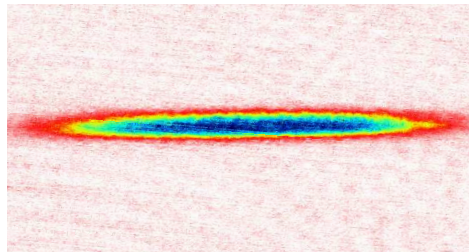


Diplomarbeit

Atom - Atom Wechselwirkung in einem ultrakalten, fermionischen Gas

zur Erlangung des akademischen Grades
eines Magisters der Naturwissenschaften
vorgelegt von

Gerhard Hendl



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

September 2003

Zusammenfassung

In der vorliegenden Diplomarbeit wird gezeigt, wie mit Hilfe eines Magnetfeldes die Wechselwirkung zwischen stoßenden Atomen in einem ultrakalten, fermionischen ^6Li Gas kontrolliert werden kann. In der quantenmechanischen Streutheorie lässt sich die Wechselwirkung zwischen stoßenden ultrakalten Teilchen durch einen einzigen Stoßparameter, die Streulänge a , beschreiben. Einfach gesagt, beschreibt der Betrag der Streulänge die Stärke der Wechselwirkung und ihr Vorzeichen, ob die Wechselwirkung anziehend oder abstoßend ist. Wir benutzten eine sogenannte Feshbach-Resonanz, um die Streulänge der Atome kontinuierlich zwischen $-\infty$, 0 und $+\infty$ durchzustimmen.

Beobachtet wird das Thermalisierungsverhalten einer Atomwolke von ^6Li -Atomen in einer Dipolfalle durch elastische Stöße. Da bei Fermionen aufgrund des Pauliprinzip Stöße zwischen identischen Fermionen bei geringen Stoßenergien stark unterdrückt sind, werden die Atome in die beiden niederenergetischsten Spinzuständen präpariert. Dieses Spingemisch zeigt eine besonders breite Feshbach-Resonanz bei ca. 810 Gauss. Damit lassen sich sehr hohe elastische Streuquerschnitte und Stoßraten zwischen den Atomen einstellen, die von uns benutzt wurden, um ein sehr effizientes Verdampfungskühlen durchzuführen.

Zum Fangen des Spingemischs setzen wir eine Dipolfalle ein, deren Frequenz gegenüber der Lithium Resonanzfrequenz weit verstimmt ist. Für eine angemessene Fallentiefe von 1 mK wird die Intensität des Fallenlasers in einem optischen Resonator überhöht. Zum Laden der Dipolfalle mit kalten Atomen dient eine magneto-optische Falle. Nach Einschalten des homogenen Magnetfeldes ändert dessen Einfluss den Stoßquerschnitt der Atome, und das Gas produziert durch elastische Stöße "heiße" Teilchen mit Energien größer der Fallentiefe, welche aus der Falle entweichen. Die verbleibenden Atome thermalisieren weiter zu tieferen Temperaturen. Dieser Prozess ist als "Evaporation" bekannt. Der Teilchenverlust aus der Dipolfalle erfolgt um so schneller je größer die Stoßrate.

Die Beobachtung der Evaporation ist eine probate Methode um die Streulänge zu messen. Verschwindet z.B. bei einem Magnetfeld die Streulänge, so findet keine Evaporation statt und Temperatur sowie Teilchenzahl in der Dipolfalle bleiben unverändert. Auf diese Weise konnten wir den Nulldurchgang der s -Wellen-Streulänge für das ^6Li -Spingemisch zu 530(3) Gauss bestimmen.

Die vorliegende Arbeit bildet nun einen guten Ausgangspunkt, mittels Verdampfungskühlung in ein sehr interessantes Regime vorzudringen, mit dem eine Reihe spannender Experimente durchgeführt werden können. Dazu gehört z.B. die Produktion ultrakalter Moleküle und das Erreichen der Quantenentartung des Fermigases.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Ultrakaltes fermionisches Lithium	3
2.1	Lithium	3
2.2	Stoßeigenschaften - Feshbach-Resonanz	4
2.3	Atome in der Dipolfalle	12
2.3.1	Dipolfalle	13
2.3.2	Evaporation	15
3	Experimenteller Aufbau	21
3.1	Vakuumapparatur	21
3.2	Magnetspulen	24
3.3	Dipolfalle	28
3.4	Lasersystem	30
3.5	Abbildungssystem	34
3.6	Experiment-Steuerung	37
4	Laden der Dipolfalle und Messmethoden	39
4.1	Laden der Dipolfalle	39
4.2	Teilchenzahlbestimmung	40
4.3	Temperaturbestimmung	42
4.4	Fallenfrequenzmessung	45
4.5	Magnetfeldeichung	50
5	Messergebnisse	55
5.1	Elastische Stöße in der Dipolfalle	55
5.2	Zeitlicher Verlauf der Evaporation	59
6	Ausblick	63
A	Spulendaten	65
B	Maßskizze des Ofens	69

C	Schaltpläne	71
C.1	Wasserwächter	71
C.2	Ansteuerung Delta-Netzteile	74
C.3	Schaltbox-Spulensteuerung	77
C.4	analoger Portexpander	78

1 Einleitung

Die Bildung von zusammengesetzten Bosonen durch Paarung von Fermionen ist der Schlüssel zu vielen faszinierenden Phänomenen in der Physik. Superfluidität und Supraleitung sind prominente Beispiele dafür. In ultrakalten fermionischen Gasen können sich Paare von fermionischen Atomen zu bosonischen Molekülen oder womöglich zu Cooper-Paaren verbinden. Die Paare ändern die Eigenschaften des Gases derart, dass die Möglichkeit besteht, superfluide Zustände, wie molekulares Bose-Einstein Kondensat (BEC) oder ein Cooper-Paar Superfluid (BCS) zu erhalten.

Bei der Paarbildung spielt die interatomare Wechselwirkung eine zentrale Rolle. In einem ultrakalten Gas charakterisiert die s -Wellen Streulänge a die elastische Wechselwirkung. Der Betrag der Streulänge gibt die Stärke der Wechselwirkung und das Vorzeichen (+/-) den Charakter (abstoßend/anziehend) an. Die Streulänge lässt sich bequem mit einem Magnetfeld einstellen, wenn eine Feshbach-Resonanz existiert. Eine Feshbach-Resonanz tritt auf, wenn die Stoßenergie von zwei freien Atomen mit einem quasi gebundenen Molekülzustand übereinstimmt. In der Umgebung einer Feshbach-Resonanz ist die Streulänge sehr groß, auf einer Seite der Resonanz positiv und auf der anderen negativ. Die Kontrolle der Wechselwirkung mit einer magnetisch einstellbaren Streulänge eröffnet spannende Experimente mit ultrakalten, fermionischen Gasen, z.B. die Erforschung von Supraleitung in unterschiedlichen Paar-Regimen.

Eine Möglichkeit die Feshbach-Resonanz zu nutzen, ist die kontrollierte Umwandlung von Atomen in Moleküle. Die Bindungsenergie des Molekülzustandes, welcher zur Feshbach-Resonanz gehört, variiert mit dem Magnetfeld auf der positiven Seite der Resonanz ($a > 0$). Beim Ändern der Streulänge weg von der Resonanz zu positiven Streulängen steigt die Bindungsenergie von Null kontinuierlich an. So können bei einem inelastischen Stoß zwei Atome in den gebundenen Molekülzustand über gehen. In den bereits durchgeführten Experimenten koexistieren die Moleküle mit den Atomen in einer stark wechselwirkenden Mischung. Die Separation von Atomen und Molekülen erleichtert der inhärente Unterschied in den magnetischen Momenten der beiden, wodurch eine Stern-Gerlach Selektion der Mischung möglich ist. Das Gas aus bosonischen Molekülen kann anschließend mit evaporativem Kühlen bis zur Quantenentartung abgekühlt werden, um ein BEC zu erzeugen. Das Interesse ist groß ein Molekül BEC zu erzeugen, bei dem die Moleküle aus fermionischen Atomen bestehen. Es gibt nämlich einen direkten Zusammenhang zwischen schwach gekoppelten Cooper-Paaren in einem Superfluid und einem BEC aus Molekülen im stark wechselwirkendem Limit. Dies sollte es ermöglichen, das BEC in ein BCS-Superfluid zu transferieren, in dem mit einer zeitlichen Magnetfeldrampe die Streulänge über die Feshbach-Resonanz zu

1 Einleitung

negativen Streulängen verstimmt wird. Der Phasenübergang zur BCS-Superfluidität ist vergleichbar mit dem BCS-Übergang in einem Supraleiter, bei dem sich die fermionischen Elektronen zu Cooper-Paaren verbinden.

Diese Diplomarbeit berichtet von der gezielten Manipulation der Wechselwirkung zwischen ${}^6\text{Li}$ -Atomen in einer Dipolfalle. Das erste Kapitel beinhaltet die Grundlagen zur Stoßtheorie und dem Dipolfallenkonzept. Das anschließende Kapitel beschreibt den experimentellen Aufbau. Da es bereits drei Diplomarbeiten ([Els00],[Joc00],[Mor01]) zu dem Aufbau gibt, wird hier mehr auf die Neuerungen, wie die Erzeugung des Magnetfeldes oder das Abbildungssystem eingegangen. Im dritten Kapitel befinden sich die für das Experiment wichtigen Messmethoden zur Bestimmung von Teilchenzahl, Fallenfrequenz und Magnetfeldeichung. Im vierten Kapitel sind die Messergebnisse dargelegt. Einen Ausblick über die nächsten Schritte gibt das sechste Kapitel. Zu erwähnen ist noch der Anhang, der eine Sammlung von Schaltplänen, eine Maßskizze und eine Tabelle zu den Magnetspulen beinhaltet.

2 Ultrakaltes fermionisches Lithium

2.1 Lithium

In der Natur findet man zwei stabile Isotope von Lithium. Das fermionische ${}^6\text{Li}$ (7,42%) und das bosonische ${}^7\text{Li}$ (92,58%). ${}^6\text{Li}$ besitzt einen uu-Kern (ungerade Anzahl von Neutronen und Protonen) indem sich die Nukleonenspins zu einem Kernspin von $1\hbar$ summieren. Zusammen mit einem Elektron im 2s-Orbital in der äußeren Schale ergibt sich der halbzahlige Gesamtdrehimpuls F , je nach Orientierung der beiden Spins zu einander von $1/2 \hbar$ und $3/2 \hbar$ im Grundzustand.

In Abbildung 2.1 ist das Termschema mit den magnetischen Aufspaltungen der Niveaus zu sehen. Bei keinem anderen Alkaliatom führt die Atomkonfiguration zu derart geringen Aufspaltungen der Energieniveaus wie bei ${}^6\text{Li}$. So beträgt die Feinstrukturaufspaltung des $2P$ -Zustandes nur 10 GHz (zum Vergleich, das nächste Alkali-Element ${}^{23}\text{Na}$: 510 GHz). Die geringe Hyperfeinaufspaltung des $2^2P_{3/2}$ Zustandes von 4,5 MHz ist kleiner als die natürliche Linienbreite der D_2 -Linie von 5,9 MHz.

Zum Laserkühlen der Atome regt man die Atome gezielt an. In unserer magneto-optischen Falle wird dazu Licht verwendet, das Atome aus dem Zustand $2^2S_{1/2}, F = 3/2$ in den Zustand $2^2P_{3/2}$ hebt. Die Auswahlregel für optische Übergänge ($\Delta F = 0, \pm 1$) lässt eine Anregung in alle drei Subniveaus des Zustands $2^2P_{3/2}$ zu. Dadurch, dass die Hyperfeinaufspaltung kleiner als die natürliche Linienbreite des Zustandes ist, können die einzelnen Subniveaus nicht gezielt besetzt werden, und die Wahrscheinlichkeit, dass ein Atom, welches vom Zustand $2^2S_{1/2}, F = 3/2$ mit σ^+ Licht angeregt wird und nicht im Zustand $2^2P_{3/2}, F=5/2$ landet, ist relativ groß (siehe [MS99] Seite 283). Jedes dritte Atom wird sich in dem Zustand $2^2P_{3/2}, F=3/2$ oder $F=1/2$ wiederfinden, aus denen es auch in den Zustand $2^2S_{1/2}, F=1/2$ zerfallen kann. Man bezeichnet diesen Zustand auch als Dunkelzustand, weil Atome in dem Zustand nicht mit demselben Licht wieder angeregt werden können und “dunkel” bleiben. Für einen geschlossenen Kreislauf benötigt man daher einen zweiten Laser mit einer Frequenzdifferenz, die der Hyperfeinaufspaltung des Grundzustandes von 228,2 MHz entspricht. Dieser Laser, der die Atome aus dem Zustand $2^2S_{1/2}, F=1/2$ wieder anregt, wird als Rückpumper bezeichnet, und der andere als Kühler. Aufgrund der kleinen Hyperfeinaufspaltung des 2^2S -Zustandes fallen viele, der aus dem Dunkelzustand $2^2S_{1/2}$ zurückgepumpten Atome, wieder in diesen zurück. Um effizient zu kühlen benötigt man im Rückpumper daher etwa dieselbe Leistung wie im Kühler selbst. Dies gewährleistet, dass sich ein Atom nur kurz im Dunkelzustand aufhält.

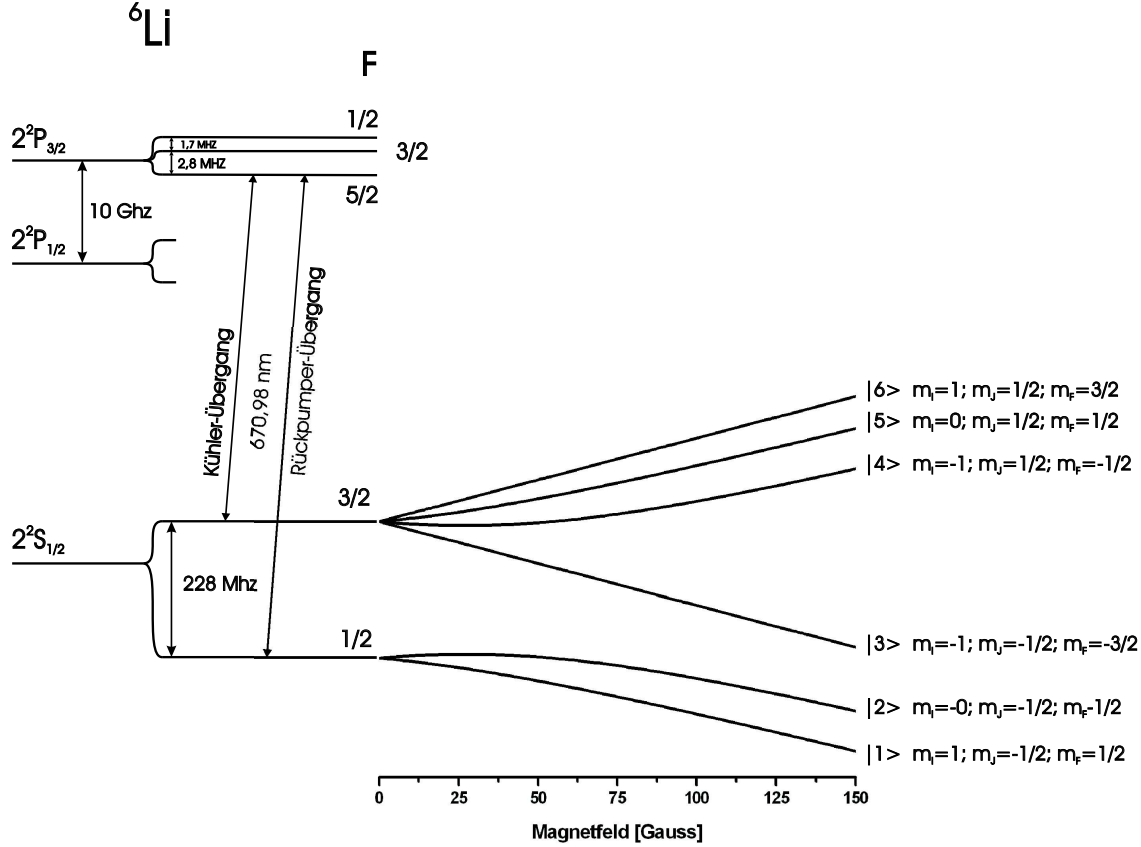


Abbildung 2.1: Termschema von ${}^6\text{Li}$ mit den magnetischen Aufspaltungen der Zustände $2^2\text{S}_{1/2}F=1/2$ und $F=3/2$

2.2 Stoßeigenschaften - Feshbach-Resonanz

Bevor auf die quantenmechanische Betrachtung des Stoßes eingegangen wird, ein kurzer Einblick in die Natur der Fermionen.

Ein Ergebnis der relativistischen Quantentheorie ist die Symmetrieeigenschaft der Wellenfunktion für identische Teilchen. Für identischen Teilchen mit halbzahligem Spin, Fermion genannt, gilt stets, dass die totale Wellenfunktion unter Vertauschung zweier Teilchen, antisymmetrisch sein muss. Eine Folge daraus ist, dass zwei identische Fermionen nicht in allen ihren Quantenzahlen übereinstimmen können. Diese Forderung ist als Pauliprinzip bekannt. Dass Fermionen keinen bereits besetzten Quantenzustand einnehmen dürfen, zeigt sich auch in der Energie-Verteilungsfunktion, der Fermi-Funktion.

$$f(\varepsilon) = \frac{1}{e^{\frac{\varepsilon - \mu}{k_B T}} + 1} \quad (2.1)$$

Für einen Zustand mit Energie ε kann $f(\varepsilon)$ maximal eins werden, was bedeutet, dass der Zustand mit einem Fermion besetzt ist.

Betrachten wir zunächst zwei identische Fermionen. Dessen Wellenfunktion lässt sich aus einer räumlichen und einer internen Wellenfunktion zusammensetzen. Die interne Wellenfunktion bei identischen Teilchen ist symmetrisch. Bei Stößen in einem ultrakaltem Gas sind bei der räumlich Komponente die Anteile, die einen antisymmetrischen Beitrag liefern würden, stark unterdrückt. Eine globale antisymmetrische Wellenfunktion ist daher zwischen identische Fermionen bei tiefen Temperaturen nicht möglich, und die identischen Fermionen stoßen nicht. Nicht identische Fermionen müssen die Symmetriebedingung für die Wellenfunktion nicht erfüllen. Zur Untersuchung der Wechselwirkung zwischen Fermionen präparierten wir daher die Fermionen in unterschiedlichen Spinzuständen.

Grundsätzlich gibt es zwei Arten von Stößen. Beim elastischen Stoß bleibt die kinetische Energie der Teilchen erhalten. Bei einem inelastischen Stoß bleibt zwar auch die Energie erhalten, aber es findet eine Umwandlung von äußerer kinetischen Energie in innerer Energie und umgekehrt statt. Schauen wir uns zunächst den inelastischen Fall für ein Spingemisch von Fermionen an. Bei jedem Stoß gilt Drehimpulserhaltung und die Symmetriebedingung der Wellenfunktion darf nicht verletzt werden. Nehmen wir ein beliebiges Spingemisch (z.B. $|1\rangle$ und $|4\rangle$) so kann es vorkommen, dass beim Stoß die zuvor genannten Bedingungen erfüllt sind und durch einen Spinflip innere Energie in kinetische Energie umgewandelt wird, was gleich zu setzen ist mit dem Heizen des Spingemisches.

Als nächstes betrachten wir einen inelastischen Stoß im Spingemisch mit den Zuständen $|1\rangle$ und $|2\rangle$ genauer. Vor dem Stoß befindet sich jeweils ein Atom in einem der beiden Zustände. Die räumliche Wellenfunktion ist symmetrisch, was dem Stoß den Charakter eines zentralen Stoßes verleiht. Somit ergibt sich ein Gesamtdrehimpuls von null. Beim Stoß kehrt sich nun der Spin des höherenergetischen Atoms um und geht in den gleichen Zustand über wie der Stoßpartner. Anscheinend würde dabei das Pauliprinzip verletzt, aber durch die Drehimpulserhaltung entfernen sich die Teilchen so, dass sie relativ zu einander den gleich großen Drehimpuls besitzen, wie die Summe beider parallelen Spins. Die beiden Teilchen laufen dezentral auseinander und dadurch ist die räumlich Wellenfunktion antisymmetrisch und erfüllt somit die Forderung einer globalen antisymmetrischen Wellenfunktion. Der relative Drehimpuls ist $1 \times \hbar$ und die auslaufende Welle wird daher, so wie nach der Bahndrehimpulsbezeichnung in der Atomphysik, als p -Welle bezeichnet.

Wie wir also gesehen haben, sind inelastische Stöße in Spingemisch $|1\rangle$ und $|2\rangle$ sehr wohl möglich, aber stark unterdrückt, weil dazu p -Wellen benötigt werden. Der überwiegende Teil der Stöße findet zwischen Atomen in unterschiedlichen Spinzuständen statt, sind elastisch und verhindern dadurch das unerwünschte Heizen des Gases.

Ein elastischer Stoß zwischen identischen Fermionen ist theoretisch möglich. Dabei ist die räumliche Komponente der Wellenfunktion vor und nach dem Stoß eine p -Welle. p -Wellen können sich aber nur bei höheren Stoßenergien bilden und kommen daher

bei ultrakalten Gasen nicht vor. Dazu mehr im folgenden Abschnitt.

Streulänge

Ziel des folgenden Abschnittes ist es, den Streuquerschnitt und die Streulänge elastischer Stöße einzuführen, für eine spätere Diskussion.

Neutrale Atome wechselwirken hauptsächlich über ein elektrostatisches Molekülpotential $V(\mathbf{r})$, welches nur vom Abstand der beiden Stoßpartner abhängt. Im Schwerpunktsystem kann der Stoß zwischen den ultrakalten Atomen als ein Teilchen mit der reduzierten Masse μ , das an einem Zentralpotential $V(\mathbf{r})$ gestreut wird, behandelt werden. Wir betrachten den Fall, dass das einlaufende Teilchen eine scharfe Energie und Impuls besitzt, und somit gut als ebene Welle modelliert werden kann. Beim Streuvorgang, welcher als stationär angesehen werden kann, wird die ebene Welle am Zentralpotential gestreut, erfährt eine Phasenverschiebung und läuft als Kugelwelle wieder aus. Die totale Wellenfunktion ist die Summe der einlaufenden und gestreuten Welle.

$$\Psi(\mathbf{r}) = \Psi_{in} + \Psi_{Str} = A(e^{ikz} + f(\Theta)e^{ikr}/r) \quad (2.2)$$

Der Faktor A dient zur Normierung und spielt für die weitere Berechnung des Streuquerschnittes keine Rolle. Handelt es sich beim Zentralpotential um ein kugelsymmetrisches und wird die Spinwechselwirkung nicht berücksichtigt ist das Problem axial-symmetrisch, und die Streuamplitude $f(\Theta)$ hängt nur vom Streuwinkel Θ und nicht vom Azimutwinkel Φ ab. Das Betragsquadrat der Streuamplitude ergibt den differentiellen Streuquerschnitt.

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = |f(\Theta)|^2 \quad (2.3)$$

Die Integration des differentiellen Streuquerschnitts über den gesamten Raumwinkel liefert dann den totalen Streuquerschnitt. Zunächst ist es aber notwendig die Streuamplitude zu berechnen. Bei Kugelsymmetrie des Zentralpotential kann die gestreute Welle in Teilwellen mit unterschiedlichen Bahndrehimpulsen $L = l\hbar$ zerlegt werden.

$$\Psi_{Str} = \underbrace{\sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) \frac{e^{2i\delta_l} - 1}{2ik} P_l(\cos \Theta)}_{\text{Streuamplitude } f(k, \Theta)} \frac{e^{ikr}}{r} \quad (2.4)$$

l ist die Drehimpulsquantenzahl, $P_l(\cos \Theta)$ sind die Legendre Polynome und k ist die Wellenzahl. δ_l gibt die Größe der Phasenverschiebung der l -Teilwelle zu der Einlaufenden an. Die Streuamplitude taucht als Summe über die Legendre Polynome mit verschiedenen Gewichtungsfaktoren auf. Die anschließende Integration der Streuamplitude über den gesamten Raumwinkel unter Berücksichtigung der Eigenschaften der Legendre Polynome ergibt den gesuchten totalen Streuquerschnitt σ .

¹Herleitungen zu finden in [MK94] Seite 109 und [Dal99]

$$\sigma = 4\pi \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) \frac{\sin^2 \delta_l}{k^2} \quad (2.5)$$

Im Falle eines ultrakalten Gases tragen nur die Wellen mit den niedrigstem Drehimpuls zum Streuquerschnitt bei. Dazu eine kurze Überlegung. Betrachten wir zunächst ein klassisches Teilchen, dass einen Drehimpuls auf ein anderes Teilchen durch einen elastischen Stoß überträgt. Der Drehimpuls ergibt sich aus dem Stoßparameter r_0 (Abstand der beiden Zentren normal zur Flugrichtung des einlaufenden Teilchens), mal dem Impuls p des Teilchens. In der Welt der Quantenmechanik kann der Drehimpuls aber nur Werte Vielfaches von $\hbar$ annehmen. Somit ergibt sich für den übertragenen Drehimpuls die Gleichung $L = l\hbar \simeq r_0 p \simeq r_0 h / \lambda_{dB}$. Nimmt man an, der maximale Stoßparameter r_0 entspricht der Reichweite des Potentials mit dem das Teilchen mit dem anderen wechselwirkt, ist ein typischer Werte für $r_0 \approx 10^{-9}$ m. Die de Broglie Wellenlänge $\lambda_{dB} = \frac{h}{\sqrt{2\pi\mu k_B T}}$ beträgt bei der Temperatur $T=100$ μ K für ${}^6\text{Li}$ ungefähr 10^{-7} m. Man folgert daraus:

$$l \simeq \frac{r_0}{\lambda_{dB}} \ll 1 \quad (2.6)$$

In ultrakalten Gasen ist also nur mehr die Partialwelle mit $l = 0$, auch s -Welle genannt, für den Stoß relevant. Demzufolge reduziert sich der Streuquerschnitt zu

$$\sigma = 4\pi \frac{\sin^2 \delta_0}{k^2} \quad (2.7)$$

Der Bereich, der uns bei ultrakalten Gasen interessiert, ist der für geringe Stoßenergien. Für den Grenzwert $k \rightarrow 0$ ist es zunächst sinnvoll die Streulänge a zu definieren:

$$a := -\lim_{k \rightarrow 0} \frac{\tan \delta_0(k)}{k} \quad (2.8)$$

Aus der Definition ist ersichtlich, dass sich die Phasenverschiebung $\delta_0(k)$ bei kleinen Stoßenergien wie $-ak$ verhält. Der s -Wellen-Streuquerschnitt für *nicht* identische Teilchen bei kleinen Stoßenergien ergibt sich damit zu

$$\sigma = \lim_{k \rightarrow 0} 4\pi \frac{\sin^2 \delta_0(k)}{k^2} \simeq 4\pi a^2 \quad (2.9)$$

d.h. das Streuzentrum wirkt wie eine harte Kugel mit dem Radius $2a$.

Abbildung 2.2 zeigt den Verlauf der Wellenfunktion Ψ bei niedrigen Stoßenergien von $1,4\mu\text{K}$ für ein Na-Atom, was an einem Van der Waals Potential ($\sim 1/R^6$ für große R) gestreut wird. Darin ist auch die physikalische Interpretation der Streulänge, als Ursprungspunkt der langwelligen, asymptotischen Wellenfunktion $\sim \sin(k(R-a))$ bei $R = a$ eingetragen. Das Vorzeichen der Streulänge hat zwar keinen Einfluss auf den

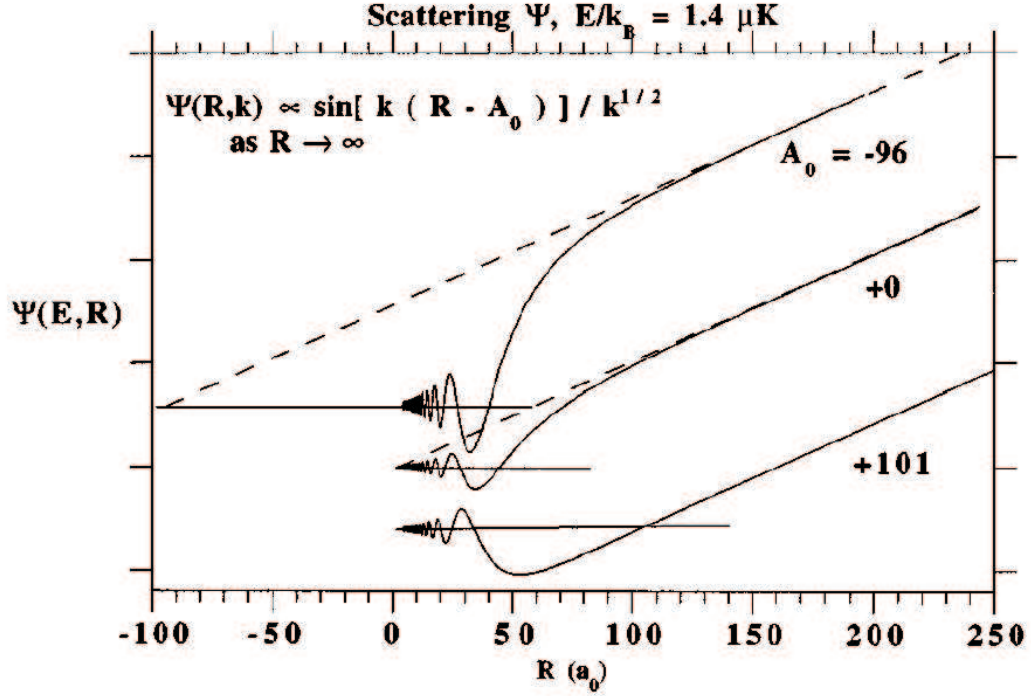


Abbildung 2.2: Wellenfunktion eines gestreuten Teilchens bei verschiedenen Streulängen. Die Streulänge ist jene Größe, bei der die langwellige asymptotische Wellenfunktion (strichlierten Linien) die R -Achse schneidet. Bildquelle [WBZJ99]

Streuquerschnitt, weil dort nur das Quadrat der Streulänge auftaucht, aber es gibt den Charakter der Wechselwirkung an. Eine positive Streulänge zeigt eine repulsive Wechselwirkung und eine negative Streulänge eine attraktive Wechselwirkung.

Feshbach-Resonanz

Die Stößeigenschaften können sich dramatisch verändern, wenn es zu Resonanzercheinungen kommt. Auf deren Ursprung wird im folgenden kurz eingegangen. Eine genauere Herleitung dazu findet man in [Dal99] und speziell für Lithium in [O’H00].

Bei s -Wellen-Stößen bleibt der räumliche Drehimpuls L aufgrund der Kugelsymmetrie des Potentials erhalten. Der Ausgangskanal² besitzt daher dasselbe $M_F = m_{f1} + m_{f2}$ ($m_{f_i} = m_{I_i} + m_{J_i}$) wie der Eingangskanal, kurz $\Delta M_F = 0$. Der Kanal $\{|1\rangle|2\rangle\}$ mit $M_F = 0$ kann also mit den Kanälen $\{|1\rangle|2\rangle\}$, $\{|4\rangle|5\rangle\}$, $\{|6\rangle|3\rangle\}$, $\{|5\rangle|2\rangle\}$ und $\{|4\rangle|1\rangle\}$ koppeln (siehe Abbildung 2.1). Bis auf den Kanal $\{|1\rangle|2\rangle\}$ liegen alle jedoch energetisch höher und die Wahrscheinlichkeit, dass Atome in einem der an-

²Als Kanal wird eine Spinkombination der Teilchen bezeichnet, mit der sie ein- oder auslaufen.

