

Dynamik kalter Atome in der Stehwellendipolfalle eines Ringresonators hoher Güte

**Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
des Fachbereichs Physik
der Universität Hamburg**

**vorgelegt von
Boris Nagorny
aus Lübeck**

Hamburg 2003

Gutachter der Dissertation : Prof. Hemmerich
: Prof. Sengstock

Gutachter der Disputation : Prof. Hemmerich
: Prof. Neuhauser

Datum der Disputation : 11.12.2003

Vorsitzender des Prüfungsausschusses : Dr. Petermann

Vorsitzender des Promotionsausschusses : Prof. Wiesendanger

Dekan des Fachbereichs Physik : Prof. Huber

Inhaltsverzeichnis

1 Einleitung	6
2 Das Doppel-MOT-System	
2.1 Dopplerkühlung-optische Melasse	11
2.2 Fangen der Atome.....	13
2.3 Eine magnetooptische Falle für ^{85}Rb	14
2.4 Das Doppel-MOT-System	15
2.5 Aufbau der magnetooptischen Fallen.....	17
3 Die Vakuumkammer	
3.1 Die kleine Kammer.....	20
3.2 Die Experimentierkammer.....	21
4 Der kalte Atomstrahl	
4.1 Bestimmung der Geschwindigkeit der Atome im Atomstrahl.....	24
4.2 Dichteverteilung der Atome und atomarer Fluss.....	25
4.3 Atomzahl und Lebensdauer der 2. MOT.....	27
5 Der Ringresonator	
5.1 Aufbau des Resonators.....	30
5.2 Eigenmoden des Resonators.....	31
5.3 Finesse und Linienbreite des Resonators.....	32
5.4 Einkopplung in den Resonator und Strahlführung.....	37

6 Frequenzstabilisierung

6.1 Das Pound-Drever-Hall-Verfahren.....	40
6.2 Aufbau der Stabilisierung.....	43

7 Die Stehwellendipolfalle

7.1 Polarisierbare Teilchen im Lichtfeld.....	45
7.2 Lebensdauer der Dipolfalle.....	48
7.3 Zweikörperstöße in der Dipolfalle.....	50
7.3.1 Hyperfeinstrukturändernde Stöße.....	50
7.3.2 Photoassoziation.....	51
7.3.3 Evaporation in der Dipolfalle.....	53

8 Effekte bei starker Atom-Lichtfeld-Kopplung

8.1 Kollektive Atombewegung im optischen Gitter.....	58
8.2 Theorie der Atom-Lichtfeld-Dynamik im Hochfinesse-Ringresonator.....	65
8.3 Selbstinduziertes Seitenbandkühlen im Hochfinesse-Ringresonator.....	74

9 Ausblick

9.1 Quantenlogische Prozesse mit neutralen Atomen im optischen Gitter.....	81
9.2 Resonatorseitenbandkühlen.....	82

10 Anhang

10.1 Anhang A: Evaporationsmodell.....	85
10.2 Anhang B: Nichtlineare Fallenverluste.....	88
10.3 Anhang C: Peakdichte bei gaußförmiger Dichteverteilung.....	91

10.4 Anhang D: Diodenlaser.....	95
10.5 Anhang E: Sättigungs- und Polarisationspektroskopie.....	99
10.6 Anhang F: Elektronik für die Pound-Drever-Stabilisierung.....	103
Literaturverzeichnis.....	106
Veröffentlichungen.....	113
Danksagung.....	114
Lebenslauf.....	115

Zusammenfassung

Diese Arbeit beschäftigt sich mit der Dynamik und den Eigenschaften von Rubidiumatomen (^{85}Rb), die in der Stehwelldipolfalle eines Hochfinesse-Ringresonators gefangen sind. Hierzu wird ein Ringresonator aufgebaut, dessen drei Spiegel in einem rechtwinkligen Dreieck angeordnet sind und dessen Finesse mehr als 180000 beträgt. Zunächst wurde die Dipolfalle bei einer Verstimmung von 7.4 nm betrieben. Aus der Messung der Lebensdauer der Falle erkennt man, dass bei hohen Dichten ($\sim 10^{12} \text{ cm}^{-3}$) Zweikörperstöße auftreten. Diese sind auf Evaporation zurückzuführen. Das evaporative Verdampfen von Atomen bestimmt auch die Temperaturentwicklung der Atome in der Falle. Obwohl die Linienbreite des Resonators nur ca. 17 kHz beträgt, gelingt es die durch Intensitätsfluktuationen bedingten Heizrate so niedrig zu halten, dass sie für die Temperaturentwicklung der Atome keine Rolle spielen.

Reduziert man die Verstimmung des Laserlichts auf 0.76 nm, so gelangt man in ein Regime, wo die Lichtverschiebung pro Photon multipliziert mit der Anzahl der Atome die Linienbreite des Resonators übertrifft. Hier kommt es zu einer kollektiven nichtlinearen Dynamik im optischen Gitter, welche sich in Bistabilitäten und selbstinduzierten Squeezing-Oszillationen äußert. Erklären lässt sich dies mit einem Modell, welches annimmt, dass sich die Atombewegung adiabatisch dem Lichtfeld anpasst. Die nichtadiabatischen Aspekte der Atombewegung können dadurch reproduziert werden, dass man das komplette System von gekoppelten Differentialgleichungen für die Atombewegungen löst.

Summary

This thesis explores the dynamics and the characteristics of rubidium atoms trapped in a standing-wave dipole trap, which is formed in a high finesse ring cavity. A ring cavity with three high reflecting mirrors in a triangular configuration and a finesse above 180000 is built up. At a detuning of 7.4 nm a lifetime measurement shows the existence of two-body collisions. This two-body collisions are due to evaporation. Despite of the narrow linewidth of the cavity (ca. 17 kHz) heating due to intracavity intensity fluctuations is kept at a low level, such the time evolution of the temperature is determined by evaporative cooling.

Decreasing the detuning to 0.76 nm leads to a regime where the light shift per photon times the number of trapped atoms exceeds the cavity resonance linewidth. In this regime bistability and self-induced squeezing oscillations occur. Most of this non-linear dynamics can be explained by a simplified model assuming adiabaticity of the atomic motion. Non-adiabatic aspects of the atomic motion can be reproduced by solving the complete system of coupled non-linear equations of motion.

1. Kapitel

Einleitung

Seit Anfang der achtziger Jahre des vergangenen Jahrhunderts entwickelt sich ein neues Teilgebiet der Physik, das sich mit der Informationsverarbeitung und Datenübertragung auf der Grundlage der Quantentheorie befasst. Dieses Gebiet, das als Quanteninformationsverarbeitung [1] bezeichnet wird, vereinigt quantenmechanische Gesetze mit denen der Informationsverarbeitung. Die Miniaturisierung der heutzutage verwendeten Mikroprozessoren und Speicherbausteine hat eine natürliche Grenze. Wenn Leiterbahnen nur noch wenige Atomlagen dick sind und Schaltströme aus einzelnen Elektronen bestehen, dann beginnen die Gesetze der Quantenmechanik zu dominieren und lassen sich nicht länger durch klassischen Näherungen ersetzen. Während die Einheit der klassischen Information das Bit ist, bezeichnet man die Informationseinheit in der Quanteninformationsverarbeitung als Qubit [2,3]. Ein Bit ist ein Zwei-Zustands-System ("0" und "1"), wobei die zwei Zustände z. B. durch zwei Spannungspegel oder verschiedene Magnetisierungen eines Datenträgers realisiert werden können. Ein Qubit ist das quantenmechanische Analogon eines klassischen Bits. Das Qubit besitzt die zwei Zustände $|0\rangle$ und $|1\rangle$. Dies können zwei Energieniveaus eines Atoms, die vertikale oder horizontale Polarisierung eines Photons oder der Schwingungszustand eines Atoms sein. Weiter reicht die Analogie zum klassischen Bit jedoch nicht, denn das Qubit darf neben den Zuständen $|0\rangle$ und $|1\rangle$ auch alle möglichen quantenmechanischen Überlagerungszustände annehmen. Nach dem Superpositionsprinzip kann der Zustand des Qubits also z. B. folgende lineare Überlagerung sein [4]:

$$|\Psi\rangle = a \cdot |0\rangle + b \cdot |1\rangle$$

Hierbei ist $|a|^2$ die Wahrscheinlichkeit das Qubit im Zustand 0 und $|b|^2$ die Wahrscheinlichkeit es im Zustand 1 anzutreffen. Für diesen Zustand gibt es in der klassischen Physik kein Pendant. Ein klassisches Bit ist immer exakt in einem der beiden möglichen Zustände. Quantentheoretisch wird ein Qubit als Element eines zweidimensionalen Hilbertraumes dargestellt. n Qubits lassen sich demzufolge in einem 2^n -dimensionalen Hilbertraum darstellen. Ein solches Quantenregister wäre z. B. für drei Qubits: $\{|000\rangle, |001\rangle, |010\rangle, |100\rangle, |011\rangle, |101\rangle, |110\rangle, |111\rangle\}$. Die Superposition dieser drei Qubits repräsentiert im Binärsystem die Zahlen 0 bis 7 *und zwar alle auf einmal*. Ist dieser Superpositionszustand das Argument einer Funktion, so erhält man alle Ergebnisse in einem einzigen Rechenschritt, während ein klassischer Computer alle Berechnungen hintereinander ausführen müsste. Dieses parallele Auswerten und Berechnen macht die hohe Geschwindigkeit eines Quantencomputers gegenüber seinem klassischen Gegenstück für bestimmte Aufgaben aus. 1994 gelang es Shor zu zeigen, dass es tatsächlich Algorithmen gibt, bei denen die Überlegenheit eines Quantencomputers voll zum Tragen kommt [5]. Die Zerlegung von

großen Zahlen in Primfaktoren bewerkstelligt ein Quantencomputer exponentiell schneller als ein klassischer Computer. Außerdem lässt sich jede Rechenoperation eines Quantencomputers als Folge von Operationen eines CNOT-Gatters und einer Rotation eines einzelnen Qubits darstellen [6,7]. Diese beiden Bausteine würden also genügen um auch komplexere Quantennetzwerke aufzubauen.

Aufgrund dieser theoretischen Überlegungen begann die Suche nach einem geeigneten System um Quantengatter experimentell zu implementieren. Ein physikalisches System, das dies leisten soll, muss eine Reihe von Bedingungen erfüllen [8] : Identifikation einzelner Qubits, Adressierbarkeit und Auslesbarkeit einzelner Qubits, schwache Dekohärenz und Skalierbarkeit. Mittlerweile gibt es eine Vielzahl von Vorschlägen, wie man quantenlogische Operationen realisieren könnte. Bei dem von Cirac und Zoller erdachten System dienen kalte Ionen, die in einer elektrodynamischen Falle gefangen sind, als Qubits [9]. Hier vermittelt die Coulombkraft die Wechselwirkung zwischen den einzelnen Ionen. Nachteilig wirkt sich bei ionenbasierten Systemen die relativ starke Kopplung an elektromagnetische Störfelder aus, die innerhalb kurzer Zeit zu Dekohärenz [10] führt (z. B. durch Schwankungen der Elektroden-spannungen). Außerdem ist ein solches System nicht beliebig skalierbar [11]. Die Kopplung an die Umgebung stört die quantenmechanische Interferenz und Superposition. Die Folge ist, dass die Quantensysteme ihre Kohärenz, die phasenstarre Kopplung der Qubits verlieren, und in gemischte Zustände zerfallen. Bei Kernspin-Qubits [12] beispielsweise, die in Festkörpern implementiert sind, stören Stöße mit Phononen und die Spin-Spin-Kopplung mit benachbarten Gitteratomen. Auch bei Systemen die auf Quantendots [13], NMR [14,15,16] oder Josephsonkontakten [17,18] beruhen, kommt es relativ schnell zu Dekohärenz. Die Suche nach einem geeigneten System zur Realisierung von Quantengattern ist also keineswegs abgeschlossen.

Ein fernverstimmt optisches Gitter [90] bietet eine Reihe von Vorteilen für die Quanteninformationsverarbeitung. Es lassen sich einzelne Atome in den Intensitätsmaxima speichern und diese innerhalb kurzer Zeit in den Vibrationsgrundzustand kühlen. Da die Kopplung von neutralen Atomen an die Umgebung äußerst schwach ist, lassen sich lange Kohärenzzeiten erreichen, die lediglich durch die spontane Streurrate limitiert werden. Auch ist ein solches System skalierbar, da es keine prinzipielle Grenze gibt, wie viele Gitterplätze in einem Gitter besetzt sein können. Mit Hilfe von Laserpulsen kann man die internen Zustände der Atome manipulieren. Ist das Gitter dünn besetzt und der Laserstrahl ausreichend fokussiert, so kann man einzelne Atome adressieren und 1-Bit Gatter realisieren. Die Implementierung von 2-Bit Gattern in fernverstimmt optischen Gittern bereitet zunächst jedoch erhebliche Probleme, denn zwischen den Atomen in den einzelnen Potentialen des Gitters gibt es praktisch keine Wechselwirkung, sie sind völlig unabhängig voneinander. Es fehlt sozusagen ein "Quantendatenbus". Zwar wurde bereits versucht durch laserinduzierte Dipol-Dipol-Wechselwirkung die Atome im Gitter zu koppeln [19], dies erfordert jedoch sehr hohe Dichten und macht die Adressierbarkeit einzelner Atome extrem schwierig.

Eine Wechselwirkung zwischen den Atome lässt sich aber aufbauen, wenn das optische Gitter in einem Hochfinesse-Resonator gebildet wird. Dies ist selbst dann möglich, wenn sich die Atome in weit voneinander entfernten Gitterplätzen befinden. Die Kopplung der Atome untereinander geschieht durch die Anregung einer kollektiven Schwingung, die durch die Umverteilung von Photonen zwischen den beiden Laufwellen der Stehwelle entsteht. Die in den Potentialen der Stehwelle oszillierenden Atome bewirken diese Umverteilung, denn die rücktreibende Kraft der Schwingung stammt von einem Impulsübertrag bei Photonstreuung. Dadurch können im Gitter kohärente Schwingungen entstehen [20]. Die gestreuten Photonen addieren sich zu dem schon vorhandenen Feld des Gitters auf und bewirken, dass dieses eine

Phasenverschiebung erfährt. Dieser Effekt tritt auch in Gittern auf, die in Resonatoren niedriger Finesse gebildet werden. Dort ist er jedoch vernachlässigbar klein, weil die Anzahl der gestreuten Photonen klein ist im Vergleich zur Gesamtzahl der Photonen, die das Gitter bilden. Wenn man jedoch das optische Gitter in einem Resonator allerhöchster Güte bildet, so werden die gestreuten Photonen das Lichtfeld nicht sofort verlassen, und der Effekt wird deutlich größer. Die durch die Umverteilung von Photonen hervorgerufene Phasenverschiebung führt zu kollektiven Schwingungen, die die Rolle des “Quantendatenbusses” übernehmen können. Mit dieser Art der Kopplung, die weder von der Dichte der Atome noch vom Ort an dem sich die Atome befinden, abhängt, können in optischen Gittern auch Multi-Bit-Gatter realisiert werden [21].

Vor diesem Hintergrund wird im Rahmen dieser Arbeit ein Ringresonator aufgebaut, der aus drei Spiegeln besteht, die in einem rechtwinkligen Dreieck angeordnet sind. Die Finesse des Resonators beträgt mehr als 180000. Es wird eine Pound-Drever-Frequenzstabilisierung [51] aufgebaut, die einen Diodenlaser auf die Resonanzfrequenz des Resonators stabilisiert. Zwei entgegengesetzt umlaufende Moden bilden im Resonator ein eindimensionales Gitter, das mit ^{85}Rb -Atomen gefüllt ist. Aus einer magnetooptischen Falle (die aus einem Hintergrundgas geladen wird) wird ein kalter Atomstrahl extrahiert [22] und dieser zum Laden einer zweiten magnetooptischen Falle verwendet, aus der der Transfer in die Stehwellendipolfalle erfolgt. Die Dipolfalle [23] wird zunächst bei 787.6 nm, was einer Verstimmung von 7.4 nm entspricht, betrieben. Hier wird die Falle als solche charakterisiert. Besonders wird dabei darauf geachtet, ob es, bedingt durch die schmale Linienbreite des Resonators, zu Heizeffekten durch Intensitätsfluktuationen kommt. Im Weiteren wird die Verstimmung des Fallenlichtes auf 0.7 nm reduziert. Hierbei gelangt man in ein Regime, wo die Lichtverschiebung pro Photon multipliziert mit der Anzahl der Atome größer ist als die Linienbreite des Resonators. In diesem Regime kann es zu Bistabilitäten des Lichtfeldes im Resonator und Squeezing-Oszillationen der gespeicherten Atome kommen. Die gekoppelte Atom-Lichtfeld-Dynamik wird mit Hilfe eines vereinfachten Modells, das eine adiabatische Atombewegung annimmt, berechnet und dies mit den Messungen verglichen.

Daneben werden zwei Möglichkeiten diskutiert, Atome in einem Hochfinesse-Resonator ohne Spontanemission zu kühlen [24-30]. Durch die in den Intensitätsmaxima lokalisierten Atome kommt es zu einer Kopplung der beiden umlaufenden Moden, was wiederum zu einer Aufspaltung der Resonatorresonanz führt. Es bildet sich ein im Vergleich zum Fallengitter blauverstimmtes Seitenband aus, dessen Frequenzabstand so eingestellt werden kann, dass dieser der Fallenfrequenz entspricht. Durch Streuung in dieses Seitenband kann den Atomen Energie entzogen werden. Da sich die gefangenen Atome das zur Kühlung notwendige Seitenband allein durch ihre Anwesenheit im Resonator selber schaffen, wird dieses Kühlverfahren als “selbstinduziertes Seitenbandkühlen” bezeichnet. Dieses Kühlverfahren ist deswegen interessant, weil es keinen geschlossenen atomaren Übergang erfordert und die erreichbare Temperatur nicht durch die Dichte der Atome in der Falle limitiert ist, wie dies bei Kühlverfahren, die auf Spontanemission beruhen, der Fall ist. Allerdings ist die Aufspaltung der Resonanz abhängig von der Anzahl der Atome, die mit dem Lichtfeld wechselwirken. Deswegen hängt die Kühlgeschwindigkeit von der Atomzahl in der Falle und damit von der Fallenlebensdauer ab. Dies kann vor allem bei kurzen Fallenlebensdauern zu großen Kühlzeiten führen.

Möchte man die Abhängigkeit der Kühlzeit von der Atomzahl in der Falle vermeiden, so kann man ein Kühlverfahren anwenden, bei dem die Atome Licht ausgesetzt werden, dessen

Frequenz um die Vibrationsfrequenz der Atome rotverstimmt gegenüber der Resonanzfrequenz des Resonators ist. Das blaue Seitenband des gestreuten Lichts fällt dann nämlich mit der Resonanzfrequenz des Resonators zusammen, und die bevorzugte Streuung in diese Mode führt zu einem Verlust an kinetischer Energie. Dieses als "Resonatorseitenbandkühlen" [29,30] bezeichnete Kühlverfahren ist zwar unabhängig von der Atomzahl in der Falle, aber es erfordert einen zusätzlichen Laser schmalere Linienbreite, dessen Frequenz ständig der sich ändernden Resonanzfrequenz des Resonators angepasst werden muss, falls dieser nicht absolut stabilisiert ist.

Im Einzelnen ist die Arbeit wie folgt gegliedert :

In Kapitel 2 wird das System mit zwei magnetooptischen Fallen beschrieben. Hier werden auch die physikalischen Grundlagen einer MOT erläutert. Kapitel 3 beschreibt den Aufbau der Vakuumkammer, die eigentlich aus zwei voneinander getrennten Kammern besteht. In Kapitel 4 werden Messungen beschrieben, die der Charakterisierung des kalten Atomstrahls und der magnetooptischen Fallen dienen. Kapitel fünf behandelt den Ringresonator. Hier werden der Aufbau und die optischen Eigenschaften erklärt. Im sechsten Kapitel wird auf die Stabilisierung des Diodenlasers auf den Hochfinesse-Resonator eingegangen. Es wird zunächst das allgemeine Pound-Drever-Hall Verfahren erläutert, und in einem zweiten (mehr technischen) Teil der konkrete Aufbau erklärt. Kapitel sieben enthält die theoretischen Grundlagen von fernverstimmtten Dipolfallen und eine Charakterisierung der hier vorliegenden Stehwellendipolfalle bei einer Verstimmung von 7.4 nm. Das achte Kapitel enthält eine Beschreibung der zu beobachtenden Effekte, wenn man die Atom-Lichtfeld-Kopplung stark erhöht und die Verstimmung auf 0,7 nm reduziert. Es wird ein Modell entwickelt, welches die entstehende kollektive Bewegung der Atome theoretisch beschreibt. Hier wird auch auf das selbstinduzierte Seitenbandkühlen genauer eingegangen. Kapitel 9 gibt einen Ausblick über die Implementierung von quantenlogischen Prozessen in diesem System. Außerdem wird die Realisierbarkeit der Resonatorseitenbandkühlung diskutiert.

2. Kapitel

Das Doppel-MOT-System

Ermöglicht wurde die Speicherung von Atomen in optischen Gittern erst, nachdem die Laserkühlung entdeckt worden war. Die Fallentiefen von Dipolfallen sind viel zu niedrig um thermische Atome fangen zu können. Ein fernverstimmtes optisches Gitter muss deswegen aus einem Reservoir geladen werden, dessen Atome schon sehr kalt sind [31]. Dafür bietet sich die heutzutage in vielen Labors etablierte *magnetooptische Falle (MOT)* an [32].

Dieses Kapitel beschreibt die physikalischen Grundlagen und den Aufbau eines Systems aus zwei magnetooptischen Fallen, wobei die erste Falle ihre Atome aus einem thermischen Hintergrunddampf fängt. Aus ihr wird ein Strahl kalter Atome extrahiert, mit dem die zweite Falle geladen wird. Diese zweite Falle stellt das Reservoir kalter Atome dar, aus dem der Transfer in das optische Gitter erfolgt.

Eine magnetooptische Falle ist eine Atomfalle, die es erlaubt räumlich lokalisierte, kalte Ensembles neutraler Atome zu erzeugen. Ihr Prinzip beruht auf einer orts- und geschwindigkeits-abhängigen Absorption von Laserstrahlung, wobei erstere durch ein orts-abhängiges Magnetfeld induziert wird. Mit einer MOT für Rubidium können thermische Atome direkt aus einem Hintergrundgas gefangen werden. Um dies zu erreichen, müssen die Atome zunächst gekühlt werden. Dies geschieht durch das sogenannte Dopplerkühlen.

Werden sich bewegende Atome Licht ausgesetzt, dessen Frequenz unterhalb der atomaren Übergangsfrequenz liegt, so wird ein Atom, welches sich auf das Licht zu bewegt, mehr Photonen streuen als eins, das sich vom Licht weg bewegt, weil die Dopplerverschiebung die Rotverschiebung des Licht zum Teil ausgleicht. Werden Atome von allen Seiten mit rotverstimmt Licht beleuchtet, so bewirkt dies eine Abbremsung in allen drei Raumrichtungen, also eine Kühlung [33]. Da es der Dopplereffekt ist, der die geschwindigkeits-abhängige Streurrate hervorruft, nennt man dieses Kühlverfahren Dopplerkühlung. Laserkühlung alleine führt zwar zu einer starken Erhöhung der Phasenraumdichte, aber eine zusätzliche räumliche Lokalisierung der Atome durch eine Falle macht sie noch effektiver. Mit Hilfe eines inhomogenen Magnetfeldes und einer ortsabhängigen Streurrate werden die kalten Atome am magnetischen Nullpunkt gefangen

Die Temperatur einer magnetooptischen Falle für Rubidium ist allerdings niedriger als dies die Dopplerkühlung erwarten lässt [34]. Der zusätzliche auftretende Kühleffekt wird als Polarisationsgradientenkühlung bezeichnet [35,36,37]. Er beruht auf dem Zusammenspiel von räumlicher Änderung der Polarisation des Lichtfeldes und dem Viel-Niveau-Charakter der Atome. Aufgrund dieser Kühlung kann die Temperaturmessung einer Rubidium-MOT Temperaturen kleiner als die Dopplertemperatur ergeben.

2.1 Dopplerkühlung-optische Melasse

Bei der Dopplerkühlung beruht die Kühlwirkung auf dem Impuls der auf die Atome übertragen wird, wenn sie Licht streuen. Bei geeigneter Frequenz und Anordnung von Laserstrahlen kann man erreichen, dass die Atome bevorzugt das Licht streuen, das eine Verringerung ihrer kinetischen Energie bewirkt.

Wenn die Atome in Ruhe wären, dann würden sie bei einer festen Frequenz ω_0 am stärksten und in einem engen Frequenzintervall (der natürlichen Linienbreite) relativ stark absorbieren. Wenn das Atom aber in Bewegung ist und einem Laserstrahl ausgesetzt wird, so bewirkt die Wechselwirkung zwischen Lichtfeld und Atom eine Änderung der Geschwindigkeit des Atoms. Trifft z.B. ein Laserstrahl mit der Frequenz ω_L ($\omega_L < \omega_0$) von links auf das Atom, so wird es, falls es sich nach links bewegt, eine höhere Laserfrequenz sehen. Die Frequenz in seinem Bezugssystem ist um einen Faktor $(1+v/c)$ dopplerverschoben. Das sich bewegende Atom sieht also die höhere Frequenz $\omega_L \cdot (1+v/c)$, welche für bestimmte Werte von v dicht bei ω_0 liegen kann. In diesem Fall werden Photonen mit hoher Rate absorbiert und reemittiert. Bei der Absorption wird der Impuls $\hbar \cdot \omega_L / 2\pi c$ des Photons auf das Atom übertragen. Die Reemission erfolgt zufällig, d.h. verteilt über alle Raumrichtungen. Im Mittel wird deshalb die Emission der Photonen den Impuls des Atoms nicht ändern, und jeder Absorptions- und Emissionsvorgang den Impuls um $\hbar \cdot \omega_0 / 2\pi c$ verringern. Bewegt sich das Atom allerdings nach rechts, also in Richtung des Laserstrahls, so erhöht jeder Streuvorgang den Impuls, aber diese Streurate ist viel geringer, weil die dopplerverschobene Frequenz nun $\omega_L \cdot (1-v/c)$ und damit noch weiter von der Resonanzfrequenz entfernt ist. Wenn man sechs Laserstrahlen (jeweils zwei entgegengesetzte aus x-, y- und z-Richtung) verwendet, so werden die Atome in allen drei Raumrichtungen gekühlt. Eine solche Konfiguration bezeichnet man als optische Melasse. Wenn die Atome bereits eine sehr niedrige Temperatur erreicht haben, also schon sehr langsam sind, dann darf $\omega_0 - \omega_L$ nicht viel größer werden als die Linienbreite, weil sonst kein Atom mehr in Resonanz kommen würde. Der Unterschied zwischen den Wahrscheinlichkeiten für Kühlung und Heizung durch Spontanemission wird klein und somit auch die Kühlrate. Die Temperatur, die sich als Gleichgewicht zwischen Kühlrate und Aufheizung durch Spontanemission einstellt, heißt Dopplertemperatur [38]:

$$k_B T_D = \frac{1}{4\pi} \hbar \cdot \Gamma$$

$$T_D = \frac{\hbar \cdot \Gamma}{4\pi \cdot k_B}$$

Die geschwindigkeitsabhängige Kraft, die bei der Kühlung auf die Atome wirkt, hängt ab vom Impulsübertrag durch ein resonantes Photon, von der Rate der Spontanerfälle (Linienbreite) und von der Wahrscheinlichkeit, dass ein Atom sich im angeregten Zustand befindet. Die Spontankraft F_{sp} , die durch Absorption und anschließende Spontanemission entsteht, läßt sich also wie folgt schreiben :

$$F_{sp} = \frac{\hbar}{\lambda} \cdot \Gamma \cdot \rho_{ee}$$

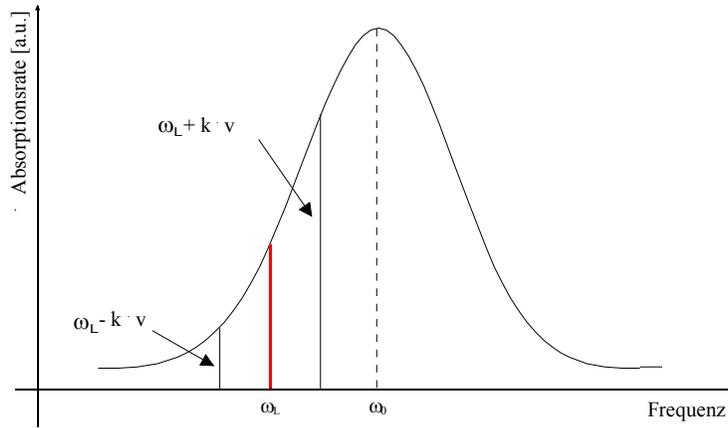


Abb. 1 : Resultierende Absorptionsrate der Atome bei Verwendung eines rotverstimmten Lasers

Die Besetzung des angeregten Niveaus ρ_{ee} ist gegeben durch [39] :

$$\rho_{ee} = \frac{1}{2} \cdot \frac{s_0}{1 + s_0 + \left(\frac{\delta}{\Gamma}\right)^2}$$

$$s_0 = \frac{I}{I_s} = I \cdot \frac{3 \cdot \lambda^3 \cdot \tau}{\pi \cdot h \cdot c}$$

wobei s_0 der Sättigungsparameter und t die Lebensdauer des angeregten Zustands ist. Damit läßt sich die Spontankraft auf ein Atom in einem Laserstrahl schreiben als [39]:

$$F_{sp} = \frac{1}{4\pi} \cdot \frac{hks_0\Gamma}{1 + s_0 + (2\delta/\Gamma)^2}$$

Bei einer magnetooptischen Falle ist die Gesamtkraft auf ein Atom in einer Richtung die Summe der Kräfte beider Laserstrahlen, wobei sich zur Rotverschiebung des Laserlichts noch die Dopplerverschiebung durch die Atombewegung addiert.

$$\vec{F}_G = \vec{F}_+ + \vec{F}_-$$

$$\vec{F}_{\pm} = \pm \frac{h\vec{k}\Gamma}{4\pi} \frac{s_0}{1 + s_0 + [2 \cdot (\delta_{\mp} | \omega_D |)/\Gamma]^2}$$

Damit ergibt sich die Gesamtkraft F_G auf ein Atom zu :

$$\vec{F}_G \cong \frac{8h\vec{k}^2\delta s_0\vec{v}}{(1+s_0+(2\cdot\delta/\Gamma)^2)^2} = -\beta \cdot \vec{v}$$

Man erkennt, dass die Kraft über einen weiten Bereich proportional zur Geschwindigkeit ist. Die Geschwindigkeit der Atome nimmt unter dem Einfluss der rotverstimmten Laserstrahlen

exponentiell ab.

$$\frac{dv}{dt} = \frac{F}{m} \Rightarrow \frac{dv}{v} = -\frac{\beta}{m} dt \Rightarrow v = v_0 \cdot e^{-\frac{\beta}{m}t}$$

Die Kraft wirkt also wie eine Reibungskraft und die Atome bewegen sich im überlagerten Lichtfeld wie in einem ‐zähen Sirup‐. Daher rührt auch der Name ‐optische Melasse‐.

2.2 Fangen der Atome

Durch die sechs Laserstrahlen kann man Atome zwar kühlen, jedoch erreicht man hiermit keine räumliche Kompression. Die kalten und damit langsamen Atome verbleiben zwar länger im Überlappungsbereich der Laserstrahlen, aber mit der Zeit verlassen sie dieses Gebiet durch Diffusion. Um die Atome räumlich einzufangen wird ein zusätzliches inhomogenes Magnetfeld benötigt. Durch die damit verbundene ortsabhängige Aufspaltung der Energiezustände der Atome und durch die Verwendung von zirkular polarisiertem Licht, welches nur mit einem bestimmten Zeemanniiveau wechselwirkt, kann man eine ortsabhängige Streurrate erhalten. Es wird also die Abhängigkeit der Photonenstreurrate vom Magnetfeld ausgenutzt um die Atome zu einem bestimmten Punkt (dem magnetischen Nullpunkt) im Raum zu bewegen. Angenommen der energetisch niedrigere Elektronenzustand sei ein S-Zustand, habe also den Bahndrehimpuls null. Weil dann auch das magnetische Moment null ist, ist das Elektron in diesem Zustand nicht sensitiv für Magnetfelder. Der angeregte Zustand sei ein P-Zustand, er hat also eine Bahndrehimpulsquantenzahl 1. In diesem Fall spaltet der angeregte Zustand im Magnetfeld in drei Zeemannunterniveaus auf, die den drei möglichen Orientierungen des Bahndrehimpulses relativ zum angelegten Magnetfeld entsprechen. Die Energieverschiebung der Zustände ist proportional zur Feldstärke und zum Betrag des Drehimpulses, $\Delta E = g_F \cdot \mu_B \cdot m_F \cdot B$. Darin bedeuten g_F den Landé-Faktor, μ_B das Bohrsche Magneton und m_F die Projektionsquantenzahl des Gesamtdrehimpulses in Feldrichtung. Bei einer magneto-optischen Falle kommt ein sphärisches Quadrupolfeld zum Einsatz, welches im Fallenzentrum einen magnetischen Nullpunkt besitzt und von dort aus in jeder Richtung in erster Näherung linear anwächst. Ist das Magnetfeld nun so orientiert, dass das Niveau mit $m = +1$ in Richtung der positiven x-Achse eine Energieverschiebung nach unten erfährt, so muß von rechts σ^+ -Licht und von links σ^- -Licht eingestrahlt werden. Verläßt ein Atom das Fallenzentrum in positiver x-Richtung, so wird das Niveau mit $m=+1$ energetisch erniedrigt, die Rotverstimmung des Laserlichts also ausgeglichen. Das Niveau mit $m = -1$ dagegen wird energetisch erhöht, was die Atome noch weiter aus der Resonanz treibt. Ein nach rechts ($x>0$) wanderndes Atom wird also viel mehr σ^+ -Photonen streuen, die von rechts kommen, als es σ^- -Photonen streut, die von links ($x<0$) kommen. Umgekehrt wird ein Atom das die Falle in negativer x-Richtung verläßt mehr σ^- -Photonen als σ^+ -Photonen streuen. Dies führt zu einer Kraft, die die Atome unabhängig von ihrer momentanen Position zum Fallenzentrum bei $x = 0$ treibt. Die Atome sind an diesem Ort gefangen und können so gespeichert werden.

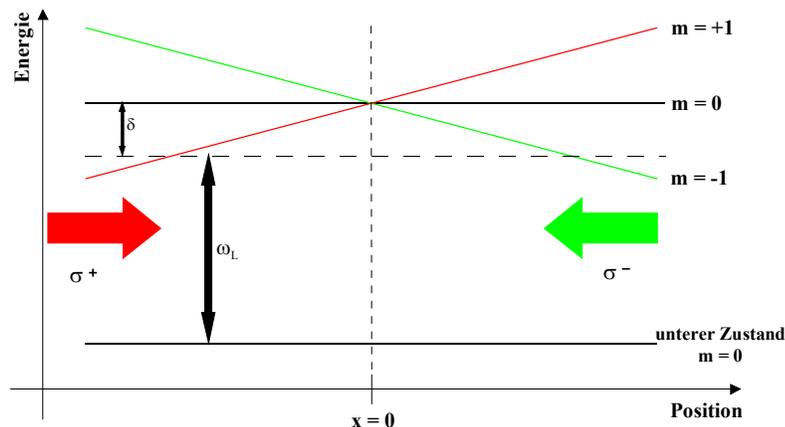


Abb. 2 : Atomare Energieniveaus einer MOT in einer Raumrichtung. Der untere Zustand hat $l=0$ und der angeregt $l=1$. Ein magnetisches Gradientenfeld mit $B=0$ bei $x=0$ wird angelegt. Dies führt zur Aufspaltung in drei angeregte Energieniveaus mit $M=-1, 0, +1$. Das rotverstimmte σ^- -Licht wechselwirkt nur mit dem Zustand $M=-1$ bzw. das σ^+ -Licht nur mit dem Zustand $M = +1$. Ein Atom bei $x>0$ ($x<0$) streut deswegen mehr Photonen aus dem von links (von rechts) kommenden Licht. Dies ergibt eine Fallenkraft, die das Atom unabhängig von seiner Position immer zur Fallenmitte bei $x=0$ treibt.

Diese Art der Kühlung und Speicherung von Atomen funktioniert so aber nur bei echten Zwei-Niveau-Systemen, denn es muss gewährleistet sein, dass die spontane Emission das Atom nach der Anregung wieder in das Ausgangsniveau zurückführt.

2.3 Eine magnetooptische Falle für Rubidium-85

Rubidium ist ein Alkalimetall, wie auch z. B. Natrium. Es ist das 37. Element im Periodensystem der Elemente. Seine mittlere Atommasse beträgt 85.47 u. Natürliches Rubidium kommt in zwei Isotopen vor : ^{85}Rb (72.165 %) und ^{87}Rb (27.835 %). Stabil ist nur ^{85}Rb , ^{87}Rb ist radioaktiv und zerfällt als β -Strahler mit einer Halbwertszeit von $4.88 \cdot 10^{10}$ Jahren. Die Alkalimetallatome waren die ersten Atome, die optisch gekühlt und gefangen wurden. Dass sie auch heute noch im Bereich der Quantenoptik eine große Popularität besitzen hat mehrere Gründe. Zum einen ist die Anregungsenergie vom untersten zum nächsthöheren Zustand meistens so groß, dass die zugehörigen Photonen im sichtbaren Bereich liegen. In diesem Bereich gibt es zahlreiche Laser (vor allem Halbleiter und Titan-Saphir-Laser), die Licht für die optischen Übergänge erzeugen können. Außerdem haben Alkalimetalle schon bei einigen hundert Grad einen hohen Dampfdruck, was es erleichtert, einen Atomstrahl herzustellen. Der Grundzustand aller Alkalimetalle besteht aus abgeschlossenen Elektronenschalen mit einem einzelnen Valenzelektron. Rubidium hat insgesamt 37 Elektronen, davon 36 in Kryptonkonfiguration.

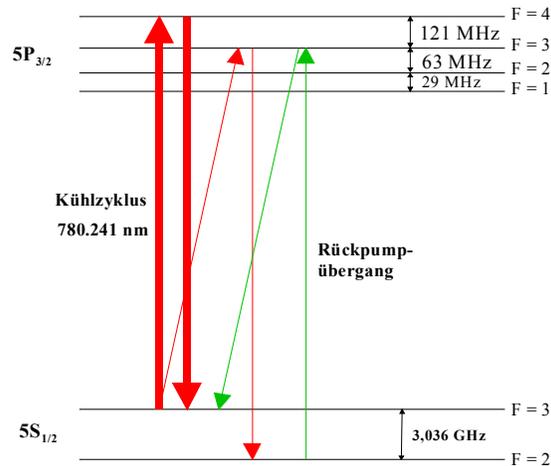


Abb. 3 : Geschlossener Übergang in ^{85}Rb von $F=3$ nach $F'=4$, der zum Kühlen verwendet wird. Der Rückpump-laser dient dazu, das durch Fluoreszenz besetzte $F=2$ -Niveau zu entleeren.

Der bei Rubidium genutzte Übergang zum Kühlen ist der Feinstrukturübergang von $5^2S_{1/2}$ nach $5^2P_{3/2}$ (780.241 nm). Aufgrund der Hyperfeinstrukturaufspaltung stellt dieser Übergang aber kein echtes Zwei-Niveau-System dar. Durch Verwendung von zirkular polarisiertem Licht kann man jedoch den Übergang von $5^2S_{1/2}$ ($F=3$) nach $5^2P_{3/2}$ ($F'=4$) pumpen, und durch Fluoreszenz kann dann nur das $F=3$ -Niveau erreicht werden. Da aber ein Überlapp des Kühlübergangs mit anderen Hyperfeinstrukturkomponenten nicht vermieden werden kann, wird ein zweiter Laser benötigt der die anderen, durch Fluoreszenz besetzten HFS-Niveaus entleert. Durch nicht-resonante Anregung können Atome von $5^2S_{1/2}$ ($F=3$) nach $5^2P_{3/2}$ ($F'=3$) gelangen. Von dort kann durch Fluoreszenz das $F=2$ -Niveau besetzt werden. Atome die sich im $F=2$ -Zustand befinden, können vom Kühl-laser jedoch nicht mehr angeregt werden, weil der Abstand von $F=2$ nach $F=3$ mit 3 GHz zu groß ist. Damit diese Atome trotzdem wieder dem Kühlzyklus zugeführt werden, pumpt man sie mit einem zweiten Laser (“Repumper”) von $F=2$ nach $F'=3$, von wo aus sie wieder in den Kühlzyklus gelangen können. Zwar findet eine solche nicht-resonante Anregung nur in einem von ca. zweitausend Fällen statt, aber die Anzahl an Absorptions- und Emissionsvorgängen die man zum Kühlen benötigt ist weit größer.

2.4 Das Doppel-MOT-System

Die zweite MOT dient dazu die Dipolfalle (s. Kap. 7) zu laden. Um die magnetooptische Falle selbst mit Rubidiumatomen zu laden, hat man grundsätzlich zwei Möglichkeiten. Entweder verdampft man Rubidium und erzeugt durch Kollimation einen Strahl relativ heißer Atome. Diese heißen Atome haben aber eine so große Geschwindigkeit, dass man ohne zusätzliche Maßnahmen in einer magnetooptischen Falle nichts fangen würde (die Einfanggeschwindigkeit v_C der Falle läge unterhalb der Atomgeschwindigkeit). Hier wäre ein Abbremsen der Atome durch einen entgegengesetzten resonanten Laserstrahl notwendig [40,41]. Die andere Möglichkeit besteht darin, aus einem Hintergrundgas Atome zu fangen (Vapor-cell MOT) [42]. In der kleinen Vakuumkammer kann man mit Hilfe von Dispensern

(s. Kap. 3.1) einen Rubidiumdampf erzeugen, der die ganze Kammer homogen ausfüllt. Aus diesem Dampf können dann Atome gefangen werden [44]. Die Rubidiumdispenser enthalten eine Rubidiumverbindung (Rubidiumchromat RbCr) und ein Reduziermittel. Beides ist in einem kleinen ca. 20 mm langen Metallstäbchen untergebracht, das einen trapezförmigen Querschnitt hat. Wenn dieses Stäbchen durch einen elektrischen Strom erhitzt wird, so setzt eine chemische Reaktion ein, die elementares Rubidium erzeugt. Durch einen schmalen Schlitz kann das Rubidium aus dem Dispenser entweichen. Dieser Schlitz ist normalerweise durch einen dünnen Draht verschlossen und öffnet sich nur beim Erhitzen. Da es Dispenser nicht erlauben einen gezielten Atomstrahl zu erzeugen, sondern der Behälter in dem sich der Dispenser befindet, gleichmäßig mit Rubidium gefüllt wird, verwendet man hier ein Doppel-MOT-System. In der Kammer, in der sich der Resonator befindet, möchte man keinen Rubidiumdampf haben, da er bei späteren Experimenten stören könnte. Aus der ersten 3D-MOT kann man dann, indem man einen der Kühlstrahlen nicht ausbalanciert, einen Strahl kalter Atome extrahieren, deren Geschwindigkeit so klein ist, dass sie problemlos von einer zweiten MOT am Ort der Dipolfalle eingefangen werden können [22]. Das Fangen von Atomen aus einem Hintergrunddampf bei Raumtemperatur funktioniert, wenn genügend Atome vorhanden sind deren Geschwindigkeit unterhalb von v_C liegt. Die Geschwindigkeitsverteilung der Atome im Dampf bei Zimmertemperatur ist [43]:

$$f(v) = \frac{4 \cdot v^2}{\sqrt{\pi} \cdot \bar{v}^3} \cdot e^{-\frac{v^2}{\bar{v}^2}} \quad \text{wobei } \bar{v} = \sqrt{\frac{2 \cdot k_B \cdot T}{M_{\text{Rb}}}}$$

die wahrscheinlichste Geschwindigkeit ist. Die Einfanggeschwindigkeit v_C einer MOT wird durch die Verstimmung δ bestimmt. Bei einer Verstimmung von zwei natürlichen Linienbreiten von der Resonanz ergibt sich für v_C :

$$\Gamma \approx \delta \approx k \cdot v \rightarrow v_C \approx 2 \cdot \Gamma \cdot \lambda$$

Für Rubidium ist v_C bei einer Verstimmung von $\delta = \Gamma$ ca. 5 m/s. Der Anteil an Atomen die bei Raumtemperatur ($T=300$ K) eine Geschwindigkeit von weniger als 5 m/s haben, ist das Verhältnis der Integrale:

$$\frac{\int_0^{5 \text{ m/s}} f(v) \, dv}{\int_0^{\infty} f(v) \, dv} = 6.7 \cdot 10^{-6}$$

Obwohl nur jedes 150.000ste Atom langsam genug ist um aus dem Dampf gefangen zu werden, so reicht dies doch aus um eine Falle zu erzeugen die etwa 10^9 Atome enthält.

Um einen kalten Atomstrahl aus dieser 3D-MOT zu gewinnen, werden in einer Richtung die Kühlstrahlen der MOT nicht ausbalanciert. Das heißt in dem Spiegel der den Kühlstrahl der MOT reflektiert ist in der Mitte ein kleines Loch. Auf diese Weise werden die Atome in drei Raumrichtungen gekühlt und dort wo es keinen entgegenkommenden Kühlstrahl gibt, bildet sich der kalte Atomstrahl aus. Mit einem zusätzlichen Magnetfeld kann der magnetischen Nullpunkt so verschoben werden, dass sich die Falle genau dort ausbildet, wo sich das Loch im Spiegel befindet. So erreicht man den höchsten kontinuierlichen Fluss von Atomen im Atomstrahl.

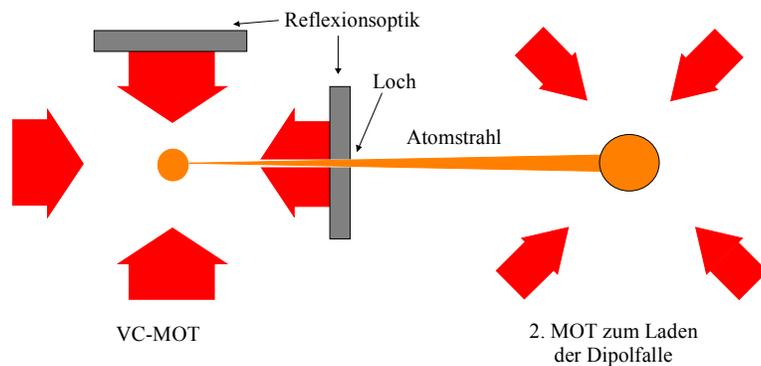


Abb. 4: Doppel-MOT-System mit erster VC-MOT (Vapor-Cell) und Atomstrahl zum Laden der zweiten MOT in der Experimentierkammer. Der Spiegel mit dem Loch ist innerhalb der Vakuumkammer untergebracht [22].

