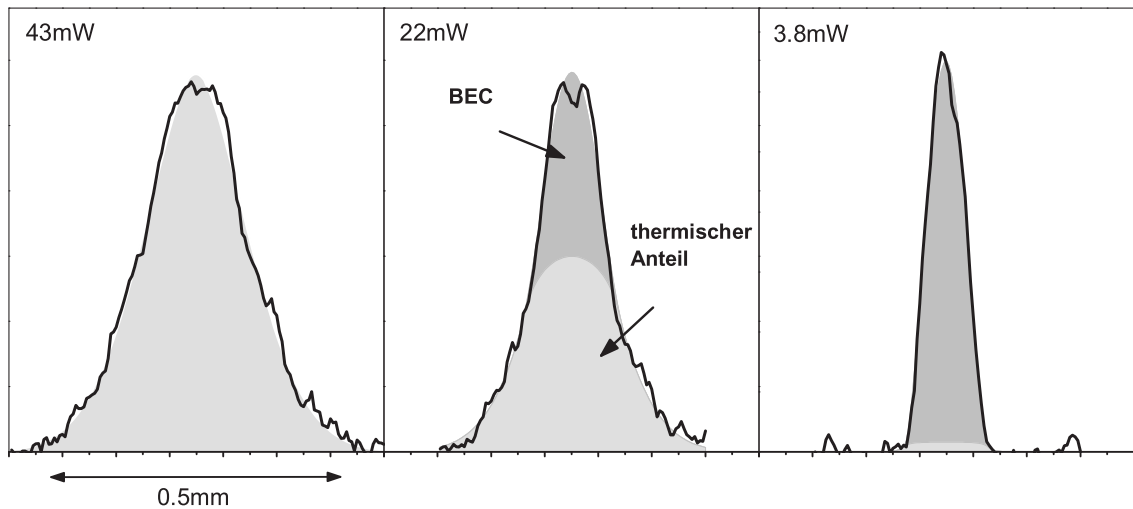
Um die Moleküle zu dissoziieren wird das Magnetfeld zu einem Wert oberhalb der Feshbach-Resonanz gefahren und gleichzeitig wird abrupt die volle Laserleistung angeschaltet. Dadurch werden die Moleküle nicht nur dissoziiert sondern zusätzlich noch aufgeheizt. Damit wird verhindert, dass sich Moleküle bilden, wenn das Magnetfeld schnell auf null gefahren wird. Gemessen wird damit die gesamte Anzahl der Teilchen, die zu Molekülen gebunden oder als Atome in der Falle gefangen sind.

Als erstes wird der Evaporationsverlauf oberhalb der Resonanz bei einem Magnetfeld von 1176 G behandelt, der den offenen Kreisen in Abb. 5.1 entspricht und zur Bildung eines entarteten Fermigases führt. Am Beginn der Evaporation nimmt die Atomanzahl mit  $N/N_0 = (P/P_0)^\alpha$  ab, wobei  $\alpha \approx 0.25$  und  $N_0$  die Atomanzahl vor Beginn der Evaporation ist. Für diesen Evaporationsverlauf ist die Temperatur der Teilchen typischerweise um einen Faktor 10 niedriger als die Falltiefe [O'H01]. Das Gas erreicht damit die Fermitemperatur bei einer relativen Laserleistung von  $P \approx 500$  mW, was einer Falltiefe für die Atome von ungefähr  $40 \mu\text{K}$  entspricht. Verringert man die Falltiefe weiter, so kommt es für  $P < 10$  mW zu einem Ausleeren der Atome aus der Falle. Dies kommt dadurch zustande, dass die Falltiefe schneller als die Fermienergie abnimmt ( $E_F \propto (P/P_0)^{1/3}$ ) und damit bei einer bestimmten Falltiefe alle Zustände, die die Falle den Atomen bietet, besetzt sind. Senkt man nun die Falltiefe weiter ab, so verringert sich die Atomzahl in der Falle entsprechend der Anzahl der Zustände. Um das zu zeigen wurde die Anzahl der Zustände numerisch berechnet und ist in Abb. 5.1 für ein zweikomponentiges Atomgas eingezeichnet (graue Linie).

Um ein molekulares BEC zu erhalten wird unterhalb der Feshbach-Resonanz bei einem Magnetfeld von 764 G gekühlt. Der Verlauf des Verdampfungskühlens bei diesem Magnetfeld ist in Abb. 5.1 durch die schwarzen Punkte gekennzeichnet. Für  $P < 10$  mW ist der Verlauf unterschiedlich zu dem des entarteten Fermigases. Bis zu einer Leistung von 3 mW nimmt hier die Teilchenzahl nur sehr langsam ab. Die Falle enthält dabei bis zu 20 mal mehr Teilchen als für Fermionen möglich wäre, d.h. in der Falle befinden sich bosonische Moleküle.

Während des letzten Teils des Verdampfungskühlens sind alle Atome zu Molekülen gebunden, da das chemische Atom-Molekül Gleichgewicht bei Temperatur unterhalb der Bindungsenergie von  $\sim 2 \mu\text{K}$  hauptsächlich Moleküle enthält. Die Effizienz des Verdampfungskühlens wird dadurch nicht verringert, da die Streuquerschnitte für Molekülstöße ähnlich hoch wie für Atome sind. Die schnelle Abnahme der Teilchenzahl am

## 5 Ablauf des Experiments und Messergebnisse



**Abb. 5.2:** Axiale Dichteprofile nach Verdampfungskühlen zu unterschiedlicher Laserleistung bei einem Magnetfeld von 676 G. Die hellgraue Fläche zeigt den thermischen Anteil und die dunkelgraue Fläche den kondensierten Anteil aus einem bimodalen Fit der Profile. Die Temperatur für eine finale Laserleistung von 43 mW beträgt  $\sim 600$  nK und liegt damit noch oberhalb der kritischen Temperatur. Für 22 mW bildet sich bereits ein Kondensat bei einer Temperatur des thermischen Anteils von  $\sim 490$  nK. Bei voller Evaporation auf einen Wert von 3.8 mW erhält man einen Kondensatanteil von  $>90\%$ , was einer Temperatur von weniger als 100 nK entspricht, bei einer Molekülanzahl von etwa  $2 \times 10^4$ . Für die gezeigten Dichteprofile wurden jeweils 7 Bilder gemittelt.

Ende des Kühlverlaufes tritt auf, wenn die Falltiefe das endliche chemische Potential der Wolke aufgrund der abstoßenden mean field Wechselwirkung unterschreitet.

Die Lebensdauer der Moleküle in der Falle beträgt nach vollständiger Evaporation auf 3.8 mW und anschließender Rekompensation auf 34 mW ungefähr 40 s. Das thermischen Gleichgewicht des Gases, welches sich durch die lange Lebensdauer im Vergleich mit der Zeitskala für elastische Stöße von  $\sim 100$   $\mu$ s ergibt, und die große Teilchenzahl verglichen mit der Anzahl der Zustände in der Falle zusammen mit dem Verlauf des Verdampfungskühlens führen zum Schluss, dass es sich dabei um ein BEC handelt [Joc03a].

Um direkt den Phasenübergang zu einem BEC zu zeigen wird die bimodale Dichteverteilung mittels in situ Abbildung der Molekülwolke bestimmt. Der Verlauf der Dichteverteilung während der Kühlung ist in Abb. 5.2 dargestellt. Das Magnetfeld wird für die Aufnahme der Bilder nach der Evaporation von 764 G auf 676 G reduziert, was die Streulänge reduziert und damit die räumliche Ausdehnung des BEC Anteils, wodurch die bimodale Verteilung besser sichtbar wird. Am Ende des Kühlprozesses bei einer Laserleistung von 3.8 mW erhält man ein molekulares BEC mit einem Kondensatanteil von mehr als 90% und einer gesamten Teilchenzahl von  $4 \times 10^5$ .

Dies ist der Ausgangspunkt für die Untersuchung des Übergangsbereichs.

Weitere Untersuchung des BEC wie z.B. der Verlauf des chemischen Potentials und des Kondensatanteils während des Kühlprozesses sowie die Untersuchung der Streulänge für die Moleküle sind in [Joc03a, Joc04] zu finden.

## 5.2 Übergang von einem BEC zu einem entarteten Fermigas

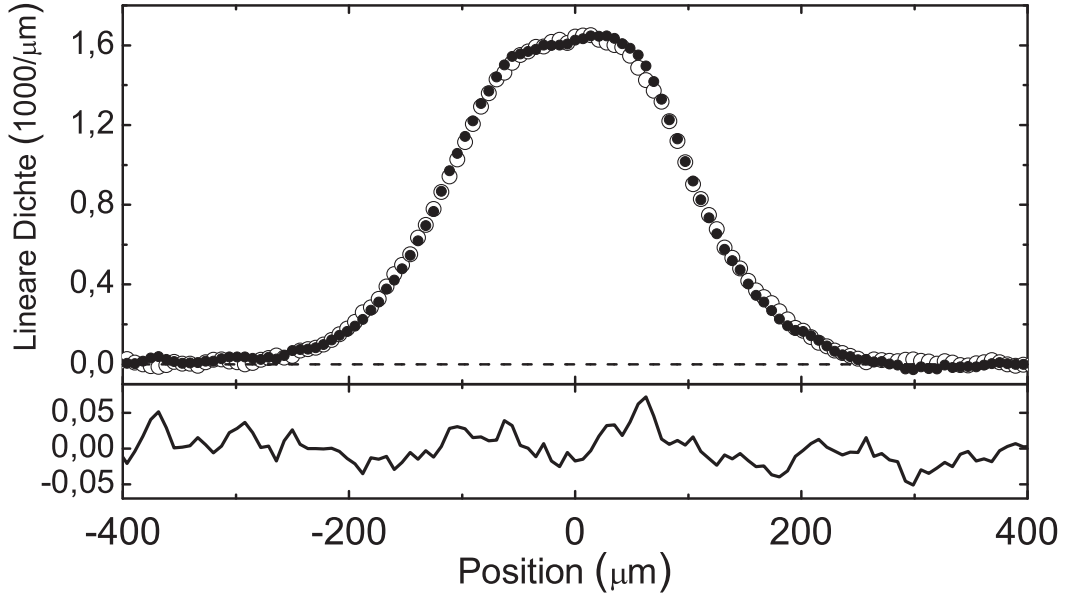
Durch Ändern der Streulänge mittels angelegtem Magnetfeld wird das Gas von einem BEC über den Bereich der Feshbach-Resonanz in ein entartetes Fermigas oberhalb der Resonanz überführt (Abb. 2.13). Mit dem molekularen BEC als Ausgangspunkt wird als erstes die Reversibilität des Übergangs zu einem entarteten Fermigas und die Ausdehnung der Wolke bei unterschiedlichen Magnetfeldern untersucht [Bar04c, Bar04a].