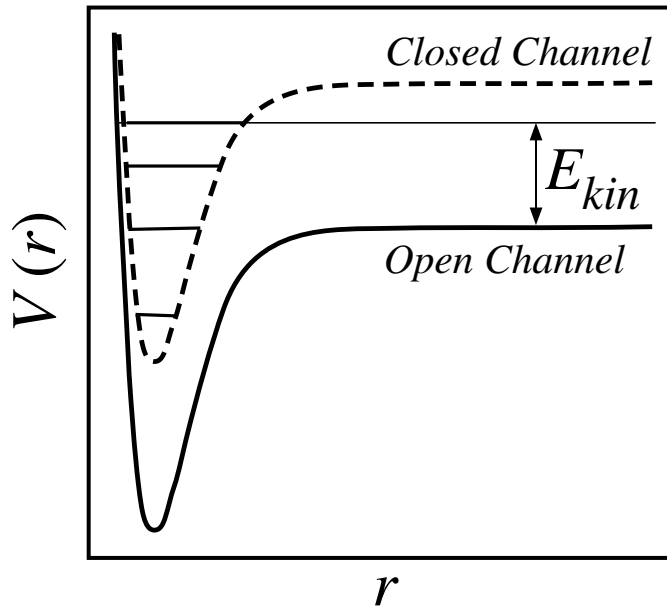


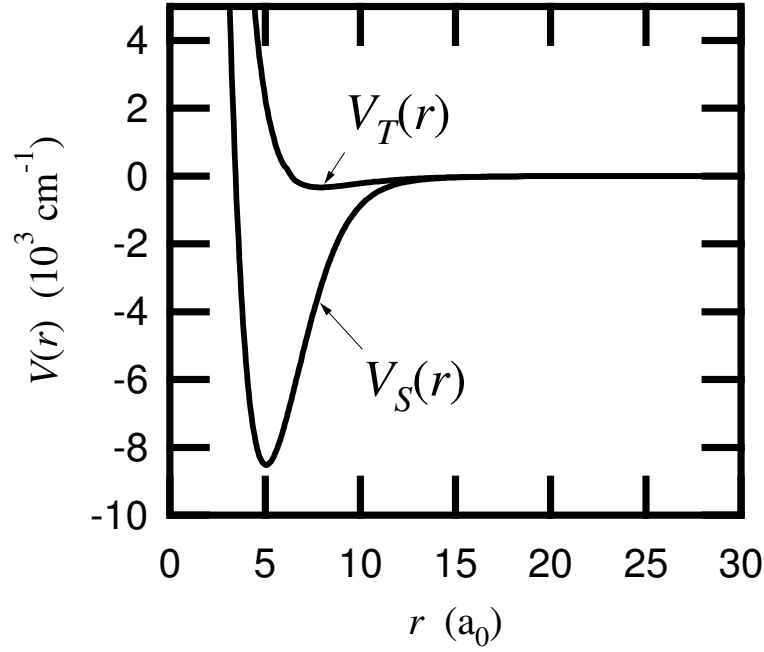
Abbildung 2.3: Entartung eines Energieniveaus des geschlossenen Kanals mit der Kontinuumsenergie eines offenen Kanals, als Ursprung der Feshbach-Resonanz. Bildquelle [O´H00]

deren Ausgangskanälen landen, ist energetisch verboten. Man nennt sie daher auch geschlossene Kanäle.

Die energetischen Verhältnisse bei einer Feshbach-Resonanz sind in Abbildung 2.3 zu sehen. Sie zeigt, dass es bei einer Feshbach-Resonanz zur einer Koppelung zwischen einem Molekülpotential eines geschlossenen und eines offenen Kanals kommt. Sie ist am stärksten, wenn die Kontinuumsenergie des offenen Kanals gleich mit der Energie eines gebundenen Zustandes eines geschlossenen Kanals ist. Diese Resonanz bewirkt eine Singularität in der Streulänge und ist als Feshbach-Resonanz bekannt.

Betrachten wir das Molekülpotential eines Spin-1/2 Gemisches genauer. Nähern sich die Atome und sind die Spins der Valenzelektronen so ausgerichtet, dass der Gesamtspin null ergibt ($\mathbf{S} = \mathbf{S1} + \mathbf{S2} = 0$), spricht man von einem Singlet-Potential. Dabei ist die räumliche Komponente der Wellenfunktion von den beiden Valenzelektronen symmetrisch und die globale Wellenfunktion der beiden antisymmetrisch. Die Antisymmetrie der beiden fermionischen Elektronen erlaubt es ihnen, sich zwischen den beiden Kernen aufzuhalten. Die positive Ladung der Kerne wird dadurch abgeschirmt, und die beiden Atomkernen können sich näher kommen.

Einem Triplet-Potential ergibt sich, wenn der Gesamtspin, der sich nähernden Atome, eins ist. Die globale Wellenfunktion ist symmetrisch und die Aufenthaltswahrscheinlichkeit der beiden Valenzelektronen zwischen den Kernen wird null. Die abstoßende Kraft zwischen den Kernen kann nicht abgeschirmt werden. Man erwartet daher, dass das Triplet-Potential viel niedriger ist als das Singlet-Potential, wie auch

Abbildung 2.4: Verlauf des Singlet- und Triplet-Molekülpotential von ${}^6\text{Li}$

in Abbildung 2.4 zu sehen ist .

Bei der breiten Feshbach-Resonanz von ${}^6\text{Li}$ besitzt der offene Kanal einen starken Triplet-Charakter und der geschlossene einen Singlet. Im Triplet-Zustand sind die beiden Spins parallel und daher summieren sich die magnetischen Momente der beiden Elektronen zu 2 mal den Bohrschen Magneton μ_B . In Folge des Vorhandensein eines magnetischen Moments lässt sich die Energie des Triplet-Zustandes in einem Magnetfeld verschieben ($\delta E = -2\mu_B \delta B$). Der Singlet-Zustand besitzt ein verschwindend kleines Moment und verschiebt nicht im Magnetfeld. Findet nun der Stoß in einem externen Magnetfeld statt, lassen sich die beiden beteiligten Potentiale gegeneinander mit dem Magnetfeld verschieben, und somit die Stärke der Koppelung einstellen. Es können so große positive und negative Streulängen experimentell zugänglich gemacht werden.

Es stellt sich nun die Frage, ob der Streuquerschnitt bei einer Feshbach-Resonanz nach Gleichung 2.9 ebenfalls unendlich groß wird. Gleichung 2.9 gilt allerdings nur für den Grenzwert $k \rightarrow 0$, was nicht ganz der Realität entspricht. Betrachtet man sich den allgemeineren Fall, der durch Gleichung 2.7 ausgedrückt ist, zeigt sich, dass durch $\sin(\delta_0) \leq 1$ der s -Wellen-Streuquerschnitt eine obere Schranke mit

$$\sigma \leq \frac{4\pi}{k^2} \quad \text{mit} \quad k = \frac{mv}{2\hbar} \quad (2.10)$$

besitzt. Diese Schranke ist als “Unitäres Limit” bekannt, und kommt da zu tragen wo gilt: $a^2 \gg 1/k^2$. Es kann so interpretiert werden, dass der Streuquerschnitt ei-

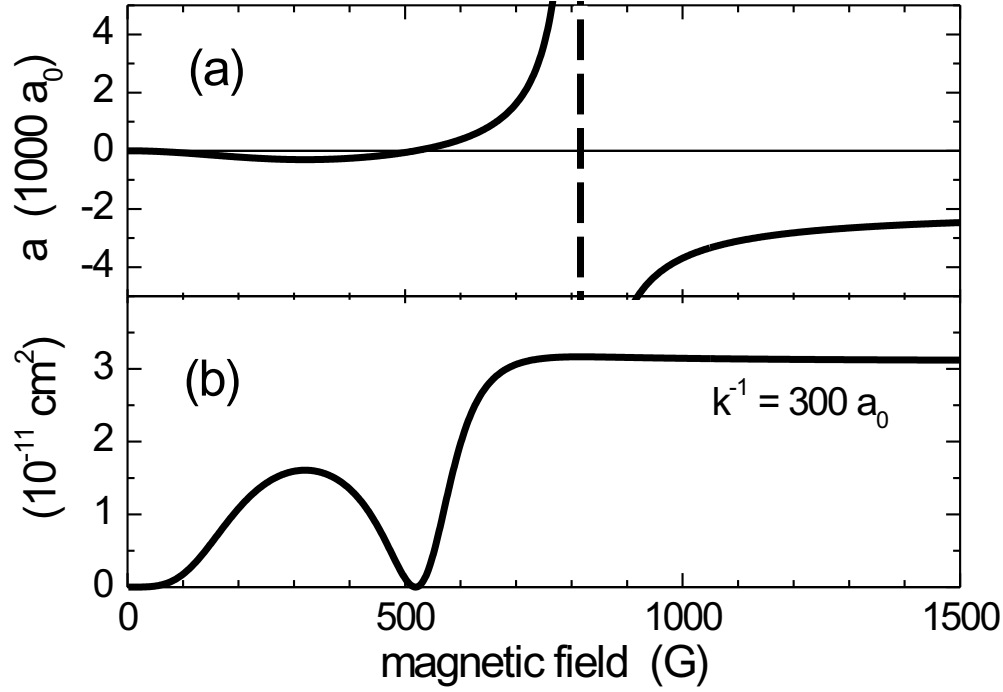


Abbildung 2.5: s -Wellen-Streulänge und Streuquerschnitt als Funktion des Magnetfeldes. a_0 ist der Bohrsche Radius. Bildquelle [JMH⁺02]

nes Atoms nicht viel größer werden kann, als die Ausdehnung seines Wellenpaketes. Berücksichtigt man die magnetfeldabhängige Streulänge $a(B)$ und das unitäre Limit, kann der resultierende magnetfeldabhängige Streuquerschnitt geschrieben werden als

$$\sigma = \frac{4\pi a^2}{1 + k^2 a^2} \quad \text{aus [Dal99]} \quad (2.11)$$

In Abbildung 2.5(a) ist der theoretische Verlauf der s -Wellen-Streulänge für ein ^6Li -Spingemisch in den Zuständen $|1\rangle$ und $|2\rangle$ bei einer Temperatur von 1 nK dargestellt. Ausgehend von verschwindender Streulänge bei Nullfeld, folgt ein lokales Minimum bei ca. 330 Gauss. Nach dem Nulldurchgang bei ca. 530 Gauss geht die Streulänge in eine breite Feshbach-Resonanz (Breite ca. 200 Gauss) bei ungefähr 815 Gauss über. Bei großen Magnetfeldern ab ca. 1000 Gauss ist die Streulänge konstant unter -2000 a_0 groß, wobei a_0 dem Bohrschen Radius entspricht ($a_0 = 0,53 \cdot 10^{-10} \text{ m}$). Die große negative Streulänge rührt vom Triplet-Molekülpotential her, das bei großen Magnetfeldern dominant ist. Das Triplet-Potential besitzt nahe dem Kontinuum einen virtuellen, un-

gebunden Zustand. Die Energien der einlaufenden Teilchen sind beinahe resonant mit diesem Zustand, was zu den großen negativen Streulängen führt.

Der Verlauf der Streulänge ist nicht nur eine Funktion des Magnetfeldes sondern hängt auch von der Stoßenergie E ab. Der theoretische Verlauf in Abbildung 2.5(a) gilt für eine Stoßenergie von 1 nK. Bei anderen Stoßenergien ändert sich unter anderem auch die Lage der Feshbach-Resonanz. Die Abweichung von der berechneten Lage lässt sich für ^6Li -Spingemisch durch

$$\Delta E = -2\mu_B \Delta B \quad (2.12)$$

abschätzen. Ein Temperaturunterschied von $100 \mu\text{K}$ zwischen der Temperatur, für die die Kurve berechnet wurde, und der Temperatur im verdünnten ^6Li -Gas in den Zuständen $|1\rangle$ und $|2\rangle$, ergibt eine Verschiebung um 0,37 Gauss.

Unterhalb des Verlaufs der Streulänge in der Abbildung 2.5 ist der mit Gleichung 2.11 berechnete Verlauf des Streuquerschnitts für eine Stoßenergie von $400 \mu\text{K}$ aufgetragen. Für Magnetfelder kleiner als 600 Gauss, bei denen $a^2 < 1/k^2$ gilt, zeigt der Streuquerschnitt kaum eine Energieabhängigkeit. Bei großen Streulängen bei der Feshbach-Resonanz beschränkt das Unitäre Limit den Streuquerschnitt auf ca. $2.8 \times 10^{-11} \text{cm}^2$. Bedenkt man, dass ein Atom mit einem Radius von $1 \text{ \AA}$ nur eine Fläche von $\pi \times 10^{-16} \text{cm}^2$ abdeckt, ist dies noch immer ein riesengroßer Wert.

2.3 Atome in der Dipolfalle

Fallen für neutrale Atome können auf drei unterschiedlichen Arten realisiert werden, welche sich durch die Wechselwirkung unterscheiden.

- Strahlungsdruck-Fallen: Durch Absorption und anschließend in allen Raumrichtungen reemittierte Photonen wird eine gerichtete Kraft auf die Atome ausgeübt.
- Magnetfallen: Ein magnetisches Gradientenfeld wechselwirkt mit dem magnetischen Moment der Atome und fängt sie im Feldminimum.
- Optische Dipolfallen: Das elektrische Lichtfeld eines Lasers induziert ein Dipolmoment in den Atomen, koppelt an diese an und zieht sie je nach Verstimmung in das Intensitätsmaximum oder Minimum.

Jeder dieser Fallen hat ihre spezifische Vorteile. Im folgenden Abschnitten wird auf die Dipolfallen näher eingegangen und deren wichtigsten Parameter bestimmt.

2.3.1 Dipolfalle

Die optische Dipolkraft beruht auf der Polarisierbarkeit eines neutralen Teilchens im elektrischen Feld eines Laserstrahls. Das elektrische Feld $\mathbf{E}$ verschiebt die Ladungsschwerpunkte gegeneinander, und es bildet sich ein Dipolmoment $\mathbf{p}$ aus, welches mit der Frequenz ω_0 schwingt. Das Wechselwirkungspotential ist gegeben durch $U_{Dip} = -1/2\langle\mathbf{p}\mathbf{E}\rangle$. Die Dipolkraft selbst resultiert vom Gradient des Wechselwirkungspotential und somit vom Gradient der Intensität $I \sim \mathbf{E}^2$. Im allgemeinen hängt die Dipolkraft von den Sub-Strukturen eines Atoms ab. Dies führt zu quantitativen Modifikationen eines Zwei-Niveausystems. Betrachtet man nun die Strukturen von ^6Li , so gilt, dass die Verstimmungen der D1 und D2 Linie bei Verwendung von ND:Yag Licht (1064 nm), viel größer sind als die Feinstrukturaufspaltung von 10 GHz. Die Subniveaus können nicht aufgelöst werden, und das Atom kann nach wie vor wie ein zwei Niveausystem behandelt werden. Das Dipolfallenpotential $U_{Dip}(\mathbf{r})$ und der Streurate $\Gamma_{Str}(\mathbf{r})$ sind somit für weit verstimmtes Licht mit Frequenz ω gegeben durch

$$U_{Dip}(\mathbf{r}) = -\frac{3\pi c^2}{2\omega_0^3} \left(\frac{\Gamma}{\omega_0 - \omega} + \frac{\Gamma}{\omega_0 + \omega} \right) I(\mathbf{r}) \quad (2.13)$$

$$\Gamma_{Str}(\mathbf{r}) = \frac{3\pi c^2}{2\hbar\omega_0^3} \left(\frac{\Gamma}{\omega_0 - \omega} + \frac{\Gamma}{\omega_0 + \omega} \right)^2 I(\mathbf{r}) \quad (2.14)$$

Mit Γ der natürlichen Linienbreite. Der dominante Term ist $\frac{\Gamma}{\omega_0 - \omega} = -\frac{\Gamma}{\Delta}$ mit der Verstimmung $\Delta = \omega - \omega_0$. Die unterschiedliche Abhängigkeit der Fallentiefe $\sim 1/\Delta$ und der Streurrate $\sim 1/\Delta^2$ von der Verstimmung Δ wird ausgenutzt, um die Streurrate zu reduzieren, indem weitverstimmtes Licht verwendet wird. Bei rot verstimmten Fallen ist $\Delta < 0$, und die Atome werden ins Lichtfeldmaximum hineingezogen. Für angemessene Fallentiefen von $\approx 1mK$ bei einem Strahldurchmesser von ca. 0,5 mm sind Laserleistungen im 100 W Bereich notwendig.

2D Stehwellenfalle

In diesem Experiment sorgt ein optischer Resonator für ausreichend Laserintensität, indem in dessen Inneren eine Stehwelle erzeugt wird. Der Abstand der Intensitätsmaxima entspricht der halben Laserwellenlänge von 1064 nm. Entlang der Resonatorachse moduliert die Intensität $\sim \sin(2\pi\frac{z}{\lambda})$. Die Potentialtiefe hängt von der Verstimmung und der Strahltaile ab.

$$U_{SW} = -\frac{12c^2 P}{w_0^2 \omega_0^3} \left(\frac{\Gamma}{\omega_0 - \omega} + \frac{\Gamma}{\omega_0 + \omega} \right) \quad (2.15)$$

P entspricht der umlaufenden Laserleistung im Resonator und w_0 den $1/e^2$ Intensitätsradius. Durch das Stehwellenkonzept verdoppelt sich die Amplitude des elektrischen Lichtfeldes. Da die Intensität $\sim E^2$ ist, ist die Fallentiefe viermal tiefer, als bei einem fokussierten Laserstrahl gleicher Intensität.

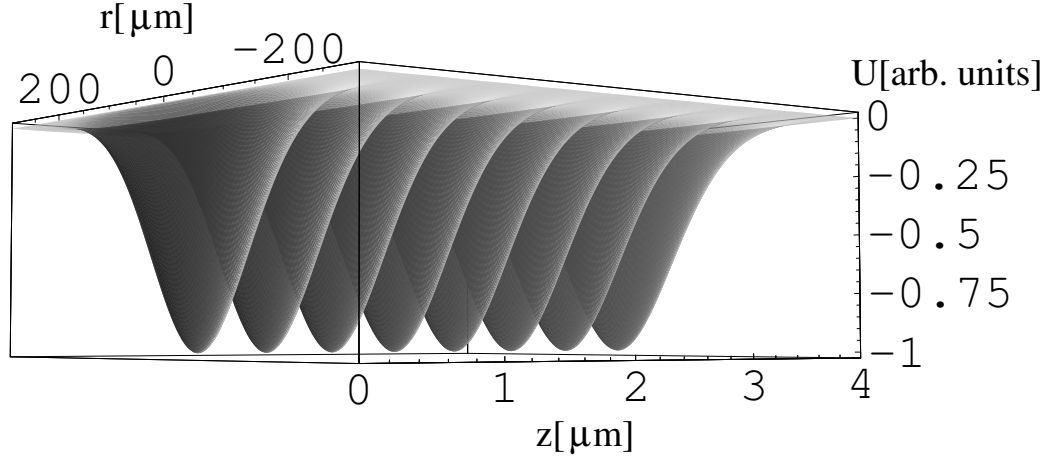


Abbildung 2.6: Verlauf des Potentials in axialer und radialer Richtung. Bildquelle [Joc00]

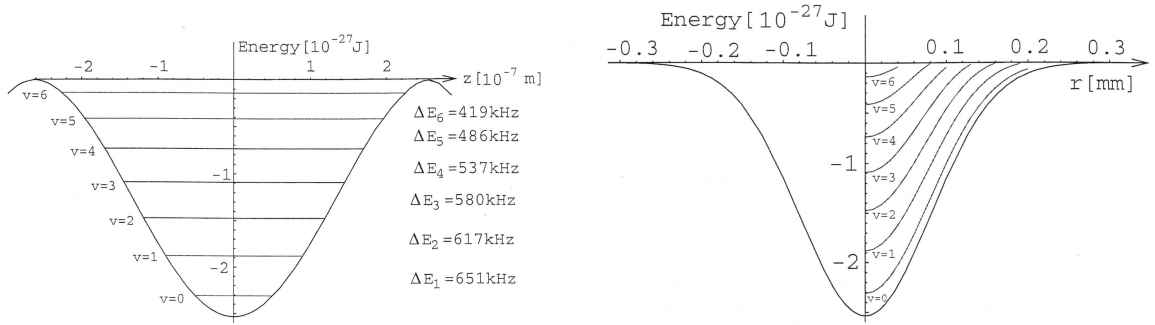


Abbildung 2.7: Energieniveaus in einem Potentialtopf nach WKB-Näherung. Links die Energieniveaus in Axialrichtung bei $r=0$ und rechts die Energieniveaus der Axialbewegung in Radialrichtung ($z=0$). Bildquelle [Els00].

In Abbild 2.6 ist das Potential als Funktion des Ortes dargestellt. Nahe am Boden der Falle erfährt ein Atom eine anisotrope harmonische Kraft ($F_r \sim r^2$, $F_z \sim z^2$). Die Fallenkreisfrequenzen für diesen harmonische Bereich der Falle sind gegeben durch $\omega_r^2 = 4U_0/mw_0^2$ in radialer Richtung, und $\omega_z^2 = 2(\hbar k)^2 U_0/m$ in axialer Richtung. Mit U_0 ist die Fallentiefe, und m die Masse des Teilchens gegeben. Der starke Einschluss $< \lambda/2$ in axialer Richtung führt zu hohen Fallenfrequenzen > 1 MHz. In radialer Richtung erreicht man bei einer Strahltaile $w_0 = 159\mu m$ Fallenfrequenzen im kHz-Bereich.

In Abbildung 2.7 ist der Verlauf der Energieniveaus in Richtung der Resonatorachse und in radialer Richtung dargestellt. Sie wurden numerisch unter Zuhilfenahme der WKB-Näherung berechnet. Tief in der Falle, im Zentrum ($r=0$) des harmonischen Bereiches, ergeben sich nahezu konstante Abstände zwischen den Energieniveaus in Richtung der Resonatorachse (linkes Bild). Zum Fallenrand hin spielt der gaussförmige Charakter des Potentials immer stärker eine Rolle, wodurch sich die Energieabstände

zusammenschieben. Das linke Bild mit $z=0$ zeigt, wie die Energieabstände in radialer Richtung abnehmen und sich somit kleiner Fallenfrequenzen ergeben. Man beachte die unterschiedlichen Längeneinheiten der Abszissenachsen der beiden Bilder.

Eine ausführliche Beschreibung von Dipolfallen findet man in [GWO00] und eine quantenmechanische Betrachtung der Dipolkraft in [Hel01].

2.3.2 Evaporation

Evaporation ist eine effiziente Kühlmethode und wichtig bei der Herstellung von verdünnten, entarteten Gasen. Die Wechselwirkung, die der Evaporation zu Grunde liegt, sind elastische Stöße.

Nach dem Laden der Dipolfalle mit Atomen befinden sich zunächst die Teilchen in einem nicht thermalisierten Zustand. Besitzt nun ein Teilchen mehr Energie als die Falle tief ist, führt dies zum Verlust des Teilchen und reduziert somit die mittlere Energie in der Falle. Durch elastische Stöße thermalisieren die restlichen Atome in der Falle zu niedrigeren Temperaturen. Bei der Thermalisierung erzeugen elastische Stöße den hochenergetischen Teil der Boltzmann-Verteilung, mit Energien größer als die Fallentiefe, und unterstützen somit nachhaltig den Evaporationsprozess. Voraussetzung für eine rasche Thermalisierung ist, dass die energiereichen Atome die Atomwolke ohne weiteren Stoß verlassen. Dies erfüllen Atome im “Knudsen Regime”, in dem die mittlere freie Weglänge λ größer ist als die Ausdehnung eines Potentialtopfes. Bei typischen Startverhältnissen in unser Dipolfalle betragen die maximale Dichte n ca. 10^{11} Teilchen/cm³ und der Streuquerschnitt $\sigma \approx 3 \times 10^{-11}$ cm². Daraus ergibt sich eine mittlere freie Weglänge $\lambda = 1/(n\sigma) \approx 3$ mm. Bedenkt man, dass die maximale Dichte nur über einen geringen Bereich zur dieser mittleren freien Weglänge führt, befinden sich die Atome trotz einer radialen Ausdehnung des Potentialtopfes von ungefähr 0,3 mm, sicher im Knudsen Regime. Während der Evaporation ändert sich die Dichte jedoch wesentlich, und es ist gut möglich, dass die Atome in das hydrodynamische Regime übergehen und dies eine Verlangsamung des evaporative Kühlens bewirkt.

Die Wahrscheinlichkeit, dass beim Kühlen ein Atom mit der Energie $\epsilon > U_0$ bei elastischen Stößen produziert wird, ist exponentiell unterdrückt durch den Faktor $\exp(-U_0/k_B T)$. Die Folge davon ist eine stagnierende Evaporation, die vergleichbar mit Verlust- und Heizprozessen ist. Um den Kühlprozess durch Evaporation weiter aufrecht zu erhalten, wird am einfachsten die Fallentiefe über eine zeitliche Rampe erniedrigt.

Zur Bestimmung der verschiedenen thermodynamischen Zustandsgrößen, die sich im Laufe des Evaporationsprozesses verändern, gibt es verschiedene Modelle. Ein detailliertes Model ist in [O’H00] beschrieben. Darin wird der Prozess des evaporativen Kühlens modelliert durch die zeitlichen Entwicklung der Phasenraumverteilung unter Verwendung der Boltzmann-Gleichung. Diese beschreibt die “örtliche” (Ort und Impuls) und zeitliche Änderung der Verteilungsfunktion in Abhängigkeit von äußeren und

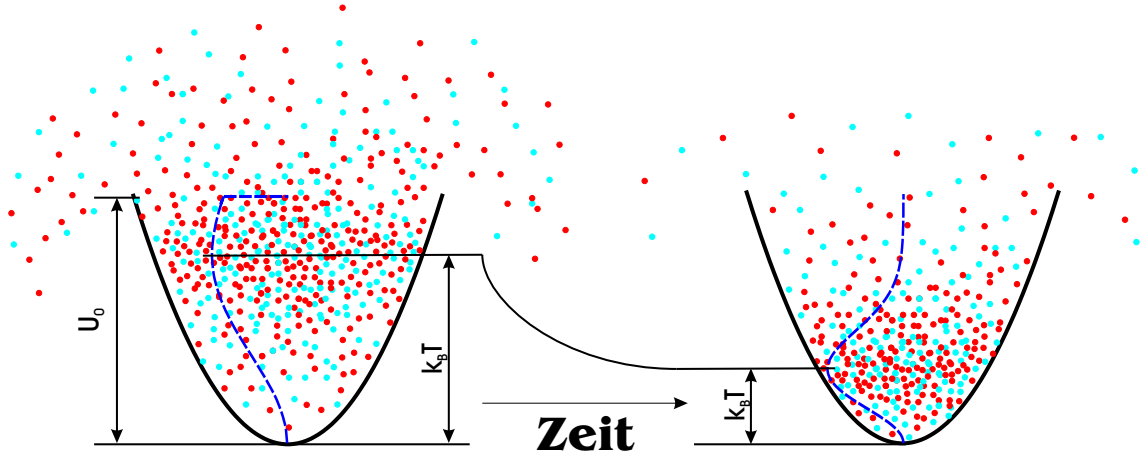


Abbildung 2.8: Ablauf der Evaporation. Das Ensemble startet bei einer hohen Temperatur $< U_0/k_B$. Im Laufe der Evaporation sinkt die Temperatur, es werden weniger “heiße” Teilchen erzeugt und die Evaporation stagniert.

inneren Kräften. Die äußere Kraft stellt das Fallenpotential dar, und innere Kräfte sind elastische Stöße. Das Ergebnis der zeitlichen Entwicklung der Phasenraumverteilung ist eine Integralgleichung für die Energieverteilung $f(\epsilon)$, die nicht analytisch gelöst werden kann. Man setzt deswegen numerische Verfahren ein.

Abbildung 2.9 ist ein Resultat der numerischen Integration. Sie zeigt, wie sich eine anfänglich konstante Energieverteilung (d.h. jedes Energieniveau war zu Beginn gleich wahrscheinlich besetzt) mit der Zeit entwickelte. Die durchgezogenen Linien sind das Ergebnis der numerischen Integration und die gepunkteten Linien stellen einen Fit an einer Boltzmann-Verteilung dar. Die gute Übereinstimmung der Linienpaare weist darauf hin, dass sich die Verteilung nach bereits einem Stoß pro Teilchen einer Boltzmann-Verteilung $\sim \exp(-\epsilon/k_B T)$ (eindimensional) annähert. In der Falle befindet sich also immer eine, bei der Falltiefe U_0 abgeschnittene, Boltzmann-Verteilung, vorausgesetzt, es finden elastische Stöße statt. Auf der rechten Seite steht die Anzahl der Stöße, die jedes Atome während der Berechnung durchgeführt hat. Man erkennt, um so öfter Stöße statt finden, um so größer ist der Zuwachs an niederenergetischen Atomen. Nach 64 Stößen sind 60 mal mehr langsame Atome in der Falle gefangen als zu Beginn.

Wie oft ein Atom pro Sekunde stößt gibt die Stoßrate an. Für ein 50/50 Spingemisch in einem harmonischen Potential ist die Stoßrate

$$\gamma = \frac{2\pi N m \sigma \nu^3}{k_B T} \quad \text{aus [OGGT01]}, \quad (2.16)$$

mit N der Atomzahl, m Masse des Atoms, σ der Stoßquerschnitt und ν Fallenfrequenz. Bei gleichen Verhältnissen stoßen identische Bosonen viermal häufiger in der

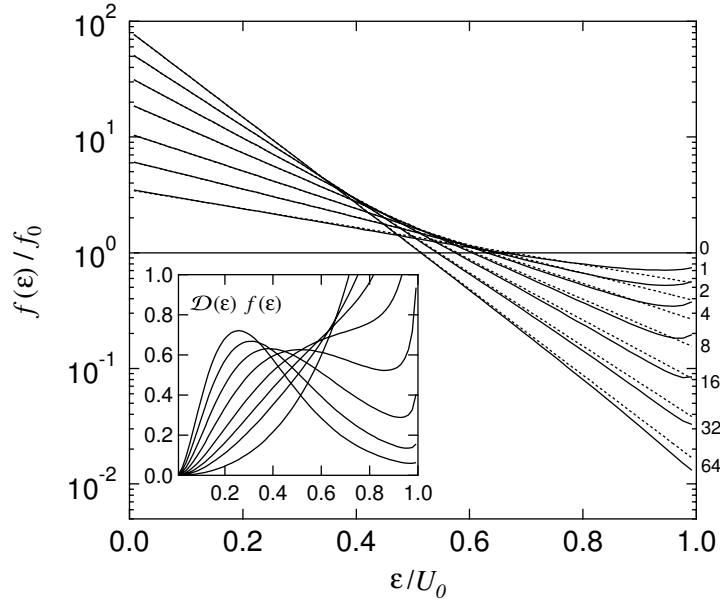


Abbildung 2.9: Die durchgezogenen Linien zeigen die Entwicklung der Energieverteilung $f(\varepsilon)$ während der Evaporation für eine unterschiedliche Anzahl von Stößen pro Atom. Die Stoßanzahl pro Atom während der Evaporation steht am rechten Rand. Die gestrichelten Linien sind ein Fit an die Boltzmann-Verteilung. Das Bild veranschaulicht, dass bei vielen Stößen schnell Teilchen mit wenig Energie erzeugt werden und, dass die Verteilung stets einer Boltzmann-Verteilung entspricht. Das kleine Fenster zeigt die Anzahl der Zustände in einem Energieintervall der Größe $d\varepsilon$ für eine gaußförmige Falle. Bildquelle [LRW96]

gleichen Zeit, als ein 50/50 Spingemisch von Fermionen. Das liegt zum einem daran, dass die Dichte jeder Spinsorte nur die Hälfte der Gesamtdichte ist und zum anderen, weil es sich beim Spingemisch um unterscheidbare Teilchen handelt, deren Stoßquerschnitt halb so groß ist wie von nicht unterscheidbaren Teilchen. Dieser Effekt beruht also nur auf die Unterscheidbarkeit von Teilchen und nicht darauf, ob es sich um Bosonen oder Fermionen handelt.

Die kleine Abbildung in Abbildung 2.9 zeigt die Anzahl der Atome $n(\varepsilon)$ im Intervall ε und $\varepsilon + d\varepsilon$ als Funktion der Energie. ($n(\varepsilon)d\varepsilon = \mathcal{D}(\varepsilon)f(\varepsilon)d\varepsilon$). $\mathcal{D}(\varepsilon)$ entspricht der Zustandsdichte, in diesem Bild für ein gaußförmiges Potential.