2.5 Aufbau der magnetooptischen Fallen

Das hier verwendete Lasersystem für die magnetooptischen Fallen ist recht einfach aufgebaut. Es besteht aus drei Diodenlasern (s. Anhang D) die mit Hilfe von Polarisations-spektroskopie (s. Anhang E) auf den jeweiligen Atomübergang stabilisiert sind. Den detaillierten Aufbau zeigt Abbildung 5 auf der nächsten Seite. Die Kühlstrahlenstrahlen für die erste MOT haben ein Gaußsches Strahlprofil mit einem Durchmesser von ca. 12 mm, wobei der gitterstabilisierte Diodenlaser für jede Richtung eine Leistung von 4.5 mW zur Verfügung stellt. Das Licht ist um etwa 2Γ gegenüber dem Übergang $5^2S_{1/2} F=3 \rightarrow 5^2P_{3/2} F'=4$ rotverschoben.

Der Rückpumplaser wird nur in einer Richtung eingestrahlt. Er besitzt dasselbe Strahlprofil wie der der Kühllaser bei einer Intensität von 5 mW/cm^2 und ist so eingestellt, dass er nahe dem Übergang $5^2S_{1/2} F=2 \rightarrow 5^2P_{3/2} F'=3$ emittiert. Einkoppelt wird er an der Stelle, wo das Laserlicht in die drei Richtungen aufgeteilt wird (s. Abb.5).

Die Antihelmholtzspulen für das Magnetfeld haben einen Durchmesser von 75 mm und besitzen 100 Windungen. Bei einem Strom von 3 A entspricht dies einem Feldgradienten von 15 G/cm.

Die Kühlstrahlen der zweiten MOT haben einen Durchmesser von 8.7 mm bei einer Leistung von jeweils 2.9 mW. Die Spulen für das Magnetfeld besitzen nur 16 Windungen bei einem Durchmesser von 60 mm. Sie sind im Vakuum untergebracht (s. Kap. 3). Hiermit erreicht man einen Feldgradienten von 1.3 G/cm pro Ampere. Bei einer Stromstärke von 5.5 A beträgt der Feldgradient ca. 7.2 G/cm. Den Rückpumplaser teilen sich die beiden Fallen, während jede ihren eigenen Kühllaser besitzt. Dies ist deswegen notwendig, weil die Verstimmung des Kühllasers der ersten MOT immer so eingestellt wird, dass man einen möglichst hohen kontinuierlichen Fluss von Atomen im Atomstrahl erhält.

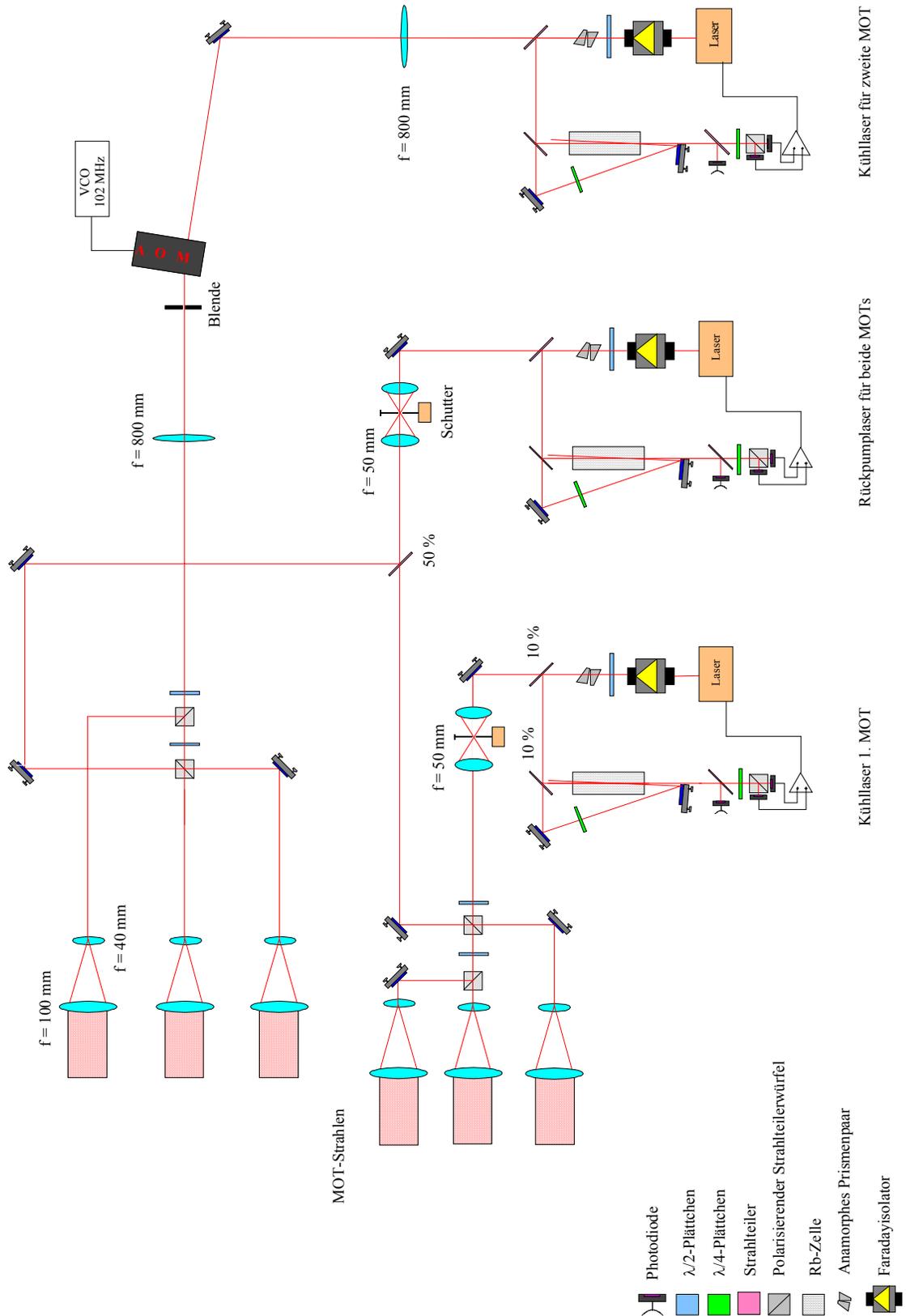


Abb. 5 : Aufbau der Laseroptik für das Doppel-MOT-System

Die Verstimmung des Kühllasers der zweiten MOT hingegen musste immer so eingestellt werden, dass sich eine möglichst hohe Transfereffizienz in die Dipolfalle (s. Kap. 7) ergab. In den Strahlengang des Kühllaser für die zweite Falle ist ein AOM eingebaut. Dies hat den Zweck diese Falle innerhalb kurzer Zeit ausschalten zu können (Schaltzeit des AOM $< 1 \mu\text{s}$). Außerdem soll das MOT-Licht später bei der Fluoreszenzaufnahme der Dipolfalle als Lichtquelle dienen, und hierzu sind Belichtungszeiten von 1 ms oder weniger notwendig. Für den Rückpumplaser und den Kühllaser für die erste Falle ist ein mechanischer Shutter mit einer Öffnungszeit von einigen $100 \mu\text{s}$ ausreichend. Außerdem besitzen alle drei Laser optische Dioden, um sie vor Rückreflexionen aus der MOT zu schützen.

3. Kapitel

Aufbau des Vakuumsystems

In allen Experimenten, in denen Atome in Lichtfallen oder magneto-optischen Fallen gefangen und gekühlt werden, ist es für die Lebensdauer der Fallen von entscheidender Bedeutung, dass die Stöße der gekühlten Atome in der Falle mit heißen Hintergrundgasatomen so weit wie möglich minimiert werden. Dies lässt sich nur dadurch erreichen, dass man die Hintergrundgasatome entfernt, also unter Vakuumbedingungen arbeitet. Im folgenden Kapitel wird deswegen der Aufbau der hier benutzten Vakuumapparatur beschrieben. Sie muss so beschaffen sein, dass sie einerseits genügend optischen Zugang für die Laser und genügend Anschlussmöglichkeiten für die Pumpen bietet, andererseits soll sie so kompakt wie möglich sein, damit das abzupumpende Volumen möglichst gering ist (außerdem muss sie auf einem optischen Tisch untergebracht werden). Die Apparatur besteht im wesentlichen aus zwei Teilen: einer kleineren Kammer, in der aus einem Hintergrunddampf eine MOT gebildet wird aus der wiederum der kalte Atomstrahl extrahiert wird, und einer größeren Experimentierkammer, in die auch der Resonator eingebaut ist. Verbunden sind diese nur durch ein Loch von ca. 1 mm in der Trennwand. Auf diese Art und Weise gelangt der Rubidiumdampf nicht in die Experimentierkammer, und es lässt sich zwischen beiden ein um den Faktor 100 unterschiedlicher Druck aufrechterhalten

3.1 Die kleine Kammer

Die kleinere Kammer besteht aus einem Edelstahlwürfel der an jeder Seite einen CF-40-Flansch besitzt. Diese sind mit Fenstern versehen, welche eine Antireflexschicht für 780 nm besitzen. Derjenige Flansch, der die Verbindung zur Hauptkammer herstellt, enthält einen fest eingebauten gelochten Spiegel mit einem $\lambda/4$ -Plättchen. Der Spiegel reflektiert einen der MOT-Strahlen und das Loch dient dazu in diesem nicht balancierten Ast der magneto-optischen Falle den kalten Atomstrahl zu erzeugen, welcher durch die Spontankraft des Laserlichts in die Hauptkammer geleitet wird. An einem weiteren Flansch ist über ein Kreuzstück eine Ionenpumpe angeschlossen. Da der Ionenstrom der Pumpe ein Maß für den herrschenden Druck ist, kann mittels des Ionenstromes auch der Druck gemessen werden. Der hier erreichte Enddruck beträgt $8 \cdot 10^{-9}$ mbar. Desweiteren ist an dem Kreuz die elektrische Durchführung für die vier Rubidiumdispenser angebracht. Diese sind innerhalb der Kammer symmetrisch in allen vier Ecken angeordnet. So bildet sich in dieser Kammer ein homogen verteilter Rubidiumdampf. Da das kleine Loch die einzige Verbindung zur Experimentierkammer ist, gelangt praktisch nichts von dem Rubidiumdampf in die

Experimentierkammer. An dem Flansch mit dem Spiegel schließt sich ein CF-40-Rohr mit einem Ventil an, welches die direkte Verbindung zur Hauptkammer herstellt. Das Ventil ist deswegen von praktischem Nutzen, weil man beim Öffnen der einen Kammer die andere nicht mit belüften muss (z. B. beim Einbau des Resonators oder Wechseln der Dispenser).

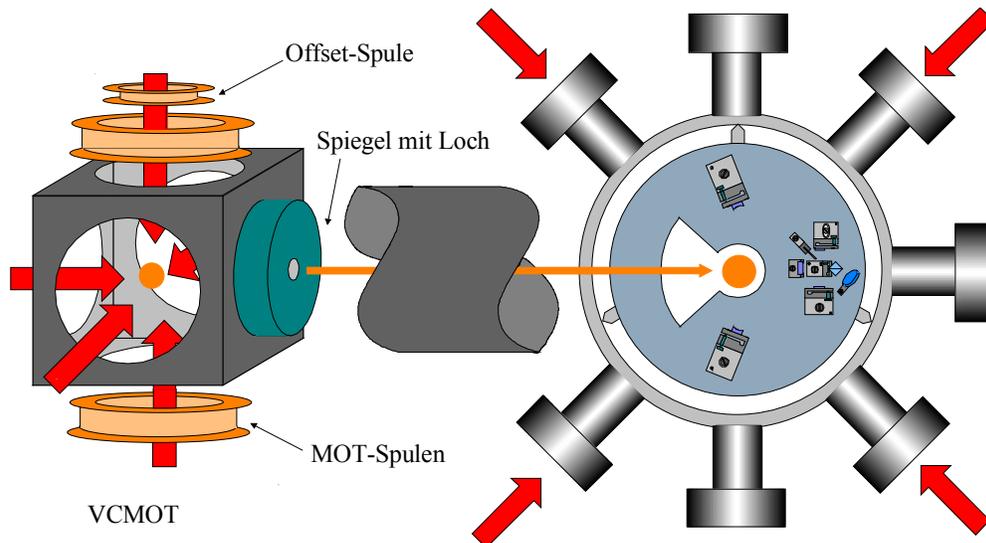


Abb. 6 : Schematische Darstellung der Doppel-MOT und der zwei Vakuumkammern. Der Atomstrahl wird in der ersten Kammer erzeugt und gelangt durch ein CF-40-Rohr in die Experimentierkammer, in der sich auch der Resonator befindet

3.2 Die Experimentierkammer

Die Hauptkammer besteht aus einem CF-100-Rohr mit acht jeweils im 45° Winkel angebrachten CF-40-Flanschen. Vier von ihnen sind für die Laserstrahlen der zweiten magnetooptischen Falle, einer ist mit der kleinen Kammer verbunden, ein weiterer enthält die elektrische Durchführung für die Spulen der zweiten MOT, einer den Druckmesskopf und der letzte dient zum Beobachten des transmittierten Lichts des Resonators. Der Resonator selbst ist auf einer runden, etwa 10 mm starken Platte aus VA-Stahl montiert. Diese Platte wird mittels dreier Schrauben in der Hauptkammer befestigt. Vor und hinter der Resonatorplatte befindet sich jeweils eine Spule die das für die magnetooptische Falle nötige Feld erzeugen. Diese Spulen befinden sich innerhalb der Vakuumkammer, weil sich große Spulen nicht so schnell abschalten lassen, und zudem Wirbelströme in der Kammerwand entstehen könnten [45]. Die Spulenkörper sind aus OFHC-Kupfer (oxygen-free high conductivity) gefertigt und haben einen Durchmesser von 60 mm. Der Spulendraht ist ein 0.9 mm dicker Kupferdraht mit einer 0,06 mm Kaptonisolierung (Polyimid). Problematisch ist die Ableitung der von den Spulen erzeugten Jouleschen Wärme. Um einen bestimmten Feldgradienten zu erzeugen, muss bei gegebener Feldgeometrie ein bestimmter Strom fließen. Da der Kupferdraht einen (wenn auch sehr kleinen) Ohmschen Widerstand darstellt, wird hier Wärme erzeugt. Die Kühlung muss effizient genug sein, um einen übermäßigen Druckanstieg, bzw. sogar ein Schmelzen der Isolierung zu vermeiden. Die Wärme wird über einen geeignet dimensionierten Kupferstab (OFHC-Kupfer) nach außen geführt. An der

Stelle wo dieser Stab die Wand der Vakuumkammer durchstößt, enthält er eine CF-16 Dichtung (Stab und Dichtung sind aus einem Stück gedreht). Die Verbindung zu den Spulenkörpern erfolgt über ein M8- bzw. M5-Gewinde. Da es keine UHV-taugliche Wärmeleitpaste gibt, müssen die Verbindungen fest angezogen werden, um ausreichende Wärmeleitfähigkeit sicherzustellen. Das andere Stabende wird von außen thermoelektrisch gekühlt. Hierzu wird ein Peltierelement mit einer Kühlleistung von 70 W und einer maximalen Temperaturdifferenz von 67 K eingesetzt. Die warme Seite wird mit Wasser gekühlt und kann so auf einer konstanten Temperatur von ca. 15° C gehalten werden. Entscheidend für die Kühlung ist aber nicht nur die Temperatur des Stabendes sondern auch seine Länge und der Durchmesser. Die Stablänge musste den Gegebenheiten der Kammer angepasst werden und war mit 38 cm vorgegeben. Damit nun der Durchmesser richtig gewählt werden kann, muss die pro Feldgradient erzeugte Wärmemenge und die daraus resultierende Temperaturdifferenz zwischen Spule und gekühltem Stabende mit in Betracht gezogen werden. Die Spulen erzeugen pro Ampere einen Gradienten von 1.3 G/cm. Um einen Feldgradienten von ca. 7 G/cm zu erreichen, muss durch jede der Spulen ein Strom von 5.5 A fließen. Dazu ist eine Spannung von 1.1 V nötig. Es werden also insgesamt $2 \cdot 1.1 \cdot 5.5 = 12.1 \text{ W} \approx 12 \text{ W}$ Wärme erzeugt. So groß muss der Wärmestrom durch den Kupferstab sein. Für den Zusammenhang zwischen Wärmestrom, Wärmestromdichte und die durchströmte Fläche gilt allgemein [43] :

$$P = \int \vec{j} \cdot dA$$

Die Wärmestromdichte j ist proportional zum Temperaturgefälle. Die Proportionalitätskonstante ist eine Stoffkonstante, die Wärmeleitfähigkeit. Die sich hieraus ergebende Gleichung ist die Wärmeleitungsgleichung :

$$\vec{j} = -\lambda \cdot \nabla T$$

Für den Spezialfall eines Stabes mit der Länge L , der Querschnittsfläche A und den Temperaturen T_1 und T_2 an den Enden wird daraus :

$$P = \vec{j} \cdot A = A \cdot \lambda \cdot \frac{T_1 - T_2}{L} \Rightarrow \Delta T = \frac{P \cdot L}{A \cdot \lambda}$$

Der Stabdurchmesser wurde hier zu 14 mm gewählt, so daß sich mit der Wärmeleitfähigkeit für Kupfer ($\lambda = 384 \text{ Wm}^{-1} \text{ K}^{-1}$) folgendes ΔT ergibt :

$$\Delta T = \frac{12 \text{ W} \cdot 0.38 \text{ m}}{1.53 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2 \cdot 384 \text{ Wm}^{-1} \text{ K}^{-1}} = 78^\circ \text{K}$$

Bei einer Heizleistung der Spulen von 12 W, was einem Feldgradienten von 7 G/cm entspricht, beträgt der Temperaturunterschied zwischen den Spulenkörpern und dem gekühlten Stabende 78 K. Mit Hilfe des Peltierelements kann die Temperatur auf dessen kalter Seite bei ca. -30°C gehalten werden. Die Spulen sollten also nicht heißer als ca. 50°C werden. Bevor sie jedoch in Betrieb genommen wurden, sind sie 3 Wochen bei ca. 150°C ausgeheizt worden. Beim Ausheizen muss man die Temperatur langsam steigern, um zu verhindern, dass durch eine zu hohe Ausheiztemperatur die Polyimidbeschichtung des Drahtes zu schmelzen beginnt.

An die Experimentierkammer schließt sich ein Fünffachkreuzstück (CF-100) an. An diesem

ist eine Turbomolekularpumpe mit einer Drehschiebervorpumpe angeschlossen. Als Option ist zusätzlich eine Titansublimationspumpe installiert. Diese kann jederzeit in Betrieb genommen werden, wenn man die Qualität des Vakuums noch einmal verbessern will. Ohne den Titansublimator wird ein Vakuumenddruck von ca. $3 \cdot 10^{-10}$ mbar erreicht. Bei der Montage des Titansublimators muss man darauf achten, dass das austretende Titan nicht die Fenster bedampfen kann. Der nach oben führende Flansch des Kreuzstücks besitzt einen Adapter von CF-100 auf CF-16. Hier wird der Kupferstab zur Kühlung der Spulen durchgeführt. An den Stirnseiten besitzt die Kammer zwei CF-100-Fenster als optischen Zugang.

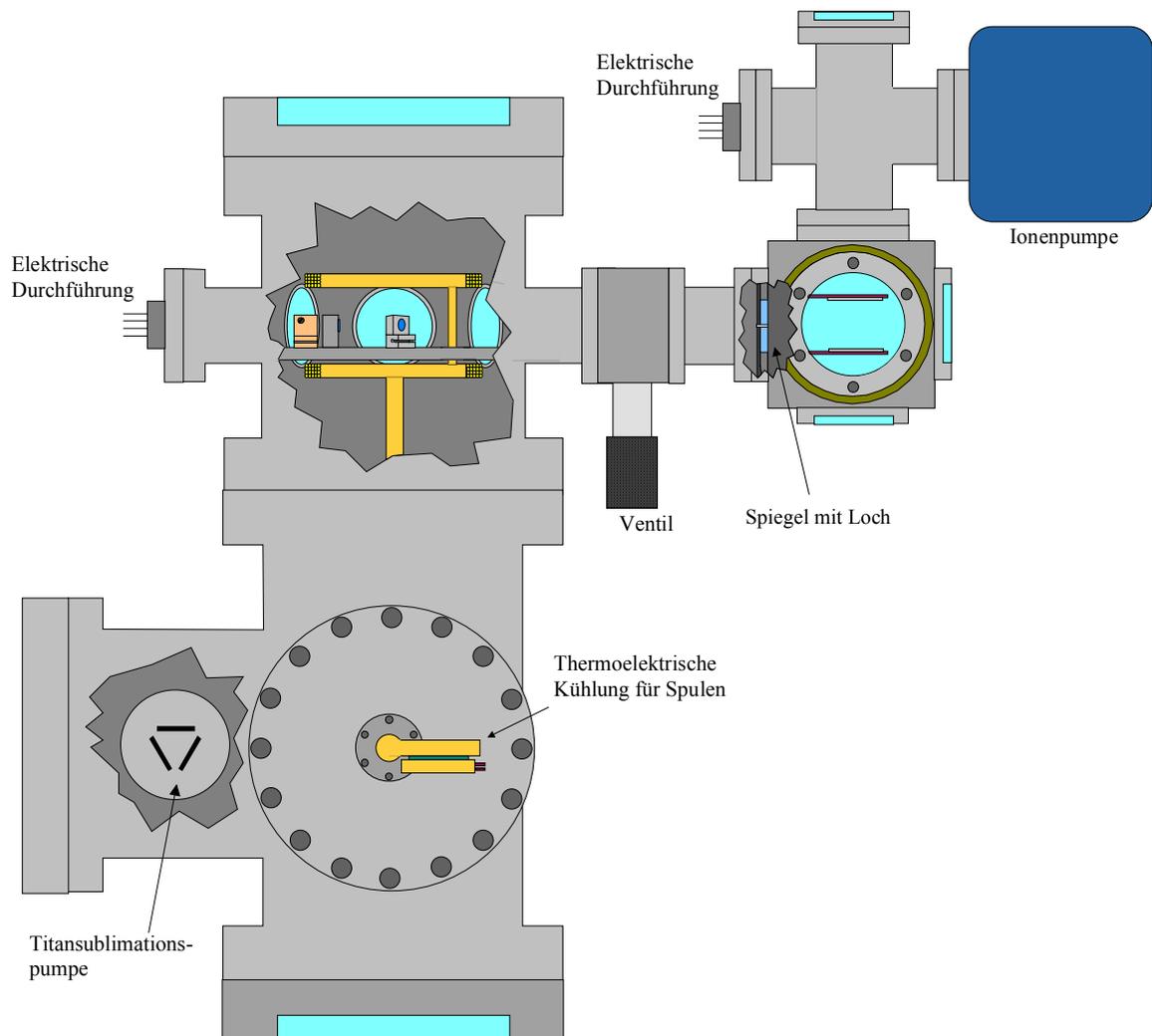


Abb. 7: Gesamtansicht der Vakuumkammer

Abbildung 7 zeigt die gesamte Vakuumanlage in der Draufsicht. Man erkennt rechts die kleine Vakuumkammer mit der angeschlossenen Ionenpumpe (blau gezeichnet). Auf der Oberseite dieser Kammer befinden sich die felderzeugenden Spulen für die erste MOT (grün). Im Fenster sind zwei der insgesamt vier Dispenser zu sehen. Die Experimentierkammer enthält den Resonator und die Spulen (gelb). Nicht zu sehen sind der Druckmesskopf und die Turbomolekularpumpe, welche sich unterhalb des Fünffachkreuzstücks befindet. Alle hellblau gezeichneten Flächen sind Fenster

4. Kapitel

Der kalte Atomstrahl

Die in diesem Kapitel vorgestellten Experimente dienen dazu die Geschwindigkeit der Atome im Strahl und den atomaren Fluss zu bestimmen. Um die Anzahl der pro Zeit transferierten Atome zu ermitteln, wird zunächst mit einer TOF-Messung (Time of flight) die Teilchengeschwindigkeit gemessen. Zusammen mit einer Dichtemessung der Atome im Atomstrahl und dessen geometrischer Größe, lässt sich der atomare Fluss berechnen.

4.1 Bestimmung der Geschwindigkeit der Atome im Atomstrahl

Um die Geschwindigkeit der Atome zu messen, muß es zunächst möglich sein, den Strahl kontrolliert ein- und auszuschalten. Hierzu wird ein intensiver ($I \gg I_s$) resonanter Laserstrahl senkrecht auf den Atomstrahl ausgerichtet. Ist der Laser angeschaltet, so werden alle Atome von der Spontankraft des resonanten Laserlichts aus ihrer ursprünglichen Richtung abgelenkt, so dass diese gar nicht mehr am Ort der zweiten magnetooptischen Falle ankommen. Ist der Laser jedoch abgeschaltet, so ist der Atomstrahl "angeschaltet". Mit Hilfe dieses Lasers ist es also möglich den Atomstrahl an- und auszuschalten. In 20 cm Entfernung von diesem "Schalter" wird ein sehr schwacher Probelaser senkrecht auf den Atomstrahl gerichtet und mit einer Photodiode detektiert. Aus der Zeitdifferenz vom Einschalten des Atomstrahls bis zum Beginn der Absorption des Probestrahls und dem Abstand des Probelasers vom intensiven Ablenklaser kann man die Geschwindigkeit der Atome bestimmen (s. Abb. 8).

Vom Ausschalten des Ablenklasers (d. h. Einschalten des Atomstrahls) bis zum Beginn der Absorption vergehen 13 ms. Zu diesem Zeitpunkt erreichen die schnellsten Atome den Probestrahl. Nach weiteren 25 ms ist die Absorption maximal. Zu diesem Zeitpunkt sind auch die langsamsten Atome am Probestrahl angekommen. Das Photodiodensignal bleibt jetzt auf einem konstanten Niveau, weil der Probestrahl von einem homogenen Fluss von Atomen absorbiert wird. Erst wenn der Ablenklaser eingeschaltet wird (der Atomstrahl also ausgeschaltet ist) sinkt die Absorption wieder auf ihren ursprünglichen Wert.

Die Geschwindigkeit der schnellsten und langsamsten Atome beträgt :

$$v_{\max} = \frac{\Delta x}{\Delta t_{\min}} = \frac{20 \text{ cm}}{13 \text{ ms}} = 15.4 \frac{\text{m}}{\text{s}}$$

$$v_{\min} = \frac{\Delta x}{\Delta t_{\max}} = \frac{20 \text{ cm}}{38 \text{ ms}} = 5.3 \frac{\text{m}}{\text{s}}$$

$$\bar{v}_{\text{Atom}} \approx 10 \frac{\text{m}}{\text{s}}$$

Insgesamt lässt sich feststellen, dass die Geschwindigkeit der Atome zwischen 5 m/s und 15 m/s beträgt und im Mittel etwa 10 m/s. Die zweite MOT wird mit einer Verstimmung von ca. 2Γ betrieben, so dass die Einfanggeschwindigkeit v_C bei 9.2 m/s liegt. Es ist also nicht nötig die Atome durch einen entgegenkommenden Laserstrahl abzubremsen.

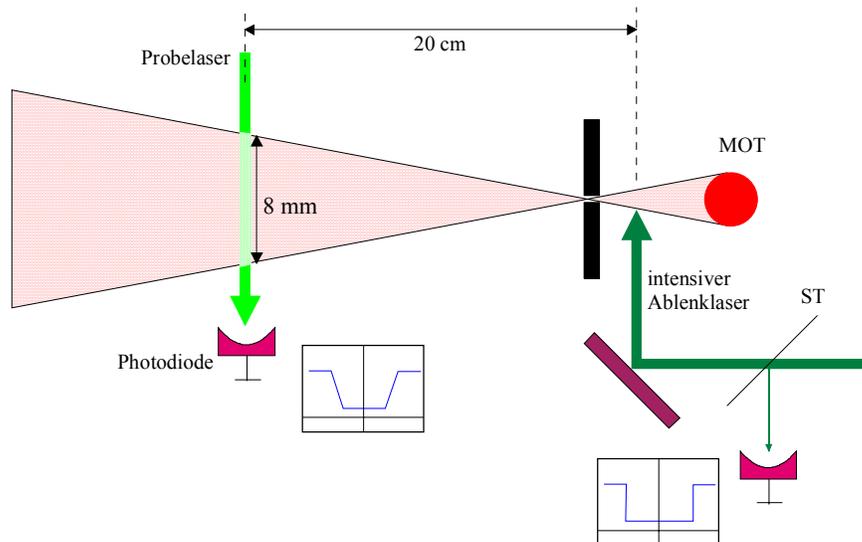


Abb. 8 : Aufbau zur Messung der Geschwindigkeit der Atome im Atomstrahl (die Divergenz des Atomstrahls ist stark übertrieben gezeichnet)

4.2 Dichteverteilung der Atome und atomarer Fluss

Der Atomstrahl ist nach dem Durchqueren des kleinen Lochs in dem einen MOT-Spiegel nicht kollimiert sondern leicht divergent. Der Strahlradius nimmt also mit zunehmender Entfernung vom Spiegel zu. Am Ort der zweiten magnetooptischen Falle konnte er mit Hilfe einer Kamera und einem geeichten Maßstab auf dem Bildschirm zu $r_0 \approx 4$ mm bestimmt werden. Bei einer Geschwindigkeit von 10 m/s und einer Entfernung von 23 cm zur ersten magnetooptischen Falle bewegen sich die Atome durch die Gravitation zusätzlich 2.6 mm nach unten. Da der Strahl divergent, die Teilchenzahl jedoch konstant ist, ändert sich die Atomdichte entlang der Strahlachse. Die Gesamtzahl N der Atome, die in 1 s durch den Atomstrahl in die zweite Kammer transferiert werden, ist die lokale Dichte ρ (die mit $1/x^2$ abnimmt) multipliziert mit der Querschnittsfläche $A(x)$ und aufintegriert von $x=0$ bis $x=v_{\text{Atom}} \cdot 1 \text{ s} = 10 \text{ m}$.

$$N = \int_{x=0}^{x=10 \text{ m}} \rho(x) \cdot A(x) dx$$

Mit $r(x) = r_0 \cdot x/x_0$ folgt für $A(x)$ und $\rho(x)$:

$$A(x) = \pi \cdot r(x)^2 = \frac{\pi \cdot x^2 \cdot r_0^2}{x_0^2}$$

$$\rho(x) = \rho_0 \cdot \frac{x_0^2}{x^2}$$

Damit folgt für die Teilchenzahl N , die in einer Sekunde in die zweite Kammer gelangen :

$$N = \int_{x=0}^{x=10\text{m}} \rho_0 \cdot \frac{x_0^2}{x^2} \cdot \frac{\pi \cdot x^2 \cdot r_0^2}{x_0^2} dx = \int_{x=0}^{x=10\text{m}} \rho_0 \cdot \pi \cdot r_0^2 dx = \rho_0 \cdot \pi \cdot r_0^2 \cdot 10\text{m}$$

Die einzige unbekannte Größe in diesem Ausdruck ist die Dichte ρ_0 . Die Berechnung von ρ_0 erfordert eine Absorptionsmessung. Hierzu wird die Absorption eines schwachen Probestrahls beim senkrechten Durchlauf durch den Atomstrahl gemessen. Aus der Absorption kann die Dichte der Atome am Ort des Probestrahls berechnet werden. Damit ist die Dichteverteilung im gesamten Atomstrahl bekannt. Für den Zusammenhang zwischen Absorption und Dichte gilt [39] :

$$I(r) = I(r(x)) = I_0 \cdot e^{-2 \cdot \sigma \cdot \rho(x) \cdot r(x)}$$

$2 \cdot r(x)$ ist dabei der Weg, den das Licht durch die Atomdichte $\rho(x)$ zurückzulegen hat. σ ist der Wechselwirkungsquerschnitt für resonante Lichtstreuung .

$$\frac{I(r_0)}{I_0} = e^{-2 \cdot \sigma \cdot \rho_0 \cdot r_0}$$

$$\rho_0 = -\frac{\ln\left(\frac{I(r_0)}{I_0}\right)}{2 \cdot r_0 \cdot \sigma}$$

Für den Wechselwirkungsquerschnitt σ gilt im Fall niedriger Intensität und bei Resonanz :

$$\sigma = \frac{3 \cdot \lambda^2}{2\pi}$$

Der Atomfluss ist also :

$$\frac{dN}{dt} = \rho_0 \cdot \pi \cdot r_0^2 \cdot 10\text{m} = -\frac{1}{2} \cdot \ln\left(\frac{I(r_0)}{I_0}\right) \cdot \pi \cdot r_0 \cdot \frac{1}{\sigma} \cdot v_{\text{Atom}} \cdot 1\text{s}$$

Mit den numerischen Werten für $r_0=4\text{ mm}$, $v_{\text{Atom}}=10\text{ m/s}$, $\sigma=2,9 \cdot 10^{-13}\text{ m}^2$ und einer gemessenen relativen Absorption von 2,3 ‰ folgt für den Atomfluss:

$$\frac{dN}{dt} = 5 \cdot 10^8 \text{ Atome pro sek.}$$

Die erste MOT erzeugt also einen kalten Atomstrahl mit einem maximale Fluß von $5 \cdot 10^8$ Atomen pro Sekunde, der zum Laden der zweiten MOT dient. Welche Eigenschaften diese hat, soll im folgenden bestimmt werden. Dazu wird ihre maximale Atomzahl und Lebensdauer gemessen.

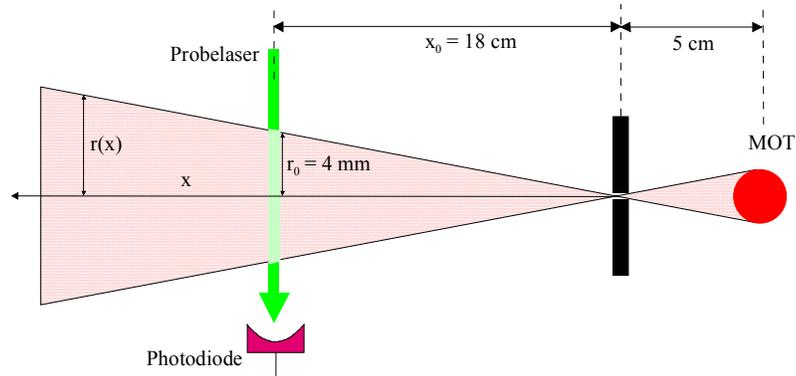


Abb. 9 : Schematischer Aufbau bei der Dichtemessung der Atome im Atomstrahl

4.3 Atomzahl und Lebensdauer der 2. MOT

Die Lebensdauer der Falle kann man über die Abnahme der von ihr ausgehenden Fluoreszenz bestimmen. Die Menge des von der MOT emittierten Lichts ist proportional zur Anzahl der in ihr enthaltenen Atome. Da die Atomzahl im wesentlichen exponentiell abnimmt (da nur Stöße mit dem Hintergrundgas, also Einkörperstöße eine Rolle spielen), lässt sich aus einer angepassten Exponentialfunktion die $1/e$ -Lebensdauer ermitteln. Die Lebensdauer der Falle ist unter diesen Bedingungen praktisch nur abhängig vom Vakuumdruck. Abbildung 10 zeigt die Abnahme der von der MOT ausgehenden Fluoreszenz mit der Zeit. Die Exponentialfunktion hat eine Zeitkonstante von $\tau=8.3 \text{ s}$.

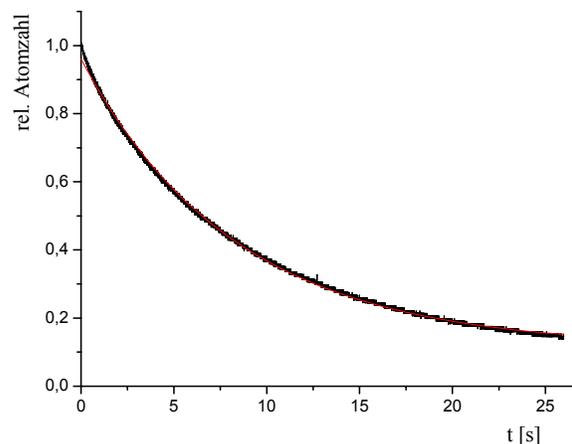


Abb. 10: Exponentieller Zerfall der MOT mit $\tau=8.3 \text{ s}$

Die maximale Atomzahl kann auf zwei verschiedene Arten bestimmt werden. Zum einen kann das Fluoreszenzlicht mit einer geeichten Photodiode detektiert werden. Aus dem Raumwinkel den die Photodiode abdeckt und der Streurrate der Atome, kann die Anzahl der in der MOT enthaltenen Atome berechnet werden. Hierzu muss man die Leistung der Laserstrahlen und ihre Verstimmung gegenüber der atomaren Übergangsfrequenz kennen. Man misst in einer bestimmten Entfernung d von der Falle den Photostrom, den das Fluoreszenzlicht in der Photodiode hervorruft und kann hieraus die Lichtleistung berechnen, die auf die lichtensitive Fläche A gefallen ist. Es gilt :

$$\frac{4\pi}{\Omega} \cdot P = N \cdot \gamma \cdot \hbar \cdot \omega$$

Hierbei ist P die Leistung die auf den Photodetektor fällt. Dieser nimmt den Raumwinkel Ω ein. Somit steht auf der linken Seite der Gleichung die gesamt von der MOT abgestrahlte Leistung. Auf der rechten Seite ist N die Atomzahl und γ die Streurrate. Somit steht links ebenfalls die abgestrahlte Gesamtleistung. Für die Atomzahl erhält man deswegen :

$$N = \frac{4\pi \cdot P}{\hbar \cdot \omega \cdot \gamma \cdot \Omega} = \frac{4\pi \cdot P \cdot d^2}{\hbar \cdot \omega \cdot \gamma \cdot A}$$

$A=1.04\text{cm}^2$ ist die Fläche der Photodiode. Für die Streurrate der Atome bei der Verstimmung δ gilt [39]:

$$\gamma = \frac{S_0 \cdot \Gamma \cdot \pi}{1 + S_0 + \left(\frac{2\delta}{\Gamma}\right)^2} \cdot 0.7$$

Γ steht für die Linienbreite des Übergangs ($\Gamma=5.9$ MHz) und S_0 ist der Sättigungsparameter $S_0=I/I_s$, wobei I_s die Sättigungsintensität ist (bei Rubidium $I_s=1.6$ mW/cm²). Der zusätzliche Faktor 0.7 trägt dem Umstand Rechnung, dass die Übergänge zwischen verschiedenen Zeemanniveaus mit verschiedenen Übergangswahrscheinlichkeiten stattfinden. Die gesamte Lichtintensität am Ort der MOT ist $I \approx 6 \cdot I_s \Rightarrow S_0=6$. Die Verstimmung δ war zum Zeitpunkt der Messung $\delta \approx 3\Gamma$. Die Streurrate eines Atoms errechnet sich damit zu $\gamma=1.84 \cdot 10^6$ Photonen pro Sekunde. Die von uns verwendete Photodiode erzeugt eine Photospannung von 95 mV, was einer Leistung von 380 nW entspricht. Dies ist die Strahlungsleistung aller Atome der MOT in den Raumwinkel Ω , für den gilt :

$$\Omega = \frac{A}{4\pi \cdot d^2} = \frac{1 \text{ cm}^2}{4\pi \cdot 100 \text{ cm}^2} = 8.2 \cdot 10^{-4}$$

Die Atomzahl in der MOT kann nun berechnet werden. Sie ist :

$$N = \frac{380 \cdot 10^{-9}}{6.625 \cdot 10^{-34} \cdot 3.84 \cdot 10^{14} \cdot 1.84 \cdot 10^6 \cdot 8.2 \cdot 10^{-4}} = 9.6 \cdot 10^8 \quad \text{Atome}$$

Auch das zweite Verfahren zur Atomzahlbestimmung beruht auf einer Fluoreszenzmessung. Diesmal wird aber keine Photodiode verwendet, sondern eine hochempfindliche CCD-Kamera. Anhand dieser Messung kann man erkennen, ob die CCD-Kamera richtig geeicht ist, und sie dann später für die Messung der Atomzahl in der Dipolfalle einsetzen. Die

Fluoreszenz-Photonen lösen im CCD-Chip Elektronen aus, die dort zunächst gespeichert werden. Wird der Chip ausgelesen, und summiert man die Anzahl der Photoelektronen auf, so läßt sich hieraus die Anzahl der auf das Objektiv der Kamera aufgetroffenen Photonen berechnen :

$$N = \frac{Z}{t \cdot Q_E \cdot \Omega \cdot \gamma \cdot G \cdot B}$$

Hierin bedeuten N die Atomzahl in der MOT, Z die Zählrate der Kamera, t die Belichtungszeit des CCD-Chips, Ω den Raumwinkel den das Objektiv der Kamera erfaßt, Q_E die Quanteneffizienz (das ist die pro Photon ausgelöste Zahl an Photoelektronen, $Q_E=0.68$) und γ die Streurrate eines Atoms. G ist eine Größe die als CCD-Gain bezeichnet wird und angibt, wie hoch die Zählrate pro Photoelektron ist ($G=0.7$). B steht für die durch die Objektivapertur hervorgerufene Lichtabschwächung.

Wird ein Bild der MOT gemacht, so muß zunächst der Untergrund abgezogen werden. Dies dient dazu alle detektierten Photonen, die nicht von der Falle stammen später abziehen zu können. So kann man sicher sein, dass man nur eine Zählrate erhält, die von Fluoreszenzphotonen der MOT stammt. Die Zählrate für dieselbe Falle wie bei der Messung oben liegt bei $Z=1.52 \cdot 10^8$. Damit folgt für die Atomzahl N:

$$N = \frac{1.52 \cdot 10^8}{0.03\text{s} \cdot 0.68 \cdot 1.58 \cdot 10^{-3} \cdot 0.7 \cdot 0.0039 \cdot 1.84 \cdot 10^6 \text{ Hz}} = 9.4 \cdot 10^8 \quad \text{Atome.}$$

Bei dieser Messung betrug die Belichtungszeit 30 ms und die Objektivapertur bewirkte eine Lichtabschwächung um den Faktor 256.

Da beide Verfahren nahezu identische Ergebnisse liefern, ist davon auszugehen, dass die Kamera richtig geeicht ist, und somit zur Atomzahlbestimmung in der Dipolfalle eingesetzt werden kann.

5. Kapitel

Der Ringresonator- Aufbau und Eigenschaften

Dieses Kapitel beschäftigt sich mit dem mechanischen Aufbau und den optischen Eigenschaften des Ringresonators. Außerdem wird eine Messung der Verweildauer der Photonen im Resonator durchgeführt, um daraus die Finesse bestimmen zu können.

5.1 Aufbau des Resonators

Die Geometrie und Größe des Resonators ist durch das Experiment weitgehend vorbestimmt. Die Resonatorgröße kann aufgrund des großen Durchmessers der MOT-Strahlen nicht beliebig verringert werden, und dort wo sich später einmal die MOT befindet, muss die im Resonator umlaufende Mode eine Strahltaille haben. Der hier verwendete Ringresonator ist aus drei hochreflektierenden Spiegeln aufgebaut, die die Form eines rechtwinkligen Dreiecks bilden. Der Umlaufweg des Lichts im Resonator beträgt ca. 9.7 cm. Der Einkoppelspiegel ist plan und hat eine Transmission von 23 ppm. Die beiden anderen Spiegel sind Hochreflektoren mit einem Krümmungsradius von 200 mm und einer Transmission von 1.6 ppm. Der Resonator und eine vor dem Einkoppelspiegel angebrachte Optik sind auf einer runden Grundplatte aus VA-Stahl montiert. Die Optik vor dem Einkoppelspiegel dient dem Aufteilen des Laserstrahls (für beide Umlaufrichtungen) und dem Einstellen der richtigen Polarisation (die Spiegel sind nur für lineare vertikale Polarisation hochreflektierend).

Das Licht wird in einem Winkel von ca. 50° zur Resonatorebene eingestrahlt und von einem Spiegel in die Resonatorebene gelenkt. Von dort gelangt es in einen polarisierenden Strahlteilerwürfel, wo die Strahlen für beide Umlaufrichtungen getrennt werden. Das vom Strahlteilerwürfel abgelenkte Licht (vertikale Polarisation) gelangt über einen einstellbaren Umlenkspiegel direkt auf den Einkoppelspiegel des Resonators. Das durch den Würfel transmittierte Licht besitzt die falsche (horizontale) Polarisation. Deswegen ist vor dem Einkoppelspiegel noch ein $\lambda/2$ -Plättchen eingebaut, das die Polarisationsebene des Lichts um 90° dreht. Damit sich die beiden im Resonator umlaufenden Richtungen exakt überlagern, muss der Strahlengang so justiert sein, dass das am Einkoppelspiegel direkt reflektierte Licht genau mit dem einfallenden Strahl überlagert ist. Die justierbaren Halter für die beiden Umlenkspiegel und den Strahlteilerwürfel sind aus Phosphorbronze gefertigt. Dieses sehr elastische Material gewährleistet, dass die Spiegelhalter über einen weiten Bereich einstellbar bleiben. Abbildung 11 zeigt den Aufbau des Resonators innerhalb der Vakuumkammer.

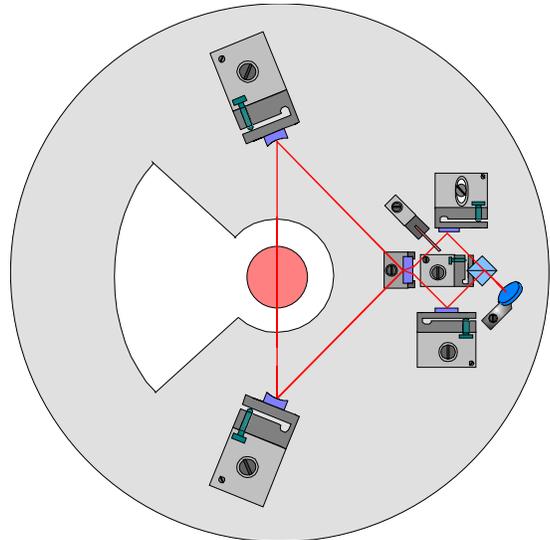
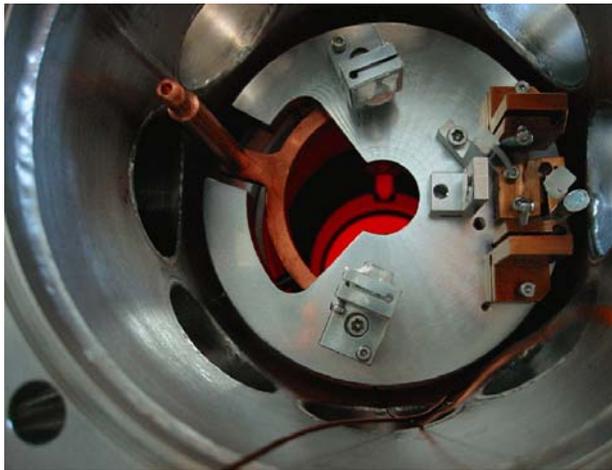


Abb. 11 : Photo des bereits in die Vakuumkammer eingebauten Resonators (links) und schematischer Aufbau des Ringresonators mit der Einkoppeleinheit

5.2 Eigenmoden des Resonators

Die im Resonator umlaufende Mode soll so beschaffen sein, dass die während eines Umlaufs aufgesammelte Phase genau die Resonanzbedingung erfüllt. Der Strahl muss also nach einem Umlauf wieder auf sich selbst abgebildet werden. In der Sprache der Gaußschen Strahloptik heißt das, dass die ABCD-Matrix angewandt auf den Strahl (der durch den Strahlparameter q beschrieben wird) wieder denselben Gaußstrahl (mit demselben Strahlparameter q) ergeben muß [46] :

$$q = \frac{A \cdot q + B}{C \cdot q + D}$$

ABCD ist dabei die Matrix, die den gesamten Resonator beschreibt. Sie setzt sich zusammen durch Matrizenmultiplikation aus den einzelnen Elementen des Resonators. Diese sind im Einzelnen [47] :

$$\text{Ebener Spiegel} : \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$$

$$\text{freie Wegstrecke} : \begin{pmatrix} 1 & d \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$$

Für einen gekrümmten Spiegel mit Krümmungsradius R , der unter dem Winkel α getroffen wird, lautet die Transformationsmatrix :

$$\text{Vertikal} : \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ \frac{-2 \cdot \cos(\alpha)}{R} & 1 \end{pmatrix} \qquad \text{Horizontal} : \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ \frac{-2}{R \cdot \cos(\alpha)} & 1 \end{pmatrix}$$

Aus diesen Matrizen setzt sich die ABCD-Matrix des Resonators zusammen. Damit erhält man eine Bestimmungsgleichung für die Strahltaile w_0 . Zwischen den beiden gekrümmten Spiegeln hat die Strahltaile ein w_0 von $128.3 \mu\text{m}$ (horizontal) und $w_0=133.4 \mu\text{m}$ (vertikal). Der Fokus auf dem Einkoppelspiegel hat $w_0=120.8 \mu\text{m}$ (horizontal) und $w_0=127.0 \mu\text{m}$ (vertikal). Dass es für die beiden Fokuspunkte jeweils ein horizontales und vertikales w_0 gibt, liegt daran, dass die gekrümmten Spiegel unter einem schrägen Winkel getroffen werden. Die effektive Brennweite der Spiegel ist so in horizontaler und vertikaler Richtung verschieden und deswegen ist die Resonatormode nicht ganz radialsymmetrisch. Die Berechnungen zeigen jedoch, dass die Unterschiede gering sind, so dass man in sehr guter Näherung mit dem Mittelwert rechnen kann.

