

Optische Dipolfalle für Einzelatome

Diplomarbeit an der Fakultät für Physik
der
Ludwig-Maximilians-Universität München
Arbeitsgruppe Prof. Dr. Harald Weinfurter

Karen Saucke

3. Juli 2002

Erstgutachter: Prof. Dr. Harald Weinfurter
Zweitgutachter: Prof. Dr. Herbert Walther

*Der gebräuchlichen Redeweise nach gibt es Farbe, Süßes, Bitters,
in Wahrheit aber nur Atome und Leeres.*

(Demokrit)

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung	3
2. Theorie	5
2.1. Verschränkung	5
2.2. Rubidium-Atomphysik	11
2.3. verschiedene Fallentypen	14
2.4. Dipolfallen	15
2.4.1. Kräfte	16
2.4.2. Geometrie	19
2.4.3. Oszillationsfrequenzen	20
2.5. Laserkühlen	21
2.5.1. Dopplerkühlen	21
2.5.2. Polarisationsgradientenkühlen	25
2.6. Nachweis eines einzelnen Atoms	28
2.6.1. Aufsammeloptik	28
2.7. Flussdiagramm des Versuchsablaufs	31
3. Experimenteller Aufbau	32
3.1. Vakuumapparatur	32
3.2. Rubidium-Dispenser als Atomquelle	35
3.3. Lasersysteme	37
3.3.1. Fallenlaser	38
3.3.2. Gitterstabilisierte Diodenlaser	40
3.3.3. Frequenzstabilisierung durch dopplerfreie Sättigungsspektroskopie	42
3.3.4. Frequenzstabilisierung über ein Schwebungssignal	43
3.3.5. Frequenzverschiebung durch akusto - optische Modulatoren	44
3.4. Dipolfalle	47
3.4.1. Konfokales Mikroskop	49
3.4.2. Magnetfeldkompensation	58
4. Zusammenfassung und Ausblick	59

A. Rubidium	61
B. Übersichtsfoto des Aufbaus	64
Literaturverzeichnis	III

1. Einleitung

Ein einzelnes Atom handhaben zu können ist ein faszinierendes Ziel. Besonders, wenn sich daraus die Möglichkeit ergibt, mit diesem einzelnen Atom in einen Teil der Quantenmechanik vorzudringen, der experimentell noch wenig erforscht ist: die Verschränkung zwischen zwei verschiedenen Quantensystemen – Atom und Photon.

'Ratio - Gedankenarbeit' war es, mit der die Griechen ihre Erkenntnis gewannen und aus der heraus durch Leukipp die Hypothese entstand, Materie setze sich aus kleinsten unteilbaren Teilchen zusammen. Von Demokrit zu einer Theorie ausgebaut, waren Atome logische Hilfskonstruktionen und nur mit den Gesetzen der Logik überprüfbar. 'Erfahrung und experimentelle Überprüfbarkeit' sind es hingegen, mit der Naturwissenschaftler ans Werk gehen. Atome sind so zu einem realen Baustein dieser Welt geworden.

Kann man einzelne Atome, die mit einer Größe von einigen 10^{-10} m jenseits des menschlichen Wahrnehmungsvermögen liegen, von ihrer Umwelt separieren und optisch detektieren? Zuerst gelang es mittels der Coulombwechselwirkung, einzelne geladenen Atome, Ionen, zu fangen. Selbst für das menschliche Auge werden solche einzelnen Atome sichtbar, wenn sie resonantes Laserlicht streuen und sich somit als heller Fleck von ihrer dunklen Umgebung abheben. Aber auch das Fangen von einzelnen neutralen Atomen ist möglich. Es ist die Wechselwirkung mit Licht, die es ermöglicht, neutrale Atome zu bewegen und zu halten.

Als erstes wurde diese Wechselwirkung an kleinen, dielektrischen Partikeln demonstriert. Aufgrund eines induzierten Dipolmoments wird das gesamte Teilchen an den Ort höchster Lichtintensität gezogen [1]. Diese Technik des Fangens und Haltens dielektrischer Partikel ist heute als optische Pinzette (*optical tweezer*) bekannt und hat ein großes Einsatzgebiet vor allem für neue Messtechniken in der Biologie und Medizin. Bereits Ende der 60er Jahre wurde vorgeschlagen, diese Technik nicht nur auf makroskopische Partikel, sondern auch auf einzelne Atome anzuwenden [1, 2, 3]. Die Kraft, die auf ein Atom aufgrund eines induzierten Dipolmoments wirkt, ist sehr gering, sodass sie erst durch den Einsatz effizienter Kühlmechanismen für das Halten von Atomen im Raum ausreicht.

Die erste experimentelle Realisierung einer optischen Dipolfalle für neutrale Atome gelang Chu et al. 1986 [4]. Inzwischen sind nicht mehr die Atomfallen selber Mittelpunkt des Interesses, sondern die Experimente, die sich durch sie ermöglichen lassen. Dies sind bisher meist Experimente mit großen Atomzahlen bei tiefen Temperaturen, zum Beispiel auf dem großen Gebiet der Bose-Einstein-Kondensation.

Ziel dieser Arbeit ist die Entwicklung und die experimentelle Realisierung einer Falle für einzelne Atome. Neutralatome sollen gekühlt, gefangen und optisch detektiert werden. Um ein Atom zu fangen, wird die einfachste Methode zur Realisierung einer optischen Dipolfalle gewählt: die Fokussierung eines einzelnen, weit rotverstimmten Gaußschen Laserstrahls. Das Fluoreszenzlicht vom Ort der Dipolfalle soll durch eine geeignete Optik aufgesammelt und nachgewiesen werden. Die optische Dipolfalle für Einzelatome ist Grundlage eines Experiments, in dessen weiteren Verlauf eine Atom-Photon-Verschränkung realisiert werden soll. Diese ist ein Schritt in dem Gebiet der Grundlagenforschung zur Quantenmechanik und Quanteninformationsverarbeitung.

Für die Möglichkeit, Quanteninformationsverarbeitung auf der Grundlage atomarer Qubits durchzuführen, wurden verschiedene Realisierungen vorgeschlagen, neutrale Atome paarweise miteinander zu verschränken [5]. Entweder könnte dies durch kontrollierte kalte Stöße [6], atomare Dipol-Dipol-Kopplung [7], oder mittels optischer Felder in Resonatoren [8] geschehen.

Es sollte aber auch möglich sein, Verschränkung zwischen einem Atom und dem von ihm emittierten Photon zu erhalten. Die hier aufgebaute Falle ist besonders für die Verschränkung der internen Zustände, das ist die Polarisation des Photons und der Hyperfeinzustand des Atoms, optimiert.

Gliederung der Arbeit

Im ersten Teil, dem Theoriekapitel, wird Verschränkung an einem polarisationsverschränkten Zweiphotonenzustand eingeführt, sowie auf einen Atom-Photon-Zustand übertragen. Dabei wird das zu fangende ^{87}Rb -Atom vorgestellt, sowie erklärt, wie die Verschränkung eines Atoms mit einem Photon gezeigt werden kann. Verschiedene Fallentypen werden angesprochen, und auf die Eignung für das geplante Experiment untersucht. Der Dipolfalle ist ein eigenes Kapitel gewidmet, in dem die ursächlichen Kräfte sowie die für den Aufbau benötigten Fallenparameter hergeleitet werden. Damit ein Atom gefangen werden kann, muss seine kinetische Energie kleiner als die Fallentiefe sein, d.h. das Atom muss kalt sein: Die Methoden des Laserkühlens und ihre Grenzen werden beschrieben, sowie die Machbarkeit der Dipolfalle abgeschätzt.

Im zweiten Teil der Arbeit wird der experimentellen Aufbau in seinen einzelnen Komponenten erklärt. Ausgangspunkt ist eine optisch zugängliche Vakuumapparatur mit einer Rubidiumquelle. Im Weiteren werden die benötigten Diodenlaser und die Frequenzstabilisierung beschrieben, sowie das konfokale Mikroskop, mit dem der Fallenstrahl fokussiert und Licht vom Ort der Atomfalle aufgesammelt wird.

2. Theorie

Der Aufbau einer optischen Dipolfalle für einzelne Atome ist die Grundlage für ein geplantes Experiment: Es soll die Verschränkung zwischen dem innerem Freiheitsgrad eines Atoms und der Polarisation eines Photons experimentell überprüft werden.

Um sich der Verschränkung eines Atoms mit einem Photon zu nähern, wird im Folgenden Kapitel das Phänomen der Verschränkung zur besseren Veranschaulichung an einem polarisationsverschränkten Photonenpaar erklärt. An ihm wird auch gezeigt, wie Verschränkung durch eine Koinzidenzmessung in zwei Basen nachgewiesen werden kann. Danach wird skizziert, wie ein verschränkter Atom-Photon-Zustand erzeugt werden soll und wie an diesem eine Koinzidenzmessung in verschiedenen Basen durchgeführt werden kann. Das Atom, mit dem die Verschränkung durchgeführt werden soll, ist ^{87}Rb (Rubidium (^{87}Rb)). Es muß dazu isoliert und während des Experiments ohne Wechselwirkung mit seiner Umgebung, insbesondere der Falle selber sein. Diese Voraussetzungen erfüllt eine Dipolfalle.

2.1. Verschränkung

Verschränkung ist eine Besonderheit der Quantenmechanik, zu der kein klassisches Analogon existiert. Ein verschränkter Zustand lässt sich nur als nichtfaktorisierte Summe von Produktzuständen schreiben. Um zu verstehen, was dies bedeutet, betrachte man zunächst einen Zustand $|\Psi\rangle$, der ein Paar von Photonen beschreibt. Diese zwei Photonen seien räumlich getrennt und ihre Polarisation kann insofern gemessen werden, als dass jedes Photon ein Polarisationsfilter bestimmter Ausrichtung durchläuft, hinter dem ein Detektor (Photodiode) steht. Ein einzelnes Photon, wie es vom Detektor gemessen wird, kann ein Polarisationsfilter nur ganz oder gar nicht passiert haben. So kann die Polarisation des Photons nur die des Polarisationsfilters (beim Passieren) oder die genau orthogonale dazu sein (beim Nichtpassieren). Eine horizontale wie auch eine vertikale Polarisationsfilterstellung führt zu einer Polarisationsmessung in der H/V-Basis. Stehen die Polarisationsfilter stattdessen unter einem Winkel von 45° , wird in der sogenannten $\pm 45^\circ$ -Basis gemessen. Wurde für Photon Nr. 1 horizontale Polarisation und für Photon Nr. 2 vertikale Polarisation gemessen, so wurde der Gesamtzustand $|H\rangle_1|V\rangle_2$ detektiert.

Der Zustand

$$|\Psi\rangle = \frac{1}{2} (|H\rangle_1|H\rangle_2 + |H\rangle_1|V\rangle_2 + |V\rangle_1|H\rangle_2 + |V\rangle_1|V\rangle_2) \quad (2.1)$$

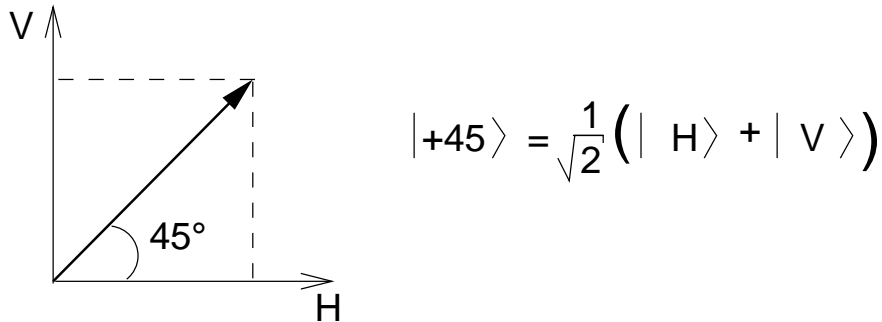


Abbildung 2.1.: Projektion eines 45° polarisierten Photons auf die H/V-Basis als Messbasis

stellt ein Zweiphotonenpaar dar, bei dem bei wiederholter Messung in der H/V-Basis mit gleicher Wahrscheinlichkeit alle Kombinationen an Polarisation auftreten. Der Faktor $\frac{1}{2}$ sorgt für eine Normierung der Gesamtwellenfunktion auf eins: $\langle \Psi | \Psi \rangle = 1$. Wird an diesem Zweiphotonenzustand $|\Psi\rangle$ die Polarisation in der $\pm 45^\circ$ -Basis gemessen, so tritt immer nur ein Ergebnis auf, wie man auch bei einer Basistransformation sieht. $|H\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|+45\rangle + |-45\rangle)$ und $|V\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|+45\rangle - |-45\rangle)$, womit der Zustand $|\Psi\rangle$ zu

$$\begin{aligned} |\Psi\rangle &= \frac{1}{2} (|H\rangle_1 + |V\rangle_1) \cdot (|H\rangle_2 + |V\rangle_2) \\ &= |+45\rangle_1 |+45\rangle_2 \end{aligned} \tag{2.2}$$

wird. D.h. der Zustand besteht aus zwei Photonen, deren Polarisation jeweils $+45^\circ$ ist. Die Zustandsbeschreibung Gl. 2.1 in der H/V-Basis kam durch die Projektion der 45° Polarisation auf die Basisvektorzustände, wobei das einzelne Photon vom anderen unabhängig ist (Abb.2.1). Ein auf den ersten Blick ähnlicher Zweiphotonenzustand, wie er z.B. durch parametrische Fluoreszenz in einem Kristall entsteht [9], ist

$$|\Psi^+\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|H\rangle_1|V\rangle_2 + |V\rangle_1|H\rangle_2). \tag{2.3}$$

Dies ist eine Summe aus den beiden Produktzuständen $|H\rangle_1|V\rangle_2$ und $|V\rangle_1|H\rangle_2$, d.h. bei einer Messung des ersten Photons mit dem Ergebnis $|H\rangle_1$ hat das zweite Photon immer die vertikale Polarisation und umgekehrt. Um jedem Photon eine eindeutige physikalische Eigenschaft zuschreiben zu können, bedarf es einer Basistransformation in einen reinen Produktzustand, wie es bei dem ersten Zustand 2.1 mit der Messung unter $\pm 45^\circ$ gelang. Für den Zustand 2.3 gibt es jedoch keine Basis, in der er ein reiner Produktzustand ist. Z.B. in der $\pm 45^\circ$ Basis dargestellt ist er:

$$|\Psi\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|-45\rangle_1 |+45\rangle_2 + |+45\rangle_1 |-45\rangle_2) \tag{2.4}$$

und damit wieder eine Summe zweier Produktzustände. Als Folge davon, dass sich kein reiner Produktzustand finden lässt, hängt das Ergebnis der Messung am zweiten Photon davon ab,

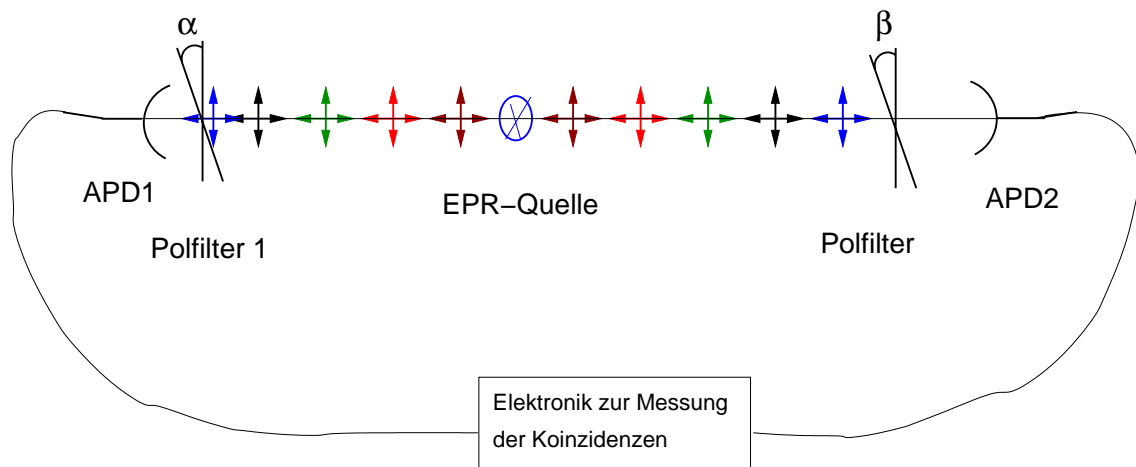


Abbildung 2.2.: Schematischer Aufbau zur Koinzidenzmessung an einem verschränkten Photonenpaar, APD: Avalanche Photodioden

welche Messung am ersten Photon durchgeführt wurde und welches Ergebnis die Messung lieferte, egal an welchem Ort diese stattfand. Diese Eigenschaft ist Grundlage des Gedankenexperiments von Einstein, Podolsky und Rosen aus dem Jahr 1935 [10] und wird Verschränkung genannt.