Bevor das Magnetfeld vom Wert der Erzeugung des BEC von 764 G geändert wird, wird die Falle rekomprimiert, damit es zu keinem Teilchenverlust oberhalb der Feshbach-Resonanz kommt. Dazu wird die Laserleistung in 200 ms von 3.8 mW auf 34 mW erhöht, wodurch die Falltiefe auf ungefähr die doppelte Fermienergie erhöht wird.

Um die Adiabaticität und Reversibilität des Übergangs zu testen wurden einige Tests durchgeführt.

- Um zu gewährleisten dass die Magnetfeldrampe adiabatisch abläuft, werden für unterschiedliche Rampengeschwindigkeiten axiale Oszillationen der Wolke beobachtet. Die axiale Kompressionsmode ist die niedrigste Anregungsmode des Systems und damit sehr sensitiv auf nichtadiabatische Effekte. Für Rampengeschwindigkeiten kleiner als 0.6 G/ms verschwinden diese Oszillationen.
- Um die Reversibilität zu testen wird in linearen Rampen von 1 s das Magnetfeld von 764 G auf 1176 G und zurück zum Anfangsfeld gefahren. Nach dieser Rampe wird das axiale Dichteprofil der Wolke aufgenommen und mit dem Dichteprofil ohne Magnetfeldrampe aber einer Wartezeit von 2 s verglichen. Das Ergebnis ist in Abb. 5.3 zu sehen. Der Vergleich der Profile zeigt keine signifikanten Abweichungen, was bedeutet, dass es zu keinem Aufheizen der Wolke und somit zu keiner sichtbaren Änderung der Entropie durch die Umwandlung in ein entartetes Fermigas kommt.

Die Erhaltung der Entropie ermöglicht es auch die Temperatur des entarteten Fermigases zu berechnen, da diese bei der Umformung von einem BEC zu einem Fermigas abnimmt. Für die Temperatur  $T$  eines idealen Fermigases gilt  $T/T_F \propto (T'/T_{BEC})$  [Car04] mit  $T'$  der gemessenen Temperatur im BEC Bereich und  $T_{BEC}$  der kritischen Temperatur. Für ein BEC mit einem Kondensatanteil von  $>90\%$  ergibt sich daraus eine Temperatur von  $T < 0.04T_F$  im Limit eines nicht wechselwirkenden Fermigases.

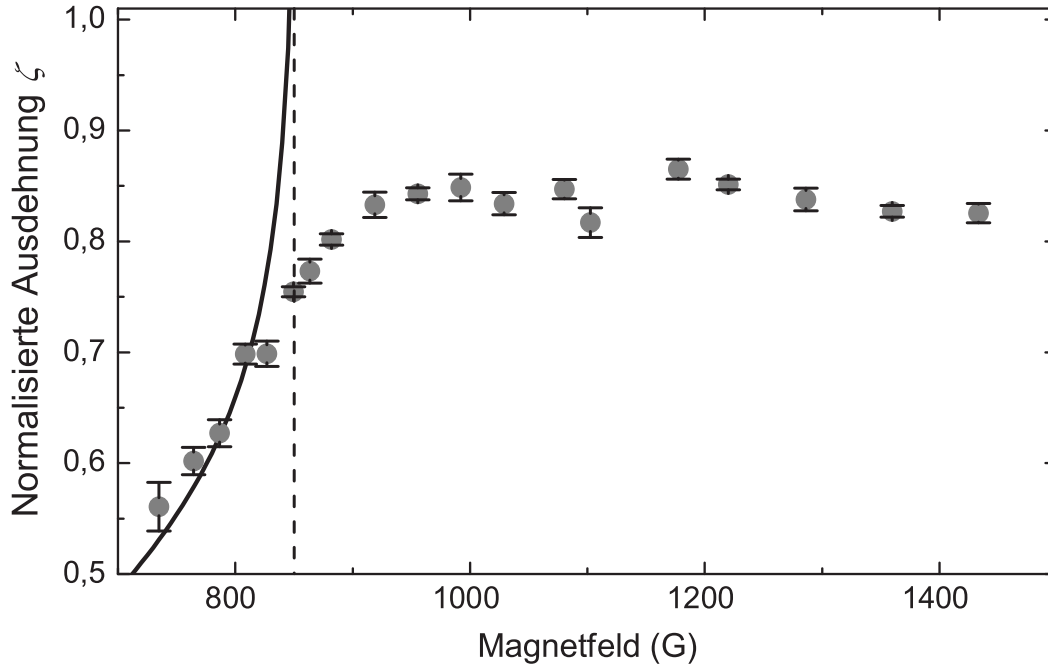


**Abb. 5.3:** Axiales Profil eines molekularen BEC bei einem Magnetfeld von 764 G nach der Magnetfeldrampe (●) über die Feshbach-Resonanz zu einem Magnetfeld von 1176 G und zurück, wobei sich oberhalb der Resonanz ein entartetes Fermigas bildet. Zum Vergleich ist das Dichteprofil ohne Magnetfeldrampe gezeigt (○). Der untere Graph zeigt die Differenz der beiden Bilder. Für die gezeigten Dichteprofile wurden jeweils 50 Bilder gemittelt.

Für eine allgemeine Relation zwischen der wahren Temperatur im Übergangsbereich und  $T'$  ist noch keine Theorie verfügbar.

Um das Dichteprofil und im Speziellen die Breite der Wolke in den unterschiedlichen Bereichen zu untersuchen gehen wir wiederum von unserem BEC aus und fahren dann das Magnetfeld innerhalb einer Sekunde zu unterschiedlichen Magnetfeldwerten zwischen 740 G und 1440 G. Nach der Magnetfeldrampe werden dann die Bilder aufgenommen. Um die Ausdehnung der Wolke im ganzen Magnetfeldbereich zu beschreiben wird die Wurzel der mittleren, quadratischen Breite  $z_{rms}$  des axialen Dichteprofiles bestimmt. Im BEC-Bereich gilt  $z_{rms} = R_z/\sqrt{7}$  mit  $R_z$  aus Gl. 2.24 und im Fermigas-Bereich ist  $z_{rms} = R_z/\sqrt{8}$  mit  $R_z$  aus Gl. 2.37. Um die Abhängigkeit der axialen Fallenfrequenz vom Magnetfeld zu berücksichtigen, wird die Ausdehnung mit der für ein ideales Fermigas bei entsprechenden Fallenfrequenzen verglichen. Dies liefert die normalisierte Ausdehnung  $\zeta = z_{rms}/z_0$ , wobei  $z_0 = (E_f/4m\omega_z^2)^{1/2}$  die rms-Breite eines idealen Fermigases mit  $4 \times 10^5$  Atomen ist.

Die normalisierte Breite ist in Abb. 5.4 dargestellt. Weiters ist der theoretische Verlauf der normalisierten Breite für ein BEC im Thomas-Fermi Limit eingezeichnet. Diese Kurve beschreibt den Verlauf der Ausdehnung bis zu einem Magnetfeld von  $\sim 800$  G hinreichend gut. Oberhalb der Resonanz ändert sich die relative Breite ab



**Abb. 5.4:** Der Graph zeigt die normalisierte Breite der Wolke in axialer Richtung. Die strichlierte Linie kennzeichnet die Position der Feshbach-Resonanz und die durchgezogene Linie zeigt den theoretischen Verlauf der normalisierten Breite des BEC im Thomas-Fermi Limit.

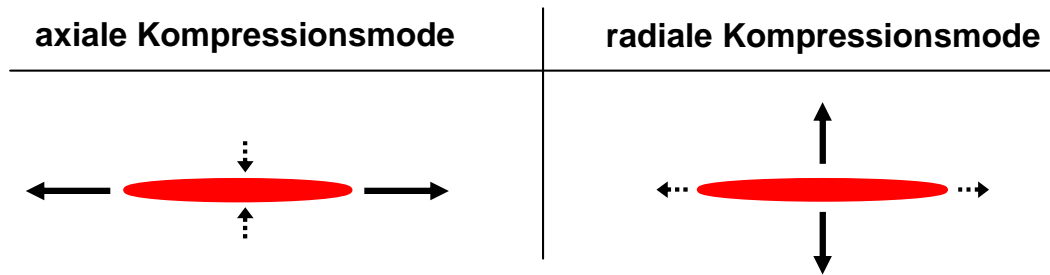
einem Magnetfeld  $>950$  G nicht mehr.

Auf Resonanz ist das Verhalten der Wolke durch das Unitaritäts-Limit bestimmt. Wie in Kapitel 2.2.3 gezeigt lässt sich dort die normalisierte Breite schreiben als  $\zeta = (1 + \beta)^{1/4}$ . Für den universellen Parameter  $\beta$  erhält man dabei  $-0.68^{+0.13}_{-0.10}$ .

### 5.3 Untersuchung kollektiver Anregungen im BEC-BCS Übergangsbereich

Die Untersuchung kollektiver Anregungen ist eine bewährte Methode um Einblick in das physikalische Verhalten ultrakalter Bose- und Fermigase zu erhalten. Um kollektive Anregungen zu erhalten kann die Wolke entweder durch einen Magnetfeldgradienten oder durch Kompression der Wolke durch schnelles Ändern der Fallenfrequenzen angeregt werden. Im Falle von Magnetfeldgradienten, wodurch die gesamte Wolke in eine Richtung ausgelenkt wird, erhält man eine Schwerpunktsmode, bei der der Schwerpunkt der Wolke in der Falle hin und her oszilliert. Diese Mode wird zur Bestimmung der Fallenfrequenzen benutzt (siehe Kapitel 3.3.2).