Im Laufe der Evaporation verändern sich die Temperatur und die Teilchenzahl. Dabei interessiert den Experimentator auf welcher Zeitskala sich die Änderungen abspielen. In Abbildung 2.10, ebenfalls durch numerische Integration entstanden, sind die Temperatur und die Teilchenzahl als Funktion der Zeit abgebildet. Man beachte,

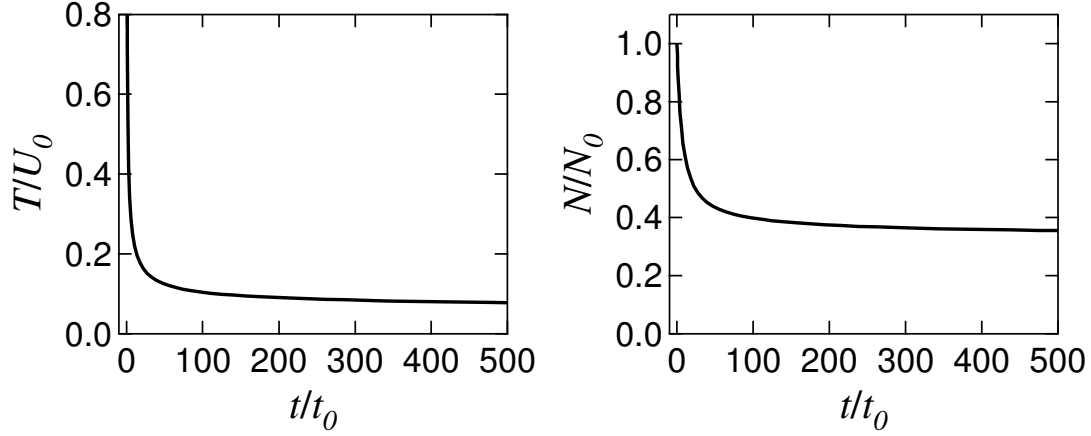


Abbildung 2.10: Theoretischer, zeitlicher Verlauf der Temperatur und Teilchenzahl während der Evaporation. Zeit in Einheiten der inversen Stoßrate t_0 . Veranschaulicht, wie ein moderater Verlust an Teilchenzahl ein starkes Abkühlen verursacht. Bildquelle [O’H00]

dass die Teilchenzahl und die Temperatur schnell abfallen, bis die thermische Energie einen Wert von ungefähr $1/10$ der Fallentiefe U_0 erreicht. Ab diesem Wert werden nur mehr wenige Teilchen mit Energie $\epsilon > U_0$ produziert, und die Evaporation stagniert. Zur Aufrechterhaltung des Evaporationskühlens muss die Fallentiefe adiabatisch abgesenkt werden. Ist das Inverse der Stoßrate viel kleiner als die Zeit der Absenkrampe, so dass sich viele Stöße während des Absenkens ereignen, kann von einem konstanten Abschneideparameter $\eta = U_0/k_B T \geq 10$ ausgegangen werden. Für ein harmonisches Potential und den konstanten Abschneideparameter > 10 gibt es dazu einfache Skalierungsgesetze. Sie folgen aus der Ratengleichung, die den Evaporationsprozess auf einfache Weise beschreibt. Demnach ist die zeitliche Änderung der inneren Energie E gekoppelt mit den zeitlichen Änderungen von Temperatur T und Teilchenzahl N .

$$\begin{aligned} \dot{E} &= \frac{\partial E}{\partial T} \dot{T} + \frac{\partial E}{\partial N} \dot{N} \\ &= 3Nk_B \dot{T} + 3k_B T \dot{N} \quad \text{mit} \quad E = 3Nk_B T \end{aligned} \quad (2.17)$$

In den drei folgenden Gleichungen (Herleitung siehe [O’H00] Seite 257) gibt der Index i den Anfangszustand vor Absenken des Potentials und Indizes f den Endzustand an.

Teilchenzahl N gegen Potentialtiefe U :

$$\frac{N_i}{N_f} = \left(\frac{U_i}{U_f} \right)^{\frac{1}{2} \frac{3}{\eta-3}} \quad (2.18)$$

Phasenraumdichte $\rho = N \left(\frac{h\nu}{k_B T} \right)^3$ (harmonische Näherung) gegen Potentialtiefe und Teilchenzahl:

$$\frac{\rho_f}{\rho_i} = \left(\frac{U_i}{U_f} \right)^{\frac{3}{2} \frac{\eta-4}{\eta-3}} = \left(\frac{N_i}{N_f} \right)^{\eta-4} \quad (2.19)$$

Aus Gleichung 2.19 erkennt man, dass eine Erhöhung der Phasenraumdichte bei konstanter Temperatur immer mit Verlusten von Teilchen verbunden ist. Bei großen $\eta \approx 10$ erreicht man einen hohen Gewinn an Phasenraumdichte bei moderaten Verlusten an Teilchenzahlen, was für die hohe Effizienz der Evaporation spricht.

Stoßrate gegen Potentialtiefe und Temperatur:

$$\frac{\gamma_f}{\gamma_i} = \left(\frac{U_f}{U_i} \right)^{\frac{1}{2} \frac{\eta}{\eta-3}} = \left(\frac{T_f}{T_i} \right)^{\frac{1}{2} \frac{\eta}{\eta-3}} \quad (2.20)$$

Die Herleitungen der Skalierungsgesetze erfolgten ohne die Fermi-Statistik zu berücksichtigen. Dies führt dazu, dass bei $T \leq T_F$ die Stoßrate in gleicher Weise weiter mit der Temperatur skaliert. Zu erwarten wäre eine deutliche Abnahme der Stoßrate auf Grund des “Pauli Blocking”.

Damit bei einem Stoß ein Teilchen genug Energie erhält um das Fallenpotential zu überwinden, müssen zwei Teilchen mit einer Gesamtenergie, die größer als das Fallenpotential ist, am Stoß beteiligt sein, und ein Teilchen muss den Großteil der Energie erhalten. Der zweite Stoßpartner ist demzufolge sehr energiearm und benötigt einen niederenergetischen Platz im Phasenraum. Nun werden diese aber ab $T \approx T_f$ zunehmend weniger, und es wird deswegen immer unwahrscheinlicher, dass ein Stoß ein Teilchen mit genügend Energie produziert. Die evaporierenden Stöße werden blockiert.

Müsste das hochenergetische Teilchen auch noch einen Platz in der Falle einnehmen, dann würde die Stoßrate für $T \ll T_F$ mit $(T/T_F)^2$ skalieren. Die Evaporation liefe langsamer ab und würde vernachlässigbar gegenüber Heiz- und Verlustprozessen sein. Temperaturen deutlich unter der Fermi-Temperatur wären nicht zugänglich. Bei der Evaporation besetzt das hochenergetische Teilchen jedoch einen von den vielen freien Zustände außerhalb der Falle. Dadurch ist die Stoßrate $\sim T/T_F$. Temperaturen deutlich unter der Fermi-Temperatur sollten somit mit Evaporation durchaus erreichbar sein und wurden auch schon erzielt ([DJ99],[GGOT02]).

In Abbildung 2.10 ist die Zeit in Einheiten von t_0 aufgetragen. t_0 entspricht der inversen Stoßrate (vergleiche mit Gleichung 2.16) der Atome mit Energie U_0 und ist gegeben durch

$$t_0 = \frac{2\pi^{3/2}U_0}{N_0 m \sigma \omega^3} \quad (2.21)$$

Die Fallenparameter Potentialtiefe U_0 und Fallenkreisfrequenz ω können unabhängig von einander bestimmt werden, und die Anfangsteilchenzahl N_0 kann durch zB. Fluoreszenz gemessen werden. So bleibt die einzige Unbekannte der Stoßquerschnitt σ . Die

Messung der Teilchenzahl oder der Temperatur als Funktion der Zeit und das Approximieren der Kurve an den Graphen von Abbildung 2.10 könnte also eine Möglichkeit eröffnen, um den Streuquerschnitt zu bestimmen.

3 Experimenteller Aufbau

Der Aufbau wurde bereits in den Diplomarbeiten von Thilo Elsässer [Els00], Selim Jochim [Joc00] und Henning Moritz [Mor01] ausführlich beschrieben. Im folgendem Abschnitt wird daher mehr auf die Neuerungen eingegangen.

Ein kurzer Überblick

Wir verwenden in unserem Experiment einen Dipolfalle, die es uns erlaubt, ein Spingemisch von ${}^6\text{Lithium}$ -Atomen zu fangen. Sie zeichnet sich weiters dadurch aus, dass die Fallentiefe unabhängig von Magnetfeld und des Spinzustandes ist. Die Dipolfalle wird mit einem fokussierten Laser, der in einem optischen Resonator eingekoppelt ist, realisiert. Dieses Konzept bietet den Vorteil, dass durch die hohen Intensitäten I in einem Resonator eine ausreichende Fallentiefe $U_{Dip} \sim \frac{I}{\Delta}$ von ungefähr 1 mK auch bei weit rot verstimmt Licht erreicht wird. Durch die große Verstimmung Δ lässt sich die Photonenstreurrate $\Gamma \sim \frac{I}{\Delta^2}$ auf wenige gestreuten Photonen pro Sekunde reduzieren.

Das Potential einer weit verstimmt Dipolfalle ist konservativ. Um Atome in der Dipolfalle fangen zu können, müssen die Atome in die Falle hineingekühlt werden. Diese Aufgabe übernimmt eine, mit der Dipolfalle überlagerte, magneto-optische Falle (MOT). Diese fängt Atome aus einem Atomstrahl und kühlt einen Teil der Atome in die Dipolfalle hinein. Der Atomstrahl stammt von einem Verdampfungssofen und wird von einem Zeemanabremsen auf die Einfanggeschwindigkeit der MOT abgebremsen.

Für die Experimente, die ein paar Sekunden dauern, ist eine Lebensdauer der Atome in der Falle von ca. 1 Minute vorteilhaft. Voraussetzung dafür ist ein Ultra-Hoch-Vakuum (UHV), das bei uns 4×10^{-11} mbar beträgt, wodurch die Stoßrate der gespeicherten Atome mit den Atomen des Hintergrundgases vermindert wird.

3.1 Vakuumapparatur

Die Abbildung 3.2 zeigt einen Überblick über die Vakuumapparatur. Das Herzstück bildet die Glaszelle (4x4x12 cm), in der die Experimente stattfinden. Durch die Verwendung einer Glaszelle erhält man einen guten optischen Zugang von allen Seiten. Wegen ihren geringen Abmessungen können Spulen nahe zueinander montiert werden, was Windungszahlen und Ströme gering hält. Des weiteren treten bei Glas keine magnetischen Remanenzeffekte und Wirbelströme, wie bei einer Stahlkammer auf.

Die Glaszelle ist mit einem fünffachen Edelstahl-Kreuzstück verbunden. An den rechtwinklig abgehenden Anschlüssen sind ein Druckmesskopf, ein Titansublimator

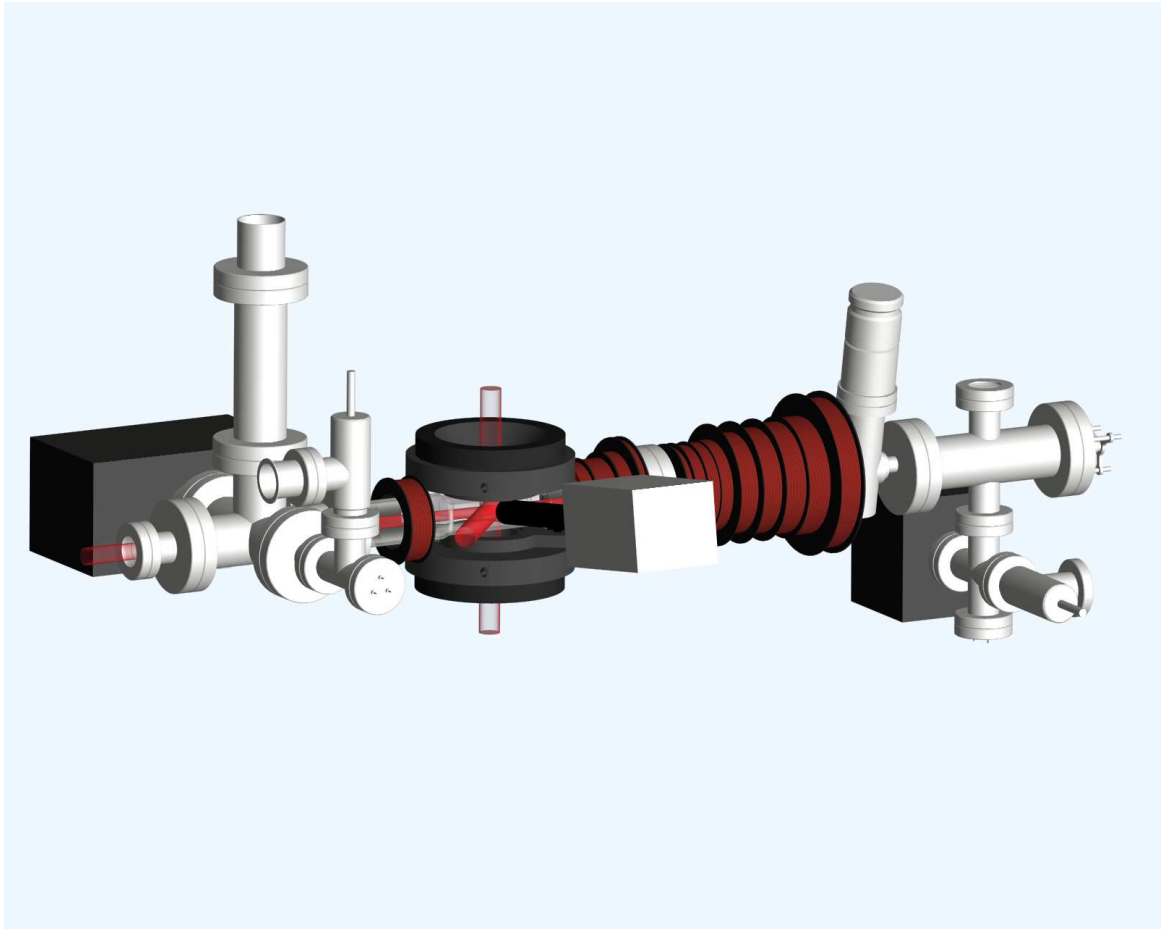


Abbildung 3.1: Gesamtübersicht über den experimentellen Aufbau. Die Gesamtlänge von Flansch zu Flansch beträgt 1290 mm

und eine Ionengetterpumpe, die den Druck des Ultra-Hochvakuums auf ca. 4×10^{-11} mbar aufrecht hält, angeschlossen. Am geradlinigen Abgang befindet sich ein Fenster, durch das der Laserstrahl des Zeemanabbremsers eintritt. Die eigentliche Zeemanabbremserssektion schließt am anderen Flansch der Glaszelle gegenüber des Kreuzstückes an. Sie besteht aus mehreren Magnetspulen, in deren Innerem die Atome auf einer Strecke von 46 cm auf ca. 10 m/s abgebremst werden. Dabei bewegen sich die Atome durch die differenzielle Pumpstrecke, bestehend aus einem 10 cm langem Stahlrohr mit 3 mm Durchmesser. Dessen kleiner Leitwert bewirkt einen Druckunterschied zwischen dem UHV und dem Druck in der Ofenkammer von vier Größenordnungen.

Ofen

Der Ofen besteht aus einem 2x2x1 cm großen Kupferblock (siehe Anhang Seite 69). Er wird mit drei Schrauben flexibel über einem Edelstahlbalg in die Ofenkammer

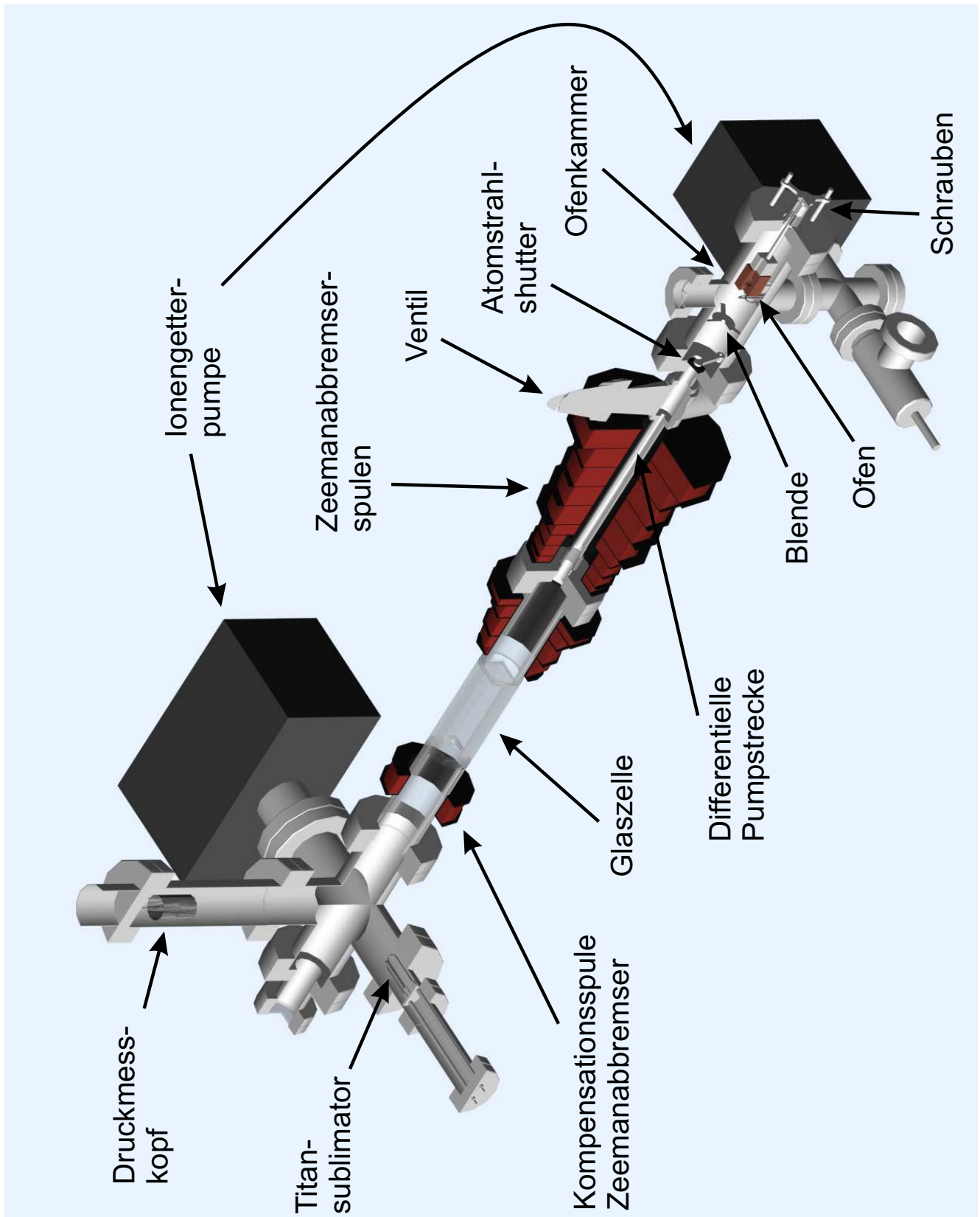


Abbildung 3.2: Schnitt durch die Vakuumapparatur

montiert. Ein Heizknopf heizt den Ofen. Gegenüber des Heizknopfes befindet sich die Austrittsöffnung mit 1 mm Durchmesser. Aus der Öffnung fliegen die Atome nicht nur in Richtung Glaszelle, sondern es lagert sich ein kleiner Teil auch auf der Außenseite des Ofens rund um die Öffnung ab. Durch das Abdampfen dieser Ablagerungen verteilen sich die Atome auf den ganzen Halbraum. Um einen kollimierten Strahl zu erhalten befindet sich in der Ofenkammer eine Blende mit einem Durchmesser von 5 mm. Mit Hilfe der drei Schrauben lässt sich der Atomstrahl auf die differenzielle Pumpstrecke ausrichten.

Ein Nachteil dieses Ofendesigns ist die Einschränkung auf Temperaturen unter 400°C. Bei höheren Temperatur reagiert Kupfer mit Lithium und der Ofen würde zerstört werden. Kupfer wurde gegenüber Edelstahl bevorzugt aufgrund seiner thermischen Eigenschaften. Die hohe thermische Leitfähigkeit (Kupfer: 401 W/Km, Edelstahl: 46 W/Km) sorgt für eine gleichmäßige Erwärmung des ganzen Kupferblocks. Zur Messung der Ofentemperatur ist ein Thermocouple-Draht am Kupferblock angeschraubt¹. Sie beträgt im Normalbetrieb 340°C. Bei einer Temperaturänderung um 15 K ändert sich die Laderrate der MOT auf Grund des höheren Atomflusses etwa um einen Faktor von 2.

3.2 Magnetspulen

Spulen bis 1500 Gauss

Wie in Kapitel 2.2 Abbildung 2.5 zu sehen, lässt sich die s -Wellen-Streulänge mit einem Magnetfeld einstellen. Die Herausforderung, ein möglichst homogenes Magnetfeld von 1500 Gauss zu erzeugen, wurde mit zwei Spulen in Helmholtz-Anordnung gelöst. Die beiden Spulen mussten zwischen den MOT-Spulen und der Glaszelle Platz finden, was das Volumen für die Wicklungen begrenzt. Des weiteren wählten wir für einen guten optischen Zugang einen Innendurchmesser von 68 mm. Der zur verfügbare Raum (Innendurchmesser, Aussendurchmesser und Dicke vorgegeben) sollte effizient genutzt werden, um das Magnetfeld mit minimalstem Leistungsaufwand zu erzeugen.

Der Feldverlauf in axialer Richtung (z -Richtung) von zwei idealisierten Spulen in Helmholtz-Anordnung im Zentrum ($z=0$) lässt sich mit $B_z(0) = \frac{\mu_0 n I R_0^2}{(R_0^2 + \frac{a^2}{4})^{3/2}}$ beschreiben. Die fixen räumlichen Parameter Radius R_0 und Abstand a bedeuten, dass bei konstantem Magnetfeld das Produkt nI ebenfalls konstant bleibt. Bei einer realen Spule mit räumlicher Ausdehnung wird das Volumen mit n Windungen eines Drahtes mit Querschnitt A ausgefüllt. Auch dieses Produkt nA bleibt konstant bei fixem Volumen. Daraus folgt, dass für die Erzeugung eines bestimmten Magnetfeldes bei

¹Es ist wichtig auch außerhalb des Vakuums Thermocouple-Draht zu verwenden, weil sonst die Temperatur falsch gemessen wird (zB. beim Ausheizen). Verwendet man zB. Kupferleitungen, entsteht die Thermospannung nur zwischen Ofen und Vakuumdurchführungen und ist proportional zu $T_{Ofen} - T_{Durchführung}$. Bei den verwendenden Temperaturkontroller wird jedoch die Referenztemperatur T_{Ref} an dessen Klemmen gemessen. Somit entsteht ein Fehler von $T_{Ref} - T_{Durchführung}$.

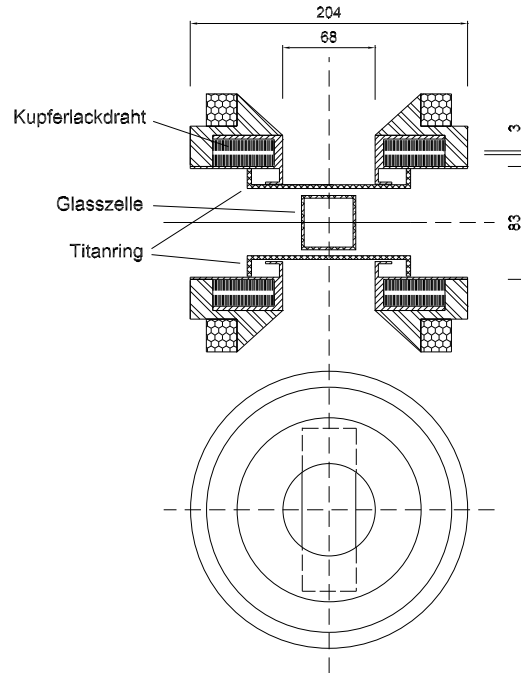


Abbildung 3.3: Aufbau der 1500-Gauss-Spulen

vorgegebenen Platzverhältnissen stets die gleiche elektrische Leistung $\sim \frac{nI^2}{A}$ notwendig ist, um einen bestimmten Wert für das Magnetfeld zu erreichen. Die mögliche Kombination von Drahtquerschnitt A , Strom I und Windungszahl n unterliegt der Forderung einer möglichst effizienten Kühlung.

Wie in Abbild 3.3 zu sehen, besteht jede Spule aus zwei Wicklungen, die im Abstand von 3 mm angeordnet sind. Für jede Wicklung wurden 40 Windungen mit einem Kupfer-Lack-Draht von 8x1mm übereinander aufgewickelt. Umgeben von einem waserdichtem Gehäuse, kann nun im Spalt Wasser über jede einzelne Windung hinweg fließen und so effizient Wärme abführen.

Eine Anordnung von Spulen entspricht einer optimalen Helmholtz-Anordnung, wenn der Abstand zwischen den Spulen gleich deren Radius ist. Bei unseren Spulen müsste der mittlere Abstand jedoch kleiner sein, als die Glaszelle zulässt. Der Kompromiss des etwas zu großen Abstands hat zur Folge, dass sich nicht mehr ein ideales homogenes Feld im Zentrum bildet. Um ein Maß für die zu erwartende Größe der Feldkrümmung im Zentrum zu erhalten, berechneten wir mit einem Mathematica-Programm mit Hilfe des Gesetzes von Biot-Savart den Feldverlauf entlang der Symmetrieachse. Des weiteren kann aus der Gleichung $\frac{d^2 B_z}{dx^2} + \frac{d^2 B_z}{dy^2} = -\frac{d^2 B_z}{dz^2}$, die aus den Maxwell Gleichungen $\text{div} B = 0$ und $\text{rot} B = 0$ folgt, aus dem Verlauf der z-Komponente die Krümmung der z-Komponente in radialer Richtung bei $z = 0$ abgeleitet werden. Für obige Spulenordnung ergibt sich eine Krümmung der z-Komponente von 510 G/m²G in axiler und 255 G/m²G in radialer Richtung.

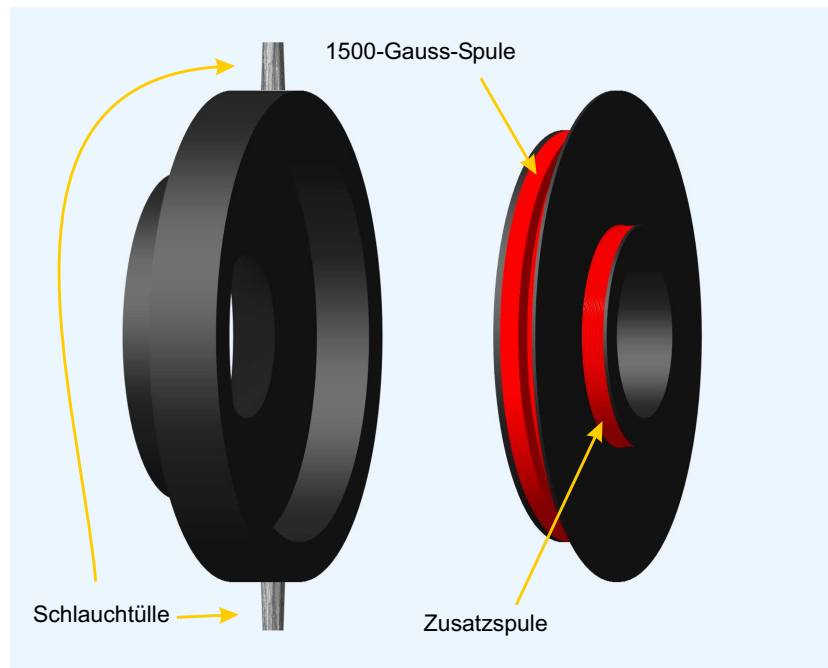


Abbildung 3.4: Explosionszeichnung der Spulen bis 1500 Gauss

Als Spulengehäuse wurde Kunststoff (PVC) verwendet. Zuerst wickelten wir die zwei Wicklungen auf eine Gehäusehälfte und verklebt dann die zwei Hälften wasserdicht mit einem speziellen Kleber (Eccobond 45 + Catalyst 15). Auch die Wicklungen selbst wurden mit dem PVC verklebt, damit bei den auftretenden Kräften die Wicklungen nicht verrutschen. Der Wasseranschluss erfolgt über zwei gegenüberliegende Schlauchtüllen.

Die in Serie geschalteten Spulen setzen beide im Betrieb bis zu 6 kW (200 A bei 30 V) in Wärme um. Soll die ganze Energie über das Wasser abgeführt werden, so ergibt sich bei einer Temperaturdifferenz des zu- und abfließenden Wassers von 10 K ein Durchsatz von ca. 7 Liter/min. Für eine ausreichende Kühlung auch an den kritischen Stellen, wo höhere Strömungswiderstände herrschen, darf die Fließgeschwindigkeit ein Mindestmaß nicht unterschreiten. Im Messbetrieb beträgt die Einschaltdauer nur ein paar Sekunden, und es genügt ein Durchfluss von 6 Liter/min.

Damit Störungen im Kühlsystem nicht zu Überhitzungen der Spulen führen, wurde ein Wasserwächter gebaut (siehe Anhang Seite 71). Unterschreitet der Durchfluss einen bestimmten Wert, wird sofort die Stromzufuhr zu den Spulen abgeschaltet. Gleichzeitig überwacht der Wasserwächter das Kühlsystem auf Lecks im Kühlkreislauf. Bei einem Leck schlägt er Alarm, unterbricht den Kühlkreislauf mit einem Magnetventil, und schaltet Verbraucher ab, die auf die Kühlung angewiesen sind.

Versorgt werden die Spulen aus zwei in Serie geschalteten Netzteilen (Delta Elektronik, SM15-200D, Leistung: 15V bei 200A). Diese besitzen einen Stromprogrammier-

eingang (0-5V) und einen Spannungsprogrammierungseingang (0-5V). Ersterer erwies sich als ungeeignet, weil der damit programmierte Strom ein zu starkes Rauschen zeigte. Für die Stromsteuerung über den Spannungsprogrammierungseingang benötigt man allerdings einen zusätzlichen Regler (siehe Anhang Seite 74), der den Strom-Ist-Wert mit dem Soll-Wert vergleicht und ein Regelsignal auf den Spannungsprogrammierungseingang ausgibt. Zwischen Regler und Netzteil befindet sich noch eine Box (siehe ebenfalls Anhang C.2) zur galvanischen Trennung. Der differenzielle Eingang und die galvanische Trennung in der Box vermeiden Störungen des Spulenstroms, die durch Massenschleifen oder Einstreuung auf das BNC-Kabel verursacht werden. Zur Messung des Spulenstroms stehen drei unterschiedliche Methoden zur Verfügung:

- Strommonitorausgang der Netzteile: liefert 5 Volt bei den Maximalstrom von 200 Ampere. Bei hohen Strömen zeigten sich große Abweichungen vom tatsächlichen Strom.
- Shunt: 50 mV bei 200 Ampere
- Stromwandler LEM IT-600: misst das Magnetfeld um einen stromdurchflossenen Leiter. Vorteil: potentialfreie Messung.

Vor dem Einbau der Spulen wurde das Feld mit einem Gaussmeter (F.W.Bell, Model 9640) vermessen. Vom Zentrum aus ergibt sich eine relative Krümmung in axialer Richtung von $5,15(15) \times 10^{-4} \text{ G/mm}^2\text{G}$ und in radialer Richtung von $2,67(6) \times 10^{-4} \text{ G/mm}^2\text{G}$, was gut mit den berechneten Werten (axial: $5,10 \times 10^{-4} \text{ G/mm}^2\text{G}$; radial: $2,55 \times 10^{-4} \text{ G/mm}^2\text{G}$) übereinstimmt. Die maximale gemessene Feldstärke im Zentrum liegt bei 1538 Gauss.

Zusatzspulen

Zwischen den großen, wassergekühlten Spulen und der Glaszelle befindet sich noch der Montagering für den Resonator (siehe Abbildung 3.3). Der Ring mit den zwei gegenüberliegenden Stegen, auf denen die Resonatorspiegel befestigt sind, ist aus dem nichtmagnetischem Material Titan gefertigt, um keine Hysterese-Effekte zu erhalten. Ein zweiter identischer, symmetrisch angeordneter Titanring verhindert, dass die beim Schalten induzierten Wirbelströme im unteren Ring ein Gradientenfeld in der Atomwolke hervorrufen. Die Ringe haben ein rechtwinkliges Profil und bildet somit einen kleinen zylindrischen Raum. Dieser Platz ist aufgrund seiner Nähe zu den Atomen bestens geeignet für zusätzliche Spulen. Für eine Feldstärke von ca. 150 Gauss im Zentrum benötigen diese Spulen weniger als 50 Watt bei 3 Ampere Spulenstrom.

Für die Spulenkörper wurden jeweils zwei Nuten in die PVC-Gehäuse der 1500-Guss-Spulen gefräst, die leicht unter den Titanringen Platz finden. Das gesamte Volumen einer Nut fasst 322 Windungen eines 0.55 mm dicken Kupfer-Lack-Drahtes. In der Helmholtz-Anordnung erzeugen die Zusatzspulen eine Feldstärke im Zentrum von ca.

46 G/A und in der Anti-Helmholtz-Anordnung erreicht man einen Gradient von ca. 17 G/cmA.

Um den höchstzulässigen Strom abzuschätzen, geht man davon aus, dass jede Spule 1 Watt über den Kunststoffträger abführen kann. Bei einer Zykluszeit von 5 Sekunden und einer Einschaltdauer von 100 ms können 2,9 Ampere fließen, was einer Stromdichte von 12 Ampere/mm² entspricht. In den 100 ms erwärmt sich der Draht um $\approx 0,1$ K.