Messung der Verschränkung

Unter Zuhilfenahme der allgemeinen Annahmen Vollständigkeit, Realität und Lokalität, versuchten Einstein, Podolsky und Rosen (EPR) die Unvollständigkeit der Quantenmechanik zu beweisen. Bell fand aufgrund von Wahrscheinlichkeitsaussagen über Messergebnisse einen Widerspruch zwischen physikalischen Theorien, die den Annahmen von EPR genügen und den Aussagen der Quantenmechanik. Er entwickelte eine Ungleichung, durch die ein experimenteller Nachweis für oder gegen die Quantenmechanik getroffen werden kann [11]. Während schon wiederholt durch die Verletzung einer Bellschen-Ungleichung die Quantenmechanik bestätigt wurde, wird die Verletzung mittlerweile als Nachweis für des quantenmechanische Phänomen der Verschränkung verwendet. Eine Messung der quantenmechanischen Korrelationen an obigen Zweiphotonenzustand $|\Psi\rangle$ ist in Abb.2.2 zu sehen. Es werden die Koinzidenzen von zwei Detektionen gemessen, bei dem ein Polarisationsfilter unter einem festen Winkel - der ersten Basis - steht und der zweite Polarisationsfilter durch alle Winkel gefahren wird. Das gleichzeitige Passieren beider Photonen eines Paares wird so detektiert. Da die Photonen paarweise entgegengesetzt polarisiert sind, ist bei gleicher Polfilterstellung die Koinzidenzrate Null, bei zueinander senkrechter Polfilterstellung ist die Koinzidenzrate maximal, wie dies die graue Messkurve in Abb.2.3 zeigt. Für die Messung in der zweiten Basis wird der feststehende Polfilter um 45° gedreht und wieder Polarisationskoinzidenzen gemessen. Bei einem statistischen Gemisch von H/V-polarisierten Photonenpaaren würde bei jeder Win-

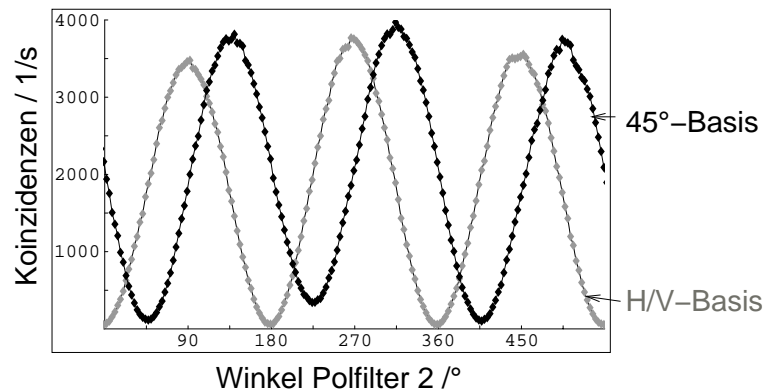


Abbildung 2.3.: Ergebnis einer Koinzidenzmessung, die Verschränkung zeigt [12]

kelstellung des zweiten Polfilters die gleiche Koinzidenzzählrate beobachtet, da unabhängig voneinander jedes Photon mit der Wahrscheinlichkeit $1/2$ ein um 45° gedrehtes Polfilter passiert. Bei einem verschränkten Photonenpaar fällt die Messung in einer zweiten Basis anders aus: wieder sind die Koinzidenzen bei gleicher Filterstellung minimal, maximal bei entgegengesetzter Filterstellung. Dies bedeutet, das Resultat der Messung am zweiten Teilchen hängt von dem am ersten Teilchen erhaltenen Resultat ab. Um wirklich von Verschränkung reden zu können, muss der Kontrast

$$v = \frac{K_{max} - K_{min}}{K_{max} + K_{min}} \quad (2.5)$$

bei den Koinzidenzmessungen beider Basen den Wert $\sqrt{2}/2$ überschreiten [13]. Werden aus obiger Messung die Koinzidenzraten an bestimmten Winkelstellungen in eine Bellsche-Ungleichung [13] eingesetzt, so wird diese für obige Messung verletzt [12].

Atom-Photon-Verschränkung

Welche Möglichkeit gibt es, ein Atom-Photon-Paar zu verschränken, und wie sieht eine Koinzidenzmessung zum Nachweis der Verschränkung daran aus, insbesondere der Basiswechsel bei der Messung?

Verschränkung entsteht bei einem Prozess, bei dem mehrere Endzustände ununterscheidbar sind, und gleichzeitig zwei Quantenzahlen aufgrund eines Erhaltungssatzes verknüpft werden. Bei dem Zweiphotonenpaar ist unter zwei bestimmten Beobachtungswinkeln auf eine EPR-Quelle die Polarisation nicht vorhersagbar, während aufgrund des Impulserhaltungssatzes die Polarisation der Photonen eines Paares immer senkrecht zueinander steht. Bei der spontanen Emission eines Photons durch ein Atom gilt der Drehimpulserhaltungssatz, wodurch die Änderung der magnetischen Quantenzahl m des Atoms mit der Polarisation des Photons verbunden ist. Erfolgt diese Emission in eine Superposition aus Drehimpulseigenzuständen, die voneinander ununterscheidbar sind, so ist durch den Emissionsprozess die Magnetquantenzahl des Atoms mit der Polarisation des Photons verschränkt (Abb.2.4). Bei einer Beobachtung des Emissionsprozesses aus der z-Richtung, einer Quantisierungsachse des

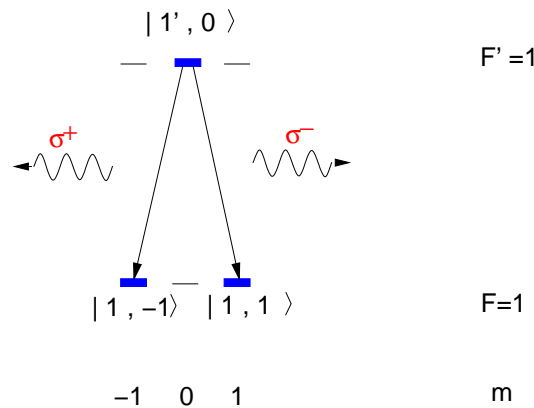


Abbildung 2.4.: Drehimpulserhaltung bei der spontanen Emission zur Verschränkung von magnetischer Quantenzahl m_F eines Atoms mit der Polarisation eines Photons. Der Zerfall in nur zwei entartete Zustände wird Λ -Schema genannt.

Atoms (Abb. 2.5), hängen magnetische Quantenzahl des Atoms und Polarisation des Photons wie folgt zusammen: Erhöht sich die magnetische Quantenzahl bei der Emission um eins, so ist das emittierte Photon rechtszirkular polarisiert: $|\sigma^+\rangle_P$ und umgekehrt. Emittiert das Atom aus einem Zustand $|1', m_F = 0\rangle_A$ (kurz $|1', 0\rangle$), und gibt es nur die zwei möglichen Zerfallskanäle $|1', 0\rangle_A \rightarrow |1, 1\rangle$ und $|1', 0\rangle \rightarrow |1, -1\rangle_A$, so spricht man aufgrund der geometrischen Ähnlichkeit mit dem Buchstaben von einem Λ -Schema (Abb. 2.4). Der Gesamtzustand des Atom-Photon-Paares ist nach der spontanen Emission, aber vor einer Messung, die entscheidet welchen Zustand Atom bzw. Photon haben, folgender:

$$|\Psi\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|1, -1\rangle_A |\sigma^+\rangle_P + e^{i(\Phi(t)+\Phi_0)} |1, +1\rangle_A |\sigma^-\rangle_P). \quad (2.6)$$

Der Phasenfaktor $e^{i(\Phi(t)+\Phi_0)}$ berücksichtigt die zeitliche Entwicklung des Gesamtzustandes. Φ_0 gibt die Phase der Linearkombination im Moment der spontanen Emission und an und ist durch die Clebsch-Gordan-Koeffizienten der beiden Zerfälle gegeben: $\Phi_0 = \pi$. $\Phi(t)$ resultiert

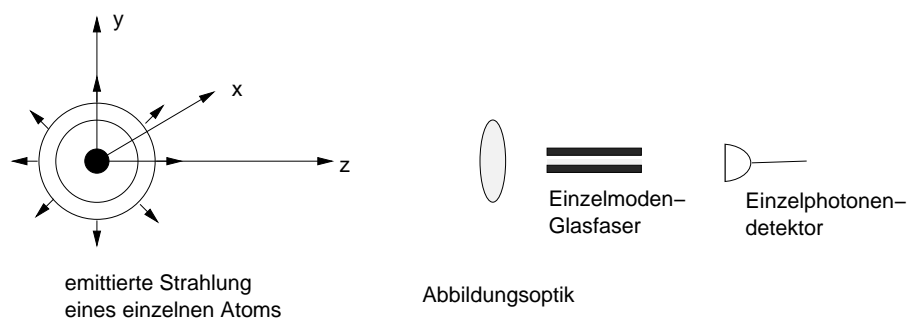


Abbildung 2.5.: Beobachtung der Emission des Photons entlang der z-Achse, der Quantisierungsachse des Atoms

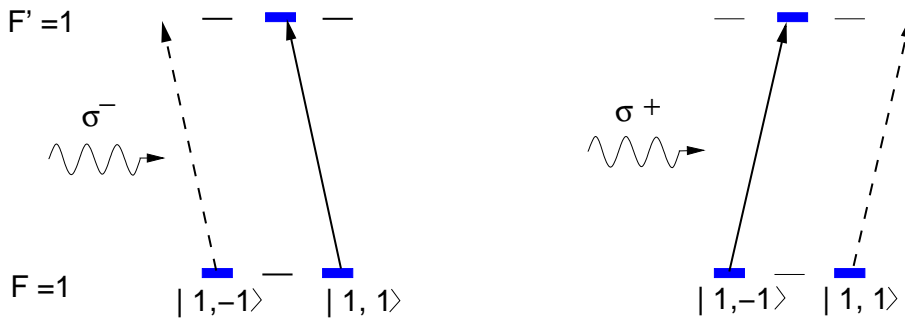


Abbildung 2.6.: Selektives Anregen der Zustände $|1, 1\rangle, |1, -1\rangle$ durch σ^- bzw. σ^+ Licht.

aus der unterschiedlichen Zeitentwicklung beider Produktzustände aufgrund einer leichten Energieverschiebung zwischen $|1, -1\rangle$ und $|1, +1\rangle$ durch die Zeemanaufspaltung im Magnetfeld. Die Zeitentwicklung eines einzelnen Zustandes ist $e^{-i\frac{E}{\hbar}t}$, die zeitliche Abhängigkeit der Phase zwischen den beiden Produktzuständen $\Phi(t) = \Delta E_{Zeeman}/\hbar \cdot t$.

Für den Zustand 2.6 gibt es keine Basis, um ihn als reinen Produktzustand darstellen zu können, es ist also ein verschränkter Zustand.

Ein experimenteller Nachweis der Verschränkung kann durch eine Koinzidenzmessung (Kap. 2.1) erfolgen. Dazu benötigt man zwei nicht kommutierende Messbasen sowohl für das Atom als auch für das Photon. Gegenstand der Messung ist beim Photon die Polarisation und gleichzeitig beim Atom die magnetische Quantenzahl, welche durch eine zustandsselektive Anregung des Atoms bestimmt werden kann. Diese zustandsselektive Anregung ist in Abb. 2.6 dargestellt. Strahlt man σ^- -polarisiertes Licht ein, findet nur eine Anregung statt, wenn das Atom im Zustand $|1, +1\rangle$ ist, der Zustand streut Licht, und wird deswegen als 'hell' bezeichnet, war das Atom in $|1, -1\rangle$, bleibt das Atom im Grundzustand und ist 'dunkel', da keine Lichtstreuung stattfindet. So kann man eine Koinzidenzmessung der beiden Eigenschaften a) Atom wird durch σ^- angeregt (das entspricht dem fest eingestellten Polfilter an Photon eins) und b) Photon passiert eine σ^+, σ^- -Messanordnung, deren Basis analog dem zweiten Polfilter beim Zweiphotonen-Experiment gedreht wird, durchführen. Dies ist eine Messung in einer Basis. Eine zweite, dazu um 45° gedrehte Basis, erhält man durch eine Superposition der beiden Einheitsvektoren der ersten Basis. Das Photon ist nun unter einem bestimmten Winkel linearpolarisiert. Die Basis und die jeweiligen Zustände von Atom und Photon sind in Tabelle 2.1 gegenübergestellt.

Basis	Polarisation	anregbarer Zustand
σ_z	σ^+	$ 1, -1\rangle$
	σ^-	$ 1, +1\rangle$
σ_x	$\sigma^+ + \sigma^-$	$ 1, +1\rangle + 1, -1\rangle$
	$\sigma^+ - \sigma^-$	$ 1, +1\rangle - 1, -1\rangle$

2.2. Rubidium-Atomphysik

Rubidium (Rb) gehört mit einem einzigen Elektron außerhalb einer stabilen kugelsymmetrischen Edelgaskonfiguration zu den Alkaliatomen, die sich aufgrund starker Übergänge im sichtbaren bis infraroten Licht besonders zum Experimentieren eignen. Während die ersten Experimente an Natrium durchgeführt wurden, da die Wellenlänge des D_1 Übergangs mit einem Rhodamin 6G Farbstofflaser hergestellt werden kann, werden inzwischen aufgrund gut verfügbarer Laserdioden meist die schwereren Alkaliatome Rubidium oder Cäsium bevorzugt, dessen Wellenlängen im nahinfraroten Bereich liegen. Das hier verwendete Rb hat seine D_2 -Linie, der Übergang von $5^2S_{1/2}$ zu $5^2P_{3/2}$, bei einer Wellenlänge von 780 nm, für die es günstige Laserdioden gibt.

Rb besitzt mehrere Isotope. Die beiden stabilen und auch experimentell verwendeten sind mit einem natürlichen Isotopenanteil von 72% ^{85}Rb mit einem Kernspin von $I = 3/2$ und ^{87}Rb mit einem Kernspin von $I = 1/2$ und einem natürlichen Isotopenanteil von 28%. Bei diesen beiden Isotopen lässt sich nur bei ^{87}Rb ein experimentell zugängliches Λ -Schema für die Atom-Photon-Verschränkung finden. Ein Termschema mit den wichtigsten Linien und Energieaufspaltungen findet sich im Anhang.

Um ein Rb-Atom durch spontane Emission mit einem Photon zu verschränken und dies nachzuweisen, ist ein Versuchsablauf notwendig, wie er in Tabelle 2.2 schematisch mit einem zeitlichen Ablauf von oben nach unten dargestellt ist und im Folgenden beschrieben wird.

Vorgang	Zeitdauer
optisches Pumpen in $F = 1, m_F = -1$	max. 1 μs
Anregung in $F' = 1, m_{F'} = 0$	5 ns
Messung der Polarisierung des emittierten Photons	100ns
Zustandsselektiver Transfer des Atoms nach $F = 2$	50 bis 100 ns
Zyklischer Übergang zum Fluoreszenznachweis der Besetzung	bis zu 16 ns

Zustandspräparation

Die Spitze des Λ -Schemas, der Zustand, von dem mittels spontaner Emission Atom-Photon-Verschränkung gezeigt werden soll, ist $5^2P_{3/2}$, $F' = 1$ und $m_F = 0$. Zur Präparation dieses Zustandes wird das Atom zuerst in den Zustand $|1, -1\rangle$ gebracht und von dort mittels eines $\pi/2$ -Lichtpulses zu $|1', 0\rangle$ angeregt¹. Die Präparation in den Zustand $|1, -1\rangle$ geschieht mittels

¹als Ausgangszustand des $\pi/2$ -Pulses kann auch $|1, +1\rangle$ wählen gewählt werden, die Polarisierungen der Lichts und magnetischen Quantenzahlen der Atome ändern dafür genau das Vorzeichen.