Bei Kompression der Wolke erhält man so genannte Oberflächen- oder Kompressionsmoden, bei denen die Form der Wolke oszilliert, der Schwerpunkt sich aber nicht

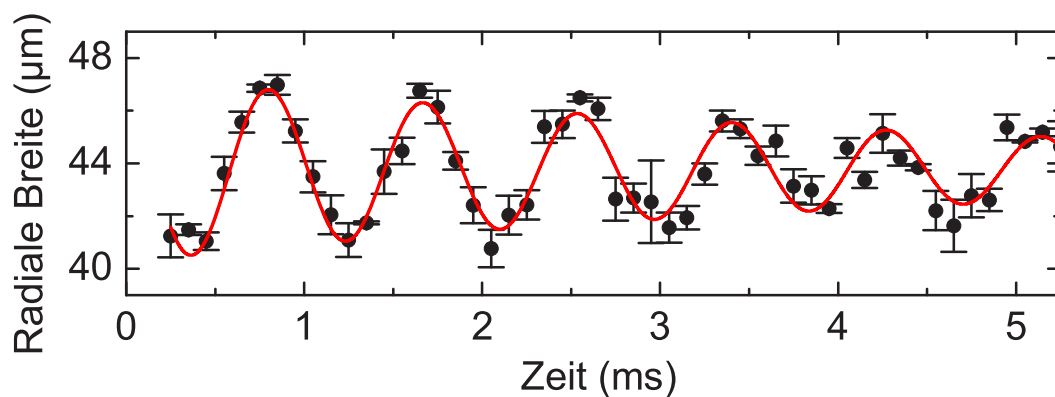


**Abb. 5.5:** Schematische Darstellung der axialen und radialen Kompressionsmode. Die Amplitude der Oszillation ist jeweils in axialer bzw. radialer Richtung am größten.

ändert. Die so angeregten Moden in axialer und radialer Richtung (siehe Abb. 5.5) werden verwendet um das Verhalten der Wolke im Übergangsbereich zu studieren [Bar04b, Bar04a]. Dazu wird die Frequenz und Dämpfung der Moden als Funktion des Magnetfeldes gemessen. In beiden Fällen sind die Frequenzen der Oszillationen proportional und von der gleichen Größenordnung wie die Fallenfrequenz in der entsprechenden Richtung. D.h. die Frequenz der axialen Mode ist deutlich kleiner als die der radialen Mode.

Um die entsprechenden Frequenzen zu erhalten wird die zeitliche Oszillation der Ausdehnung der Wolke gemessen. Dazu wird nach unterschiedlicher Wartezeit nach der Anregung, wobei die Fallenparameter während der Wartezeit konstant gehalten werden, jeweils ein Bild der Wolke aufgenommen und die Breite bestimmt. Die typische Oszillation der Breite ist in Abb. 5.6 gezeigt.

Zur Bestimmung der Frequenz wird folgende gedämpfte harmonische Oszillation an den Verlauf der Breite gefittet.



**Abb. 5.6:** Oszillation der radialen Kompressionsmode bei einem Magnetfeld von 850 G. Die durchgezogene Linie zeigt den Fit einer gedämpften harmonischen Oszillation.



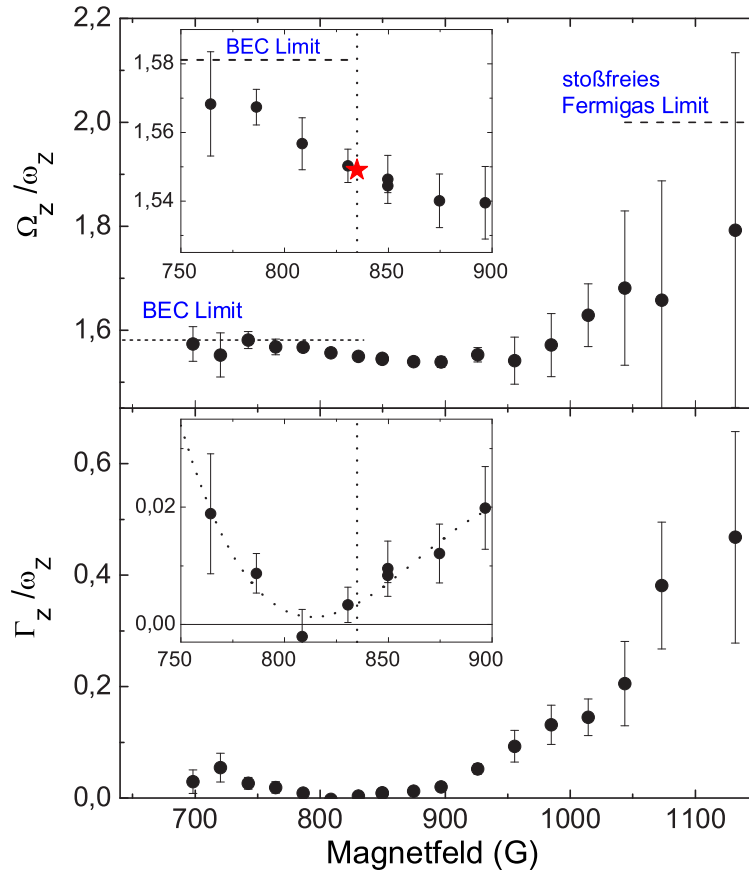
### 5.3 Untersuchung kollektiver Anregungen im BEC-BCS Übergangsbereich

$$b_i(t) = b_0 + A_i e^{-\Gamma_i t} \sin(\Omega_i t + \phi_i) \quad (5.1)$$

$\Gamma_i$ ,  $\Omega_i$  sind die Dämpfung und die kollektive Oszillationsfrequenz und  $b_0$ ,  $A_i$ ,  $\phi_i$  sind weitere Fitparameter.

#### Axialer Mode

Um die axiale Mode anzuregen wird die Falltiefe in 10ms um einen Faktor 1.5 erhöht. Diese Änderung der Falle ist langsam genug, so dass die radiale Bewegung der Wolke dieser adiabatisch folgen kann, aber schnell genug um den axialen Mode anzuregen. Die Stärke der Anregung ist so gewählt, dass die relative Amplitude  $A_z/b_0$  ungefähr



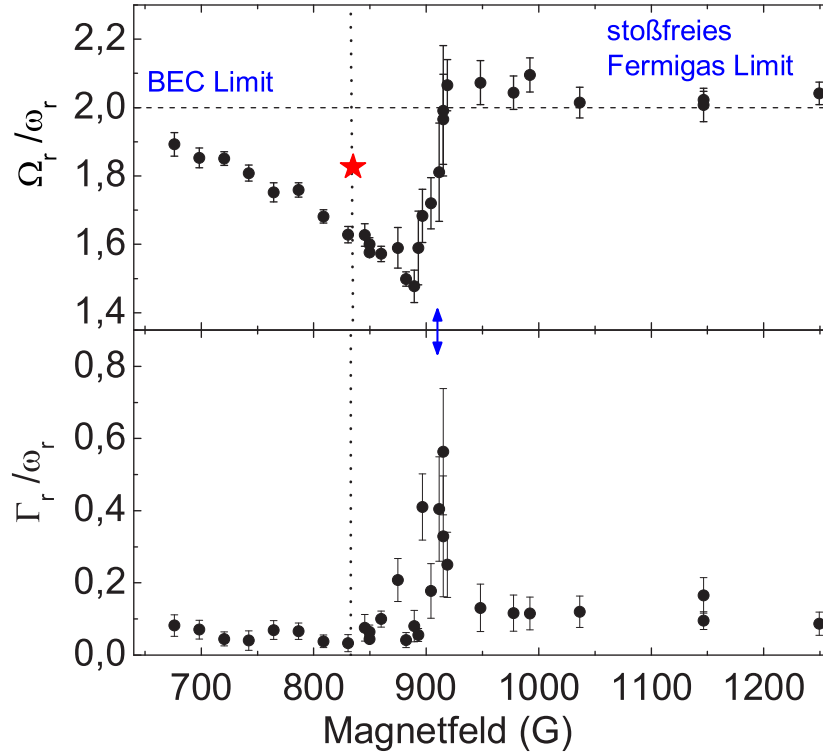
**Abb. 5.7:** Frequenz  $\Omega_z$  und Dämpfung  $\Gamma_z$  der axialen Mode, normalisiert auf die Fallfrequenz  $\omega_z$ . Die strichlierten Linien im oberen Graphen kennzeichnen die normalisierte Frequenz im BEC Limit von  $\Omega_z/\omega_z = \sqrt{5/2}$  und im stoßfreien Fermigas Limit mit  $\Omega_z/\omega_z = 2$ . Die eingefügten Bilder zeigen den Bereich um die Resonanz. Die gepunktete Linie zeigt die Position der Feshbach-Resonanz von 835 G. Der Stern markiert den von der Theorie erwarteten Wert auf Resonanz von  $\Omega_z/\omega_z = \sqrt{12/5}$ . Die gepunktete Linie im unteren Bild zeigt einen polynomischen Fit dritter Ordnung.

## 5 Ablauf des Experiments und Messergebnisse

10% entspricht.

Der Verlauf der Oszillationsfrequenz und der Dämpfung als Funktion des Magnetfeldes ist in Abb. 5.7 dargestellt. Im BEC Limit stimmt die gemessene Frequenz mit dem erwarteten Wert von  $\Omega_z/\omega_z = \sqrt{5/2}$  überein. Für größeres Magnetfeld verringert sich die Frequenz der kollektiven Anregung, bis diese ihr Minimum bei etwa 900 G erreicht. Auf Resonanz im Unitaritäts-Limit erreicht die Frequenz den erwarteten Wert von  $\Omega_z/\omega_z = \sqrt{12/5}$ . Für Magnetfelder über 900 G steigt die Frequenz langsam Richtung  $\Omega_z/\omega_z = 2$  an, die für ein stoßfreies entartetes Fermigas erwartet wird, indem die Stöße durch Pauli blocking unterdrückt sind. Aufgrund der starken Dämpfung in diesem Bereich kann die Frequenz der kollektiven Mode aber nur mit geringer Genauigkeit bestimmt werden. Das Minimum der Dämpfung ist bei einem Magnetfeld von 815(10) G erreicht mit  $\Gamma_z/\omega_z \approx 0.0015$ , was einer 1/e Dämpfungszeit von  $\sim 5$  s entspricht.

### Radialer Mode



**Abb. 5.8:** Frequenz  $\Omega_r$  und Dämpfung  $\Gamma_r$  der radialen Mode, normalisiert auf die Fallenfrequenz  $\omega_r$ . Die strichlierte Linie im oberen Graph kennzeichnet die Frequenz die sowohl dem BEC Limit als auch dem stoßfreien Fermigas Limit von  $\Omega_r/\omega_r = 2$  entspricht. Die vertikale Linie zeigt die Position der Feshbach-Resonanz. Der Stern markiert den von der Theorie erwarteten Wert auf Resonanz von  $\Omega_r/\omega_r = \sqrt{10/3}$ .