Derzeit werden die Spulen eingesetzt um beim Transfer in die Dipolfalle das Gradientenfeld der MOT kurz zu erhöhen, was die Atomwolke komprimiert. Dabei fließt für 100 ms ein Strom von 3 Ampere. Dies erhöht den Gradienten um 51 G/cm. Es wäre auch denkbar die Spule in Helmholtz-Anordnung zu beschalten, um an Stelle der großen Spulen einen Bereich von 150 Gauss schnell zu durchlaufen.

Ein Aufstellung aller technischen Details zu den Magnetspulen befindet sich im Anhang Seite 65.

3.3 Dipolfalle

Eine ideale Dipolfalle sollte frei von Fluktuationen der Fallentiefe sein. Jegliche Störung führt zum Heizen der Atome, vor allem dann, wenn die Frequenzen der Fluktuationen in der Nähe der Fallenfrequenz liegen. Für stabile Bedingungen sorgen ein rauscharmer, frequenzstabiler Fallenlaser, eine schnelle Resonatorregelung und ein sorgfältiger mechanischer Aufbau der Optik.

In Abbildung 3.5 ist der Aufbau zu sehen. Die beiden optischen Isolatoren verhindern das Rückkoppeln von Laserlicht in den Laser. Anschließend passen Linsen die Strahlparameter an die TM₀₀-Mode des Resonators an. Der Resonator selbst besteht aus zwei Spiegeln und wird mit einer Regelung stabilisiert. Ein Fotodiode hinter dem hochreflektierenden Spiegel und ein AOM im Strahlengang dienen zur Stabilisierung der Fallentiefe.

Laser

Der Laser ist ein Nd:YAG Laser (Mephisto 2000, Fa. INNOLIGHT) und hat eine Ausgangsleistung von 2 Watt und zeichnet sich durch seinen Einfrequenz-Betrieb in der TM₀₀-Mode aus. Die Linienbreite liegt in der Größenordnung von kHz. Eine zusätzlich Noise Eater Option verbessert das relative Intensitätsrauschen auf über 150 $\frac{dB}{Hz}$.

Modenanpassung

Mit drei Linsen wird das Strahlprofil an die TM₀₀-Mode des Resonator angepasst, damit so viel wie möglich des Lichts eingekoppelt werden kann. Ein Mathematica Pro-

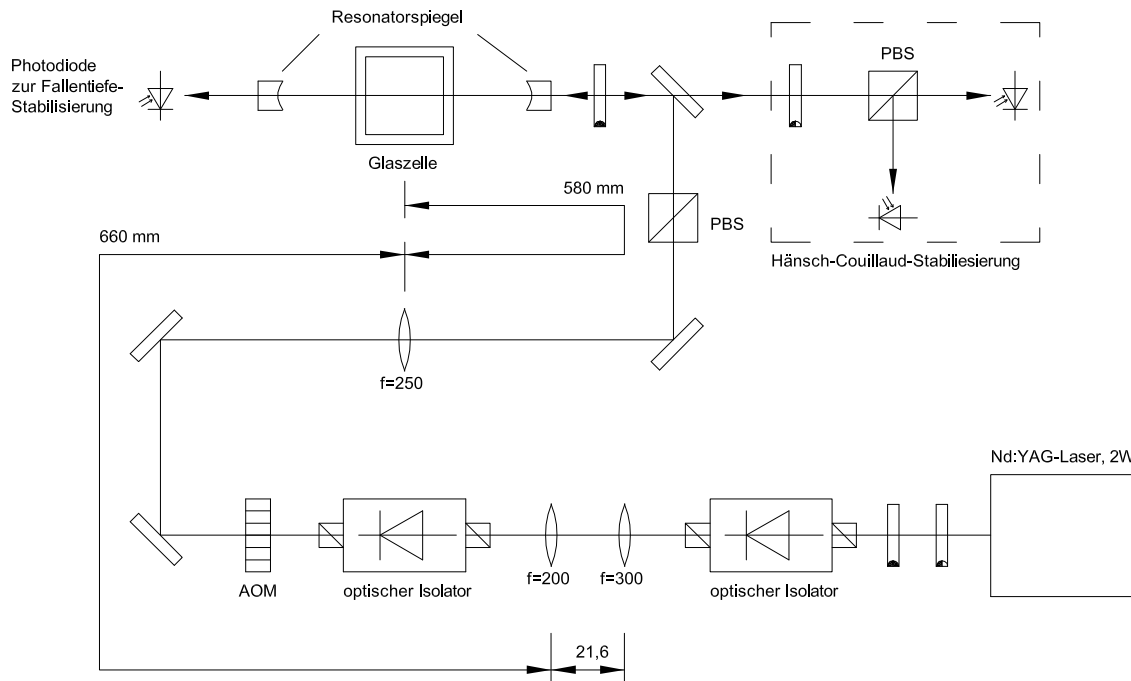


Abbildung 3.5: Aufbau der Optik für die Dipolfalle

gramm berechnete den kompletten Strahlengang und ermittelte die Brennweiten und Abstände der Linsen.

Resonator

Der Resonator besteht aus zwei Spiegeln mit je 15 cm Brennweite. Ist der Abstand der Spiegel zu einander gleich der Brennweite, erhält man einen konfokalen Resonator, bei dem die transversalen Moden entartet sind. Zur Aufhebung der Entartung, verwendet man einen nah konfokaler Resonator, bei dem der Spiegelabstand um 3 mm größer ist als die Brennweite. Die Aufhebung der Entartung erleichtert gezielt die TM_{00} -Mode anzuregen. Aus der Geometrie erhält man eine Strahltaile von $159\mu\text{m}$ und einen freien Spektralbereich von 1 GHz.

Bei jedem Umlauf der Photonen im Resonator durchqueren sie die Glaszelle 2 mal. Damit die Verluste durch Reflexionen an den Glasflächen minimiert werden, baut man den Resonator so auf, dass der Strahl unter dem Brewsterwinkel von ca. $55,4^\circ$ auf die Glasflächen trifft. Die verringerten Verluste im Resonator sorgen für eine große Überhöhung der Intensität im Resonator. Doch schon bei kleinster Zunahme der Verluste durch Verschmutzung der Spiegel oder der Glaszelle sinkt die Intensität im Resonator merklich ab. Die häufige Ursache sind Staubteilchen. Dagegen hilft ein Filtergebläse, das ständig staubfreie Luft über die empfindlichen Oberflächen bläst. Unter guten Bedingungen erreicht man eine Überhöhung von ca. 130.

Resonatorregelung

Äußere Einwirkungen auf den Resonator, wie mechanische Erschütterungen oder Schall, müssen durch Verändern der Länge des Resonators kompensiert werden. Dazu sind beide Resonatorspiegel auf einen Piezokristall montiert, deren Längen abhängig mit der angelegten Spannung variieren. In welche Richtung und wie weit die Spiegel verstellt werden müssen, ermittelt das einfach zu realisierende Hänsch-Couillaud-Verfahren. Durch Analyse der Polarisation des vom Einkoppelspiegel zurückreflektierten Lichts erhält man ein Fehlersignal mit steilem Nulldurchgang und weitem Fangbereich. Das verstärkte Fehlersignal dient als Stellsignal der Resonatorspiegel.

Fallentiefestabilisierung

Bei manchen Experimenten ist es notwendig die Fallentiefe schnell abzusenken, wie z.B. um kurz die Dipolfalle auszuschalten. Ein Mass für die Fallentiefe liefert das transmittierte Licht durch den hinteren, hochreflektierenden Resonatorspiegel. Es ist proportional zur Intensität im Resonator und somit auch zur Fallentiefe (siehe Gl. 2.13). Mit einer Fotodiode, die dieses Licht detektiert und einem Akustisch-Optischen Modulator (AOM) im Strahlengang als Stellglied wird ein Regelkreis gebildet. Die Regelung steuert den AOM an, der Licht aus der nullten Ordnung in höhere Ordnungen streut und somit die Leistung im Resonator variiert. Die Regelbandbreite beträgt ca. 50 kHz und ist durch die Elektronik limitiert.

3.4 Lasersystem

Das Lasersystem ist mit Diodenlaser aufgebaut und stellt das Licht für die magneto-optische Falle, den Zeemanabbremser und den Probestrahl für Absorptionsabbildungen zur Verfügung. Neben den geringen Kosten zählt auch die einfache Frequenzänderung und die unkomplizierte Handhabung zu den Vorzügen von Diodenlaser.

Wie in Abbild 3.7 zu sehen, besteht der Aufbau aus mehreren Teilen. Laser A ist auf eine Lithiumlinie stabilisiert und dient als Frequenzreferenz. Die Frequenz des Lasers B ist mittels Frequenzdifferenzregelung relativ zur Frequenz von Laser A verschoben. Zwei AOMs erzeugen daraus die zwei Lichtfrequenzen für Pumper- und Rückpumperübergang, welche jeweils von Laser C und D für die MOT-Strahlen verstärken werden. Für den Zeemanabbremser wird der Laser E eingesetzt.

MOT-Laser

Mit den MOT-Strahlen werden die Atome aus dem Atomstrahl gefangen und gekühlt. Für eine hohe Einfangrate ist die Intensität in den gekreuzten Strahlen (Durchmesser ca. 2,5 cm) größer als die Sättigungsintensität von 2,5 mW/cm². Aufgrund der

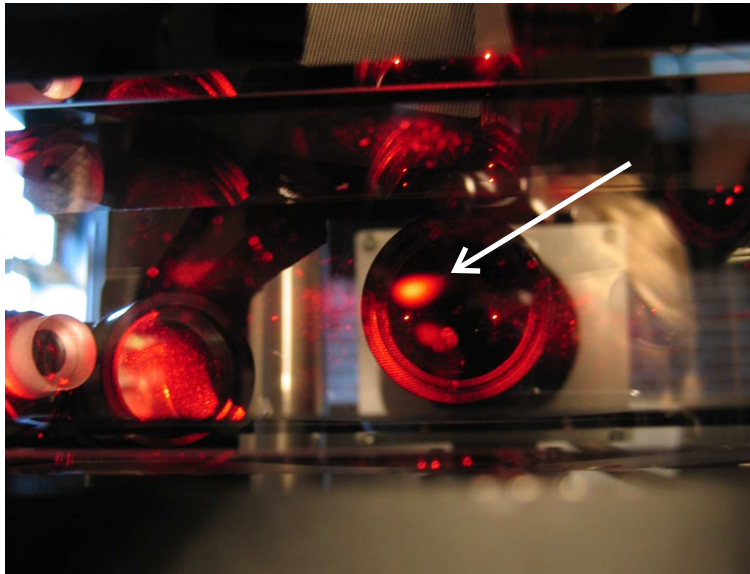


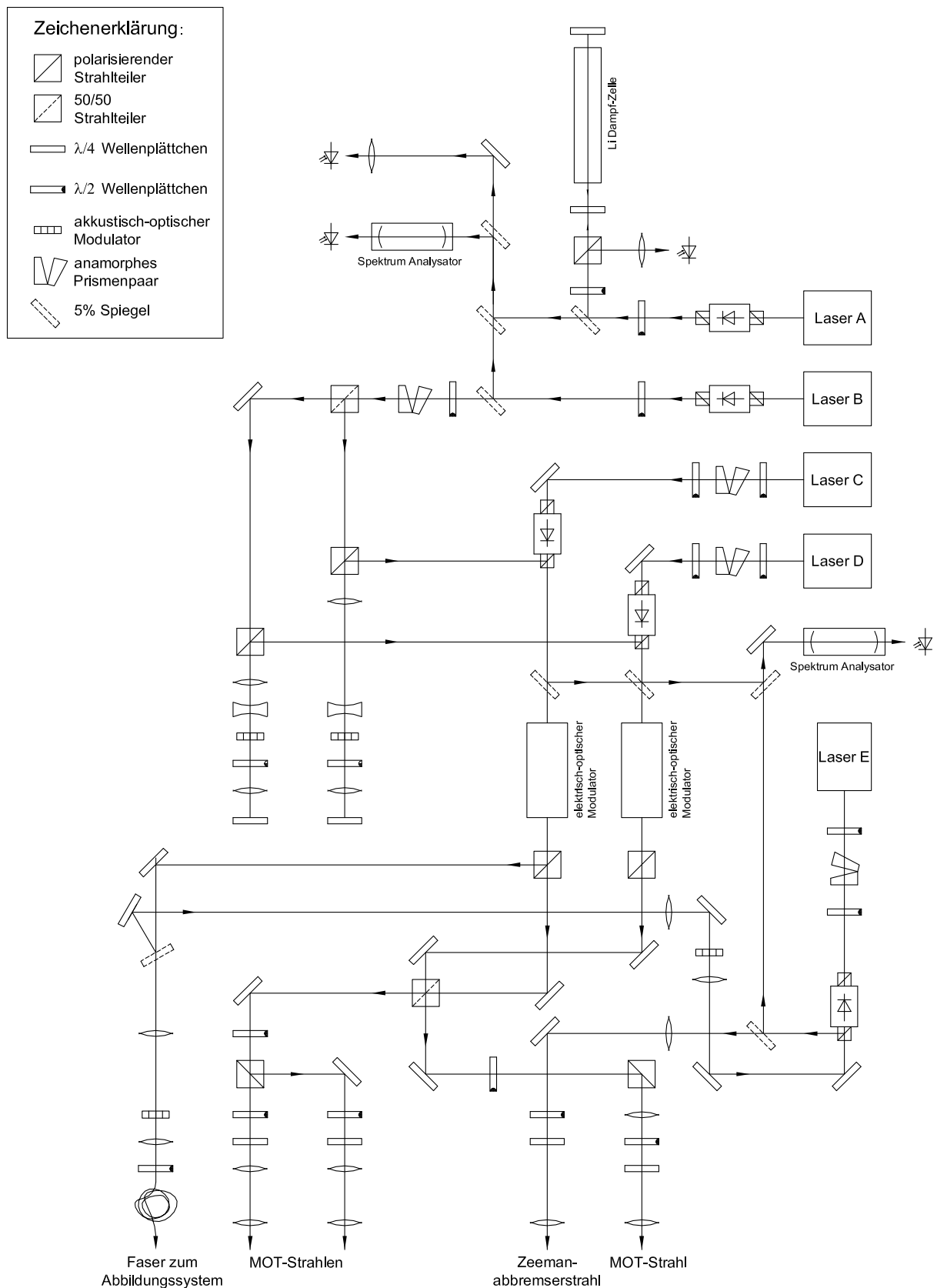
Abbildung 3.6: In der magneto-optischen Falle gefangene Atome. Sie absorbieren das Fallenlicht. Bei der anschließenden, spontanen Emission werden “rote” Photonen emittiert und die Atomwolke ist als rot leuchtendes, kugelförmiges Gebilde sichtbar.

kleinen Hyperfeinaufspaltung des 2^2S -Zustandes fallen viele, der aus dem Dunkelzustand $2^2S_{1/2}$ zurückgepumpten Atome, wieder in diesen zurück. Daher benötigt man ungefähr dieselbe Leistung im Rückpumper wie für den Kühler.

Als Referenz des Lasersystems dient ein gitterstabilisierter Laser (Laser A), der durch Frequenzmodulationsspektroskopie auf eine Linie von ^7Li stabilisiert wird. Die Linien von ^6Li liegen jedoch einige hundert Megahertz neben der Referenzfrequenz. Für die notwendige Frequenzänderung wird ein zweiter Laser (Laser B) mittels Frequenzdifferenzregelung um ca. 870 MHz gegenüber der Referenz verschoben stabilisiert. Dies ist nicht nur eine einfache Methode, sondern eröffnet die Möglichkeit einer schnellen Frequenzänderung durch ändern der Differenzfrequenz. Das Licht vom Laser B wird anschließend auf zwei AOM aufgeteilt, die die Frequenz auf die zwei gewünschten Linien für Kühler und Rückpumper (siehe Abbildung 2.1) verschiebt. Für die notwendige Leistung bei den beiden Frequenzen sorgen zwei Laser (Laser C und D) im “injection lock”-Betrieb. Pro Frequenz stehen somit ca. 24 mW mit einer Linienbreite ≈ 1 MHz zur Verfügung. Bevor die beiden Strahlen überlagert und für die MOT aufgeteilt werden, durchläuft jeder einen Elektrisch-Optischen-Modulator. In Kombination mit polarisierenden Strahlteilern kann man die Leistung in den Strahlen variieren, was für einen optimalen Transfer der Atome in die Dipolfalle erforderlich ist.

Spektroskopiezelle

Lithium hat bei Zimmertemperatur nur einen geringen Dampfdruck. Um ein aus-



reichendes Absorptionssignal für die Laserstabilisierung zu erhalten, heizen wir Lithium auf ca. 300°C auf werden.

Die Spektroskopiezelle besteht aus einem 50 cm langen Edelstahlrohr mit einem Außendruckmesser von 19 mm (‘‘Heatpipe’’). An dessen Enden wurde jeweils ein CF16 Flansch unter einem kleinen Winkel schräg angeschweißt. An den Flanschen sind Schaugläser angeschraubt. Die leichte Schrägstellung der Fenster verhindert, dass der Strahl möglicherweise in sich zurückgespiegelt wird. Nicht nur der Laser würde von einem Rückreflex beeinträchtigt werden, sondern auch das Absorptionssignal auf der Photodiode, die nur Licht erhalten sollte, das die Zelle durchlaufen hat. In der Mitte des Rohrs ist ein Heizdraht auf ca. 10 cm bifilar aufgewickelt. Die bifilare Wicklungsart verhindert, dass es auf Grund der Magnetfelder, die vom Strom durch den Heizdraht hervorgerufen werden, zur Aufspaltung der Energieniveaus der Atome kommt. Innen wird das Rohr auf einer Länge von 40 cm mit einem feinmaschigen Edelstahlnetz ausgekleidet. Dies soll bewirken, dass sich das flüssige Lithium durch Adhäsion immer zur heißesten Stelle hin bewegt und somit für einen konstanten Fluss von verdampfenden und zufließenden Atomen sorgt.

Zur Vermeidung der Verbreiterung der Linien im Spektrum aufgrund von Stößen der Lithiumatome mit dem Hintergrundgas benötigt man ein Vakuum von ca. 1×10^{-2} mbar. Andererseits darf das Vakuum nicht zu gut sein. Das würde die mittlere freie Weglänge vergrößern und die Wahrscheinlichkeit erhöhen, dass Lithiumatome bis zu den Fenstern gelangen und dort haften bleiben. Eine geeignete Maßnahme dagegen war schon die Wahl der Länge des Rohrs. Bei einer mittleren freien Weglänge von 3 cm treten genug Stöße zwischen der Mitte des Stahlrohres und den Fenstern auf, damit diese sauber bleiben.

Zeemanabbremsen

Das Abbremsen der Atome beruht auf dem Impulsübertrag von einem absorbierten Photon auf ein Atom. Unsere Abbremsstrecke ist so dimensioniert, dass ein, zum Atomstrahl gegenläufiger Laserstrahl, Atome, deren Anfangsgeschwindigkeit ca. 600 m/s betrug, auf ein paar 10 m/s herabbremsen kann. Dabei werden die Atome im Strahl transversal geheizt und divergieren. Damit eine hohe Ladeeffizienz in die MOT erzielt wird, sollte dessen Strahlprofil an die Divergenz des Atomstrahl angepasst sein. An der Stelle der MOT hat der Laserstrahl einen Durchmesser daher von ca. 2,5 cm und sein Fokus befindet sich ungefähr in der Ofenkammer.

Ursprünglich zweigten wir für den Laserstrahl Licht aus den MOT-Strahlen ab. An diesen Aufbau zeigte sich eine lineare Abhängigkeit der Laderate von der Leistung im Zeemanabbremsstrahl bis > 10 mW. Das bedeutete, dass noch längst keine Sättigungseffekte auftraten und es möglich ist, durch eine höhere Laserleistung im Zeemanabbremsstrahl die Laderate weiter zu steigern.

Um mehr Leistung zu erhalten, baute wir einen weiteren Laser (Laser D) auf, der so wie Laser C und D durch ‘‘injection lock’’ stabilisiert wurde (siehe Abbildung 3.7).

Zunächst wurde das Licht von Laser C und D überlagert und mit einem AOM die Frequenzen um 50 MHz ins Rote verschoben. Da der Abbremsstrahl mitten durch die MOT hindurchläuft, unterdrückt diese Maßnahme eine zu stark Störung der gefangenen Atomen. Anschließend wird das linear polarisierte Licht über den polarisierenden Strahlteiler des optischen Isolators in die Laserdiode eingekoppelt. Wie erwartet, verstärkte die Diode die zwei Frequenzen, was sich in einer gesteigerten Laderate bemerkbar machte. Leider zeigte das System große Langzeitschwankungen, was sich auch nicht durch Optimierung der Einkopplung der beiden Frequenzen in den Laser D verbessern lies. Ein Grund dafür könnte sein, dass jede Frequenz für sich nicht optimal eingekoppelt werden konnte.

An einem anderen Laseraufbau untersuchten wir die Effizienz des Zeemanabbremmers mit nur einer Laserfrequenz, der des Kühlübergangs im Abbremsstrahl. Es zeigte sich einen drastischer Rückgang von über 50% der Laderate. Eine Erklärung dafür ist folgende: Ist reines σ^+ -Licht im Laserstrahl, ist ein geschlossener Übergang gegeben, der alleine vom Kühler getrieben werden kann. Innerhalb der Zeemanabbremmerspulen ist jedoch ein Magnetfeld gegeben, dass nicht nur Komponenten in Richtung des Laserstrahls besitzt. Dadurch ist zum σ -Licht auch eine π -Komponente im Laserlicht, welches Atome in Zustände anregen kann, von denen aus sie Zustände bei der spontanen Emission besetzen können, aus denen der Kühler sie nicht mehr anregen kann. Mit zusätzlichem Rückpumperlicht ist ein geschlossener Kreislauf gegeben.

Um das Problem zu lösen, eine zusätzliche Laserfrequenz beim Rückpumpübergang zu erhalten ohne einen weiteren Laser mit "injection lock" aufbauen zu müssen, modulierten wir den Diodenstrom. Durch dem Gleichstrom überlagernden Wechselstrom entstehen zwei Seitenbänder im Abstand der Modulationsfrequenz im Laserlicht. Die Leistung in den beiden Seitenbändern hängt dabei von der Amplitude der Modulation ab. Als optimal zeigte sich eine Amplitude von 10 dBm und eine Frequenz von 280 MHz.

Die Strommodulation erwies sich als langzeitstabiler. Unter optimalen Bedingungen erreicht wir Laderaten der MOT von über 8×10^6 Atomen/Sekunde bei einer Ofentemperatur von 340°C .

3.5 Abbildungssystem

Ein wichtiges Diagnosehilfsmittel sind Abbildungen der Atomwolke. Aus Absorptionsabbildungen der Atomwolke lassen sich viele Informationen, wie Temperatur, Teilchenzahl und Dichteverteilung gewinnen. Bei diesem Abbildungsverfahren werden die Atome von einer Seite mit einem Laserstrahl, als Probestrahl bezeichnet, beleuchtet, und auf der gegenüberliegenden Seite der Schatten mit einer CCD Kamera abgebildet. Gegenüber einer Fluoreszenzabbildung hat dies den Vorteil, dass man nicht auf das, in alle Richtungen gestreute Licht, von dem nur ein Bruchteil auf den CCD Chip trifft, angewiesen ist. Um einen großen Kontrast zwischen Schatten und Umgebung

zu erhalten, sollte die Absorption so gewählt werden, dass noch keine Abflachung im Absorptionsprofil ersichtlich ist. Die Abflachung und somit eine Abweichung vom gausischen Verlauf würde in der späteren Berechnung der Teilchenzahl und Temperatur zu Fehlern führen.

Die Absorption ist abhängig von der Laserfrequenz und ist maximal, wenn resonantes Licht auf die Atome trifft. Dabei ist zu beachten, dass die Energieniveaus der Atome in der Dipolfalle aufgrund des AC-Stark-Effektes eine Verschiebung erleiden, welche um so größer ausfällt um so höher die Intensität des Fallenlasers ist. Die Verschiebung muss durch die Laserfrequenz kompensiert werden.

Die meisten Bilder werden jedoch von expandierenden Atomen im freien Raum, bei ausgeschalteter Dipolfalle aufgenommen. Der Effekt der Energieverschiebung tritt nicht auf. Dafür muss für scharfe Bilder berücksichtigt werden, dass zum einem die Atome mit konstanter Geschwindigkeit expandieren und zum anderen durch den Probe-strahl eine gerichtete Kraft auf die Atome wirkt, welche zur Beschleunigung führt. Bei zu langen Belichtungszeiten kommt es daher zu ausgeschmierten Bildern. Ein Atom, das in der Belichtungszeit Δt die Anzahl von N_p Photonen streut, verändert im Mittel seine Position um $\sqrt{\frac{N_p}{3}} v_{rec} \Delta t$. Dabei entspricht v_{rec} der Rückstoßgeschwindigkeit bei Emission eines Photons. Man erkennt, dass viele Photonen gestreut werden können, wenn der Laserpuls kurz genug ist. Für ${}^6\text{Li}$ ergibt sich für kleine Verstimmung und einer Intensität $\gg$ Sättigungsintensität von $2,5 \text{ mW/cm}^2$ ($\Rightarrow$ Streurate = halbe Linienbreite, siehe Gleichung 4.1), eine Positionsverschiebung von ca. $3 \mu\text{m}$ bei einer Laserpulsdauer von $10 \mu\text{s}$. Die erforderliche Länge des Pulses hängt dabei von der Quanteneffizienz der CCD-Kamera ab. Eine hohe Quanteneffizienz reduziert die Anzahl der benötigten Photonen für ein kontrastreiches Bild und somit die Pulsdauer.

Wie bei der MOT wird auch bei der AbsorptionAbbildung zusätzlich zum Probe-strahl, der nur den Kühlübergang treibt, Laserlicht mit der Frequenz beim Rückpum- perübergang benötigt. Ohne Rückpumperlicht würden schon nach wenigen Absorptionszyklen die Atome in dem Dunkelzustand gepumpt sein. Was zur Folge hat, dass die Atomwolke transparent wird. Das Rückpumperlicht wird von einem MOT-Strahl, der nur die eine Frequenz enthält, bereitgestellt, und ist gleichzeitig mit dem Probe-strahl an. Beide Frequenzen im Probestrahl würden die anschließenden Berechnungen erschweren (z.B. die Bestimmung des Streuquerschnittes).

Die hier eingesetzte Kamera (Hersteller Fa. Theta System; Typ: 1/p18 SIS) besitzt eine Quanteneffizienz von ca. 14% bei einer Wellenlänge von 671 nm. Das Ausleserau-schen liegt bei nur 1 Count pro Pixel. Die Dunkelzählrate zeigt einen Verlauf über den CCD-Sensor von 300 bis 400 Counts/Pixel. Da von jedem Bild ein Hintergrundbild (Bild ohne jegliches Laserlicht) abgezogen wird, wirkt sich die Dunkelzählrate auf das Bild nicht stark negativ aus.

Ein besonderes Merkmal des eingebauten CCD-Chips (Philips FT 18) ist die Mög- lichkeit, zwei Bilder schnell hintereinander aufzunehmen. Dabei wird das erste Bild mittels "Frame Transfer" innerhalb des Chips von der "Bild"-Zone in die Speicherzone

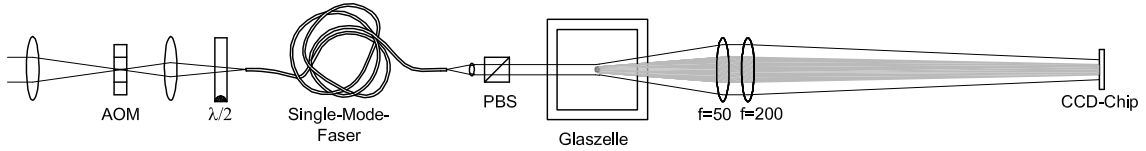


Abbildung 3.8: optischer Aufbau für die Absorptionsabbildung. Über einen AOM, mit dem die Frequenz angepasst werden kann, und einem $\lambda/2$ -Plättchen wird das Licht in eine Faser eingekoppelt. Eine polarisierender Strahlteiler unterdrückt Polarisationsfluktuationen nach der Faser. Ein Objektiv, bestehend aus zwei Linsen, bildet den Schatten der Wolke auf den CCD-Chip ab.

verschoben. Der Vorgang benötigt an die 2 ms und nach dieser Zeit steht der Chip wieder bereit für das nächste Bild. Diese Erweiterung wird zwar noch nicht eingesetzt, könnte aber dazu dienen, kurz vor oder nach einer Aufnahme ein Dunkelbild zu nehmen, um eventuell veränderte Lichtverhältnisse zu kompensieren. Im Normalbetrieb kann die Kamera alle 1,25 s ein Bild an die Video-Capture-Karte in einem PC liefern. Nach der Digitalisierung durch die Karte liest ein LabView-Programm den Speicher auf der Karte aus, und stellt das Bild auf dem Monitor dar.

Je nach Abbildungsverfahren, Absorption oder Fluoreszenz, werden die Bilder vor der Darstellung auf dem Monitor noch aufbereitet. Bei den Absorptionsbildern folgt nach der Aufnahme des Schattens der Atomwolke eine Aufnahme ohne Atome, in dem man die Falle kurz ausschaltet und dann mit dem Probelaser über die gleiche Zeitdauer wie beim eigentlichen Absorptionsbild hineinleuchtet. Bevor die beiden Bilder in LabView Pixel für Pixel durcheinander dividiert werden, zieht man von jedem ein Hintergrundbild ab. Die Bilder, die man auf diese Weise erhält, stellen die Transmission $T(x, y) = N_p/N_{0p}$ (N_p, N_{0p} Anzahl der Photonen mit und ohne Atome) der Atomwolke dar. Der Vorteil der Division ist, dass Störungen, wie Interferenzstreifen größtenteils eliminiert werden. Des weiteren wird zur Berechnung der Atomzahl der Verlauf der Transmission über die Wolke benötigt (siehe Kapitel 4.2).

Der optische Aufbau für den Probestrahl und das Abbildungssystem ist in Abbild 3.8 zu sehen. Das Licht aus einer Single-Mode Faser wird kollimiert und auf die Atomwolke ausgerichtet. Nach dem Durchqueren der Wolke sammelt das Objektiv, welches aus zwei Antireflex beschichteten Achromat-Linsen (Durchmesser 25,4mm) besteht, das Licht. Um einen größtmöglichen Raumwinkel abzudecken, was bei Fluoreszenzbildern für viel Licht sorgt, hat die erste Linse eine Brennweite von 50 mm. Das entspricht einer numerischen Apertur von 0,254 oder einer Blendenzahl von $1/0,254 \approx 4$. Eine kleinere Brennweite ist nicht möglich, da sonst das Objektiv die MOT-Strahlen abschneidet. Die zweite Linse wurde so gewählt, dass eine Vergrößerung von 4 erreicht wird. Aus der Linsengleichung ergibt sich somit für die zweite Linse eine Brennweite von 200 mm. Der Vergrößerungsfaktor von 4 wurde auf Hinsicht von “Time of Flight”-

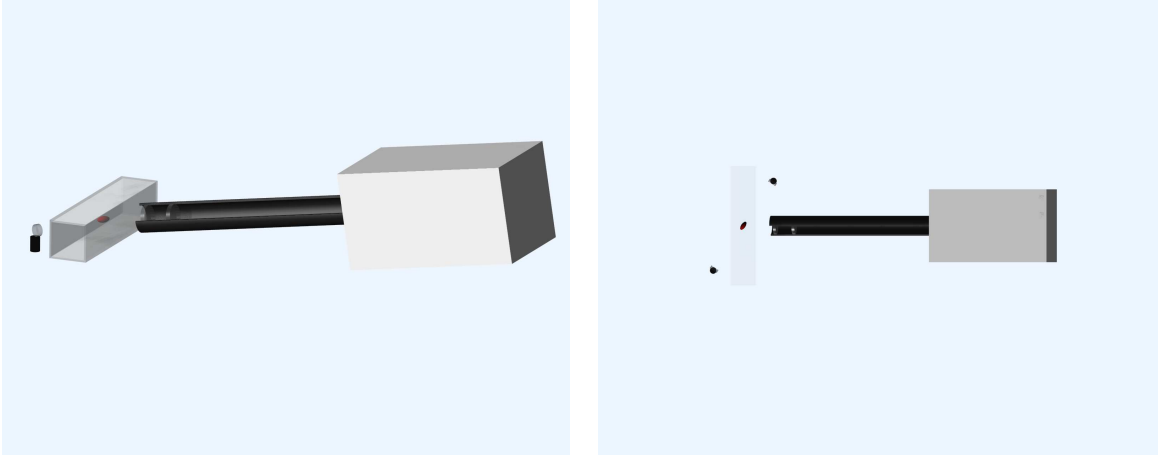


Abbildung 3.9: Position der Kamera für Absorptionsabbildungen der Atom in der Dipolfalle.