2. Theorie

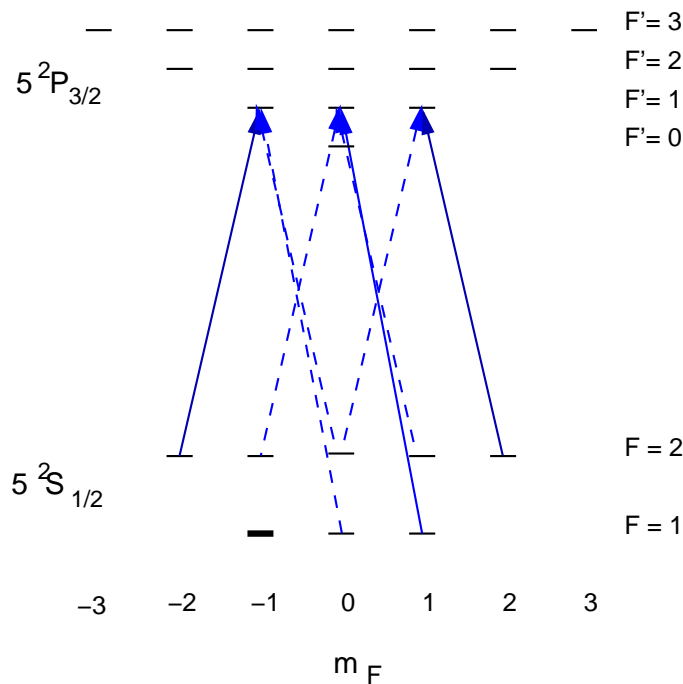


Abbildung 2.7.: Präparation von ^{87}Rb in den $|1, -1\rangle$, von wo es mittels eines $\pi/2$ -Pulses in den Ausgangszustand der Polarisation $|1', 0\rangle$ gebracht wird.

optischen Pumpens mit zirkularpolarisiertem Licht auf einen Übergang $F' \geq F$ in den Zustand $|m_F| = F$ (Abb.2.7). Es wird sowohl σ^+ polarisiertes Licht der Wellenlänge $F = 1 \rightarrow F' = 1$ eingestrahlt, wodurch bei jedem Streuvorgang $\Delta m_F = 0$ oder -1 ist, als auch $F = 2 \rightarrow F' = 1$ mit beiden Polarisierungen², um alle Zustände der $F = 2$ Niveaus anzuregen. Der einzige Grundzustand, der durch diese Lichtkombination nicht angeregt werden kann, ist $|1, -1\rangle$. Über kurz oder lang befindet sich das Atom optisch gepumpt in diesem Zustand.

Von dort wird es nach Ausschalten aller Laser mittels eines $\pi/2$ -Pulses in den Zustand $|1', 0\rangle$ transferiert.

Von dort zerfällt der Zustand mit einer Lebensdauer von 28,5 ns und das emittierte Photon wird mit einer Wahrscheinlichkeit von 0,6% (Kap. 2.6.1) detektiert, wobei die Messung in den verschiedenen Basen vorgenommen wird.

Zustandsanalyse

Die spontane Emission eines Photons aus dem Zustand $|1', 0\rangle$ findet nicht nur in die Zustände $|1, -1\rangle$ und $|1, 1\rangle$, den Beinen des Λ -Schemas statt ($|1, 0\rangle$ ist aufgrund der Drehimpulserhaltung bei einem Übergang $F' = F$ verboten), sondern mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit auch in die Zustände von $F = 2$, die nicht in die Messung der Verschränkung mit eingehen

² $|\sigma^+\rangle$ und $|\sigma^-\rangle$ muss nicht getrennt eingestrahlt werden, sondern ebensogut als linearpolarisiertes Licht aus der z-Richtung

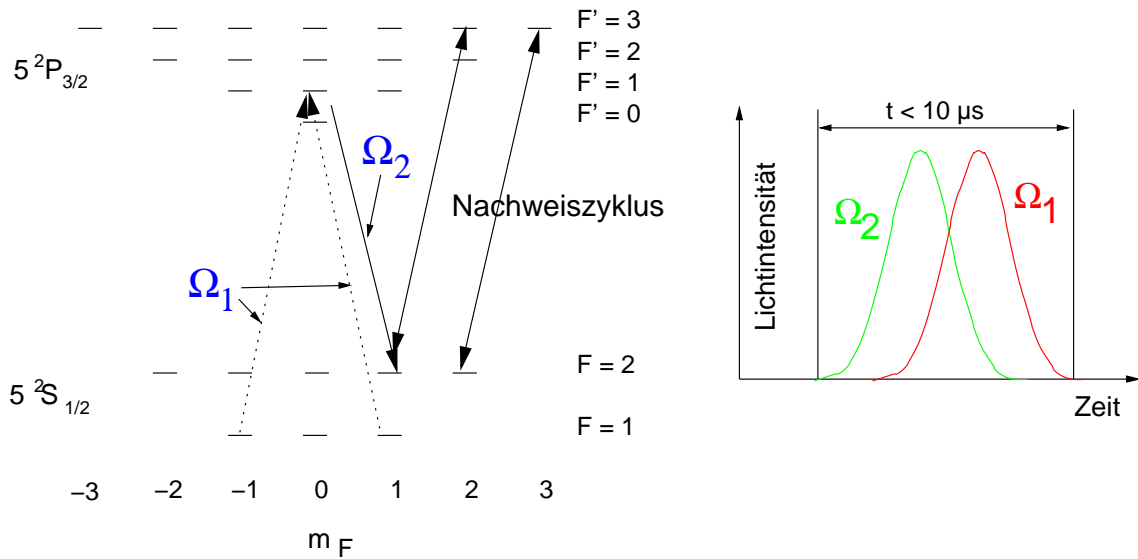


Abbildung 2.8.: Zustandselektiver Transfer in einen geschlossenen Übergang zur Analyse und zeitlicher Ablauf beim StiRAP-Verfahren

sollen. Dazu kann die Detektion eines Photons aus dem Zerfall $F' = 1 \rightarrow F = 2$, welches eine um 0,044 nm längere Wellenlänge besitzt, mittels eines Etalons vor dem Detektor unterdrückt werden³. Es ist also sichergestellt, dass sich das Atom in dem Moment, in dem ein Photon detektiert wird, in einem $F=1$ Hyperfeinzustand befindet. Um den Zustand experimentell nachzuweisen, reicht eine einfache zustandsselektive Anregung (Abb. 2.6) nicht aus. Von ihr resultiert genau ein Photon, welches ebenfalls nur mit einer Wahrscheinlichkeit von 0,6% detektiert wird, was für einen effizienten Nachweis nicht ausreicht. Das Atom wird deswegen zustandsselektiv in einen geschlossenen Übergang mit großer Linienbreite (= kurze Lebensdauer) transferiert, so dass das Atom oft streuen kann. Einen solchen geschlossenen Zyklus besitzt ^{87}Rb mit $F = 2 \rightarrow F' = 3$

Für den Nachweis, ob das Atom in den Zustand $|1, -1\rangle$ oder $|1, 1\rangle$ zerfallen ist, bzw. in der zweiten Basis, ob $|1, -1\rangle + |1, 1\rangle$ oder $|1, -1\rangle - |1, 1\rangle$ anregbar ist, benötigt man eine Möglichkeit, diese Zustände selektiv und ohne zwischenzeitliche Spontanemission in den geschlossenen $F = 2 \rightarrow F' = 3$ Übergang zu transferieren. Dieses ist in Abb. 2.8 dargestellt. Dazu wird der jeweilige Zustand mittels eines Zweiphotonenübergangs in den Zustand $|2, 1\rangle$ transferiert: Es wird sowohl Licht der Wellenlänge $F = 1 \rightarrow F' = 1$ mit einer Polarisation dem Zustand entsprechend, der angeregt werden soll, als auch Licht der Wellenlänge $F' = 1 \rightarrow F = 2$ mit σ^+ Polarisation eingestrahlt. Damit der Transfer zu 100% stattfindet, und das Atom nicht zwischen den Zuständen $F = 1$ und $F = 2$ oszilliert, muss im Gesamten ein $\pi/2$ -Puls eingestrahlt werden. Dieses Verfahren hat zwei Nachteile: Erstens ist die Übergangswahrscheinlichkeit und damit der $\pi/2$ -Puls stark intensitätsabhängig, und zweitens befindet sich

³Die Möglichkeit, den Zerfall $F' = 1 \rightarrow F = 2$ auszuschließen, indem man das Atom im Zustand $F = 2$ nachweist, wäre gegeben, benötigt jedoch die komplette Zeit eines Nachweiszyklusses

das Atom eine Zeit lang im angeregten Zustand $|1', 0\rangle$, von wo es zerfallen kann, und damit den Nachweis zerstört. Verwendet man allerdings statt dieses normalen Ramanübergangs das *Stimulated Raman Adiabatic Passage* (StiRAP) Verfahren [14, 15, 16], so entfällt die starke Intensitätsabhängigkeit und der mögliche Verlust während des Transfers. Dazu werden die beiden Lichtpulse Ω_1 und Ω_2 in umgekehrter Reihenfolge eingestrahlt (Abb. 2.8): zuerst das Lichtfeld mit Ω_2 , das eine Emission des Zustandes $|1', 0\rangle$ nach $|2, 1\rangle$ stimuliert, und daraufhin, mit einem zeitlichen Überlapp, der zustandsselektive Puls Ω_1 . Das Atom hält sich durch diese StiRAP-Technik zu keiner Zeit im Zustand $|1', 0\rangle$ auf und kann nicht spontan zerfallen, bevor es mit dem Erreichen des Zustandes $|2, 1\rangle$ auch den geschlossenen Nachweiszyklus erreicht⁴.

2.3. verschiedene Fallentypen

Das oben skizzierte Experiment erfordert ein einzelnes, von seiner Umwelt möglichst gut entkoppeltes ⁸⁷Rb-Atom. Im Folgenden werden verschiedene Fallentypen angesprochen, sowie auf ihre Eignung für das Atom-Photon-Verschrankungsexperiment untersucht. Die Bedingungen, die das Experiment an die Falle stellt sind folgende:

- Alle magnetischen Unterzustände des Grundzustandes $5^2S_{1/2}$ müssen ein bindendes Potential sehen.
- Die Energieaufspaltung zwischen den Zuständen $|1, -1\rangle$ und $|1, 1\rangle$, den beiden 'Beinen' des Λ -Schemas muss kleiner als die natürlich Linienbreite des Übergangs sein, durch den die Verschrankung erzeugt wird: $\Delta E < \hbar\gamma$. Nur so sind die Zustände ununterscheidbar.
- Das Atom darf für die Dauer der Messungen nicht durch Lichtstreuung oder andere Ursachen unkontrolliert in einen anderen Zustand wechseln.

Ionenfallen

Um geladene Teilchen zu fangen, nutzt man die Coulombkraft aus. Solche Fallen bestehen aus einem elektrischen Wechselfeld oder einem elektromagnetischen Feld [17, 18]. Sie können sehr tief sein, so dass die Ionen nicht besonders kalt sein müssen, um sie in die Falle zu laden. Der Fangmechanismus der Ionenfallen hängt nur von der Ladung des Ions ab und ist unabhängig von dessen inneren Freiheitsgraden, wie Drehimpulsquantenzahl oder Magnetquantenzahl. Der Zustand des gefangenen Atoms ändert sich durch den Fallenmechanismus nicht (wie z.B. durch Photonenstreuung). Für das geplante Experiment käme also eine Ionenfalle in Frage. Auch gibt es Ionen, in deren Termschema sich ein Λ -Schema finden lässt.

⁴Der wirklich in sich geschlossene Zyklus ist allerdings erst erreicht, nachdem das Atom bei den ersten Streuungen mit dem Nachweislaser, bei der die Änderung der magnetischen Quantenzahl $\Delta m = 0$ oder 1 ist, in den Zustand $|2, 2\rangle$ gelangt. Dabei kann es mit kleiner Wahrscheinlichkeit auch nichtresonant zu $|2', 2\rangle$ angeregt werden und von dort in $|1, 1\rangle$ zerfallen und den Nachweis zerstören.

Allerdings liegen die dafür benötigten Anregungswellenlängen in Bereichen, für die nur aufwendig Laserlicht erzeugt werden kann.

Neutralatomfallen

Seitdem man neutrale Atome mithilfe der Laserkühlung in den Bereich von einigen μK abkühlen kann, ist es möglich, Atome auch mittels wesentlich schwächerer Kräfte als der Coulombkraft einzufangen. Neutralatomfallen können in drei Gruppen eingeteilt werden, je nach ihrem physikalischen Prinzip:

- *Strahlungsdruckfallen*, zu denen die *magneto-optische Falle (MOT)* gehört, nutzen den Strahlungsdruck, den ein leicht rotverstimmter Laserstrahl auf Atome ausübt. Der Laserstrahl beschleunigt die Atome in Strahlrichtung. Die Beschleunigung durch das Laserlicht wird ortsabhängig durch ein schwaches inhomogenes Magnetfeld, das im Fallenzentrum zu Null wird. Durch die Energieniveaus der magnetischen Unterzustände und zirkularpolarisiertem Licht, wird erreicht, dass die Atome auf die Fallenmitte beschleunigt werden [19, 20].
- *Magnetfallen* basieren auf der zustandsabhängigen Kraft des magnetischen Dipolmomentes in einem inhomogenen Magnetfeld. Dadurch wird in Kauf genommen, dass nur Atome mit bestimmten magnetischen Zuständen gefangen werden können. Typische Fallentiefen liegen bei 100 mK. Magnetische Fallen werden bevorzugt verwendet für die evaporative Kühlung und die Bose-Einstein-Kondensation [21, 22].
- *optische Dipolfallen* beruhen auf der elektrischen Dipolwechselwirkung mit weitverstimmttem Licht. Diese Wechselwirkung ist zwar die schwächste der drei möglichen (typische Fallentiefen liegen im Bereich unter einem mK), jedoch ist das Fallenpotential weitgehend unabhängig von der magnetischen Quantenzahl, und die ungewollte optische Anregung des Atoms in der Falle kann sehr klein gehalten werden [4, 23].

Strahlungsdruckfallen sowie magnetische Fallen kommen für das geplante Experiment nicht in Frage. Während bei ersteren die Atome einer hohen Streurate ausgesetzt sind, wodurch sich der innere Zustand des Atoms permanent ändert, ist bei letzteren die Wirkung stark vom magnetischen Unterzustand des Atoms abhängig, so dass eine Ununterscheidbarkeit der magnetischen Unterzustände nicht möglich ist. Als Falle käme also sowohl eine Ionenfalle, als auch eine optische Dipolfalle in Frage. Die im Rahmen dieser Arbeit aufgebaute Falle ist eine optische Dipolfalle, auf die das folgende Kapitel näher eingeht.

2.4. Dipolfallen

Die erste Beobachtung von Dipolkräften geschah 1962 [24], und bereits 1968 wurde vorgeschlagen, Atome in einer leicht verstimmtten, stehenden Welle in einer Dimension einzufangen

[25]. 1970 demonstrierte Ashkin den Einfang kleiner dielektrischer Partikel mittels Laserlicht in einer Kombination von Strahlungsdruck und Dipolkräften [1]. Daraus entwickelten sich optische Pinzetten, *optical Tweezer*, die vor allem in der Mikrobiologie eine breite Anwendung finden. Die erste Beobachtung optisch gefangener Atome gelang durch Chu et al. 1986. [4]. Im Folgenden werden die Kräfte, die auf ein Atom im Lichtfeld wirken, in Anlehnung an [26] hergeleitet.

2.4.1. Kräfte

Um ein Atom an einem Ort fangen zu können, muss eine gerichtete und ortsabhängige Kraft vorliegen⁵.

Die Grundgleichungen für das Potential, welches ein Atom 'sieht', wenn es sich im elektromagnetischen Feld befindet, sowie die Streurate dieses Feldes am Atom lassen sich aus einem klassischen Modell herleiten: das Atom wird als einfacher harmonischer Oszillator in einem klassischen Lichtfeld betrachtet.