### 5.3 Untersuchung kollektiver Anregungen im BEC-BCS Übergangsbereich

Um den radialen Mode anzuregen wird die Laserleistung des Fallenlasers für  $50 \mu\text{s}$  abgesenkt. Dadurch expandiert die Wolke zuerst und beginnt dann zu oszillieren, wenn auf die anfängliche Laserleistung zurückgeschaltet wird. Die relative Amplitude beträgt damit  $\sim 10\%$ . Um die Oszillation in radialer Richtung zu bestimmen wird die radiale Ausdehnung der Wolke nach  $1.5 \text{ ms}$  Expansion bei abgeschalteter Dipolfalle gemessen. Die so gemessene Breite gibt die Oszillation der Impulsverteilung der Wolke an.

In Abb. 5.8 ist der Verlauf der Frequenz und der Dämpfung der radialen Mode dargestellt. Die Daten sind auf die radiale Fallenfrequenz normalisiert, wodurch anharmonische Effekte<sup>1</sup> in radialer Richtung auf unter  $3\%$  begrenzt werden. Der Verlauf der Frequenz und Dämpfung der radialen Mode beinhaltet drei Besonderheiten.

- Für niedrige Magnetfelder nähert sich die gemessene Frequenz wie erwartet dem Wert im BEC Limit ( $\Omega_r/\omega_r = 2$ ) an. Für steigendes Magnetfeld verringert sich die Frequenz bis zu einem Wert von  $\Omega_r/\omega_r = 1.42(5)$  bei  $B=890 \text{ G}$ . Dies weicht vom erwarteten Verlauf für ein normales BEC ab, da für die Korrektur erster Ordnung der “mean field“ Theorie [Str04], die wesentlich wird, wenn  $na^3$  sich eins annähert, zunächst ein Anstieg in der Frequenz erwartet wird. Berücksichtigt man jedoch die Tatsache, dass es sich bei den Bosonen um gebundene Fermionen handelt, wie das im Modell von Leggett [Leg80, Hei04, Hu04] der Fall ist, so liefert das eine direkte Abnahme der Frequenz bei steigendem Magnetfeld.
- Auf Resonanz liegt die Frequenz bei  $\Omega_r/\omega_r = 1.62(2)$  und damit deutlich unterhalb vom erwarteten Wert von  $\Omega_r/\omega_r = \sqrt{10/3} = 1.826$ . Eine mögliche Erklärung für diese Abweichung ist die große räumliche Ausdehnung der Atompaaire in der Nähe der Resonanz. Auf Resonanz beträgt das Verhältnis zwischen der Ausdehnung der Paare und der radialen Breite der Wolke  $\xi/R_r \sim 0.1$ . Damit ist jedoch die Verwendung der “lokale Dichte“ Näherung in radialer Richtung, die zur Bestimmung der oben genannten Frequenz benötigt wird, zweifelhaft [Com04].
- Oberhalb der Resonanz kommt es bei  $910 \text{ G}$  zu einer schnellen Änderung der Frequenz zu  $\Omega_r/\omega_r = 2$  und gleichzeitig steigt die Dämpfung stark an. Eine derartig abrupte Änderung der Frequenz wird nicht für ein normales entartetes Fermigas erwartet, da dabei für den Übergang vom hydrodynamischen zum stoßfreien Verhalten eine langsame Änderung der Frequenz erwartet wird. Weiters ist die Dämpfung von  $\Gamma_r/\omega_r \approx 0.5$  deutlich größer als die für den Übergang von einem normalen hydrodynamischen (nicht suprafluiden) zu einem stoßfreien Zustand erwartete von maximal  $\Gamma_r/\omega_r = 0.09$  [Vic00]. Beides, die starke Dämpfung und

<sup>1</sup>Neben den anharmonischen Effekten der Schwerpunktsmode (siehe Gl. 3.8) tritt ebenfalls eine Reduktion der Frequenz der anderen Moden auf, wobei der Korrekturfaktor der einzelnen Moden nur geringfügig unterschiedlich ist.

der Sprung in der Frequenz, werden aber für den Übergang von einer suprafluiden zu einer normalen Phase erwartet, d.h wenn  $T \sim T_c$  [Bar00]. Weiters stellte sich bei der Messung der Bindungsenergie der Paare (siehe nächstes Kapitel) heraus, dass die Energie  $\hbar\Omega_r$  der kollektiven Mode, bei dem Magnetfeld, bei dem der Sprung in der Frequenz auftritt, vergleichbar mit der gemessenen Paarbildungsenergie ist. Ein Aufbrechen der Paare durch Kopplung an die kollektive Mode und damit der Verlust des suprafluiden Verhaltens könnte ebenfalls das beobachtete Verhalten erklären.

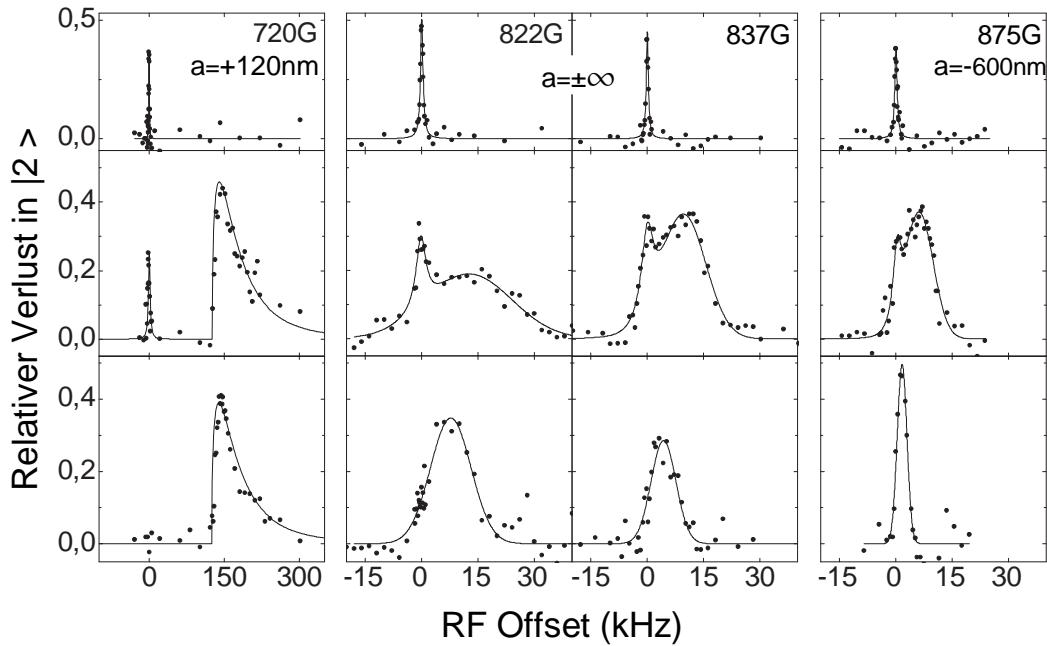
## 5.4 RF-Spektroskopie im BEC-BCS Übergangsbereich

Die Änderung des Magnetfeldes und damit der Wechselwirkung der Teilchen beeinflusst die Kopplung eines Atompaares. Unterhalb der Feshbach-Resonanz bilden sich Moleküle deren Bindungsenergie mittels Magnetfeld variiert werden kann (siehe Abb. 2.10). Die Bindungsenergie dieser Moleküle wird dabei nicht von den umgebenden Teilchen beeinflusst, sondern ist die Eigenschaft eines einzelnen Paares. Anders verhalten sich die Cooper-Paare im BCS Limit. Deren Bildung kommt durch den Phasenübergang des Gases zustande bzw. wird dieser Phasenübergang durch die Bildung der Paare verursacht. Die Paarbildungsenergie der Cooper-Paare ist abhängig von den Eigenschaften des Gases, d.h. von der Temperatur und der Fermienergie.

Diese unterschiedlich starke Kopplung der fermionischen Atome zu Paaren lässt sich mittels Radio-Frequenz Spektroskopie untersuchen [Chi04a]. Dazu wird der Übergang vom Zustand  $|2\rangle$  zum leeren Zustand  $|3\rangle$  mit einem RF-Puls getrieben und die Abnahme der Teilchenzahl im Zustand  $|2\rangle$  mittels Absorptionsabbildung detektiert. Die Übergangsfrequenz beträgt  $\sim 80$  MHz. Die Dauer des RF Pulses beträgt 1 s und die Stärke ist so gewählt, dass die Verluste weniger als 50% betragen. Die Auflösung beträgt etwa 100 Hz, was einer Temperatur von  $\sim 5$  nK entspricht und damit mehr als zwei Größenordnungen kleiner als die Fermienergie ist. In Abb. 5.9 sind einige Spektren gezeigt, aus denen dann die Paarbildungsenergie bestimmt wird.

Um den Übergangsbereich zu untersuchen werden Spektren des Gases bei unterschiedlicher Temperatur, Fermienergie und unterschiedlichen Magnetfeldern aufgenommen. Die Temperatur des Gases  $T'$  wird im BEC Bereich bei einem Magnetfeld von 676 G bestimmt, da es im Übergangsbereich keine Methode gibt die Temperatur hinreichend genau zu bestimmen. Für die tatsächliche Temperatur wird erwartet, dass sie deutlich abnimmt wenn das Gas adiabatisch von einem BEC in ein Fermigas umgewandelt wird (siehe Kapitel 5.3).