Bildern (TOF) gewählt. Bei einer Pixelgröße von $7,5 \times 7,5 \mu\text{m}^2$ belegt die Wolke in der Dipolfalle ca. 140×110 Pixel. Bei der Größe des CCD-Chips von 1024×1024 Pixel bleibt genügend Platz, damit die ausgedehnte Wolke komplett abgebildet werden kann.

Zur Steuerung der kurzen Laserpulse im Mikrosekundenbereich wird ein AOM eingesetzt. Er befindet sich vor der Einkopplung des Lichts in die Faser. Für die Einkopplung des linearpolarisierten Lichts in die “schnelle” Achse der Faser, benötigt man ein $\lambda/2$ -Plättchen zum Drehen der Polarisation.

3.6 Experiment-Steuerung

Hat man es geschafft, alle technischen Hürden zu überwinden, und alle Hilfsmittel sind aufgebaut, beginnt das Abstimmen der einzelnen Komponenten aufeinander. Es gibt so viele Parameter, die verstellt werden können, dass die Zahl der Kombinationsmöglichkeiten scheinbar unendlich wird. Eine große Hilfe dabei ist der Computer, von dem aus das Experiment gesteuert wird und die meisten Parameter verstellt werden können. Als Programmiersprache kommt LabVIEW zum Einsatz. Im Computer ist eine Steuerkarte (ADwin Light + ADwin LD digital), die einen eigenen Prozessor besitzt, eingebaut. Mit der Karte und einer selbst aufgebauten, analogen Schnittstellenerweiterung (siehe Anhang), stehen zur Ansteuerung der einzelnen Komponenten 23 digitale und 10 analoge Ausgänge (2 mit 12 Bit Auflösung, 8 mit 16 Bit Auflösung) zur Verfügung. Weitere 8 analoge Eingänge (12 Bit Auflösung) können zur Datenerfassung genutzt werden. Die Zykluszeit mit der die Ein- und Ausgänge aktualisiert werden, beträgt $50 \mu\text{s}$ und ist von der Steuerkarte vorgegeben. Die Steuerung des AOMs für die Absorptionsabbildungen kann nicht von der Steuerkarte übernom-

3 Experimenteller Aufbau

men werden, weil dafür Zeitintervalle im Mikrosekundenbereich benötigt werden. Eine triggerbare Timer-Karte im Kamerarechner genügt dieser Anforderung und gibt das Zeitintervall für den AOM, der den Probestrahl steuert, vor.

4 Laden der Dipolfalle und Messmethoden

Zu Beginn dieses Kapitels wird zunächst die Prozedur des Ladens der Dipolfalle beschrieben. Die anschließenden Kapitel widmen sich den Methoden zur Bestimmung der thermodynamischen Zustandsgrößen Teilchenzahl (Kapitel 4.2) und Temperatur (Kapitel 4.3).

Des Weiteren folgt ein Verfahren um die Fallenfrequenz zu messen. In vielen Berechnungen geht die Fallenfrequenz ν ein (siehe z.B. Gleichung 2.16). Es ist deswegen wichtig, sie möglichst genau zu bestimmen. Wie das bei unserer Falle im Detail durchgeführt wurde, findet man im Kapitel 4.4. Ebenso wichtig ist die Kenntnis über die Größe des Magnetfeldes, dem die Atome ausgesetzt sind. Das von den Spulen erzeugte Magnetfeld wurde zwar außerhalb, im ausgebauten Zustand, gewissenhaft vermessen, und die Beziehung Strom zu Magnetfeld festgelegt, aber durch eventuell vorhandene Offsetfelder, Störfelder und Abschirmeffekte kann es sehr wohl zu Abweichungen kommen. Eine einfache Technik zur Eichung der magnetischen Feldstärke am Ort der Atome wird in Kapitel 4.5 vorgestellt.

4.1 Laden der Dipolfalle

Jeder Messzyklus startet mit dem Laden der magneto-optischen Falle (MOT) und anschließendem Transfer der Atome in die Dipolfalle.

Zum Laden der MOT sind die MOT-Strahlen, das MOT-Gradientenfeld und die Dipolfalle gleichzeitig eingeschaltet. Um möglichst viele Atome in der MOT aus dem Atomstrahl zu fangen, beträgt die Verstimmung der gekreuzten MOT-Strahlen 5 bis 6 mal die natürliche Linienbreite $\Gamma = 5.9$ MHz. Man schafft so Laderaten von mehr als 8×10^6 Atome/s bei einer Ofentemperatur von 340°C . Erhöht man die Ofentemperatur um 15 K verdoppelt sich die Laderate. Die Ladedauer beträgt in der Praxis 10 bis 15 Sekunden.

Der wohl heikelste Abschnitt ist das Umladen der Atomwolke, die je nach Ladedauer und Laderate auf ca. 5×10^7 Atomen angewachsen ist, in die Dipolfalle. Der Transfer startet mit dem Ändern der MOT-Laserfrequenz nahe zum atomaren Übergang. Die Verstimmung beträgt dann ca. $\Gamma/2$, wodurch die Atomwolke stark komprimiert und gekühlt wird. Nahezu gleichzeitig erhöhen die Zusatzspulen den magnetischen Feldgradient über eine lineare Rampe (Dauer 22 ms) für 2 ms um über 50 Gauss/cm. Der

hohe Feldgradient fördert zusätzlich die Kompression. Während dieser Kompressionsphase steigt die Dichte auf über $1,5 \times 10^{11}$ Teilchen/cm³ und die Temperatur sinkt auf ungefähr 400 μ K ab. Der räumliche Überlapp zwischen der nun stark komprimierten Atomwolke und Dipolfalle ist jetzt stark angewachsen, und die MOT-Strahlen, MOT-Spulen, Zusatzspulen, Zeemanabbremserspulen und deren Kompensationsspule können abgeschaltet werden. Um ein Aufheizen der Atome und dem damit verbundenen Teilchenverlust zu vermeiden, wird die Intensität der Laserstrahlen mit Hilfe der elektro-optischen Modulatoren über eine exponentielle Rampe abgesenkt. Die Rampe für den Laser, der den Rückpumperübergang treibt, startet 5 ms früher als die Rampe für den Kühler-Laser. Folglich fehlt für kurze Zeit das Rückpumperlicht, wodurch die Atome stets aus dem Zustand $2^2S_{3/2}$ angeregt werden, aber nicht mehr aus dem Zustand $2^2S_{1/2}$. Nach dieser Zeit befinden sich daher alle im Zustand $2^2S_{1/2}$, jener mit der geringsten Energie und Ausgangszustand für nachfolgende Experimente. Dieser Vorgang wird als optisches Pumpen bezeichnet. Die Atome befinden sich nun in der Dipolfalle, wo sie sich auf ungefähr 1000 Potentialtöpfe verteilen. Die Dichte bleibt gleich wie in der komprimierten MOT ($1,5 \times 10^{11}$ Teilchen/cm³). Von den ursprünglichen Atomen in der MOT sind ca. 10 %, also 5×10^6 Atome in die Dipolfalle transferiert worden. Der Verlust rührt nicht nur ausschließlich vom räumlichen Überlapp, der aufgrund der Stehwellenform nie vollkommen sein kann, sondern auch von der beschränkten Potentialtiefe der Dipolfalle von 750 μ K. Alle "heißeren" Atome aus der Boltzmann-Verteilung können nicht gespeichert bleiben und gehen verloren. Demzufolge ist die Boltzmann-Verteilung in der Dipolfalle bei der Falltiefe abgeschnitten, und ihr kann eine Temperatur von 400 μ K zugeordnet werden (Maximum der Energieverteilung). Der Abschneideparameter $\eta = \frac{U_0}{k_B T}$ ist ungefähr 2.

4.2 Teilchenzahlbestimmung

Nach jeder Manipulation der Atome in der Dipolfalle wird die Atomzahl bestimmt. In unserem Experiment werden zwei unterschiedliche Methoden der Teilchenzahlmessung angewendet.

Methode 1: Fluoreszenzmessung

Die Fluoreszenzmessung beruht darauf, dass die Atome in der MOT Photonen streuen. Die Anzahl der gestreuten Photonen pro Sekunde hängt von der Photonenstreurate γ und der Atomzahl N ab. Die gestreuten Photonen werden von einer Linse auf eine kalibrierten Photodiode gelenkt ¹. Die Anzahl der in der Messzeit Δt aus dem Raumwinkel Ω detektierten Photonen beträgt $N_P = \gamma \Omega \Delta t N$. Da die Parameter γ, Ω

¹Für die Kalibrierung leuchtet man mit einem Laserstrahl, dessen Leistung P und Frequenz ν genau bekannt ist, auf die Linse. Die Spannung von der Photodiode wird verstärkt, und ist proportional der Laserleistung P und mit $P = N_P h \nu$ proportional der Photonenzahl N_P .

und Δt bekannt sind, kann aus der Messung der Fluoreszenz sofort auf die Atomzahl geschlossen werden.

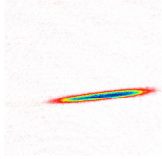
Die größte Unsicherheit beinhaltet dabei die Photonenstreurate

$$\gamma = \frac{\Gamma}{2} \frac{I/I_S}{1 + I/I_S + (\frac{2\delta}{\Gamma})^2} \quad (4.1)$$

Mit Γ der natürlichen Linienbreite, I_S der Sättigungsintensität und δ die Verstimmung. Neben der Ungewissheit über das genaue Verhältnis von Intensität I zur Sättigungsintensität I_S über der Wolke hinweg, tragen eventuelle Magnetfelder und die Temperatur der Atome in der Wolke zum Fehler bei.

Zur Bestimmung der Atomzahl in der Dipolfalle müssen die Atome nach der Manipulation in der Dipolfalle in die MOT zurückgeladen werden. Da die Fallentiefe und das Fallenvolumen der MOT viel größer ist als jenes der Dipolfalle, gelingt der Transfer mit 100 %. Durch den Transfer kommt es also zu keinem Fehler der Teilchenzahlbestimmung. Auch die endliche Lebensdauer der Fallen muss nicht berücksichtigt werden, da der ganze Vorgang nur wenige Millisekunden benötigt.

Methode 2: Aus Absorptionsabbildungen



Die Abbildung des Schattens der Atomwolke liefert mit nur einem Bild eine Fülle von Informationen. Schon die Form der Wolke unterstützt den Experimentator um Vorgänge, wie z.B. den Transfer in die Dipolfalle, zu optimieren. Das Abbild der Wolke erhält seine Gestalt von der Dichteverteilung in der Wolke. Dort wo sich viele Teilchen entlang des Probestrahls befinden, werden viele Photonen absorbiert. Aus diesem Bereich gelangen weniger Photonen auf den CCD-Chip als aus jenen, wo weniger Photonen absorbiert wurden. Das obige Bild zeigt ein Absorptionsbild der Atomwolke in Falschfarben (d.h. der Anzahl der detektierten Photonen eines Pixels wird eine Farbe zugeordnet). Für die Bestimmung der Teilchenzahl N muss nun der Dichteverlauf analysiert werden. Das Ziel dieser Bemühung soll sein, die drei offenen Parametern x_0 , y_0 und $\hat{\eta}$ aus

$$N = \pi x_0 y_0 \hat{\eta} \quad (4.2)$$

einem Wert zuzuweisen. Die Bedeutung der einzelnen Parameter werden im folgenden erörtert.

Nach der Thermalisierung in der Dipolfalle hat sich die Dichteverteilung einer gaussförmigen Verteilung

$$n(\mathbf{r}) = \hat{n} e^{(-x/x_0)^2} e^{(-y/y_0)^2} e^{(-z/z_0)^2} \quad (4.3)$$

angenähert. Für so eine ‘‘Gaussische’’ Wolke ergibt sich der Transmissionskoeffizient zu

$$T(x, y) = \exp(-\sigma \hat{\eta} e^{-(x/x_0)^2} e^{-(y/y_0)^2}) \quad (4.4)$$

Wie in Kapitel 3.5 bereits beschrieben, stellt ein Absorptionsbild schon den Transmissionskoeffizienten als Funktion des Ortes dar. Ein gaussischer Fit an das logarithmierte Bild liefert daher den Parameter $\sigma \hat{\eta}$ und die beiden 1/e-Dichteradien x_0 und y_0 der senkrecht zum Probestrahl stehenden Achsen. Die Achse in Richtung des Probestrahls ist die z-Achse. Somit sind zwei der drei gesuchten Parameter bekannt. Um aus dem Produkt $\sigma \hat{\eta}$ den dritten unbekannten Parameter $\hat{\eta}$, die maximale Säulendichte in Richtung des Probestrahls ($\hat{\eta} = \max(\int dz n(\mathbf{r}))$), bestimmen zu können muss man den Absorptionsquerschnitt σ kennen. Für ein Zwei-Niveau-System ist σ bei Anregen mit schwachem, linearpolarisierten Licht gleich

$$\sigma = \frac{3}{2\pi} \frac{\lambda^2}{1 + (2\delta/\Gamma)^2} \quad (4.5)$$

Mit δ der Verstimmung und Γ die natürliche Linienbreite. Für ${}^6\text{Li}$ als Multilevel Atom muss für den resonanten Querschnitt über die 4 magnetischen Unterzustände des Zustandes $2^2P_{3/2}$, in denen sich das Atom befinden kann, gemittelt werden (siehe [MS99] S 283). Daraus ergibt sich ein um 2/3 verringerter Absorptionsquerschnitt gegenüber des 2-Niveau-Systems. Somit beträgt der resonante Absorptionsquerschnitt λ^2/π . Eine letzte Division von $\sigma \hat{\eta}$ durch σ , und alle Parameter aus Gleichung 4.2 für die Berechnung der Atomzahl aus dem Absorptionsbild sind bekannt.

4.3 Temperaturbestimmung

Da die Temperatur in einem Gas sich auf mehrere Parameter, wie Ausdehnung der Wolke, Energieverteilung in der Falle oder auf die kinetische Energie der Teilchen auswirkt, gibt es einige Methoden zur Bestimmung der Temperatur.

Methode 1: Bestimmung des Abschneideparameters η

Dieser Methode liegt die Abhängigkeit der Dichte von der Temperatur zu Grunde. Besitzen die Atome eine kinetische Energie $\sim T$, die ungefähr der Fallentiefe entspricht, halten sich die Atome nahe dem Rand der Dipolfalle auf. Beim Absenken sind bei einem ‘‘heißen’’ Ensemble Teilchenverluste früher zu beobachten, als bei einem kalten. Aus dem Verlauf der Teilchenzahl in Abhängigkeit der Fallentiefe kann so der Abschneideparameter $\eta = U_0/(k_B T)$ ermittelt werden.

Für die Bestimmung von η berechnet man zunächst die Teilchenzahl N in Abhängigkeit von der Fallentiefe und der Temperatur mit

$$N(T, U_0) = \int_0^{U_0} \rho(\epsilon) f(\epsilon) d\epsilon \quad (4.6)$$

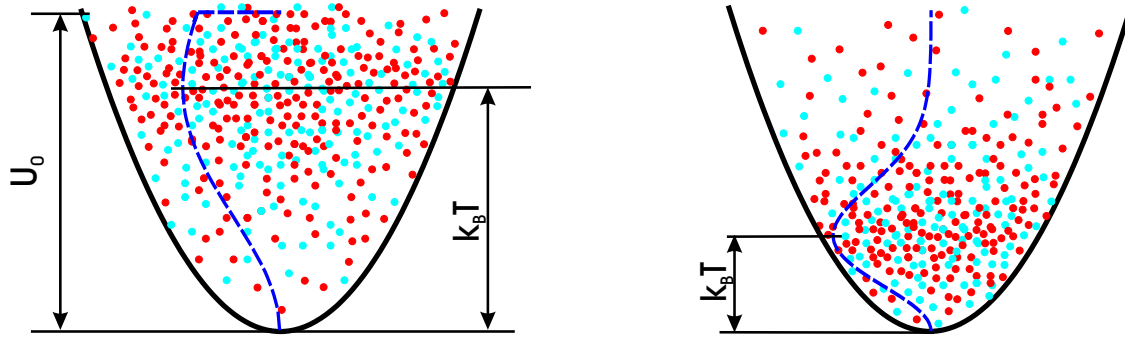


Abbildung 4.1: Bei relativ großer Temperatur (linkes Bild) befinden sich die Atome nahe dem Fallenrand. Wird abgesenkt, verliert man schon früh viele Atome. Bei einem kalten Ensemble (rechtes Bild) befinden sich die Atome tief im Zentrum der Falle. Beim Absenken bleibt der Großteil lange gefangen.

$\rho(\epsilon)$ ist die Zustandsdichte der Falle und $f(\epsilon)$ die Energieverteilung, welche einer Boltzmann-Verteilung entspricht. Fittet man nun die Messdaten an die Gleichung 4.6 erhält man aus den Fitparametern den Abschneideparameter.

Bei einem kalten Ensemble befindet sich der Großteil der Teilchen tief in der Falle, und man erwartet, dass die Falle weit abgesenkt werden muss, um einen starken Verlust an Teilchen zu sehen. Die Kurven von kalten Ensemble verlaufen daher zu Beginn der Absenkung bei U_{rel}/U_0 flacher, als jene eines heiseren Ensembles, wie in Abbildung 4.2 zu sehen.

Methode 2: Direkt aus Absorptionsabbildung

In einem Potential $U(\mathbf{r})$ folgt die Dichteverteilung im statistischen Gleichgewicht direkt dem Boltzmann-Faktor.

$$n(\mathbf{r}, T) = \hat{n} \exp\left(-\frac{U(\mathbf{r})}{k_B T}\right) \quad (4.7)$$

Da bereits die Dichteverteilung $n(\mathbf{r}) = \hat{n} e^{-(x/x_0)^2} e^{-(y/y_0)^2} e^{-(z/z_0)^2}$ eines harmonischen Potential $U(\mathbf{r}) = 1/2m(\omega_x^2 x^2 + \omega_y^2 y^2 + \omega_z^2 z^2)$ aus der Atomzahlbestimmung bekannt ist, liegt es nahe, die Temperatur daraus zu bestimmen.

$$T = \frac{m}{2k_B}((x_0\omega_x)^2 + (y_0\omega_y)^2 + (z_0\omega_z)^2) \quad (4.8)$$

Die 1/e Dichterradien x_0 und y_0 sind die selben wie bei der Atomzahlbestimmung. Aufgrund der Rotationssymmetrie in unserem Experiment ist $z_0 = y_0$. Die dazugehörigen Fallenkreisfrequenzen ω_i sind für eine exakte Temperaturbestimmung genau zu kennen (siehe Kapitel 4.4).

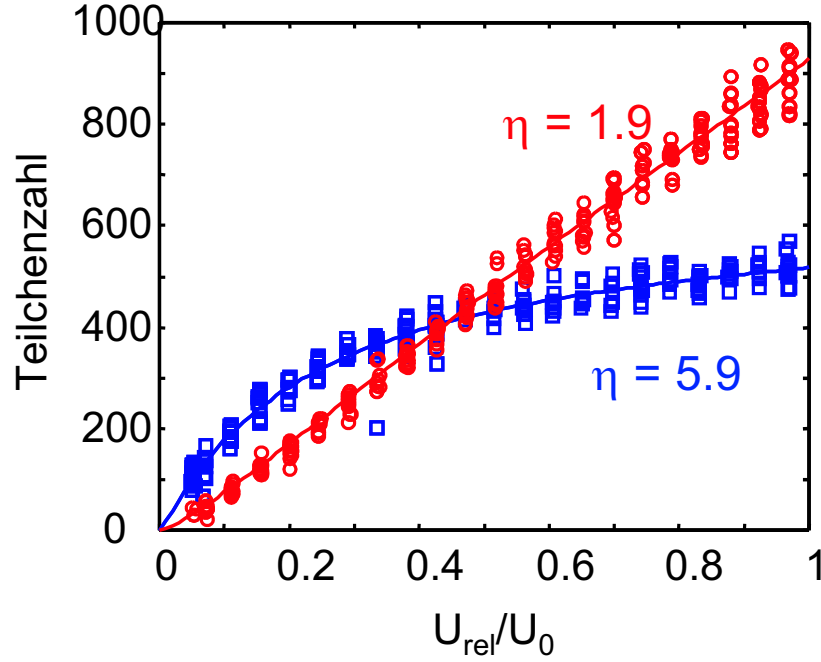


Abbildung 4.2: Verlauf der Teilchenzahl beim Absenken der Dipolfalle. Bei einem Abschnideparameter von $\eta = 1.9$ befinden sich viele der Teilchen nahe dem Rand der Falle und gehen daher schon zu Beginn der Absenkung (Startpunkt bei $U_{rel}/U_0 = 1$) verloren, was sich in einem steileren Verlauf der Kurve in diesem Bereich zeigt, gegenüber einer Kurve mit größerem $\eta = 5.9$.

Methode 3: “Time of Flight” (TOF)

Durch Messung der Flugzeit der Atome nach Abschalten der Dipolfalle erhält man Information über die Geschwindigkeitsverteilung in der Atomwolke, die abhängig von der Temperatur in der Wolke ist. Die Geschwindigkeitsverteilung kann als Produkt dreier eindimensionaler Gaussfunktionen

$$f(v_i) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_{v_i}} \exp\left(-\frac{v_i^2}{2\sigma_{v_i}^2}\right) \quad \text{mit} \quad i \in \{x, y, z\} \quad (4.9)$$

beschrieben werden. Die Breite der Geschwindigkeitsverteilung $\sigma_{v_i}^2$ entspricht dabei der mittleren quadratischen Geschwindigkeit des Gases in Richtung i . Nach der Thermalisierung kann man annehmen, dass $\sigma_v = \sigma_{v_x} = \sigma_{v_y} = \sigma_{v_z}$ gilt und die Verteilung einer Boltzmann-Verteilung $f(v_i) = \sqrt{\frac{m}{2\pi k_B T}} \exp\left(-\frac{mv_i^2}{2k_B T}\right)$ entspricht. Durch Vergleichen der beiden Verteilungen folgt daraus die Temperatur:

$$T = \frac{m\sigma_v^2}{k_B} \quad (4.10)$$

Nach Abschalten der Dipolfalle expandieren die Li-Atome bei abgeschaltetem Magnetfeld wechselwirkungsfrei. Die Geschwindigkeitsverteilung bleibt während der Expansion unverändert. Die Form der expandierenden Wolke hängt dabei von der gaussischen Dichteverteilung (siehe Gleichung 4.3) beim Ausschalten zum Zeitpunkt $t = 0$ und von der konstanten Expansionsgeschwindigkeit ab. Der zeitliche Verlauf der $1/e$ Dichteradien wird beschrieben durch

$$x_0(t) = \sqrt{x_0^2(t=0) + 2(\sigma_v t)^2} \quad (4.11)$$

Analoges gilt für die Radien in y und z Richtung.

Die Abbildungen 4.3 und 4.4 zeigen, wie die Atomwolke nach dem Ausschalten expandiert². Entlang der Resonatorachse (hier als x-Achse bezeichnet) ist keine Expansion der Wolke zu erkennen, weil das Abschalten für die Atome in dieser Richtung ein langsamer Vorgang ist. Das Abschalten des Potentials benötigt ca. $5 \mu\text{s}$. Bei einer Fallenfrequenz von ca. $1,5 \text{ MHz}$ führen sie während der $5 \mu\text{s}$ einige Schwingungen aus und übertragen die Energie dabei in die Falle. Die Atome werden adiabatisch gekühlt und expandieren nicht.

Ermittelt man nun in jedem Bild den $1/e$ Radius der Dichteverteilung und trägt sie als Funktion der Zeit auf, erhält man einen Verlauf, der Gleichung 4.11 entspricht (siehe Abbildungen 4.5 und 4.6).

Aus dem Fit des Verlaufs gewinnt man die gesuchte mittlere quadratische Geschwindigkeit σ_v^2 , mit der die Temperatur nach Gleichung 4.10 berechnet wird. Ohne vorhergehender Evaporation erhält man $163 \mu\text{K}$. Nach zwei Sekunden Evaporation sinkt die Temperatur auf $61 \mu\text{K}$.

Die Temperaturmessung mit "Time of Flight" besitzt den Vorteil, dass keine Fallenparameter bekannt sein müssen. Es wird nur vorausgesetzt, dass es sich um eine harmonischen Falle handelt, wodurch eine gaussische Dichteverteilung entsteht. Die Änderungen der $1/e$ Dichte-Radien lassen sich recht einfach und genau aus den Absorptionsbildern ermitteln. Die TOF-Methode kommt daher wegen ihrer Einfachheit und Genauigkeit bei vielen Gruppen zum Einsatz.

4.4 Fallenfrequenzmessung

Eine harmonische Falle mit dem Potential $U(\mathbf{r}) = \frac{1}{2}m(\omega_x^2 x^2 + \omega_y^2 y^2 + \omega_z^2 z^2)$ wird im wesentlichen durch ihre Fallenfrequenzen $\nu_i = \omega_i/2\pi$ charakterisiert. Da das Potential

²Für jedes Bild muss ein erneuter Messzyklus, beginnend mit dem Laden der MOT gestartet werden. Nach einer Aufnahme sind nämlich die Atome zu stark vom Probestrahl beeinflusst worden, um im selben Zyklus ein weiteres relevantes Bild zu erhalten. Außerdem kann die Kamera keine zwei Bilder im Mikrosekunden-Bereich hintereinander erfassen.

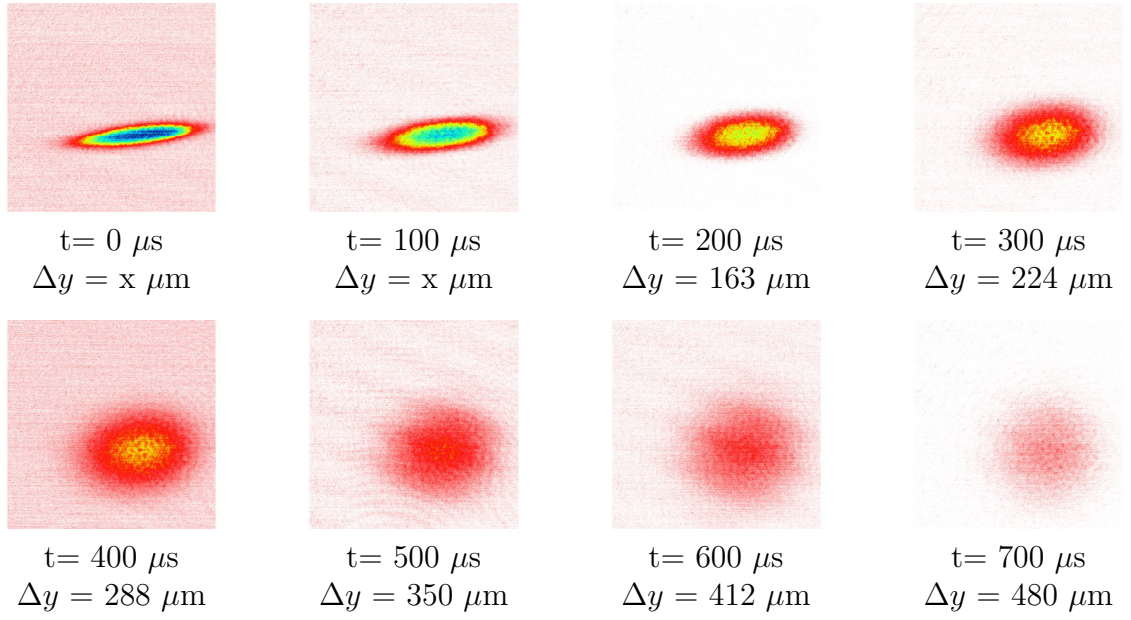


Abbildung 4.3: Time of Flight - Bilderserie. Die Bilder zeigen die Entwicklung der Dichteverteilung während der Expansion der Atomwolke. Bei den Bildern mit $\Delta y = x$ gelang kein Fit, wodurch keine Breite ermittelt wurde.

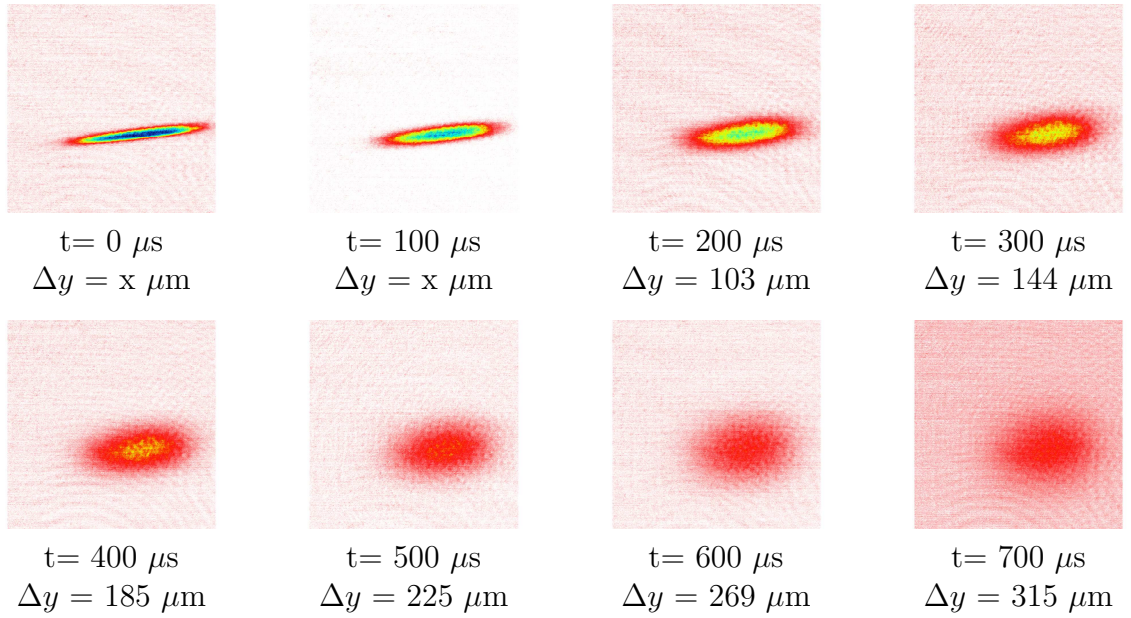


Abbildung 4.4: Time of Flight - Bilderserie. Vor dem Freilassen der Atome wurde für 2 Sekunden mit einer Magnetfeldstärke von ca. 673 Gauss evaporiert. Die demzufolge niedrigere Temperatur zeigt sich in einer langsameren Expansion der Wolke gegen über den Bildern in Abbildung 4.3

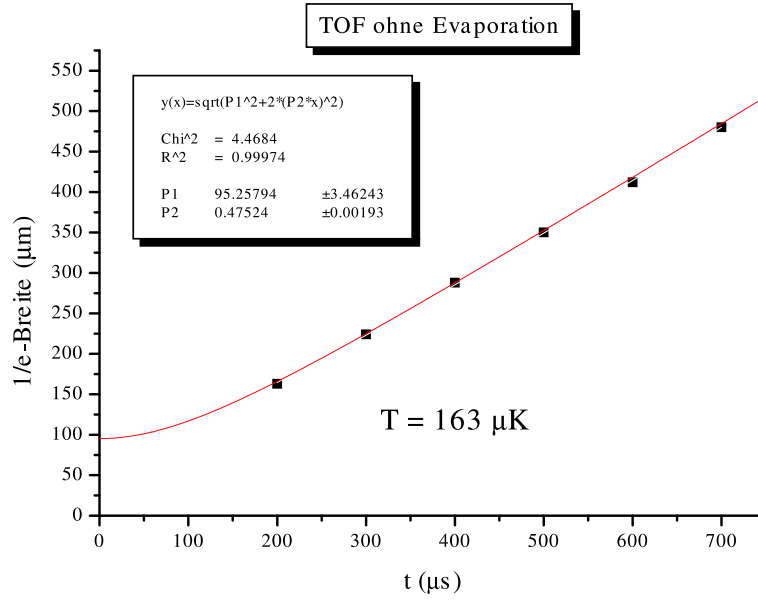


Abbildung 4.5: 1/e Radius gegen Expansionszeit. Der Fit liefert den Parameter P2 = σ_v für die Berechnung der Temperatur.