Ein elektrisches Feld, das in Richtung des Einheitsvektors \hat{e} polarisiert ist:

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \hat{e}E(\mathbf{r})e^{i\omega t} + \hat{e}E^*(\mathbf{r})e^{-i\omega t} \quad (2.7)$$

induziert in einem Atom ein Dipolmoment \mathbf{p}

$$\mathbf{p} = \alpha\mathbf{E} \quad (2.8)$$

mit der komplexen Tensorpolarisierbarkeit $\alpha(\omega)$. Für isotrope Medien, wie es auch ein atomares Gas ist, reduziert sich die Polarisierbarkeit α auf eine komplexe Zahl $\alpha = \text{Re}(\alpha) + i\text{Im}(\alpha)$. Das induzierte Dipolmoment aufgrund des Feldes aus Gl.2.7 ist damit:

$$\mathbf{p}(\mathbf{r}, t) = \hat{e}p(\mathbf{r})e^{i\omega t} + \hat{e}p^*(\mathbf{r})e^{-i\omega t}. \quad (2.9)$$

Das Wechselwirkungspotential dieses Dipols \mathbf{p} mit dem erzeugenden elektrischen Feld \mathbf{E} ist

$$V_{dip} = -\frac{1}{2}\langle\mathbf{p}\mathbf{E}\rangle = -\frac{1}{2\epsilon_0 c}\text{Re}(\alpha)I \quad (2.10)$$

wobei $\langle\rangle$ den zeitliche Mittelwert darstellt und $I = 2\epsilon_0 c|E|^2$ die Intensität des Lichts. Der Faktor $1/2$ berücksichtigt, dass das Dipolmoment des Atoms kein permanentes sondern ein induziertes ist. Nach Gl. 2.10 ist das Dipolpotential, das ein Atom in einem elektromagnetischen Wechselfeld sieht, proportional zur Intensität I des Lichtfeldes und zum Realteil der Polarisierbarkeit des Atoms. Die mittlere Leistung, die der Dipol vom elektromagnetischen Feld absorbiert und wieder abstrahlt ist

$$P_{abs} = \langle\dot{\mathbf{p}}\mathbf{E}\rangle = \frac{\omega}{\epsilon_0 c}\text{Im}(\alpha)I(\mathbf{r}) \quad (2.11)$$

⁵Dies kann nicht dadurch geschehen, dass man die Atome mithilfe des Dopplerkühlens an einen Ort 'bläst': es müsste mehr Licht auf diesen Ort hin gerichtet sein, als von ihm ausgehen, es gibt jedoch keine Senke für Licht (optisches Earnshaw-Theorem).

Interpretiert man die absorbierte Leistung als Absorption und Emission von Photonen der Energie $\hbar\omega$, so erhält man eine Streurrate

$$\Gamma_{streu}(\mathbf{r}) = \frac{P_{abs}}{\hbar\omega} = \frac{1}{\hbar\epsilon_0 c} \text{Im}(\alpha) I(\mathbf{r}) \quad (2.12)$$

Die Formeln 2.10 und 2.12 gelten für alle neutralen Teilchen in einem oszillierenden elektrischen Feld, für Atome in nah- oder fernverstimtem Licht zu ihrem optischen Übergang genauso wie für Moleküle in einem Mikrowellenfeld [26].

Polarisierbarkeit

Eine unbekannte Größe in den obigen Formeln ist jedoch die Polarisierbarkeit α , die mit ihrem Realteil das Wechselwirkungspotential, also die Falltiefe bestimmt und mit ihrem Imaginärteil die Streurrate, d.h. die Häufigkeit mit der das Atom Photonen aus dem Lichtfeld absorbiert und diese wieder emittiert. In erster Näherung lässt sich die Polarisierbarkeit berechnen, indem man das Atom als einen klassischen getriebenen und gedämpften Oszillator betrachtet: das Elektron der Masse m_e ist elastisch an den Kern gebunden und schwingt mit der Eigenfrequenz ω_0 , die genau der optischen Übergangsfrequenz entspricht (Lorentz-Modell). Aufgrund der Dipolstrahlung und der klassischen Abstrahlung einer beschleunigten Ladung ist die Elektronenbewegung gedämpft. Angetrieben durch das äußere elektrische Feld E ergibt sich die Bewegungsgleichung

$$\ddot{x} + \Gamma_\omega \dot{x} + \omega_0^2 x = -\frac{eE(t)}{m_e} \quad (2.13)$$

Die Dämpfungskonstante Γ_ω hängt von der Kreisfrequenz des treibenden Feldes ab. Aus Gl. 2.13 erhält man mit dem Dipolmoment $p(t) = ex(t) = \alpha E(t)$ und dem Ansatz $x = x_0 e^{-i\omega t}$ die Polarisierbarkeit α :

$$\alpha = \frac{e^2}{m_e} \frac{1}{\omega_0^2 - \omega^2 - i\omega\Gamma_\omega} \quad (2.14)$$

Dabei ist

$$\Gamma_\omega = \frac{e^2 \omega^2}{6\pi\epsilon_0 m_e c^2} \quad (2.15)$$

die klassische Dämpfungsrate aufgrund von Strahlungsverlusten. Um die Dämpfungsrate unabhängig von der Kreisfrequenz des elektrischen Feldes zu erhalten, schreibt man sie zu: $\Gamma \equiv \Gamma_{\omega_0} = \left(\frac{\omega_0}{\omega}\right)^2 \Gamma_\omega$ um. Damit ist die Polarisierbarkeit eines Atoms, klassisch hergeleitet:

$$\alpha(\omega) = 6\pi\epsilon_0 c^2 \frac{\Gamma/\omega_0^2}{\omega_0^2 - \omega^2 - i(\omega^3/\omega_0^2)\Gamma} \quad (2.16)$$

Die Polarisierbarkeit kann ebenso in semiklassischer Näherung berechnet werden: Das Atom wird als Quantensystem mit zwei Niveaus angesehen, welches mit einem klassischen Strahlungsfeld wechselwirkt. Für ein schwaches elektromagnetisches Feld, bei dem keine Sättigungseffekte auftreten, führt die semiklassische Näherung auf dieselben Ergebnisse wie der

klassische Ansatz mit nur einer Änderung: Die Dämpfungsrate kann nicht mehr aus der Abstrahlung einer beschleunigten Ladung hergeleitet werden, sondern ist durch das Dipolübergangsmatrixelement zwischen Grund- und angeregtem Zustand $\langle e|\hat{\mu}|g\rangle$ gegeben⁶:

$$\Gamma = \frac{\omega_0^3}{3\pi\epsilon_0\hbar c^2} |\langle e|\hat{\mu}|g\rangle|^2 \quad (2.17)$$

Für viele Atome mit großer Dipolübergangsmatrix bleibt die klassisch hergeleitete Polarisierbarkeit Gl. 2.15 eine gute Näherung. So gilt sie für die D-Linien der Alkalimetallatome bis auf einige Prozent [26], also auch für die von uns verwendete D₂-Linie von ⁸⁷Rb.

Im Grenzwert großer Verstimmung und vernachlässigbarer Sättigung kann mit der klassischen Polarisierbarkeit (Gl. 2.16) das Dipolpotential V_{dip} (Gl. 2.10) und die Streurrate Γ_{streu} (Gl. 2.12) wie folgt umgeschrieben werden:

$$V_{dip}(\mathbf{r}) = -\frac{3\pi c^2}{2\omega_0^2} \left(\frac{\Gamma}{\omega_0 - \omega} + \frac{\Gamma}{\omega_0 + \omega} \right) I(\mathbf{r}) \quad (2.18)$$

$$\Gamma_{streu}(\mathbf{r}) = \frac{3\pi c^2}{2\hbar\omega_0^2} \left(\frac{\omega}{\omega_0} \right)^3 \left(\frac{\Gamma}{\omega_0 - \omega} + \frac{\Gamma}{\omega_0 + \omega} \right)^2 I(\mathbf{r}) \quad (2.19)$$

Zwei Grenzfälle sind von besonderer Bedeutung. Ist die Verstimmung der Laserfrequenz zur atomaren Resonanz relativ klein ($|\Delta| = |\omega - \omega_0| \ll \omega_0$), so kann jeweils der zweite Term in Gl. 2.18 und 2.19 vernachlässigt werden:

$$V_{dip}(\mathbf{r}) = \frac{3\pi c^2}{2\omega_0^2} \left(\frac{\Gamma}{\Delta} \right) I(\mathbf{r}) \quad (2.20)$$

$$\Gamma_{streu}(\mathbf{r}) = \frac{3\pi c^2}{2\hbar\omega_0^2} \left(\frac{\omega}{\omega_0} \right)^3 \left(\frac{\Gamma}{\Delta} \right)^2 I(\mathbf{r}). \quad (2.21)$$

Daraus lassen sich zwei charakteristische Eigenschaften von Dipolfallen ablesen. Bei einer Laserverstimmung unterhalb der atomaren Resonanz ($\Delta < 0$, rotverstimmt) wird das Potential mit zunehmender Intensität tiefer, und die Kraft auf das Atom zeigt in Richtung des Intensitätsmaximums. Bei einer Blauverstimmung hingegen ($\Delta > 0$) ist die Wechselwirkung repulsiv und das Atom wird aus dem Lichtfeld gedrängt. Außerdem zeigen die Formeln 2.20 und 2.21, dass das Potential fernresonanter Dipolfallen proportional I/Δ ist, die Streurrate hingegen proportional I/Δ^2 . Um niedrige Streuraten bei ausreichender Falltiefe zu erreichen, muss also die Dipolfalle bei hohen Laserintensitäten und großer Verstimmung betrieben werden.

Vielniveaumatome

Die bisher aufgestellten Rechnungen fanden an einem 2-Niveau-System statt. Obwohl die Betrachtung der Alkaliatome als 2-Niveau-System eine starke Vereinfachung darstellt, bleiben

⁶Der Wechselwirkungshamiltonian ist $H = -\hat{\mu}\mathbf{E}$, wobei $\mu = -er$ den elektrischen Dipoloperator darstellt.

die Ergebnisse bis auf kleinere Korrekturen, die die Substruktur berücksichtigen, weiter gültig. Bei den Korrekturen, die im Folgenden besprochen werden, ist von besonderem Interesse, wie stark das Dipolpotential von den magnetischen Unterzuständen abhängt und welchen Einfluss die Polarisation des Fallenlasers auf die Potentialtiefe hat.

Mithilfe der zeitunabhängigen Störungstheorie zweiter Ordnung erhält man aufgrund einer Wechselwirkung H_i eine Energieverschiebung ΔE_i des i -ten Zustandes, dessen ungestörte Energie E_i :

$$\Delta E_i = \sum_{j \neq i} \frac{|\langle j | H_1 | i \rangle|^2}{E_i - E_j}. \quad (2.22)$$

Bei einem 2 Niveaue System vereinfacht sich die Gleichung zu

$$\Delta E = \pm \frac{|\langle j | \mu | i \rangle|^2}{\Delta} |E|^2 = \pm \frac{3\pi c^2}{2\omega_0^3} \frac{\Gamma}{\Delta} I \quad (2.23)$$

wobei der Grundzustand um diese Energie abgesenkt, der angeregte Zustand um diese Energie angehoben wird. Für die genaue Energiebetrachtung eines Vielniveausystems benötigt man alle Dipolmatrixelemente

$$\mu_{ij} = \langle e_i | \mu | g_j \rangle = c_{ij} \| \mu \| \quad (2.24)$$

wodurch die Energieverschiebung eines elektronischen Grundzustandes $|e_j\rangle$ unter Berücksichtigung aller angeregten Zustände $|e_j\rangle$ die Form

$$\Delta E_i = \frac{3\pi c^2 \Gamma}{2\omega_0^3} I \sum_j \frac{c_{ij}^2}{\Delta_{ij}} \quad (2.25)$$

hat. Auf der Grundlage dieser Gleichung lässt sich ein allgemeines Potential für einen Grundzustand mit Drehimpuls F und magnetischer Quantenzahl m_F herleiten, wobei einzig die Annahme gemacht wird, dass sämtliche Verstimmungen größer als die Hyperfeinaufspaltung sind:

$$V_{dip}(m_F) = \frac{3\pi c^2}{2\omega_0^3} \frac{\Gamma}{\Delta} \left(1 + \frac{1}{3} P g_F m_F \frac{\Delta'_{FS}}{\Delta} \right) I(r) \quad (2.26)$$

Der Landé-Faktor g_F , die magnetische Quantenzahl m_F und die Polarisation $P = 0, \pm 1$ für linear bzw. zirkular haben also eine Auswirkung auf das Fallenpotential. Gleiche Energien der magnetischen Unterzustände in der Falle, wie es für das geplante Experiment nötig ist, erhält man also durch Verwendung linearpolarisierten Fallenlaserlichts.

2.4.2. Geometrie

Das Dipolpotential V_{dip} ist direkt proportional zur Intensität I des Lichtfeldes (Gl. 2.20). Damit ist die Geometrie der Falle durch die Intensitätsverteilung $I(\mathbf{r})$ gegeben. Bei einem fokussierten Gaußschen Strahl (siehe auch Anhang, Gaußoptik) ist die Intensitätsverteilung:

$$I(r, z) = I_0 \frac{1}{1 + (z/z_R)^2} \exp\left(-\frac{2r^2}{w_0^2} \frac{1}{1 + (z/z_R)^2}\right) \quad (2.27)$$

2. Theorie

und damit das Potential:

$$V_{dip}(r, z) = -V_{max} \frac{1}{1 + (z/z_R)^2} \exp\left(-\frac{2r^2}{w_0^2} \frac{1}{1 + (z/z_0)^2}\right) \quad (2.28)$$

wobei

$$V_{max} = \alpha P / \pi c \epsilon_0 w_0^2, \quad (2.29)$$

die Potentialtiefe im Fallenmaximum ($r = z = 0$) angibt. P ist die Leistung des Lichts und $2 \cdot w_0$ der Durchmesser im Strahlfokus. Abb. 2.9 zeigt die Geometrie des fokussierten Strahls und des dadurch entstandenen Potentials.

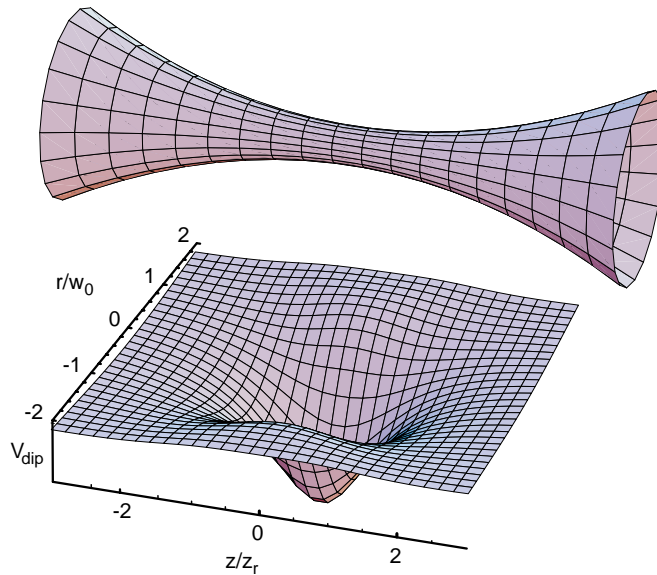


Abbildung 2.9.: Räumliche Verlauf des Dipolpotentials aufgrund des fokussierten Laserstrahls mit $w_0 = 3,5 \mu\text{m}$ und $\lambda = 850 \text{ nm}$.

2.4.3. Oszillationsfrequenzen

Eine charakteristische Größe einer Dipolfalle sind ihre Oszillationsfrequenzen in und senkrecht zur Strahlrichtung. Ändert sich die Tiefe der Falle, oder auch ihr Ort mit diesen Frequenzen, z.B. durch Intensitätsschwankungen des Fallenlasers oder mechanischen Schwingungen des optischen Aufbaus, so wird das Atom dadurch resonant aufgeheizt, was zum Verlassen der Fallen führen kann. Die Oszillationsfrequenz wird berechnet, indem das Potential V_{dip} aus Gl. 2.28 um sein Maximum bei $r = 0$ und $z = 0$ entwickelt, und nur der erste Term, ein harmonisches Potential, betrachtet wird. Mit $F = -m\omega^2 x$ und $F_{r,z} = \frac{\partial V_{dip}^{r,z}}{\partial r,z}$ ergeben sich

die beiden charakteristischen Oszillationsfrequenzen ω_r quer zum Strahl und ω_z in Richtung der Strahlachse

$$\omega_r = \sqrt{\frac{4V_{max}}{mw_0^2}} = \sqrt{\frac{4\alpha P}{\pi c \epsilon_0 m w_0^4}} \quad (2.30)$$

$$\omega_z = \sqrt{\frac{2V_{max}}{mz_R^2}} = \sqrt{\frac{2\alpha P \lambda^2}{\pi^3 c \epsilon_0 m w_0^6}}. \quad (2.31)$$

2.5. Laserkühlen

Wesentlich für den Betrieb einer Atomfalle ist das Kühlen der Atome, damit sie nicht aufgrund ihrer kinetischen Energie E_{kin} das konservative Potential V_{dip} der Falle verlassen. In der Falle muss also $E_{kin} < V_{dip}$ erreicht werden. Die Temperatur der Atome wird über ihre mittlere kinetische Energie definiert. In dreidimensionalen Systemen gilt die Beziehung

$$3/2 k_B T = \langle E_{kin} \rangle \quad (2.32)$$

und für die Geschwindigkeitskomponente v_x in einer Richtung

$$1/2 k_B T = 1/2 m \langle v_x^2 \rangle. \quad (2.33)$$

Spricht man hier also von Kühlen, so versteht man darunter eine Verringerung der mittleren kinetischen Energie des Atomensembles. Das bedeutet, dass zum Kühlen die Energie der ungeordneten Bewegung des Ensembles reduziert werden muss. Ein Methode, die sich zu diesem Zweck bewährt hat, ist die Dopplerkühlung.