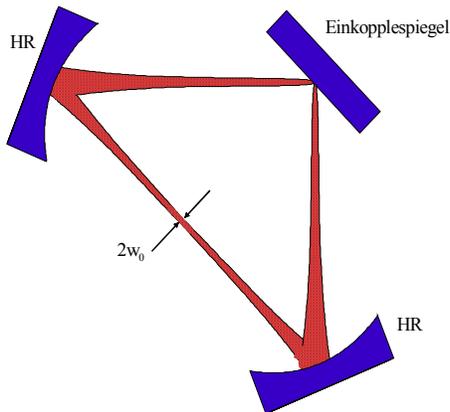


Abb. 12 : Der Resonator und seine Eigenmode. Genau zwischen den beiden gekrümmten Spiegeln und auf dem Einkoppelspiegel befindet sich eine Strahltaile. Eine weitere Strahltaile befindet sich auf dem Einkoppelspiegel.

5.3 Finesse des Resonators

Für die Experimente sind aber nicht nur die Stabilität und die Geometrie des Resonators von Bedeutung, sondern auch seine Fähigkeit Licht zu speichern. Ein Maß für diese Fähigkeit ist die Finesse. Die Finesse F kann definiert werden über den freien Spektralbereich des Resonators und seine Linienbreite:

$$F = \frac{\Delta_{\text{FSR}}}{\Gamma_{\text{Res}}} = \frac{c}{L \cdot \Gamma_{\text{Res}}}$$

Hierin bedeuten Δ_{FSR} den freien Spektralbereich des Resonators, Γ_{Res} die Linienbreite und L die Länge des Lichtwegs. Bei vorgegebenem Aufbau hängt die Finesse eines Resonators ausschließlich von der Reflektivität der Spiegel ab :

$$F = \frac{\pi \cdot \sqrt{R_g}}{1 - R_g} \quad \text{mit} \quad R_g = \sqrt{\prod_i R_i}$$

R_g ist also die Wurzel aus dem Produkt von allen Intensitätsreflexionskoeffizienten. Im Fall eines Ringresonators mit zwei identischen hochreflektierenden Spiegeln mit dem Intensitätsreflexionskoeffizienten R_2 und einem Einkoppelspiegel mit Intensitätsreflexionskoeffizienten R_1 ist R_g :

$$R_g = \sqrt{\prod_i R_i} = \sqrt{R_1 \cdot R_2 \cdot R_2} = R_2 \cdot \sqrt{R_1}$$

Eine sehr hohe Reflektivität und damit eine Finesse von mehr als 10^5 läßt sich nur mit absorptionsarmen, dielektrischen Vielschichtspiegeln erreichen. Die Beschichtung dieser Spiegel besteht aus vielen Lagen der optischen Dicke $\lambda/2$. Die an den Grenzflächen reflektierten Lichtstrahlen erfahren konstruktive Interferenz, was zu einem hohen Reflexionsgrad führt. Aufgrund ihres Aufbaus besitzen die Spiegel nur für einen bestimmten Einfallswinkel und eine bestimmte Wellenlänge diese Qualität. Die Spiegelsubstrate sind hochpoliert, um Verluste durch Streuung und Absorption so weit wie möglich zu minimieren. Die hier zum Einsatz kommenden Spiegel sind von der Firma Research Electro-Optics Inc.[®] hergestellt. Der planare Einkoppelspiegel ist für einen Einfallswinkel von 45° optimiert und hat hierbei eine Transmission von $T_1=23 \pm 5$ ppm.

Für die gekrümmten Spiegel ist der Transmissionskoeffizient $T_2=1.6$ ppm bei einem Einfallswinkel von 22.5° . Diese Werte gelten bei einer Wellenlänge von $\lambda = 780$ nm.

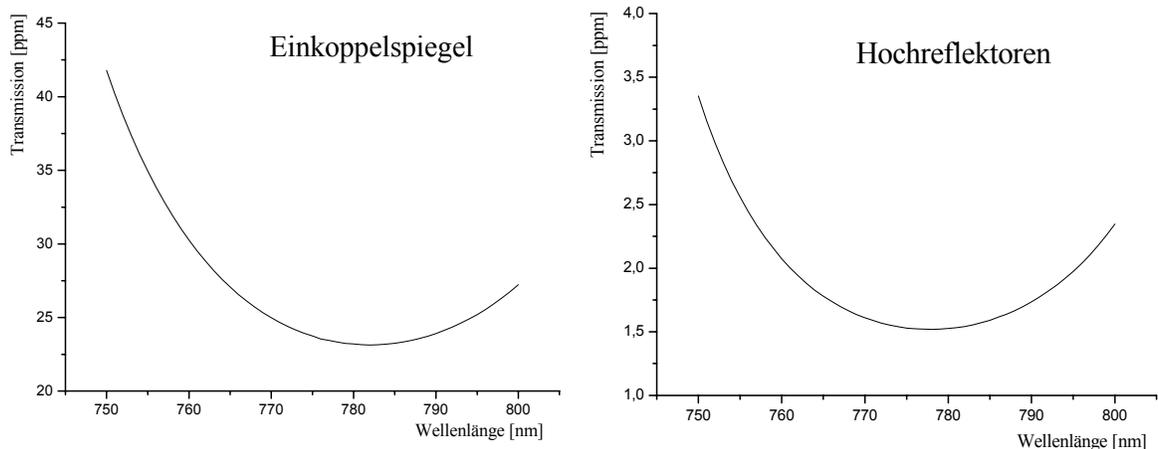


Abb. 13 : Abhängigkeit des Transmissionskoeffizienten der Hochreflektoren und des Einkoppelspiegels von der Wellenlänge (Herstellerangaben bei s-Polarisation)

Zwischen Transmissionskoeffizient T, Absorptionskoeffizient A und Reflexionskoeffizient R besteht der Zusammenhang :

$$T + A + R = 1$$

Zwischen der Finesse des Resonators und den Gesamtverlusten R_1 und R_2 für den Einkoppelspiegel bzw. die Hochreflektoren besteht der Zusammenhang:

$$F = \frac{\pi \cdot \sqrt{R_g}}{1 - R_g} = \frac{\pi \cdot \sqrt{R_1 \cdot R_2}}{1 - \sqrt{R_1 \cdot R_2}}$$

Kennt man die Finesse des Resonators, so kann man daraus die Gesamtverluste berechnen. Eine Messung der tatsächlich vorliegenden Finesse erfolgt über die Zerfallszeit des Lichtfeldes im Resonator und wird weiter unten diskutiert. Liegt der Resonanzfall vor, wird also Licht in den Resonator eingekoppelt, so erfährt das im Resonator befindliche Lichtfeld eine starke Überhöhung. Die Vorgänge im Resonanzfall lassen sich anhand von Abb. 14 veranschaulichen [49]:

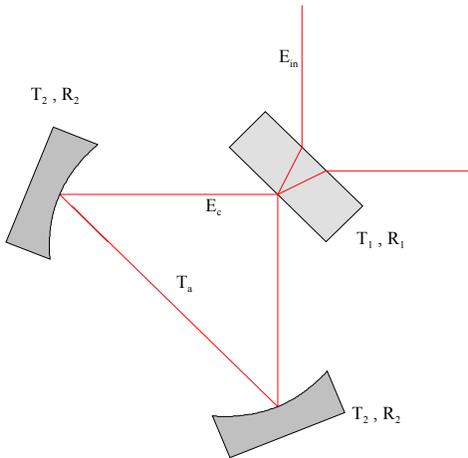


Abb. 14 : Skizze des Resonators; E_{in} ist das auf den Resonator eintreffende elektrische Feld. T und R sind die Transmissions- bzw. Reflexionskoeffizienten der Spiegel. Das überhöhte Feld im Resonator ist E_c . Alle im Resonator auftretenden Verluste sind in T_a zusammengefasst.

Für das im Resonator befindliche Feld gilt : $E_c = E_c \cdot T_a \cdot R_2^2 \cdot R_1 \cdot e^{i\varphi} + E_{in} \cdot T_1$. Das Feld im Resonator setzt sich also zusammen aus dem einfallenden Feld, multipliziert mit der Transmission des Einkoppelspiegels, und dem schon im Resonator umlaufenden Feld multipliziert mit den Reflexionskoeffizienten der Spiegel, dem Koeffizienten T_a und mit einer Umlaufphase $e^{i\varphi}$. Im Resonanzfall ist $\varphi = 180^\circ$ und die obige Gleichung wird zu :

$$E_c = E_c \cdot T_a \cdot R_2^2 \cdot R_1 + E_{in} \cdot T_1$$

Aus dieser Gleichung läßt sich das Verhältnis aus eingestrahlttem Feld E_{in} und dem im Resonator befindlichen Feld E_c berechnen. Die Überhöhung des Feldes hängt nur von den internen Verlusten im Resonator und der Reflektivität der Spiegel ab:

$$\frac{E_c}{E_{in}} = \frac{T_1}{1 - T_a \cdot R_2^2 \cdot R_1}$$

Bei Resonanz gibt es zwischen dem direkt am Einkoppelspiegel reflektierten und dem aus dem Resonator austretenden Licht eine 180° -Phasenverschiebung. Die hierbei auftretende destruktive Interferenz I_{des} ist dann als Linie des Resonators auf einem Photodetektor nachweisbar.

$$I_{des} = I_{ref} + I_{Res} - 2 \cdot \sqrt{I_{ref} \cdot I_{Res}}$$

I_{ref} ist die direkt reflektierte Intensität und I_{Res} die aus dem Resonator austretende Leistung $I_{Res} = I_c \cdot T_1$. Für die Überhöhung des Lichtfeldes im Resonator kann man auch schreiben [48]:

$$\frac{I_c}{I_{in}} = \frac{4 \cdot T_1 \cdot (1-A)}{(A+T_1)^2}$$

A sind die internen Verluste, die durch die Transmission und die Absorption der Hochreflektoren und durch die Absorption des Einkoppelspiegels verursacht werden: $A=A_1+2 \cdot (T_2+A_2)$. Die Intensitätsüberhöhung im Resonator hängt von den internen Verlusten ab. Sind diese genauso groß wie die Transmission des Einkoppelspiegels, also $A=T_1$, dann kann die gesamte einfallende Leistung in den Resonator eingekoppelt werden und es gibt

kein reflektiertes Licht mehr. Man spricht dann von optimaler Impedanzanpassung [48] :

$$\frac{I_{\text{des}}}{I_{\text{in}}} = \left(\frac{A - T_1}{A + T_1} \right)^2 \quad (= 0 \quad \text{für } A = T_1)$$

Dieses ist auch der Grund, warum für die Transmission des Einkoppelspiegels der Wert 23 ppm gewählt wurde. A_1 und A_2 liegen laut Hersteller zwischen 5 und 20 ppm. Nimmt man an, dass der optimale Wert von 5 ppm nicht erreicht wird, aber vielleicht 7 ppm, so gilt für den Fall optimaler Impedanzanpassung : $T_1 = A_1 + 2 \cdot (T_2 + A_2) = 7 + 2 \cdot (7 + 0.8) \text{ ppm} = 22.6 \text{ ppm} \cong 23 \text{ ppm}$. Der Fall optimaler Impedanzanpassung liegt nicht vor, weil die Verluste der Spiegel noch geringer sind als vom Hersteller angegeben (s. u.). Die Intensitätsüberhöhung im Resonator ist deswegen noch höher als im Fall optimaler Impedanzanpassung. Für die Abhängigkeit der Intensitätsüberhöhung von den Absorptionsverlusten A_1 und A_2 gilt :

$$\frac{I_c}{I_{\text{in}}}(A_1, A_2) = \frac{4 \cdot T_1 \cdot (1 - (A_1 + 2 \cdot (T_2 + A_2)))}{(A_1 + 2 \cdot T_2 + 2 \cdot A_2 + T_1)^2}$$

Die folgende Abbildung zeigt die Überhöhung im Resonator in Abhängigkeit von der Absorption der Spiegel, die hier für alle als gleich angenommen ist . Die Überhöhung steigt stark an, je verlustärmer die Spiegel sind.

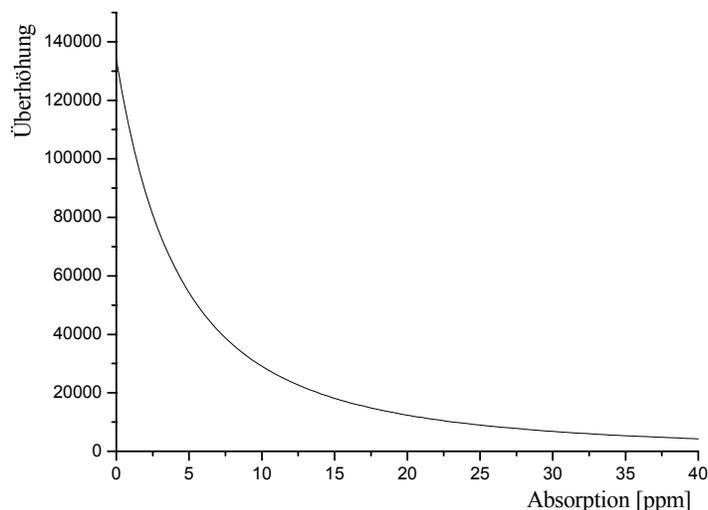


Abb. 15 : Abhängigkeit der Intensitätsüberhöhung im Resonator von den Absorptionsverlusten der Spiegel

Ein weitere wichtige Größe ist die einkoppelbare Leistung . Auch sie hängt entscheidend von den internen Verlusten ab. Die internen Verluste $A' = A_1 + 2A_2$, die durch Absorption und Streuung verursacht werden, hängen nicht von der Polarisationsrichtung des Lichtes ab. Die eingekoppelte Leistung in Abhängigkeit von A' verhält sich deswegen für zueinander senkrechte Polarisierungen des Lichtes ganz unterschiedlich. Es ist :

$$I_{\text{Koppel}} = I_{\text{in}} - I_{\text{des}}$$

$$I_{\text{Koppel}}^{\text{H}} = I_{\text{in}} \cdot \left(1 - \left[\frac{A' + 2 \cdot T_2^{\text{H}} - T_1^{\text{H}}}{A' + 2 \cdot T_2^{\text{H}} + T_1^{\text{H}}} \right]^2 \right) \quad \text{für die hohe Finesse}$$

$$I_{\text{Koppel}}^{\text{N}} = I_{\text{in}} \cdot \left(1 - \left[\frac{A' + 2 \cdot T_2^{\text{N}} - T_1^{\text{N}}}{A' + 2 \cdot T_2^{\text{N}} + T_1^{\text{N}}} \right]^2 \right) \quad \text{für die niedrige Finesse}$$

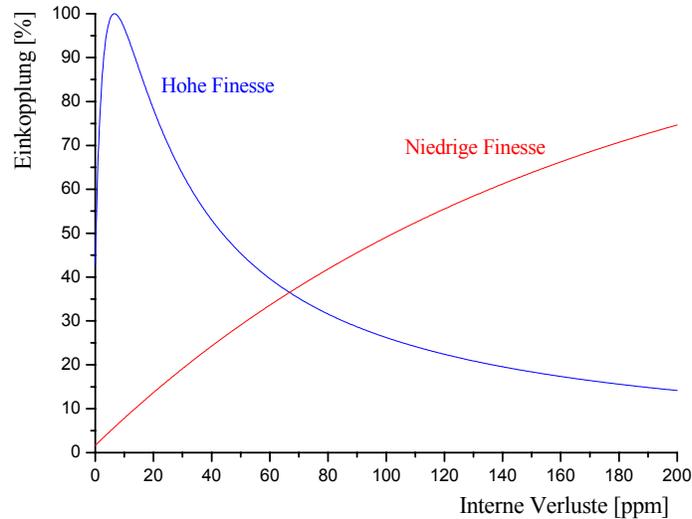


Abb. 16 : Einkoppelte Leistung in Abhängigkeit von den internen Verlusten A' für die hohe und niedrige Finesse

Die Messung der Finesse erfolgt über den Zerfall des Lichtfeldes im Resonator [80,81]. Die Intensitätszerfallszeit τ ist dabei direkt proportional zur Finesse. Als Intensitätszerfallszeit ist diejenige Zeit τ definiert, in der die Intensität im Resonator auf den e-ten Teil abgefallen ist. Ist der Laser stabilisiert (s. Kap. 6), wird also ständig Licht eingekoppelt, so baut sich im Resonator ein überhöhtes Feld auf. Der Teil des Lichts, der durch die Hochreflektoren transmittiert wird, kann mit einer Photodiode detektiert werden. Mit einem AOM wird das Licht sehr schnell abgeschaltet (Abschaltzeit \ll Intensitätszerfallszeit τ), und der dann stattfindende exponentielle Zerfall des Lichtfeldes ausgemessen. Wenn I_0 die Anfangsintensität ist, dann gilt für den zeitlichen Verlauf $I(t)$:

$$I(t) = I_0 \cdot e^{-\frac{t}{\tau}}$$

$$F = 2 \cdot \pi \cdot \Delta_{\text{FSR}} \cdot \tau$$

Abbildung 17 zeigt den gemessenen exponentiellen Abfall der Intensität mit einer Zerfallszeit von $\tau = 9.7 \pm 0.18 \mu\text{s}$. Daraus errechnet sich eine Finesse von $F = 187860 \pm 3480$. Nimmt man an, dass die Absorption- und Streuverluste bei allen Spiegeln gleich groß sind,

so gilt bei einer Finesse von 187860 für A, $A=2.4$ ppm. Die Intensitätsüberhöhung ist damit 82470.

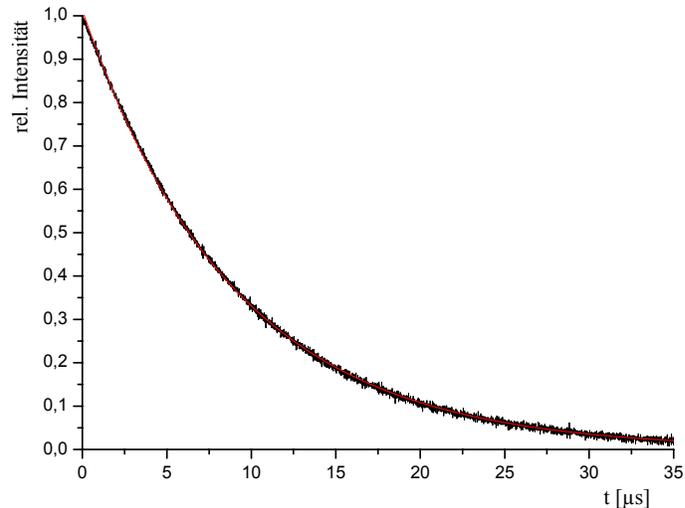


Abb. 17 : Zerfall des Lichtfeldes im Resonator

Die dazugehörige Linienbreite ist entsprechend schmal. Der freie Spektralbereich ist :

$$\Delta_{\text{FSR}} = \frac{c}{L} = \frac{3 \cdot 10^8 \text{ m/s}}{0.097 \text{ m}} = 3.1 \text{ GHz}$$

Damit folgt für die Linienbreite der Resonanz :

$$\Gamma_{\text{Res}} = \frac{\Delta_{\text{FSR}}}{F} = 16.4 \text{ kHz}$$

5.4 Einkopplung in den Resonator und Strahlführung

Um möglichst verlustarm in den Resonator einkoppeln zu können, muss der einfallende Strahl an die Geometrie der im Resonator umlaufenden Mode angepasst werden. Bei der Strahlführung vom Diodenlaser bis zum Einkoppelspiegel gibt es aber noch zahlreiche andere Punkte zu beachten. Zum einen muss der eingekoppelte Strahl eine perfekte Gaußmode sein und zudem die richtige Polarisation besitzen. Außerdem muss man das reflektierte Licht, das mit dem einkommenden überlagert ist, von diesem trennen ohne zuviel vom reflektierten Licht zu verlieren. Abbildung 18 zeigt schematisch den Aufbau der Strahlführung und -formung vom Laser bis zum Resonator.

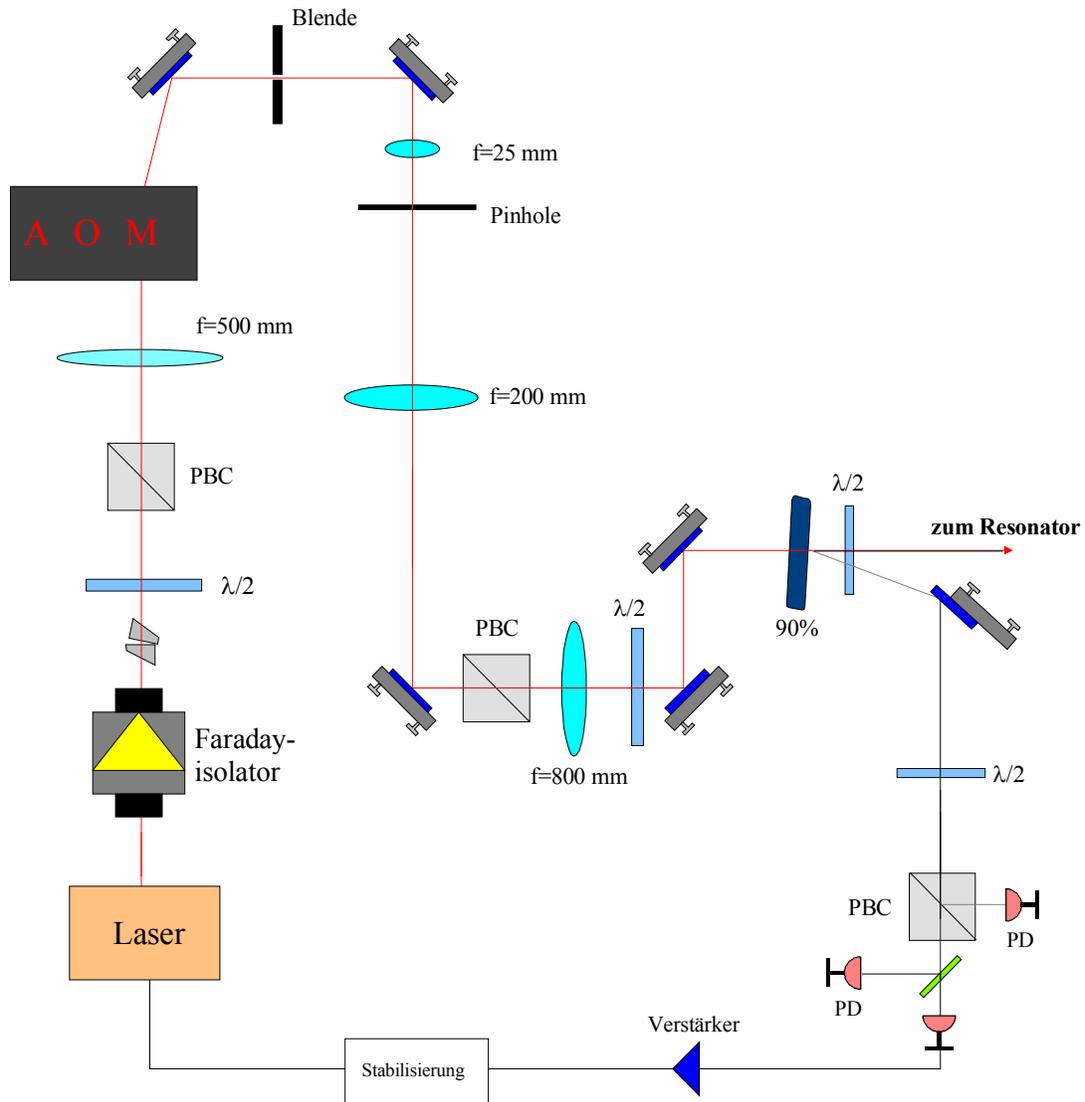


Abb. 18: Aufbau der Strahlführung vom Diodenlaser bis zum Resonator und der Detektion des reflektierten Lichts

Das erste optische Element nach dem Laser ist eine Faradayisolator, der unerwünschte Rückreflexionen in die Laserdiode verhindern soll. Das sich an den Isolator anschließende anamorphe Prismenpaar formt aus dem stark elliptischen Strahl des Lasers einen runden Strahlquerschnitt. Das nun folgende $\lambda/2$ -Plättchen dient zusammen mit dem polarisierenden Strahlteilerwürfel zur Einstellung der Leistung, die auf den Einkoppelspiegel trifft. Die Linse mit 500 mm Brennweite fokussiert den Strahl so, dass er von dem akustooptischen Modulator optimal moduliert werden kann und sich ca. 80% der Leistung in der ersten Beugungsordnung befinden. Der AOM dient in diesem Aufbau als schneller Schalter um das Licht schneller als die Intensitätszerfallszeit an- und abschalten zu können und um die Intensität regeln zu können. Nach dem AOM befindet sich ein Teleskop, das aus einer 25 mm achromatischen Linse und einer 200m Linse besteht. Im Brennpunkt ist ein $75 \mu\text{m}$

Pinhole angebracht, um einen rein gaußförmigen Strahlquerschnitt zu erzeugen. Das dann folgende Paar aus polarisierendem Strahlteilerwürfel und $\lambda/2$ -Plättchen dient zum "Reinigen" der Polarisation und Einstellen der Leistungsverteilung auf die beiden Umlaufrichtungen im Resonator. Nach dem Strahlteilerwürfel besitzt das Licht nämlich ausschließlich horizontale Polarisation, so dass durch Drehung des $\lambda/2$ -Plättchens eine definierte Aufteilung am Strahlteilerwürfel im Vakuum erfolgt. Die Linse mit 800 mm Brennweite steht genau 800 mm vom Einkoppelspiegel entfernt und dient dazu, auf dem Einkoppelspiegel einen Fokus zu erzeugen um das eingestrahlte Licht der Resonatormode anzupassen. Das nächste optische Element ist ein Spiegel mit einer Reflexion von 90%. Dieser steht unter einem Winkel von etwas mehr als 90° im Strahlengang und soll dazu dienen das vom Resonator zurückreflektierte Licht vom einfallenden Licht zu trennen. Da man nur maximal einige hundert μW an Leistung benötigt, der Diodenlaser aber ca. 20 mW zur Verfügung stellt, spielt es keine Rolle, dass dieser Spiegel eine Transmission von nur 10% besitzt. Vom reflektierten Licht gehen so aber nur 10% verloren. Dies ist vor allem dann wichtig, wenn man sehr wenig Leistung einstrahlt und man möglichst viel vom reflektierten Licht für die Stabilisierung benötigt. Durch Verluste an optischen Elementen und an den Fenstern der Vakuumkammer kann es passieren, dass nur 60% des eingestrahnten Lichtes zurückreflektiert werden. Für die Stabilisierung des Lasers stehen dann oft nur einige hundert Nanowatt zur Verfügung. Das nach diesem Spiegel angebrachte $\lambda/2$ -Plättchen soll die durch die beiden Spiegel, die zum Justieren der Einkopplung dienen, verursachte Drehung der Polarisation ausgleichen. Das reflektierte Licht von beiden Richtungen ist perfekt überlagert, besitzt aber zueinander senkrechte Polarisation. Mit einem polarisierenden Strahlteilerwürfel kann man deshalb das Licht für beide Richtungen trennen und einzeln detektieren. Bringt man noch zusätzlich ein $\lambda/2$ -Plättchen vor dem Strahlteiler an, so kann man auch durch einfaches Drehen dieses Plättchens die Umlaufrichtung, auf die stabilisiert wird, ändern. Bei optimaler Justage erreicht man mit diesem Aufbau eine Einkopplung von 70% in beiden Richtungen.

6. Kapitel

Das Pound-Drever-Hall-Verfahren zur Frequenzstabilisierung

Um innerhalb des Resonators ein optisches Gitter aufbauen zu können, muss ständig Licht in den Resonator eingekoppelt werden. Die Laserfrequenz muss also so stabilisiert werden, dass sie sich der momentanen Resonanzfrequenz des Resonators anpasst. Ein Verfahren zur Frequenzstabilisierung, was sich in den letzten Jahren als sehr wirkungsvoll und präzise erwiesen hat, ist das Pound-Drever-Hall-Verfahren [50,51,52]. Da die Frequenzstabilisierung sowohl auf die Dynamik der Atome (s. Kapitel 7), als auch auf das Lichtfeld Einfluss (s. Kapitel 8) hat, wird in diesem Kapitel das Prinzip und die Realisierung der Pound-Drever-Hall-Frequenzstabilisierung erklärt.

6.1 Pound-Drever-Hall-Frequenzstabilisierung

Es gibt grundsätzlich zwei Möglichkeiten der aktiven Stabilisierung. Entweder wird der Resonator auf den Laser stabilisiert, das heißt durch Piezokeramiken wird die Länge des Resonators ständig so geändert, dass er mit dem Licht des Lasers in Resonanz ist. Hierbei müsste aber der Laser eine entsprechend schmale Linienbreite besitzen. Die andere Möglichkeit ist den Laser auf den Resonator zu stabilisieren. Dabei wird die Frequenz des Lasers so geregelt, dass sie der Resonanzfrequenz des Resonators entspricht. Bei einem Resonator sehr hoher Finesse und damit sehr schmaler Linienbreite ist eine Regelung großer Bandbreite erforderlich. Da sich die Laserfrequenz schneller korrigieren lässt als die Länge des Resonators, wird in diesem Experiment die Laserfrequenz auf die Resonanzfrequenz des Resonators stabilisiert. Das grundlegende Prinzip ist das folgende: Die Frequenz des Lasers wird (im Vergleich zur Resonanzfrequenz des Resonators) gemessen und diese Messung wird als Feedback direkt an den Laser zurückgeführt um Frequenzfluktuationen zu unterdrücken. Die Frequenzmessung ist hierbei völlig unabhängig von der Laserintensität. Prinzipiell wäre es denkbar das reflektierte Licht vom Resonator zu detektieren, und dieses auf einem Minimalwert zu halten (dann ist der Laser in Resonanz mit dem Resonator). Driftet der Laser von der Resonanz weg, so nimmt das reflektierte Licht zu. Man weiß jedoch nicht ob die Wellenlänge des Lasers zu klein oder zu groß ist, weil die Intensität des reflektierten Lichts symmetrisch um die Resonanz ist. Mit Hilfe eines dispersiven Signals, das antisymmetrisch um die Resonanz ist, müsste es aber möglich sein, den Laser zu stabilisieren.

Die auf den Einkoppelspiegel des Resonators eintreffende Welle wird beschrieben durch :

$$E_{in} = E_0 \cdot e^{i\omega t}$$

Das elektrische Feld des reflektierten Strahls ist :

$$E_{ref} = E_1 \cdot e^{i\omega t}$$

E_0 und E_1 können komplexe Größen sein. Das Verhältnis von E_{ref} zu E_{in} wird als Reflexionskoeffizient bezeichnet :

$$F(\omega) = \frac{E_{ref}}{E_{in}}$$

Der vom Resonator reflektierte Strahl besteht eigentlich aus zwei Strahlen, zum einen aus dem direkt reflektierten Licht, das niemals in den Resonator eingetreten ist, sondern direkt am Einkoppelspiegel reflektiert wurde, zum anderen aus dem Licht, das in den Resonator eingekoppelt wurde und dann durch den Einkoppelspiegel wieder austritt. Die relative Phase dieser beiden Strahlen hängt stark von der Laserfrequenz (relativ zur Resonanzfrequenz des Resonators) ab, da das im Resonator umlaufende Licht in diesem eine Phasenverschiebung erfährt. Wenn der Laser exakt in Resonanz mit dem Resonator ist, dann verschwindet (zumindest teilweise) das reflektierte Licht, weil direkt reflektierter und aus dem Resonator austretender Strahl genau 180° phasenverschoben sind und somit destruktiv interferieren. An der Phase des reflektierten Lichts kann man erkennen, ob man sich unterhalb oder oberhalb der Resonanz befindet. Das Problem der Frequenzmessung wird damit in eine Messung der Phase des reflektierten Lichts umgewandelt. Eine direkte Phasenmessung ist natürlich nicht möglich und auch nicht nötig. Durch das Aufmodulieren von Seitenbändern kann man einen "Phasenstandard" festlegen. Die Seitenbändern haben zwar nicht dieselbe Frequenz wie der Träger aber eine feste Phasenbeziehung zu diesem. Koppelt der Träger in den Resonator ein, und interferiert er hinterher mit den Seitenbändern (die so weit weg sind, dass sie niemals in den Resonator eingetreten sind), so erhält man ein Interferenzsignal bei der Modulationsfrequenz, dessen Phase gemessen werden kann. Die Phase dieses Signals gibt Aufschluss über die Phasenverschiebung, die das Licht im Resonator erfahren hat und damit letztendlich über die Frequenzabweichung.

Das Aufmodulieren von Seitenbändern kann entweder über einen elektrooptischen Modulator (EOM) oder bei Diodenlasern auch über eine Strommodulation erfolgen. Hierbei wird dem Diodenstrom die RF-Sinusspannung (hier $\Omega = 40$ MHz) eines VCO's überlagert. Das modulierte Feld ist dann [50]:

$$E_{in} = E_0 \cdot e^{i(\omega \cdot t + \beta \cdot \sin(\Omega \cdot t))}$$

$$E_{in} \approx E_0 \cdot [1 + i \cdot \beta \cdot \sin(\Omega \cdot t)] \cdot e^{i\omega \cdot t} = E_0 \cdot \left\{ (1 + \beta/2) \cdot (e^{i\omega \cdot t} - e^{-i\omega \cdot t}) \right\} \cdot e^{i\omega \cdot t}$$

Darin sind β der Modulationsindex und Ω die Modulationsfrequenz. Den obigen Ausdruck kann man auch mit Hilfe von Besselfunktionen ausdrücken. Die Struktur mit einem Träger und zwei Seitenbändern wird dann deutlicher [50] :

$$\begin{aligned}
 E_{\text{in}} &\approx E_0 \cdot (J_0(\beta) + 2 \cdot i \cdot J_1(\beta) \cdot \sin(\Omega \cdot t)) \cdot e^{i\omega t} \\
 &= E_0 \cdot (J_0(\beta) \cdot e^{i\omega t} + J_1(\beta) \cdot e^{i(\omega+\Omega)t} - J_1(\beta) \cdot e^{i(\omega-\Omega)t}) \\
 &= E_0 \cdot \left\{ \underbrace{J_0(\beta) \cdot e^{i\omega t}}_{\text{Träger}} + \underbrace{J_1(\beta) \cdot e^{i(\omega+\Omega)t}}_{\text{oberes Seitenband}} - \underbrace{J_1(\beta) \cdot e^{i(\omega-\Omega)t}}_{\text{unteres Seitenband}} \right\}
 \end{aligned}$$

Das auf den Resonator auftreffende Licht besteht also genaugenommen aus drei unterschiedlichen Komponenten. Erstens aus dem Träger mit der Kreisfrequenz ω und zweitens aus zwei Seitenbändern mit den Frequenzen $\omega \pm \Omega$. Die Leistung die sich im Träger befindet ist $P_T = J_0^2(\beta) \cdot P_0$. P_0 ist hierbei die gesamte Leistung des auf den Resonator auftreffenden Lichts: $P_0 \propto |E_0|^2$.

Der Modulationsindex β gibt an wieviel Leistung sich in den Seitenbändern befindet. Ist β klein, so ist praktisch die gesamte Leistung im Träger. Die Leistung in den Seitenbändern ist $P_S = J_1^2(\beta) \cdot P_0$. Das Feld des reflektierten Lichts kann man schreiben als [50] :

$$E_{\text{ref}} = E_0 \cdot [F(\omega) \cdot J_0(\beta) \cdot e^{i\omega t} + F(\omega + \Omega) \cdot J_1(\beta) \cdot e^{i(\omega + \Omega)t} - F(\omega - \Omega) \cdot J_1(\beta) \cdot e^{i(\omega - \Omega)t}]$$

Mit der Photodiode wird allerdings nicht das Feld nachgewiesen sondern die reflektierte Leistung P_{ref} :

$$\begin{aligned}
 P_{\text{ref}} = &P_T \cdot |F(\omega)|^2 + P_S \cdot \{ |F(\omega + \Omega)|^2 + |F(\omega - \Omega)|^2 \} + 2 \cdot (P_c + P_s)^{1/2} \cdot \{ \mathbf{Re}[F(\omega) \cdot F^*(\omega + \Omega) - F^*(\omega) \cdot \\
 &F(\omega - \Omega)] \cdot \cos(\Omega \cdot t) + \mathbf{Im}[F(\omega) \cdot F^*(\omega + \Omega) - F^*(\omega) \cdot F(\omega - \Omega)] \cdot \sin(\Omega \cdot t) \} + \mathcal{O}(2\Omega)
 \end{aligned}$$

Dies ist der Ausdruck für die von der Photodiode nachgewiesene Leistung im reflektierten Licht. Interessant sind nur die Terme, die mit der Modulationsfrequenz Ω oszillieren. Diese Terme stammen von der Interferenz zwischen dem Träger und den Seitenbändern. Die Terme mit 2Ω stammen von der Interferenz der Seitenbänder untereinander. Sie sind hier nicht so wichtig. Nur der Sinus- bzw. Kosinusterm der mit der Modulationsfrequenz Ω oszilliert, enthält Phaseninformationen über den Träger. Welcher der beiden Terme wichtig ist, hängt von der Modulationsfrequenz ab. In diesem Fall ist die Modulationsfrequenz mit 40 MHz viel größer als die Linienbreite von ca. 17 kHz. Die Seitenbänder werden deswegen vollständig reflektiert und $F(\omega \pm \Omega) = -1$. Der Ausdruck $F(\omega) \cdot F^*(\omega + \Omega) - F^*(\omega) \cdot F(\omega - \Omega) \cong -2 \cdot \mathbf{Im}(F(\omega))$ wird rein imaginär, und der Kosinusterm verschwindet, weil er als Vorfaktor den Realteil von $F(\omega) \cdot F^*(\omega + \Omega) - F^*(\omega) \cdot F(\omega - \Omega)$ hat. Übrig bleibt nur der Sinusterm der mit Ω oszilliert. Für das daraus resultierende Fehlersignal ε gilt:

$$\varepsilon = -2 \cdot \sqrt{P_T \cdot P_S} \cdot \mathbf{Im}\{F(\omega) \cdot F^*(\omega + \Omega) - F^*(\omega) \cdot F(\omega - \Omega)\}$$

Abbildung 19 zeigt eine Grafik des Fehlersignals ε . Immer wenn es eine Phasendifferenz zwischen dem direkt reflektierten und dem aus dem Resonator austretendem Licht gibt, wird ein Fehlersignal erzeugt. Dieses wird auf den Laser zurückgeführt und sorgt dafür, dass dieser wieder auf die Resonanzfrequenz zurückgeschoben wird.

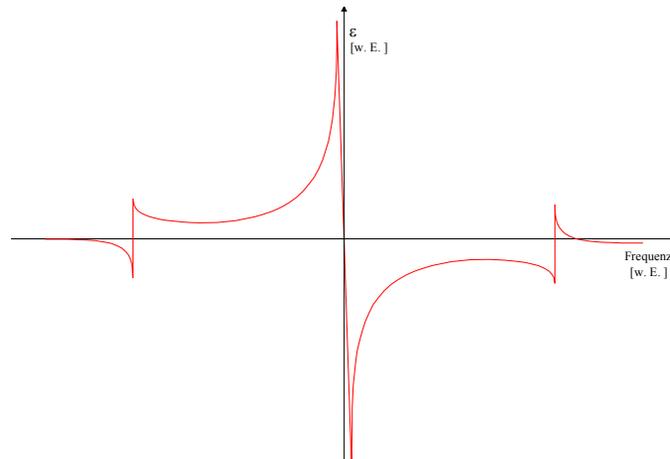


Abb. 19 : Pound-Drever-Hall Fehlersignal, wenn die Modulationsfrequenz deutlich über der Resonatorlinienbreite liegt

6.2 Aufbau der Stabilisierung

Zur Stabilisierung wird das reflektierte Licht mit Hilfe eines polarisierenden Strahlteilerwürfels nach der Polarisation und damit nach der Umlaufrichtung getrennt. Man möchte nur auf eine Umlaufrichtung stabilisieren und deswegen nicht das Licht nutzen, das aus einem Gemisch der beiden Umlaufrichtungen besteht. Das Licht einer Umlaufrichtung wird mit einer geeigneten Photodiode detektiert. Geeignet heißt hier, dass die Photodiode schnell genug sein muss, um die 40 MHz Modulationsfrequenz zu erfassen, und sie muss empfindlich genug sein, damit man ein ausreichend großes Signal bekommt. Im Falle einer Verstimmung von 7,4 nm wurde hierzu eine FFD-40 Photodiode verwendet. Mit einer Bandbreite von 45 MHz ist sie schnell genug, und da 100 μW Lichtleistung zur Verfügung standen, auch ausreichend empfindlich. Im Falle einer Verstimmung von nur 0,76 nm musste auf eine Avalanche Photodiode zurückgegriffen werden. Bei einer für die Stabilisierung zur Verfügung stehenden Leistung von weniger als 1 μW wäre eine normale Pin-Photodiode nicht mehr sensitiv genug. Das von der Photodiode kommende Signal wird durch insgesamt vier rauscharme Verstärker verstärkt, und über einen 30 MHz Hochpaß an den Phasendetektor weitergeleitet. Dieser vergleicht die Phase des Photodiodensignals mit dem direkt vom VCO kommenden. Hieraus wird ein DC-Signal erzeugt, welches bei der Resonanzfrequenz einen steilen Nulldurchgang hat. Um die in der Schaltung aufgesammelte Phase zu korrigieren, wurde durch die Länge des Kabels, das das Modulationssignal vom VCO zum Laser überträgt, eine geeignete Phasen Anpassung vorgenommen. Die Stabilisierung verfügt über drei verschiedene Äste über die das Fehlersignal an die Laserdiode weitergeleitet wird. Um ein langsames Driften der Frequenz auszugleichen, wird ein Integrator verwendet, der mittels eines Piezos die Länge des externen Resonator des Diodenlasers und damit die Wellenlänge regelt. Für schnellere Frequenzabweichungen wird das Fehlersignal auf den Stromcontroller der Laserdiode gegeben. Hiermit lassen sich Schwankungen im 100 kHz-Bereich ausregeln. Um ganz schnelle Frequenzfluktuationen

stabilisieren zu können, wird ein Teil des Fehlersignals direkt über einen Loopfilter auf die Laserdiode gegeben.

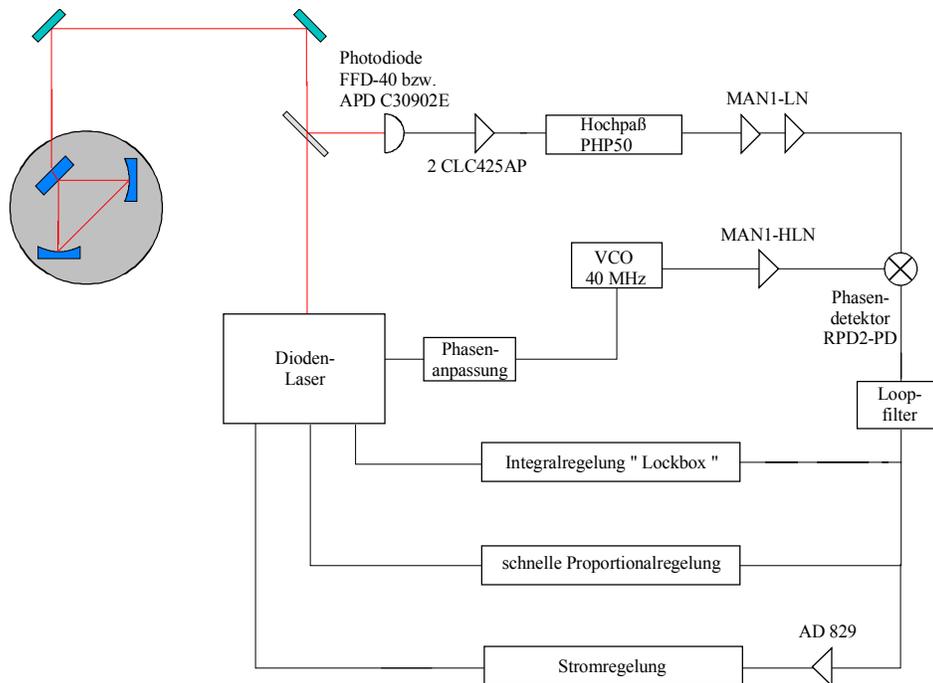


Abb. 20 : Aufbau der Frequenzstabilisierung des Diodenlasers nach dem Pound-Drever-Hall-Verfahren

Der Loopfilter dient dazu, die auf dem Weg von der Photodiode bis zum Laserdiode aufgesammelte Phase des Fehlersignals zu kompensieren. In der Praxis werden diese Filter so eingestellt, dass man minimale Intensitätsschwankungen im transmittierten Licht erhält, bzw. die Intensität des reflektierten Lichts möglichst konstant minimal bleibt. Insgesamt verfügt die hier vorliegende Regelung über eine Bandbreite von ca. 4 MHz. (Die Schaltpläne der wichtigsten Komponenten der Stabilisierung befinden sich im Anhang F).

7. Kapitel

Die

Stehwellendipolfalle

Bei einer Dipolfalle beruht die fangende Wirkung auf einer Wechselwirkung zwischen dem im Atom induzierten Dipolmoment mit dem Intensitätsgradienten eines weitverstimmten Lichtfeldes [53,54]. Aufgrund der großen Verstimmung des Lichts ($\Delta_A \gg \Gamma$) kommt es zu einer sehr geringen Spontanstreurate. Lichtinduzierte Mechanismen, die die gefangenen Atome beeinflussen (wie Reabsorption eines Photons in einer MOT o.ä.), treten deswegen nicht auf. Außerdem werden bei der hier verwendeten Stehwellendipolfalle alle Rubidiumatome gefangen, unabhängig davon ob die Hyperfeinstrukturquantenzahl des Grundzustands $F=2$ oder $F=3$ ist. Die Dynamik des Grundzustandes kann deswegen für andere Experimente genutzt werden (s. Kap. 9).