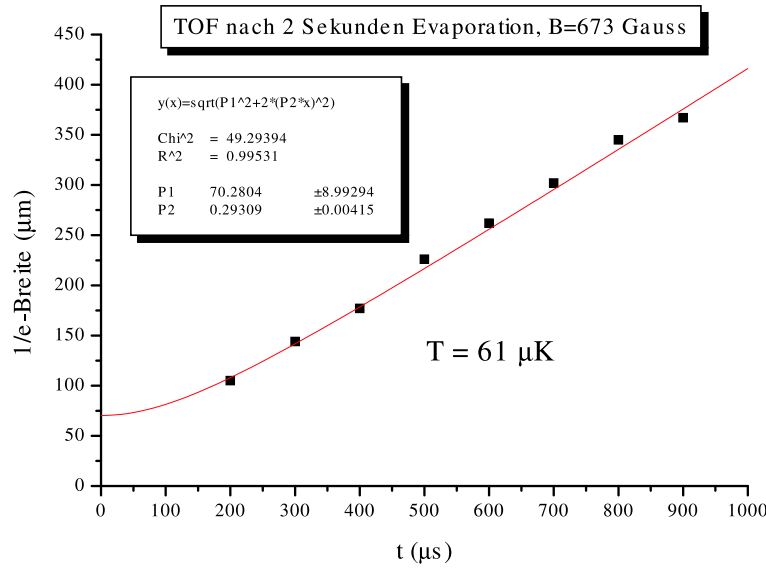


Abbildung 4.6: 1/e Radius gegen Expansionszeit. Der Fit liefert den Parameter P2 = σ_v für die Berechnung der Temperatur. Aus der langsameren Expansion der Wolke ergibt sich eine kleinere Temperatur.

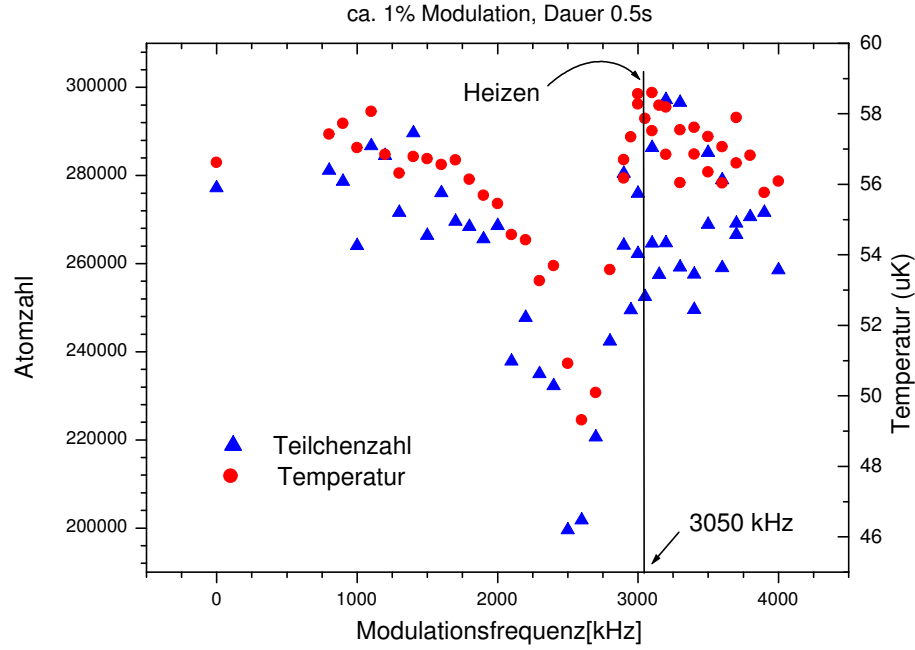


Abbildung 4.7: Verlauf der Teilchenzahl und Temperatur bei unterschiedlichen Anregungsfrequenzen der Fallentiefe. Dort wo nur ein Heizen zu beobachten ist, befindet sich die größte Fallenfrequenz $\nu_z = 3050/2$ kHz.

stets Ausgangspunkt von vielen Berechnungen ist, erscheint sie meist als Parameter in den Ergebnissen. Folglich ist es wichtig, die Größe der Fallenfrequenzen zu kennen.

Wie wir bereits in Abbildung 2.7 gesehen haben, sind die Energieabstände ΔE_j zwischen den Schwingungszuständen in einem anisotropen, gaussischen Potential nicht äquidistant. Die Fallenfrequenzen $\sim \Delta E_j$ variieren in radialer Richtung und zum Fallenrand hin. Werden Atome mit einer Frequenz angeregt, die einem Energieabstand entspricht, können Atome in höhere Schwingungszustände übergehen. Erfolgt die Anregung bei der Fallenfrequenz ν_z , jener Frequenz, die der größten Energieaufspaltung in Richtung der Resonatorachse entspricht, wird viel Energie in das System deponiert. Die Folge ist eine höhere Temperatur.

Die Abbildung 4.7 zeigt einmal die Teilchenanzahl und die Temperatur in der Falle als Funktion der Anregungsfrequenz bei einer Fallentiefe von 1 mK, einem $\eta > 5$, einer Anregungsdauer von 0,5 Sekunden und einer Modulationsamplitude von einem Prozent. Der Verlauf der Kurven lässt sich wie folgt erklären. Ab einer Frequenz von 1,8 MHz können Atome aus dem oberen Bereich der Falle angeregt werden, weil dort die Energieabstände zwischen den Schwingungszuständen klein sind. Siehe dazu Abbildung 4.8. Die angeregten Atome besitzen genug Energie um die Dipolfalle zu verlassen. Da sie viel Energie mit aus der Falle transportieren, nimmt nicht nur die Teilchenzahl ab, sondern auch die Temperatur. Mit steigender Anregungsfrequenz können immer mehr Atome die Energieniveauleiter bis zum Kontinuum hoch klettern, weil die Energieni-

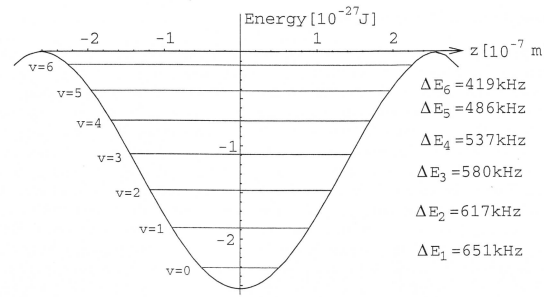


Abbildung 4.8: Berechnete Energieniveaus mit WKB-Näherung in axialer Richtung bei $r=0$

veaus verbreiternd sind. Sie gehen verloren, was sich in der abnehmenden Atomzahl und Temperatur zeigt.

Nach Erreichen einer minimalen Temperatur und Teilchenzahl bei ca. 2,6 MHz stimmt die Frequenz immer weniger mit den Abständen der oberen Energieniveaus überein. Ist eine Anregungsfrequenz eingestellt, die der größten Fallenfrequenz ν_z entspricht, werden hauptsächlich die vielen, kalten Atome in den untersten Schwingungszuständen angeregt. Sie überwinden ein paar Energielücken bis die Anregungsfrequenz nicht mehr resonant mit den Abständen der Energieniveaus ist. Die Atome haben an Energie gewonnen und sind für die deutliche Überhöhung in der Temperaturkurve verantwortlich.

Ohne Berücksichtigung der Art der Anregung wäre demzufolge die Fallenfrequenz ν_z bei 3050 kHz. Die Anregung erfolgt parametrisch. Der relevante Parameter dabei ist die Fallentiefe $\sim \nu_i^2$, die verändert wird. Schon eine geringe Modulationsamplitude der Fallentiefe von einem Prozent reicht aus, um Effekte zu sehen, wie Teilchenverlust oder Heizen. Die Heizrate Γ in der Falle bei parametrischer Anregung ist $\Gamma = \pi^2 \nu_i^2 S(2\nu_i)$, mit $S(\omega)$ die spektrale Leistungsdichte. Aus der Heizrate ist ersichtlich, dass nur ein Heizen oder Anregen auftritt, wenn die Fallentiefe mit der zweifachen Fallenfrequenz moduliert wird. Die tatsächliche Fallenfrequenz ν_z beträgt daher nur 1525 kHz, die Hälfte der Anregungsfrequenz.

Die Formel für die Heizrate zeigt eine quadratische Abhängigkeit von den Fallenfrequenzen ν_i . Dies ist der Grund, warum es schwieriger ist, die kleinen radialen Fallenfrequenzen zu messen. Um ähnliche Heizraten wie bei der ungefähr 1000 mal größeren axialen Fallenfrequenz zu erreichen, müsste man $S(2\nu_i)$ enorm erhöhen. Eine Erhöhung erreicht man zwar durch eine größere Modulationsamplitude, was jedoch nicht ausreichend ist. Zusätzlich müsste die Modulationsdauer verlängert werden, um eventuell auch bei den kleinen Fallenfrequenzen Auswirkungen auf die Atome zu sehen. Die radiale Fallenfrequenz lässt sich jedoch gut berechnen, weil die dafür nötigen Parameter von dem Resonator vorgegeben sind. Demnach ist die radiale Fallenfrequenz ν_r um den Faktor 668 kleiner. $\nu_r = 1,525/668 \times 10^6 \text{ Hz} = 2,283 \times 10^3 \text{ Hz}$ bei einer Fallentiefe von 1 mK.

Experimenteller Ablauf

Zunächst wird die Dipolfalle wie in Kapitel 4.1 beschrieben, geladen. Zur Kühlung der Atome wird die Evaporation angewandt. Nach 3 Sekunden Evaporation bei ca. 295 Gauss (40 Ampere Spulenstrom) erreichen wir in der 1 mK tiefen Falle eine Temperatur von ca. Anschließend wird das Magnetfeld ausgeschaltet, und die Fallentiefe mit dem AOM im Strahlengang des Dipolfallenlasers (siehe Abbild 3.5) für eine Dauer von 0,5 Sekunden moduliert. Die Amplitude der Modulation beträgt 1 % von der Fallentiefe. Nach dem parametrischen Heizen wird ein Absorptionsbild der Wolke genommen, und daraus die Teilchenzahl und Temperatur bestimmt. Für die Temperaturbestimmung mit “Time of Flight” und für eine Fehlerabschätzung benötigt man viele Messdurchläufe. Damit die Messung automatisch abläuft, wurde ein programmierbarer, extern steuerbarer Frequenzgenerator zur Amplitudenmodulation des Signals eingesetzt, das den AOM steuert, der für die Fallentiefenstabilisierung verwendet wird (Siehe Abbildung 3.5).

4.5 Magnetfeldeichung

Das homogene Magnetfeld, mit dem es möglich ist die Streulänge zu variieren, wird vom zentralen LabView-Programm aus gesteuert. Von dem im Lab-View eingestellten Strom bis zum Magnetfeld ist es ein längerer Weg. Zunächst arbeitet eine Einsteckkarte im PC das Programm ab, und schickt den Wert als 16 Bit TTL-Signal an den analogen Portexpander. Dieser gibt den Analogwert an den Regler für die Delta-Netzteile aus. Zwischen dem Regler befindet sich eine Box zur Potentialtrennung, damit das Signal möglichst ungestört (Masseschleifen, Einstreuungen auf das BNC-Kabel) an den Stromprogrammierendeingang der Delta-Netzteile gelangt. Der tatsächliche Strom wird von einem Stromwandler erfasst. Welchem Magnetfeld, das vom diesem Strom erzeugt wird, die Atome nun tatsächlich ausgesetzt sind, ist essenziell für das gesamte Experiment und macht eine Eichung des Gesamtsystems notwendig. Das Ziel der Eichung ist es, eine Eichkurve zu erhalten zwischen dem in LabView eingestellten Spulenstrom und dem tatsächlichen Magnetfeld in der Dipolfalle.

Die Eichung läuft wie folgt ab: In die Atomwolke wird ein RF-Signal eingestrahlt. Stimmt die Frequenz mit der theoretisch bekannten Energieaufspaltung durch das Magnetfeld überein, können aus dem Spingemisch $|1\rangle$ und $|2\rangle$ andere Zustände besetzt werden. Aufgrund von inelastischen Stößen kommt es dann zu Atomverlusten aus der Falle, welche leicht messbar sind.

Ins Detail

Zur Eichung nutzt man die Energieaufspaltung der beiden Zustände $2^2S_{1/2}$ und $2^2S_{3/2}$ in einem externen Magnetfeld aus. Der Verlauf der Aufspaltung, wie in Abbildung 4.9 zu sehen, geht vom Zeeman-Effekt der Hyperfeinstruktur bei ca. 75 Gauss

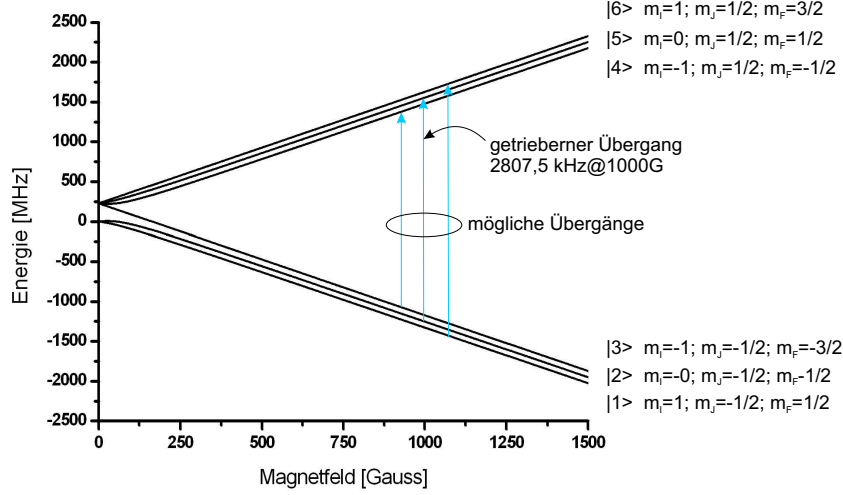


Abbildung 4.9: Aufspaltung der Zustände $2^2S_{1/2}$ und $2^2S_{3/2}$ im externen Magnetfeld. Von den möglichen Übergängen zur Magnetfeldeichung wird der Übergang $|2\rangle \Rightarrow |5\rangle$ benutzt.

in den Paschen-Back-Effekt der Hyperfeinstruktur über. Die einzelnen Energieniveaus nummeriert man vom niederenergetischen bis zum höchstenergetischen durch. Der Verlauf kann für Systeme mit Atomhüllenspin $J = 1/2$, also für ${}^6\text{Li}$ im Zustand 2^2S exakt mit Hilfe der Breit-Rabi-Formel berechnet werden. Es ist nun möglich, mit einer Antenne magnetische Dipolübergänge zu treiben, die der Auswahlregel $\Delta m_I = \pm 1$ oder $\Delta m_J = \pm 1$ gehorchen. Da das magnetische Moment des Kerns um ca. 3 Größenordnungen kleiner ist als jenes eines Elektrons, ist die Kopplung des Magnetfeldes an den Kernspin schwach. Es dominieren die Elektronenspinflips. Für einen induzierten Übergang kommen daher die Übergänge mit $\Delta m_I = 0$ und $\Delta m_J = \pm 1$ in die engere Auswahl.

Aus einem der beiden Zustände $|1\rangle$ und $|2\rangle$ die sich in der Dipolfalle befinden, sollen nun Atome in höhere Zustände angehoben werden, und dann mit anderen Atomen inelastisch stoßen. Die innere Energie geht dabei in kinetische Energie über, und die Stoßpartner gehen aus der Falle verloren. Bei den Stößen gilt, wie schon in Kapitel 2.2 beschrieben, dass der räumliche Drehimpuls erhalten bleiben muss. Folglich muss $\Delta M_F = 0$ erfüllt sein. Wie bei den elastischen Stößen muss auch hier die Symmetrie der totalen Wellenfunktion antisymmetrisch bleiben. Die Teilchen dürfen daher nach dem Stoß nicht den selben Quantenzustand einnehmen.

Von den vielen möglichen Übergängen bleiben, unter Berücksichtigung der zuvor angeführten Einschränkungen, zwei übrig. Der Übergang $|3\rangle \rightarrow |4\rangle$ und der Übergang $|2\rangle \rightarrow |5\rangle$, wobei wir uns für den letzteren entschieden. Die Energie, die bei einem inelastischen Stoß frei wird, ist um einiges größer als beim anderen Übergang, was

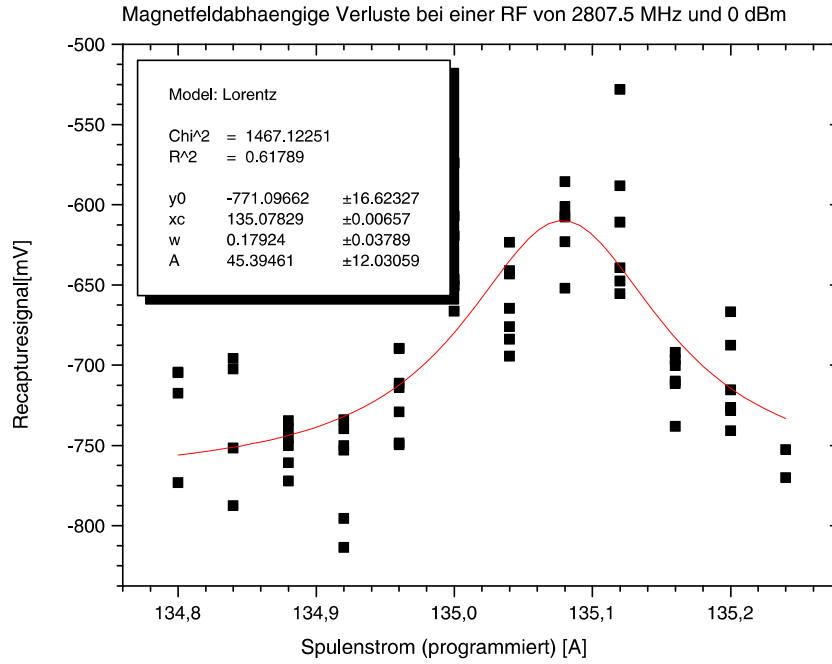


Abbildung 4.10: Teilchenzahl bei konstanter Anregungsfrequenz und variierendem Magnetfeld. Bei dem größten Verlust gilt $\Delta E = h\nu$. Die Energieaufspaltung ΔE durch das Magnetfeld ist bekannt und man erhält dadurch die Stärke des Magnetfeldes.

gewährleistet, dass beide Stoßpartner das Fallenpotential überwinden. Der Stoß findet zwischen den Zuständen $|5\rangle = |m_I = 0, m_S = 1/2\rangle$ und $|2\rangle = |m_I = 0, m_S = -1/2\rangle$ statt und endet in den beiden Zuständen $|1\rangle = |m_I = 1, m_S = 1/2\rangle$ und $|2\rangle = |m_I = 0, m_S = -1/2\rangle$. Beachte, $M_F = m_{f_5} + m_{f_2} = m_{f_1} + m_{f_2}$ mit $m_{f_i} = m_{I_i} + m_{J_i}$. Dies ist die einzige Kombination, bei der nur ein Kernspin umgedreht wird und daher auch die Wahrscheinlichste.

Ablauf und Ergebnis

Nach dem Laden der Dipolfalle wird das Magnetfeld auf einen Wert von ca. 1000 Gauss eingestellt. Anschließend strahlten wir für 2 Sekunden das RF-Signal mit einer Frequenz von 2807,5 kHz in die Atomwolke ein, was einem Magnetfeld von 1000 Gauss entspricht³. Die Atome koppeln mit dem Elektronenspin an das Magnetfeld, werden aus dem Zustand $|2\rangle$ in den Zustand $|5\rangle$ angeregt, stoßen inelastisch und gehen verloren. Danach erfolgt die Teilchenzahlbestimmung.

Das Ergebnis ist in Abbildung 4.10 zu sehen. Es ist ein deutliches Resonanzverhalten zu erkennen. Der Verlust an Teilchen ist dort am größten, wo die Energieaufspal-

³Für die Abstrahlung in die Atomwolke notwendige Antenne ist eine Spule mit ca. 5 Windungen und befindet sich ungefähr 7 cm vom Fallenzentrum entfernt.

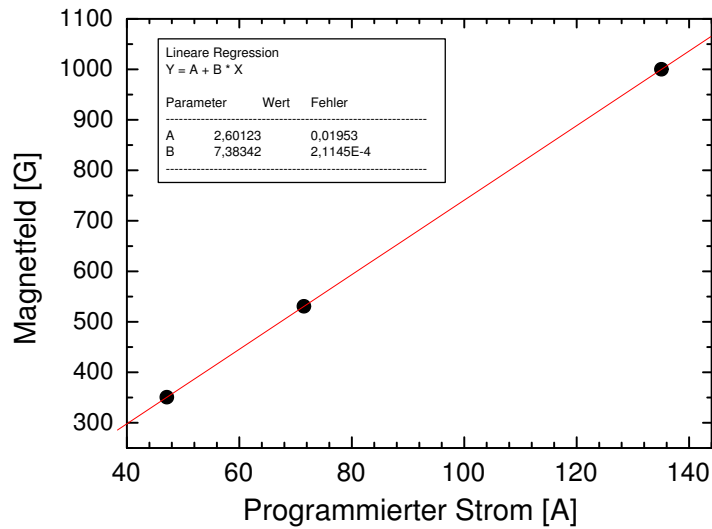


Abbildung 4.11: Die Eichkurve zeigt den linearen Verlauf zwischen programmiertem Strom und tatsächlichem Magnetfeld.

tung genau $h\nu$ entspricht. In diesem Falle entspricht ein im LabView programmierter Strom von 135,078(7) A einem Magnetfeld von 1000 Gauss.

Um eine Eichkurve zu erhalten, führt man die Eichung bei verschiedenen Magnetfeldern durch, und trägt den programmierten Strom gegen das Magnetfeld auf, wie in Abbildung 4.11 zu sehen.

Der Fit in der Abbildung 4.11 gehorcht der Funktion $y(x) = a + bx$. Demnach entspricht eine Stromänderung von 1 Ampere eine Änderung des Magnetfeldes um 7,38 Gauss. Da im Experiment der programmierte Strom protokolliert wird, und nicht das Magnetfeld, kann man mit der Eichgeraden das tatsächliche Magnetfeld berechnen.

5 Messergebnisse

Bei den Experimenten ist nun das Ziel, den vorhergesagten Verlauf der s -Wellen-Streulänge in Abhängigkeit des Magnetfeldes zu verifizieren und die Stößeigenschaften von ^6Li zu untersuchen. Prinzipiell ließe sich die Streulänge direkt messen wie es z.B. in [RJ03] durchgeführt wurde. Der indirekte Weg ist jedoch mit viel geringerem Aufwand verbunden. Es wird dabei ausgenutzt, dass der Streuquerschnitt und somit die Stößeigenschaften von elastischen Stößen, eine Funktion der Streulänge ist (siehe Gleichung 2.11). Wie wir in Kapitel 2.3.2 gesehen haben, spielen die elastischen Stöße eine wesentliche Rolle bei der Evaporation. Ohne Stöße käme es nicht zur Thermalisierung und daher nicht zu Teilchenverlust aus der Dipolfalle.

Stellt man mit Hilfe des Magnetfeldes eine große Streulänge, bzw. Streuquerschnitt σ ein, erhält man hohe elastische Stoßraten $\gamma = n\sigma\bar{v}$. Je höher die Stoßrate, desto schneller läuft die Evaporation ab. Erreicht man stets gleiche Startbedingungen, d.h. Teilchenzahl und Temperatur, bei jedem Messzyklus, und behält man stets eine gleich lange Evaporationsdauer bei, zeigt sich die Variation der Streulänge in unterschiedlichen Teilchenzahlen in der Falle. Die Teilchenzahlen können dann recht einfach mit den Methoden aus Kapitel 4.2 bestimmt werden.

5.1 Elastische Stöße in der Dipolfalle

Nach dem Ladevorgang der Dipolfalle ist der s -Wellen-Streuquerschnitt in Abwesenheit eines Magnetfeldes null und die Gaswolke verweilt deswegen in ihrem nicht thermalisierten Zustand. Schaltet man nun ein Magnetfeld ein, hat man die Möglichkeit, eine fast beliebige Stärke der Wechselwirkung zwischen den Atomen einzustellen.

Nach Anlegen des Magnetfeldes richten sich die Spins der Atome im Magnetfeld aus. Für Teilchen mit Spin $1/2$ gibt es nur zwei Möglichkeiten der Spinorientierung relativ zur Magnetfeldrichtung, nämlich parallel und antiparallel (Zustand $|1\rangle$ und $|2\rangle$ im Termschema Abbildung 2.1). Da es bei der Präparation der Atome in den Zustand $2^2S_{1/2}$ keinen Vorzug für eine der beiden Spinrichtungen gab, findet man ein nahezu perfektes 50/50 Spingemisch in der Dipolfalle. Dies ist ein wichtiger Punkt für elastische Stöße von Fermionen, die nur zwischen Atomen aus den beiden Spinpopulationen stattfinden können. Wäre das Spingemisch stark unsymmetrisch, käme es im Laufe der Evaporation, bei der man annimmt, dass immer gleichviel Atome von beiden Spinsorten aus der Falle verloren gehen, zum gänzlichen Verlust einer der beiden Sorten und

zur Stagnation der Evaporation.

Nach dem Anlegen des Magnetfeldes bleiben die Atome für 1 oder 3 Sekunden unter dessen Einfluss. Der s -Wellen-Streuquerschnitt berechnet sich nach Gleichung 2.11. Ist dieser ungleich null, erzeugen elastische Stöße den höherenergetischen Teil der Boltzmann-Verteilung (Energie $> U_0$), welcher sofort aus der Falle verloren geht. Die Verteilung thermalisiert. Dies geschieht um so schneller, je größer die Stoßrate ist, und somit die Streulänge a . Nach einem beschränkten Evaporationszeitraum lassen also unterschiedliche Teilchenzahlen in der Falle auf unterschiedliche Stoßraten schließen.

Nach dem Abschalten des Magnetfeldes wird die Teilchenzahl bestimmt (siehe Kapitel 4.2). Damit ausreichend Messdaten für eine aussagekräftige Statistik, sprich Fehlerangabe, vorhanden sind, sind pro Messpunkt 5 bis 10 Messdurchläufe, beginnend vom Laden der MOT bis zur Bestimmung der Teilchenzahl, notwendig. Eine Gesamtaufnahme wie in Abbildung 5.1 zu sehen, kann abhängig von der Ladedauer der MOT schon 2 bis 3 Stunden betragen. Damit das Ergebnis nicht von Langzeitschwankungen verfälscht wird, werden die einzelnen Meßpunkte nicht nach der Reihe, sondern zufällig abgearbeitet.

Ergebnis

Abbildung 5.1 zeigt den Anteil der zurückgefangenen Atome aus der Dipolfalle als Funktion der Magnetfeldstärke. Darunter der Verlauf des Streuquerschnittes in Abhängigkeit des Magnetfeldes. Offensichtlich kam es überall dort, wo der Streuquerschnitt ungleich null war, zu Verlusten aus der Falle, und zwar umso mehr, umso größer der Streuquerschnitt war. Um direkt aus den Verlusten die Streulänge zu rekonstruieren, müsste man den zeitlichen Verlauf vieler Parameter, wie der Dichte, der mittlere Geschwindigkeit der Atome oder der Temperatur und den Streuquerschnitt während der Evaporation kennen. Direkt auf die Streulänge kann man nur bei jenen Magnetfeldern schließen, bei denen die Streulänge verschwindet. Weil sich keine Stöße zwischen den Atomen ereignen, kommt es dort zu keinen Verlusten. Das trifft bei Nullfeld und ca. 530 Gauss zu. Wie aus dem Verlauf der Evaporation ersichtlich, werden an den beiden Stellen beinahe dieselbe Teilchenzahl gemessen. Der Unterschied rührt daher, dass man beim Hochfahren des Magnetfeldes auf die 530 Gauss, kurz einen Bereich durchläuft, wo die Streulänge ungleich null ist und Teilchen bereits verloren gehen. Die genaue Lage des Nulldurchgangs wurde von den Theoretikern durch Annahme einer Modelkurve für den Potentialverlauf berechnet. Misst man nun den Nulldurchgang genau, führt dies zur Korrektur der Modelkurve. Abbildung 5.2 zeigt den Bereich um 530 Gauss feiner aufgelöst. Daraus wurde der Nulldurchgang zu 530(3) Gauss bestimmt ¹. Dieser Wert gilt für eine Temperatur von 400 μ K. Der Nulldurchgang ist eine Folge der Feshbach-Resonanz. Ohne sie würde die Streulänge stetig ohne jemals die null zu kreuzen auf den großen negativen Wert zulaufen. Der Nulldurchgang ist daher, wie die

¹Die gezeigten Streulängenkurven beruhen bereits auf diesem Ergebnis. Zuvor befand sich der Literaturwert für den Nulldurchgang bei ca. 550 Gauss.

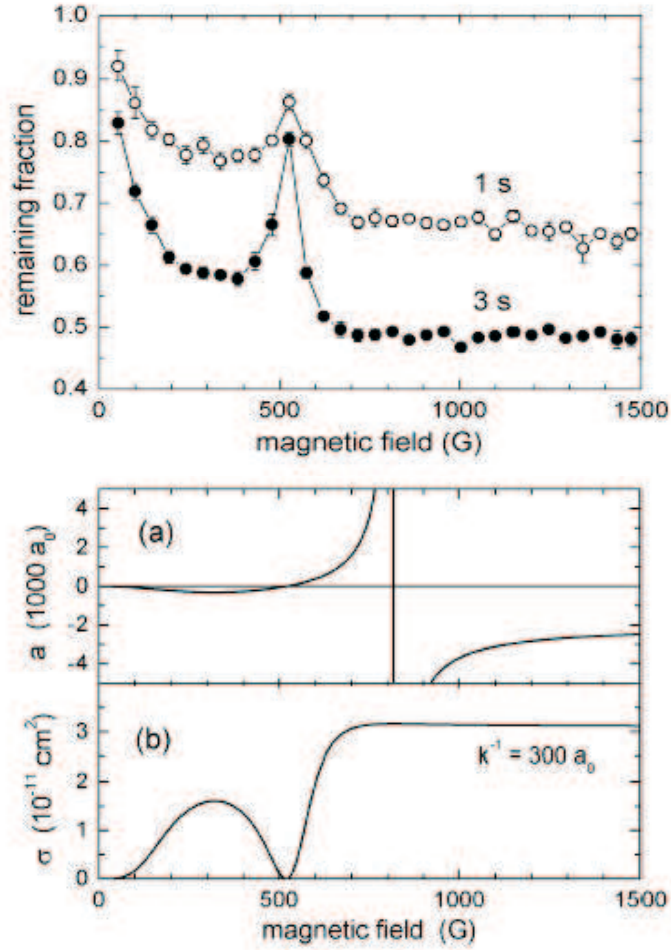


Abbildung 5.1: Evaporation bei unterschiedlichen Magnetfeldern und Dauer. Abhängig vom Streuquerschnitt, dessen Abhängigkeit vom Magnetfeld das untere Bild (b) zeigt, evaporieren unterschiedlich viele Teilchen aus der Falle. Bei verschwindendem Streuquerschnitt gehen keine Teilchen durch Evaporation verloren. Nach 1 Sekunde unter Einfluss des Magnetfeldes findet immer noch Evaporation statt, was die Abweichung der Kurve für 1 Sekunde von der 3 Sekunden Kurve zeigt.

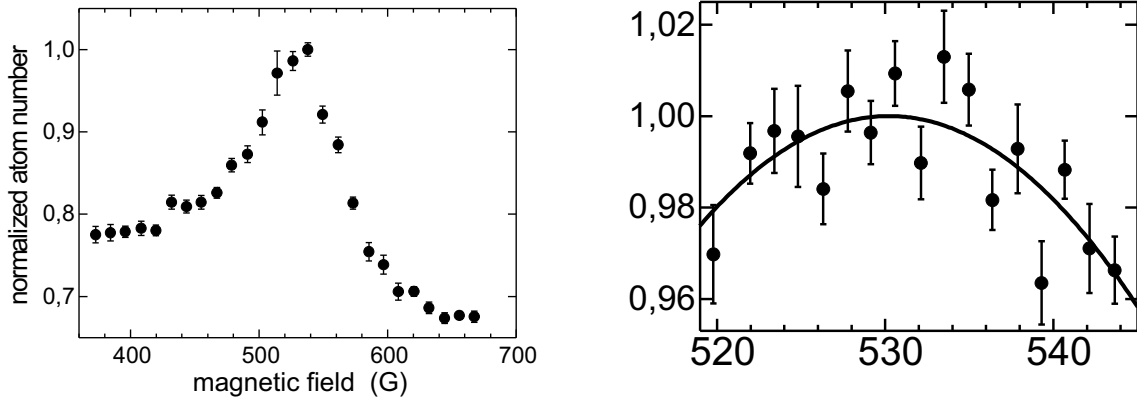


Abbildung 5.2: Zoom in den Bereich um den Nulldurchgang der Streulänge. Aus diesen Daten konnte der Nulldurchgang zu 530(3) Gauss bestimmt werden.

Feshbach-Resonanz (siehe Gleichung 2.12) eine Funktion der Energie.