2.5.1. Dopplerkühlen

Wie kann man Atome mittels Licht abbremsen?

Absorbiert ein Atom resonantes Laserlicht (die Energie eines Photons $E = \hbar\omega_L$ ist gleich der Energie des atomaren Übergangs $\hbar\omega_0$) so wird mit jedem Photon ein Impuls $\mathbf{p} = \hbar\mathbf{k}$ auf das Atom übertragen⁷, und beschleunigt dieses in Richtung des Laserstrahls. Die anschließende spontane Emission des Photons erfolgt statistisch in alle Richtungen, so dass im Mittel durch die Emission kein Nettoimpulsübertrag stattfindet. Insgesamt resultiert aus diesem Prozess - Absorption aus einer Richtung und symmetrische Emission - eine Beschleunigung des Atoms in Richtung des Laserstrahls (Strahlungsdruck) [2]. Strahlt man anstelle von resonantem Licht rotverstimmtes Laserlicht ($\hbar\omega_L < \hbar\omega_0$) auf ein atomares Gas ein, so führt der Dopplereffekt dazu, dass das Licht für Atome, die sich auf die Lichtquelle zu bewegen, näher resonant ist und gestreut werden kann. Aufgrund der Frequenzabhängigkeit des Streuquerschnitts nahe der Resonanz streuen also sich auf die Quelle zubewegende Atome mehr Photonen, als ruhende oder

⁷ $\mathbf{k} = \frac{2\pi}{\lambda} \hat{\mathbf{e}}$, die Wellenzahl der atomaren Frequenz

2. Theorie

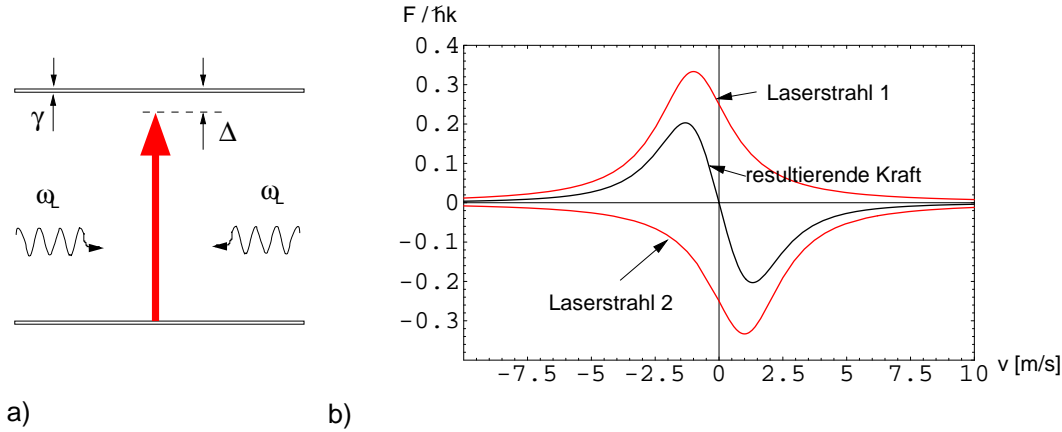


Abbildung 2.10.: a) Das Laserlicht ist gegenüber der Resonanzfrequenz des atomaren Übergangs mit der natürlichen Linienbreite γ um Δ verstimmt, es ist also energieärmer. Resonante Streuung findet nur statt, wenn die Dopplerverschiebung das Atom eine höherer Frequenz sehen lässt. b) Dopplerkraft auf die verschiedenen Geschwindigkeitsklassen durch einen Laserstrahl (grau) und aufgrund zweier entgegelaufender Strahlen (schwarz), $s_0 = 2$, $\Delta = \gamma/2$.

sich von der Quelle wegbewegende und erfahren dadurch eine bremsende Kraft in Richtung des Laserstrahls. Sie ist als graue Linie in Abb. 2.10 zu sehen und hat für alle Geschwindigkeiten das gleiche Vorzeichen. Insbesondere erfahren auch ruhende Atome eine Kraft, und es gibt keine Geschwindigkeitsklasse, auf die keine Kraft wirkt. Erst die Addition der Kräfte zweier gegenläufiger Strahlen gleicher Intensität (Abb. 2.10 b) schwarze Linie) führt dazu, dass ruhende Atome keine Kraft mehr spüren und man für Geschwindigkeiten zwischen den Streumaxima eine bremsende Kraft einer Dimension $F \sim -\beta v$ hat. Um in allen Raumrichtungen zu kühlen, strahlt man in drei zueinander orthogonalen Richtungen gegenläufig rotverstimmt Laserlicht ein. Die genaue Abhängigkeit dieser Kraft, die beim Dopplerkühlen auftritt und auf den Schwerpunkt des Atomensembles wirkt, ist durch die Streurrate bestimmt [27]:

$$F = \hbar k \Gamma_{streu} = \hbar k \frac{s_0 \gamma / 2}{1 + s_0 + \left(\frac{2\Delta + vk}{\gamma} \right)^2}. \quad (2.34)$$

Dabei ist v die Geschwindigkeit des Atoms, γ die natürliche Linienbreite des atomaren Übergangs, $\Delta = \omega_l - \omega_0$ die Verstimmung des eingestrahlten Lichtes zum atomaren Übergang und $s_0 = I/I_{sat}$ der Sättigungsparameter welcher die eingestrahlte Lichtintensität I in Sättigungsintensitäten I_{sat} angibt. Der Maximalwert F_{max} dieser Kraft ist

$$F_{max} = \hbar k \gamma / 2 \quad (2.35)$$

und wird bei hohen Lichtintensitäten erreicht. Während die Kraft bei konstanter Intensität, also konstantem Sättigungsparameter s_0 bei einer Verstimmung von $\Delta = \gamma/2$ maximal wird, hängt auch die Endgeschwindigkeit v_{end} , die die Atome durch den Kühlprozess erhalten, von der Rotverstimmung ab. Deutlich langsamere Atome als $v(F_{max}) = 2\delta/k$ sehen das Licht

zu weit rot zu ihrem Übergang, streuen kaum und werden nicht weiter gebremst. Die Endgeschwindigkeit v_{end} , die in Abhängigkeit von der Verstimmung erreicht werden kann, ist [27]

$$\frac{1}{2}mv_{end}^2 = \frac{\hbar\gamma}{8} \left(\frac{2\Delta}{\gamma} + \frac{\gamma}{2\Delta} \right). \quad (2.36)$$

Über die Beziehung $\frac{1}{2}k_B T = \frac{1}{2}mv^2$ ergibt sich eine Endtemperatur T_{end} :

$$T_{end} = \frac{\hbar\gamma}{4k_B} \left(\frac{2\Delta}{\gamma} + \frac{\gamma}{2\Delta} \right). \quad (2.37)$$

Mit dem Ziel, die Atome möglichst stark abzubremsen, also die niedrigst mögliche Endgeschwindigkeit zu erreichen, ist auch hier der optimale Wert der Verstimmung eine halbe Linienbreite⁸. Damit erreicht man die unterste Grenze, die mit der Kühlung aufgrund des Doppereffekts möglich ist, die Dopplergeschwindigkeit v_D und die Dopplertemperatur T_D :

$$v_D = \sqrt{\frac{\hbar\gamma}{2m}} \quad (2.38)$$

$$T_D = \frac{\hbar\gamma}{2k_B} \quad (2.39)$$

$$(2.40)$$

Diese unteren Grenzen sind unabhängig von der optischen Wellenlänge des Übergangs und, solange sie nicht zu groß ist, unabhängig von der eingestrahlten Laserintensität.

Ein Ensemble von gekühlten Atomen, das mit dem eben beschriebenen Verfahren hergestellt wurde, wird optische Melasse genannt [28]. Innerhalb der Melassestrahlen ist die Phasenraumdichte der Atome um den Faktor

$$\rho_m = \frac{v_{thermisch}}{v_{end}} = \sqrt{\frac{T_{thermisch}}{T_{end}}} \quad (2.41)$$

erhöht.

Kühlen in einer Dipolfalle

Im Folgenden soll abgeschätzt werden, ob dieser Kühlmechanismus ausreicht, ein Atom in das konservative Potential der Falle hineinzukühlen und es in der Falle weiter abkühlen zu können.

Es kann immer sein, dass selbst im normalen Hintergrundgas aufgrund der Maxwell-Geschwindigkeitsverteilung Atome langsam genug oder gar ganz ruhend sind, so dass sie von der Falle gehalten werden können. Einzig die Wahrscheinlichkeit ist zu gering.

⁸Für das zusätzlich verwendete Polarisationsgradientenkühlen, ist es sinnvoll eine größere Verstimmung im Bereich von $\Delta = 5\gamma$ zu wählen.

2. Theorie

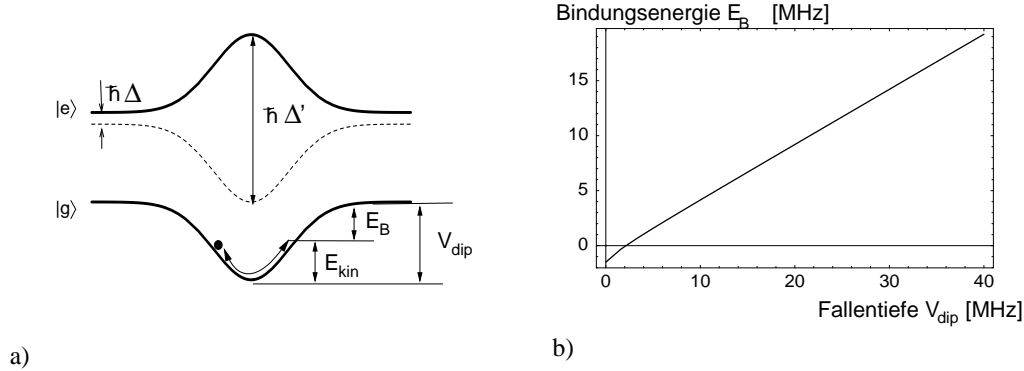


Abbildung 2.11.: a) von der Falltiefe und dem Ort in der Falle abhängige Verstimmung. b) Energiedifferenz zwischen Falltiefe und kinetischer Energie des Atoms, zur Abschätzung, wie tief eine Falle mindestens sein muss, um mit reinem Dopplerkühlen ein Atom halten zu können. Dies ist bei einer Falltiefe größer 2,5 MHz der Fall.

Für die folgende Abschätzung wird als Richtwert, welche Temperatur 'ein' Atom besitzt, der Mittelwert des Ensembles verwendet (Gl. 2.37). Außerdem wird vorausgesetzt, dass die verstimmungsabhängige Endtemperatur des Dopplerkühlens (Gl. 2.36) erreichbar ist, und dass die Energieanhebung des angeregten Zustandes denselben Betrag hat, wie die Energieabsenkung des Grundzustandes. Ein Atom ist gefangen, wenn seine kinetischen Energie E_{kin} kleiner als die Falltiefe V_{dip} ist. Mit einer Gesamtverstimmung in der Falle von $\Delta' = 2\Delta_F + \Delta$ gilt für die Bindungsenergie E_B des Atoms in der Falle:

$$E_B = V_{dip} - E_{kin} \quad (2.42)$$

$$= \hbar\Delta_F - \frac{1}{2}mv_{end}^2 \quad (2.43)$$

$$= \hbar\Delta_F - \frac{\hbar\gamma}{8} \left(\frac{2\Delta'}{\gamma} + \frac{\gamma}{2\Delta'} \right) \quad (2.44)$$

$$= \hbar\Delta_F - \frac{\hbar\gamma}{8} \left(\frac{2(2\Delta_F + \Delta)}{\gamma} + \frac{\gamma}{2(2\Delta_F + \Delta)} \right) \quad (2.45)$$

$$(2.46)$$

Diese Energiedifferenz ist in Abb. 2.11 für eine Verstimmung des Lasers gegenüber der Resonanzfrequenz außerhalb der Falle von $\Delta = \gamma/2$ zu sehen. Das reine Melassekühlen sollte also ausreichen, um bei einer Falltiefe größer als 5 MHz ein Atom fangen zu können.

Da noch andere Effekte, wie z.B. eine resultierende Kraft auf ruhende Atome durch unterschiedliche Intensitäten des Kühl lasers in Hin- und Rückrichtung oder aufgrund eines Restmagnetfeldes, auftreten, sollte die Falle deutlich tiefer sein.

Für die Atom-Photon-Verschrankung, die an dem gefangenen Atom gemessen werden soll, ist es für die Zustandspräparation und das selektive Auslesen einzelner Zustände, notwendig, sowohl die einzelnen Atomniveaus gezielt anregen zu können, als auch den anschließenden

Transfer mittels eines $\pi/2$ -Pulses so effizient als möglich zu gestalten. Die Niveaufspaltung im Atom ist jedoch aufgrund des entgegengesetzten Verlaufs von Grund- und angeregtem Zustand (Abb. 2.11a) stark vom Ort in der Falle abhängig. Es muss also, um die Niveaufspaltung des Atoms konstant zu halten, eine Möglichkeit geben, das Atom in der Falle weiter abzukühlen. Eine Abschätzung der benötigten Temperatur erhält man aus der Überlegung, dass die Differenz der Energieniveaus des Atoms an seinen zwei extremsten Aufenthaltsorten sich nur um eine natürliche Linienbreite unterscheiden darf. Die beiden extremsten Aufenthaltsorte sind im Fallenmittelpunkt, und am Umkehrpunkt des Atoms, also auf der Potentialhöhe $V_{dip} - E_{kin}$. Die Energiedifferenz der Niveauabsenkung ist damit: $\Delta E = 2E_{kin} = k_B T_{Atom}$ welches gleich $\hbar\gamma$ sein soll. Bei einer natürlichen Linienbreite von $2\pi \cdot 6,01$ MHz muss man das Atom also auf eine Temperatur von $290 \mu\text{K}$ abkühlen können. Dazu kann zum Einen der Kühllaser nach dem Einfang eines Atoms auf die Verstimmung in der Falle angepasst werden, zum Anderen ist auch der schnelle Wechsel zwischen Fallenlaser und Kühllaser denkbar, so wie es bei der ersten Realisierung einer optischen Dipolfalle gehandhabt wurde [4]. Die Zeitdauer des Wechsels von Fallenlicht und Kühllicht sollte klein sein gegenüber der halben Oszillationsperiode eines Atoms im Fallenpotential, so dass das Atom während eines Zyklusses sich kaum bewegt. Seine Bewegung entspricht dann in etwa der eines gedämpften harmonischen Oszillators in einem kontinuierlichen Potential, welches jedoch nur die halbe Potentialtiefe besitzt [4]. Die dabei minimal erreichbare Endtemperatur ist die Dopplertemperatur $T_D = 140 \mu\text{K}$. Eine weitere Möglichkeit, in der Falle das Atom weiter abzukühlen, ist der Einsatz von Polarisationsgradientenkühlen, mit dem Temperaturen von typischerweise einigen μK erreicht werden⁹ [29].