7.1 Polarisierbare Teilchen im Lichtfeld

Befindet sich ein polarisierbares Teilchen (mit der Polarisierbarkeit α) in einem elektromagnetischen Feld, so wirkt auf das in dem Atom induzierte Dipolmoment eine Kraft [55]. Das induzierte Dipolmoment läßt sich ausdrücken durch $\mathbf{p} = \alpha \cdot \mathbf{E}$. Dies führt auf eine Dipolkraft von $\mathbf{F}_{\text{Dipol}} = -(\mathbf{p} \cdot \nabla) \mathbf{E}$. Im oszillierenden Feld eines Lasers wird dieser Ausdruck zu:

$$\mathbf{F}_{\text{Dipol}} = -\frac{1}{2} \cdot \alpha \cdot \nabla(\mathbf{E}^2)$$

Die Polarisierbarkeit α ist hierbei frequenzabhängig. In der Nähe eines atomaren Übergangs mit der Resonanzfrequenz ω_0 ist diese Abhängigkeit besonders groß. Für ein ruhendes Atom ist sie gegeben durch [56] :

$$\alpha(\omega) = \frac{e^2}{2 \cdot m \cdot \omega_0} \cdot \frac{\omega - \omega_0}{(\omega - \omega_0)^2 + (\Gamma/2)^2}$$

Die Polarisierbarkeit hat bei $\omega = \omega_0$ den Wert null, während sie bei einer Verstimmung von einem ω_0 ihren maximalen Wert annimmt. Außerdem kann man erkennen, dass sie für positive bzw. negative Verstimmung ihr Vorzeichen umkehrt. Die Abhängigkeit der Polarisierbarkeit α von der Frequenz ist in der folgenden Abbildung dargestellt.

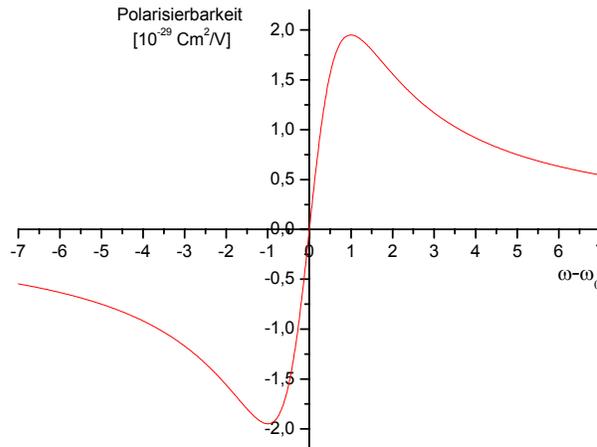


Abb. 21 : Polarisierbarkeit eines Rubidiumatoms in Abhängigkeit von der Frequenz in der Nähe eines resonanten atomaren Übergangs

Da die Dipolkraft einen konservativen Charakter besitzt, lässt sie sich als Gradient eines Potentials schreiben, des sogenannten Dipolpotentials U_{Dip} . Bei großer Verstimmung und vernachlässigbarer Sättigung ist dieses Potential und die Spontanstreurate gegeben durch [55]:

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

$$\gamma_{\text{Sp}} = \frac{3\pi \cdot c^2}{2\hbar\omega_0^3} \cdot \left(\frac{\omega}{\omega_0} \right)^3 \cdot \left(\frac{\Gamma}{\omega_0 - \omega} + \frac{\Gamma}{\omega_0 + \omega} \right)^2 \cdot I(\mathbf{r})$$

Grundsätzlich gibt es zwei Wege eine Dipolfalle zu betreiben. Mit roter ($\Delta < 0$) bzw. mit blauer Verstimmung ($\Delta > 0$). Die Dipolkraft zeigt für $\Delta < 0$ in Richtung des Gradienten der eingestrahlt Intensität, d. h. die Atome werden zum Maximum der Lichtintensität hingezogen. Bei blauer Verstimmung hingegen werden sie aus den Intensitätsmaxima herausgedrängt. Bei geeigneter Geometrie des Lichtfeldes kann man dies ausnutzen, um Atome zu speichern. Bei einer rotverstimmten Stehwellendipolfalle erhält man einen räumlichen Einschluss in allen drei Raumrichtungen. In longitudinaler Richtung besitzt das Lichtfeld aufgrund der Stehwelle einen steilen (periodischen) Intensitätsgradienten, der eine große Dipolkraft hervorruft. Im diesem Fall kann die Dipolkraft auch als Absorption aus einer der Laufwellen und anschließender stimulierter Reemission in die andere Welle angesehen werden. Die Abfolge dieser Absorptions- und Emissionsvorgänge bestimmt die Richtung der Kraft. Diese selbst hängt von der relativen Phase der beiden Laufwellen zueinander am Ort des Atoms ab. Die daraus resultierende Dipolkraft kann sehr groß werden, denn sie ist nicht an einen spontanen Zerfall aus einem angeregten Niveau gebunden. Der Einschluss ist deswegen in longitudinaler Richtung besonders stark. In radialer Richtung ist der Intensitätsgradient durch das Gaußprofil der Resonatormode gegeben. Da diese einen

Radius besitzt, der viel größer als die Wellenlänge ist, ist der Intensitätsgradient viel weniger steil und somit ist die Dipolkraft schwächer. Diese Kraft ist radial zur Strahlachse hingerrichtet.

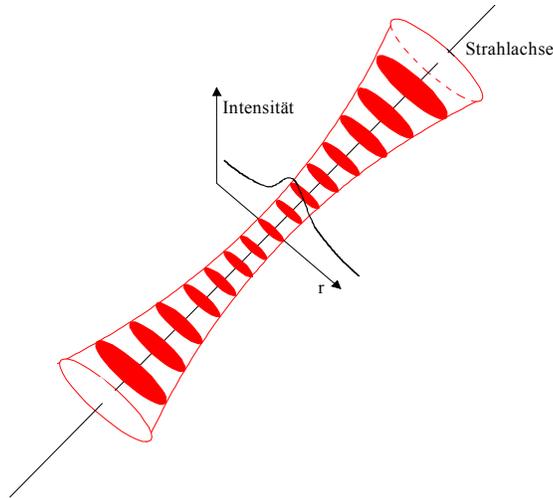


Abb. 22 : Räumlicher Einschluß der Atome in der rotverstimmten Dipolfalle. In longitudinaler Richtung durch den Intensitätsgradienten der Stehwelle und in transversaler Richtung durch das Gaußprofil der Resonatormode. Der Einschluß in longitudinaler Richtung ist weitaus stärker, auch um die Gravitationskraft auf die Atome zu kompensieren.

Will man das Dipolpotential für Rubidiumatome berechnen, so muss man beachten, dass der angeregte Zustand aufgrund der Spin-Bahn-Kopplung der Drehimpulse in das D-Doublet aufspaltet. Bei der Berechnung des Potentials müssen deswegen sowohl Beiträge der D1-Linie als auch der D2-Linie berücksichtigt werden. Ausgehend von der obigen Gleichung für das Potential ergibt sich somit für das Dipolpotential [55]:

$$U_{\text{Dip}}(\mathbf{r}) = -\frac{\pi \cdot c^2 \cdot \Gamma}{2 \cdot \omega_0^3} \cdot \left(\frac{2 + P \cdot g_F \cdot m_F}{\Delta_{2,F}} + \frac{1 - P \cdot g_F \cdot m_F}{\Delta_{1,F}} \right) \cdot I(\mathbf{r})$$

Die beiden Terme in der Klammer sind der Beitrag der D2- bzw. der D1-Linie zum Dipolpotential. g_F ist der Landé-Faktor und P charakterisiert die Polarisierung des Lichts ($P=0$ für lineare Polarisierung und ± 1 für σ^+ und σ^- -Licht). $\Delta_{1,F}$ und $\Delta_{2,F}$ sind die Verstimmungen in Bezug auf den D1- bzw. den D2-Übergang. Die Faktoren 2 und 1 sind ein Ausdruck für die Kopplungsstärke der Linien. Innerhalb des Resonators gibt es nur lineare Polarisierung, so dass $P=0$. Zusammen mit dem Gaußförmigen Strahlprofil ergibt sich für das dreidimensionale Dipolpotential:

$$U_{\text{Dip}}(r, z) = -\frac{Q \cdot c^2 \cdot \Gamma}{\omega_0^3 \cdot w(z)^2} \cdot \left(\frac{2}{\Delta_{2,F}} + \frac{1}{\Delta_{1,F}} \right) \cdot e^{\frac{-2r^2}{w(z)^2}} \cdot \cos^2\left(\frac{2\pi \cdot z}{\lambda}\right)$$

Hierbei ist Q die effektive im Resonator umlaufende Leistung und $w(z)$ die Strahlweite der Gaußmode am Ort z . Bei $r=z=0$ ist die Falltiefe maximal, sie beträgt hier:

$$U_{\text{Dip}} = -\frac{Q \cdot c^2 \cdot \Gamma}{\omega_0^3 \cdot w_0^2} \cdot \left(\frac{2}{\Delta_{2,F}} + \frac{1}{\Delta_{1,F}} \right)$$

Dabei kommt es in der Dipolfalle zu einer Spontanstreurate von :

$$\gamma_{\text{Sp}} = \frac{Q \cdot c^2 \cdot \Gamma^2}{\hbar \cdot \omega_0^3 \cdot w_0^2} \cdot \left(\frac{2}{\Delta_{2,F}^2} + \frac{1}{\Delta_{1,F}^2} \right)^2$$

Die folgende Abbildung zeigt das dreidimensionale Fallenpotential der rotverstimmten Stehwelle:

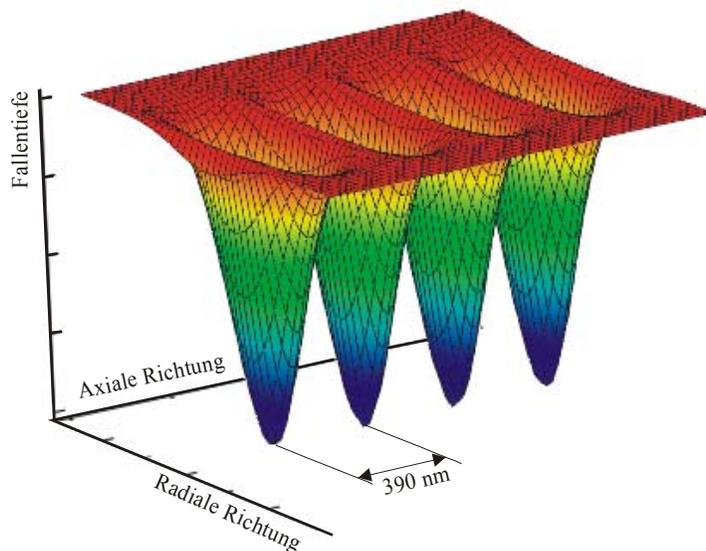


Abb. 23: Dreidimensionale Darstellung des periodischen Fallenpotentials in der Stehwelle. Man beachte dass der Abstand der Minima in axialer Richtung 390 nm beträgt, während die Ausdehnung in radialer Richtung einige 100 μm beträgt

7.2 Lebensdauer der Dipolfalle

In folgenden sollen die Experimente vorgestellt werden, die der Bestimmung der Fallenparameter und der Charakterisierung der Dipolfalle dienen. Hierzu wird die Lebensdauer der Falle bestimmt. Dabei wird auch die Abhängigkeit der Dipolfallenlebensdauer von dem Hyperfeinzustand, in dem sich die Atome befinden, untersucht. Außerdem werden die physikalische Prozesse, die zu Fallenverlusten führen, bestimmt.

Um die Lebensdauer der Dipolfalle zu bestimmen, geht man folgendermaßen vor: Zunächst wird die Dipolfalle aus der MOT geladen. Dann werden die Kühlstrahlen ausgeschaltet, und die Atome, die nicht in der Dipolfalle gefangen sind, verflüchtigen sich. Nach einer bestimmten Zeit Δt wird dann die Dipolfalle für 1 ms resonantem Licht ausgesetzt. Die spontan gestreuten Photonen werden mit einer CCD-Kamera detektiert und hieraus die Anzahl der Atome bestimmt, die sich Δt nach dem Laden noch in der Falle befinden. Die gleiche Messung wird jetzt für immer größer werdende Zeiten Δt wiederholt. Diese Sequenz kann solange fortgeführt werden, bis die verbleibende Atomzahl in der Falle so klein ist, dass man keine ausreichenden Zählraten mehr bekommt. Bei dieser Messung ist darauf zu achten, dass sich die äußeren Bedingungen (wie MOT-Größe und Dichte) nicht ändern, denn man muss nach jeder Messung die Dipolfalle wieder neu aus der MOT laden und auch die MOT

selber muß neu geladen werden. Da man über 5 Messkurven mittelt, um statistische Schwankungen zu unterdrücken, dauert eine solche Messung dann schnell mehrere Minuten.

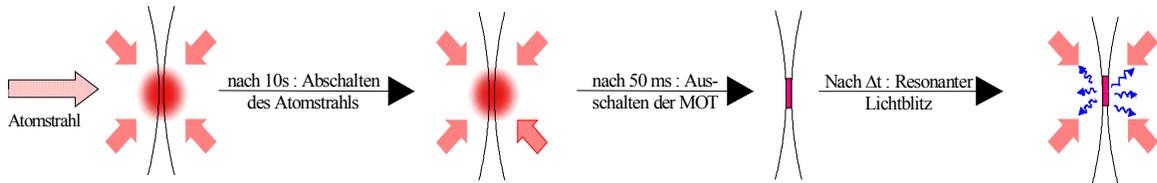


Abb. 24 : Sequenz zur Messung der Lebensdauer der Dipolfalle. Laden der Dipolfalle - Ausschalten der MOT - belichten

Trägt man die Atomzahl gegen die Zeit auf, so fällt auf, dass es am Anfang zu einem sehr schnellen Teilchenverlust aus der Falle kommt. Erst ab ca. 1.5 s nach dem Laden ist der Zerfall exponentiell, wie man es erwarten würde, wenn es nur Einkörperstöße, also Stöße mit Hintergrundatomen gäbe. Der Grund hierfür ist die kurz nach dem Laden der Falle auftretende hohe Teilchendichte. Bei sehr hohen Dichten kann es zu Zweikörperstößen, also Stößen zwischen zwei Rubidiumatomen kommen. Diese bewirken einen zusätzlichen, dichteabhängigen Fallenverlust.

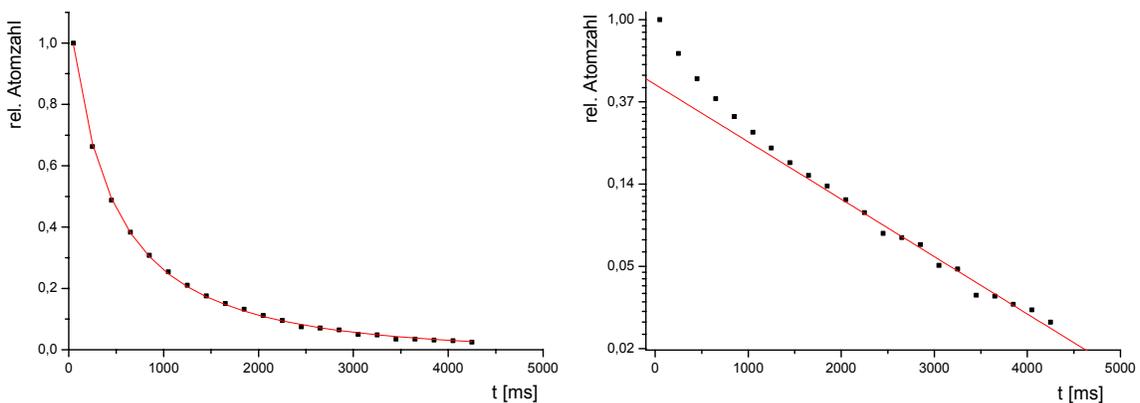


Abb. 25 : Zerfall der Dipolfalle. In der logarithmischen Darstellung rechts ist die schnelle Abnahme der Atomzahl am Anfang deutlich zu erkennen. Nach ca. 1,5 s folgt ein exponentieller Zerfall mit einer Lebensdauer von 1.7 s. Die max. Atomzahl ist $4 \cdot 10^6$. Die Falltiefe beträgt $350 \mu\text{K}$. In der linken Abbildung ist die angepaßte Funktion rot eingezeichnet, während in der rechten Abbildung die rote Linie den rein exponentiellen Zerfall darstellt.

Will man den zeitlichen Verlauf der Atomzahl in der Falle durch eine analytische Funktion beschreiben, so muss diese dichteabhängige Verluste berücksichtigen. Eine solche Funktion¹ ist gegeben durch :

$$N(t) = N_0 \cdot \frac{e^{-\Gamma \cdot t}}{1 + \frac{\xi}{1-\xi} \cdot (1 - e^{-\Gamma \cdot t})}$$

¹ Zur Herleitung siehe Anhang B

Hierbei ist $N(t)$ die nach der Zeit t in der Dipolfalle noch vorhandenen Atome, N_0 die maximale Atomzahl bei $t=0$, Γ die Zerfallsrate bei Einkörperstößen und ξ ein Maß für die Zweikörperstoßrate. Eine direkte Messung von N_0 ist wegen der zu diesem Zeitpunkt noch vorhandenen MOT-Atome nicht möglich. N_0 läßt sich deswegen nur aus dem Fit von $N(t)$ bestimmen. Der rein exponentielle Zerfall geschieht mit einer Rate von $\Gamma=0.59 \text{ s}^{-1}$. Für ξ ergibt sich $\xi=0.754$. Aus dieser Größe und der Peakdichte¹ n_0 lässt sich der Zweikörperstoßparameter und die Zweikörperstoßrate berechnen. Es gilt :

$$\alpha = \beta \cdot n_0 = \frac{\xi \cdot \sqrt{2^3} \cdot \Gamma}{1 - \xi}$$

Hierin bedeuten α die Stoßrate, β den Stoßparameter und n_0 die Peakdichte in der Falle. Mit $\Gamma=0.59$ und $n_0=9 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ folgt für $\alpha=5.1 \text{ s}^{-1}$ und $\beta=5.7 \cdot 10^{-12} \text{ cm}^3/\text{s}$.

7.3 Zweikörperstöße in der Dipolfalle

Im Folgenden soll genauer untersucht werden, welcher physikalische Prozess für die Zweikörperstöße verantwortlich ist. Vor allem hyperfeinstrukturändernde Stöße [57,58], Photoassoziation [59-61,83] und Verluste durch Evaporation kommen in Frage.

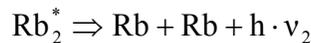
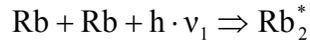
7.3.1 Hyperfeinstrukturändernde Stöße

Bei hyperfeinstrukturändernden Stößen handelt es sich um Stöße zwischen einem Atom im Rubidiumgrundzustand im oberen Hyperfeinzustand ($F=3$) und einem im unteren Hyperfeinzustand. Beim Stoß kann sich die F -Quantenzahl zu $F=2$ ändern, und die Energiedifferenz ($\Delta E=3 \text{ GHz}$) wird vom Atom als kinetische Energie mit fortgetragen. Ein Energieübertrag von 3 GHz führt immer zu einem Verlust aus der Falle. Nun ist es möglich die Atome vor dem Umladen in die Dipolfalle alle in den Zustand $F=2$ zu pumpen (durch vorzeitiges (2ms) Ausschalten des Rückpumpasers der MOT; der Kühlaser pumpt dann alle Atome nach $F=2$). Durch Spontanstreuung kann aber das $F=3$ -Niveau wieder bevölkert werden, und es spielt dann keine Rolle mehr in welchem Zustand die Atom anfänglich präpariert wurden. Hyperfeinstrukturändernde Stöße können mit Sicherheit nur verhindert werden, wenn man mit einem zusätzlichen Laser von $F=3$ nach $F'=2$ pumpt und damit das $F=3$ -Niveau ständig entvölkert. Damit würden hyperfeinstrukturändernde Stöße unmöglich gemacht, weil sichergestellt ist, dass sich alle Atome im $F=2$ -Grundzustand befinden. Dieser zusätzliche Pumplaser muss, wenn er resonant ist, mit geringer Intensität eingestrahlt werden, denn die von ihm erzeugte Spontanstreurate darf nicht zu zu großen Heizprozessen in der Falle führen. Er soll nur die durch das Fallenlicht erzeugte Besetzung des $F=3$ -Niveaus gerade ausgleichen. Es zeigte sich jedoch, dass das Umpumpen mit Hilfe eines zusätzlichen Lasers nicht zu einer Verringerung des schnellen Zerfalls der Falle am Anfang führt. Deswegen ist davon auszugehen, dass hyperfeinstrukturändernde Stöße keine entscheidende Rolle für den schnellen Teilchenverlust am Anfang spielen.

¹ Berechnung der Peakdichte in der Dipolfalle siehe Anhang C

7.3.2 Photoassoziation

Bei Photoassoziation kollidieren zwei Rubidiumatome im Grundzustand und bilden für kurze Zeit ein sogenanntes Quasimolekül (Dimer). Der entstandene Dimer kann dann resonant ein Photon des Fallenlichts absorbieren. Es bildet sich ein angeregtes Quasimolekül Rb_2^* , welches zerfällt und dabei spontan ein Photon emittiert. Die Frequenz dieses Photons kann geringer sein als die Frequenz des absorbierten Photons, so dass die Energiedifferenz von den Atomen mitfortgetragen wird.



In [60] wird Photoassoziation als sehr effizienter Verlustmechanismus aus der Falle beschrieben. Zwar wird dort eine weit größere Verstimmung benutzt, aber das Photoassoziationsspektrum, das bei weiter Verstimmung aus einzelnen Peaks besteht, geht gerade in der Nähe der Atomresonanz in ein Kontinuum über. Photoassoziation wird also mit kleinerer Verstimmung immer wahrscheinlicher. Es wäre also durchaus denkbar, dass dies der Grund für die schnellen Fallenverluste bei hohen Dichten ist. Folgende Überlegungen und Messungen sprechen jedoch dagegen, dass Photoassoziation die Zweikörperstöße verursacht: Die Verlustrate Γ_{ph} die durch Photoassoziation verursacht wird, skaliert mit der Teilchendichte n_0 , dem Wirkungsquerschnitt σ_{ph} für Photoassoziation und der Geschwindigkeit der Atome v_{rms} .

$$\Gamma_{\text{ph}} \propto \sigma_{\text{ph}} \cdot n_0 \cdot v_{\text{rms}}$$

Der Wirkungsquerschnitt σ_{ph} skaliert mit der Lichtintensität, dem Stoßquerschnitt σ_{cc} und der Wechselwirkungsdauer der Atome. Die Wechselwirkungsdauer ihrerseits ist aber umgekehrt proportional zur Geschwindigkeit der Atome.

$$\sigma_{\text{ph}} \propto \frac{I}{v_{\text{rms}}} \cdot \sigma_{\text{cc}} \propto \frac{U_0}{v_{\text{rms}}} \sigma_{\text{cc}}$$

Damit ergibt sich:

$$\Gamma_{\text{ph}} \propto U_0 \cdot n_0 \cdot \sigma_{\text{cc}}$$

In unserem Fall ist $U_0 = \eta kT$, wobei η unabhängig von T ist. Außerdem gilt im harmonischen Fall :

$$n_0 \propto N \cdot \eta^{\frac{3}{2}}$$

Damit ergibt sich insgesamt:

$$\Gamma_{\text{ph}} \propto \eta^{\frac{5}{2}} \cdot N \cdot T \cdot \sigma_{\text{cc}}$$

Der Ausdruck $T\sigma_{\text{cc}}$ ist konstant (Unitaritätslimit) oder wächst mit T an (nahe $T=0$). Folglich müsste man bei einer niedrigeren Falle einen wesentlich langsameren Verlust am Anfang erhalten, da in einer flacheren Falle sowohl U_0 (und damit T) als auch N kleiner sind. Um dies zu überprüfen wurde eine Lebensdauerermessung bei einer Falle durchgeführt, deren Tiefe nur noch $100 \mu\text{K}$ betrug, anstatt vorher $350 \mu\text{K}$. Abbildung 26 zeigt beide Zerfallskurven im Vergleich. Zunächst einmal ist die Anzahl der gefangenen Atome erwartungsgemäß geringer als bei der tiefen Falle ($N=1.5 \cdot 10^6$). Die max. Dichte beträgt nur noch $6.8 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$

(eigentlich sollte die Dichte proportional zur Anzahl der Teilchen sein (s. Anhang C), also noch geringer als dieser Wert, aber in diesem Falle hatte die MOT aus der die flachere Falle geladen wurde eine höhere Dichte als diejenige MOT, aus der die tiefe Falle geladen wurde). Der Zweikörperstoßparameter β beträgt für die flachere Falle $\beta=1.7 \cdot 10^{-11} \text{ s}^{-1} \text{ cm}^3$. Man erkennt, dass am Anfang bei hohen Dichten, der Teilchenverlust aus beiden Fallen nahezu gleich groß ist. Bei Verlusten die durch Photoassoziation hervorgerufen werden, würde man bei der Falle mit $U_0=100 \mu\text{K}$ einen langsameren Zerfall erwarten, die schwarze Kurve in Abb. 26 müsste deswegen flacher verlaufen als die rote. Folglich ist nicht davon auszugehen, dass Photoassoziation ein wesentlicher Verlustkanal ist. Man sieht jedoch anhand von Abb. 26, dass die Fallenlebensdauer zu späteren Zeiten, also im rein exponentiellen Zerfall, bei der flacheren Falle kürzer ist. Hier ist $\Gamma=0.76 \text{ s}^{-1}$. Das heißt bei der $350 \mu\text{K}$ -Falle beträgt die Lebensdauer 1.7 s und bei der $100 \mu\text{K}$ -Falle nur 1.3 s . Dieser Unterschied ist jedoch auf Vakuumbedingungen zurückzuführen. Die Ausgasung der in der Vakuumkammer angebrachten Magnetfeldspulen ist stromabhängig (weil temperaturabhängig). Die Magnetfeldstärke und damit die Temperatur der Spulen wurden jedoch öfter geändert, weil immer eine optimale Überlagerung der MOT mit der Dipolfalle aufrechterhalten werden sollte. Dies ist auch der Grund warum die Fallenlebensdauer überhaupt so klein ist. Zwar zeigt ein an der Vakuumapparatur angebrachter Druckmesskopf einen Druck von nur $3 \cdot 10^{-10} \text{ mbar}$ an, doch sind die Magnetfeldspulen der MOT innerhalb der Kammer weit von diesem entfernt. Es ist davon auszugehen, dass lokal ein weniger gutes Vakuum herrscht, was dazu führt, dass die Lebensdauer der magnetooptische Falle auch nur im niedrigen Sekundenbereich liegt. (Die Lebensdauerermessung der MOT ergibt in Kapitel 4 einen höheren Wert. Dies liegt jedoch daran, dass diese Messung zu einem späteren Zeitpunkt durchgeführt wurde, und die Ausgasungen durch die Spulen deutlich weniger geworden waren).

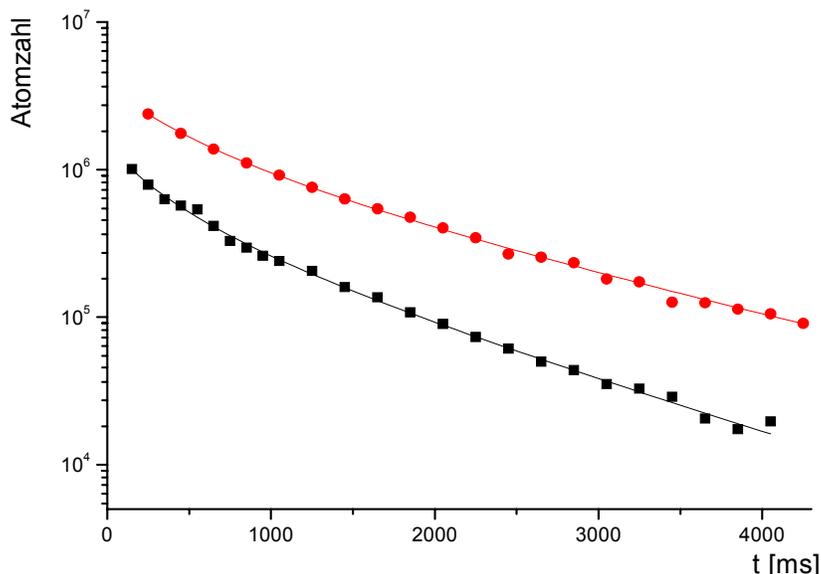


Abb. 26: Zerfall der Dipolfalle bei einer flachen Falle von $100 \mu\text{K}$ (schwarz) und einer tieferen von $350 \mu\text{K}$ (rot). Die Zerfallsgeschwindigkeit am Anfang ist nahezu identisch. Lediglich im späteren rein exponentiellen Teil zerfällt die flachere Falle etwas schneller, was aber auf unterschiedliche Vakuumdrücke zurückzuführen ist (s. Text).

7.3.3 Evaporation in der Dipolfalle

Wenn man die Teilchenverluste während der ersten paar hundert Millisekunden mit Evaporation erklären will, so muss auch eine Temperaturerniedrigung der Atome in der Falle nachweisbar sein. Evaporation ist das bevorzugte Verlassen der Falle von Atomen die eine höhere Energie haben als die durchschnittliche kinetische Energie in der Falle (und als die Falltiefe). Die in der Falle verbleibenden Atome rethermalisieren durch elastische Stöße (hohe Dichte). Dadurch, dass ständig die energiereichsten Teilchen die Falle verlassen, erniedrigt sich die kinetische Gesamtenergie und damit die Temperatur der zurückgebliebenen Atome. Die Evaporationsgeschwindigkeit kann man anhand eines einfachen Modells berechnen. Das hier verwendete Modell beruht auf dem “detailed balance”-Prinzip [62]. Danach dürfen (nach der anfänglichen Präparation im harmonischen Potential mit der Temperatur T) alle Atome mit einer Energie größer als die Falltiefe U_0 die Falle verlassen. Die Rate, mit der elastische Kollisionen solche Atome produzieren, ist dabei die Anzahl der Atome mit $E > U_0$ geteilt durch die Kollisionszeit. Dies führt zu einer Verlustrate Γ_{Ev} :

$$\Gamma_{\text{Ev}} = n \cdot \sigma_{\text{Esc}} \cdot v_{\text{rms}} \cdot \eta \cdot e^{-\eta}$$

Hierbei ist n die durchschnittliche Dichte in der Falle, σ_{Esc} der Wirkungsquerschnitt für elastische Streuung und

$$v_{\text{rms}} = \sqrt{\frac{3 \cdot k_B \cdot T}{m_{\text{Rb}}}} \quad \eta = \frac{U_0}{k_B \cdot T}$$

Wenn man vernachlässigt, dass v_{rms} und η während der Evaporation kleiner werden, weil sich das Atomensemble abkühlt, dann erhält man für den entsprechenden β -Parameter :

$$\beta_{\text{Ev}} = \frac{\Gamma_{\text{Ev}}}{n} = \sigma_{\text{Esc}} \cdot v_{\text{rms}} \cdot \eta \cdot e^{-\eta}$$

^{85}Rb besitzt eine große s-Wellenstreulänge [63]. Deswegen kann σ_{Esc} im Unitaritätslimit angenähert werden durch $\sigma_{\text{Esc}} = h^2 / \pi \mu^2 \delta v_{\text{rms}}^2$. μ ist hier die reduzierte Masse ($m/2$) und δv_{rms} ist die Relativgeschwindigkeit der Atome. Damit erhält man für β_{Ev} :

$$\beta_{\text{Ev}} = \frac{8 \cdot \pi \cdot \hbar^2 \cdot \eta^{\frac{3}{2}} \cdot e^{-\eta}}{\sqrt{3 \cdot U_0 \cdot m_{\text{Rb}}^3}}$$

Bei der folgenden Messung wird die Temperaturentwicklung während des Aufenthalts der Atome in der Falle gemessen. Hierzu verwendet man eine sogenannte “Time-of-Flight”-Messung (TOF). Bei diesem Verfahren wird ausgenutzt, dass die freie Expansion der Atomwolke nach dem Ausschalten der Dipolfalle einen Rückschluss auf die Temperatur zulässt. Nimmt man an, dass es sich bei der Dipolfalle um ein thermalisiertes Ensemble in einem näherungsweise harmonischem Potential handelt, so erhält man für die Phasenraumverteilung :

$$G(\vec{x}, \vec{p}) = N_{x,p} \cdot \left(-\frac{x^2}{2\sigma_x^2} - \frac{y^2}{2\sigma_y^2} - \frac{z^2}{2\sigma_z^2} \right) \cdot e^{\frac{p}{2mk_B T}}$$

$N_{x,p}$ ist ein Normierungsfaktor, der für die weitere Betrachtung nicht wichtig ist. Die Größe des Atomensembels ist bestimmt durch die σ der Gaußverteilungen in den drei Raumrichtungen. Die Breite der Impulsverteilung $\sigma_p (= \sigma_v \cdot m)$ ist ein Maß für die Temperatur. Erfolgt das Abschalten der Dipolfalle sehr schnell und damit vollkommen unadiabatisch, so ändert sich σ_p während der Expansion im freien Raum nicht. Ein schnelles Abschalten der Falle ist deswegen so wichtig, weil es sonst zu adiabatischen Kühleffekten [55] kommen könnte, die das Meßergebnis verfälschen. Für die radiale Richtung ist dies immer erfüllt, weil die radialen Schwingungsfrequenzen bei einigen hundert Hz liegen, das Abschalten jedoch aufgrund der langen Intensitätszerfallszeit im Resonator in etwa $10\mu s$ erfolgt. Für die axiale Richtung jedoch ist es praktisch unmöglich beim Abschalten ein adiabatisches Kühlen zu verhindern. Die axialen Schwingungsfrequenzen liegen bei einigen hundert kHz, also noch schneller als das Inverse der Abschaltzeit. Auf dem Bild der CCD-Kamera erscheint das expandierende Atomensemble deswegen auch immer stark elliptisch (die adiabatische Kühlung in axialer Richtung beim Öffnen der Falle bewirkt eine Temperaturerniedrigung um etwa einen Faktor sechs). Nur für ganz flache Fallen, bei denen die axialen Schwingungsfrequenzen deutlich unter 100 kHz liegen, würde man auch in dieser Richtung unadiabatisch ausschalten können. Mit solch flachen Fallen wird aber nicht gearbeitet, weil die Anzahl der Atome die man in einer solchen Falle fängt, zu niedrig ist. Die hier angegebene Temperatur ist deswegen immer die radiale Temperatur. Bei der Expansion ändert sich die räumliche Ausdehnung der Atomwolke auf folgende Art und Weise [64]:

$$\sigma_x(t) = \sqrt{\sigma_x^2(0) + \sigma_v^2 \cdot t^2}$$

Man muß also die Ausdehnung der Falle nach einer bekannten Zeit t messen ($\sigma_x(t)$), und eine Funktion mit den Anpassungsparametern $\sigma_x(0)$ und σ_v an die Daten anpassen. Aus dem ermittelten σ_v kann die Temperatur bestimmt werden :

$$T = \frac{m}{k} \cdot \sigma_v$$



Abb. 27 : Ablauf einer Temperaturmessung (TOF-Messung). Nach dem Laden und Abschalten der MOT sind die Atome eine bestimmte Zeit in der Dipolfalle gefangen. Dann wird das Fallenlicht schlagartig ausgeschaltet und die Atome können frei expandieren. Nach einer bestimmten Expansionszeit wird resonantes Licht eingestrahlt, und die Verbreiterung der Gaußverteilung der Atome gemessen.

Die Temperaturen am Anfang betragen $38,5 \mu K$ bei der flachen ($U_0=100\mu K \cdot k_B$) Falle und $123 \mu K$ bei der tiefen Falle ($U_0=350 \mu K \cdot k_B$). Die dazugehörigen Werte für $\eta (=U_0/k_B T)$ sind 2,6 bzw. 2,85. Die Temperatur der Atome beträgt also immer ca. 40% von der Falltiefe. Mit diesen Werten errechnet sich der Parameter β_{Ev} zu :

$$\beta_{Ev}=2.5 \cdot 10^{-11} \text{ s}^{-1} \text{ cm}^3 \text{ für die } 100 \mu K\text{-Falle}$$

$$\beta_{Ev}=1.2 \cdot 10^{-11} \text{ s}^{-1} \text{ cm}^3 \text{ für die } 350 \mu K\text{-Falle}$$

β für die flache Falle ist größer als β für die tiefe, weil $\beta_{\text{Ev}} \propto 1/T^{1/2}$. Dies Verhalten ist auch bei den gemessenen Werten von β erkennbar. Auch die numerischen Werte stimmen mit $\beta = 1,7 \cdot 10^{-11} \text{ s}^{-1} \text{ cm}^3$ bzw. $\beta = 7,5 \cdot 10^{-12} \text{ s}^{-1} \text{ cm}^3$ gut überein.

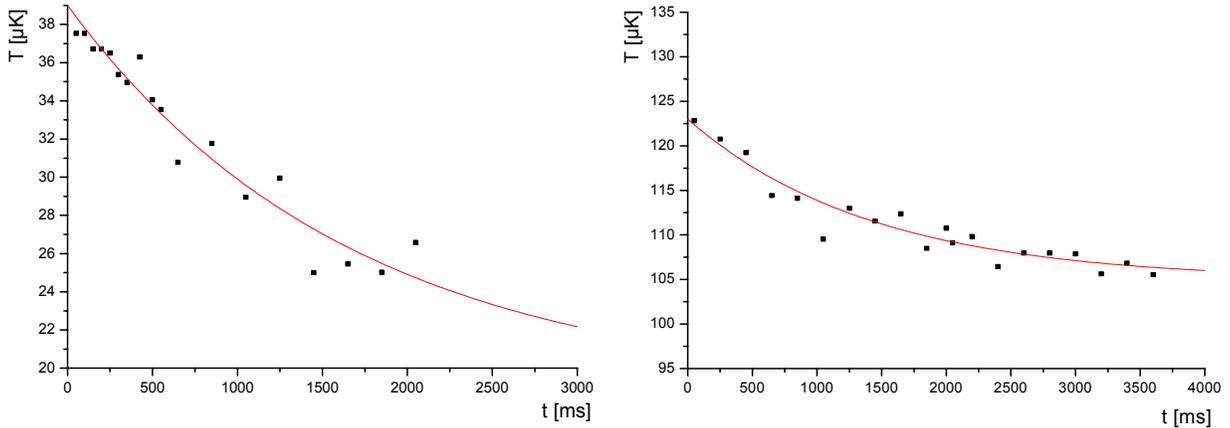


Abb. 28: *Evaporatives Kühlen in der Dipolfalle und angepasste Funktion $T(t)$*

Um die gemessene Temperaturerniedrigung, die durch die Evaporation entsteht, theoretisch untermauern zu können, wurde ein Modell entwickelt, das die Temperaturentwicklung mit der Zeit beschreibt. Dieses Modell beruht darauf, die mittlere potentielle Energie eines Atoms in einer vollständig harmonischen Falle zu berechnen, und dann aus der Differenz von mittlerer potentieller Energie und Fallentiefe die verlorene kinetische Energie pro verdampften Atom zu ermitteln. Zusammen mit $N(t)$ ergibt sich eine Gleichung für die kinetische Gesamtenergie des Systems, aus der eine Gleichung für die Zeitabhängigkeit der Temperatur folgt (siehe Anhang A). Die Temperatur wird durch die folgende Formel beschrieben :

$$T(t) = T_0 \cdot \left\{ 1 - \varepsilon \cdot \frac{\xi}{1 - \xi} \cdot (1 - e^{-\gamma t}) \right\}$$

$$\varepsilon = \frac{2\eta}{3} - 1 - \frac{8}{3 \cdot \sqrt{\pi}} \cdot \int_0^{\sqrt{\eta}} r^4 \cdot e^{-r^2} dr$$

Hierbei ist T_0 die Anfangstemperatur und γ und ξ sind die Anpassungsparameter aus der Zerfallskurve. ε ist ein Parameter der die Geschwindigkeit des Temperaturabfalls festlegt. Das in der Gleichung auftretende Integral ist Ausdruck für die mittlere potentielle Energie eines Atoms. Es besitzt keine analytische Lösung, sondern muss numerisch berechnet werden. Für die flache Falle gilt $T_0 = 38 \mu\text{K}$, $\xi = 0.79$ und $\eta = 2.63$. Hieraus berechnet sich ε zu $\varepsilon = 0.14$. Passt man die Funktion $T(t)$ an die Messdaten an (Abbildung 28, rote Linie), so erhält man $\varepsilon = 0.12$. Bis auf einen Faktor 1.2 entspricht dies dem berechneten Wert.

Für die tiefere Falle mit $T(t) = 350 \mu\text{K}$ berechnet sich ε zu $\varepsilon = 0.23$. Passt man $T(t)$ den Daten an, so ergibt sich ein ε von $\varepsilon = 0.057$. Dies weicht um einen Faktor 4 vom berechneten Wert ab. Die Temperaturabnahme verläuft bei der tiefen Falle also langsamer als man erwarten würde. Dies könnte an der hier nicht berücksichtigten Heizung durch Spontanstreuung liegen, die ja bei tieferen Fallen stärker heizt als bei flachen. Die evaporative Kühlung wird

somit zum Teil wieder ausgeglichen, und der Temperaturabfall ist geringer als erwartet. Man kann den Effekt der evaporativen Kühlung noch verstärken, indem man während der Speicherung der Atome in der Falle das Fallenpotential absenkt. Dies führt dazu, dass die Atome leichter aus der Falle entweichen können und somit den Effekt der Kühlung erhöhen. Hierbei ist von entscheidender Bedeutung wie schnell das Fallenpotential abgesenkt wird. Ein zu schnelles Absenken macht die Evaporation uneffektiv, weil die Atome keine Zeit haben zu rethermalisieren. Trotzdem darf der Vorgang auch nicht zu langsam gehen, weil dann kein Unterschied mehr zu dem nicht forcierten Kühlen festgestellt werden kann. Deswegen wurde das Potential einmal innerhalb von 10 ms von 350 μK auf 147 μK erniedrigt und einmal innerhalb von 70 ms. Bei einer elastischen Stoßzeit von

$$\tau_{\text{el}} = \frac{(m_{\text{Rb}})^3 \cdot \sqrt{k_{\text{B}} \cdot T}}{\sqrt{2} \cdot \hbar^2 \cdot n_0 \cdot \pi^2} = 28 \text{ ms}$$

kann das Atomensemble innerhalb von 10 ms nicht rethermalisieren, deswegen erwartet man lediglich eine Temperaturerniedrigung, die der adiabatischen Abkühlung in einer harmonischen Falle entspricht. Experimente haben gezeigt, dass zum Rethermalisieren etwa 2,7 elastische Stöße notwendig sind [65]. Geschieht das Absenken des Potentials aber innerhalb von 70 ms, so kommt zu der adiabatischen Kühlung noch die Kühlung durch Evaporation hinzu. Bei einer Änderung der Falltiefe von U_{A} nach U_{B} beträgt im harmonischen Fall die adiabatische Temperaturänderung :

$$T_{\text{B}} = T_{\text{A}} \cdot \sqrt{\frac{U_{\text{B}}}{U_{\text{A}}}}$$

Bei einer anfänglichen Temperatur von 123 μK erwartet man also eine adiabatische Kühlung auf 79,7 μK . Dies entspricht fast exakt der Abkühlung die bei der 10 ms dauernden Potentialerniedrigung beobachtet wurde. Die Endtemperatur lag hier bei 81 μK . Bei der 70 ms dauernden Potentialerniedrigung jedoch lag die Endtemperatur bei 64 μK . Diese Differenz von 17 μK ist dem evaporativen Kühlen zuzuschreiben.

Dass die Atom in der Dipolfalle gekühlt werden, zeigt auch wie gering die in der Falle auftretenden Heizprozesse durch Intensitätsfluktuationen [66,67] sind. Intensitätsfluktuationen können durch Frequenzschwankungen des Lasers entstehen, wenn die Frequenzstabilisierung Frequenzabweichungen nicht schnell genug ausgleicht. Besonders Fluktuationen, die bei der doppelten Fallenfrequenz auftreten, führen zu starkem Aufheizen der Atome (parametrisches Heizen). Parametrisches Heizen kann durch ein einfaches Modell beschrieben werden [66], wobei die Zunahme der kinetischen Energie in einen radialen Anteil und einen axialen aufgeteilt wird:

$$\dot{W} = \gamma_{\text{a}} \cdot W_{\text{a}} + \gamma_{\text{r}} \cdot W_{\text{r}}$$

γ_{a} und γ_{r} sind dabei die axiale und die radiale Heizrate und W_{a} und W_{r} die axiale und radiale kinetische Energie. Wenn man thermisches Gleichgewicht annimmt, ist die radiale kinetische Energie doppelt so groß wie die axiale. Dies führt auf:

$$\dot{W} = \gamma_{\text{tot}} \cdot W = \frac{1}{3} \cdot (\gamma_{\text{a}} + 2 \cdot \gamma_{\text{r}}) \cdot W$$

Fügt man dieses Heizen in die Gleichung für die Temperaturentwicklung ein, so folgt für die

tiefere Falle :

$$\dot{T} = -11.7 \cdot e^{-0.59 \cdot t} + \gamma_{\text{tot}} \cdot T(t) \leq 0$$

Wertet man diesen Ausdruck für $t = 4\text{s}$ aus, so folgt für $\gamma_{\text{tot}} < 0.01\text{s}^{-1}$. γ_{tot} kann auch aus der Rauschleistungsdichte des transmittierten Lichts bei der doppelten Fallenfrequenz ermittelt werden. Man erhält damit $\gamma_{\text{tot}} = 0.041\text{s}^{-1}$. Dies ist zwar vier mal so viel wie oben berechnet, aber die Heizung der Atome erfolgt vorwiegend in axialer Richtung ($\gamma_a \gg \gamma_r$). Die in Abbildung 28 dargestellten Temperaturen sind aber radiale Temperaturen. Mit zunehmender Zeit wird die Thermalisierungszeit immer größer, und die axiale und radiale Temperatur beginnen sich zu unterscheiden. Die durch Intensitätsfluktuationen hervorgerufenen Heizraten sind aber so gering, dass sie für die Temperaturentwicklung innerhalb der Dipolfalle keine Rolle spielen.

Die Abbildung unten zeigt ein Fluoreszenzbild der Dipolfalle wie es mit einer CCD-Kamera aufgenommen wurde, und die Tabelle gibt noch einmal eine Zusammenfassung aller wichtigen Fallenparameter.



	Flache Falle	Tiefe Falle	Einheit
U_0/k_B	100	350	μK
Verstimmung δ	7,4	7,4	nm
max. Atomzahl N_0	$1,5 \times 10^6$	4×10^6	
max. Dichte n_0	$6,8 \times 10^{11}$	9×10^{11}	cm^{-3}
Temperatur T_0	38,5	123	μK
$\eta = U_0/kT$	2,6	2,85	
Lebensdauer $1/\Gamma$	1,3	1,7	s
β (gemessen)	$1,7 \times 10^{-11}$	$7,5 \times 10^{-12}$	$\text{s}^{-1} \text{cm}^3$
β_{Ev} (berechnet)	$2,5 \times 10^{-11}$	$1,2 \times 10^{-11}$	$\text{s}^{-1} \text{cm}^3$
axiale Fallenfrequenz f_{ax}	176,7	331,1	kHz
radiale Fallenfrequenz f_{rad}	245	459	Hz

Abb. 29 : Fluoreszenzbild der Dipolfalle die in diesem Fall etwa 4 Mio. Atome enthält. Die Längen des Bildausschnitts betragen etwa 1.8 mm horizontal und 5 mm vertikal. Die Tabelle zeigt eine Übersicht über alle wichtigen Fallenparameter.