Abb. 5.9 zeigt die Spektren für unterschiedliche Temperaturen (Zeilen) und unterschiedliche Magnetfelder (Spalten). Die Spektren bei relative hoher Temperatur von  $T' \approx 6 T_F$  zeigen den schmalen atomaren Übergang von  $|2\rangle \rightarrow |3\rangle$  und dienen als Frequenzreferenz (obere Zeile). Die Spektren werden als Funktion der Frequenzdifferenz zu diesem atomaren Übergang dargestellt. Eine mögliche systematische Abweichung



	$T'$	$T_F$	Laserleistung	$N$
obere Zeile: keine Evaporation	$6T_F$	$15\mu\text{K}$	10.5W	$2 \times 10^6$
mittlere Zeile: moderate Evaporation	$0.5T_F$	$3.4\mu\text{K}$	310mW	$1 \times 10^6$
untere Zeile: vollständige Evaporation	$<0.2T_F$	$1.2\mu\text{K}$	34mW	$4 \times 10^5$

**Abb. 5.9:** RF-Spektren für diverse Magnetfelder und unterschiedliche Temperaturen. Aufgetragen ist die relative Abnahme der Atome im Zustand  $|2\rangle$  gegen die Frequenz relativ zur atomaren Übergangsfrequenz. Die Tabelle gibt die Parameter für die unterschiedlichen Zeilen an, wobei  $N$  die gesamte Anzahl von gepaarten und ungepaarten Atomen ist. Die obere Zeile zeigt das Spektrum für ein relativ heißes Gas, bei dem es zu keiner Paarbildung kommt und daher nur der schmale atomare Übergang zu sehen ist. Die mittlere Zeile zeigt Spektren bei einer Temperatur, bei der sowohl gebundene als auch ungebundene Atome existieren. Für volle Evaporation zeigen sich in den Spektren nur Signale von gepaarten Atomen.

der tatsächlichen atomaren Übergangsfrequenz wird durch “mean field“ Effekte verursacht. Dabei kommt es zu einer Verschiebung des Übergangs, wenn die Energie der Atome abhängig von ihrem internen Zustand durch das “mean field“ Potential unterschiedlich stark geändert wird. Diese Verschiebung wurde für  ${}^6\text{Li}$  für Magnetfelder bis zu 750 G in [Gup03] untersucht. Eine wichtige Beobachtung war dabei das Fehlen der “mean field“ Verschiebung im stark wechselwirkenden Regime. Dieser Effekt kann dadurch erklärt werden, dass sowohl die Verschiebung der Atome im Zustand  $|2\rangle$  als auch im Zustand  $|3\rangle$  unitär limitiert sind und somit die Energieverschiebung in beiden Zuständen gleich stark ist. Durch diese Eigenschaft werden Verschiebungen und

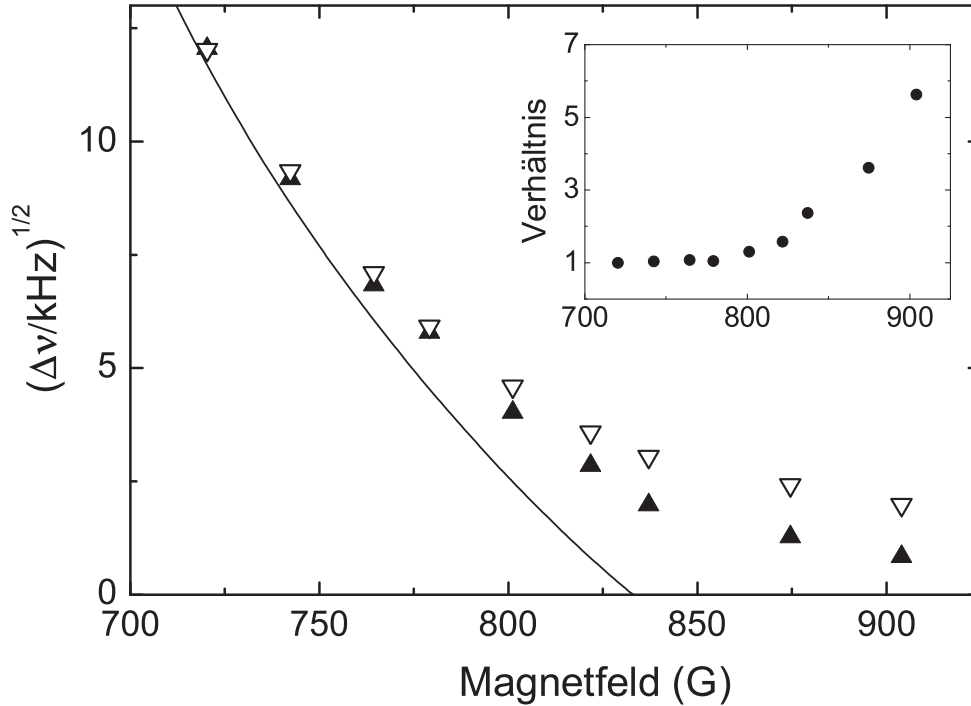
## 5 Ablauf des Experiments und Messergebnisse

Verbreiterungen durch “mean field“ Effekte unterdrückt.

Ein eindeutiges Signal für Paarbildung ist das Auftauchen einer Doppelstruktur in den Spektren, wenn das Gas gleichzeitig aus gepaarten und ungepaarten Atomen besteht. Der Peak, der durch die gepaarten Atome zustande kommt, liegt dabei bei einer höheren Frequenz, da zusätzlich Energie benötigt wird um die Bindung aufzubrechen. Damit lässt sich direkt aus der Frequenzverschiebung die Bindungsenergie der Paare bestimmen. Unterhalb der Feshbach-Resonanz (erste Spalte) ist der scharfe atomare Peak deutlich vom breiten Signal der Moleküle getrennt. Die Linienform des Molekülsignals kann als Franck-Condon Überlapp zwischen der molekularen Wellenfunktion und der Wellenfunktion der dissoziierten Atome verstanden werden [Chi04c]. Für größere Magnetfelder im Bereich der Resonanz ist weiters der schmale atomare Peak an seiner ursprünglichen Position zusammen mit dem Paarbildungssignal zu sehen. Die Doppelstruktur kann bis zu einem Magnetfeld von  $\sim 900$  G aufgelöst werden. Um die Form des Paarbildungssignals in diesem Bereich zu verstehen muss neben der homogenen Linienform des Paarbildungssignals auch die inhomogene Verbreiterung durch die inhomogene Dichteverteilung in der Falle berücksichtigt werden [Kin04b]. Aufgrund der Inhomogenität kommt es vor allem im Zentrum der Falle, wo die Dichte am höchsten ist, zur Bildung von Paaren durch Vielteilcheneffekte, da dort die kritische Temperatur bzw. die Bindungsenergie am größten ist.

Für volle Evaporation (untere Zeile) verschwindet der atomare Peak, was bedeutet, dass im Wesentlichen alle Fermionen gepaart sind. Im BEC Bereich ändert sich die Linienform für unterschiedliche Fermienergie und Temperatur nicht, da diese hauptsächlich durch die Eigenschaften der einzelnen Moleküle selbst festgelegt ist. Im Bereich der Resonanz ändert sich das Signal deutlich bei tieferer Temperatur (Fermienergie), was noch deutlicher bei 875 G sichtbar ist. Aus der Breite des Peaks lässt sich dabei mittels Unschärferelation die räumliche Ausdehnung der Paare abschätzen. Für ein Magnetfeld von 875 G ist diese Ausdehnung größer als der mittlere Abstand der einzelnen Teilchen. Dieser Umstand wird als Ursache für die Abhängigkeit des Signals von den Eigenschaften des Gases gedeutet.

Um den Übergang von den Molekülen zu den Cooper-Paaren quantitativ zu untersuchen wird die Paarbildungsenergie im Bereich zwischen 720 G und 905 G bestimmt. Dazu wird nach vollständiger Evaporation die Falle auf zwei unterschiedliche Werte rekomprimiert, so dass sich eine Fermitemperatur von  $1.2 \mu\text{K}$  und  $3.6 \mu\text{K}$  ergibt. Als effektive Paarbildungsenergie  $h\Delta\nu$  wird die Differenz zwischen dem Maximum des Paarbildungssignals und der atomaren Resonanz definiert. Der Verlauf dieser Paarbildungsenergie ist in Abb. 5.10 für die beiden unterschiedlichen Fermienergien zu sehen. Im BEC Bereich spiegelt die effektive Paarbildungsenergie die Bindungsenergie der Moleküle wider, wobei die Bindungsenergie in diesem Fall durch die scharfe Kante des Molekülsignals gegeben ist, die direkt mit dem Maximum des Molekülsignals zusammenhängt. Mit steigendem Magnetfeld weicht  $\Delta\nu$  immer stärker vom Verlauf für Moleküle ab (durchgezogene Linie in Abb. 5.10) und entwickelt sich hin zu einem Dichte abhängigen Vielteilchenverhalten in dem  $h\Delta\nu < E_F$ .

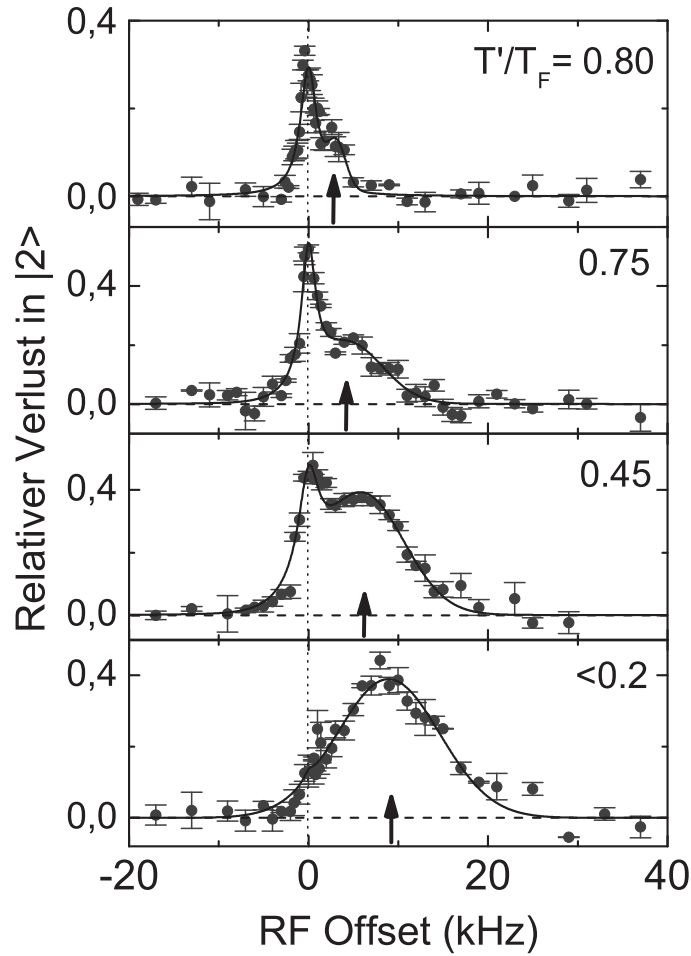


**Abb. 5.10:** Effektive Paarbildungsenergie  $\Delta\nu$  als Funktion des Magnetfeldes  $B$  nach vollständiger Evaporation für zwei unterschiedliche Fermienergien von  $T_F = 1.2 \mu\text{K}$  (schwarze Symbole) und  $T_F = 3.6 \mu\text{K}$  (offene Symbole). Die durchgezogene Linie zeigt den theoretischen Verlauf von  $\Delta\nu$  für ein einzelnes Molekül, d.h. unabhängig von den thermodynamischen Eigenschaften des Gases. Das Bild im Bild zeigt das Verhältnis von  $\Delta\nu$  für die zwei unterschiedlichen Fermienergien.