2.5.2. Polarisationsgradientenkühlen

Der Effekt des Polarisationsgradientenkühlens wurde entdeckt, als man in optischen Melassen Temperaturen bestimmt hat, die deutlich unter der Dopplertemperatur lagen [30]. Polarisationsgradientenkühlen kann immer auftreten, wenn die Streurate des Kühllichts eine räumliche Abhängigkeit für verschiedene Unterniveaus des Grundzustandes des Atoms hat. Die Erzeugung eines räumlich abhängigen optischen Pumpprozesses kann auf verschiedene Weise erreicht werden, z.B. durch zwei orthogonal zueinander polarisierte gegenläufige Wellen. Diese können zikular oder linear polarisiert sein. Das elektrische Feld, das bei Überlagerung zweier

⁹Die eigentliche untere Grenze für optische Kühlprozesse ist die Photonenrückstoßenergie: ein Atom kann durch Impulsübertrag von Photonen nicht langsamer werden, als der Rückstoß, den es bei einer Photonemission erhält.

$$k_B T_r = \frac{\hbar^2 k^2}{M}$$

Allerdings gibt es noch einige Laserkühlmethoden, die die Atome noch unterhalb der Rückstoßenergie im nK-Bereich präparieren. Sie beruhen auf optischen Übergängen, die extrem geschwindigkeitsabhängig sind, wie z.B. Dunkelzustände, oder Ramanübergängen zwischen Grundzustandsniveaus.

2. Theorie

linearpolarisierter orthogonaler Felder entsteht, ist:

$$\mathbf{E}(z, t) = E_0 \mathbf{x} \cos(\omega_1 t - \mathbf{kz}) + E_0 \mathbf{y} \cos(\omega_1 t + \mathbf{kz}) \quad (2.47)$$

$$= E_0 [(\mathbf{x} + \mathbf{y}) \cos(\omega_1 t) \cos(\mathbf{kz}) + (\mathbf{x} - \mathbf{y}) \sin(\omega_1 t) \sin(\mathbf{kz})] \quad (2.48)$$

an einem festen Punkt, z.B. $z = 0$ ist das resultierende Feld $\mathbf{E} = e_0(\mathbf{x} + \mathbf{y})\cos(\omega_1 t)$ linearpolarisiertes Licht mit einem Winkel von $\phi = \pi/4$ zur x-Achse und einer Amplitude von $\sqrt{2}E_0$. Bei $z = \lambda/4$ resultiert wieder lineare Polarisation mit einem Winkel von $\phi = -\pi/4$. Bei $z = \lambda/8$ und $z = 3\lambda/8$ ergibt sich linkszirkulares (σ^-) bzw. rechtszirkulares (σ^+) Licht. Dieses Entstehen einer sich räumlich ändernder Polarisation ist auch in Abb. 2.12 dargestellt. Nicht jede

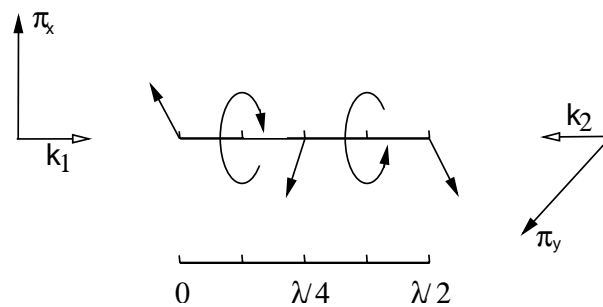


Abbildung 2.12.: Entstehung ortsabhängiger Polarisationen durch zwei gegenläufige, orthogonal zueinander polarisierte elektrische Felder

Polarisation des elektrischen Feldes koppelt gleich gut an jedes Unterniveau eines Atoms. Die Energieabsenkung des Grundzustandes ist nach Gl. 2.23 proportional zur Stärke der Kopplung. So ist an den Orten rechtszirkularer Polarisation das Unterniveau $|F = 1, m_F = -1\rangle$ stärker abgesenkt als $|F = 1, m_F = 1\rangle$ und umgekehrt. Diese Energieverschiebung der magnetischen Unterzustände in Abhängigkeit von der Polarisation und damit vom Ort, ist in Abb. 2.13 als sinusförmige Potentialverschiebung zu sehen.

Das Kühllicht, mit dem diese Niveaus angeregt werden, ist rotverstimmt, dadurch wird der Streuquerschnitt für einen höher liegenden Grundzustand größer. Bei der Streuung wird das Atom aus einem höheren Unterniveau angeregt, fällt dann aber nicht in dieses zurück, sondern in jenes, das aufgrund der Polarisation stärker an das Lichtfeld koppelt. Also eine Art stimulierte Emission, bei dem das Photon einen höheren Energiebetrag mitnimmt als das Atom durch die Absorption aufgenommen hat. Nun ist das Atom nicht in Ruhe, sondern bewegt sich mit einer Geschwindigkeit v durch das Polarisationsgradientenfeld. Nach einer Emission eines Photons, liegt das Atom in dem energetisch niedrigsten Unterniveau. Gleich in welche Richtung es sich bewegt, läuft es einen Potentialberg hinauf und verliert dadurch kinetische Energie. Bei einer erneuten Streuung landet es vom Potentialberg im Potentialtal. Die Energiedifferenz ist mit dem Photon ans elektrische Feld übergegangen. Dadurch, dass das Atom ständig einem Potentialberg entgegenläuft, und, kaum ist es oben, durch Streuung wieder im Potentialtal landet, wird dieser Kühlmechanismus auch Sisyphuskühlen genannt. Der Effekt ist optimal, wenn die Zeit τ zwischen zwei Streuereignissen der Wegstrecke $\lambda/4$ entspricht.

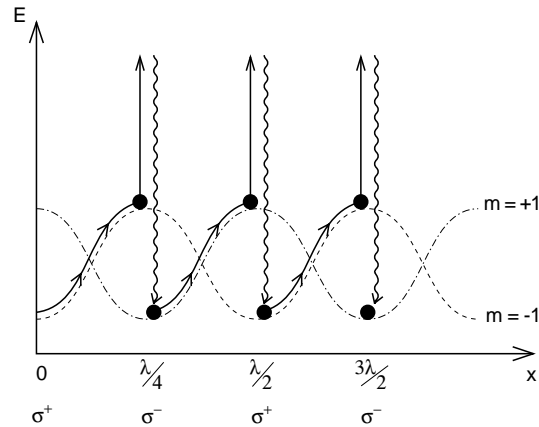


Abbildung 2.13.: Polarisationsgradientenkühlen: Aufgrund der unterschiedlichen Energieabsenkung der magnetischen Unterzustände je nach Polarisation, wird dem Atom bei jedem Photonenstreuprozess mit einem zeitlichen Abstand von $\tau = \lambda/4v$ Energie entzogen

Diese gilt für Atome mit der Geschwindigkeit $v_p = \frac{\lambda}{4\tau} = \frac{\Gamma_p}{k}$, mit der Streurrate Γ_p . Die maximale Kraft auf ein Atome dieser Geschwindigkeit v_p ist $F = -\frac{\hbar k^2 \Delta}{2\gamma}$ [27]. Die durch Polarisationsgradientenkühlen erreichbare Endtemperatur T_{pol} ist, wie auch beim Dopplerkühlen, von der Verstimmung Δ abhängig.

$$T_{pol} = \frac{T_D \gamma}{2\Delta} \quad (2.49)$$

Berücksichtigt man die Abhängigkeit der Dopplertemperatur T_D von der Verstimmung (Gl. 2.37), so ergibt sich damit eine Endtemperatur des Polarisationsgradientenkühlens

$$T_{pol} = \frac{\hbar \gamma}{2k_B} \frac{\gamma}{2\Delta} \left(\frac{2\Delta}{\gamma} + \frac{\gamma}{2\Delta} \right). \quad (2.50)$$

Diese Endtemperatur nimmt ihren minimalen Wert bei großen Verstimmungen ein, und man erhält genau die Dopplertemperatur. Der Effekt zeigt kaum Änderungen durch Intensitätsschwankungen und verdeutlichte sich sogar bei leichter Dejustage der Kühlstrahlen [31]. Das Polarisationsgradientenkühlen ist also ein Verfahren, das ein Kühlen auch in der Falle ermöglicht, da die erreichte Endtemperatur bei Verstimmungen größer als 5 natürliche Linienbreiten (Gl. 2.50) unabhängig von der Verstimmung wird.

Korrekturen zum reinen Dipolpotential

Den Hauptanteil am Fallenpotential hat das optische Dipolpotential V_{dip} . Die Korrekturen aufgrund der verschiedenen Polarisierbarkeiten des Atoms, in den verschiedenen Grundzuständen sind vernachlässigbar. Die Gravitationskraft verschiebt das Fallenzentrum etwas nach unten, so dass das korrigierte Potential $V(x) = V_{max} \exp(-2\frac{r^2}{\omega_0^2}) - mgr$ ist. V_{max} bezeichnet die Tiefe des Dipolpotentials im Fallenzentrum, der verringert und leicht nach unten verschoben wird [32]. Bei einer Fallentiefe von $V_{min} = mg\frac{\omega_0}{2}e^{\frac{1}{2}}$ ist der Einfluss der

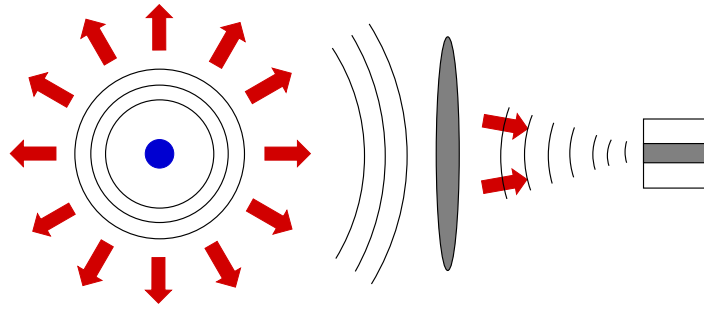


Abbildung 2.14.: Ausammeleffizienz der emittierten Strahlung aufgrund des Überlapps mit der Gaußschen Mode des Glasfaser.

Gravitation so groß, dass die Falle keinen Rand mehr besitzt. Dies ist bei einem waist von $w_o = 3,9 \mu\text{m}$ für das Potential $V_{min} = 7 \text{kHz}$ der Fall, also gegenüber einer Falltiefe im MHz-Bereich vernachlässigbar [32, 33]. Auch Korrekturen aufgrund von Streueignissen können vernachlässigt werden, da es sich hier um eine weitverstimmte Dipolfalle, eine Far off Resonant Trap (FORT) handelt.

2.6. Nachweis eines einzelnen Atoms

2.6.1. Aufsammeloptik

Welcher Anteil ϵ der vom Atom emittierten Photonen erreicht den Photodetektor, eine Avalanche-Photo-Diode (APD) und kann nachgewiesen werden? Diese Frage ist für die Länge der Nachweiszyklen wichtig. Je effizienter das emittierte Licht detektiert wird, umso weniger Streueignisse sind notwendig. Jeder Streuprozess heizt das Atom um den Betrag der Rückstoßenergie $E_r = \hbar k$. Die Energie, mit der das Atom beim Nachweis geheizt wird, ist also proportional zu Anzahl N der Streueignisse und muss kleiner sein, als die Energie, um die das Atom in die Falle hineingekühlt ist. Ebenso lässt sich aus der Kenntnis der Aufsammeleffizienz abschätzen, welche Fluoreszrate man von einem Atom erwarten kann. Ob sie sich von der Dunkelzählrate abhebt bzw. ob Stufen aufgrund mehrere Atome sichtbar sein können. Die Aufsammeleffizienz ϵ setzt sich aus zwei Komponenten zusammen. Ein Teil der Verluste entsteht durch die optischen Komponenten zwischen Ort der Falle und APD (Glaszelle, Glasplatte, Objektiv, dichroitischer Spiegel, Faserkoppler und Glasfaser sowie Raumlichtfilter). Die Gesamttransmission wird konservativ mit 40 % abgeschätzt. Der zweite Teil der Verluste entsteht durch die Aufsammeleffizienz η der Optik, die nur einen kleinen Raumwinkel sieht, während das Atom in den ganzen Raum emittiert. Diese Aufsammeleffizienz η kann geometrisch abgeschätzt werden: Der in das Objektiv gelangende Raumwinkel zum Gesamtraumwinkel ist

$$\eta_{geom} = \frac{\theta^2}{4\pi} = \frac{\arcsin^2(\text{NA})}{4\pi} \quad (2.51)$$

Eine andere Herangehensweise, den aufgesammelten 'Raumwinkel' zu bestimmen ist folgende: Die Optik bildet den Quellort der elektromagnetischen Strahlung auf die Gaußsche Mode der Glasfaser ab. Die Aufsammeleffizienz η ist also der Überlapp der elektrischen Felder des Atoms $a(\theta, \phi)$ sowie des Gaußschen Strahl $g(\theta, \phi)$, der von der Glasfaser ausgehend auf den Ort des Atoms fokussiert ist (Abb. 2.14):

$$\eta = |\langle a(\theta, \phi) | g(\theta, \phi) \rangle|^2 \quad (2.52)$$

Dazu wird das Atom, der Quellort der Strahlung, als ruhende Punktquelle betrachtet. Die atomare Ausdehnung erscheint im Vergleich zur Ausdehnung des Fokus des Gaußschen Strahl wie eine Punktquelle, denn mit einer Größenordnung von 10^{-10} m ist das Atom klein gegenüber dem Fokusradius des Gaußstrahls von $w_0 = 2 \cdot 10^{-6}$ m. Die Annahme ruhend kann dadurch gerechtfertigt werden, dass, bei einer Geschwindigkeit von $v = 2v_D \approx 24$ cm/s das Atom in der für die Abstrahlungsdauer charakteristischen Lebenszeit $\tau = 1/\gamma \approx 1/(2\pi \cdot 6 \text{ MHz})$ eine Strecke von $s = vt = 2v_D\tau \approx 6,4 \cdot 10^{-9}$ m zurücklegt. Auch dies ist klein gegenüber dem Strahlradius im Fokus von w_0 .

Der Überlapp beider Feldverteilung wird im Fernfeld betrachtet, dort ist der Radius der Wellenfront des Gaußschen Strahls gleich dem der vom Atom ausgehenden Kugelwelle. Beide werden als Kugelwelle dargestellt mit einer Winkelverteilung die der der Intensitätsverteilung entspricht. Zusätzlich wurde bei der Herleitung eine Kleinwinkelnäherung für den Öffnungswinkel Θ des Gaußstrahls vorgenommen. Die Feldverteilung für die Emission eines σ^+ bzw. σ^- Photons durch das Atom ist [34]

$$a(\vartheta, \varphi) = N_a \sqrt{\frac{3}{16\pi}} (1 + \cos^2 \vartheta) e^{-ikr} \quad (2.53)$$

und die des Gaußschen Strahls [35]

$$g(\vartheta, \varphi) = N_g e^{-\frac{\vartheta^2}{\Theta}} e^{-ikr} \quad (2.54)$$

Wobei N_a und N_g die Normierungskonstanten für $|\langle a|a \rangle|^2 = |\langle g|g \rangle|^2 = 1$ darstellen, in denen auch alle weiteren Konstanten wie die Phase und der Abstand von der Quelle, bei dem der Überlapp betrachtet wird, enthalten sind. Θ ist der Öffnungswinkel des Gaußschen Strahls (Kap. [35]). Damit lässt sich der Überlapp nach Gl.2.52 berechnen:

$$\eta = \left| \int_{-\pi/2}^{+\pi/2} d\theta \int_0^{2\pi} d\varphi N_a \sqrt{\frac{3}{16\pi}} \sqrt{(1 + \cos^2 \theta)} N_g e^{-\frac{\theta^2}{\Theta}} \right|^2 \quad (2.55)$$

Zur Berechnung des Integral werden die Grenzen des Integrals über ϑ nach ∞ verschoben: die Feldverteilung der Gaußfunktion ist außerhalb des Öffnungswinkels bereits so stark abgefallen, dass der zusätzliche Beitrag aufgrund der Integration über den gesamten Raum klein ist. Außerdem wird $\sqrt{(1 + \cos^2 \vartheta)} = \sqrt{(2 - \sin^2 \vartheta)}$ mit der Reihenentwicklung $\sqrt{1 - x} =$

2. Theorie

$1 - \frac{1}{2}x - \frac{1}{8}x^2 - \frac{1}{16}x^3 + \dots$ genähert, wobei nach dem zweiten Term abgebrochen wird (Kleinwinkelnäherung). Die Integration über den Winkel ϑ ergibt aufgrund der radialsymmetrischen Funktion den Faktor 2π . Damit ist das lösbare Überlappintegral

$$\left| \eta = \int_{-\infty}^{+\infty} d\vartheta 2\pi N_a N_g \sqrt{\frac{3}{16\pi}} \left(1 - \frac{1}{2} \sin^2 \vartheta\right) e^{-\frac{\vartheta^2}{\sigma}} \right|^2 \quad (2.56)$$

2.7. Flussdiagramm des Versuchsablaufs

Das folgende Flussdiagramm stellt den geplanten Ablauf des Gesamtexperiments dar.