8. Kapitel

Effekte bei starker Atom-Lichtfeld-Kopplung

Die Experimente in den vorangegangenen Kapiteln wurden alle bei einer Verstimmung von $\Delta_a=7.4$ nm, was 568000 Linienbreiten entspricht, durchgeführt. Der Kopplungsparameter U_0N ist bei dieser Verstimmung kleiner als die Linienbreite des Resonators und kollektive Effekte der gefangenen Atome kann man nicht erwarten. In diesem Kapitel werden Effekte beschrieben, die bei weitaus kleinerer Verstimmung von $\Delta_a=0.7$ nm, also entsprechend höherer Atom-Lichtfeld-Kopplung, auftreten. Zwar ist die Wechselwirkung von Atomen mit den Moden eines Hochfinesse-Resonators Gegenstand aktueller Forschung [68,69,87], aber dort wird meist die Wechselwirkung zwischen der Mode eines Resonators mit einem sehr kleinen Modenvolumen und einigen wenigen Atomen untersucht. Hier jedoch wird die Wechselwirkung eines großen Atomensembels, das mehrere Millionen Atome enthält, mit einer Resonatormode untersucht, die ein vergleichbar großes Modenvolumen von 2.6 mm^3 hat. Bei einer Verstimmung von 0.7 nm erreicht man ein Regime, wo die Lichtverschiebung pro Photon multipliziert mit der Atomzahl größer ist als die Linienbreite des Resonators. In diesem Regime kommt es zu einer komplexen, nicht-linearen Dynamik des Lichtfeldes im Resonator. Der dabei auftretende kollektive Charakter der Atombewegung und die nicht-lineare Dynamik könnten in Zukunft eine Möglichkeit bieten, kontrolliert Verschränkung zwischen den Atomen zu erzeugen [21] und somit letztendlich einen Weg zur Quantenlogik mit neutralen Atomen eröffnen. Nichtlineare Dynamik tritt auch in Resonatoren niedriger Finesse auf [70], wird dort jedoch durch optisches Pumpen und Sättigungseffekte hervorgerufen, da diese bei kleiner Verstimmung betrieben werden. In unserem Fall wirken die Atome nicht als absorptives Medium, sondern aufgrund der großen Verstimmung als rein dispersives Medium.

Eine andere interessante Perspektive ist die Implementierung von neuen Kühlmechanismen, die nicht auf spontaner Emission beruhen, sondern die bevorzugte Streuung von Photonen in eine Resonatormode nutzen.

8.1 Kollektive Atombewegung im optischen Gitter

Wenn man das optische Gitter im Resonator so bildet, dass beide Umlaufrichtungen exakt gleich viel Leistung enthalten, dann erhält man ein stabiles Gitter, bei dem die umlaufenden Intensitäten nicht davon abhängen, ob sich Atome im Gitter befinden oder nicht. Die Umlaufrichtung auf die die Stabilisierung wirkt, und auch die andere Richtung lassen sich im Fall symmetrischer Leistungsaufteilung nicht von der Anwesenheit der Atome beeinflussen. Ist die Leistungsaufteilung zwischen den beiden Umlaufrichtungen jedoch unsymmetrisch, wobei schon ein paar Prozent Abweichung genügen, dann kommt es zu komplexen Dynamik,

die sich vor allem darin äußert, dass die Intensität im Resonator der nicht stabilisierten Umlaufrichtung um mehr als eine Größenordnung reduziert wird. Diese Reduzierung tritt aber nur auf, wenn die nicht stabilisierte Umlaufrichtung weniger Leistung erhält als die stabilisierte. Es kann mehrere zehn Millisekunden dauern, bis durch die Reduzierung der Atomzahl in der Falle die Wechselwirkungsstärke nachlässt, und sich die Intensität wieder ihrem Wert nähert, den sie im leeren Gitter besitzt. Da die Transmission der beiden Hochreflektoren bekannt ist, kann man über das transmittierte Licht die im Resonator umlaufende Intensität für die stabilisierte Mode (I_+) und für die nicht stabilisierte (I_-) ermitteln. Die Größe $\chi_{\pm}=I_{\pm}/I_0$ ist die relative Intensität für jede Richtung. I_0 bezeichnet dabei die gesamte im Resonator umlaufende Intensität. Auch für die Leistungsaufteilung ist es vorteilhaft, relative Größenangaben zu verwenden. Wenn P_0 die gesamte auf den Einkoppelspiegel fallende Leistung ist, dann bezeichnet $\chi_{0\pm}=P_{0\pm}/P_0$ den relative Anteil jeder der Richtungen (s. Abb.30). Wenn keine Atome vorhanden sind, dann gilt natürlich $\chi_{\pm}=\chi_{0\pm}$. Weiterhin sorgt die Stabilisierung dafür, dass die Intensität dieser Richtung immer auf dem Wert bleibt, den sie ohne Atome hätte, also $\chi_+=\chi_{0+}$.

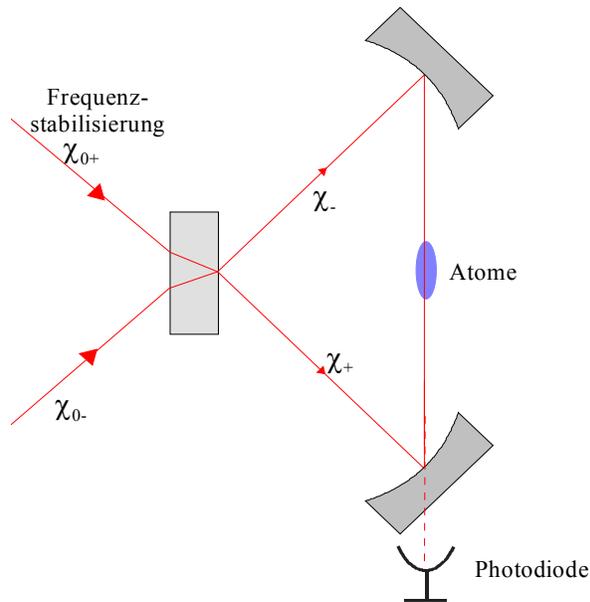


Abb. 30 : Nachweis des transmittierten Lichts und Aufteilung auf die Umlaufrichtungen

Auf welche Art und Weise die Intensität beim Zerfallen der Atomfalle ihrem ursprünglichen Wert zustrebt, hängt von der Leistungsaufteilung auf die beiden Umlaufrichtungen ab. Ist eine perfekt symmetrische Aufteilung eingestellt ($\chi_{0-}=50\%$), so ändert sich χ_- praktisch nicht. In diesem Fall ist $\chi_-=50\%$, unabhängig davon, ob Atome im Gitter sind oder nicht. Bei einer nahezu symmetrischen Aufteilung, also z. B. $\chi_{0-}=49\%$ kommt es bereits beim Laden der MOT (die Dipolfalle ist dabei die ganze Zeit angeschaltet) zu einer Reduzierung von χ_- und zu Instabilitäten. Dies äußert sich darin, dass χ_- unkontrolliert zwischen zwei Werten hin-und herspringt. Wird das Licht für die magnetooptische Falle ausgeschaltet, so fällt χ_- auf einen Wert nahe Null, wo es zunächst auch bleibt. Da aber die Atome mit der Zeit die Dipolfalle verlassen, beginnt χ_- wieder anzusteigen. Ab einer bestimmten Atomzahl springt χ_- schlag-

artig auf 49% zurück. Die radiale Temperatur beträgt vor dem Sprung 90 μK und danach 142 μK . Diese Temperaturänderung ist auf adiabatisches Heizen durch Änderung der Falltiefe während des Sprungs zurückzuführen. Die Zeit die vom Ausschalten der MOT bis zum Auftreten dieses Sprungs vergeht, steigt mit kleiner werdendem χ_{0-} an. Je unsymmetrischer die Leistungsaufteilung wird, desto mehr wäscht sich der Sprung aus und geht ab ca. $\chi_{0-}=38\%$ in einen langsamen Anstieg über (s. Abb.31). Bei einer Aufteilung von ca. $\chi_{0-}=43\%$ wird dieser langsame Anstieg von einer Oszillation begleitet, deren Frequenz der doppelten radialen Fallenfrequenz entspricht. Auch der Sprung in der Intensität hängt mit diesem Schwingungen zusammen, denn die gemessene Anstiegszeit entspricht einer viertel Schwingungszeit.

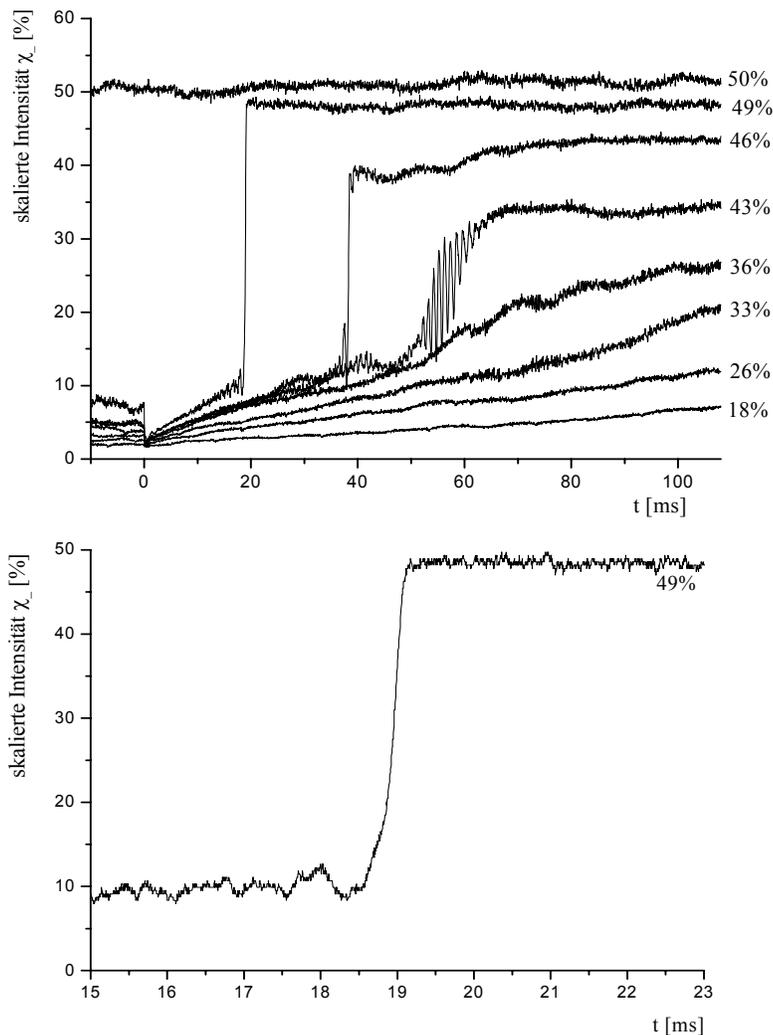


Abb. 31: Das obere Diagramm zeigt die transmittierte Intensität für die nicht stabilisierte Mode für verschiedene Aufteilungen ($\chi_{0\pm}=50\%$, 49% , 46% , 43% , 36% , 33% , 26% , 18%). Das untere Diagramm ist ein vergrößerter Ausschnitt für $\chi_{0\pm}=49\%$ um den plötzlich auftretenden Sprung zu zeigen.

Abbildung 31 zeigt das Verhalten von χ_- für verschiedene χ_{0-} . Die zugehörigen Werte für die Kopplungsstärke sind $U_0 \cdot N_0 = 4.48, 4.25, 4.01, 3.54, 3.30, 2.95, 2.48$ (alle Werte in Einheiten

von $\kappa=17$ kHz). U_0 wird aus der Verstimmung des Fallenlichts gegenüber der atomaren Resonanzfrequenz bestimmt und N_0 ist die Atomzahl, die zu der Falltiefe bei der momentanen Aufteilung gehört. Da die Gesamtintensität, die auf den Einkoppelspiegel fällt nicht geändert wurde, wird die Falltiefe immer geringer, je unsymmetrischer die Aufteilung auf die Richtungen ist. Die Werte von U_0 werden immer kleiner, weil die maximale Atomzahl in der Falle mit kleiner werdender Falltiefe ebenfalls sinkt. Anhand des reflektierten Lichts kann man erkennen, dass das Absinken der Intensität in allen Fällen dadurch zustande kommt, dass weniger Licht eingekoppelt wird (s. Abb.32).

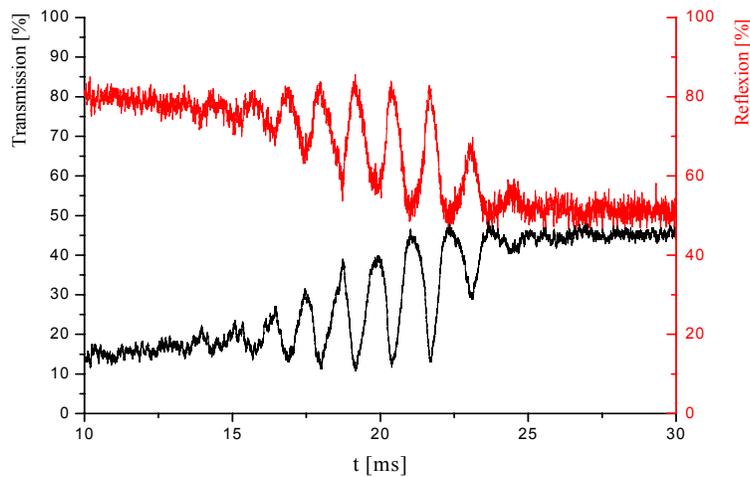


Abb. 32 : Schwingungen im transmittierten Licht (schwarz) und im reflektierten Licht (rot). Beide Schwingungen sind um π Phasenverschoben.

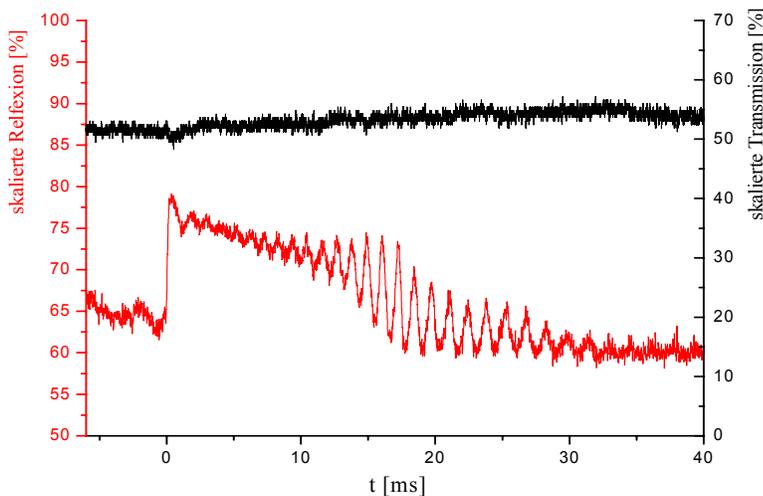


Abb. 33 : Die Richtung die in der Transmission zu sehen ist, ist stabilisiert. Die rote Kurve ist das reflektierte Licht der anderen Richtung. Weder die Schwingungen noch das Absinken der Einkopplung beim Ausschalten der MOT ist in der stabilisierten Richtung zu sehen.

Abbildung 32 erkennt man, dass wenn im transmittierten Licht Schwingungen auftreten, diese auch im reflektierten Licht sichtbar sind. Immer wenn die Transmission maximal wird, erreicht die Reflexion ein Minimum und umgekehrt. Die stabilisierte Richtung lässt sich von

alle dem nicht beeinflussen, es gilt für diese Richtung immer $\chi_+ = \chi_{0+}$, wie die Abbildung 33 zeigt.

Um die unter bestimmten Bedingungen auftretenden Schwingungen genauer zu untersuchen, wurden der radiale Impuls des Atomensembels und die radiale Ausdehnung in der Falle während der Schwingungen gemessen. Die Frequenzen, mit der diese Schwingungen auftreten, lassen darauf schließen, dass es der radiale Freiheitsgrad der Atome ist, der zu den Schwingungen führt. Um dies auszumessen wurde an einem bestimmten Punkt der Schwingung (z. B. am oberen Umkehrpunkt) die Breite der Atomverteilung in der Falle gemessen, bzw. das Fallenlicht ausgeschaltet und mittels einer TOF-Messung die Impulsbreite bestimmt. Dies wurde für alle Umkehrpunkte und Punkte auf der Flanke der Schwingung durchgeführt. Damit man diese Messungen überhaupt für einen definierten Punkt der Schwingung durchführen kann, muss man diese kontrolliert starten können. Dies wurde durch ein kurzzeitiges Absenken der Intensität des Fallenlichtes (also ein Absenken der Fallentiefe) erreicht.

Es zeigt sich, dass sich der Impuls mit der doppelten Fallenfrequenz ändert. Immer wenn χ_- ein Minimum erreicht, ist der Impuls maximal. Ist χ_- maximal, so erreicht der Impuls seinen minimalen Wert. Die Breite der Atomverteilung ändert sich mit derselben Frequenz wie der Impuls, allerdings schwingt sie antizyklisch zu dieser. Wenn der Impuls seinen Maximalwert erreicht, dann ist die Atomverteilung in der Falle besonders schmal. Wenn sie besonders breit ist, dann ist der Impuls minimal (s. Abb.34).

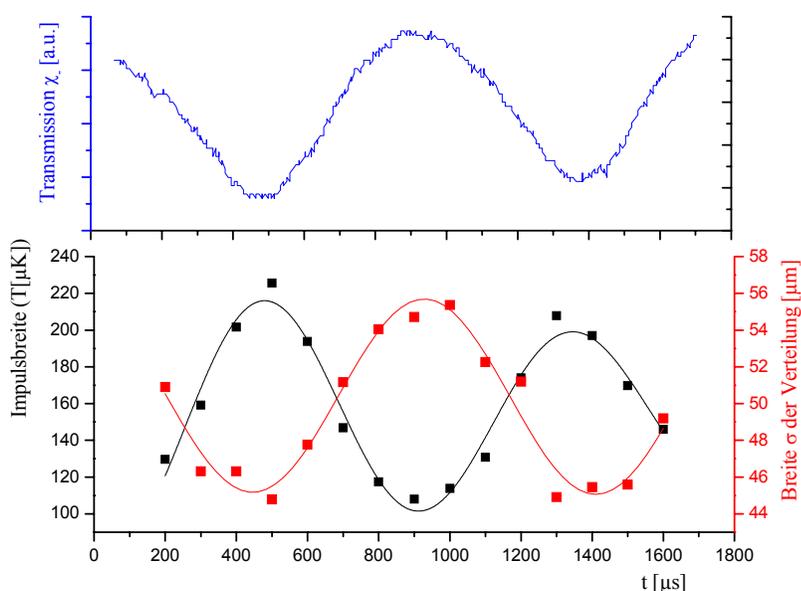


Abb. 34 : Oszillationen der Breite (rot) der Atomverteilung und der Impulsbreite (schwarz). Die durchgezogenen Linien sind trigonometrische Funktionen die um π phasenverschoben sind. Die obere blaue Kurve zeigt das Verhalten der Transmission (χ_-) während der Schwingungen

Der Ursprung dieser Schwingungen ist also eine selbstinduzierte Squeezingoszillation der Falle in radialer Richtung. Dies wird auch dadurch bestätigt, dass die Frequenz der Oszillationen mit der Wurzel der Fallentiefe anwächst (siehe Abbildung 35). Dass das

Diagramm keine Meßpunkte bei geringen Fallentiefen enthält, liegt daran, dass für die Selbstanregung der Schwingungen eine bestimmte Mindestatomzahl erforderlich ist, die bei besonders flachen Fallen nicht mehr erreicht wird.

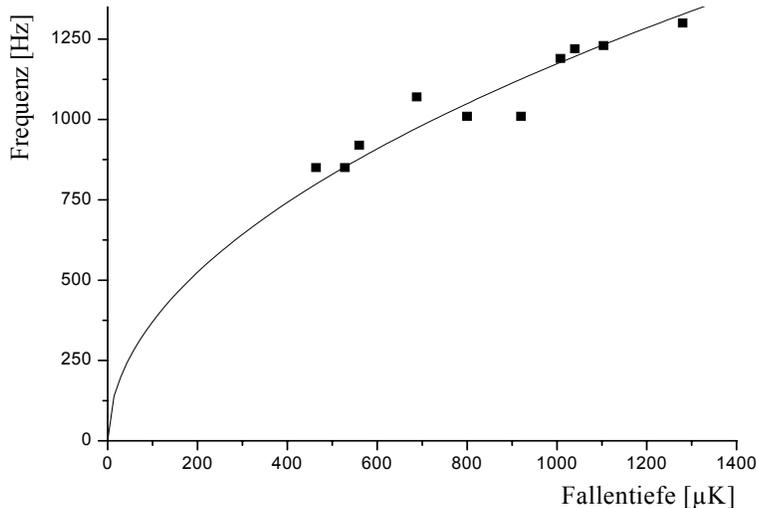


Abb. 35 : Abhängigkeit der Schwingungsfrequenz von der Fallentiefe.

Um zu sehen, wie sich die Transmission bei einer plötzlichen Änderung der Fallentiefe verhält, wurde die auf den Einkoppelspiegel einfallende Leistung P_0 während eines 2 ms dauernden Zeitfensters um einen bestimmten Betrag verringert. Dies wird zu einer Zeit durchgeführt, in der χ_- sehr niedrig ist, also lange bevor χ_- schlagartig springt. In dieser Situation lässt sich beobachten, dass χ_- ansteigt, obwohl P_0 erniedrigt wird. Die folgende Abbildung zeigt ein typisches Verhalten für $\xi_p=0.5$. ξ_p bezeichnet dabei den Anteil auf den P_0 abgesenkt wird. In diesem Fall wurde die Leistung also halbiert. Man sieht anhand von Abbildung 36, dass die Intensität I im Resonator in der nicht-stabilisierten Richtung beim Absenken von P_0 zunächst auch reduziert wird. Dies geschieht aber auf einer sehr kurzen Zeitskala, die etwa der Intensitätszerfallszeit im Resonator entspricht ($\frac{1}{2}\kappa^{-1}$). Danach steigt I auf einer sehr viel langsameren Zeitskala wieder an und erreicht einen neuen stationären Wert, der deutlich über dem vorigen liegt. Wenn P_0 schnell wieder auf den ursprünglichen Wert ($\xi_p=1$) erhöht wird, so schnell I einmal ganz kurz hoch um dann auf den Wert zurückzufallen, den sie vor dem Absenken von P_0 hatte. Die relative Transmission (d.h. χ_-/ξ_p) während der Änderung von P_0 , variiert mit ξ_p . Je stärker man P_0 erniedrigt, desto näher wird χ_- seinem maximal möglichen Wert kommen. In Abbildung 36 ist die skalierte Intensität χ_-/ξ_p gegen ξ_p aufgetragen. Man sieht, dass mehr Leistung auf den Resonator eingestrahlt, zu weniger Leistung in der nicht-stabilisierten Richtung führt.

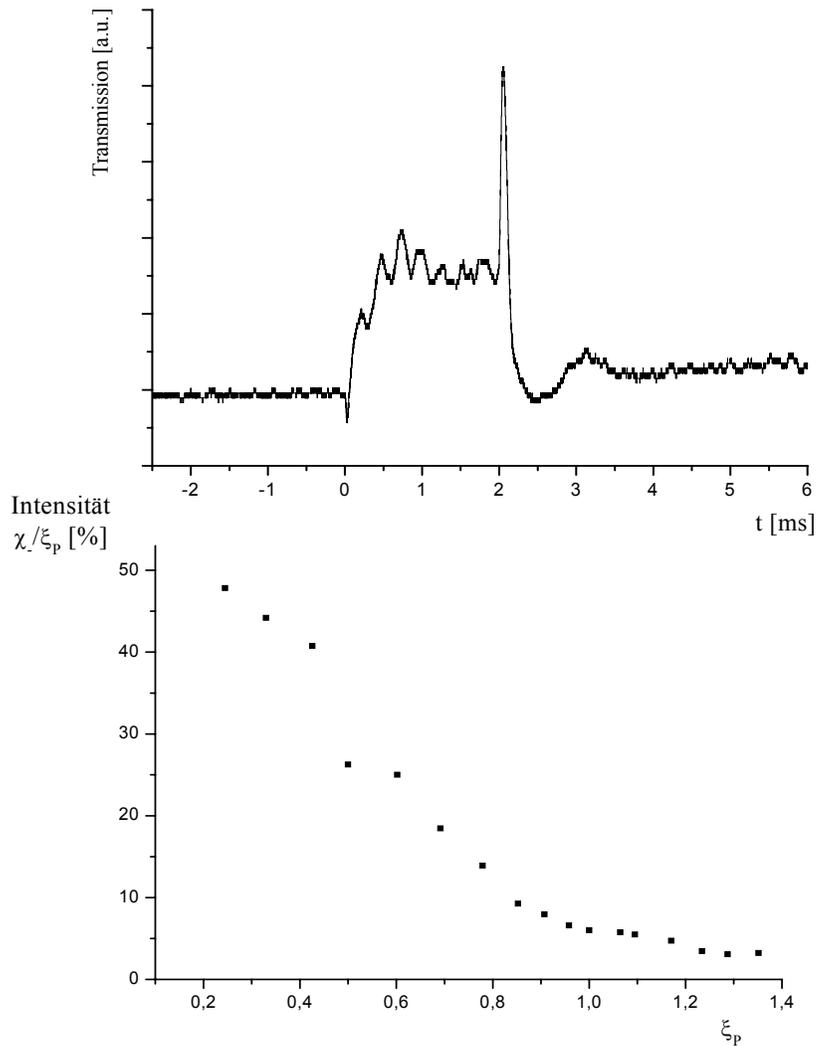


Abb. 36 : Verlauf der Intensität I , während die eingekoppelte Leistung zwischen 0 und 2 ms um 50% reduziert wird (obere Abbildung). Verhalten der skalierten Intensität χ/ξ_p in Abhängigkeit von der Abschwächung des auf den Resonator eingestrahlt Lichts

8.2 Theorie der Atom-Lichtfeld-Dynamik im Hochfinesse-Ringresonator

Die im Resonator umlaufenden Moden werden durch die Position der Atome gekoppelt und beeinflusst. Die Atombewegung hingegen wird durch die Dipolkraft des Lichtfeldes bestimmt. Diese gekoppelte Dynamik ist in [24] berechnet worden. Ausgehend von den dort ermittelten Gleichungen für die Feldamplituden, wird in diesem Abschnitt die Frequenzstabilisierung in die Berechnungen miteinbezogen. Insgesamt wird das System durch $6N+2$ gekoppelte nichtlineare Differentialgleichungen für die $3N$ Positionen und Impulskomponenten der Atome und die 2 komplexen Feldamplituden der Moden beschrieben. Die beiden Gleichungen für die Feldamplituden können zu einer einzigen kombiniert werden, denn die Stabilisierung (die nur auf eine der beiden Umlaufrichtungen wirkt) hält die Feldamplitude auf einem konstanten Wert. So bleibt nur eine Differentialgleichung für die nicht stabilisierte Richtung übrig. Die meisten der im vorigen Kapitel beschriebenen Effekte lassen sich mit dieser Gleichung erklären, wenn man die Atome nicht einzeln betrachtet, sondern ein thermisches Atomensemble annimmt, das sich der aktuellen Falltiefe und -position adiabatisch anpasst. So werden die $6N$ Bewegungsgleichungen elementiert, und es bleibt nur eine einzige nicht-lineare Differentialgleichung für die komplexe Feldamplitude im Resonator übrig.

Die Gleichungen für die Feldamplituden, wie man sie z.B. in [24] findet, lauten:

$$\dot{\alpha}_+ = (-\kappa + i \cdot (\Delta_C - U_0 \cdot N \cdot g_r)) \cdot \alpha_+ - i \cdot U_0 \cdot N \cdot g \cdot \alpha_- + \kappa \cdot e_+$$

$$\dot{\alpha}_- = (-\kappa + i \cdot (\Delta_C - U_0 \cdot N \cdot g_r)) \cdot \alpha_- - i \cdot U_0 \cdot N \cdot g^* \cdot \alpha_+ + \kappa \cdot e_-$$

Hierbei bedeuten \pm die beiden Umlaufrichtungen, α die Feldamplitude im Resonator, κ die Feldzerfallsrate, Δ_C die Verstimmung des eingekoppelten Lichts von der Resonanzfrequenz des leeren Resonators, U_0 die Lichtverschiebung pro Photon, N die Atomzahl, e_{\pm} das im Resonator befindliche Feld ohne Atome und g ist ein Parameter, der die Lokalisierung beschreibt. g_r beschreibt die Lokalisierung in radialer Richtung. Dieser zusätzliche Parameter ist nötig, weil die Atom-Lichtfeldkopplung davon abhängt, wo sich die Atome in radialer Richtung befinden:

$$g \equiv \frac{1}{N} \cdot \sum_{v=1}^N e^{-2ikz_v} \quad g_r \equiv \frac{1}{N} \cdot \sum_{v=1}^N e^{-2 \cdot (x_v^2 + y_v^2) / w_0^2}$$

U_0 ist definiert über die Verstimmung des Fallenlichts von der atomaren Übergangsfrequenz:

$$U_0 = \frac{1}{2\pi} \cdot \frac{\Delta_a}{\Gamma_a^2 + \Delta_a^2} \cdot g_k^2 \cdot \frac{2}{3} = \frac{1}{2\pi} \cdot \frac{\Delta_a}{\Gamma_a^2 + \Delta_a^2} \cdot \frac{e^2}{4 \cdot \epsilon_0 \cdot m_e \cdot V_{\text{Mode}}} \cdot \frac{2}{3}$$

Γ_A ist die Linienbreite des Übergangs, Δ_A die Verstimmung, m_e die Elektronenmasse und V_{Mode} das Modenvolumen. Die Gleichungen für die Feldamplituden werden nun so skaliert, dass sie von den Absolutwerten von α_{\pm} und e_{\pm} unabhängig sind.

$$\frac{e_{\pm}}{e} = \sqrt{\chi_{0\pm}} \quad \text{und} \quad a_{\pm} = \frac{\alpha_{\pm}}{e}$$

e ist dabei das gesamte Feld im Resonator. a_{\pm} ist eine komplexe Feldamplitude, deren Betragsquadrat den Anteil von a_+ bzw. a_- an der Gesamtintensität im Resonator beschreibt. e_{\pm}/e ist das Feld vor dem Resonator dessen Betragsquadrat den Anteil an der Gesamtintensität beschreibt (also die Aufteilung auf die beiden Richtungen).

Mit diesen Ersetzungen lauten die Gleichungen :

$$\dot{a}_+ = (-\kappa + i \cdot (\Delta_C - U_0 \cdot N \cdot g_r)) \cdot a_+ - i \cdot U_0 \cdot N \cdot g \cdot a_- + \kappa \cdot \sqrt{\chi_{0+}}$$

$$\dot{a}_- = (-\kappa + i \cdot (\Delta_C - U_0 \cdot N \cdot g_r)) \cdot a_- - i \cdot U_0 \cdot N \cdot g^* \cdot a_+ + \kappa \cdot \sqrt{\chi_{0-}}$$

An dieser Stelle wird der Einfluss der Stabilisierung der +-Richtung berücksichtigt. Sie sorgt dafür, dass die Phase der Stehwelle so geregelt wird, dass sich a_+ zeitlich nicht ändert und dass a_+ nicht einbricht, wenn Atome im Gitter sind. a_+ bleibt also immer auf dem durch die Leistungsaufteilung vor dem Resonator vorgegebenen Wert:

$$\dot{a}_+ = 0 \quad \text{und} \quad a_+ = \sqrt{\chi_{0+}}$$

Setzt man dies in die Gleichung ein, so folgt:

$$0 = (-\kappa + i \cdot (\Delta_C - U_0 \cdot N \cdot g_r)) \cdot \sqrt{\chi_{0+}} - i \cdot U_0 \cdot N \cdot g \cdot a_- + \kappa \cdot \sqrt{\chi_{0+}}$$

$$\Rightarrow \quad (-\kappa + i \cdot (\Delta_C - U_0 \cdot N \cdot g_r)) = \frac{i \cdot U_0 \cdot N \cdot g \cdot a_- + \kappa}{\sqrt{\chi_{0+}}}$$

Der Ausdruck $(-\kappa + i \cdot (\Delta_C - U_0 \cdot N \cdot g_r))$ kann jetzt in die Gleichung für a_- eingesetzt werden. Man erhält dann eine Gleichung, die a_+ nicht mehr enthält.

$$\dot{a}_- = \frac{i \cdot U_0 \cdot N \cdot g}{\sqrt{\chi_{0+}}} \cdot a_-^2 - \kappa \cdot a_- - i \cdot U_0 \cdot N \cdot g \cdot \sqrt{\chi_{0+}} + \kappa \cdot \sqrt{\chi_{0-}}$$

Mit $\Delta g = U_0 \cdot N \cdot |g|$ und der Phase $\hat{g} = \frac{g}{|g|}$ läßt sich dies auch so schreiben :

$$\dot{a}_- = \frac{i \cdot \Delta g \cdot \hat{g}}{\sqrt{\chi_{0+}}} \cdot a_-^2 - \kappa \cdot a_- - i \cdot \Delta g \cdot \hat{g}^* \cdot \sqrt{\chi_{0+}} + \kappa \cdot \sqrt{\chi_{0-}}$$

Da der Schwerpunkt der Atome den Potentialminima adiabatisch folgt, gilt :

$$\hat{g}^* = \frac{\mathbf{a}}{|\mathbf{a}|}$$

Um das adiabatische Folgen der Atom an die Potentialtiefe und -position zu beschreiben, muss der Betrag von g berechnet werden:

$$|g| = \frac{1}{N} \cdot \sum_v e^{-2 \cdot i \cdot z_v - 2 \cdot r_v^2} \cong \underbrace{\langle e^{-2 \cdot i \cdot z} \rangle}_{|g|_{\text{axial}}} \cdot \underbrace{\langle e^{-2 \cdot r^2} \rangle}_{|g|_{\text{radial}}}$$

Die Gaußschen Mittelwerte für g_{axial} und g_{radial} sind gegeben durch:

$$\langle e^{-2 \cdot r^2} \rangle = \frac{1}{1 + \eta_{\text{radial}} \cdot \left(\frac{\sqrt{\chi_{0+}} + |a(0)|}{\sqrt{\chi_{0+}} + |a(t)|} \right)}$$

$$\langle e^{-2 \cdot i \cdot z} \rangle = e^{-\eta_{\text{axial}} \cdot \sqrt{\frac{|a_0|}{|a(t)|}}}$$

Wenn man für $|g|$ die entsprechenden Terme einsetzt, dann hat die Differentialgleichung für die komplexe Feldamplitude a das folgende Aussehen:

$$\dot{a}_- = \frac{i \cdot U_0 \cdot N}{\sqrt{\chi_{0+}}} \cdot \frac{e^{-\eta_{\text{axial}} \cdot \sqrt{\frac{|a_0|}{|a(0)|}}}}{1 + \eta_{\text{radial}} \cdot \left(\frac{\sqrt{\chi_{0+}} + |a_0|}{\sqrt{\chi_{0+}} + |a(t)|} \right)} \cdot a_- \cdot |a_-| - \kappa \cdot a_- - i \cdot U_0 \cdot N \cdot \frac{e^{-\eta_{\text{axial}} \cdot \sqrt{\frac{|a_0|}{|a(t)|}}}}{1 + \eta_{\text{radial}} \cdot \left(\frac{\sqrt{\chi_{0+}} + |a_0|}{\sqrt{\chi_{0+}} + |a(t)|} \right)} \cdot \frac{a}{|a|} \cdot \sqrt{\chi_{0+}} + \kappa \cdot \sqrt{\chi_{0-}}$$

Mit den Abkürzungen $a(0)=a_0$ und

$$L(a) = \frac{e^{-\eta_{\text{axial}} \cdot \sqrt{\frac{|a_0|}{|a(t)|}}}}{1 + \eta_{\text{radial}} \cdot \left(\frac{\sqrt{\chi_{0+}} + |a_0|}{\sqrt{\chi_{0+}} + |a(t)|} \right)}$$

lautet die Differentialgleichung für a :

$$\dot{a}_- = \frac{i \cdot U_0 \cdot N}{\sqrt{\chi_{0+}}} \cdot L(a) \cdot a_- \cdot |a_-| - \kappa \cdot a_- - i \cdot U_0 \cdot N \cdot L(a) \cdot \frac{a}{|a|} \cdot \sqrt{\chi_{0+}} + \kappa \cdot \sqrt{\chi_{0-}}$$

Die beiden Parameter η_{axial} und η_{radial} beschreiben das Verhältnis aus thermischer Energie $k_B \cdot T$ und maximaler Falltiefe zum Zeitpunkt $t=0$. Um die Zeitabhängigkeit von $a(t)$ zu berechnen, muss die Differentialgleichung numerisch integriert werden. Der Anfangswert von a_0 ist der in der MOT präparierte und kann aus den Kurven in Abbildung 31 entnommen werden. Es muß auch eine Zeitabhängigkeit der Atomzahl N berücksichtigt werden, da das Verhalten von a entscheidend von N abhängt, N aber im Laufe der Zeit immer kleiner wird. Hierbei wird die ausgemessene Lebensdauerkurve der Falle für $N(t)$ eingesetzt. Die Werte für $\eta_{\text{axial}}=0.5 \pm 0.1$ und $\eta_{\text{radial}}=0.3 \pm 0.1$ beschreiben das Verhältnis von axialer bzw. radialer Temperatur zur maximalen Falltiefe. Dass η_{axial} und η_{radial} unterschiedliche Werte haben liegt daran, dass das Einbrechen einer Richtung sich unterschiedlich auf die axiale und radiale Falltiefe auswirkt. Die folgenden Abbildungen zeigen, wie die berechneten Intensität χ_- zu den gemessenen Kurven passen.

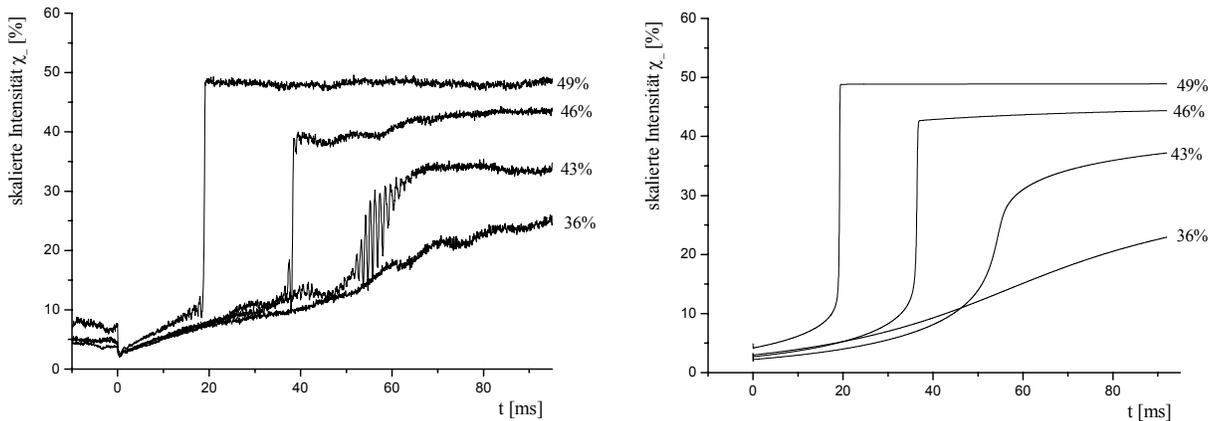


Abb. 37 : Das linke Diagramm zeigt die transmittierte Intensität für die nicht stabilisierte Mode für $\chi_{0\pm}=49\%$, 46% , 43% und 36% . Das rechte Diagramm zeigt die theoretischen Simulationen für diese Fälle, wenn man eine adiabatische Atombewegung annimmt

Für die Kopplungsstärke $U_0 \cdot N_0$ wurde für die Simulationen die Werte 2.38, 2.23, 2.15 und 1.75 verwendet. Dies entspricht den experimentell ermittelten Werten, allerdings sind alle Werte um einen gemeinsamen Faktor 1.89 niedriger. Dies ist nicht weiter verwunderlich, denn allein die Bestimmung der Atomzahl dürfte einen Faktor 2 als Unsicherheit enthalten. Dass in der Kurve für $\chi_{-}=43\%$ die Oszillationen nicht reproduziert werden liegt daran, dass das hier verwendete Modell nur adiabatische Bewegungen mitberücksichtigt. Weiter unten in diesem Kapitel wird das komplette Modell für 100 Atome berechnet, das heißt, es werden alle gekoppelten Differentialgleichungen numerisch gelöst, wobei axiale als auch radiale Bewegungen mitgenommen werden. Alle anderen experimentellen Befunde lassen sich aber mit dem adiabatischen Modell reproduzieren. So kann man um den plötzlich auftretenden Sprung zu erklären, die Phase der komplexen Feldamplitude $a(t)$ berechnen. Abbildung 38 zeigt, wie sich die Phase mit χ_{-} ändert.

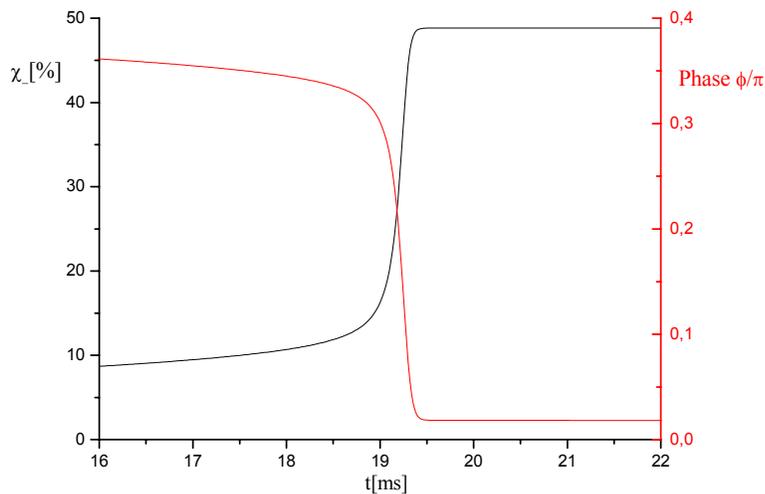


Abb. 38 : Sprunghafte Änderung der Transmission begleitet von einer Phasenverschiebung der nicht-stabilisierten Umlaufrichtung

Wenn der Sprung auftritt, dann ändert sich die Phase der nicht-stabilisierten Umlaufrichtung auf der gleichen Zeitskala, was zu einer Verschiebung der Gitters von etwa $\lambda/10$ führt. Auch das Verhalten des Lichtfeldes auf eine plötzliche Änderung der Fallentiefe lässt sich mit dem adiabatischen Modell reproduzieren. Auch hierbei tritt eine Phasenänderung der Umlaufrichtung auf, was einer räumlichen Verschiebung des optischen Gitters entspricht. Ändert man also die von außen auf den Resonator eingestrahlte Leistung P_0 , so kann dies zu einer Verschiebung des Gitters innerhalb des Resonators führen. Abbildung 39 zeigt wie sich die experimentellen Ergebnisse für die Änderung von P_0 reproduzieren lassen, und wie sich hierbei die Phase des Lichtfeldes ändert.

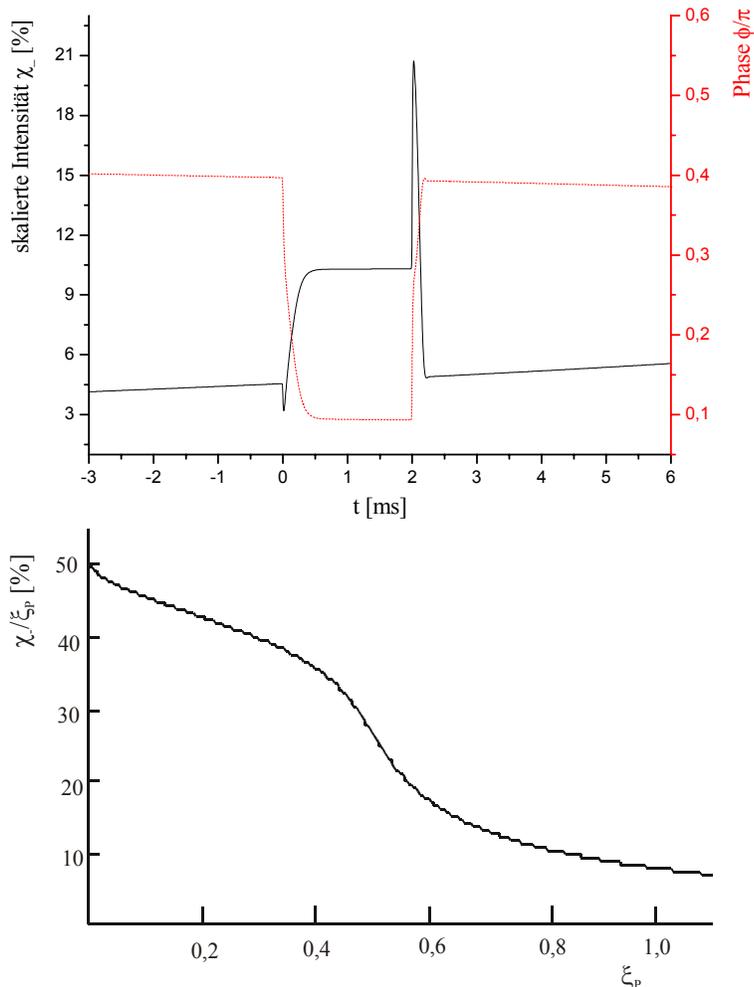


Abb. 39 : Theoretische Simulation des Lichtfeldes bei Änderung der von außen auf den Resonator eingestrahlten Leistung (vergl. Abb. 36)

Um die für eine bestimmte Leistungsaufteilung zwischen den Richtungen auftretenden Oszillationen zu simulieren, muss man das volle System von Differentialgleichungen lösen. Damit können auch nichtadiabatische Vorgänge berechnet werden, wie sie das vereinfachte Modell nicht erbringen kann. Für ein Beispiel ist diese Rechnung durchgeführt worden. 100 Atome befinden sich dabei im Gitter. Damit man für so wenige Atome dieselbe Kopplungsstärke erhält, wie bei einigen Millionen Atomen, wird in der Rechnung der Wert für U_0

angepasst. Die Leistungsaufteilung zwischen den beiden Richtungen war so eingestellt, dass sich Oszillationen ergaben. Leider ist praktisch nicht möglich diese Berechnungen für wesentlich mehr als 100 Atome durchzuführen, weil selbst auf schnellen Rechnern die Rechenzeiten mehrere Tage betragen. Abbildung 40 zeigt das Ergebnis einer solchen Rechnung im Vergleich zu den experimentell ermittelten Graphen. Man erkennt, dass sich sowohl die Schwingungen selbst, als auch die Schwingungsdauer nahezu perfekt reproduzieren lassen.