Der Vergleich der Paarbildungsenergie für zwei unterschiedliche Fermienergien liefert weiteren Einblick in die Natur der Paare (siehe eingefügtes Bild in Abb. 5.10). Im BEC Bereich ist  $\Delta\nu$  durch die Bindungsenergie bestimmt und hängt nicht von der Fermienergie ab. Im universalen Bereich auf Resonanz wird erwartet, dass die Paarbildungsenergie linear von der Fermienergie abhängt, was experimentell bestätigt wurde, wobei  $h\Delta\nu \approx 0.2E_F$ . Für steigendes Magnetfeld oberhalb der Resonanz wird eine stärkere Abhängigkeit von der Fermienergie beobachtet. Dies kann durch die exponentielle Abhängigkeit entsprechend der BCS Theorie erklärt werden (siehe Gl. 2.38).

Um die Temperaturabhängigkeit des Paarbildungssignals bei konstanter Fermienergie zu untersuchen (Abb. 5.11) wird das Gas zuerst vollständig gekühlt und dann durch unterschiedlich schnelle Erhöhung der Leistung des Fallenlasers aufgeheizt. Die Laserleistung wird dabei in 0.17 ms bis 200 ms um den Faktor 9 erhöht. Für schnelle Änderung der Laserleistung ist diese Rekompresseion nicht adiabatisch und es kommt zu einer Aufheizung des Gases. Für sinkende Temperaturen ist das Erscheinen des Paarbildungssignals deutlich sichtbar. Weiters erhöht sich die Paarbildungsenergie bei

## 5 Ablauf des Experiments und Messergebnisse



**Abb. 5.11:** RF-Spektren bei 837 G und  $T_F = 2.5 \mu\text{K}$  für unterschiedliche Temperatur  $T'$ . Die kompakte Linie sind Fits der Daten, wobei für den atomaren Peak eine Lorentzkurve und für das Paarbildungssignal eine Gaußskurve verwendet wird. Die vertikale gepunktete Linie markiert den atomaren Übergang und der Pfeil gibt die effektive Paarbildungsenergie an.

tiefere Temperaturen, wie es von der Theorie erwartet wird [Che04].

Ein gleichzeitig erschienener Artikel [Kin04b] analysiert theoretisch das Aussehen von RF-Spektren für Systeme, wie sie in unserem Experiment realisiert sind. Die erzielten Ergebnisse stimmen unseren Messungen gut überein. Weiters wird in diesem Artikel demonstriert, dass die Doppelstruktur bei einer Temperatur von  $T/T_F \approx 0.5$  auftritt und bei tieferen Temperaturen der atomare Peak verschwindet. Außerdem wird die Rolle des “pseudo-gap“ untersucht, durch den es im stark wechselwirkenden Bereich oberhalb der Resonanz zu Bildung von Paaren und damit zu einem Paarbildungssignal kommt, bevor das Gas suprafluid wird. Die Berechnungen zeigen, dass der atomare Peak bei Temperaturen unterhalb der kritischen Temperatur, für die es



#### 5.4 RF-Spektroskopie im BEC-BCS Übergangsbereich

zu einem Phasenübergang in ein suprafluides Verhalten kommt, verschwindet. Da wir das Verschwinden des atomaren Peaks in unseren Spektren beobachten, kann man der Theorie entsprechend erwarten, dass der suprafluide Zustand des Gases oberhalb der Resonanz erreicht wurde. Eine weitere kürzlich erschienene theoretische Untersuchung des BEC-BCS Übergangsbereichs bei endlichen Temperaturen [Per04] sagt voraus, dass der Phasenübergang auf Resonanz bei einer Temperatur, die in etwa 30% unter der Temperatur liegt, bei der die Bildung der Paare beginnt.

## 5.5 Ausblick

Im Laufe des letzten Jahres wurden deutliche Indizien für das Erreichen einer suprafluiden Phase im Bereich des stark wechselwirkenden Fermigas gefunden. Diese Indizien beruhen auf der Kondensation von Paaren aus Fermionen in der Nähe einer Feshbach-Resonanz [Reg04, Zwi04], der Untersuchung von kollektiven Moden [Kin04a, Bar04b] und dem Nachweis der Paarbildung mittels RF-Spektroskopie [Chi04a]. Der nächste Schritt in unserem Experiment soll endgültig den Nachweis des Erreichens der suprafluiden Phase in einem stark wechselwirkenden Fermigas bringen.

Im Unterschied zu einem BEC gestaltet sich der Nachweis des Phasenübergangs zu einem suprafluiden Fermigas schwieriger, da es dabei zu keiner qualitativen Änderung in der Dichtverteilung des Gases kommt. Es wird also eine andere Methode für den Nachweis der Suprafluidität benötigt.

Eine Eigenschaft eines suprafluiden Gases, die zum Nachweis benutzt werden kann, ist die Möglichkeit der Formierung eines Vortex. Ein Vortex ist ein Wirbel mit einem quantisierten Drehimpuls. Dieser lässt sich durch Übertragen des entsprechenden Drehimpulses auf das Gas erzeugen und kann in Absorptionbildern nachgewiesen werden, da die Dichte in Richtung des Zentrums des Vortex deutlich abnimmt. Für den Fall eines schwach wechselwirkenden BEC wurde die Bildung von Vortices bereits nachgewiesen und untersucht [Mat99, Mad00, AS01].

In unserem molekularen BEC sollte die Erzeugung eines solchen Vortex ebenfalls möglich sein. Um die Suprafluidität für ein Fermigas nachzuweisen, ist geplant nach Erzeugung des Vortex im BEC Regime, das Magnetfeld auf einen Wert oberhalb der Feshbach-Resonanz zu fahren, um dort den Vortex entweder direkt oder nach einer weiteren Magnetfeldrampe zurück in das BEC Regime nachzuweisen.