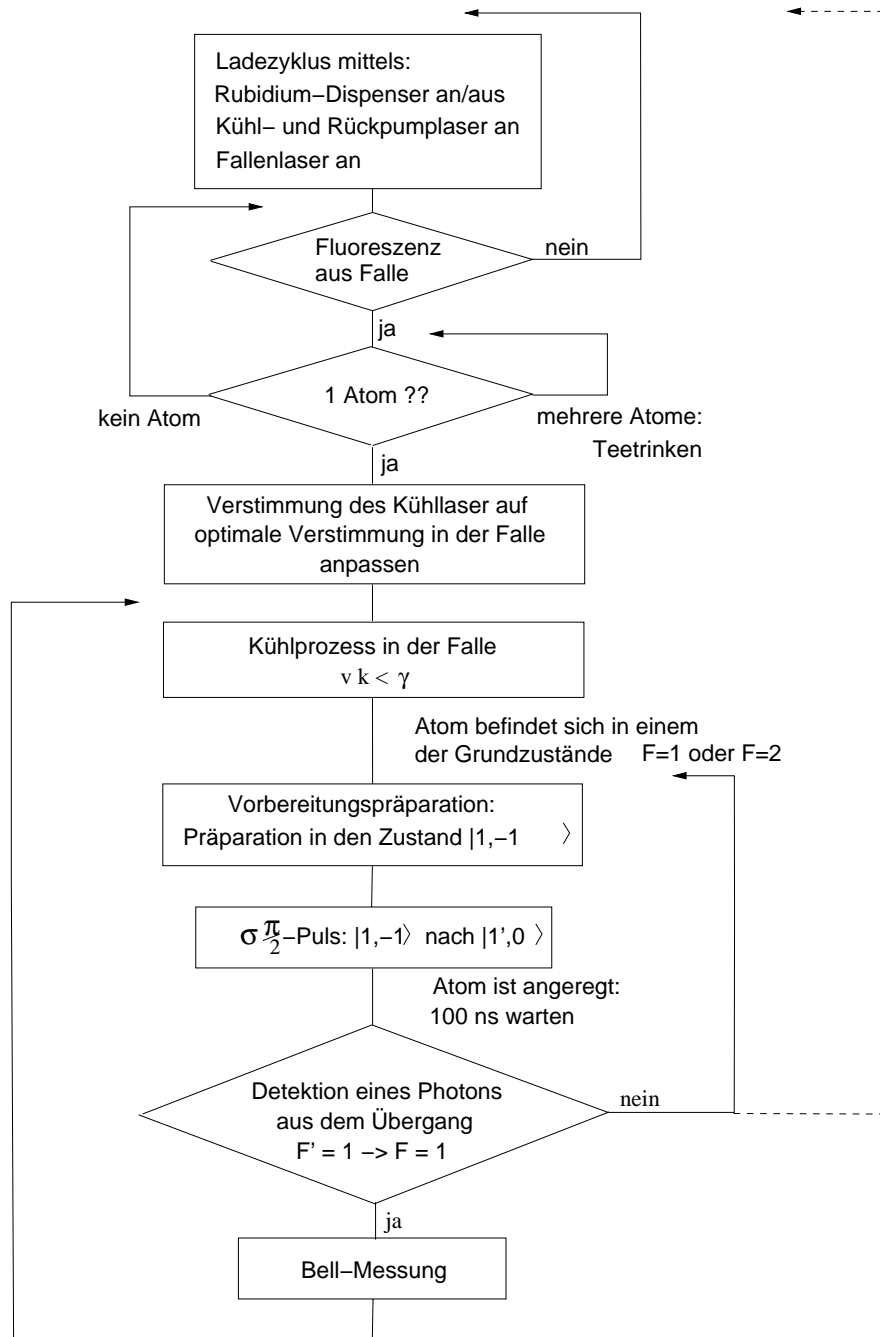


Abbildung 2.15.: Flussdiagramm über das Fangen und Präparieren eines Atoms

3. Experimenteller Aufbau

In diesem Kapitel wird der experimentelle Aufbau der optischen Dipolfalle beschrieben. Dazu werden die einzelnen Komponenten, die im Laufe der Arbeit aufgebaut wurden, erklärt und charakterisiert, sowie Zwischenergebnisse festgehalten. Zu den einzelnen Komponenten gehört als Grundvoraussetzung eine optisch ausreichend zugängliche Vakuumkammer, die es erlaubt, bei einem Hintergrunddruck von unter 10^{-9} mbar zu arbeiten, sowie gezielt einen Rb-Gasdruck von 10^{-9} mbar bis 10^{-8} mbar einzustellen. Für die Dipolfalle werden folgende Komponenten benötigt: ein stark fokussierter Fallenlaser, je ein Kühl- und Rückpump Laser, sowie aus technischen Gründen ein zusätzlicher Hilfslaser. Diese z.T. gitterstabilisierten Laser müssen stabil auf einer einstellbaren Wellenlänge gehalten werden, wozu zum Einen eine dopplerfreie Sättigungsspektroskopie, zum Anderen eine Radiofrequenz-Stabilisierung auf einen anderen Laser verwendet wird. All diese verschiedenen Laserstrahlen müssen am Fallenort, der durch den Fokus des Fallenlasers vorgegeben ist, aus den richtigen Richtungen und mit den richtigen Polarisierungen zur Deckung gebracht werden. Schließlich muss durch eine geeignete Optik Streulicht von diesem Ort detektiert werden.

3.1. Vakuumapparatur

Die Vakuumkammer, welche in Abb. 3.1 in einer schematischen Übersicht gezeigt ist, ist aus Ultrahochvakuum (UHV)-Standardkomponenten¹ aufgebaut. Als eigentliche Experimentierkammer dient eine Glasküvette mit den äußeren Abmessungen $25 \times 25 \times 70$ mm (Abb. 3.2)². Sie ist mit Indiumdraht (Schmelzpunkt $156,6$ °C) zur Abdichtung auf einem Vakuumflansch befestigt. Eine mit Teflon ausgekleidete Halterung erhöht, besonders vor dem Evakuierungsprozess, die mechanische Stabilität. Zur Reinigung der Vakuumapparatur durch Ausheizen wurde anstelle des indiumabgedichteten Küvettenflansches die Apparatur mit einem Blindflansch geschlossen. Dadurch konnte die gesamte Apparatur auf Temperaturen oberhalb der Schmelztemperatur des Indiums aufgeheizt werden und der Ausheizprozess effektiver und von kürzerer Dauer gestaltet werden. Dieses Ausheizen der Grundapparatur fand über 4 Tage bei 180 °C statt, wobei auch die Drucksonde zur Reinigung mehrmals ausgegast wurde. Nach langsamem Abkühlen, um mechanische Spannungen zu vermeiden, wurde bei einem Druck von $1 \cdot 10^{-9}$ mbar die Ionengetterpumpe zugeschaltet.

¹der Firma Caburn

²Eine Helma Standard - Spektroskopieküvette ohne Beschichtungen

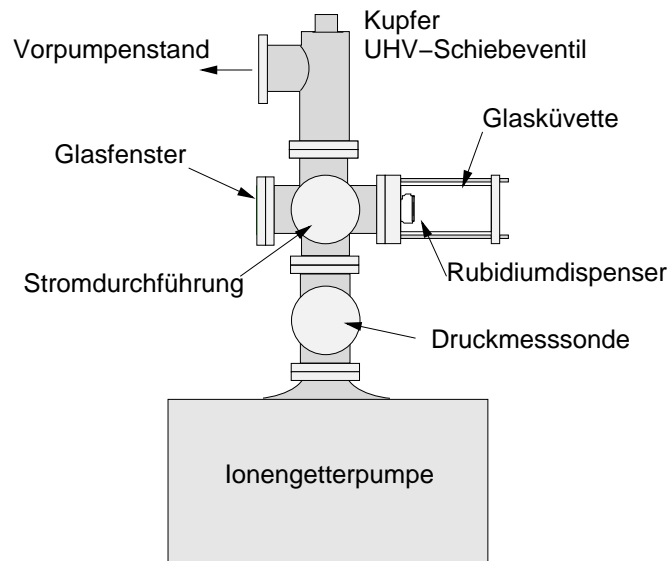


Abbildung 3.1.: Schematische Zeichnung der Vakuumapparatur

Abb. 3.3 zeigt den Druckverlauf, beginnend in der Endphase des Abkühlens. Durch das Aufheizen der Ionengetterpumpe steigt der Druck zunächst wieder auf ca. $1 \cdot 10^{-5}$ mbar. Ist durch die Turbopumpe wieder ein Druck von $1 \cdot 10^{-9}$ mbar erreicht, wird das UHV-Ventil geschlossen und damit der Vorpumpenstand abgetrennt. Der 'Knick' zur Zeit $t = 5,5$ h und $t = 10$ h deutet auf ein Ausgasen einzelner Komponenten hin, sobald in der Apparatur ihr Dampfdruck erreicht ist. Dieser 'Knick' zeigt sich nicht bei einer undichten Apparatur, bei der sich bereits deutlich früher ein konstanter Druck als Gleichgewicht zwischen Pump- und Leck-

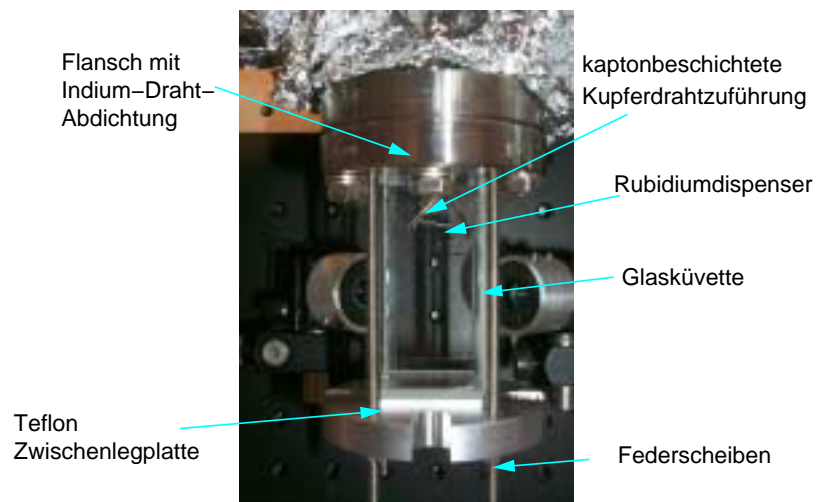


Abbildung 3.2.: Blick auf die Glaszelle, die eigentliche Vakuumexperimentierkammer

3. Experimenteller Aufbau

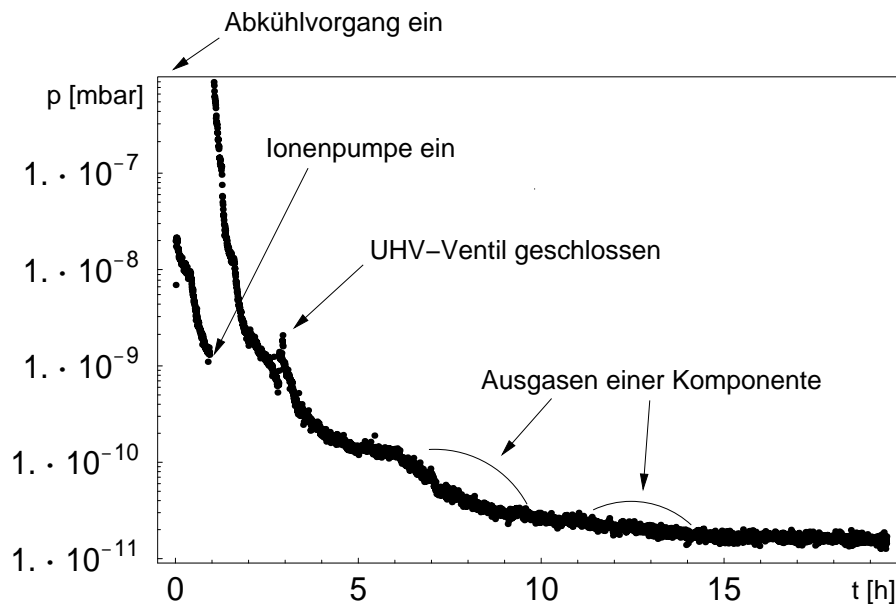


Abbildung 3.3.: Druckverlauf beim Abumpprozess während des Abkühlens der Vakuumkammer nach dem Ausheizen

rate einstellt. Während größere Lecks durch Austausch der Kupferdichtungen oder ganzer Komponenten geschlossen werden, wird, nachdem auch die Indiumgedichtete Glaszelle ange-
 setzt und der Ausheizprozess bei niedrigeren Temperaturen wiederholt ist, bei einer Leckrate
 $\leq 2 \cdot 10^{-4}$ mbar/s ein 'Vacseals' Abdichtungsspray eingesetzt, welches in feinste Lecks ein-
 dringt und bei Bestrahlung mit Infrarotlicht aushärtet. Der Druck in der Vakuumanlage hat
 bei 10^{-10} mbar die Grenze des Messbereichs der Drucksonde erreicht. Die jetzige Leckrate
 der UHV-Apparatur, wie sie seit sechs Monaten unverändert ist, zeigt sich beim Abschalten
 der Ionenpumpe und ist aus dem Druckverlauf in Abb.3.4 bestimmbar. In beiden Diagrammen
 ist derselbe Datensatz, jedoch mit verschiedenen Zeitskalen dargestellt. Links ist der schnelle
 Druckanstieg direkt nach Ausschalten der Ionengetterpumpe sichtbar. Der erste steile Anstieg
 $(\frac{dp}{dt} = 5 \cdot 10^{-11}$ mbar/s) kommt aufgrund 'innerer Lecks' zustande, ein Ausgasen einzelner
 Komponenten bis zum Erreichen ihres Dampfdruckes. Nach ca. fünf Minuten stellt sich die
 eigentliche Leckrate aufgrund 'äußerer Lecks', Undichtigkeiten nach außen, ein. Diese beträgt
 für unsere Apparatur im jetzigen Zustand $5 \cdot 10^{-14}$ mbar/s. Bei einem Volumen der Apparatur
 von ca. 3 l ist die Leckrate der Vakuumapparatur im laufenden Betrieb $\frac{dp}{dt} = 15 \cdot 10^{-11}$ mbar
 l/s. Mit der Pumprate der Ionenpumpe von 34 l/s, die für Stickstoff angegeben wird, lässt sich
 der aktuelle Druck abschätzen:

$$p = \frac{5 \cdot 10^{-11} \text{ mbar/s } 3 \text{ l}}{34 \text{ l/s}} = 4 \cdot 10^{-12} \text{ mbar} \quad (3.1)$$

Dieses Ergebnis zeigt, dass der Druck wirklich unterhalb des Messbereichs der Drucksonde
 liegt. Jedoch gilt es nur beschränkt, da z.B. die Pumprate der Ionenpumpe für Wasserstoff,

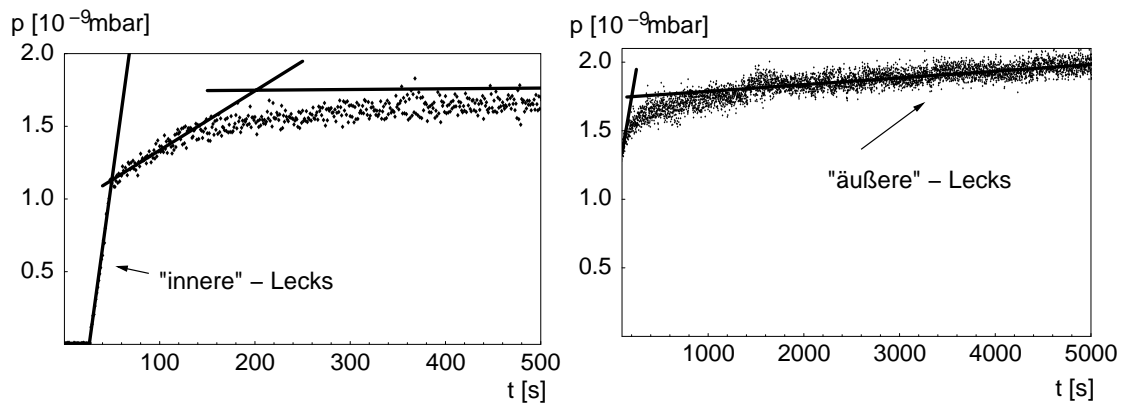


Abbildung 3.4.: Leckrate der Vakuumanlage aus dem Anstieg des Drucks nach Ausschalten der Ionenpumpe.

aus dem das Restgas hauptsächlich besteht, kleiner sein wird als der angegebene Wert für Stickstoff.