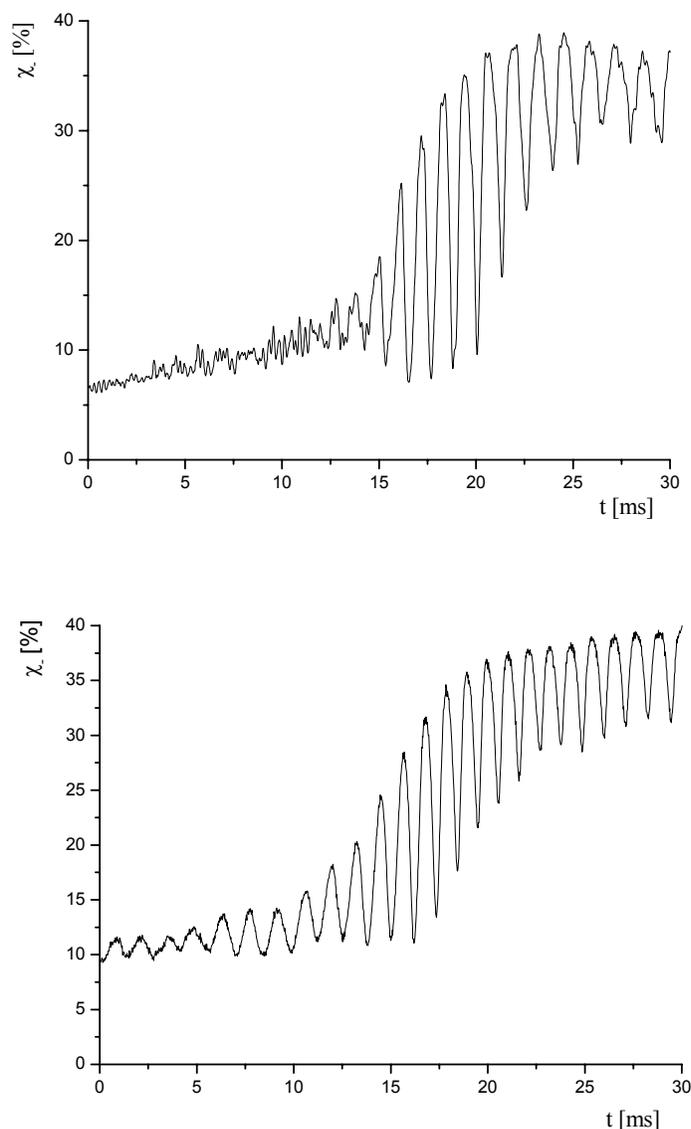


Abb. 40 : Experimentelle Beobachtung (oben) der Squeezing-Oszillationen und theoretische Berechnungen (unten) durch Lösen der gekoppelten Differentialgleichungen für 100 Atome

Warum allerdings die Oszillationsfrequenz sowohl bei den gemessenen Schwingungen als auch bei den berechneten abnimmt, ist nicht bekannt. Zu erwähnen ist noch, dass die

Ergebnisse, die das adiabatische Modell liefert, gut mit den Ergebnissen übereinstimmen, die man erhält, wenn man den vollen Satz von Differentialgleichungen löst.

Einen interessanten Aufschluss über das physikalische Verhalten des Systems geben die Steady-State-Lösungen des adiabatischen Modells. Wenn man die Differentialgleichung für die komplexe Feldamplitude a mit $a^*/|a|$ multipliziert, dann lässt sich dies in der folgenden Form schreiben:

$$\begin{aligned} \frac{1}{\kappa} \cdot \frac{a^*}{|a|} \cdot \frac{d}{dt} a &= i \cdot \left\{ U_0 \cdot N \cdot L(a) \cdot \left(\frac{|a|^2}{\sqrt{\chi_{0+}}} - \sqrt{\chi_{0+}} \right) - \sqrt{1 - \chi_{0+}} \cdot \frac{\mathbf{Im}(a)}{|a|} \right\} + \left\{ \sqrt{1 - \chi_{0+}} \cdot \frac{\mathbf{Re}(a)}{|a|} - |a| \right\} \\ &= i \cdot \left\{ U_0 \cdot N \cdot L(a) \cdot \left(\frac{|a|^2}{\sqrt{\chi_{0+}}} - \sqrt{\chi_{0+}} \right) - \sqrt{\chi_{0-}} \cdot \sin(\varphi) \right\} + \left\{ \sqrt{\chi_{0-}} \cdot \cos(\varphi) - |a| \right\} \end{aligned}$$

Unter der Annahme, dass man die komplexe Feldamplitude a in der Form $a = |a| \cdot e^{i\varphi}$ schreiben kann, folgt:

$$\begin{aligned} e^{-i\varphi} \cdot \frac{d}{dt} a &= e^{-i\varphi} \cdot \frac{d}{dt} (|a| \cdot e^{i\varphi}) = e^{-i\varphi} \cdot \left(e^{i\varphi} \cdot \frac{d}{dt} |a| + |a| \cdot i \cdot \frac{d}{dt} \varphi \cdot e^{i\varphi} \right) \\ &= \frac{d}{dt} |a| + i \cdot |a| \dot{\varphi} \end{aligned}$$

Damit erhält man separierte Gleichungen für die Zeitableitung der Phase und der Amplitude :

$$\frac{|a| \cdot \dot{\varphi}}{\kappa} = U_0 \cdot N \cdot L(a) \cdot \left(\frac{|a|^2}{\sqrt{\chi_{0+}}} - \sqrt{\chi_{0+}} \right) - \sqrt{\chi_{0-}} \cdot \sin(\varphi)$$

$$\frac{1}{\kappa} \cdot \frac{d}{dt} a = \sqrt{\chi_{0-}} \cdot \cos(\varphi) - |a|$$

Die Steady-State-Lösung der unteren Gleichung wird in die Gleichung für φ eingesetzt und es ergibt sich:

$$\frac{1}{\kappa} \cdot \frac{d}{dt} a = \sqrt{\chi_{0-}} \cdot \cos(\varphi) - |a| = 0 \rightarrow |a| = \sqrt{\chi_{0-}} \cdot \cos(\varphi)$$

$$\frac{a \cdot \dot{\varphi}}{\kappa} = U_0 \cdot N \cdot L(a) \cdot \left(\frac{\chi_{0-} - \cos^2(\varphi)}{\sqrt{\chi_{0+}}} - \sqrt{\chi_{0+}} \right) - \sqrt{\chi_{0-}} \cdot \sin(\varphi)$$

Indem man diese Gleichung numerisch löst, kann man die Steady-State-Lösungen (in Abhängigkeit von $U_0 N$) für die Phase φ erhalten. Abbildung 41 zeigt die Lösungen für

verschiedene Einkopplungen von χ_0 . ($\chi_0 = 51\%$, 50% , 48% , 43% , und 38%). Man kann erkennen, dass für $\chi_0 = 38\%$ und 43% sowohl die Phase als auch die Amplitude wohldefiniert sind. Beide sind eindeutig. Für $\chi_0 > 43\%$ ist dies jedoch nicht mehr der Fall. Es treten Bistabilitäten auf, denn für den Bereich $2\kappa < U_0N < 3\kappa$ existieren jeweils zwei Lösungen für die Phase und Amplitude. Startet man bei niedrigen Werten für U_0N , also geringer Wechselwirkung, so wird sich die Amplitude zunächst kaum ändern (blaue Kurve in Abb. 41). Wenn U_0N jedoch einen bestimmten Wert erreicht hat, dann reduziert sich $|a|$ schlagartig auf nahezu null. Dies erklärt auch die nach dem Ausschalten der MOT plötzlich auftretenden Sprünge. Hier entwickelt sich das System in der anderen Richtung. Nach dem Laden aus der MOT sind so viele Atome im Gitter, dass $|a|$ einen Wert nahe null hat. Mit dem Verlust von Atomen aus der Falle verringert sich U_0N jedoch immer mehr, und bei $U_0N \approx 2\kappa$ springt $|a|$ auf einen Wert nahe der eingestellten 48% .

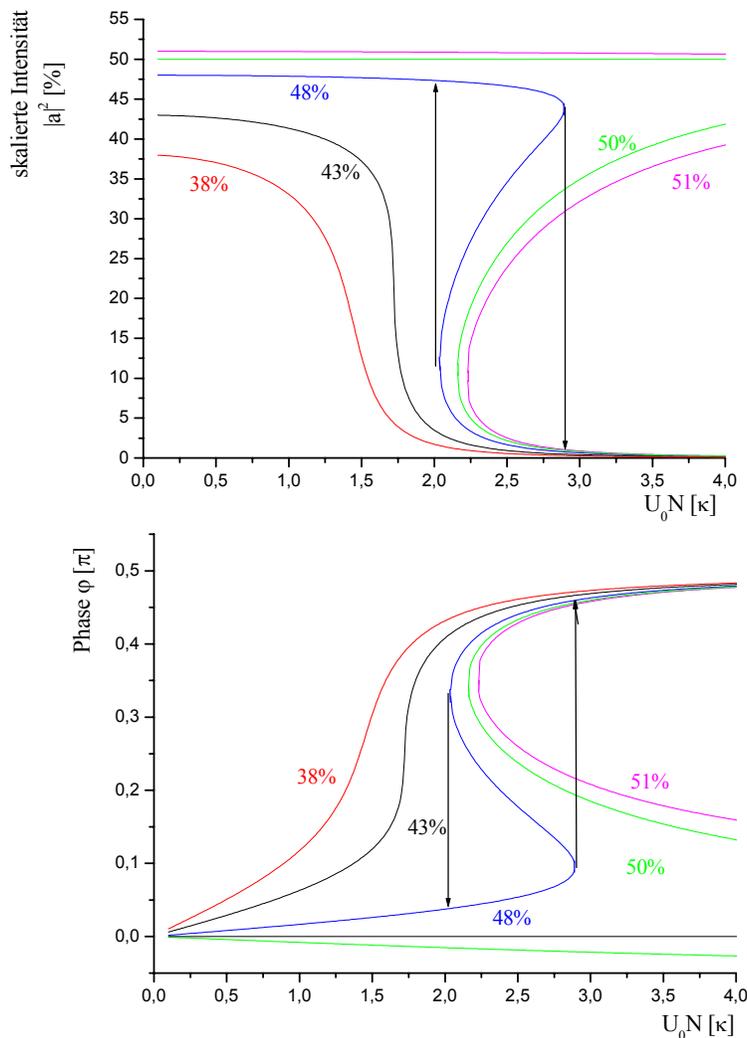


Abb. 41 : *Steady-State-Lösungen für die Feldamplitude und die Phase des Lichtfeldes innerhalb des Resonators. Für $\chi_0 > 43\%$ treten Bistabilitäten auf, wobei der Wert von U_0N bei dem die Sprünge auftreten davon abhängt, ob man U_0N verringert oder erhöht. Dieses Charakteristikum einer Hysterese ist typisch für ein bistabiles System.*

Die Lösung für $\chi_{0-} = 43\%$ ist im Bereich $U_0N=1.7\kappa$ sehr steil, das heißt eine kleine Änderung in U_0N führt zu einer sehr großen Änderung der Amplitude. Dies kann die für diese Aufteilung beobachteten Schwingungen erklären.

Zum Schluss dieses Kapitels soll noch eine anschauliche Erklärung gegeben werden, wie es überhaupt zu einer Reduzierung der Transmission einer Umlaufrichtung kommen kann. Entscheidend ist dabei, dass die Pound-Drever-Stabilisierung nur das reflektierte Licht der einen Umlaufrichtung nutzt. Im Prinzip wird so die Frequenz und Phase der einen Umlaufrichtung stabilisiert, während die andere Richtung freilaufend ist. Wenn keine Atome im Gitter sind, ist davon nichts zu merken, da beide Umlaufrichtungen dann dieselbe Resonanzfrequenz besitzen. Dies kann sich ändern, wenn sich Atome in der Dipolfalle befinden. Die Dipolkraft der Stehwelle beruht auf einem Umverteilen von Photonen von der einen in die andere Umlaufrichtung. Dabei werden immer gleich viele Photonen in beide Moden umverteilt, auch wenn die insgesamt umlaufende Leistung für beide Moden verschieden ist. Bei einer unsymmetrischen Leistungsaufteilung ist damit aber der Anteil der gestreuten Photonen an der Gesamtzahl der in der jeweiligen Mode umlaufenden Photonen unterschiedlich. Bei unsymmetrischer Leistungsaufteilung ist also das Verhältnis aus Vorwärts- zu Rückwärtsstreuung (und damit der Brechungsindex) für beide Moden unterschiedlich. Während dies für die stabilisierte Umlaufrichtung durch die Regelung ausgeglichen wird, kann es passieren, dass die freilaufende Richtung die Resonanzbedingung nicht mehr erfüllt und somit weniger Licht in den Resonator eingekoppelt wird. Mit Abnahme der Atomzahl verringert sich der Brechungsindexunterschied, und deswegen koppelt mit weniger werdenden Atomen auch wieder mehr Licht in der unstabilisierten Richtung ein.

8.3 Selbstinduziertes Seitenbandkühlen im Hochfinesse-Ringresonator

Praktisch alle bis heute bekannten optischen Kühlverfahren nutzen auf die eine oder andere Weise spontan emittierte Photonen, um einem System Energie zu entziehen. Hierbei wird letztendlich ein Photon absorbiert und eines einer höheren Frequenz reemittiert. Um hiermit eine Kühlung zu erzielen, muss das zu kühlende Teilchen in der Lage sein, viele Absorptions- und Reemissionsvorgänge auszuführen. Da es sich jedoch um spontane Emission handelt, ist es notwendig, dass das Atom genau wieder in den Zustand zerfällt, aus dem es angeregt worden ist; ein geschlossener Übergang ist nötig. Deswegen war es bisher auch nicht möglich, Moleküle effektiv zu kühlen. Bei spontaner Emission kommt es außerdem zu Reabsorption von Fluoreszenzphotonen, was die Dichte des zu kühlenden Ensembles limitiert. Im Folgenden soll nun ein Kühlverfahren vorgestellt werden, welches nicht auf spontaner Emission beruht und somit auch nicht die oben angeführten Nachteile aufweist. Die Kühlung wird durch kohärente Streuung zwischen zwei Moden des Ringresonators erzeugt und ließe sich somit auch auf Moleküle anwenden. Das physikalische Prinzip ist dabei das folgende: Im Ringresonator wird durch die beiden entgegengesetzten Laufwellen ein eindimensionales Gitter erzeugt welches als Dipolfalle für die Atome dient und diese im Lamb-Dicke-Regime fängt. Das Lamb-Dicke-Regime ist dadurch ausgezeichnet, dass die Fallenfrequenz größer ist als die Rückstoßfrequenz ($\omega_v \gg \omega_R$). Wären die Atome innerhalb des Gitters nun gleichverteilt und nicht stark lokalisiert, so gäbe es zwischen den beiden umlaufenden Moden keine Kopplung. Beide Moden sind Eigenmoden, die um $N \cdot U_0$ gegenüber dem leeren Resonator frequenzverschoben sind. N ist hierbei die Atomzahl und U_0 die Lichtverschiebung pro Photon. Das Gitter jedoch verhindert eine solche Gleichverteilung und führt zu einer Lokalisierung der Atome in den Potentialminima. Wie stark diese Lokalisierung ist kann durch den Parameter g beschrieben werden:

$$g \equiv \frac{1}{N} \cdot \sum_{v=1}^N e^{-2ikz_v}$$

Hierbei beschreibt z_v die Abweichung des v -ten Atoms vom Potentialminimum. Im Fall $z_v=0$ gibt es eine perfekte Lokalisierung der Atome in den Bäuchen der Stehwelle, und der Parameter g wird 1. Sind die Atome hingegen gleichverteilt, so gibt es überhaupt keine Lokalisierung und g ist 0. Wenn die Atome in z -Richtung gaußverteilt sind, dann gilt für den Lokalisierungsparameter g :

$$g = e^{-2k^2 \Delta z_{rms}^2} \cdot e^{-2ikz_{cm}}$$

Hierbei ist z_{cm} die Koordinate des Massenschwerpunktes aller Atome und Δz_{rms} ist das quadratische Mittel der Atomverteilung. Wenn die Atome lokalisiert sind, so kommt es durch kohärente Photonenstreuung zu einer Kopplung der beiden umlaufenden Moden. Die Resonanz spaltet in zwei Resonanzen unterschiedlicher Frequenz auf, wobei die Mode der niedrigeren Frequenz das Gitter bildet, in dem die Atome gefangen sind. Ihre durch die Anwesenheit der Atome bedingte Frequenzverschiebung ist gegeben durch :

$$\Delta f_g = N \cdot U_0 \cdot (1 + |g|)$$

N ist hierbei die Anzahl der Atome und U_0 ist die Lichtverschiebung pro Photon. Der zusätzliche Summand $|g|$ in der Klammer rührt daher, dass die Atome in den Potentialminima gefangen sind. Hier ist die Lichtintensität besonders groß, und die Frequenzverschiebung ist größer als bei gleichverteilten Atomen ($\Delta f_g = N \cdot U_0$). Die beiden Moden sind orthogonal zueinander, das heißt, wo die eine Stehwelle ihre Knoten hat, hat die andere ihre Bäuche.

Folglich hat die andere Stehwelle am Ort der Atome ihre Knoten. Hier ist die Lichtintensität besonders klein, deswegen ist die Frequenzverschiebung kleiner als bei gleichverteilten Atomen:

$$\Delta f_s = N \cdot U_0 \cdot (1 - |g|)$$

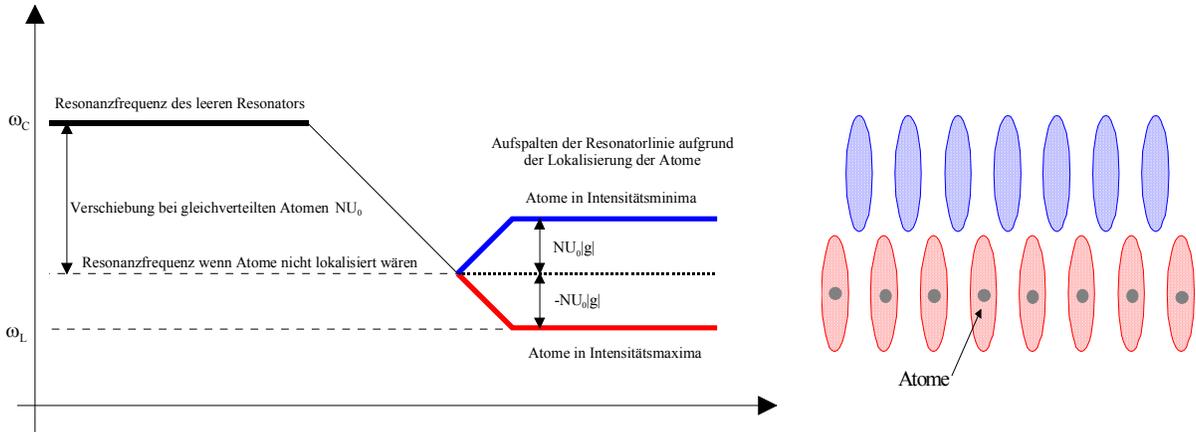


Abb. 42 : Die linke Grafik zeigt wie sich die Resonanzfrequenz verschiebt und in zwei Resonanzen aufspaltet. Das Gitter, in dem die Atome gefangen sind und auf dessen Frequenz der Laser stabilisiert ist (ω_L) und ein relativ hierzu blauverschobenes Seitenband. Die rechte Abbildung zeigt die räumliche Anordnung der Stehwelle der beiden Resonanzen. Die Atome sitzen in den Bäuchen des Gitters und in den Knoten des Seitenbands.

Der Frequenzunterschied zwischen dem Gitter und dem blauen Seitenband ist also $2 \cdot N \cdot |g| \cdot |U_0|$. Der Laser ist nur auf die niedrige Frequenz stabilisiert. Wenn die Atome jedoch Photonen in das blaue Seitenband streuen, so wird ihnen hierbei Bewegungsenergie entzogen. Um dies zu erreichen, muss die Oszillationsfrequenz der Atome in der Falle genau dem Frequenzabstand der beiden Moden entsprechen:

$$\omega_v = 2 \cdot N \cdot |U_0| \cdot |g|$$

Das blaue Seitenband fällt also mit dem Anti-Stokes Raman Seitenband der oszillierenden Atome zusammen. Deswegen ist die Streuung in das Anti-Stokes Seitenband durch den Hochfinesse-Resonator stark überhöht. Dabei wird in axialer Richtung ein Schwingungsquant entzogen, und die Atome werden in axialer Richtung gekühlt. Die Resonanzbedingung kann erfüllt werden, indem man die Falltiefe (und damit U_0) anpasst, oder die Atomzahl N variiert.

Die Überhöhung der resonanten Streuung in die Resonatormode kann durch den Parameter η_C beschrieben werden. Dieser gibt an, wie groß die Streurrate in die Resonatormode im Vergleich zur Streurrate in den freien Raum ist. Durch die Anwesenheit des Resonators nimmt die Gesamtstreuung des Atoms also zu. Ist die Streurrate in den freien Raum gegeben durch Γ , so ist die Gesamtstreurate bei Anwesenheit des Resonators $(1 + \eta_C) \cdot \Gamma$. Der Parameter η_C hängt wesentlich von der Finesse und dem Durchmesser der Resonatormode ab. Je höher die Finesse eines Resonators und je kleiner der Modendurchmesser, desto effektiver wird in die Resonatormode gestreut:

$$\eta_C = \frac{12 \cdot F}{\pi \cdot (k \cdot w_0)^2}$$

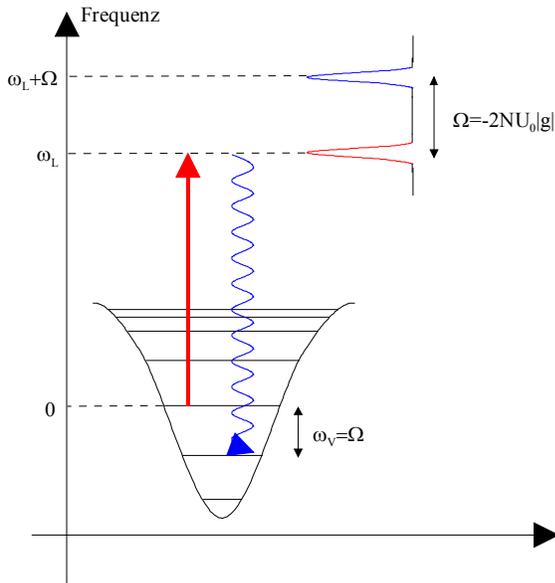


Abb. 43: Schema des selbstinduzierten Seitenbandkühlens. Die niedrigere der beiden Frequenzen des Resonanzdoublets bildet das Gitter, in dem die Atome gefangen sind und mit der Frequenz ω_V schwingen. Die höhere Frequenzkomponente stimmt mit dem Anti-Stokes Ramanseitenband überein, so daß Anti-Stokes Ramanstreuung stark überhört ist ($\Omega = \omega_V$). Als Folge wird die Schwingungsquantenzahl der Atome im Fallenpotential erniedrigt, was zur Kühlung führt.

Wenn Atome im Lamb-Dicke Regime gefangen sind und Photonen streuen, dann besteht das Spektrum der gestreuten Photonen aus einer elastischen Komponente, die dieselbe Frequenz wie die eingestrahlte Frequenz hat, und Seitenbändern die jeweils um die Vibrationsfrequenz der Atome verschoben sind. Durch die Änderung des Quantenzustands der Bewegung der Atome sind die Seitenbänder jedoch um einen Lamb-Dicke Faktor η_{LD} unterdrückt [38]. Bei einer harmonischen Falle ist dieser Faktor $\eta_{LD} = \omega_R / \omega_V$ (hierbei ist ω_R die Rückstoßfrequenz des Atoms). Wird nicht in eine Resonanzmode gestreut, so kommt noch ein zusätzlicher Faktor $2/5$ hinzu, der der Winkelverteilung der emittierten Photonen bei Streuung in den freien Raum Rechnung trägt. Die inelastische Ramanstreuung die die Vibrationsquantenzahl der Atome um eins erniedrigt, also den Übergang von $|n\rangle \rightarrow |n-1\rangle$ ermöglicht, geschieht mit der Rate Γ_n (n ist die Anzahl der Vibrationszustände):

$$\Gamma_n = n \cdot \eta_{LD} \cdot \left(\eta_C + \frac{2}{5} \right) \cdot \Gamma$$

Ramanstreuung in das rote Seitenband (also der Übergang von $|n-1\rangle \rightarrow |n\rangle$) ist nicht resonant mit dem Resonator, deswegen ist diese Streuung nochmal um einen Faktor $\varepsilon = (1 + (2 \cdot \omega_V / \kappa)^2)^{-1} \ll 1$ unterdrückt. Die entsprechende Streurrate ist gegeben durch:

$$\gamma_n = n \cdot \eta_{LD} \cdot \left(\varepsilon \cdot \eta_C + \frac{2}{5} \right) \cdot \Gamma$$

Wenn vorzugsweise ins blaue Seitenband gestreut wird, also $\Gamma_n > \gamma_n$, dann werden die Atome gekühlt.

Um die Dynamik des Systems zu beschreiben, ist es notwendig, die durch die Atome verursachte Kopplung der Moden quantitativ zu erfassen. Seien $\alpha_+(t)$ und $\alpha_-(t)$ die komplexen Feldamplituden der beiden umlaufenden Moden. Die beiden Moden sind entartet und werden formal durch eine Laufwelle dargestellt:

$$\alpha_{\pm}(z, t) = \alpha(t) \cdot e^{\pm \frac{2\pi \cdot i \cdot z}{\lambda}} = \alpha(t) \cdot e^{\pm i k z}$$

Für den Fall großer Verstimmungen und damit zu vernachlässigender Sättigung wird die zeitliche Entwicklung von α_{\pm} durch folgende Gleichung beschrieben [24]:

$$\frac{d}{dt} \begin{pmatrix} \alpha_+ \\ \alpha_- \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} i \cdot (\Delta_C - N \cdot U_0) - \kappa & -i \cdot N \cdot U_0 \cdot g \\ -i \cdot N \cdot U_0 \cdot g^* & i \cdot (\Delta_C - N \cdot U_0) - \kappa \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \alpha_+ \\ \alpha_- \end{pmatrix} + \Delta_{\text{FSR}} \begin{pmatrix} \eta_+ \\ \eta_- \end{pmatrix}$$

Hierin bedeuten k die Wellenzahl, Δ_C die Verstimmung des eingekoppelten Lichts von der Resonanzfrequenz des leeren Resonators und Δ_{FSR} ist der freie Spektralbereich des Resonators. η_+ und η_- sind die (komplexen) Feldamplituden des eingekoppelten Lichts. Die beiden entgegengesetzt laufenden Wellen ergeben eine Stehwelle in deren Intensitätsmaxima die Atome gefangen sind und mit der Frequenz ω_V oszillieren. Für die Lösung der obigen Gleichung gilt deswegen der Ansatz:

$$\alpha_{\pm}(t) = \alpha_{\pm} + \beta_{V_{\pm}} \cdot e^{-i\omega_V t} + \gamma_{V_{\pm}} \cdot e^{i\omega_V t}$$

$$g = |g| \cdot (1 + i \cdot \tau \cdot \cos(\omega_V t))$$

Setzt man dies in die obige Matrixgleichung ein, und nimmt man an dass $\eta_+ = \eta_- = \eta$ gilt, dann folgt für die Lösungen:

$$\alpha_{\pm} = \frac{\Delta_{\text{FSR}} \cdot \eta}{\kappa - i \cdot ((\Delta_C - N \cdot U_0) \cdot (1 + |g|))}$$

$$\beta_{V_{\pm}} = \gamma_{V_{\pm}} = \frac{\alpha_{\pm} \cdot N \cdot U_0 \cdot \tau}{\kappa - i \cdot (\Delta_C + \omega_V - N \cdot U_0 \cdot (1 - |g|))}$$

Die Größe τ ist dabei definiert als $\tau = 2kz_{\text{cm},0}$. τ ist ein Maß für die maximale Amplitude der Schwerpunktsbewegung. Das Lichtfeld α_{\pm} , das das Gitter bildet, ist bei $\Delta_C = N \cdot U_0 \cdot (1 + |g|)$ resonant. Auf diese Frequenz ist der Laser stabilisiert. In diesem Fall ergibt sich eine Resonanzbedingung für ω_V :

$$\omega_V = -2N \cdot U_0 \cdot |g|$$

Die zu diesem Seitenband gehörende Verstimmung gegenüber dem leeren Resonator ist gegeben durch:

$$\Delta_C^{\text{SB}} = \Delta_C + \omega_V = N \cdot U_0 \cdot (1 - |g|) > \Delta_C$$

Hieran kann man erkennen, dass es sich um ein blauverstimmtes Seitenband handelt. Erfüllt die Vibrationsfrequenz der Atome in den Fallenpotentialen gerade die Resonanzbedingung, so kann dem System durch Streuung von Photonen aus dem Fallenlicht in das Seitenband Energie entzogen werden. Die Änderung der Energie ist dabei gegeben durch:

$$\frac{dW}{dt} = -\frac{2}{N} \cdot \frac{\omega_V}{\omega_L} \cdot A_{\text{Loss}} \cdot (P_{\beta} - P_{\gamma})$$

ω_L ist die Frequenz des Lasers, A_{Loss} sind die Gesamtverluste im Resonator und P_{γ} und P_{β} die Leistungen in den beiden Laufwellen des blauen Seitenbandes. Diesen Ausdruck kann man mit folgenden Identitäten umformen. P_{β} ist proportional zu P_{α} . Dabei gilt :

$$P_\beta = P_\alpha \cdot \left(\frac{N \cdot U_0 \cdot |g|}{\kappa} \right)^2 \cdot \varphi^2$$

φ ist ein Maß für die axiale Ausdehnung des Atomensembles in den pfannkuchenförmigen Mikrofallen und hängt somit von der Temperatur ab.

$$\varphi = \sqrt{\frac{8 \cdot \omega_R}{\hbar \cdot \omega_V^2 \cdot N} \cdot k_B \cdot T}$$

Zusammen mit der Beziehung zwischen der Temperatur und der kinetischen Energie der Atome

$$W = \frac{k_B \cdot T}{2} = \frac{m \cdot v^2}{2} = \frac{m \cdot \Delta z_{\text{rms}}^2 \cdot \omega_V^2}{2}$$

folgt für die Zeitabhängigkeit der Temperatur:

$$\frac{dT}{dt} = \dot{T} = -8 \cdot A_{\text{Loss}} \cdot \underbrace{\frac{P_\alpha \cdot \omega_R}{\hbar \cdot \omega_L \cdot \omega_V} \cdot U_0^2 \cdot |g|^2}_{\Gamma_{\text{Kühl}}} \cdot \left(\frac{1}{\kappa^2 + (2 \cdot N \cdot U_0 \cdot |g| + \omega_V)^2} - \frac{1}{\kappa^2 + (2 \cdot N \cdot U_0 \cdot |g| - \omega_V)^2} \right) \cdot T$$

Diese Differentialgleichung beschreibt die Abkühlung der Atome in der Stehwelldipolfalle des Ringresonators bei Streuung in das blaue Seitenband. Wenn man den zweiten Summanden in der Klammer vernachlässigt, da er gegenüber dem ersten klein ist ($U_0 < 0$), so ist die Lösung dieser Gleichung eine reine Exponentialfunktion die für ausreichend lange Zeiten einen Temperaturverlauf beschreibt, der gegen Null geht. Dies liegt daran, dass die ursprünglichen Matrixgleichungen die Aufheizung durch Spontanstreuung nicht berücksichtigen. Wenn man diese berücksichtigt, so müsste man eine konstante Heizrate von $2/5 \Gamma \cdot T_R$ dazuaddieren (T_R ist die Recoiltemperatur). $\Gamma_{\text{Kühl}}$ ist die Kühlrate, also das Inverse der Kühlzeit τ_K . Die Kühlzeit beschreibt die Zeit, die benötigt wird, um die Anfangstemperatur auf den e-ten Teil abzusenken. Wie lange die Kühlzeit ist, das hängt entscheidend von der Teilchenzahl ab. Wenn man eine Falle hat, deren Lebensdauer viel größer als die Kühlzeit ist (also die Atomzahl als praktisch konstant angenommen wird), dann ergibt sich wie oben schon erwähnt eine reine Exponentialfunktion als Lösung der Differentialgleichung. Betrachtet man beispielsweise eine Dipolfalle mit einer Fallentiefe von 360 μK , was einer umlaufenden Leistung von 120 mW bei einer Verstimmung von 0,26 nm entspricht, so ergibt sich das Folgende: Alle in der Gleichung vorkommenden Größen sind entweder experimentell leicht zu bestimmen oder lassen sich ausrechnen. A_{Loss} ist im Fall des hier verwendeten Ringresonators 35 ppm und das dazugehörige $\kappa = 53760$ Hz, P_α ist die pro Richtung umlaufende Leistung, also 60 mW, ω_L ist die Laserfrequenz bei $\lambda = 780.5$ nm = $2.42 \cdot 10^{15}$ Hz und ω_V ist die axiale Vibrationsfrequenz = 2.2 MHz. Die Lichtverschiebung pro Photon errechnet sich aus :

$$U_0 = \frac{1}{2\pi} \cdot \frac{\Delta_a}{\Gamma_a^2 + \Delta_a^2} \cdot g_k^2 \cdot \frac{2}{3} = \frac{1}{2\pi} \cdot \frac{\Delta_a}{\Gamma_a^2 + \Delta_a^2} \cdot \frac{e^2}{4 \cdot \epsilon_0 \cdot m_e \cdot V} \cdot \frac{2}{3}$$

Δ_a ist die Verstimmung des Dipolfallenlichtes gegenüber des atomaren Übergangs mit der Linienbreite Γ_a . ϵ_0 ist die elektrische Feldkonstante und V das Modenvolumen der Resonator-

mode. m_e und e sind die Elektronenmasse und -ladung. Wenn man einen Lokalisierungsparameter g von 0.9 annimmt, was sich beim Laden aus eine magnetooptische Falle leicht erreichen lässt, so hängt die Kühlzeit nur noch von der Atomzahl ab. Nimmt man zunächst einmal an, es gelänge die Atomzahl während des gesamten Kühlvorgangs konstant zu halten, so ist es von entscheidender Bedeutung die Anzahl an Atomen so einzustellen, dass die Bedingung $\omega_v=2 \cdot N \cdot U_0 \cdot |g|$ gut erfüllt ist. Abbildung 44 zeigt wie sehr sich τ_K mit der Atomzahl ändert. Die minimale Kühlzeit beträgt in diesem Fall 17.5 ms bei 2.35 Mio. Atomen. Für 2 Mio. Atome bräuchte man schon 670 ms und für 1 Mio. fast 10 s.

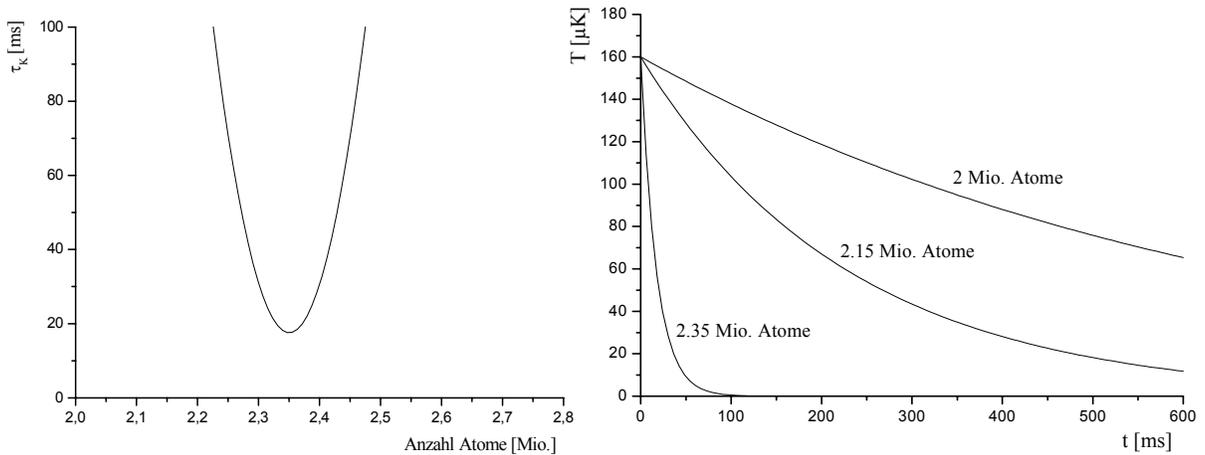


Abb. 44 : Die linke Abbildung zeigt die Abhängigkeit der Kühlzeit τ_K beim selbstinduzierten Seitenbandkühlen von der Atomzahl. Rechts ist die dazugehörige Temperaturentwicklung für verschiedene Atomzahlen angegeben bei einer Anfangstemperatur von 160 μK . Man erkennt, wie sehr der Temperaturverlauf von N abhängt.

Bei der hier verwendeten Stehwellendipolfalle bei einer Verstimmung von 0,26 nm kann man jedoch nicht davon ausgehen, dass die Atomzahl über die gesamte Kühlzeit konstant bleibt. Vielmehr zerfällt die Falle angenähert exponentiell mit einer Lebensdauer von 100 ms (diese kurze Lebensdauer könnte durch Photoassoziation bedingt sein). Die Folge ist, dass sich die Kühlzeit in jedem Augenblick ändert. Wenn die Falle mit einer ausreichend hohen Atomzahl geladen wird, so wird in der ersten Zeit nach dem Laden keine Kühlung zu beobachten sein. Wenn sich dann die Atomzahl in der Falle verringert, wird irgendwann Kühlung einsetzen, da irgendwann die Resonanzbedingung erfüllt werden wird. Nach kurzer Zeit jedoch werden nicht mehr genug Atome gefangen sein, so dass die Resonanzbedingung für Kühlung dann nicht mehr erfüllt ist, und die Temperatur sinkt dann nicht weiter sondern bleibt nahezu konstant. Der Temperaturverlauf ist jetzt nicht mehr rein exponentiell sondern wird durch eine sehr viel kompliziertere Funktion beschrieben. Diese Funktion ist Lösung der Differentialgleichung:

$$\frac{dT}{dt} = -\Gamma_{\text{Kühl}}(N(t)) \cdot T \quad \text{mit } N(t) = N_0 \cdot e^{-\frac{t}{100\text{ms}}}$$

Abbildung 45 zeigt den zeitlichen Verlauf der Temperatur, wenn man die Falle anfangs mit 3.5 Mio. Atomen lädt und dann zerfallen lässt.

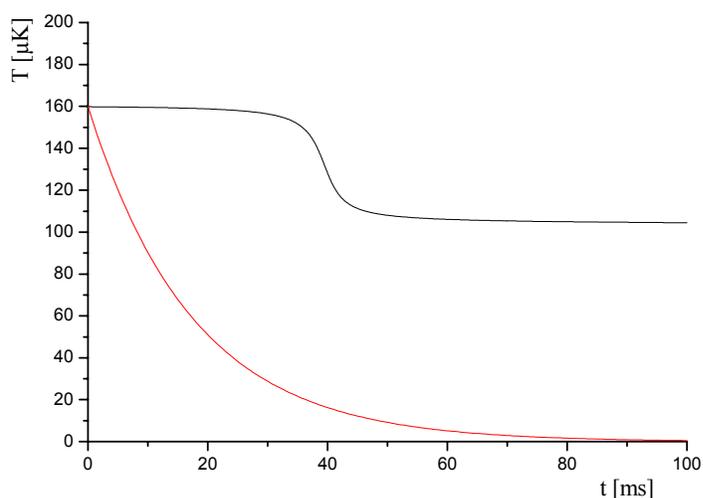


Abb. 45 : Temperaturentwicklung in der Dipolfalle durch selbstinduziertes Seitenbandkühlen bei einer Falle, die anfangs mit 3.5 Mio. Atomen geladen wird und dann mit 100 ms Lebensdauer zerfällt. Diese Kurve ist Lösung der obigen Differentialgleichung. Zum Vergleich ist der rein exponentielle Temperaturverlauf bei konstanter Atomzahl eingezeichnet (rot).

Man erkennt, dass die Endtemperatur nur wenig niedriger ist als die Ausgangstemperatur. Wenn nun noch die Heizrate durch Spontanemission mit berücksichtigt wird, dann verschwindet die durch die selbstinduzierte Seitenbandkühlung erreichte Temperaturniedrigung fast völlig. Außerdem muss man, um eine kurze Kühlzeit zu erhalten, eine relativ geringe Verstimmung wählen (~ 0.1 nm). Bei einer so geringen Verstimmung wird aber das Lichtfeld im Resonator sehr leicht instabil (siehe Kapitel 8.1) und die Einbrüche in der Transmission werden noch ausgeprägter. Wird eine Richtung nicht mehr eingekoppelt, so verschwindet die für dieses Kühlverfahren notwendige Stehwelle. Dies ist auch der Grund, warum eine Temperaturmessung keine messbare Temperaturniedrigung ergab. Um eine effiziente Kühlung zu erreichen, müsste man einen Resonator verwenden, dessen Mode vor allem eine kleinere Strahltaile hat. Dann nämlich ist η_C größer und gleichzeitig wird das Modenvolumen kleiner, was die Kopplung der Atome an das Lichtfeld erhöht. Je größer die Überhöhung bei Streuung in die Resonatormode desto effektiver die Kühlung. Deswegen sollte ein Resonator mit kleinem w_0 und entsprechend hoher Finesse einen messbaren Kühleffekt ermöglichen.

9. Kapitel

Ausblick

In diesem Kapitel sollen einige Möglichkeiten aufgezeigt werden, wie das hier vorgestellte System genutzt und erweitert werden könnte. Zwei Aspekte stehen dabei im Vordergrund. Zum einen könnte ein weiteres Kühlverfahren, das sogenannte Resonatorseitenbandkühlen implementiert werden. Zum anderen kann die Realisierung von quantenlogischen Prozessen in einem dünn besetzten Gitter versucht werden.

9.1 Quantenlogik im optischen Gitter

Die Vorteile eines dünn besetzten optischen Gitters gegenüber anderen Systemen zur Realisierung von quantenlogischen Prozessen wurden bereits in der Einleitung erwähnt. Die Kopplung der zunächst unabhängigen Atome geschieht durch das Umverteilen von Photonen zwischen den beiden umlaufenden Moden. So gelingt es, die Schwingungen der einzelnen Atome zu einer kollektiven Schwingung zu koppeln und so die Atome über das Lichtfeld miteinander zu verschränken. Die Manipulation der Atome, die sich dann im Schwingungsgrundzustand befinden müssen, geschieht mittels eines Ramanübergangs. Hierbei wird die Schwingungsquantenzahl von $\nu=0$ auf $\nu=1$ erhöht. Da man nur ein einzelnes Atom anregen möchte, muss das Gitter mit so wenigen Atomen besetzt werden, dass es möglich wird, einen Laserstrahl auf ein einzelnes Atom zu fokussieren, ohne dabei andere Atome des Gitters zu beeinflussen. Die Ramanpulse können von zwei phasenstabilisierten Lasern zur Verfügung gestellt werden [78,79]. Um zunächst die kollektiven Schwingungen nachzuweisen, benötigt man zwei Ramanlaserspaare. Zuerst wird die Schwingungsquantenzahl eines Atoms erhöht. Der kollektive Charakter der Schwingung sorgt dafür, dass sich dies auf alle im Gitter befindlichen Atome überträgt. Somit hat man eine kollektive Schwingung des Gitters angeregt. Der Nachweis dieser Schwingung geschieht dadurch, dass man an einer anderen Stelle des Gitters einen weiteren Ramanpuls einstrahlt, der den Hyperfeinstrukturübergang im Rubidium-grundzustand von $F=2, \nu=1$ nach $F=3$ ermöglicht. Sind Atome im Zustand $F=3$, so können diese mittels eines Fluoreszenzübergangs von $F=3$ nach $F'=4$ nachgewiesen werden. Da der zweite Ramanpuls nur dann das $F=3$ -Niveau bevölkert, wenn sich das adressierte Atom in $F=2$ und $\nu=1$ befindet, ist das Vorhandensein von Atomen in $F=3$ ein Nachweis für die Entstehung einer kollektiven Schwingung (Abb. 46). Durch eine geeignete Sequenz von Ramanpulsen könnte dann ein Quantengatter implementiert werden, wie dies in [20] beschrieben wird. Alle Ramanpulse können in einem beliebigen Winkel zur Achse des Gitters eingestrahlt werden, nur nicht senkrecht, da man Impuls in axialer Richtung übertragen muss. Die folgende Abbildung zeigt ein Schema zur Anregung und zum Nachweis von kollektiven Schwingungen in einem optischen Gitter, welches in einem Hochfinesse-Ringresonator gebildet wird.

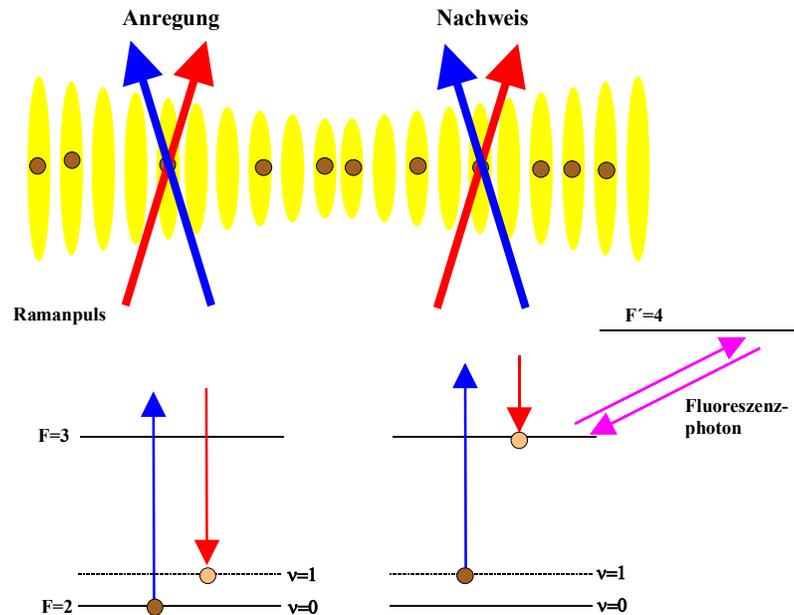


Abb. 46 : Anregung und Nachweis von kollektiven Schwingungen im optischen Gitter mittels Ramanpulsen

Die experimentellen Schwierigkeiten, die dabei auftreten, liegen vor allem in der Präparation der Atome im Gitter. Alle Atome müssen im axialen Schwingungsgrundzustand präpariert werden. Für ein Gitter ohne einen Hochfinesse-Resonator ist dies zwar bereits gelungen [82], aber es ist nicht von vorneherein klar, ob dies auch bei kollektiven Schwingungen realisierbar ist. Außerdem muss es gelingen das Gitter mit so wenigen Atomen zu besetzen, dass der Abstand der einzelnen Atome voneinander deutlich größer ist als der Durchmesser der Ramanstrahlen. Es darf also höchstens jeder zehnte Gitterplatz besetzt sein. Eine weitere Schwierigkeit besteht darin, alle Manipulationen durchzuführen, bis durch ein spontan gestreutes Gitterphoton Dekohärenz auftritt. Da man aber bei geeigneter Verstimmung des Gitters und niedriger Leistung Streuraten von einigen ms erhalten kann, sollte dies kein all zu großes Problem darstellen.

9.2 Resonatorseitenbandkühlen

Ein Hochfinesse-Resonator kann unter bestimmten Bedingungen dazu genutzt werden, Atome unabhängig von ihrer internen Struktur zu kühlen. Ein solches Kühlverfahren ist das Resonatorseitenbandkühlen [29,30].