# A Schaltpläne

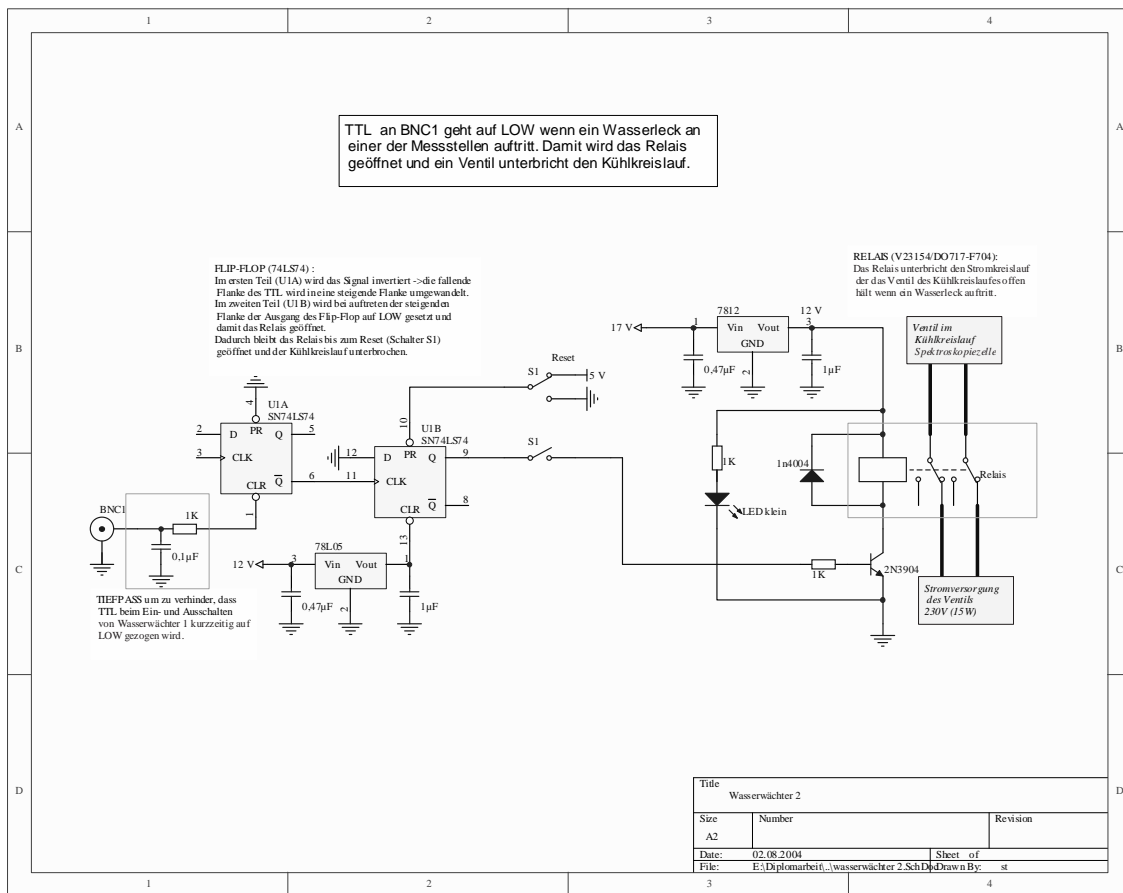


Abb. A.1: Schaltbild für Wasserwächter2

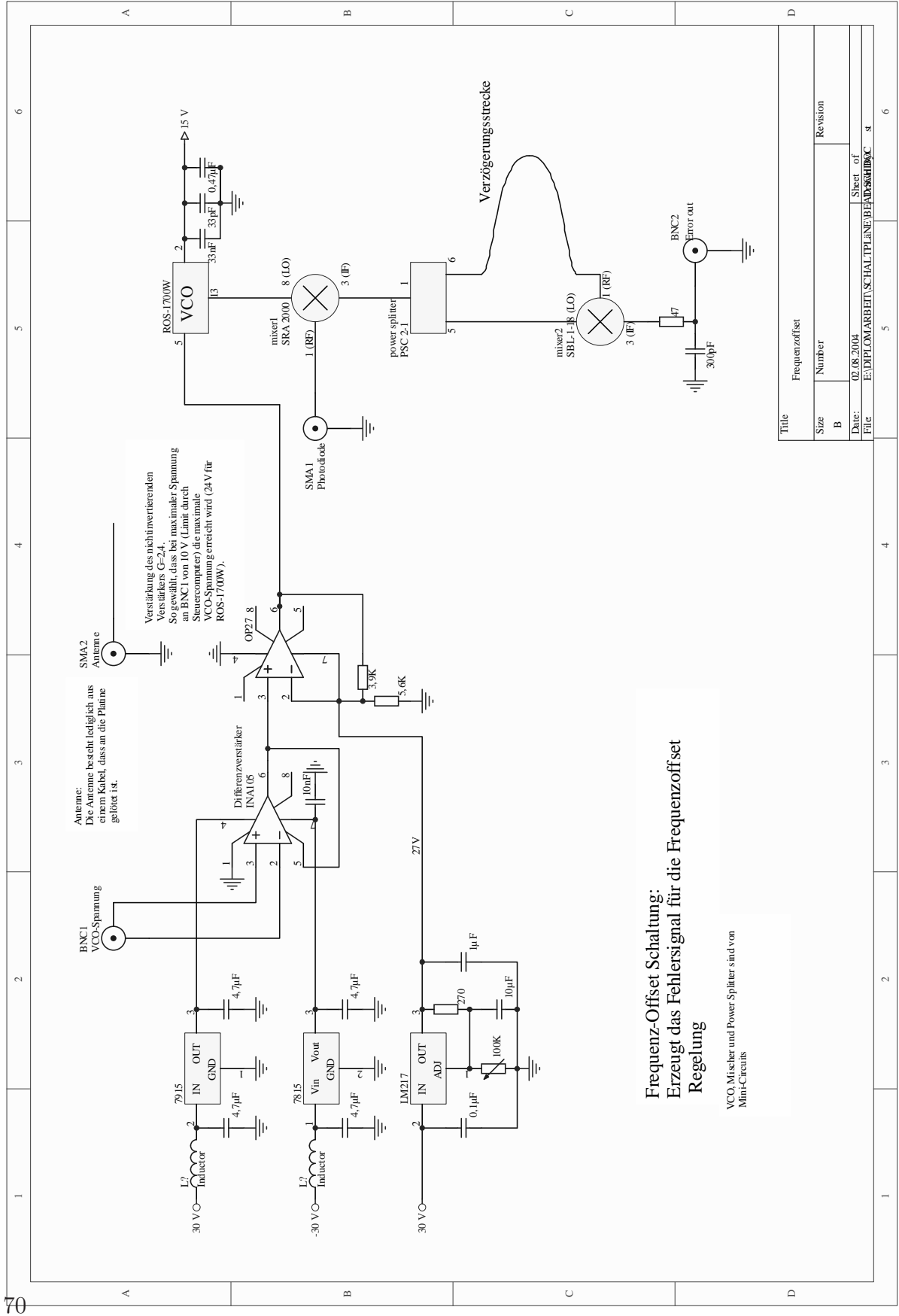


Abb. A.2: Schaltbild zur Frequenzdifferenz Regelung

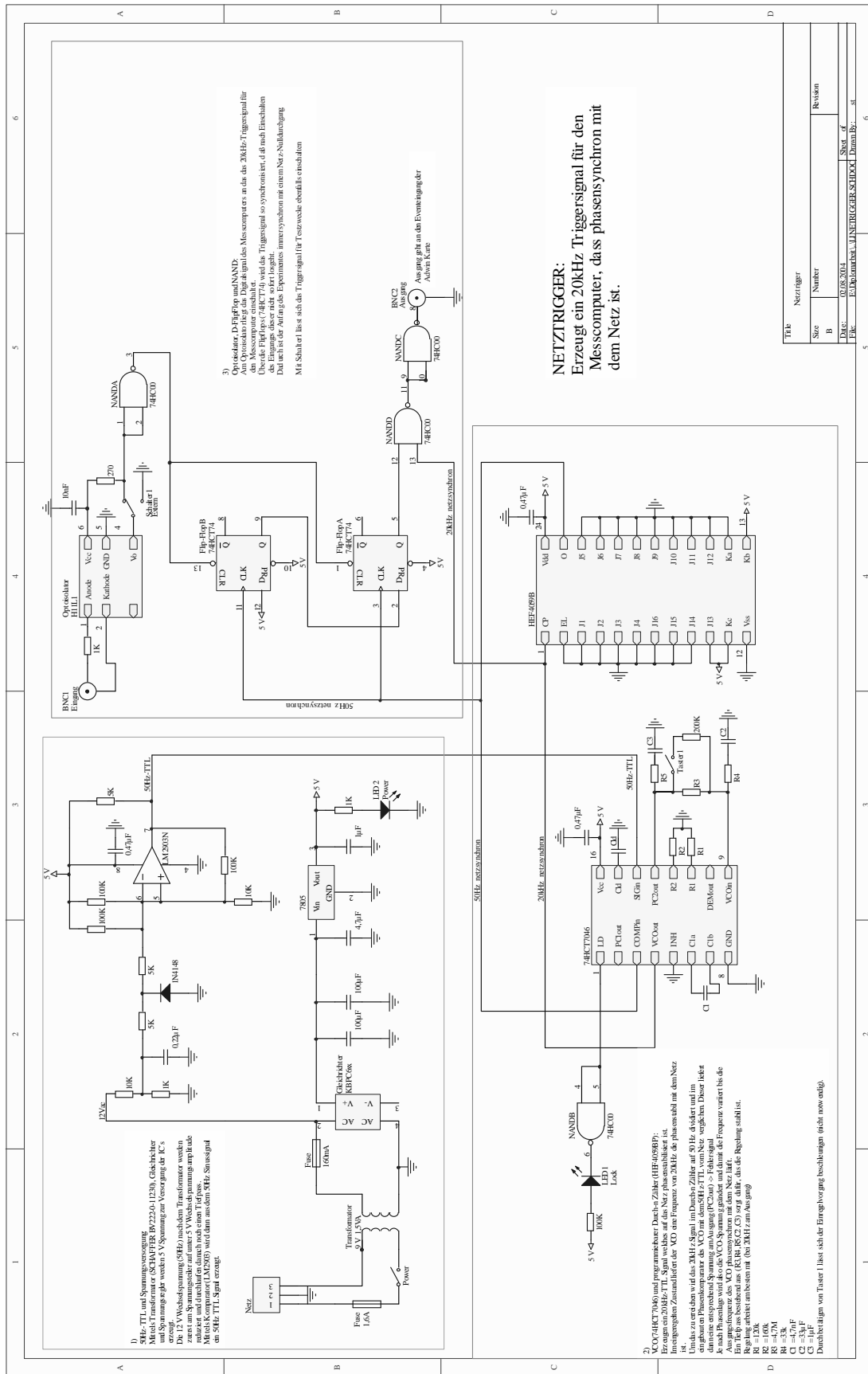


Abb. A.3: Schaltbild für Netztrigger



# Literaturverzeichnis

- [AS01] J. R. Abo-Shaeer, C. Raman, J. M. Vogels, and W. Ketterle, *Observation of Vortex Lattices in Bose-Einstein Condensates*, *Science* **292**, 476 (2001).
- [Bak99] G. A. Baker, *Neutron matter model*, *Phys. Rev. C* **60**, 054311 (1999).
- [Bar57] J. Bardeen, L. N. Cooper, and J. R. Schrieffer, *Theory of Superconductivity*, *Phys. Rev.* **108**, 1175 (1957).
- [Bar00] M. A. Baranov and D. S. Petrov, *Low-energy collective excitations in a superfluid trapped Fermi gas*, *Phys. Rev A* **62**, 041601 (2000).
- [Bar04a] M. Bartenstein, *BEC-BCS crossover in a Lithium gas*, Phd thesis, Universität Innsbruck (2004), to be published.
- [Bar04b] M. Bartenstein, A. Altmeyer, S. Riedl, S. Jochim, C. Chin, J. Hecker Denschlag, and R. Grimm, *Collective excitations of a degenerate gas at the BEC-BCS crossover*, *Phys. Rev. Lett.* **92**, 203201 (2004).
- [Bar04c] M. Bartenstein, A. Altmeyer, S. Riedl, S. Jochim, C. Chin, J. Hecker Denschlag, and R. Grimm, *Crossover from a Molecular Bose-Einstein Condensate to a Degenerate Fermi Gas*, *Phys. Rev. Lett.* **92**, 120401 (2004).
- [Bou04] T. Bourdel, L. Khaykovich, J. Cubizolles, J. Zhang, F. Chevy, M. Teichmann, L. Tarruell, S. J. J. M. F. Kokkelmans, and C. Salomon, *Experimental Study of the BEC-BCS Crossover Region in Lithium 6*, cond-mat/0403091 (2004).
- [Bre31] G. Breit and I. Rabi, *Measurement of nuclear spin*, *Phys. Rev.* **38**, 2082 (1931).
- [But96] D. Butts and D. Roghsar, *Trapped Fermi gases*, *Phys. Rev. A* **55**, 4346 (1996).
- [Car03] J. Carlson, S.-Y. Chang, V. R. Pandharipande, and K. E. Schmidt, *Superfluid Fermi Gases with Large Scattering Length*, *Phys. Rev. Lett.* **91**, 050401 (2003).
- [Car04] L. D. Carr, G. Shlyapnikov, and Y. Castin, *Achieving a BCS Transition in an Atomic Fermi Gas*, *Phys. Rev. Lett.* **92**, 150404 (2004).