Die beiden unterschiedlichen Kurven in Abbildung 5.1 für 1 und 3 Sekunden Evaporationsdauer zeigen, dass die Evaporation nach einer Sekunde unter diesen Bedingungen noch längst nicht unterdrückt wird. Nach einer Sekunde werden immer noch viele energiereiche Teilchen erzeugt, die bei längerer Evaporationsdauer verloren gehen, und somit den Unterschied zwischen den beiden Kurven begründet. Betrachtet man sich den Nulldurchgang der beiden Kurven bei 530 Gauss, stellt sich die Frage, warum nicht gleichviele Atome detektiert werden, wenn bei beiden die Streurate null ist. Der Grund ist die Lebensdauer von ungefähr 1 Minute in der Dipolfalle. Bei 3 Sekunden gehen durch Stöße mit dem Hintergrundgas mehr Atome als bei der kürzeren Evaporationsdauer verloren. Bezieht man dies mit ein, befinden sich die beiden Messwerte exakt aufeinander.

Eine weitere Frage, die einer Erklärung bedarf, ist, ob die Verluste tatsächlich von elastischen Stößen herrühren und nicht von einem anderen Verlustprozess. Vorstellbar wäre z.B. ein Dreikörperprozess, bei dem es zur Bildung von Molekülen kommt. Die dabei freigewordene Bindungsenergie wird in kinetische Energie umgewandelt, und sowohl das dritte Atom, als auch das Molekül, werden aus der Falle hinausbefördert. Wäre dies der Fall, käme es zu keinem Kühleffekt, der ja bei der Evaporation stets auftritt. Misst man nun die Temperatur, und beobachtet eine deutliche Abnahme, stellt die Evaporation durch elastische Stöße den überwiegenden Teil der Verlustprozesse dar.

Zu diesem Zweck bestimmten wir an mehreren Stellen der 3-Sekunden-Evaporationskurve den Abschneideparameter $\eta = \frac{U_0}{k_B T}$ nach Methode 1 in Kapitel 4.3. Die Abbildung 5.3 zeigt das Resultat. Zu Beginn, also bei Nullfeld, betrug η ungefähr 2. Den gleichen Wert erwartet man beim Nulldurchgang der Streulänge, wo keine Thermalisierung stattfindet. Bedenkt man wieder die kurze Evaporationdauer beim Hochfahren des Magnetfeldes, stimmt ein Wert von 2,3(3) gut überein. Überall, wo ein Teilchen-

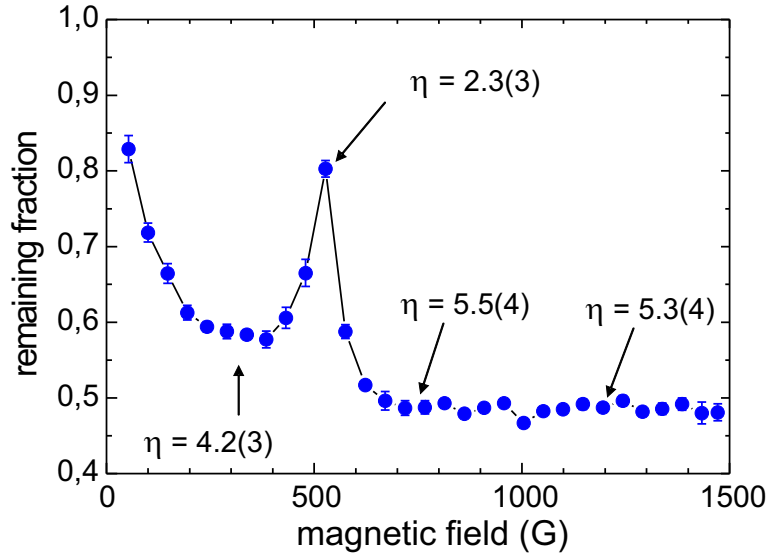


Abbildung 5.3: Abschneideparameter η bei unterschiedlichen Magnetfeldern. Bei verschwindender Streulänge ($B = 0$ Gauss und $B = 530$ Gauss) bleibt die Temperatur annähernd auf ihrem Startwert. Ansonsten misst man ein deutliches Abkühlen der Atomwolke.

verlust statt fand, wurde dieser von einer Temperaturreduktion begleitet, was die Bestätigung für evaporatives Kühlen ist. Das Maximum von 5,8 für den Abschneideparameter wird bei den großen Streuquerschnitten ab ca. 700 Gauss erreicht. Wie in Kapitel 2.3.2 vorausgesagt, sollte ein Wert von 10 erreichbar sein. Bei späteren Messungen wurden bereits ein $\eta > 15$ erreicht. Prozesse, die allerdings dagegen wirken und nicht in der theoretischen Behandlung der Evaporation berücksichtigt wurden, von Molekülbildung mal abgesehen, sind die Photonenstreuung und das Heizen durch Laserrauschen.

5.2 Zeitlicher Verlauf der Evaporation

Im vorhergehenden Kapitel deuteten bereits die beiden Kurven für 1 und 3 Sekunden Evaporationsdauer an, wie sich während der Evaporation die Teilchenzahl entwickelt. Für genauere Untersuchungen der zeitlichen Entwicklung evaporieren wir beim gleichen Magnetfeld und messen die Teilchenzahl der übrig gebliebenen Teilchen und die Temperatur nach verschiedenen Zeiten.

In Abbildung 5.4 sind die Temperatur und die Teilchenzahl gegen Evaporationsdauer bei einem Magnetfeld von 1200 Gauss dargestellt. Bei einem Teilchenverlust von ca. 40 % sinkt die Temperatur mehr als die Hälfte. Das Verhältnis zwischen Teilchenverlust und Temperaturabsenkung würde noch extremer ausfallen, wenn man zu höheren Starttemperaturen übergeht. Nach dem anfänglich schnellen Abfall der Teilchenzahl

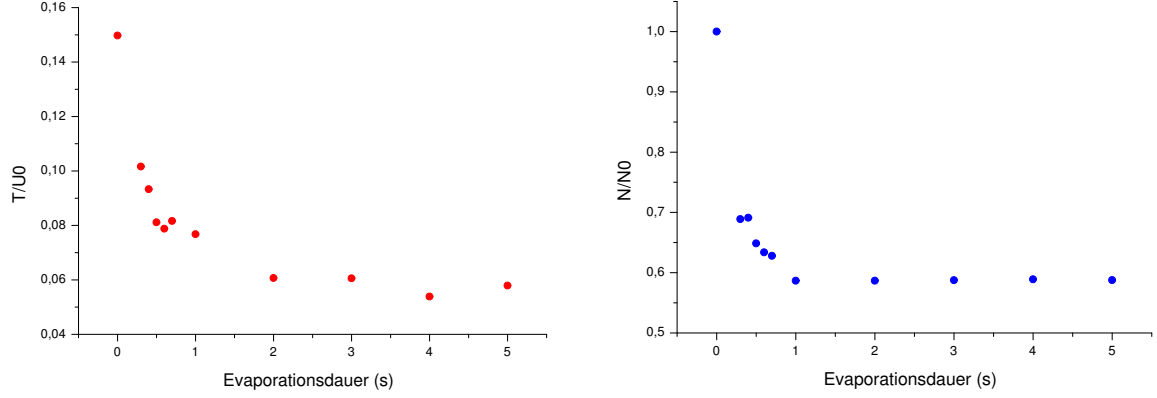


Abbildung 5.4: zeitliche Entwicklung der Temperatur und Teilchenzahl während der Evaporation. Bei einem Teilchenverlust von ca. 40 % kühlt sich das Gas um mehr als die Hälfte ab. Die Evaporation stagniert nach ca. 1 Sekunde.

und Temperatur bleibt die Teilchenzahl nach ca. 1 Sekunde Evaporation annähernd konstant. Die Temperatur sinkt jedoch weiter. Daraus lässt sich schließen, dass nach einer Sekunde, wenige hochenergetische Teilchen, die durch elastische Stöße gewonnen werden und aus der Falle entweichen, für die Abkühlung verantwortlich sind.

Der schnelle Abfall der Temperatur lässt auf hohe Stoßraten schließen. Die Stoßrate ergibt sich nach der bereits aus Kapitel 2.3.2 bekannten Gleichung 2.16

$$\gamma = \frac{2\pi N m \sigma v^3}{k_B T} \quad \text{aus [OGGT01]}, \quad (5.1)$$

N entspricht der Teilchenzahl pro Potentialtopf. Man kann zeigen, dass sich die maximale Teilchenzahl pro Topf aus der Gaussverteilung durch

$$\frac{N_{max}}{\text{Topf}} = \frac{N_{gesamt} \lambda/2}{\sqrt{\pi} w_z} \quad (5.2)$$

ergibt. $\lambda/2$ gibt darin den Abstand zwischen den Töpfen an, bei uns $1064nm/2 = 532nm$. w_z entspricht dem 1/e-Dichteradius der Atomwolke in Richtung der Resonatorachse. Gemittelt über die Messungen betrug w_z ca. $442 \mu m$. Um N_{max}/Topf zu erhalten muss also N_{gesamt} durch 1473 dividiert werden. Die Energieabhängigkeit des Streuquerschnitts wird durch Gleichung $\sigma = \frac{4\pi a^2}{1+k^2 a^2}$ berücksichtigt. Als Streulänge a bei 1200 Gauss nimmt man $-3300 a_0$ an. Für die Wellenzahl k will man einen Mittelwert einsetzen. Es wird dafür die mittlere quadratische Relativgeschwindigkeit $\langle \Delta v^2 \rangle$ zwischen zwei Teilchen berechnet. Diese ist gegeben durch

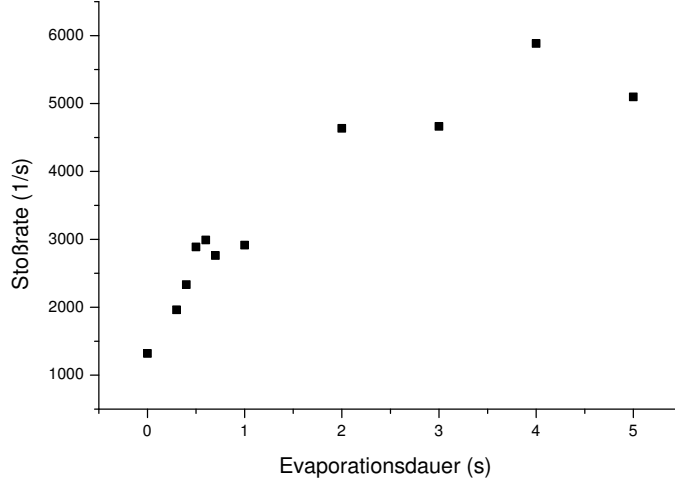


Abbildung 5.5: Verlauf der maximalen Stoßrate während der Evaporation

$$\langle \Delta v^2 \rangle = \frac{1}{8} \left(\frac{m}{\pi k_B T} \right)^3 \int e^{-\frac{mv_1^2}{2k_B T}} e^{-\frac{mv_2^2}{2k_B T}} (\vec{v}_1 - \vec{v}_2)^2 dv_1^3 dv_2^3 \quad (5.3)$$

Mit m der Masse der Teilchen, v_1 und v_2 die Geschwindigkeiten und T ist die Temperatur. Die Lösung des Integrals ergibt $\langle \Delta v^2 \rangle = \frac{6k_B T}{m}$. Die Energie im Schwerpunktsystem, in dem die obige Gleichung für den Streuquerschnitt σ hergeleitet wurde, ist $E = \hbar^2 k^2 / (2m_r) = m_r \Delta v^2 / 2$ mit m_r die reduzierte Masse und Δv die Relativgeschwindigkeit. Daraus folgt die mittlere quadratische Wellenzahl zu $\langle k^2 \rangle = \frac{m_r^2 \langle \Delta v^2 \rangle}{\hbar^2} = \frac{3mk_B T}{2\hbar^2}$ mit $m_r = m/2$. Für die Fallenfrequenz ν wird eine mittlere Fallenfrequenz $\bar{\nu} = \sqrt[3]{\nu_z \nu_r^2}$ angegeben. Mit $\nu_z = 1,525 \times 10^6$ Hz und $\nu_r = 2,283 \times 10^3$ Hz (aus Kapitel 4.4) erhält man $\bar{\nu} = 1,996 \times 10^4$ Hz. Unter diesen Bedingungen ergibt sich der Verlauf der maximalen Stoßrate während der Evaporation, wie er in Abbildung 5.5 zu sehen ist.

Zu Beginn der Evaporation stößt jedes Teilchen eines Ensemble ca. 1300 mal mit einem aus dem anderen Ensemble. Nach Abbildung 2.9 sollten allerdings schon 60 Stöße ausreichen um viele kalte Atome zu erhalten. Der Temperaturverlauf in Abbildung 5.4 erscheint angesichts der anfänglichen hohen Stoßraten zu langsam abzufallen. Eine Erklärung könnte sein, dass in der Herleitung der Formel für die Stoßrate keine Heizprozesse berücksichtigt wurden. Eine Heizquelle ist die Photonenstreuung. Bei einem Photon pro Sekunde kann dies vernachlässigt werden. Eine andere Möglichkeit ist, dass sich die Atome bereits im hydrodynamische Regime befinden, in dem ein energiereiches Atom nicht ohne weiterem Stoß die Fallen verlassen kann. Das Atom trägt nicht zur Reduktion der Temperatur bei. Im hydrodynamische Regime ist die mittlere

freie Weglänge kleiner als die Ausdehnung der Atomwolke. Die mittlere freie Weglänge $\lambda = 1/(n\sigma)$ ist bei einer maximalen Anfangsdichte n von $1,26 \times 10^{12}$ Atome/cm³ und einem Streuquerschnitt σ von ca. $4,41 \times 10^{-11}$ cm² nur mehr 180 μ m groß. Dieser Wert ist vergleichbar mit dem 1/e-Dichteradius in radialer Richtung von 177 μ m. Mit sinkender Temperatur wird der Streuquerschnitt größer und die Dichte steigt, womit die mittlere freie Weglänge noch kleiner wird. Es ist also denkbar, dass während der Evaporation bei einem Magnetfeld von 1200 Gauss die Atome sich im hydrodynamische Regime befinden, was zur Verlangsamung der Temperaturabnahme führt. Die hohen Stoßraten, die sich über 5000 Stöße/s steigern, könne daher durchaus real sein.

Gleichung 5.1 wurde aus der Formel für die Stoßrate $\gamma = n\sigma v$ abgeleitet. Aus dem Verlauf der Stoßrate kann man nun folgern, dass die Zunahmen von Dichte n und Streuquerschnitt σ durch das Abkühlen größer sind, als die Abnahme der Teilchengeschwindigkeit v , ebenfalls verursacht durch die sinkende Temperatur. Dies lässt sich auch mit der Gleichung 4.7 erklären. Die Dichte n nimmt demnach exponential mit der Temperatur zu, wohingegen die Teilchengeschwindigkeit $v \sim \sqrt{T}$ nur mit der Wurzel von T abnimmt. Die exponentielle Dichtezunahme ist auch dominant gegenüber der linearen Abhängigkeit der Dichte von der Teilchenzahl, da diese weniger stark abnimmt als die Temperatur.

6 Ausblick

Vor kurzem ist es uns gelungen, zeitgleich mit anderen Gruppen, die Atome in einen gebundenen Molekülzustand überzuführen und sie von den restlichen Atomen zu separieren [JBA⁺03]. Das reine Molekülgas beinhaltet 3×10^5 Moleküle bei einer Temperatur von ungefähr $2,5 \mu\text{K}$ und einer Phasenraumdicke von 0,01.

Im nächsten Schritt sollen die bosonischen ^6Li -Moleküle in ein BEC kondensiert werden. Der Phasenübergang zu einem BEC erfolgt bei einer Phasenraumdicke von ca. 2,6. Zur Steigerung der Phasenraumdicke muss die Temperatur weiter gesenkt werden, was mit der derzeitigen Stehwellen-Dipolfalle alleine nicht möglich ist. Die Stehwelle müsste so weit abgesenkt werden, dass in Richtung der Resonatorachse kein gebundener Zustand mehr existiert. Es ist ein neuer Laser notwendig, der die Atome in dieser Richtung gefangen hält. Dieser ist leicht schräg entlang der Resonatorachse der Stehwelle überlagert.

Neueste Berechnungen der Streulänge und Zerfallsrate der Moleküle ergaben, dass das ^6Li -Molekül-BEC leichter zu erreichen sei, als ein Rubidium-BEC [PSS03]. Das lässt uns hoffen bald nach den Modifikationen des Experimentaufbaues ein Molekül-BEC in unserer Falle zu haben.

Das Molekül-BEC könnte uns für zukünftige Experimente nützlich sein. Da Cooper-Paare wie die ^6Li -Moleküle einen Spin von null besitzen, liegt es nahe zu versuchen die Moleküle in Cooper-Paare umzuwandeln. Ausgehend von dem Molekül-BEC bei großen positiven Streulängen soll nach einem schnellen Verfahren der Streulänge über die Feshbach-Resonanz zu großen negativen Streulängen das BEC in eine BCS superfluide Phase übergeführt werden. Beim Phasenübergang bilden sich die gewünschten Cooper-Paare. Berechnungen ergaben ([HFS⁺97]), dass die kritische Temperatur, bei welcher der Phasenübergang stattfindet stark abhängig von der Streulänge ist:

$$T_c \sim \frac{\epsilon_F}{k_B} \exp\left(-\frac{\pi}{2k_F|a|}\right) \quad (6.1)$$

Darin ist ϵ_F die Fermienergie und $\hbar k_F$ entspricht dem Fermiimpuls. Dank der großen negativen Triplet-Streulänge und der Feshbach-Resonanz von ^6Li sind verschieden große negative Streulängen leicht einstellbar und erleichtern den Zugang zur BCS-Superfluidität. Das BCS-Superfluid würde unter kontrollierten Bedingungen existieren und ermöglicht das Studium der Cooper-Paare außerhalb eines Festkörpers.

A Spulendaten

		1500-Gauss-Spule	Zusatzspule	MOT
Innendurchmesser	(mm)	81	73	≈ 160
Aussendurchmesser	(mm)	171	≈ 93	
Höhe	(mm)	20 mit Spalt ¹	10	
mittlerer Abstand	(mm)	103	70	≈ 160
Windungszahl/Spule		80	322	
Wicklungsdraht		Cu 8×1 mm	Cu 0,55 mm Ø	
Dauerstrom	(A)	200	siehe Seite 28	
Helmholtz-Anordnung				
Magnetfeld im Zentrum	(G/A)	7,38	46,15	
Feldkrümmung				
x-Achse	$\left(\frac{G}{\text{cm mmG}}\right)$	$2,75(3) \times 10^{-3}$	$5,01(6) \times 10^{-3}$	
y-Achse	$\left(\frac{G}{\text{cm mmG}}\right)$	$2,59(3) \times 10^{-3}$	$4,73(8) \times 10^{-3}$	
z-Achse	$\left(\frac{G}{\text{cm mmG}}\right)$	$5,15(15) \times 10^{-3}$	$9,77(19) \times 10^{-3}$	
Anti-Helmholtz-Anordnung				
Feldgradient				
x-Achse	(G/cmA)		8,25(2)	$\approx 2,5$
y-Achse	(G/cmA)	nicht relevant	8,81(34)	$\approx 2,5$
z-Achse	(G/cmA)		16,67(9)	≈ 5
Induktivitäten beider Spulen in Helmholtz-Anordnung				
Induktivität	(mH)	1,74(9)	23,4	
Zusatzspulen $\Rightarrow$ 1500 G Spulen	(mH)	2,97		

Tabelle A.1: Spulendaten der 1500-Gauss-Spulen, der Zusatzspulen und MOT-Spulen.

Die Daten der MOT-Spulen stammen aus [Joc00]. Alle anderen Magnetfelder wurden mit einem Gaussmeter (F.W.Bell, Model 9640) vermessen. Der Hallsensor war dabei auf einen 3D-Schiebetisch montiert, der mit Mikrometerschrauben verstellt werden konnte. Die z-Komponente der in der Tabelle A.1 angeführten Werte stimmte mit der y-Achse des Hallsensors überein. Diese zeigte in Richtung der Spulenachse. Bei

¹siehe Abbildung 3.3

den Messdaten wurde berücksichtigt, dass die Längeneinteilung auf der Mikrometerschraube in Richtung der Spulenachse um einen Faktor zwei zu klein war.

Um in Zukunft die immer wieder aufflammende Diskussion zur Berechnung der Magnetfeldkrümmung und des Magnetfeldgradienten abzukürzen, hier eine Herleitung.

Bei der Messung der Krümmung wird der Betrag des Magnetfeldes in verschiedenen Raumrichtungen betrachtet. Die Krümmung der skalare Funktion des Magnetfeldbetrages entlang der x-Achse ist gegeben durch

$$K = \frac{\frac{d^2|B(\mathbf{x})|}{dx^2}}{\left[1 + \left(\frac{d|B(\mathbf{x})|}{dx}\right)^2\right]^{(3/2)}} \quad . \quad (\text{A.1})$$

Speziell bei einer Helmholtz-Anordnung, wo sich im Zentrum ein Extremwert befindet, verschwindet die erste Ableitung $\frac{d|B(\mathbf{x})|}{dx}$. Für die Krümmung folgt daher $K = \frac{d^2|B(\mathbf{x})|}{dx^2} = B''$.

Anmerkung: Die axiale Krümmung und der axiale Gradient sind doppelt so groß wie jene, in radialer Richtung. Dies folgt aus den Maxwell Gleichungen $\text{div}\mathbf{B} = 0$ und $\text{rot}\mathbf{B} = 0$ ($\Rightarrow \Delta\mathbf{B} = 0$).

Wie erhält man nun die Krümmung aus einer Magnetfeldvermessung einer Spulen-anordnung?

So wie in unserem Fall vermisst man das Feld mit einem Gaussmeter entlang der x-Richtung Raumachsen und fittet eine quadratische Funktion an. Das Feld hat dann in x-Richtung die Form:

$$B(x) = B_0 + B_1x + B_2x^2 \quad (\text{A.2})$$

Verglichen mit der Taylor-Reihe-Entwicklung des Feldes um $x = 0$

$$B(x) = B(0) + B'(0)x + \frac{1}{2}B''(0)x^2 + \dots \quad (\text{A.3})$$

findet man den Zusammenhang

$$\frac{1}{2}B''(0) = B_2 \quad (\text{A.4})$$

Daraus folgt, dass die Krümmung 2 mal der Koeffizient des quadratischen Terms aus dem Fit ist. Analog für die y und z Richtung.

Nun zum Gradienten, der außerhalb des Zentrums bei einer Helmholtz-Anordnung ungleich null ist. Der Gradient ist die Steigung des Magnetfeldes am Ort x. Dazu differenziert man die Taylor-Reihe:

$$B'(x) = \underbrace{B'(0)}_{=0} + 2\frac{1}{2}B''(0)x + \dots \quad (\text{A.5})$$

Die Steigung an der Stelle x berechnet sich somit aus der Krümmung mal dem Abstand x vom Zentrum.

B Maßskizze des Ofens

Der Ofen wird aus Kupfer hergestellt. Bei der nächsten Ausführung sollte berücksichtigt werden, dass die 1 mm große Bohrung für die Austrittsöffnung um 1,5 mm zu hoch sitzt.

Li Ofen (Cu)

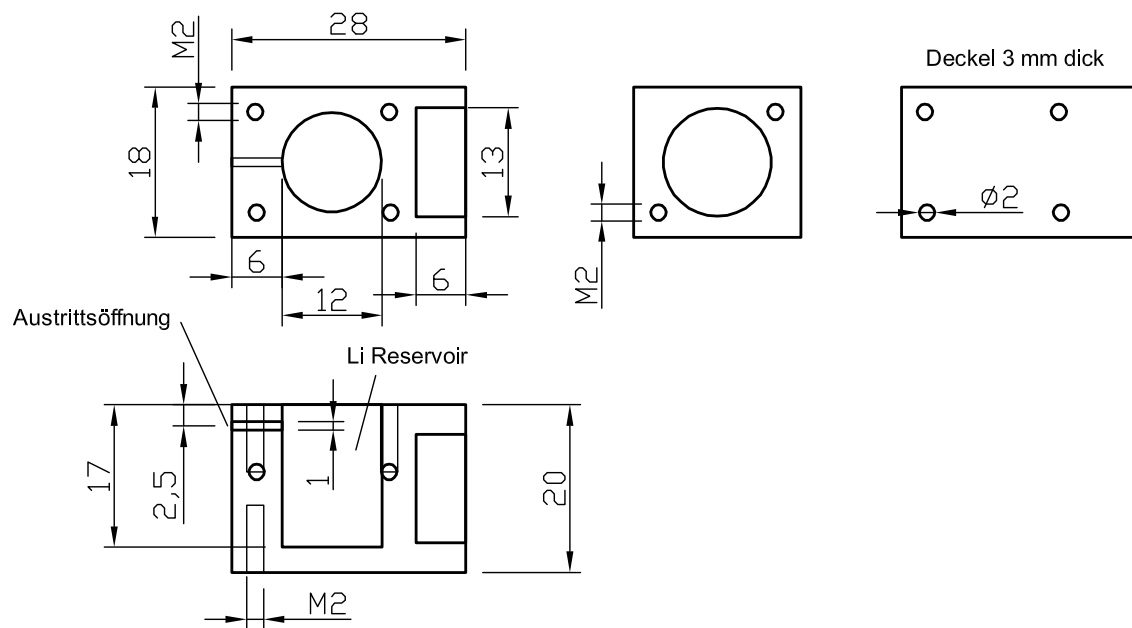


Abbildung B.1: Massskizze des Lithium-Ofens

C Schaltpläne

C.1 Wasserwächter

Das Wasserwächter-System besteht aus einer Elektronikbox, zwei Magnetventilen und zwei Durchflussmesser. Jeweils ein Magnetventil und ein Durchflussmesser befinden sich im Vor- und Rücklauf des Kühlkreislaufes. Die Durchflussmesser sind von der Fa. Conrad-Electronic unter der Bestellnummer 141402-99 erhältlich. Die wichtigsten technischen Daten:

- Versorgung: 5-24V
- Ausgangssignal: open collector NPN
- Impulszahl pro Liter: 300
- Messgenauigkeit: +/- 3%
- Durchfluss max.: 20 Liter/min
- Druckbereich: bis 6 bar

Die Durchflussmesser liefern Rechteck-Impulse an die Elektronikbox des Wasserwächters. Diese besitzt zwei Eingänge. Der up-Eingang ist mit dem Durchflussmesser im Vorlauf verbunden und der down-Eingang mit jenem im Rücklauf. Die Impulse der beiden Eingänge werden zunächst aufbereitet und anschließend an einem up/down Zähler übergeben. Detektiert der Zähler am up-Eingang eine fallende Flanke, erhöht sich der Zählerstand um 1, bei einer fallenden Flanke am down-Eingang erniedrigt sich der Zählerstand um 1. Tritt ein Leck auf, zählt der Zähler hoch und löst bei einem bestimmten Toleranzzählerstand aus. Dabei schließen die zwei Magnetventile im Zu- und Rücklauf und unterbrechen den Wasserkreislauf. Damit der Zähler durch die Mess(un)genauigkeit der Durchflussmesser nicht über längere Zeit einen Zählerstand erreicht, der auch bei Dichtheit eine Alarmmeldung verursachen würde, wird der up/down-Zähler nach $2^8 = 256$ Impulsen zurückgesetzt. Den Reset-Impuls dafür liefert ein 8 Bit-Zähler, der die Impulse des Durchflussmessers im Vorlauf zählt, und bei Zählerüberlauf den Reset-Impuls ausgibt.

Zusätzlich zur Leckdetektion wird überwacht, ob genügend Durchfluss herrscht, um eine ausreichende Kühlung für Verbraucher wie Zeemanabbremserspulen, MOT-Spulen

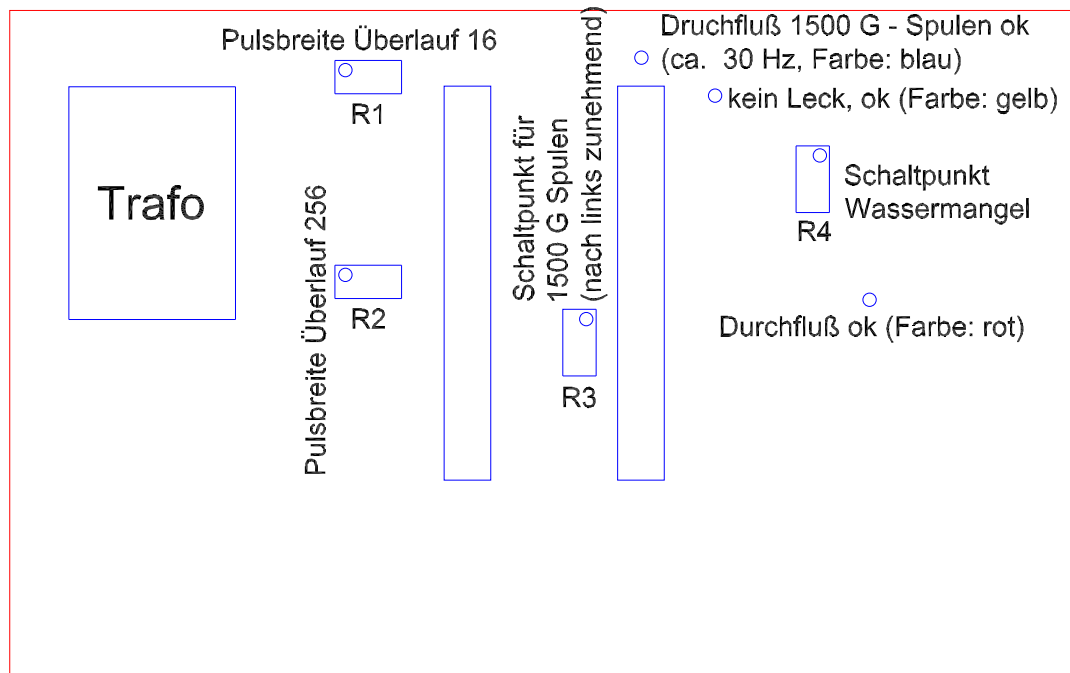
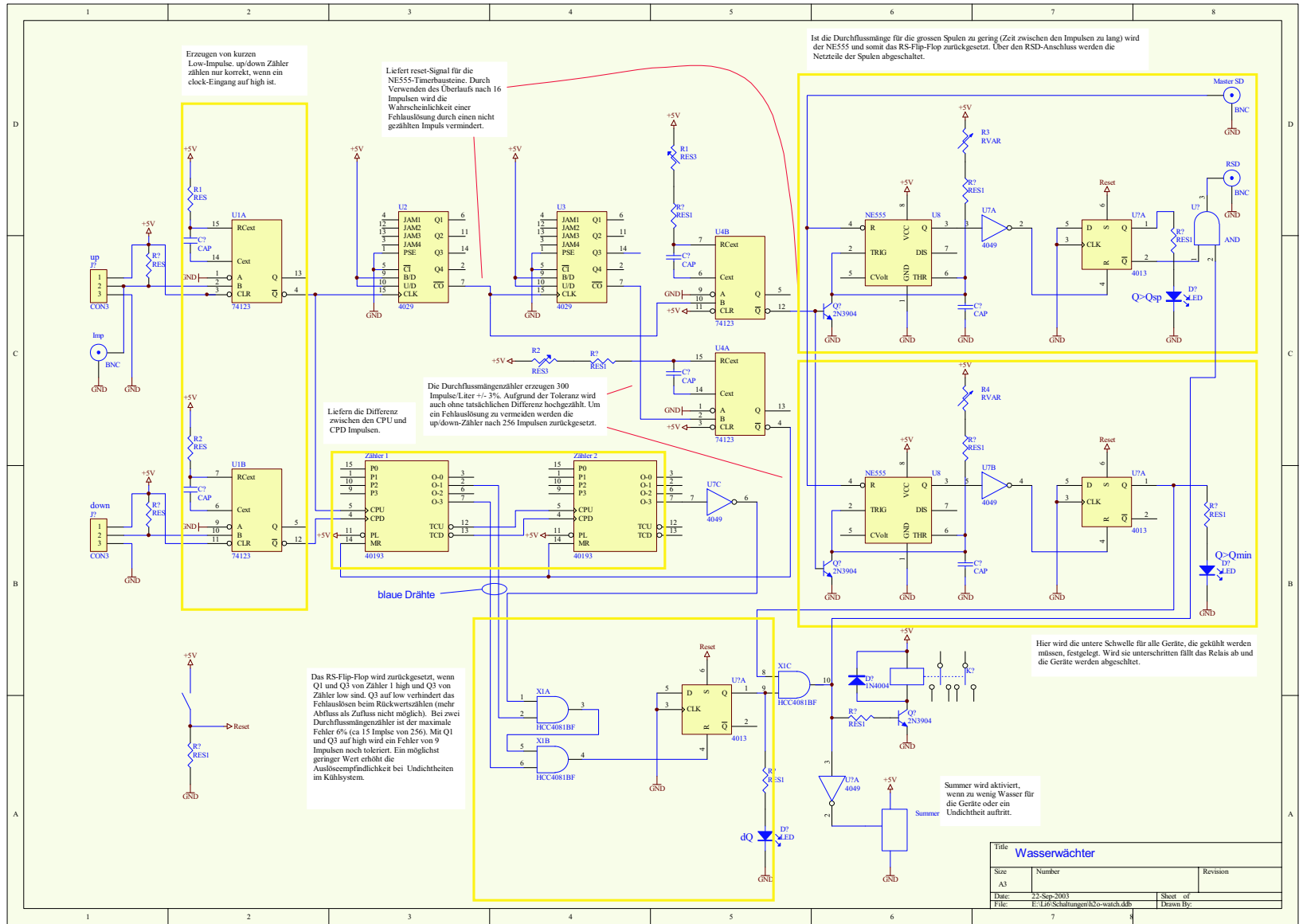


Abbildung C.1: Position der Potis und LED-Anschlüsse auf der Wasserwächterplatine

und den 1500-Gauss-Spulen gewährleisten zu können. Als Impulsquelle dient ebenfalls der Reset-Zähler, der aus zwei 4-Bit-Zählern aufgebaut ist, und somit auch nach $2^4 = 16$ Impulsen einen Überlauf-Impuls liefert. Übersteigt die Zeit zwischen zwei aufeinander folgenden Überlauf-Impulsen eine Schwelle, kommt es zur Abschaltung von Verbrauchern. Für den unterschiedlichen Kühlbedarf von 1500-Gauss-Spulen und den restlichen Kleinverbraucher wurden zwei Schaltschwellen realisiert. Die niedrigere Schwelle schaltet die elektrische Versorgung für kleinere Verbraucher über eine Relais frei. Die zweite Schwelle ist aufgrund des enormen Kühlbedarfs der großen Spulen viel höher, und gibt die Versorgung der Spulen erst frei, wenn diese Schwelle erreicht ist.