Beim konventionellen Seitenbandkühlen [84-86] ist ein Atom in einem Potential gefangen und schwingt dort mit der Frequenz ω_v . Das Absorptions- und Emissionsspektrum des Atoms besteht aus Komponenten bei ω_0 und $\omega_0 \pm m \cdot \omega_v$ ($m \in \mathbb{Z}$). Wird ein solches Atom Licht der Frequenz $\omega_0 - \omega_v$ ausgesetzt, so wird das Atom Photonen dieser Frequenz absorbieren aber im Mittel Photonen der Frequenz ω_0 emittieren. Da die emittierten Photonen eine höhere

Energie besitzen als die absorbierten, führt dies zur Kühlung. Dieses Kühlverfahren funktioniert aber nur wenn die Seitenbänder aufgelöst sind, die Schwingungsfrequenz ω_V muss also größer sein als die Linienbreite Γ des atomaren Übergangs.

Im Gegensatz dazu und zu Kühlverfahren in Resonatoren niedriger Finesse [89], die Spontanemission benötigen, ist Resonatorseitenbandkühlung im Hochfinesse Resonator unabhängig von der internen Struktur des Atoms, da es auf kohärenter Streuung beruht. Ein geschlossener Übergang ist deswegen nicht nötig, und man könnte dieses Kühlverfahren auch auf Moleküle oder Atome mit komplizierter innerer Struktur anwenden. Die Kühlwirkung beruht auf einer durch den Resonator hervorgerufenen asymmetrischen Streuung in die beiden Seitenbänder. Streuen Atome, die im Lamb-Dicke Regime gefangen sind Licht, so besteht des Spektrum aus drei Komponenten [38]. Zum einen gibt es elastische Streuung, bei der die Atome ihr Vibrationsniveau beibehalten, und die Frequenz der gestreuten Strahlung der der einfallenden entspricht. Daneben gibt es noch Seitenbänder, die daraus resultieren, dass die Atome ihre Vibrationsquantenzahl um ± 1 ändern. Diese Seitenbänder haben dementsprechend eine höhere bzw. niedrigere Frequenz als die elastische Streukomponente. Ist die Resonanzfrequenz des Resonators resonant mit dem Anti-Stokes Seitenband, so werden Streuprozesse, bei denen sich die Vibrationsquantenzahl vermindert, häufiger auftreten als solche bei denen sie sich erhöht, weil letztere nicht resonant sind. Dies führt insgesamt zu einer Verminderung der kinetischen Energie der Atome und damit zur Kühlung. Die bevorzugte Streuung in die Resonatormode wird durch den Parameter η_C (s. Kap. 8.3) beschrieben. Damit diese Art der Kühlung effizient funktioniert, muss η_C möglichst groß sein.

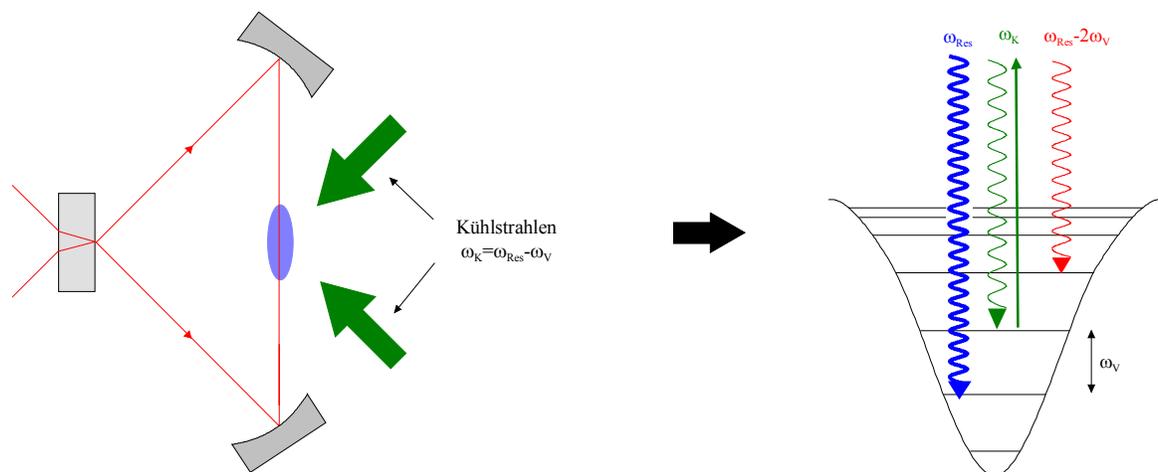


Abb. 47 : Resonatorseitenbandkühlen; Der Resonator ist resonant mit dem Anti-Stokes Seitenband, in welches dadurch bevorzugt gestreut wird. Dies führt zu einer Verringerung der kinetischen Energie der Atome.

Die experimentelle Schwierigkeit liegt hier darin, dass die Kühlstrahlen immer exakt um die Vibrationsfrequenz rotverschoben gegenüber der Resonanzfrequenz des Resonators sein müssen. Wenn wie in diesem Fall der Resonator nicht absolut stabilisiert ist, sondern sich die Resonanzfrequenz durch äußere Störungen ständig ändert, bleibt einem keine andere Möglichkeit als einen Teil des Lichtes das Gitter bildet, abzuzweigen, und mittels zweier akustooptischer Modulatoren um die Vibrationsfrequenz zu verschieben. Da aber das Gitter

fernverstimmt ist, bekommt man, auch wenn man den abgezweigten Teil noch verstärkt [89], nur geringe Streuraten, was zu langen Kühlzeiten führt. Um diese Art der Kühlung effektiv zu machen, ist ein $\eta_c \gg 1$ erforderlich. Bei dem jetzigen Resonator ist $\eta_c = 0.6$. Da bei diesem Resonatoraufbau die Finesse nicht mehr erhöht werden kann, müsste man den Resonator so konstruieren, dass die Strahltaile wesentlich kleiner wird. Damit erhöht sich η_c . Außerdem sollte die Linienbreite möglichst groß werden, damit es einfacher wird mit dem Kühllaser die Resonanz zu treffen.

Anhang A

Das Evaporationsmodell

Das im folgenden vorgestellte Modell soll dazu dienen, die durch Evaporation bedingte Temperaturänderung der Atome während ihrer Speicherung in der Dipolfalle zu beschreiben. Hierzu wird zunächst die mittlere potentielle Energie eines in der Falle befindlichen Atoms berechnet, und hieraus folgt die mittlere kinetische Energie eines verdampften Atoms. Zusammen mit der Funktion, die die Atomzahl in der Falle beschreibt, kann man dann eine Energiebilanzgleichung aufstellen, aus der letztendlich eine Gleichung für die Zeitabhängigkeit der Temperatur folgt.

Für das Fallenpotential einer Mikrofalle wird eine harmonische Näherung gemacht und es wird angenommen, dass die Falle über ihren ganzen Bereich (also bis U_0) harmonisch ist:

$$U(\vec{x}) = U_0 \cdot \left(k^2 z^2 + 2 \cdot \left(\frac{r}{w_0} \right)^2 \right) = kT \cdot \left(\left(\frac{z}{\sigma_z} \right)^2 + \left(\frac{r}{\sigma_r} \right)^2 \right)$$

Für die auf eins normierte Dichteverteilung der Atome in der Falle gilt :

$$D(\vec{x}) = \frac{1}{\pi^{\frac{3}{2}} \cdot \sigma_z \cdot \sigma_r^2} \cdot e^{-\left(\frac{z}{\sigma_z}\right)^2} \cdot e^{-\left(\frac{r}{\sigma_r}\right)^2}$$

Hierin ist $\frac{1}{\sigma_z} = k \cdot \sqrt{\eta}$, $\frac{1}{\sigma_r} = \sqrt{\frac{2 \cdot \eta}{w_0^2}}$, $r^2 = x^2 + y^2$ und $\eta = \frac{U_0}{kT}$.

Die mittlere potentielle Energie eines Atoms im Bereich $U(x) \leq U_0$ ist gegeben durch das Integral über das Produkt aus Dichteverteilung und Potentialverlauf:

$$\bar{U}_\eta = \int_{\left(\frac{z}{\sigma_z}\right)^2 + \left(\frac{r}{\sigma_r}\right)^2 \leq \eta} D(\vec{x}) \cdot U(\vec{x}) d^3x = \frac{kT}{\pi^{\frac{3}{2}}} \cdot \int_{|\vec{x}| \leq \eta} |\vec{x}|^2 \cdot e^{-|\vec{x}|^2} d^3x = \frac{4kT}{\sqrt{\pi}} \cdot \int_0^{\sqrt{\eta}} r^4 \cdot e^{-r^2} dr$$

Ein Teilchen das die mittlere potentielle Energie besitzt und die Falle verlassen will, muss mindestens die Differenz aus Fallentiefe und mittlerer potentieller Energie als kinetische Energie haben. Deswegen ist der Verlust an kinetischer Energie aus der Falle pro verdampften Teilchen :

$$\Delta E = U_0 - \bar{U}_\eta$$

Für die auf eins normierte Teilchenzahl $N(t)$ in der Falle gilt :

$$n(t) = \frac{e^{-\gamma t}}{1 + \frac{\xi}{1-\xi} \cdot (1 - e^{-\gamma t})}$$

Für die kinetische Energie pro Teilchen läßt sich nun näherungsweise die folgende Energiebilanz aufstellen:

$$n(t) \cdot W(t) = W_0 - G_1(t) \cdot W_0 - G_2(t) \cdot W_m$$

Hierbei ist $W(t)$ die kinetische Energie pro Teilchen zur Zeit t . W_0 ist die kinetische Energie am Anfang und W_m die mittlere kinetische Energie. Die Faktoren $G_1(t)$ und $G_2(t)$ beschreiben den Teilchenverlust durch Stöße mit dem Hintergrundgas (also Einkörperstöße) bzw. die Teilchenverluste durch Evaporation. Mit

$$1 - n(t) = G_1(t) + G_2(t) \quad \text{und} \quad G_1(t) = 1 - e^{-\gamma t}$$

wird obige Gleichung zu:

$$\begin{aligned} n(t) \cdot W(t) &= W_0 - (1 - e^{-\gamma t}) \cdot W_0 - (1 - n(t) - (1 - e^{-\gamma t})) \cdot W_m \\ n(t) \cdot W(t) &= W_0 - W_0 + W_0 \cdot e^{-\gamma t} + (n(t) - e^{-\gamma t}) \cdot W_m \\ n(t) \cdot W(t) &= W_0 \cdot e^{-\gamma t} + (n(t) - e^{-\gamma t}) \cdot W_m \\ \frac{e^{-\gamma t}}{1 + \frac{\xi}{1-\xi} \cdot (1 - e^{-\gamma t})} \cdot W(t) &= W_0 \cdot e^{-\gamma t} + \left(\frac{e^{-\gamma t}}{1 + \frac{\xi}{1-\xi} \cdot (1 - e^{-\gamma t})} - e^{-\gamma t} \right) \cdot W_m \\ W(t) &= W_0 \cdot \left(1 + \frac{\xi}{1-\xi} \cdot (1 - e^{-\gamma t}) \right) + \left(1 - 1 - \frac{\xi}{1-\xi} \cdot (1 - e^{-\gamma t}) \right) \cdot W_m \\ W(t) &= W_0 + W_0 \cdot \frac{\xi}{1-\xi} \cdot (1 - e^{-\gamma t}) + W_m - W_m \cdot \left(1 + \frac{\xi}{1-\xi} \cdot (1 - e^{-\gamma t}) \right) \\ W(t) &= W_0 + (W_0 - W_m) \cdot \frac{\xi}{1-\xi} \cdot (1 - e^{-\gamma t}) \end{aligned}$$

Die letzte Gleichung beschreibt wie sich die kinetische Gesamtenergie der Atome in der Falle entwickelt. Mit der Beziehung $E = 3/2 \cdot kT$ läßt sich hieraus ein Ausdruck für die Temperaturentwicklung gewinnen:

Mit $W_m = U_0 - \bar{U}_\eta = k \cdot T_0 \cdot \left(\eta - \frac{4}{\sqrt{\pi}} \cdot \int_0^{\sqrt{\eta}} r^4 \cdot e^{-r^2} dr \right)$ folgt für die Temperatur $T(t)$:

$$\frac{3}{2} kT(t) = \frac{3}{2} kT_0 + \left(\frac{3}{2} kT_0 - kT_0 \cdot \left(\eta - \frac{4}{\sqrt{\pi}} \cdot \int_0^{\sqrt{\eta}} r^4 \cdot e^{-r^2} dr \right) \right) \cdot \frac{\xi}{1-\xi} \cdot (1 - e^{-\gamma t})$$

$$\frac{3}{2} kT(t) = \frac{3}{2} T_0 + \left(-kT_0 \cdot \left(\eta - \frac{3}{2} - \frac{4}{\sqrt{\pi}} \cdot \int_0^{\sqrt{\eta}} r^4 \cdot e^{-r^2} dr \right) \right) \cdot \frac{\xi}{1-\xi} \cdot (1 - e^{-\gamma t})$$

$$T(t) = T_0 - T_0 \cdot \left(\frac{2\eta}{3} - 1 - \frac{8}{3 \cdot \sqrt{\pi}} \cdot \int_0^{\sqrt{\eta}} r^4 \cdot e^{-r^2} dr \right) \cdot \frac{\xi}{1-\xi} \cdot (1 - e^{-\eta})$$

Diese Funktion beschreibt eine exponentielle Abnahme der Temperatur mit der Zeit.

Anhang B

Nichtlineare Fallenverluste

Bei hohen Teilchendichten in Atomfallen wird der Zerfall der Falle nicht mehr allein durch Stöße mit Hintergrundgasatomen bestimmt, sondern auch Stöße der gefangenen Atome untereinander müssen berücksichtigt werden. In die Differentialgleichung für die Atomzahl $N(t)$ ist neben dem linearen Term $-\Gamma \cdot N(t)$ noch ein Term proportional zum Quadrat der Dichte einzufügen:

$$\dot{N}(t) = R - \Gamma \cdot N(t) - \beta \cdot \int n^2(r) d^3r$$

R ist die Laderate und wird mit $R=0$ angenommen. Der Lösungsansatz für diese Gleichung lautet:

$$N(t) = N_0 \cdot e^{-\Gamma t} \cdot \theta(t)$$

Der exponentielle Zerfall wird also mit einer zunächst unbekanntem Funktion $\theta(t)$ multipliziert. Setzt man dies in die Differentialgleichung ein, so erhält man:

$$-N_0 \cdot \Gamma \cdot e^{-\Gamma t} \cdot \theta(t) + \dot{\theta}(t) \cdot N_0 \cdot e^{-\Gamma t} = -\Gamma \cdot N_0 \cdot e^{-\Gamma t} \cdot \theta(t) - \beta \cdot \left(N_0 \cdot e^{-\Gamma t}\right)^2 \cdot \theta^2(t)$$

$$\dot{\theta}(t) = -\beta \cdot N_0 \cdot e^{-\Gamma t} \cdot \theta^2(t) = \theta^2(t) \cdot f(t)$$

Definiert man eine Funktion $g(t)$ so, dass gilt:

$$g(t) \equiv e^{-\int_{t_0}^t f(s) \cdot \theta(s) ds}$$

Diese Funktion hat die Eigenschaft:

$$\ddot{g}(t) = \frac{\dot{f}(t)}{f(t)} \cdot \dot{g}(t)$$

Dies kann man durch Einsetzen leicht beweisen:

$$\ddot{g}(t) = \frac{d}{dt} \dot{g} = \frac{d}{dt} (-f(t) \cdot \theta(t) \cdot g(t)) = -\dot{f}(t) \cdot \theta(t) \cdot g(t) - f(t) \cdot \dot{\theta}(t) \cdot g(t) - f(t) \cdot \theta(t) \cdot \dot{g}(t)$$

Mit den Beziehungen $\dot{\theta}(t) = \theta^2(t) \cdot f(t)$ und $\dot{g}(t) = -f(t) \cdot \theta(t) \cdot g(t)$ folgt :

$$\ddot{g}(t) = -\dot{f}(t) \cdot \theta(t) \cdot g(t) - f^2(t) \cdot \theta^2(t) \cdot g(t) + f^2(t) \cdot \theta^2(t) \cdot g(t) = -\dot{f}(t) \cdot \theta(t) \cdot g(t)$$

Für die linke Seite der Gleichung gilt:

$$\frac{\dot{f}(t)}{f(t)} \cdot \dot{g}(t) = \frac{\dot{f}(t)}{f(t)} \cdot (-f(t) \cdot g(t) \cdot \theta(t)) = -\dot{f}(t) \cdot g(t) \cdot \theta(t) = \ddot{g}(t)$$

Hier:

$$\dot{g} = \lambda_0 \cdot e^{-\Gamma t} \quad \text{und} \quad g = \lambda_1 \cdot e^{-\Gamma t} + \lambda_2$$

→

$$\theta(t) = \frac{1}{\lambda_3 \cdot e^{-\Gamma t}} \cdot \left(\lambda_4 - \frac{\lambda_0 \cdot e^{-\Gamma t}}{\lambda_1 \cdot e^{-\Gamma t} + \lambda_2} \right)$$

Da $\theta(t)$ auch für $t \rightarrow \infty$ endlich bleiben muss, gilt $\lambda_4=0$. $\theta(t)$ lässt sich somit in der Form

$$\theta(t) = \frac{1}{A \cdot e^{-\Gamma t} + B}$$

schreiben. Aus der Beziehung $\theta'(t) = -\theta^2(t) \cdot \Gamma$ folgt:

$$\begin{aligned} \frac{A \cdot \Gamma \cdot e^{\Gamma t}}{(B \cdot e^{\Gamma t} + A)^2} &= -\frac{1}{(A \cdot e^{-\Gamma t} + B)^2} \cdot \beta \cdot N_0 \cdot e^{-\Gamma t} \\ \Leftrightarrow \frac{A \cdot \Gamma \cdot e^{\Gamma t}}{(B \cdot e^{\Gamma t} + A)^2} &= -\frac{1}{(A \cdot e^{-\Gamma t} + B)^2 \cdot e^{\Gamma t}} \cdot \beta \cdot N_0 \\ \Leftrightarrow \frac{A \cdot \Gamma}{(B \cdot e^{\Gamma t} + A)^2} &= -\frac{1}{(A \cdot e^{-\Gamma t} + B)^2 \cdot e^{2\Gamma t}} \cdot \beta \cdot N_0 \\ \Leftrightarrow \frac{A \cdot \Gamma}{(B \cdot e^{\Gamma t} + A)^2} &= -\frac{1}{(A + B \cdot e^{\Gamma t})^2} \cdot \beta \cdot N_0 \\ \Leftrightarrow A &= \frac{-\beta \cdot N_0}{\Gamma} \end{aligned}$$

Da $N(t)=N_0$ für $t=0$ muss $\theta(t=0)=1$. Damit erhält man für $B=1+\beta N_0 \Gamma^{-1}$. Die Funktion $\theta(t)$ lautet somit:

$$\theta(t) = \frac{1}{\frac{-\beta \cdot N_0}{\Gamma} \cdot e^{-\Gamma t} + 1 + \frac{\beta \cdot N_0}{\Gamma}}$$

Damit gilt für $N(t)$:

$$N(t) = N_0 \cdot \frac{e^{-\Gamma t}}{\frac{-\beta \cdot N_0}{\Gamma} \cdot e^{-\Gamma t} + 1 + \frac{\beta \cdot N_0}{\Gamma}}$$

Führt man den dimensionslosen Parameter ξ ein, der das Verhältnis aus Verlusten durch Zweikörperstöße zu den Gesamtverlusten beschreibt, so lässt sich $N(t)$ in der Form schreiben:

$$N(t) = N_0 \cdot \frac{e^{-\Gamma \cdot t}}{1 + \frac{\xi}{1-\xi} \cdot (1 - e^{-\Gamma \cdot t})} \quad \text{wobei } \xi = \frac{\beta \cdot n_0}{\beta \cdot n_0 + \Gamma}$$

Dies ist die Funktion wie sie auch in Kapitel sieben verwendet wird.

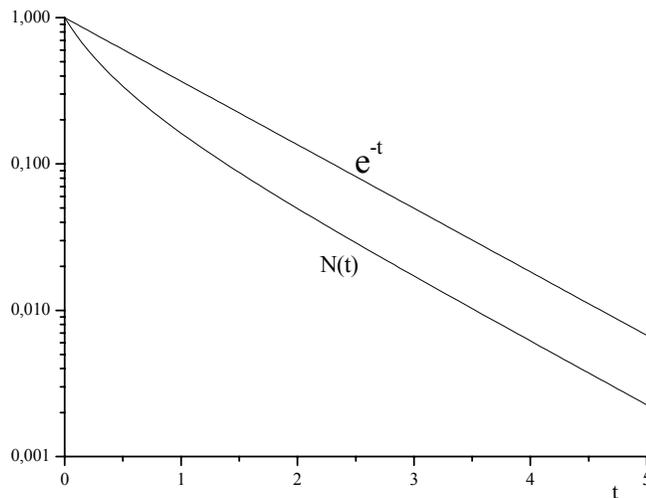


Abb. 48 : Vergleich zwischen einer Exponentialfunktion, die in logarithmischer Darstellung eine Gerade ist, und der Funktion $N(t)$ für $N_0=1$ und $\Gamma=1$. Deutlich ist der schnellere Abfall am Anfang zu erkennen, der Zweikörperstößen Rechnung trägt. Für größere t geht $N(t)$ in eine exponentielle Funktion über.

Anhang C

Berechnung der Peakdichte bei gaußförmiger Dichteverteilung

Die Dichte der Atome innerhalb der Dipolfalle ist nicht konstant, sondern sie ist von Mikrofalle zu Mikrofalle verschieden. Die Mikrofallen, die sich im Zentrum der MOT befinden, werden mit einer höheren Teilchenzahl geladen als die in den Randbereichen der MOT. Auch innerhalb der Mikrofalle selbst ist die Dichte im Zentrum am höchsten und nimmt dann in radialer und axialer Richtung Gaußförmig ab. Für Vorgänge wie Evaporation und Zweikörperstöße ist aber gerade die maximale Dichte (*Peakdichte*) ausschlaggebend. Die folgend Rechnung zeigt, wie man aus der Teilchenzahl, der Temperatur, der Strahltaile der Dipolfalle und der Fallentiefe die maximale Dichte bestimmen kann:

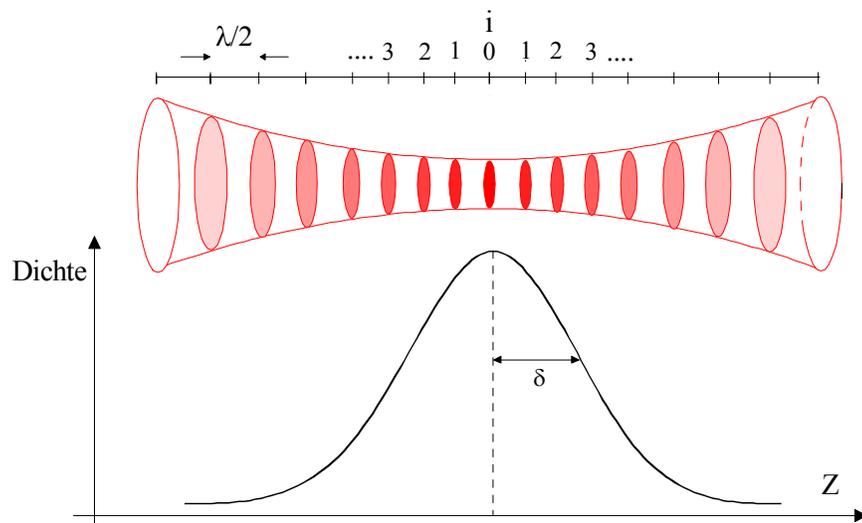


Abb. 49 : Schematische Darstellung der (makroskopischen) Dichteverteilung in axialer Richtung innerhalb der Dipolfalle. Die einzelnen Mikrofallen haben einen Abstand von $\lambda/2$ und sind dünner mit Atomen gefüllt je weiter sie von der Strahltaile entfernt sind.

Die Teilchenzahlen in den Mikrofallen ist in der Mitte am höchsten und nimmt dann Gaußförmig entlang der Strahlachse ab (s. Abb. 49). Beschrieben wird dies durch die folgende Gaußverteilung :

$$N(z) = \frac{1}{\delta \cdot \sqrt{2\pi}} \cdot e^{-\frac{z^2}{2\delta^2}} \cdot N$$

δ ist dabei die Breite der Verteilung und N die Gesamtanzahl an Atomen in der Dipolfalle. Nun ist es aber so, dass die Atome in z -Richtung nicht kontinuierlich verteilt sind, sondern in den Bäuchen der Stehwelle sitzen, die einen Abstand von $\lambda/2$ voneinander haben. Die kontinuierliche Variable z wird deswegen quantisiert nach $i \cdot \lambda/2$ (s. Abb. 49). Die neue Gaußverteilung lautet dann :

$$N_i = \frac{\lambda}{2\delta \sqrt{2\pi}} \cdot e^{-\frac{1}{2} \left(\frac{\lambda \cdot i}{2\delta} \right)^2} \cdot N$$

Innerhalb der einzelnen Mikrofallen ist die Dichte in radialer und axialer Richtung ebenfalls gaußverteilt (s. Abb. 50).

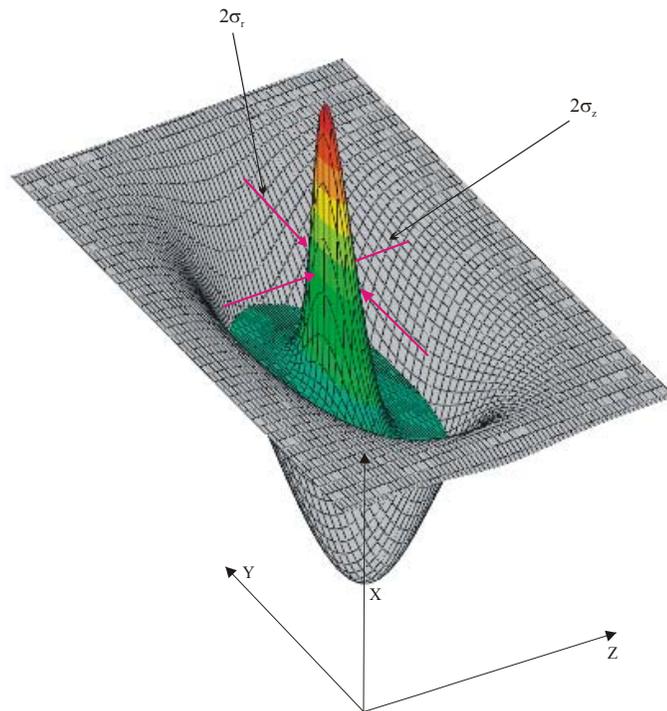


Abb. 50 : Dichteverteilung der Atome in einer Mikrofalle der Stehwelldipolfalle. Die graue Fläche beschreibt das Fallenpotential einer Mikrofalle (hier ist nur eine Mikrofalle dargestellt, obwohl sich diese periodisch in z -Richtung fortsetzen). In x -Richtung ist die Dichte aufgetragen.

Die Dichteverteilung lautet :

$$n_i(\vec{x}) = \frac{N_i}{\sqrt{8\pi^3} \cdot \sigma_z \cdot \sigma_r^2} \cdot e^{-\left(\frac{z}{2\sigma_z}\right)^2} \cdot e^{-\left(\frac{r}{\sigma_r}\right)^2}$$

Hierbei ist n_i die Dichte in der i -ten Mikrofalle, N_i die Zahl der Atome in der i -ten Mikrofalle und σ_r und σ_z die radiale bzw. axiale Ausdehnung in einer einzelnen Mikrofalle. Für σ_r und σ_z gilt hierbei :

$$\sigma_z = \sqrt{\frac{k_B \cdot T}{m}} \cdot \frac{1}{\omega_z} \Rightarrow \sigma_z = \sqrt{\frac{k_B \cdot T}{m}} \cdot \frac{\lambda}{2\pi} \cdot \sqrt{\frac{m}{U_0}} \Rightarrow \sigma_z^2 = \frac{1}{\eta \cdot k^2} \quad (\text{hierbei } \eta = \frac{U_0}{k_B \cdot T})$$

bzw.

$$\sigma_r = \frac{w_0}{2} \cdot \sqrt{\frac{k_B \cdot T}{U_0}} \Rightarrow \sigma_r^2 = \frac{w_0^2}{4} \cdot \frac{k_B \cdot T}{U_0} \Rightarrow \sigma_r^2 = \frac{w_0^2}{4\eta}$$

(w_0 : Strahltaile, U_0 : max. Falltiefe, m : Masse eines Rubidiumatoms)

Für die zeitliche Änderung der Atomzahl in der i -ten Mikrofalle gilt folgende Differentialgleichung:

$$\dot{N}_i = -\Gamma \cdot N_i - \beta \cdot \int n_i(\vec{x})^2 d^3x$$

Γ ist die Verlustrate, die durch Einkörperstöße entsteht (Hintergrundgas) und β die dichteabhängige Zweikörperstoßrate.

$$\dot{N}_i = -\Gamma \cdot N_i - \beta \cdot \int \left(\frac{N_i}{\sqrt{8\pi^3} \cdot \sigma_z \cdot \sigma_r^2} \cdot e^{-\frac{z^2}{2\sigma_z^2}} \cdot e^{-\frac{r^2}{2\sigma_r^2}} \right)^2 d^3x$$

$$\dot{N}_i = -\Gamma \cdot N_i - \beta \cdot \frac{N_i^2}{8\pi^3 \cdot \sigma_z^2 \cdot \sigma_r^4} \cdot \underbrace{\int e^{-\frac{z^2}{\sigma_z^2}} \cdot e^{-\frac{r^2}{\sigma_r^2}} d^3x}_{\sqrt{\pi^3} \cdot \sigma_z \cdot \sigma_r^2}$$

$$\dot{N}_i = -\Gamma \cdot N_i - \beta \cdot \frac{N_i^2}{8 \cdot \sqrt{\pi^3} \cdot \sigma_z \cdot \sigma_r^2}$$

Um nun alle Atome zu betrachten und nicht nur die in der i -ten Mikrofalle, muß man noch über i integrieren:

$$\dot{N} = -\Gamma \cdot N - \beta \cdot \frac{N^2}{8 \cdot \sqrt{\pi^3} \cdot \sigma_z \cdot \sigma_r^2} \cdot \underbrace{\frac{\lambda^2}{8 \cdot \pi \cdot \delta^2}}_{\text{Quadrat des Normierungsfaktors}} \cdot \underbrace{\frac{2 \cdot \sqrt{\pi} \cdot \delta}{\lambda}}_{\text{Integratio n über Quadrat der Exponentialfunktion}}$$

$$\dot{N} = -\Gamma \cdot N - \beta \cdot \underbrace{\frac{\lambda}{32 \cdot \pi^2 \cdot \sigma_z \cdot \sigma_r^2 \cdot \delta}}_{\varepsilon} \cdot N^2$$

Die Lösung dieser Differentialgleichung ist gegeben durch $N(t)$:

$$N(t) = \frac{e^{-\Gamma t}}{1 + \frac{\xi}{1-\xi} \cdot (1 - e^{-\Gamma t})}$$

Dabei gelten für die Parameter Γ , ξ , β und die maximale Atomzahl N_0 folgende Zusammenhänge :

$$\varepsilon \cdot N_0 = \Gamma \cdot \frac{\xi}{1-\xi} \Rightarrow \beta \cdot \frac{\lambda}{32 \cdot \pi^2 \cdot \sigma_z \cdot \sigma_r^2 \cdot \delta} \cdot N_0 = \Gamma \cdot \frac{\xi}{1-\xi}$$

$$\Rightarrow \beta = \frac{32 \cdot \pi^2 \cdot \sigma_z \cdot \sigma_r^2 \cdot \delta}{\lambda} \cdot \frac{\Gamma}{N_0} \cdot \frac{\xi}{1-\xi}$$

Außerdem gilt für den dichteabhängigen Stoßparameter β noch :

$$\beta = \frac{4}{n_{\max}} \cdot \Gamma \cdot \frac{\xi}{1-\xi}$$

Für die Peakdichte n_{\max} in der Dipolfalle ergibt sich damit:

$$n_{\max} = \frac{N_0 \cdot \lambda}{8 \cdot \pi^2 \cdot \sigma_z \cdot \sigma_r^2 \cdot \delta}$$

Mit

$$\sigma_r = \frac{w_0}{2} \cdot \sqrt{\frac{k_B \cdot T}{U_0}} \quad \text{und} \quad \sigma_z = \frac{\lambda}{2 \cdot \sqrt{2} \cdot \pi} \sqrt{\frac{k_B \cdot T}{U_0}}$$

folgt für die Peakdichte n_{\max} :

$$n_{\max} = \frac{N_0 \cdot \lambda}{8 \cdot \pi^2 \cdot \left(\frac{\lambda}{2 \cdot \sqrt{2} \cdot \pi} \cdot \sqrt{\frac{k_B \cdot T}{U_0}} \right) \cdot \left(\frac{w_0}{2} \cdot \sqrt{\frac{k_B \cdot T}{U_0}} \right)^2 \cdot \delta}$$

$$\underline{\underline{n_{\max} = \frac{N_0 \cdot \sqrt{\frac{2 \cdot U_0^3}{(k_B \cdot T)^3}}}{\delta \cdot w_0^2 \cdot \pi}}}$$

Dies ist die max. Dichte innerhalb der Dipolfalle. Sie wird erreicht in der Mitte der am dichtesten gefüllten Mikrofall.

Anhang D

Der Diodenlaser

Die in diesem Experiment verwendeten Laser sind ausschließlich Diodenlaser, also Halbleiterlaser. Sowohl für den Betrieb der magnetooptischen Fallen als auch für die Dipolfalle im Hochfinesseresonator werden Laserdioden verwendet. Sie sind sehr betriebssicher, langlebig, kostengünstig und über einen weiten Frequenzbereich durchstimmbare. Diodenlaser sind heute für einen Wellenlängenbereich von einigen hundert nm bis mehrere μm erhältlich. Die Besetzungsinversion wird hier in einer aktiven Schicht an einem pn-Übergang erzeugt. Den Elektronen im Leitungsband der n-Schicht steht eine bestimmte Anzahl von Löchern im Valenzband der p-Schicht gegenüber. Die direkte Rekombination von Elektronen und Löchern führt zur Emission eines Photons, dessen Energie ungefähr dem Bandabstand entspricht. Es gibt verschiedene Methoden innerhalb des Halbleiters Elektronen-Loch-Paare zu erzeugen. Am einfachsten ist das Anlegen einer äußeren Spannung. An dem pn-Übergang stellt sich im thermischen Gleichgewicht eine Potentialbarriere ein, die ein Zusammenfließen von Elektronen und Löchern verhindert. Legt man jedoch eine Spannung an, so erhöht dies die Energie der Elektronen, und sie können ein kleines Stück in das p-leitende Material eindringen und dort eine angeregte Zone bilden [56]. Diese angeregte Zone ist die laseraktive Zone, denn hier können induzierte Rekombinationsprozesse stattfinden. Die spiegelnden Facetten der Laserdiode sorgen dann für die Rückkopplung und die damit verbundene Selbsterregung, was schließlich zur Emission von Laserstrahlung führt. Die Diode ist gewissermaßen Lasermedium und Resonator selbst.

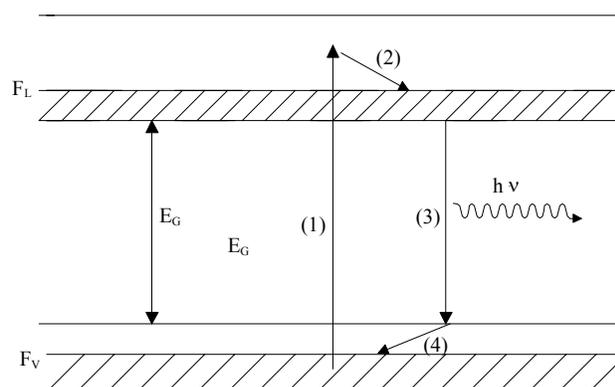


Abb. 51 : *Prinzipielles Niveauschema eines Halbleiterlasers. Aus dem Valenzband angeregte Elektronen gelangen in das Leitungsband (1) und besetzen dort die niedrigsten unbesetzten Zustände (2). Die Rekombination führt zur Emission eines Photons (3) wonach die Elektronen in die niedrigsten unbesetzten Zustände des Valenzbandes gehen [56].*

Die spektralen Eigenschaften einer freilaufenden Diode (große Linienbreite und Modensprünge) sind jedoch für viele Anwendungen ein Hindernis. Die Laserdiode wird deswegen mit einem Reflexionsgitter stabilisiert [71-73]. Dabei wird das Gitter so angeordnet, dass die erste Beugungsordnung in die Diode zurückreflektiert wird (Littrow-Anordnung). Die rückseitige Facette der Diode und das Gitter bilden so einen externen Resonator. Die Diode mit ihren beiden reflektierenden Facetten selbst bildet ein Etalon innerhalb des externen Resonators. Die Verwendung eines Reflexionsgitters bringt viele Vorteile mit sich. Erstens wird die Linienbreite reduziert (die Linienbreite nimmt mit dem Quadrat der Länge des externen Resonators ab) und zweitens lässt sich durch die Verstellung des Gitters innerhalb eines bestimmten Bereichs jede beliebige Wellenlänge einstellen.

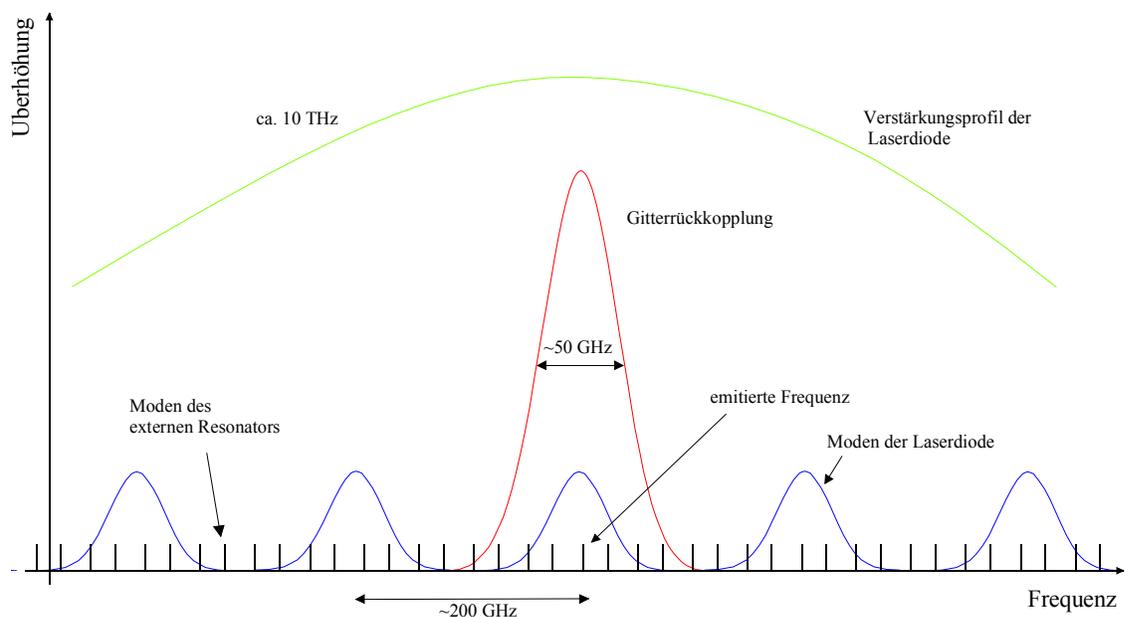


Abb. 52 : *Modenprofil eines Diodenlasers mit einem Reflexionsgitter in Littrowanordnung. Die Zahlenangaben stellen nur Größenordnungen dar*

Das Modenprofil einer Laserdiode mit Gitter lässt sich wie folgt beschreiben: Das Verstärkungsprofil der Laserdiode ist etwa 10 THz breit. Der Modenabstand des externen Resonators beträgt $c/n \cdot d$, bei einer Resonatorlänge von etwa 1cm also ~ 30 GHz. Die Diode selbst hat eine Größe von ca. 1mm. Hier beträgt der Modenabstand ~ 300 GHz. Die Frequenzbreite der Giterrückkopplung ist etwa 50 GHz. Das Gitter besteht aus einer gefurchten, metallisierten (Gold-) Oberfläche und ist so justiert, dass die erste Beugungsordnung genau in die Laserdiode zurückreflektiert wird. Die nullte Ordnung wird als Nutzstrahl ausgekoppelt. Der Linienabstand des Gitters ist dabei so gewählt, dass der Winkel zwischen einfallendem Strahl und nullter Ordnung etwa 90° beträgt (bei 780 nm 1800 Linien/cm). Um nun die Wellenlänge einstellen zu können, muss zunächst das Gitter so justiert werden, dass die emittierte Wellenlänge in der Nähe der gewünschten Wellenlänge liegt. Eine genauere Abstimmung kann dann entweder durch Ändern der Temperatur oder durch Ändern des Diodenstromes erfolgen. Durch die Temperaturänderung verschiebt sich

das Verstärkungsprofil der Laserdiode, und auch die Resonatorlänge ändert sich. Eine Änderung des Diodenstromes führt ebenfalls zu einer (lokal sehr begrenzten) Temperaturänderung innerhalb des Halbleiters. Hiermit verbunden ist auch eine Änderung der Ladungsträgerdichte bzw. des Brechungsindex des Halbleitermaterials. Beide Arten der Wellenlängenverstellung haben Vor- und Nachteile. Mit der Temperatur kann man einen relativ großen Frequenzbereich durchstimmen ($\sim 0.3 \text{ nm}/^\circ\text{K}$), jedoch geht die Änderung sehr langsam. Mit Hilfe des Stromes kann man zwar nur über einen kleinen Bereich durchstimmen ($\sim 1 \text{ GHz}/\text{mA}$), aber dafür läßt sich der Strom viel schneller ändern als die Temperatur. Will man den Laser kontinuierlich über einen nicht zu großen Bereich durchstimmen ("Scannen"), so empfiehlt es sich die Länge des externen Resonators mittels einer an den Piezo gelegten Spannungsrampe zu variieren. Wenn alle optische Elemente korrekt justiert sind, kann man modensprungfrei über mehrere GHz durchstimmen.

Die Emissionswellenlänge eines Diodenlasers kann sehr einfach über den Diodenstrom moduliert werden (Frequenzmodulation findet z. B. beim Pound-Drever-Hall-Verfahren für Frequenzstabilisierung Anwendung). Die Modulation kann bis in den GHz-Bereich mit wenigen mW RF-Leistung durchgeführt werden. Der Modulationsstrom wird kapazitiv an die Laserdiode gekoppelt, wobei unbedingt auf eine Impedanzanpassung zu achten ist, da sonst das RF-Signal in die Quelle zurückreflektiert werden könnte.

Wird ein Halbleiterlaser direkt strommoduliert, so ist das Spektrum des Lasers unsymmetrisch. Das obere Seitenband ist kleiner als das untere (das heißt, die Leistung im oberen Seitenband ist geringer als die im unteren). Der Frequenzmodulation ist also noch eine Amplitudenmodulation überlagert. Für eine frequenz- und amplitudenmodulierte Welle gilt [74] :

$$E = E_0 \cdot \{ 1 + M \cdot \cos(\Omega \cdot t) \} \cdot e^{i \{ \omega t + \beta \cdot \sin(\Omega \cdot t) \}}$$

Hierin ist M der Amplitudenmodulationsindex, Ω ist die Modulationsfrequenz, ω ist die Laserfrequenz und β ist der Frequenzmodulationsindex. Entwickelt man diesen Ausdruck nach Besselfunktionen so wird die Struktur mit einem Träger und zwei Seitenbändern noch besser sichtbar :

Träger :

$$J_0 \cdot E_0 \cdot e^{i \omega t}$$

Oberes (erstes) Seitenband :

$$[J_1(\beta) + (M/2) \cdot \{ J_2(\beta) + J_0(\beta) \}] \cdot E_0 \cdot e^{i(\omega + \Omega) \cdot t}$$

Unteres (erstes) Seitenband :

$$[-J_1(\beta) + (M/2) \cdot \{ J_2(\beta) + J_0(\beta) \}] \cdot E_0 \cdot e^{i(\omega - \Omega) \cdot t}$$

Wenn Frequenzmodulation und Amplitudenmodulation in Phase sind, dann ist das obere Seitenband größer als das untere. Wenn sie außer Phase sind, dann ist das untere Seitenband größer als das obere. Den Frequenzmodulationsindex kann man aus dem durchschnittlichen Wert des oberen und unteren Seitenbandes erhalten und die Stärke der Amplitudenmodulation aus der Differenz des oberen und unteren Seitenbandes [74].

Aufbau des Lasers

Der mechanische Aufbau der hier verwendeten Laser ist relativ einfach. Die Laserdiode (Hitachi und Mitsubishi, 785 nm bei 50 mW) selbst ist in einem Aluminiumblock fest eingespannt. Hierbei muß allerdings darauf geachtet werden, dass guter Wärmekontakt zur Halterung besteht (Wärmeleitpaste verwenden), damit die Laserdiode gekühlt wird. In ca. 5 mm Abstand vor der Diode befindet sich ein Linsensystem, das den stark divergenten Strahl kollimiert. Die Entfernung des Kollimators von der Laserdiode ist mit einer Feingewindeschraube einstellbar. Der Kollimator muss so justiert werden, dass der Laserstrahl in mehreren Metern Entfernung einen möglichst kleinen Durchmesser hat. In ca. 1cm Entfernung befindet sich das Reflexionsgitter. Es lässt sich in seinem Winkel und seiner Entfernung zur Laserdiode mit einer Feingewindeschraube und einem Piezo verstellen. Die Feingewindeschraube dient der Grobjustage des externen Resonators und somit der Emissionswellenlänge. Die Feineinstellung erfolgt über den Piezo. Dieser Aufbau sitzt auf einem vertikal verstellbaren Alublock.

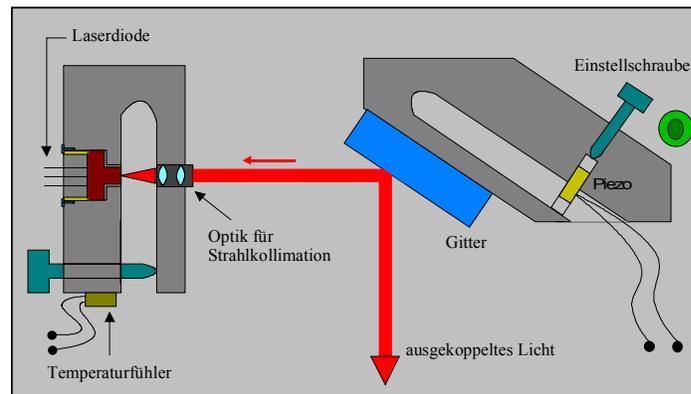


Abb. 53 : Schematischer Aufbau des gitterstabilisierten Diodenlasers

Mit einem Temperaturfühler und einer Temperaturstabilisierung wird mittels eines Peltierelements der gesamte optische Aufbau des Laser auf einer konstanten Temperatur gehalten. Um ihn vor Zugluft weitgehend zu schützen, ist der Aufbau unter einem Deckel untergebracht, der nur ein kleines Loch für den Austritt des Laserstrahls besitzt.