## Literaturverzeichnis

- [Che04] Q. Chen, J. Stajic, S. Tan, and K. Levin, *BCS-BEC Crossover: From High Temperature Superconductors to Ultracold Superfluids*, cond-mat/0404274 (2004).
- [Chi04a] C. Chin, M. Bartenstein, A. Altmeyer, S. Riedl, S. Jochim, J. Hecker Denschlag, and R. Grimm, *Observation of the pairing gap in a strongly interacting Fermi gas*, Science (2004), published online 22 July 2004; 10.1126/science.1100818.
- [Chi04b] C. Chin and R. Grimm, *Thermal equilibrium and efficient evaporation of an ultracold atom-molecule mixture*, Phys. Rev. A **69**, 033612 (2004).
- [Chi04c] C. Chin and P. S. Julienne, *Radio-Frequency transitions on Weakly-Bound Ultracold Molecules*, cond-mat/0408254 (2004).
- [Com04] R. Combescot and X. Leyronas, *Comment on Collective excitations of a degenerate gas at the BEC-BCS crossover*, cond-mat/0405146 (2004).
- [Cub03] J. Cubizolles, T. Bourdel, S. Kokkelmans, G. Shlyapnikov, and C. Salomon, *Production of Long-Lived Ultracold  $\text{Li}_2$  Molecules from a Fermi Gas*, Phys. Rev. Lett. **91**, 240401 (2003).
- [Dal99a] F. Dalfovo, S. Giorgini, L. Pitaevskii, and S. Stringari, *Theory of Bose-Einstein condensation in trapped gases*, Rev. Mod. Phys. **71**, 463 (1999).
- [Dal99b] J. Dalibard, *Collisional dynamics of ultra-cold atomic gases*, Proceedings of the International School of Physics Enrico Fermi (1999).
- [Els00] T. Elsaesser, *Optischer Resonator zur Realisierung einer Stehwellendipolfalle für fermionisches Lithium*, Diplomarbeit, Max-Planck-Institut für Kernphysik, Heidelberg (2000).
- [Geh03a] M. E. Gehm, *Preparation of an Optically-Trapped Degenerate Fermi Gas of  $^6\text{Li}$ : Finding the Route to Degeneracy*, Ph.D. thesis, Duke University (2003).
- [Geh03b] M. E. Gehm, S. L. Hemmer, S. R. Granade, K. M. O'Hara, , and J. E. Thomas, *Mechanical stability of a strongly interacting Fermi gas of atoms*, Phys. Rev. A **68**, 011401(R) (2003).
- [Gor61] L. P. Gorkov and T. K. Melik-Barkhudarov, Sov. Phys. JETP **13**, 1018 (1961).
- [Gri00] R. Grimm, M. Weidemüller, and Y. Ovchinnikov, *Optical dipole traps for neutral atoms*, Adv. At. Mol. Opt. Phys. **42** (2000).
- [Gup03] S. Gupta, Z. Hadzibabic, M. W. Zwierlein, C. A. Stan, K. Dieckmann, C. H. Schunck, E. G. M. van Kempen, B. J. Verhaar, and W. Ketterle, *Radio-Frequency Spectroscopy of Ultracold Fermions*, Science **300**, 1723 (2003).



- [Hän80] T. W. Hänsch and B. Couillaud, *Laser frequency stabilization by polarization spectroscopy of a reflecting reference cavity*, Opt. Commun. **35**, 441 (1980).
- [Hei01] H. Heiselberg, *Fermi systems with long scattering lengths*, Phys. Rev A **63**, 043606 (2001).
- [Hei04] H. Heiselberg, *Collective modes of trapped gases at the BEC-BCS crossover*, cond-mat/0403041 (2004).
- [Hen03] G. Hendl, *Atom-Atom Wechselwirkung in einem ultrakalten, fermionischen Gas*, Diplomarbeit, Universität Innsbruck (2003).
- [Hu04] H. Hu, A. Minguzzi, X.-J. Liu, and M. P. Tosi, *Collective modes and ballistic expansion of a Fermi gas in the BCS-BEC crossover*, cond-mat/0404012 (2004).
- [Joc00] S. Jochim, *Aufbau einer Apparatur zum magnetooptischen Einfang von fermionischen Lithiumatomen*, Diplomarbeit, Max-Planck-Institut für Kernphysik, Heidelberg (2000).
- [Joc03a] S. Jochim, M. Bartenstein, A. Altmeyer, G. Hendl, S. Riedl, C. Chin, J. Hecker Denschlag, and R. Grimm, *Bose-Einstein Condensation of Molecules*, Science **301**, 2101 (2003), published online 13 November 2003; 10.1126/science.1093280.
- [Joc03b] S. Jochim, M. Bartenstein, A. Altmeyer, G. Hendl, C. Chin, J. Hecker Denschlag, and R. Grimm, *Pure Gas of Optically Trapped Molecules Created from Fermionic Atoms*, Phys. Rev. Lett. **91**, 240402 (2003).
- [Joc04] S. Jochim, *Bose-Einstein Condensation of Molecules*, Ph.D. thesis, Universität Innsbruck (2004).
- [Jul02] P. Julienne, *Cold collision basics: Threshold phenomena*, Talk at the University of Innsbruck (2002).
- [Ket99] W. Ketterle, D. Durfee, and D. Stamper-Kurn, *Making, probing and understanding Bose-Einstein condensates*, Proceedings of the International School of Physics - Enrico Fermi, 67, IOS Press (1999).
- [Kin04a] J. Kinast, S. L. Hemmer, M. E. Gehm, A. Turlapov, and J. E. Thomas, *Evidence for Superfluidity in a Resonantly Interacting Fermi Gas*, Phys. Rev. Lett. **92**, 150402 (2004).
- [Kin04b] J. Kinnunen, M. Rodriguez, and P. Törmä, *Pairing gap and in-gap excitations in trapped fermionic superfluids*, Science (2004), published online July 22 2004; 10.1126/science.1100782.

Literaturverzeichnis

- [Lan77] L. D. Landau and E. M. Lifshitz, *Quantum Mechanics: Non-Relativistic Theory*, Pergamon Press, Oxford, 1977, 3rd ed.
- [Leg80] A. J. Leggett, *Modern Trends in the Theory of Condensed Matter*, 13–27, Springer-Verlag, Berlin, 1980.
- [Lev49] N. Levinson, K. Danske Vidensk. Selsk. Mat. Fys. Medd. **25** (1949).
- [Mad00] K. M. Madison, F. Chevy, W. Wohlleben, and J. Dalibard, *Vortex Formation in a Stirred Bose-Einstein Condensate*, Phys. Rev. Lett. **84**, 806 (2000).
- [Mat99] M. R. Matthews, B. P. Anderson, P. C. Haljan, D. S. Hall, C. E. Wieman, and E. A. Cornell, *Vortices in a Bose-Einstein Condensate*, Phys. Rev. Lett. **83**, 2498 (1999).
- [Mor01] H. Moritz, *Fermionisches Lithium in einer optischen Resonatordipolfalle*, Diplomarbeit, Max-Planck-Institut für Kernphysik, Heidelberg (2001).
- [O´H01] K. M. O´Hara, M. Gehm, S. Granade, and J. Thomas, *Scaling laws for evaporative cooling in time -dependent optical traps*, Phys. Rev. A **64**, 051403(R) (2001).
- [O´H02] K. M. O´Hara, S. L. Hemmer, M. E. Gehm, S. R. Granade, and J. E. Thomas, *Observation of a Strongly Interacting Degenerate Fermi Gas of Atoms*, Science **298**, 2179 (2002).
- [Per04] A. Perali, P. Pieri, L. Pisani, and G. C. Strinati, *BCS-BEC Crossover at Finite Temperature for Superfluid Trapped Fermi Atoms*, Phys. Rev. Lett. **92**, 220404 (2004).
- [Pet03a] D. Petrov, C. Salomon, and G. Shlyapnikov, *Weakly bound dimers of fermionic atoms*, cond-mat/0309010 (2003).
- [Pet03b] D. S. Petrov, *Three-body problem in Fermi gases with short-range interparticle interaction*, Phys. Rev. A **67**, 010703(R) (2003).
- [Reg04] C. A. Regal, M. Greiner, and D. S. Jin, *Observation of Resonance Condensation of Fermionic Atom Pairs*, Phys. Rev. Lett. **92**, 040403 (2004).
- [Sch98] U. Schünemann, H. Engler, R. Grimm, M. Weidemüller, and M. Zielonkowski, *Simple scheme for tunable frequency offset locking of two lasers*, Review of Scientific Instruments **70**, 242 (1998).
- [Str] S. Stringari, private communication.

- [Str03] 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. **91**, 080406 (2003).
- [Str04] S. Stringari, *Collective oscillations of atrapped Fermi gas near a Feshbach resonance*, Europhys. Lett. **65**, 749 (2004).
- [Ven] V. Venturi, private communication.
- [Vic00] L. Vichi, *Collisional damping of the collective oscillations of a trapped Fermi gas*, J. Low Temp. Phys. **121**, 177 (2000).
- [Wei99] J. Weiner, V. S. Bagnato, S. Zilio, and P. S. Julienne, *Experiments and theory in cold and ultracold collisions*, Rev. Mod. Phys. **71**, 1 (1999).
- [Zwi03] M. W. Zwierlein, C. A. Stan, C. H. Schunck, S. M. F. Raupach, S. Gupta, Z. Hadzibabic, and W. Ketterle, *Observation of Bose-Einstein Condensation of Molecules*, Phys. Rev. Lett. **91**, 250401 (2003).
- [Zwi04] M. Zwierlein, C. A. Stan, C. H. Schunck, S. M. F. Raupach, A. J. Kerman, and W. Ketterle, *Condensation of Pairs of Fermionic Atoms near a Feshbach Resonance*, Phys. Rev. Lett. **92**, 120403 (2004).



## **Herzlichen Dank**

an Rudi Grimm, der mir die Möglichkeit gegeben hat, in seiner Arbeitsgruppe diese Diplomarbeit zu schreiben und für die hervorragende Betreuung.

an das Lithium Team, bestehend aus: Markus, der dafür gesorgt hat, dass in unserem Experiment alles glatt läuft und mir bei meiner Diplomarbeit mit Rat und Tat zur Seite stand. Alexander, mit dem ich in Zukunft noch viele Experimente im Labor bestreiten werde. Selim, der das Experiment von der ersten Stunde an aufgebaut hat. Cheng, dem lebenden Physikbuch. Johannes, dem Assistenten in unserer Truppe.

an Matthias und Jens meine Büronachbarn für die einfallsreiche Übersetzung englischer Worte ins Deutsche und dafür, dass sie meine quälenden Fragen ertragen haben.

an die übrige Arbeitsgruppe, nämlich: Gerhard, Christoph, Gregor, Tino, Bastian, Mattias, Michael M., Klaus, Tobias, David, Michael H. und Peter für die Hilfe bei allen möglichen Belangen.

Besondere Dank gebührt meinen Eltern und meiner Schwester.