Abbildung C.2: Schaltplan Wasserwächter



C.2 Ansteuerung Delta-Netzteile

Abbildung C.3 ist der Schaltplan für den Regler, der es ermöglicht, die Deltanetzteile spannungsgeführt zu betreiben. Der Grund, warum man diesen Umweg gewählt hat und nicht direkt den Stromprogrammierungseingang der Delta-Netzteile, ist einfach erklärt. Werden die Delta-Netzteile strombegrenzt betrieben, schwingt der Strom mit 150 Hz mit einem Spitze-Spitze Wert von ca. 120 mA. Dieser entspricht laut Eichkurve einem Magnetfeld am Ort der Atome von $120 \text{ mA} \times 7,38 \text{ Gauss/A} \approx 0,9 \text{ Gauss}$. Dies stellte sich im Laufe der Experimente, nachdem andere Teile, wie Laserstabilität und höhere Auflösung der DA-Wandler, verbessert wurden, als limitierender Faktor heraus. Man möchte Auflösungen im Zehntel-Gauss-Bereich erreichen, was mit der spannungsgeführten Methode möglich ist.

Um das Stromrauschen gering zu halten, muss die Strom-Ist-Wert-Erfassung rauscharm und von hoher Güte (Genauigkeit, Hysterese, Temperaturstabilität) sein. Diese Voraussetzungen erfüllt der Stromwandler Type: LEM IT-600. Er besitzt ein Übersetzungsverhältnis von 1:1500. Um beim Maximalstrom von 200 A einen Spannungsabfall von 5 Volt zu erhalten, ist ein Widerstand von $37,5 \Omega$ notwendig. Diesen Wert besitzt die Parallelschaltung von Widerstand 1 bis 3, an die spezielle Anforderungen gestellt werden. Sie sind vom Hersteller Vishay Type: S102J Series, besitzen eine Genauigkeit von 0,01% und sind sehr temperaturstabil, damit die Erwärmung durch den Strom nicht zu Temperaturdrifts führt.

Bevor der Strom-Ist-Wert von U1 verstärkt wird, schneidet ein Tiefpass, gebildet von R4 und C1, das Rauschen bei ca. 3,4 kHz ab. Die Verstärkung wird so gewählt, dass bei 0 Ampere -10 Volt und bei 200 Ampere +10 Volt am Monitor Ausgang anliegen. Anschließend wird der Ist- mit dem Soll-Wert verglichen und ein Fehlersignal erzeugt, das ein PID-Regler aufbereitet.

Die Potentialtrennung befindet sich zwischen Regler und Delta-Netzteilen und verhindert Störungen durch Masseschleifen. Der Control-Ausgang des Reglers wird im spannungsgeführten Betrieb mit dem U-prog-Eingang verbunden. Für die Potentialtrennung setzt man die Bauteile ISO124 ein. Dieser funktioniert auf dem Prinzip der "geschalteten" Kapazität und bildet die Eingangsspannung 1:1 auf den Ausgang ab.

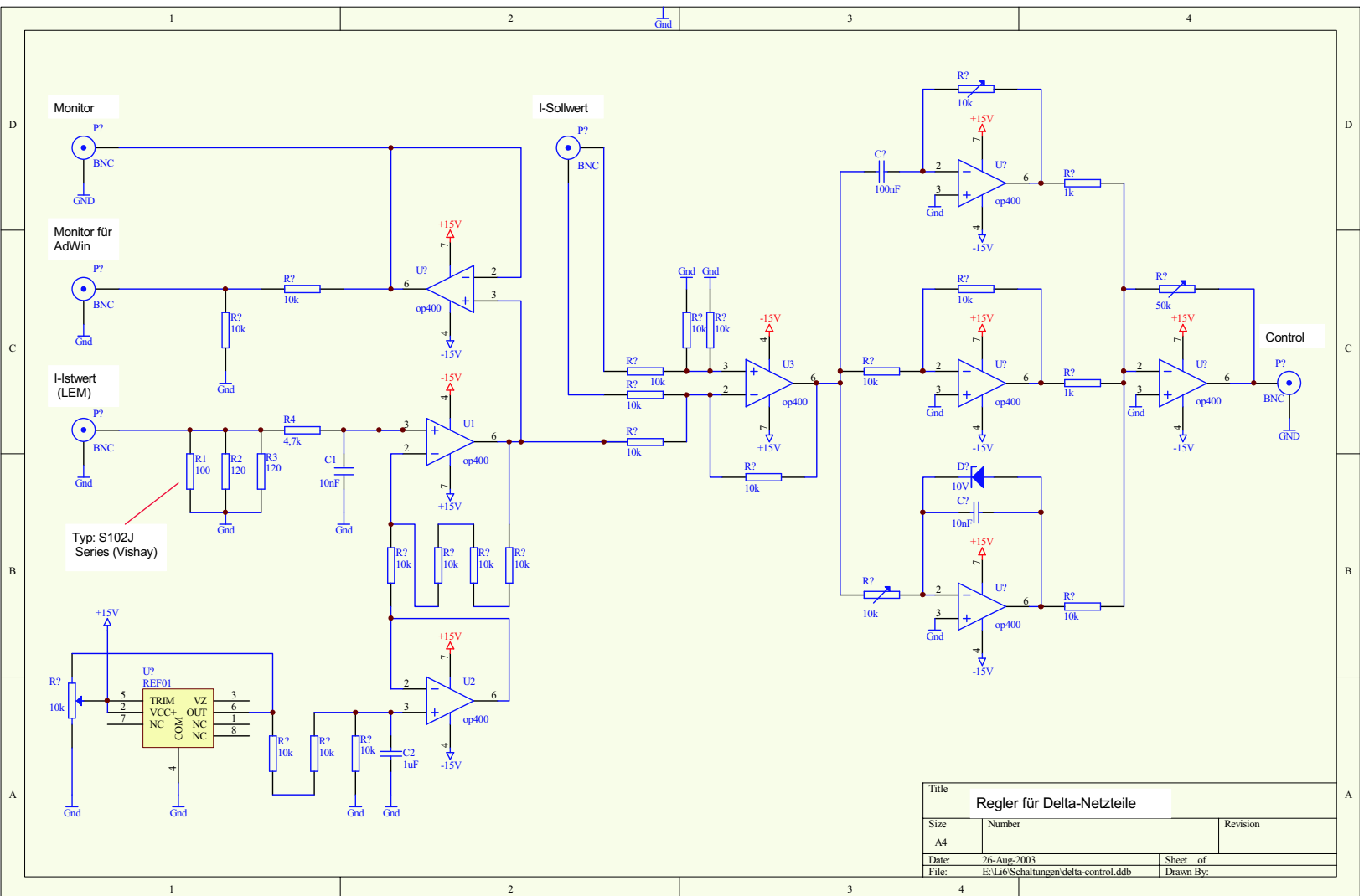


Abbildung C.3: Regler für die spannunggeführten Delta-Netzteile

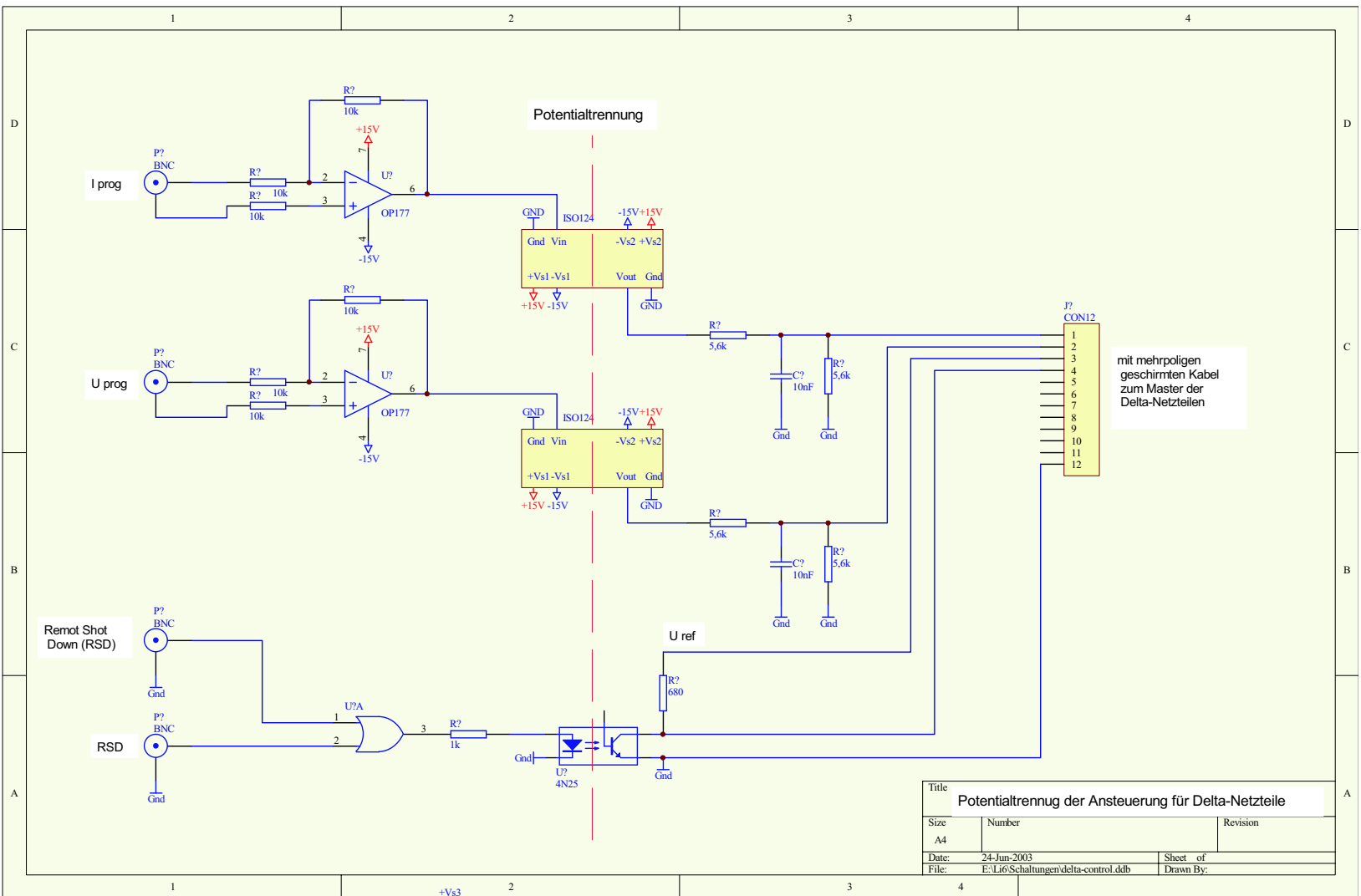


Abbildung C.4: Potentialtrennung zwischen Regler und Delta-Netzteil

C.3 Schaltbox-Spulensteuerung

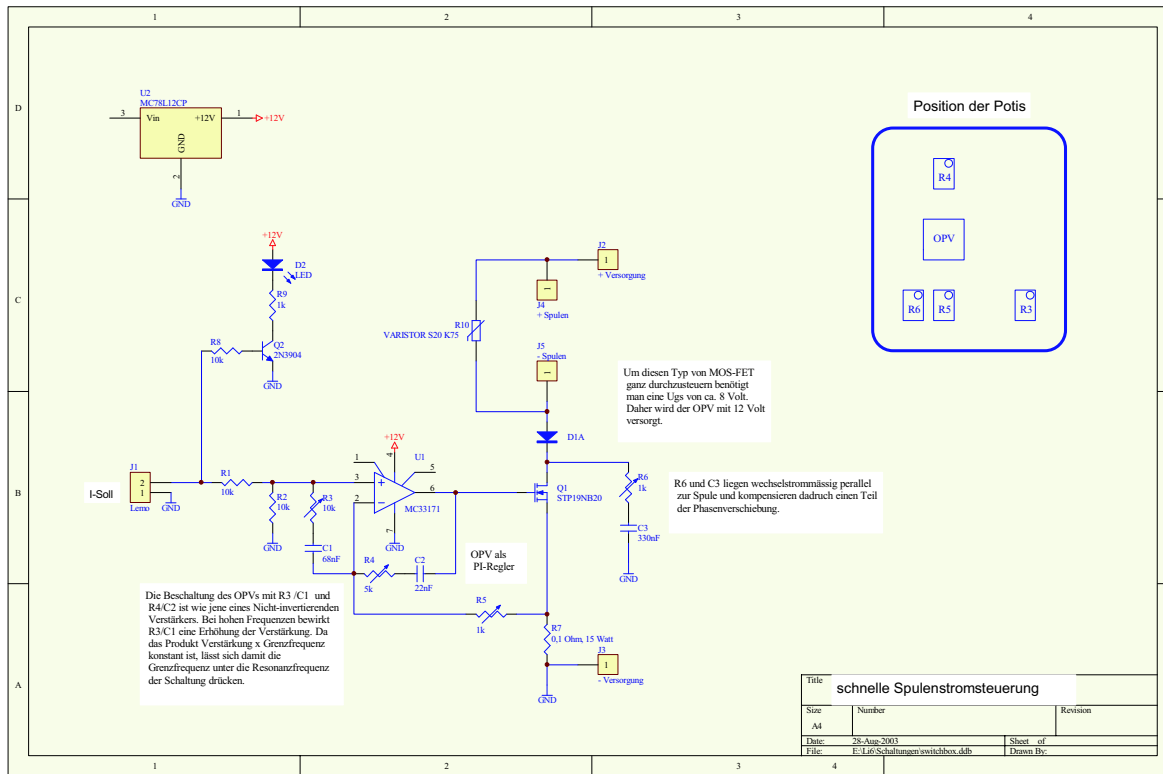


Abbildung C.5: Schaltung zum schnellen Steuern von Strömen.

Die in Abbildung C.5 gezeigte Schaltung dient hauptsächlich zum Steuern von Spulenströmen, wie z.B. den Strom durch die Zusatzspulen. Der Vorteil gegenüber einer Schaltung, die nur Ströme schalten kann, liegt darin, dass Rampen jeglicher Form gefahren werden können. Dabei beträgt das Verhältnis zwischen Steuerspannung und Strom 5 Ampere pro Volt.

Das Schalten und Steuern von Induktivität erfordert eine Schaltung, die mit der Phasenverschiebung zwischen Strom und Spannung zurecht kommt. Zusätzlich zur von der Spule verursachten Phasenverschiebung addiert sich die Phasenverschiebung, die der MOS-FET, der eine Kapazität am Ausgang des OPV darstellt, bewirkt. Erreicht die Phasenverschiebung unter gewissen Betriebssituationen (z.B.: Schalten) einen kritischen Wert, fängt der Strom zu schwingen an. Zur Unterdrückung der Schwingneigung dienen die drei RC-Glieder. Mit ihnen lässt sich die Schaltung an die jeweilige Last anpassen, um somit schnelle Anstiegszeiten und ein optimales Einschwingverhalten zu erreichen. Nach der Anpassung beträgt das Verhältnis $I_{Rauschen}/I = 2 \times 10^{-5}$. Zum Nachlesen über Verstärkerschaltungen mit Operationsverstärker bietet sich [TS93] ab Seite 122 an.

Wichtig beim Schalten von Strömen in Induktivitäten ist die Begrenzung der Induktionsspannung. Dazu dient der parallel zur Spule geschaltene Varistor, dessen Widerstand ab einer Spannung von ca. 120 Volt stark abnimmt, und somit die Spannung für den MOS-FET im sicheren Bereich hält.

Beim nächsten Aufbau einer Schaltbox sollte eine symmetrische Spannungsversorgung gewählt werden. Die unsymmetrische Versorgung bietet den Vorteil, dass die Box mit einem Steckernetzteil versorgt werden kann. Im Betrieb zeigte sich aber, dass stets ein kleiner Strom von 0,1 Ampere bei 0 Volt Steuerspannung fließt. Das lässt sich auf den OPV zurückführen, der die 0 Volt an seinem Ausgang aufgrund der unsymmetrischen Versorgung nie erreichen kann, und so vermutlich den MOS-FET ein wenig aufsteuert.

C.4 analoger Portexpander

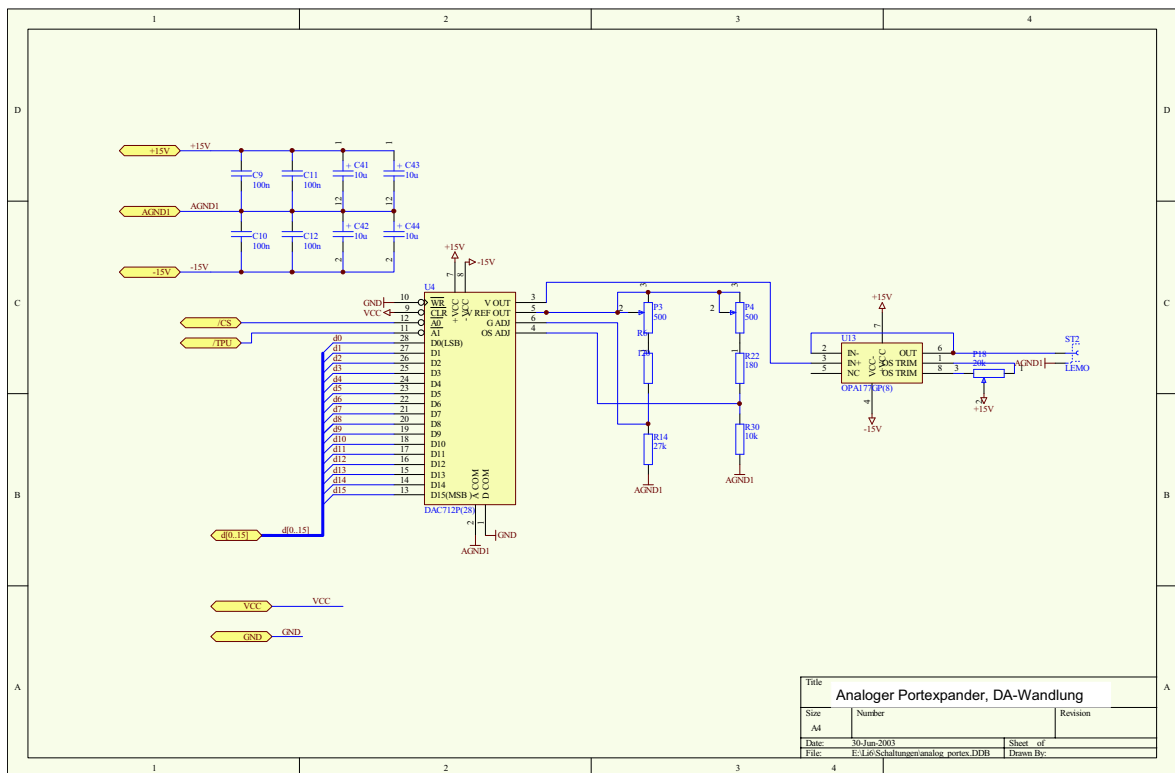


Abbildung C.6: Schaltplan eines Kanals des Portexpanders

Das Herzstück eines Kanals des analogen Portexpanders bildet der DA-Wandler DAC712P (siehe Abbildung C.6). Mittels eines low-Signals am Eingang $\overline{A0}$ liest der Wandler die Daten auf den Eingängen $d0 - d15$ ein, und übergibt sie dem internen DA-Wandler. Bei einer fallenden Flanke am Eingang $\overline{A1}$ gibt der Wandler das analoge

Signal aus. Auf einer Platine sind 8 solcher Analogkanäle untergebracht, deren $\overline{AI}$ -Eingänge verbunden sind, und somit werden alle Analogsignale der 8 Kanäle gleichzeitig ausgegeben. Mit den beiden Potis P3 und P4 kann der Offset und die Verstärkung justiert werden.

Beim Design des Plattenlayouts ist es wichtig, die analoge und digitale Masse getrennt zu führen und notfalls mit einem niederohmigen Widerstand zu verbinden, weil es sonst zu Störungen des Analogsignals kommt.

Abbildung C.7 zeigt, wie die einzelne Kanäle des analogen Portexpanders verbunden und gesteuert werden. Der Baustein *U2* decodiert die Adresse, die an den Eingängen *A0* – *A3* anliegen. Die Eingänge *CS* der Kanäle, mit denen ein Kanal ausgewählt wird, sind mit den Ausgängen $\overline{0}$ – $\overline{7}$ des Bausteins *U2* verbunden. Um einen Kanal anzuwählen, muss der Eingang *A3* auf low-Pegel sein. Dies eröffnet die Möglichkeit, durch einen high-Pegel an *A3* den analog-Expander zu sperren, und einen eventuellen digitalen Portexpander freizugeben.

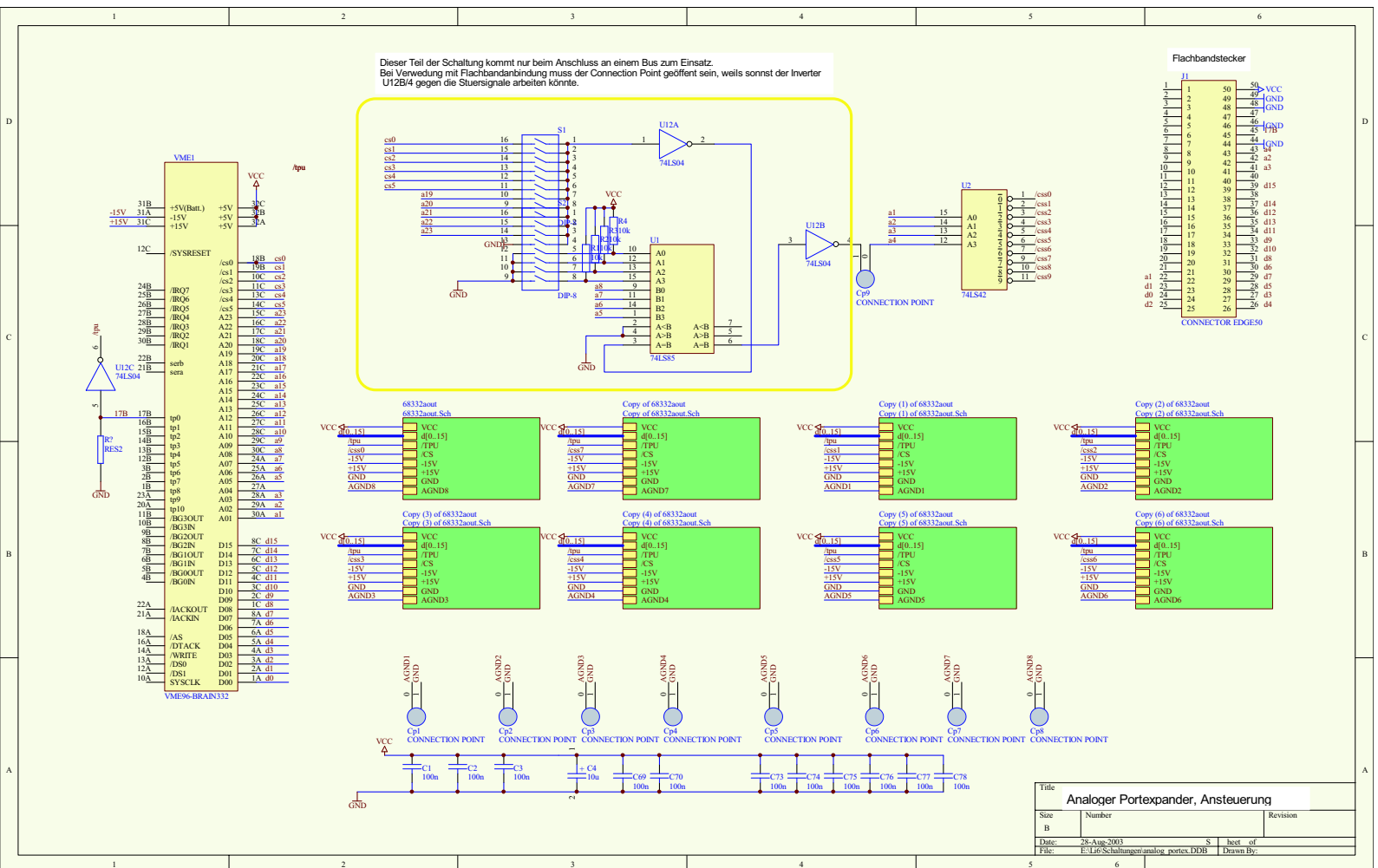


Abbildung C.7: Steuerung der einzelnen Kanäle des Portexpanders über den Flach-

80

bandsteckeranschluss. Mit den 4 Adressleitungen A0 – A3 werden die Kanäle angesteuert, um Daten einzulesen. Bei einer steigenden Flanke am Anschluss 17B liegt der Analogwert am Ausgang an.

Literaturverzeichnis

- [Dal99] J. Dalibard. Collisional dynamics of ultra-cold atomic gases. *Proceedings of the International School of Physics Enrico Fermi*, 1999.
- [DJ99] B. DeMarco and D. S. Jin. Onset of Fermi Degeneracy in a Trapped Atomic Gas. *Science*, 285:1703–1706, 1999.
- [Els00] Thilo Elsaesser. Optischer Resonator zur Realisierung einer Stehwellendipolfalle für fermionisches Lithium. Diplomarbeit, Max-Planck-Institut für Kernphysik, Heidelberg, 2000.
- [GGOT02] S. R. Granade, M. E. Gehm, K. M. O’Hara, and J. E. Thomas. All-Optical Production of a Degenerate Fermi Gas. *Phys. Rev. Lett.*, 88:120405, 2002.
- [GWO00] R. Grimm, M. Weidemüller, and Y.B. Ovchinnikov. Optical dipole traps for neutral atoms. *Adv. At. Mol. Opt. Phys.*, 42, 2000.
- [Hel01] Hanspeter Helm. Dissipation in der Licht-Atom Wechselwirkung, 2001.
- [HFS⁺97] M. Houbiers, R. Ferwerda, H. T. C. Stoof, W. I. McAlexander, C. A. Sackett, and R. G. Hulet. Superfluid state of atomic ⁶Li in a magnetic trap. *Phys. Rev. A*, 56:4864–4878, 1997.
- [JBA⁺03] 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. *Preprint Server arXiv.org*, cond-mat/0308095, 2003.
- [JMH⁺02] S. Jochim, M. Bartenstein, G. Hendl, J. Hecker Denschlag, and R. Grimm. Magnetic Field Control of Elastic Scattering in a Cold Gas of Fermionic Lithium Atoms. *Phys. Rev. Lett.*, 89:273202, 2002.
- [Joc00] Selim Jochim. Aufbau einer Apparatur zum magnetooptischen Einfang von fermionischen Lithiumatomen. Diplomarbeit, Max-Planck-Institut für Kernphysik, Heidelberg, 2000.
- [LRW96] O. J. Luiten, M. W. Reynolds, and J. T. M. Walraven. Kinetic theory of the evaporation cooling of a trapped gas. *Phys. Rev. A*, 53:381, 1996.

- [MK94] T. Mayer-Kuckuk. *Kernphysik*. B. G. Teubner Stuttgart, 1994.
- [Mor01] Henning Moritz. Fermionisches Lithium in einer optischen Resonatordipolfalle. Diplomarbeit, Max-Planck-Institut für Kernphysik, Heidelberg, 2001.
- [MS99] H. J. Metcalf and P. v. d. Straaten. *Laser Cooling and Trapping*. Springer Verlag, 1999.
- [OGGT01] Kenneth Martin O'Hara, M.E. Gehm, S.R. Granade, and J.E. Thomas. Scaling laws for evaporative cooling in time-dependent optical traps. *Phys. Rev. A*, 64:051403(R), 2001.
- [O'H00] Kenneth Martin O'Hara. *Optical Trapping and Evaporative Cooling of Fermionic Atoms*. Doktorarbeit, Department of Physics, Duke University, 2000.
- [PSS03] D.S. Petrov, C. Salomon, and G.V. Shlyapnikov. Weakly bound dimers of fermionic atoms. *Preprint Server arXiv.org*, cond-mat/0309010, 2003.
- [RJ03] C. A. Regal and D. S. Jin. Measurement of Positive and Negative Scattering Lengths in a Fermi Gas of Atoms. *Phys. Rev. Lett*, 90:230404, 2003.
- [TS93] U. Tietze and Ch. Schenk. *Halbleiterschaltungstechnik*. Springer-Verlag, 1993.
- [WBZJ99] 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.

Danksagung

Als erschters gilt mei Dank mein Professor Rudi Grimm dafür, dass er mir die Möglichckheit gebm hat, in seiner Gruppm Diplomarbeit mach'n z'kennen und für sei Geduld, die er mit mir kab hat, oaber schließlich isch a oalter Mann wie I ja koa D-Zug. Für mie ist er wirklich der kräschte auf sein Gebiet.

Auch bei der Gruppm mecht i mie bedanken für die lockere Atmosphäre, vor allem dann, wenn der Chef nit do war. Do wär a mal mei Lithium-Team mit Selim, der zum ersten mal mit seiner nein Brilln Farbm gsehn hat und Markus, der mir um Hoarlängen voraus isch. Nit zu vergessen der Schwenkmeister Alex, obwohl mia persönlich a Gasgrill liaber isch. Zum Lithium-Team kert natürlich auch der Johannes, Mr. e-bay, der zumindest a BEC-Party gebm hat, was ma von andere Leit nicht behaupten kann, ge HCN. Johannes sei BEC ham übrings die Jungs Matthias, Klaus (der Stricher) und Gregor zusammenbaschtl. Der Michael, den nimmant küssen darf, isch erst spater dazu kämmen. Am ondern BEC woarn beteiligt der Dinno, mit seiner ct-heftl sammlung und der Michael (3M), der Traum aller Ex-Schwiegereltern. Und war der Tobias dran a beteiligt? Egal, hauptsach die oan Zwoa hab a ihr Cäsium eingefrohn. Des woarn der Bastian, desn Sekretär I sein hab darfn und der David, der mei Hinterradl nur zua guat kennt.

Komisch woar, dass I den Cheng nia gescheid verstand hab. An meim guatn Englisch hats nit liegen kennen, oder? Da hab I den George sein Deutsch schon viel besser verstanden.

Selbstverständlich mächt I mi a bei der einzigen Frau in unser Gruppm, bei der Christine bedanken. Und wenn ma grad beim Thema sein. I bin dafür in Zukunft nur mehr Diplomantinen aufzunehmen.

Für die Korrektur der Rechtsschreibfehler, die sich trotz meim perfekten Tirolerisch eingeschlichn habm, hat dankenswerter Weise mei Schwägerin Claudi viel Zeit gopfert. A mei Schwester Maria hat sich dran beteiligt, die schwern Ausnahmefehler zu bseitign.

Mein Vater dank I für die Arbeit, die er mir gebm hat, damit I mir mei Studium finanzieren hab kennen.

Zum Schluss no, dank I meine Freind, dem Petzibär und dem Christof, die mir über so manches Tiaf mit viel Alkohol hinwegkolfm habm.