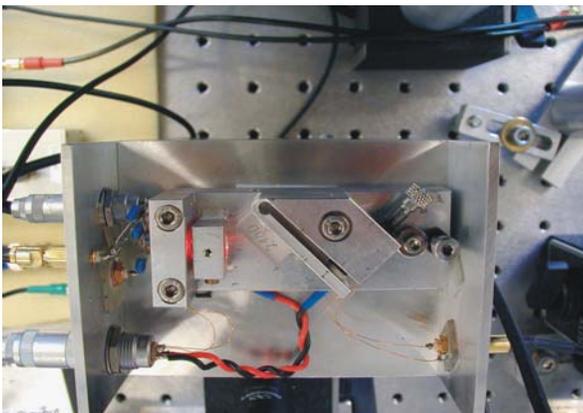


Abb. 54 : Foto eines Diodenlasers mit einem Gitter in Littrowanordnung. Auf der linken Seite erkennt man die Anschlüsse für die Spannungsversorgung, die Strommodulation und die Temperaturstabilisierung. Rechts daneben leuchtet die Laserdiode. In der Bildmitte befindet sich das Gitter. Rechts kann man die beiden Einstellschrauben für die horizontale und vertikale Richtung erkennen und auch die Anschlussdrähte für den Piezo.

Anhang E

Sättigungs- und Polarisationspektroskopie

Damit eine magnetooptische Falle überhaupt funktionieren kann, müssen die Laser auf die Frequenz des atomaren Übergangs stabilisiert sein. Die Linienbreite der hier betrachteten Übergänge liegt bei ca. 6 MHz, so dass an die Frequenzstabilisierung viel geringere Anforderungen gestellt werden als beispielsweise bei der Stabilisierung auf den Hochfinesse-resonator, dessen Linienbreite etwa 10^3 mal kleiner ist. Die Grundlage der hier verwendeten Stabilisierung bildet die Sättigungs- bzw. Polarisationspektroskopie [73,75]. Sie ist relativ einfach aufgebaut und liefert eine ausreichende Frequenzstabilität, um eine magnetooptische Falle zu betreiben.

Sättigungsspektroskopie

Zunächst einmal ist es wichtig, dass die Spektroskopie, die an einer Gaszelle bei Raumtemperatur durchgeführt wird, dopplerrfrei ist. Eine scharfe Spektrallinie der Frequenz ν_0 besitzt aufgrund der thermischen Geschwindigkeitsverteilung der absorbierenden Atome ein Gaußprofil für die Frequenzabhängigkeit des Absorptionskoeffizienten [76]:

$$\alpha(\omega) = \alpha_0 \cdot e^{-\left(\frac{c(\omega - \omega_0)}{\omega_0 \cdot \bar{v}}\right)^2}$$

$$\bar{v} = \sqrt{\frac{2kT}{m}}$$

Um dies zu umgehen, wird der betrachtete Übergang mit Hilfe einer monochromatischen Pumpwelle selektiv gesättigt. Durch die Absorption der Pumpwelle kommt es zu einer starken Verringerung der Besetzungsdichte $N_i(\mathbf{v})$ für Atome mit der Geschwindigkeit \mathbf{v} im absorbierenden Zustand E_i . Entsprechend ist die Besetzungsdichte $N_k(\mathbf{v})$ im oberen Zustand E_k angewachsen. Durch dieses optische Pumpen wird der Absorptionskoeffizient $\alpha(\omega) = (N_i(\mathbf{v}) - N_k(\mathbf{v})) \cdot \sigma_{ik}(\omega)$ für eine zweite Lichtwelle (Probewelle), die durch die Gaszelle läuft, geändert.

Wenn eine Laserwelle der Frequenz ω_L in x-Richtung durch die gasförmige Probe läuft, so wird sie auf dem Übergang $E_i \rightarrow E_k$ nur dann absorbiert, wenn die Dopplerverschiebung gerade so groß ist, dass sie die Differenz zwischen Laserfrequenz ω_L und Absorptionsfrequenz $\omega_0 = 2\pi(E_i - E_k)/h$ ausgleicht. Bewegt sich ein Atom mit der Geschwindigkeit \mathbf{v} , und hat die Laserwelle den Wellenvektor \mathbf{k} , so resultiert hieraus eine Dopplerverschiebung von $\Delta\omega = \mathbf{v} \cdot \mathbf{k} = k \cdot v_x = \omega_L \cdot v_x / c$. Durch die intensive Pumpwelle und die damit verbundene

Sättigung des atomaren Übergangs, kommt es zu einer geschwindigkeitsabhängigen Änderung der effektiven Besetzungsdifferenz $\Delta N(v_x) = (N_i(v_x) - (g_i/g_k)N_k(v_x))$ (die Größen g_i und g_k sind statistische Gewichte). Wenn $\Delta N_0(v_x)$ die Besetzungsdifferenz im thermischen Gleichgewicht ist, dann bewirkt die Pumpwelle eine Verringerung auf [76]:

$$\Delta N(v_x) = \Delta N_0(v_x) \cdot \left[1 - \frac{\Gamma_s^2 \cdot I/I_{\text{sat}}}{4 \cdot (\omega_0 - \omega_L - k \cdot v_x)^2 + (\Gamma_s/2)^2} \right]$$

Durch die intensive Pumpwelle (deren Intensität meist größer ist als die Sättigungsintensität I_{sat} für den betrachteten Übergang) wird die natürliche Linienbreite $\Gamma = 1/\tau_i + 1/\tau_k$ verbreitert zu Γ_s :

$$\Gamma_s = \Gamma \cdot \sqrt{1 + I/I_{\text{sat}}}$$

$\Delta N_0(v_x)$ stellt eine modifizierte Gaußfunktion dar mit einem "Loch" bei der Geschwindigkeitskomponente $v_x = (\omega_0 - \omega_L)/k$. Auch der Absorptionskoeffizient $\alpha(\omega)$ hat ein gaußförmiges Profil mit einem sogenannten "Bennet-Loch".

$$\alpha(\omega) = \int \Delta N(v_x, \omega) \cdot \sigma(\omega) dv_x$$

Bei der Frequenz $\omega = \omega_0 - kv_x$ hat $\alpha(\omega)$ also ein Minimum, deswegen besitzt die Transmission der Probewelle an dieser Stelle ein scharfes Maximum.

Im hier realisierten Aufbau wird der Strahl des Lasers mit einem Strahlteiler in einen intensiven Pumpstrahl und einen schwachen Probestrahl aufgespalten. Beide laufen antiparallel durch die Gaszelle (bzw. in einem äußerst kleinen Winkel). Wenn $\omega \neq \omega_0$, dann werden die beiden Strahlen von Atomen mit unterschiedlichen Geschwindigkeitsklassen $v_x \cong +(\omega - \omega_0)/k$ und $v_x \cong -(\omega - \omega_0)/k$ absorbiert. In diesem Fall wird die Probewelle gar nicht von der Pumpwelle beeinflusst. Nur wenn $|\omega - \omega_0| \leq \Gamma_s$ ist, können beide Laserstrahlen mit denselben Atomen wechselwirken. Der Absorptionskoeffizient hat dann bei $\omega = \omega_0$ eine Einbuchtung (den "Lamp-dip") bzw. die Transmission des Probestrahls einen besonders hohen Wert.

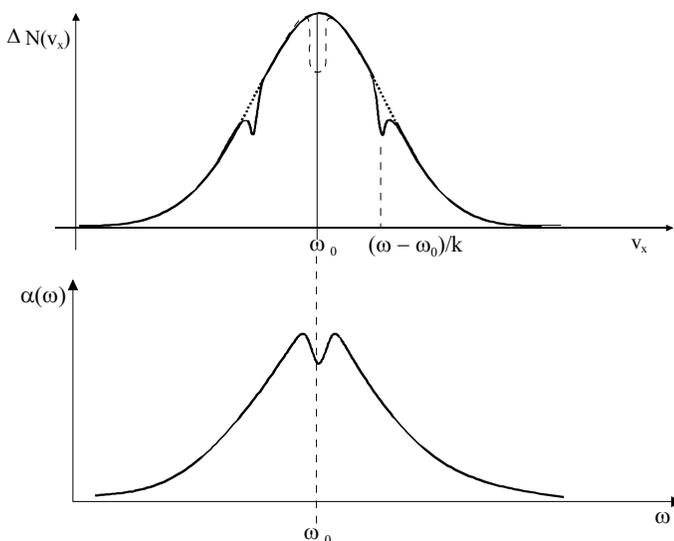


Abb. 55 : Wechselwirkung zweier entgegengesetzter monochromatischer Wellen mit Atomen unterschiedlicher Geschwindigkeitsklassen für $\omega \neq \omega_0$, aber derselben Klassen für $\omega = \omega_0$ (gestrichelte Linie, obere Abbildung). Lamp-dip im Absorptionsprofil einer Doppler verbreiterten Linie (untere Abbildung)

Betrachtet man das Spektrum eines Atoms, so wird man in der Regel mehr Linien sehen als es atomare Übergänge gibt. Diese zusätzlichen sogenannten Überkreuzungssignale (engl. cross-over-signal) treten immer dann auf, wenn zwei Übergänge mit den Frequenzen ω_1 und ω_2 ein gemeinsames unteres oder oberes Niveau haben und $\omega_2 - \omega_1$ kleiner ist als die Dopplerbreite ω_D . Sie rühren daher, dass die Pumpwelle eine Abnahme der Besetzung des gemeinsamen unteren Niveaus bzw. eine Zunahme der Besetzung des gemeinsamen oberen Niveaus für eine Geschwindigkeitsklasse von Atomen erzeugt, mit der die Probewelle gleichzeitig auf einem anderen Übergang vom oder zum gleichen Niveau wechselwirken kann [76].

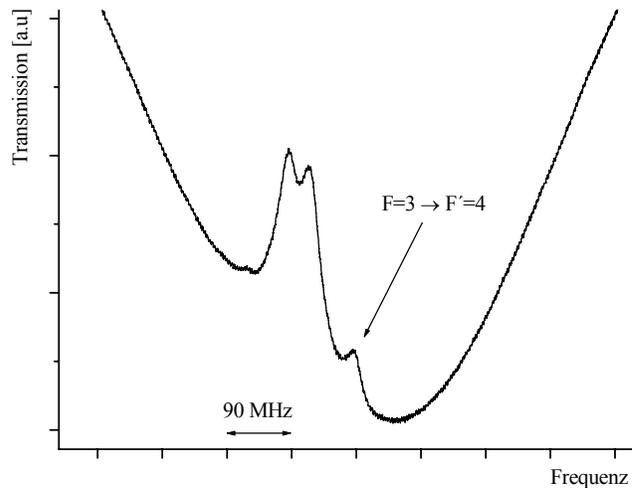


Abb. 56 : Dopplerfreies Sättigungsspektrum der Rubidium D2-Linie. Im ca. 500 MHz breiten Dopplerprofil sind die Übergänge von $F=3$ nach F' zu erkennen.

Polarisationspektroskopie

Es gibt aber noch ein anderes Verfahren außer der Sättigungsspektroskopie um dopplerfreie Spektren zu erhalten. Die Sättigungsspektroskopie nutzt die Änderung der Absorption durch die selektive Sättigung eines atomaren Übergangs; die Polarisationspektroskopie dagegen beruht auf der Änderung der Dispersion eines Mediums durch eine polarisierte Pumpwelle [77]. Der hier verwendete Aufbau entspricht im Wesentlichen dem in [77] beschriebenen. Der Laserstrahl wird auch hier wieder in einen intensiven zirkular polarisierten Pumpstrahl und einen schwachen linear polarisierten Probestrahl aufgespalten. Die linear polarisierte Probewelle $E = E_0 \cdot \cos(\omega t - kx)$ kann man sich aus einer links- und rechtszirkular polarisierten Komponente E^+ und E^- zusammengesetzt denken. Die zirkular polarisierte Pumpwelle bewirkt, dass die magnetischen Unterniveaus eines Zustands mit Drehimpulsquantenzahl J unterschiedlich stark entvölkert werden (bei einem σ^+ -polarisierten Laserstrahl gibt es beispielsweise nur Übergänge mit $\Delta m = +1$). Der Absorptionsquerschnitt für die σ^+ - und die σ^- -Komponente des Probestrahls ist deswegen unterschiedlich. Durch das optische Pumpen hat also der Drehimpuls eine Vorzugsrichtung. m ist die Quantenzahl der Projektion des Gesamtdrehimpulses auf die Richtung des Pumpstrahls, der hier als Quantisierungsachse

angesehen werden soll. Folglich wird das Medium optisch anisotrop. Aus der linear polarisierten Pumpwelle wird so nach dem Durchgang durch das Medium eine elliptisch polarisierte Welle. Trifft diese Welle nach dem Durchgang durch die Zelle auf einen Analysator, so erhält man ein dispersives Signal. Der Analysator wird hier aus einem $\lambda/4$ -Plättchen, das die elliptische Polarisation in eine lineare umgewandelt (mit zwei senkrecht aufeinander stehenden, nicht gleich großen Komponenten) und einem polarisierenden Strahlteilerwürfel gebildet. Die beiden Polarisationsrichtungen, die vom Strahlteiler getrennt werden, gelangen in einen Differenzverstärker. Das Ergebnis ist ein dispersives Signal, welches sich als Regelsignal für eine Frequenzstabilisierung verwenden lässt.

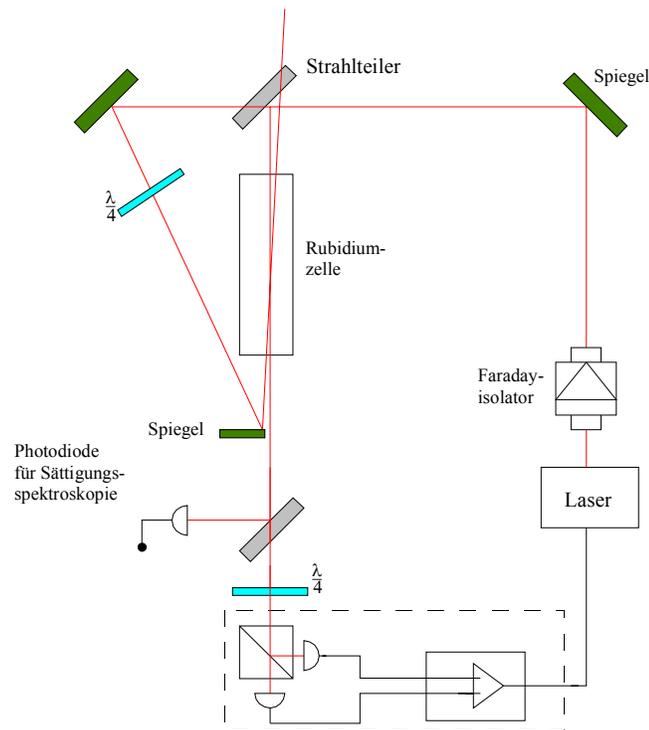


Abb. 57 : Schematischer Aufbau der Polarisations- und Sättigungsspektroskopie. Für die Sättigungsspektroskopie ist das $\lambda/4$ -Plättchen im Strahlengang der Pumpwelle nicht nötig. Die Komponenten im gestrichelten Kasten erzeugen das disperse Signal, das der Stabilisierung dient.

Anhang F

Elektronik für die Pound-Drever-Hall-Stabilisierung

Die Frequenzstabilisierung ist eine wichtige Komponente im gesamten Experiment. Da der elektronische Aufbau individuell für diesen Resonator angefertigt und optimiert wurde, werden im Folgenden die Schaltpläne der einzelnen Komponenten der Stabilisierung vorgestellt und kurz erklärt.

Photodiodenverstärker:

Die Generierung des Fehlersignals aus dem reflektierten Licht geschieht in mehreren Schritten. Zunächst wird das Licht von einer Photodiode detektiert (bei Leistungen über $50 \mu\text{W}$ FFD-40 von EG&G, bei Leistungen bis mindestens 200 nW von einer Avalanche-photodiode C30903E). Dieses Signal gelangt über einen Hochpass (33 MHz) an einen zweistufigen Verstärker, der aus zwei CLC425 (1.9 GHz GBW , $350 \text{ V}/\mu\text{s}$, $1.05 \text{ nV}/\text{Hz}^{1/2}$, National Semiconductor) besteht und um einen Faktor 625 verstärkt. Das Ausgangssignal wird über einen 30 MHz Hochpass an den Phasendetektor weitergeleitet.

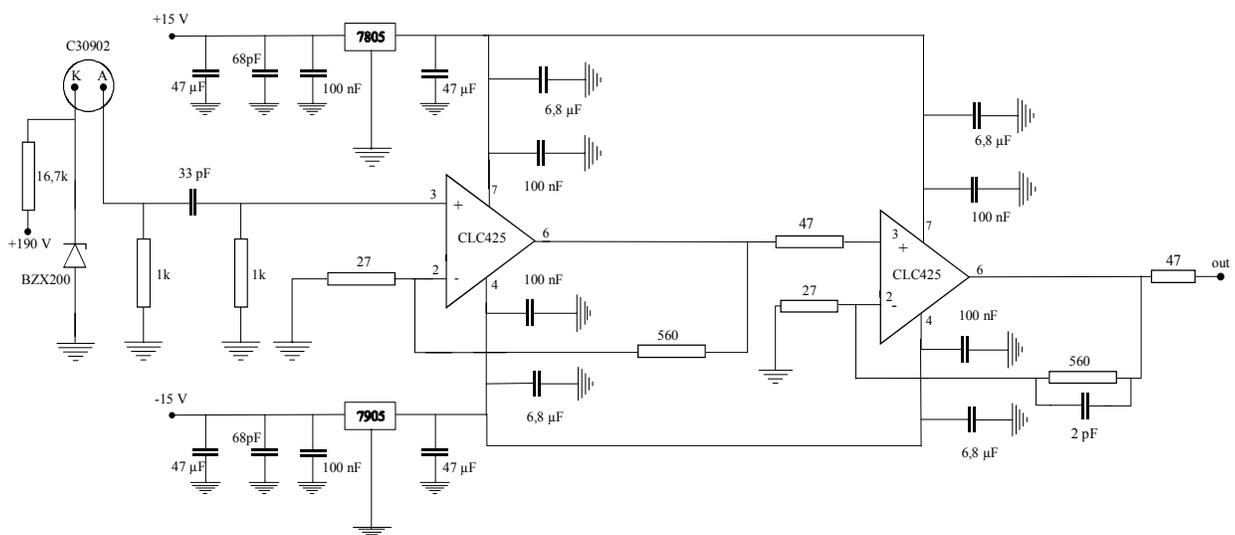


Abb. 58 : Schaltplan des Photodiodenverstärkers [91]

PD-Lock:

Das PD-Lock beinhaltet den VCO (voltage controlled oscillator), der die Rf-Frequenz zur Seitenbandmodulation zur Verfügung stellt, den Phasendetektor und zwei kaskadenförmig angeordnete Verstärker für das Photodiodensignal.

Von der Spannungsreferenz REF102 wird ein Teil der Spannung abgegriffen und an den VCO gegeben. Das VCO-Signal wird aufgeteilt, wobei ein Teil der Modulation dient, und der andere direkt zum Phasendetektor geleitet wird.

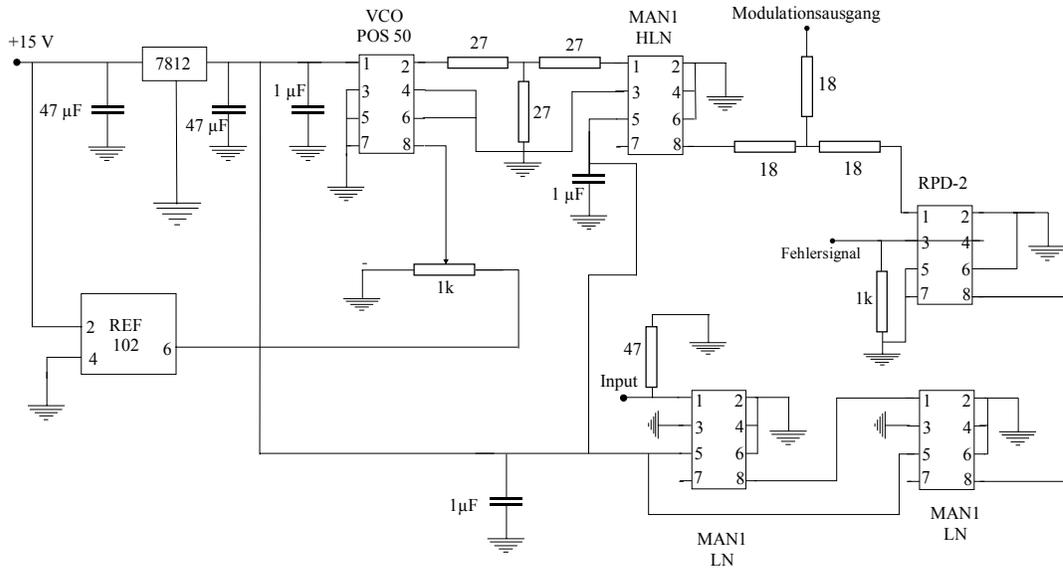


Abb. 59 : Schaltplan des PD-Locks

Loopfilter :

Der Loopfilter besteht aus einem Abschwächer und zwei einstellbaren Filtergliedern. Er dient dazu, die Verzögerung des Fehlersignals auf dem Weg durch die Elektronik ausgleichen.

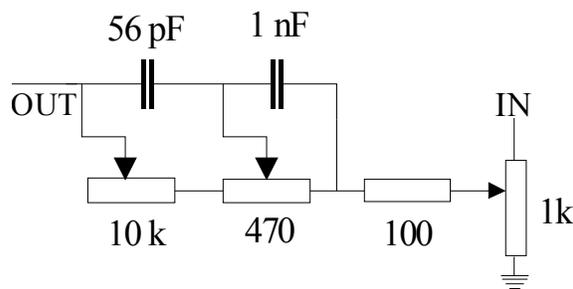


Abb. 60 : Loopfilter

Die Abbildung auf der folgenden Seite zeigt noch einmal die Stabilisierung in ihrem gesamten Aufbau, von der Detektion des Lichts über die Erzeugung des Fehlersignals bis zur Einkopplung desselben in die Laserdiode (der Integralteil der Stabilisierung ist nicht eingezeichnet).

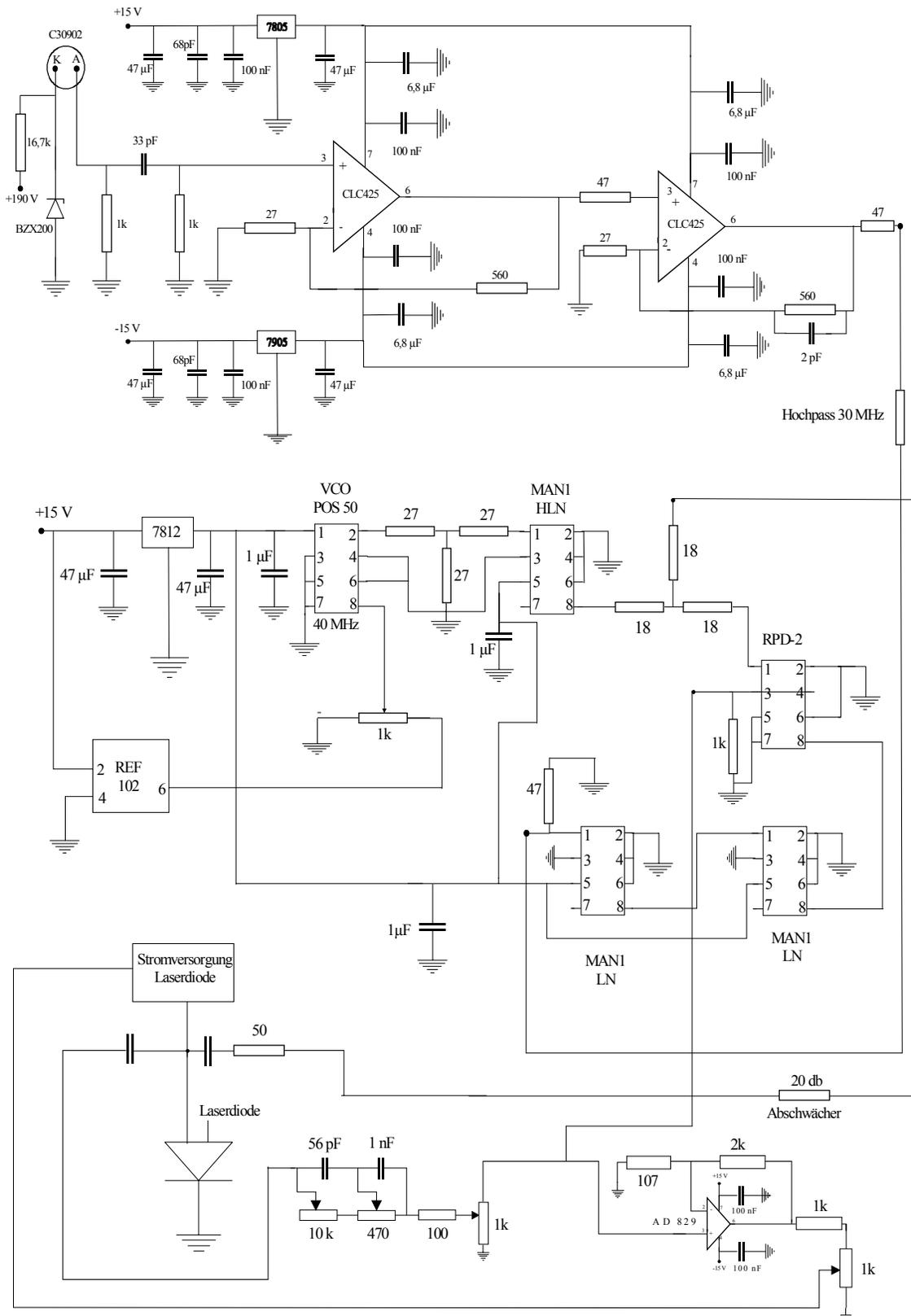


Abb. 61 : Gesamter Schaltplan der Stabilisierungselektronik für die Pound-Drever-Hall-Stabilisierung

Literaturverzeichnis

- [1] H. Weinfurter und A. Zeilinger : *Informationsübertragung und Informationsverarbeitung in der Quantenwelt*; Phys. Bl. 52, 219 (1996)
- [2] Samuel L. Braunstein, A. Mann, und M. Revzen : *Maximal Violation of Bell Inequalities for Mixed States*; Phys. Rev. Lett. 68, 3259 (1992)
- [3] Benjamin Schumacher : *Quantum coding*; Phys. Rev. A 51, 2738 (1995)
- [4] Dirk Bouwmeester, Artur Ekert, Anton Zeilinger: *The Physics of Quantum Information*; Springer-Verlag Berlin Heidelberg 2000
- [5] Peter W. Shor : *Scheme for reducing decoherence in quantum computer memory*; Phys. Rev. A 52, 2493 (1995)
- [6] David P. DiVincenzo : *Two bit gates are universal for quantum computation*; Phys. Rev. A 51, 1015 (1995)
- [7] A. M. Steane : *Quantum computing*; Rept. Prog. Phys. 61, 117 (1998)
- [8] Hans-Jürgen Briegel, Ignacio Cirac und Peter Zoller : *Quantencomputer*; Phys. Bl. 55, 37 (1999)
- [9] J. I. Cirac and P. Zoller : *Quantum Computations with Cold Trapped Ions*; Phys. Rev. Lett. 74, 4091 (1995)
- [10] W. G. Unruh : *Maintaining coherence in quantum computers*; Phys. Rev. A 51, 992 (1995)
- [11] B. E. King, C. S. Wood, C. J. Myatt, Q. A. Turchette, D. Leibfried, W. M. Itano, C. Monroe, and D. L. Wineland : *Cooling the Collective Motion of Trapped Ions to Initialize a Quantum Register*; Phys. Rev. Lett. 81, 1525 (1998)
- [12] B. E. Kane : *A silicon-based nuclear spin quantum computer*; Nature 393, 133 (1998)
- [13] Daniel Loss and P. DiVincenzo : *Quantum computation with quantum dots*; Phys. Rev. A 57, 120 (1998)
- [14] Neil A. Gershenfeld and Isaac L. Chuang: *Bulk Spin-Resonance Quantum Computation*; Science 275, 350 (1997)

-
- [15] Isaac L. Chuang, Lieven M. K. Vandersypen, Xinlan Zhou, Debbie W. Leung, and Seth Lloyd : *Experimental realization of a quantum algorithm*; Nature 393, 143 (1998)
- [16] D. G. Cory, A. F. Fahmy, and T. F. Havel : *Ensemble quantum computing by NMR spectroscopy*; Proc. Natl. Acad. Sci. USA 94, 1634 (1997)
- [17] Yu. Makhlin, G. Schön, and A. Shnirman : *Josephson-junction qubits with controlled couplings*; Nature 398, 307 (1999)
- [18] Y. Nakamura, Yu. A. Pashkin, and J. S. Tsai : *Coherent control of macroscopic quantum states in a single-Cooper-pair box*; Nature 398, 786 (1999)
- [19] Gavin K. Brennen, Carlton M. Caves, Poul S. Jessen, and Ivan H. Deutsch : *Quantum Logic Gates in Optical Lattices*; Phys. Rev. Lett. 82, 1060 (1999)
- [20] M. Kozuma, K. Nakagawa, W. Jhe, and M. Ohtsu : *Observation of Temporal Behavior of an Atomic Wave Packet Localized in an Optical Potential*; Phys. Rev. Lett. 76, 2428 (1996)
- [21] A. Hemmerich : *Quantum entanglement in dilute optical lattices*; Phys. Rev. A 60, 943 (1999)
- [22] Z. T. Lu, K. L. Corwin, M. J. Renn, M. H. Anderson, E. A. Cornell, and C. E. Wieman : *Low-Velocity Intense Source of Atoms from a Magneto-optical Trap*; Phys. Rev. Lett. 77, 3331 (1996)
- [23] Steven Chu, J. E. Bjorkholm, A. Ashkin, and A. Cable : *Experimental Observation of Optically Trapped Atoms*; Phys. Rev. Lett. 57, 314 (1986)
- [24] Markus Gangl, Peter Horak, and Helmut Ritsch : *Cooling neutral particles in multi-mode cavities without spontaneous emission*; J. Mod. Opt. 47, 2741 (2000)
- [25] Gerald Hechenblaikner, Markus Gangl, Peter Horak, and Helmut Ritsch : *Cooling an atom in a weakly driven high-Q cavity*; Phys. Rev. A 58, 3030 (1998)
- [26] Markus Gangl and Helmut Ritsch : *Collective dynamical cooling of neutral particles in a high-Q optical cavity*; Phys. Rev. A 61, 011402 (1999)
- [27] Peter Domokos, Peter Horak, and Helmut Ritsch : *Semiclassical theory of cavity-assisted atom cooling*; J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. 34, 187 (2001)
- [28] A. Doherty, A. S. Parkins, S. M. Tan and D. F. Walls : *Motion of a two-level atom in an optical lattice*; Phys. Rev. A 56, 833 (1997)
- [29] Vladan Vuletic, Hilton W. Chan, and Adam T. Black : *Three-dimensional cavity Doppler cooling and cavity sideband cooling by coherent scattering*; Phys. Rev. A 64, 033405 (2001)

-
- [30] Vladan Vuletic and Steven Chu : *Laser Cooling of Atoms, Ions, or Molecules by coherent scattering*; Phys. Rev. Lett. 84, 3787 (2000)
- [31] S. J. M. Kuppens, K. L. Corwin, K. W. Miller, T. E. Chupp, and C. E. Wieman : *Loading an optical dipole trap*; Phys. Rev. A 62, 013406 (2000)
- [32] E. L. Raab, M. Prentiss, Alex Cable, Steven Chu and D. E. Pritchard : *Trapping of Neutral Sodium Atoms with Radiation Pressure*; Phys. Rev. Lett. 59, 2631 (1987)
- [33] Steven Chu, L. Hollberg, J. E. Bjorkholm, Alex Cable, and A. Ashkin : *Three-dimensional Viscous Confinement and Cooling of Atoms by Resonance Radiation Pressure*; Phys. Rev. Lett. 55, 48 (1985)
- [34] Paul D. Lett, Richard N. Watts, Christoph I. Westbrook, and William D. Phillips : *Observation of Atoms Laser Cooled below the Doppler Limit*; Phys. Rev. Lett. 61, 169 (1988)
- [35] J. Dalibard and C. Cohen-Tannoudji : *Laser cooling below the Doppler limit by polarization gradients : simple theoretical models*; J. Opt. Soc. Am. B6, 2023 (1989)
- [36] P. J. Ungar, D. S. Weiss, E. Riis and S. Chu : *Optical molasses and multilevel atoms: theory*; J. Opt. Soc. Am. B6, 2058 (1989)
- [37] D. S. Weiss, E. Riis, Y. Shevy, P. J. Ungar and S. Chu : *Optical molasses and multilevel atoms: experiment*; ; J. Opt. Soc. Am. B6, 2072 (1989)
- [38] D. L. Wineland and W. M. Itano : *Laser cooling of atoms*; Phys. Rev. A 20, 1521 (1979)
- [39] Harold Metcalf und Peter van der Straten : *Laser Cooling and Trapping*; Springer Verlag New York (1999)
- [40] R. Watts and C. Wieman : *Manipulating Atomic Velocities Using Diode Lasers*; Opt. Lett. 11, 291 (1986)
- [41] V. Bagnato, G. Lafyatis, A. Martin, E. Raab, R. Ahmad-Bitar and D. Pritchard : *Continuous Stopping and Trapping of Neutral Atoms*; Phys. Rev. Lett. 58, 2194 (1987)
- [42] C. Monroe, W. Swann, H. Robinson and C. Wieman : *Very Cold Trapped Atoms in a Vapor Cell*; Phys. Rev. Lett. 65, 1571 (1990)
- [43] Helmut Vogel : *Gerthsen Physik*; Springer Verlag Berlin Heidelberg 1995
- [44] J. Fortagh, A. Grossmann, T. W. Hänsch, and C. Zimmermann : *Fast loading of a magneto-optical trap from a pulsed thermal source*; J. Appl. Phys. 84, 6499 (1998)
- [45] R. Scheunemann: *Lichtgebundene Atome: Manipulation kalter Atome in mesoskopischen Gittern*; Dissertation, Ludwig-Maximilians-Universität München 2000

- [46] H. Kogelnik und T. Li : *Laserbeams and Resonators*; Appl. Opt. 5, 1550 (1996)
- [47] H. Kogelnik et al. : *Astigmatically Compensated Cavities for CW Dye Lasers*; IEEE J. Quantum Electron. 25, 760 (1989)
- [48] D. Meschede : *Optik, Licht und Laser*; Teubner-Verlag, Stuttgart Leipzig 1999
- [49] Thomas Heine : *Aufbau und Charakterisierung eines optischen Ringresonators hoher Güte*; Wissenschaftliche Arbeit am Phys. Inst. der Eberhard-Karls-Universität Tübingen (2000)
- [50] Eric D. Black : *An introduction to Pound-Drever-Hall laser frequency stabilization*; Am. J. Phys 69, 79 (2001)
- [51] R. W. P. Drever, J. L. Hall, F. V. Kowalski, J. Hough, G. M. Ford, A. J. Munley and H. Ward : *Laser Phase and Frequency Stabilization Using an Optical Resonator*; Appl. Phys. B 31, 97 (1983)
- [52] R. V. Pound : *Electronic Frequency Stabilization of Microwave Oscillators*; Rev. Sci. Instrum. 17, 11 (1946)
- [53] Letokhov, V.S. JEPT Lett. 7, 272 (1968)
- [54] J. E. Bjorkholm, R.R. Freeman, A. Ashkin, and D.B. Pearson : *Observation of Focusing of Neutral Atoms by the Dipole Forces of Resonance-Radiation Pressure*; Phys. Rev. Lett. 41, 1361 (1978)
- [55] Rudolf Grimm, Matthias Weidemüller und Yurii B. Ovchinnikov : *Optical Dipole Traps for Neutral Atoms*; Adv. At., Mol., and Opt. Phys. 42, 95 (2000)
- [56] Lexikon der Physik Bd. 2, Spektrum Akademischer Verlag Heidelberg • Berlin (1998)
- [57] Alan Gallagher and David E. Pritchard : *Exoergic Collisions of Cold Na^* -Na*; Phys. Rev. Lett. 63, 957 (1989)
- [58] M. Prentiss, A. Cable, J. E. Bjorkholm, Steven Chu, E. L. Raab and D. E. Pritchard : *Atom-density-dependent losses in an optical trap*; Opt. Lett. 13, 452 (1988)
- [59] H. R. Thorsheimer, J. Weiner and P. S. Julienne : *Laser-Induced Photoassociation of Ultracold Sodium Atoms*; Phys. Rev. Lett. 58, 2420 (1987)
- [60] J. D. Miller, R. A. Cline and D. J. Heinzen : *Photoassociation Spectrum of Ultracold Rb Atoms*; Phys. Rev. Lett. 71, 2204 (1993)
- [61] R. A. Cline and D. J. Heinzen : *Study of Rb_2 Long-Range States by High-Resolution Photoassociation Spectroscopy*; Phys. Rev. Lett. 73, 632 (1994)

- [62] W. Ketterle and N. J. van Druten : *Evaporative Cooling of Trapped Atoms*; Adv. At., Mol., Opt. Phys. 37, 181 (1996)
- [63] J. L. Roberts, James P. Burke, Jr., N. R. Claussen, S. L. Cornish, E. A. Donley, and C. E. Wieman : *Improved characterization of elastic scattering near a Feshbach resonance in ^{85}Rb* ; Phys. Rev. A 64, 024702 (2001)
- [64] Tomasz M. Brzozowski, Maria Maczynska, Michal Zawada, Jerzy Zachorowski and Wojciech Gawlik : *Time-of-flight measurement of the temperature of cold atoms for short trap-probe beam distances*; J. Opt. B 4, 62 (2002)
- [65] C. Monroe, E. Cornell, C. Sackett, C. Myatt and C. Wieman : *Measurement of Cs-Cs Elastic Scattering at $T=30\mu\text{K}$* ; Phys. Rev. Lett. 70, 414 (1993)
- [66] T. A. Savard, K. M. O'Hara and J. E. Thomas : *Laser-noise-induced heating in far-off resonance optical traps*; Phys. Rev. A 56, 1095 (1997)
- [67] C. W. Gardiner, J. Ye, H. C. Nagerl and H. J. Kimble : *Evaluation of heating effects on atoms trapped in an optical trap*; Phys. Rev. A 61, 045801 (2000)
- [68] P. W. H. Pinkse, T. Fischer, P. Maunz, and G. Rempe : *Trapping an atom with single photons*; Nature 404, 365 (2000)
- [69] C. Hood, T. W. Lynn, A. C. Doherty, A. S. Parkins, and H. J. Kimble : *The Atom-Cavity Microscope: Single Atoms Bound in Orbit by Single Photons*; Science 287, 1447 (2000)
- [70] A. Lambrecht, E. Giacobino, J. M. Courty : *Optical nonlinear dynamics with cold atoms in a cavity*; Opt. Commun. 115, 199 (1995)
- [71] L. Ricci, M. Weidemüller, T. Esslinger, A. Hemmerich, C. Zimmermann, V. Vuletic, W. König, T. W. Hänsch : *A compact grating-stabilized diode laser system for atomic physics*; Optics Comm. 117, 541 (1995)
- [72] Jeffery J. Maki, N. S. Campbell, C. M. Grande, R. P. Knorpp and D. H. McIntyre : *Stabilized diode-laser system with grating feedback and frequency-offset locking*; Opt. Comm. 102, 251 (1993)
- [73] K. B. MacAdam, A. Steinbach and C. Wieman : *A narrow-band tunable diode laser system with grating feedback, and a saturated absorption spectrometer for Cs and Rb*; Am. J. Phys. 60, 1098 (1992)
- [74] Soichi Kobayashi, Yoshihisa Yamamoto, Minoru Ito and Tatsuya Kimura : *Direct Frequency Modulation in AlGaAs Semiconductor Lasers*; IEEE Journal of Quantum Electronics QE-18, 582 (1982)
- [75] G.P.T. Lancaster, R.S. Conroy, M.A. Clifford, J. Arlt and K. Dholakia : *A polarisation spectrometer locked diode laser for trapping cold atoms*; Opt. Commun. 170, 79 (1999)

- [76] Demtröder : *Laserspektroskopie*; Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York (1999)
- [77] C. Wieman, T. W. Hänsch : *Doppler-Free Laser Polarization Spectroscopy*; Phys. Rev. Lett. 36, 1170 (1976)
- [78] M. Prevedelli, T. Freearge, and T. W. Hänsch : *Phase locking of grating-tuned diode lasers*; Appl. Phys. B 60, 241 (1995)
- [79] Hendrik Richter : *Ein phasenstabiles Diodenlasersystem zur Dunkelresonanzspektroskopie an ^{85}Rb* ; Diplomarbeit am Institut für Laserphysik der Universität Hamburg (2003)
- [80] Anthony O'Keefe and David A. G. Deacon : *Cavity ring-down optical spectrometer for absorption measurements using pulsed laser sources*; Rev. Sci. Instrum. 59, 2544 (1988)
- [81] Dana Z. Anderson, Josef C. Frisch, and Carl S. Masser : *Mirror reflectometer based on optical cavity decay time*; Appl. Opt. 23, 1238 (1984)
- [82] S. E. Hamann, D. L. Haycock, G. Klose, P. H. Pax, I. H. Deutsch, and P. S. Jessen : *Resolved-Sideband Raman Cooling to the Ground State of an Optical Lattice*; Phys. Rev. Lett. 80, 4149 (1998)
- [83] John Weiner : *Experiments in cold and ultracold collisions*; J. Opt. Soc. Am. B 6, 2270, (1989)
- [84] D. J. Wineland and H. Dehmelt, Bull. Am. Phys. Soc. 20, 637 (1975)
- [85] F. Diedrich, J. C. Bergquist, Wayne M. Itano, and D. J. Wineland : *Laser Cooling to the Zero-Point of Motion*; Phys. Rev. Lett. 62, 403 (1989)
- [86] W. Neuhauser, M. Hohenstatt, and P. Toschek and H. Dehmelt : *Optical-Sideband Cooling of Visible Atom Cloud Confined in a Parabolic Well*; Phys. Rev. Lett. 41, 233 (1978)
- [87] G. Rempe, R. J. Thomsen, R. J. Brecha, W. D. Lee, and H. J. Kimble : *Optical Bistability and Photon Statistics in a Cavity Quantum Electrodynamics*; Phys. Rev. Lett. 67, 1727 (1991)
- [88] J. I. Cirac, M. Levenstein, and P. Zoller : *Laser cooling a trapped atom in a cavity: Bad cavity limit*; Phys. Rev. A 51, 1650 (1995)
- [89] Niels Rehbein : *Hochleistungs-Diodenlaser für die Quantenoptik auf der Basis von Injection-Locking bei 780 nm Wellenlänge*; Diplomarbeit am Institut für Laserphysik der Universität Hamburg (2001)

- [90] P. S. Jessen and I. H. Deutsch : *Optical Lattices*; Adv. At., Mol., Opt. Phys. 37, 95 (1996)
- [91] Adrien Schoof : *Entwicklung eines ultrastabilen Laserdiodensystems bei 657 nm für die Metrologie*; Diplomarbeit am Institut für Laserphysik der Universität Hamburg (2001)

Publikationen

Im Zusammenhang mit dieser Arbeit sind folgende Veröffentlichungen entstanden:

- *Optical lattice in a high-finesse ring resonator*, B. Nagorny, Th. Elsässer, H. Richter, and A. Hemmerich, D. Kruse, C. Zimmermann, and Ph. Courteille, **Physical Review A 67, 031401(R) (2003)**
- *Cold Atoms in a high- Q ring cavity*, D. Kruse, M. Ruder, C. von Cube, C. Zimmermann, and Ph. Couteille, Th. Elsässer, B. Nagorny, and A. Hemmerich, **Physical Review A 67, 051802(R) (2003)**
- *Collective sideband cooling in an optical ring cavity*, Th. Elsässer, B. Nagorny, and A. Hemmerich, **Physical Review A 67, 051401(R) (2003)**
- *Collective Atomic Motion in an Optical Lattice formed inside a High Finesse Cavity*, B. Nagorny, Th. Elsässer, and A. Hemmerich, **Physical Review Letters 91, 153003 (2003)**
- *Optical Bistability and Collective Behavior of Atoms trapped in a High- Q Ring Cavity*; Th. Elsässer, B. Nagorny, and A. Hemmerich eingereicht bei **Physical Review A**

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei allen bedanken, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben. Herrn Professor Hemmerich gebührt Dank dafür, dass er mir die Möglichkeit gegeben hat, in seiner Arbeitsgruppe an einem hoch interessanten und aktuellen Projekt mitzuwirken. Er ermöglichte es mir selbständig zu arbeiten, und hatte dennoch immer Zeit wenn Fragen und Probleme auftauchten.

Herrn Professor Sengstock sei für die freundliche Übernahme des Zweitgutachtens gedankt. Besonderer Dank gilt auch Thilo Elsässer für drei Jahre erfolgreiche Zusammenarbeit am Experiment. Das Experimentieren und Diskutieren mit ihm war stets lehrreich und am Ende meistens von Erfolg gekrönt.

Jan Grünert, Vladimir Elman und Gunnar Quehl sei herzlich für die Unterstützung ganz am Anfang gedankt. Beim Einstieg in die experimentelle Laserphysik waren sie mir eine große Hilfe.

Mit Hendrik Richter, Adrien Schoof, Stephan Ritter und Nils Rehbein, die in unser Gruppe ihre Diplomarbeit anfertigten, verband mich nicht nur ein gemeinsames Jahr im Labor, sondern auch oft lange Diskussionen um physikalische Fragestellungen.

Bei Dr. Ciprian Zafiu, Janis Mohr und Dirk Hansen möchte ich mich vor allem für manche lustige Stunde im gemeinsamen Büro bedanken.

Bedanken möchte ich mich auch bei der mechanischen Werkstatt unter der Leitung von Frank Jonas, die viele individuelle Anfertigungen schnell und präzise für uns hergestellt hat. Ebenso bei der Elektronikwerkstatt unter der Leitung von Horst Biedermann, die mir bei den zahlreichen und oft kniffligen Problemen mit Schaltungen aller Art hilfreich zur Seite stand.

Besonders bedanken möchte ich mich auch bei meinen Eltern und meiner Familie, die mich immer unterstützt und ermuntert haben.

Oktober 2003

Lebenslauf

Boris Nagorny, Dipl. Phys.

Persönliche Daten:

Geburtstag : 21.01.1975

Geburtsort : Lübeck

Nationalität : Deutsch

Familienstand : Ledig

Schulbesuch:

08.1981-07.1985 : Grundschule Bünningstedt

09.1985-06.1994 : Stormarnschule Ahrensburg

24.06.1994 : Abitur (Note 1,5)

Bundeswehr/Zivildienst:

-Wegen Diabetes mellitus vom Wehr- und Zivildienst befreit-

Studium:

10.1994-04.2000 : Studium der Physik an der Universität Hamburg

04.09.1996 : Vordiplom in Physik (Note 1,7)

04.1999-04.2000 : Diplomarbeit zum Thema "Untersuchungen zum Nachweis der J/Ψ -Produktion beim Experiment HERA-B"

06.04.2000 : Diplom in Physik (sehr gut)

Promotion:

Seit 01.08.2000 : Wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Laserphysik der Universität Hamburg, Anfertigung der vorliegenden Arbeit