3.2. Rubidium-Dispenser als Atomquelle

Das Einbringen der Rubidiumatome in die UHV-Experimentierglaszelle geschieht durch einen Rubidium-Dispenser, welcher in Abb. 3.2 am 'unteren' Ende der Glaszelle (zur Vakuumkammer) zu sehen ist. Der Dispenser besteht aus einer Mischung aus Alkalimetallchromat (hier RbCr) und einem Reduziermittel, das sich in einem trapezförmigen Edelstahlröhrchen befindet. Erhitzt man den Dispenser durch einen kontinuierlichen oder gepulsten Strom, so setzt ab einer Temperatur von einigen hundert Grad eine schnelle Redoxreaktion ein, und Rubidiumatome werden durch einen schmalen Schlitz an der Vorderseite des Behälters freigesetzt. Dieser ist bei Raumtemperatur durch einen dünnen Draht verschlossen, der sich bei Erwärmung ausdehnt und das Rb austreten lässt [29]. Im Experiment wurde ein solcher Dispenser am unteren optisch zugänglichen Ende der Glaszelle eingebaut. Der Abstand zum Fallenort ist durch Verschieben der gesamten Optik, die auf einer separaten Grundplatte aufgebaut ist, variabel zwischen 20 mm und 50 mm einstellbar. Beide Enden des Dispensers sind durch Kaptonbeschichtete Kupferdrähte mit einer Vakuumstromdurchführung verbunden. Gegen Ende des Ausheizens der Apparatur wurde der Dispenser für je zwei Stunden bei einem Strom von 2 A, 2,3 A und 2,5 A betrieben, um ihn ausgasen zu lassen [36].

Zum Laden der Falle, also zur Bereitstellung eines Rubidiumdampfdrucks im Bereich von 10^{-8} bis 10^{-9} mbar wird der Dispenser mit einem Strom von 2 A vorgeheizt und dann gepulst mit Stromstärken bis zu 6 A betrieben. Die eigentliche Freisetzung von Rb setzt bei Strömen von 2,5 bis 2,7 A ein. Die Pulslängen liegen im Bereich von Sekunden. Ein Optimum ist noch nicht gefunden, da sich dies erst entscheiden lässt, wenn Atome gefangen werden können, und der Ladezyklus optimiert wird.

3. Experimenteller Aufbau

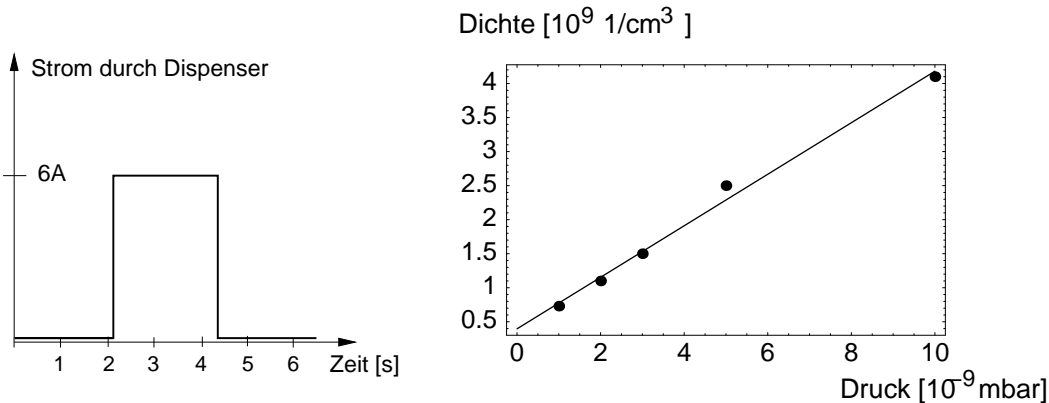


Abbildung 3.5.: Dichte ρ des Rubidiumhintergrundgases bei verschiedenen langen Dispenserpulsen mit einem Strom von 6 A, die zu einem Druck p an der Messsonde führen, berechnet aus einer Absorptionsmessung resonanten Laserlichts.

Dichte des Rb-Hintergrundgases

Zur Abschätzung der Wahrscheinlichkeit, ein Atom zu fangen, ist es nützlich, die Dichte des ^{87}Rb in der Vakuumapparatur je nach Dispenserstrom und Einschaltzeit zu kennen. Dazu wurde der Dispenser mit einem Strom von 6 A betrieben, bis die Drucksonde einen vorgewählten Wert p anzeigt. Zu diesem Zeitpunkt wird die Absorption von resonantem Laserlicht durch die mit Rb-Gas gefüllte Vakuumzelle gemessen. Die Laserfrequenz überstreicht die gesamte dopplerverbreitete D_2 -Linie, wobei die Absorption mit Hilfe eines Dividierers immer in Bezug zur momentanen Ausgangsintensität gemessen wird. Aus dem Maximum der Absorption lässt sich die Dichte des Rubidiumgases berechnen. Die Intensität hinter der Zelle aufgrund der Absorption auf der Strecke durch die Zelle ist [27]:

$$I(z) = I_0 e^{-\sigma N z} \quad (3.2)$$

mit dem Streuquerschnitt $\sigma = 3\lambda^2/2\pi$; N ist die Anzahl der Atome, die an der Absorption beteiligt sind. Dies sind alle die Atome, ruhen oder deren Dopplerverschiebung aufgrund ihrer Geschwindigkeitskomponente in Strahlrichtung maximal der natürlichen Linienbreite des Laserlichts entspricht. So tragen etwa 1% der Gesamtatome in der Vakuumzelle zu dem Maximum der Absorption bei. Die Ergebnisse der Absorptionsmessung sind in Abb. 3.5 festgehalten.

Abschätzung zur Einfangwahrscheinlichkeit

Bei einer Dichte von 10^9 cm^{-3} befinden sich im Volumen der Falle $V = w_0^2 z_R = 8,6 \cdot 10^{-16} \text{ m}^3$ bei einem Fokus von $w_0 = 3,9 \mu\text{m}$ und einer Rayleigh-Länge $z_R = 56 \mu\text{m}$ im Mittel 7 Atome. Die mittlere kinetische Energie dieser Atome ist jedoch so groß, dass sie ohne Kühlen nicht

von der Falle gehalten werden können. Der Anteil langsamer Atome, deren Geschwindigkeitskomponente in jede Raumrichtung maximal die Dopplertemperatur v_d ist, ist mit $(1\%)^3$ abzuschätzen. Damit befinden sich ohne Kühlen im Mittel $7 \cdot 10^{-6}$ langsame Atome im Fallenvolumen. Mit einem Kühlprozess bei dem die Dopplertemperatur erreicht wird, erhöht sich der Anteil langsamer Atome und damit auch die Dichte im Melassestrahl (Kap. 2.5.1) um den Faktor $v_c/v_d = 4,66/0,12 \approx 40$. Damit ist es möglich, in ca. 0,3% aller Versuche, ein Atom ohne weiteres Kühlen in der Falle aus der Rb-Gasdichte in der Melasse zu fangen. Die Wahrscheinlichkeit, ein fangbares Atom im Fallenvolumen zu haben ist jedoch größer: Erstens ist die Falle mit 40 MHz tiefer als die Dopplertemperatur (≈ 16 MHz), zweitens ist der Aufsammelbereich des Fallenvolumens entlang des Strahls größer als $w_0^2 \cdot z_R$. Es wird davon ausgegangen, dass die mit dem Rb-Dispenser im Pulsbetrieb erzeugten Atomdichten in der Vakuumzelle ausreichend sind, ein fangbares Atom in das Fallenvolumen zu bekommen.

3.3. Lasersysteme

Die für eine optische Dipolfalle notwendigen Laser und die dazugehörigen Anforderungen sind:

- ein **Fallenlaser**, der weit rotverstimmt zum optischen Übergang mit 780 nm sein muss. Die Wellenlänge bestimmt aufgrund der wellenlängenabhängigen Polarisierbarkeit $\alpha(\omega)$ die Potentialverschiebung der einzelnen Niveaus und damit die Falltiefe für die verschiedenen Atomzustände (Gl. 2.16). Damit eine Falltiefe von 40 MHz bei einem Fokus von $3,9 \mu\text{m}$ erreichbar ist, muss nach Gl.2.29 bzw. 3.12 am Ort der Falle die Leistung des Fallenlasers 50 mW betragen. Aufgrund von Leistungsverlusten durch den optischen Aufbau (Durchgang durch diverse optische Elemente sowie Einkoppeln in eine Einmoden-Glasfaser) sollte der Fallenlaser eine deutlich höhere Ausgangsleistung als 100 mW liefern. Die Intensität sollte besonders auf den Zeitskalen der Fallenfrequenzen stabil sein, da variierende Fallentiefen zu parametrischen Heizprozessen führen.
- ein **Kühlaser**, dessen Linienbreite deutlich kleiner als die natürliche Linienbreite $\gamma = 6$ MHz der D_2 -Linie ist. Er muss stabil auf einer Frequenz gehalten werden können, die durchstimmbare um 0,5 bis 2 Linienbreiten γ unterhalb der Resonanzfrequenz des D_2 -Übergangs von ^{87}Rb : $F = 2 \rightarrow F' = 3$ liegt. Es wird eine Intensität in der Größenordnung der Sättigungsintensität von $I_{sat} = 1,653 \text{ mW/cm}^2$ benötigt, d.h. wenige mW Laserleistung reichen auch bei großen Strahldurchmessern und Aufteilung auf mehrere Kühlstrahlen aus.
- ein **Rückpump laser**, der Atome, die über die mögliche nichtresonante Anregung in den Zustand $F' = 2$ mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit in den Hyperfeinzustand $F = 1$ zerfallen sind, von dort wieder in den Kühlzyklus zurückpumpt. Der Rückpump laser muss also frequenzstabil die Wellenlänge des Übergangs $F = 1 \rightarrow F' = 2$ liefern. Die benötigte Intensität liegt unterhalb der Sättigungsintensität.

3. Experimenteller Aufbau

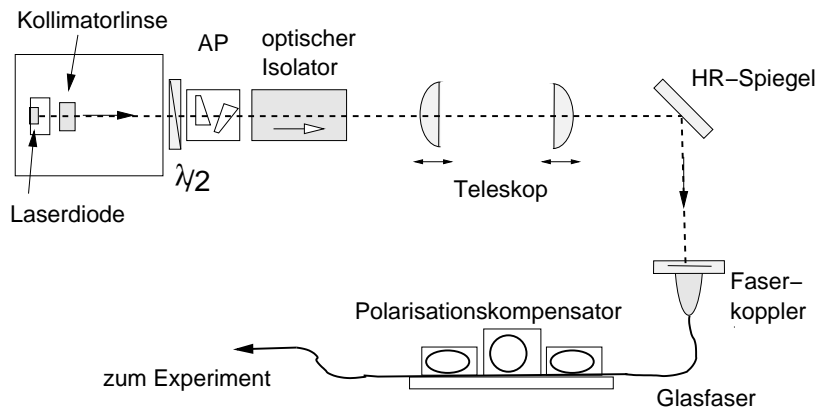


Abbildung 3.6.: Schematischer Aufbau des Fallenlasers: Die Polarisation wird mit einem $\lambda/2$ -Plättchen gedreht, um Verluste im anamorphem Prismenpaar (AP), die für ein rundes Strahlprofil sorgen, zu minimieren. Das Teleskop dient zur Strahlanpassung an den Modendurchmesser der Glasfaser.

Diese drei Laser werden mit Halbleiterlaserdioden realisiert. Ein weiterer Diodenlaser kommt als Hilfs laser hinzu, um den Rückpump laser auf die richtige Wellenlänge stabilisieren zu können.

3.3.1. Fallenlaser

Für den Fallenlaser wird eine Einmoden-Laserdiode von SDL (Typ SDL-5431-G1) mit einer freilaufenden Wellenlänge von 856 nm verwendet. Ihre maximale Lichtleistung beträgt 200 mW, allerdings wird sie nur mit einer Leistung von 175 mW betrieben, was einem Diodenstrom von 200 mA entspricht. Ihre Wellenlänge wird durch eine reine Temperaturregelung, einem kommerziellen PID-Regler³, stabilisiert. Aufgrund dieser Stabilisierung ist bei einem festen Diodenstrom auch die Intensität des Laserlichts konstant. Der Aufbau des Fallenlasers ist in Abb. 3.6 sowie Abb. 3.7 zu sehen.

Das Strahlprofil der Laserdiode ist elliptisch (Verhältnis der Hauptachsen 1 : 4, 5) und wird durch ein anamorphes Prismenpaar zu einem runden Strahlprofil 'gestaucht'. Zur Minimierung der Reflexionsverluste an diesem Prismenpaar wird die Polarisation der Laserdiode zuvor mit einem $\lambda/2$ -Plättchen auf maximale Transmission, welches horizontaler Polarisation entspricht, gedreht. Die Transmission durch die Prismen verbessert sich dadurch von 53% auf 93%. Der optische Isolator (OFR IO-3-820-LP) schwächt, bei einer Transmission von 90%, zurückreflektiertes Licht um 40dB ab und verhindert so weitgehend optische Rückkopplung in die Laserdiode⁴. Die Reflexionen können von jedem optischen Element herrühren, besonders aber vom Ende der Glasfaser und verursachen instabiles Verhalten der Laserdiode wie z.B. Modensprünge [12]. Versuchsweise wurde eine Glasfaser mit 8° Schrägschliff (Thorlabs

³PID = Proportional-, Integral- und Differential-Anteil des Fehlersignals wird zur Regelung verwendet

⁴dB = $10 \log \frac{I}{I_0}$

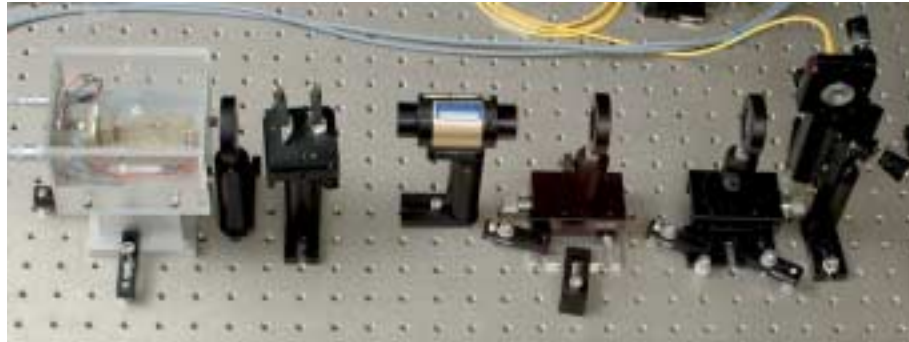


Abbildung 3.7.: Aufbau des Fallenlasers mit den Komponenten (v.l.) Laserdiodenblock, $\lambda/2$ Plättchen, anamorphes Prismenpaar, optischer Isolator, Teleskop, Spiegel, Faserkoppler in Spiegelhalterung.

FS-SnN-4224) verwendet, sowie eine Einkoppeloptik mit schrägorientierter Achse (Schäfter + Kirchhoff 60SMS-1-4-A4-07). Aufgrund des optischen Aufbaus zur Strahlfokussierung in die Vakuumzelle, der mit einer gerade geschnittenen Faser einfacher zu realisieren war, wurde wieder zu einer Standardfaser gewechselt, zumal ein instabiler Betrieb der Laserdiode in den meisten Strombereichen nicht beobachtet wurde (s.u.).

Mittels des Teleskops wird der Laserstrahl auf die Mode der Glasfaser angepasst. Dabei wurde ein maximaler Einkoppelgrad von 70% erreicht. Insgesamt stehen am Ausgang der Faser 58% der Laserdiodenleistung zur Verfügung. Wird später ein schnelles Schalten des Fallenlasers nötig, kann in den Fokus des Teleskops ein akusto-optischer Modulator (AOM) eingebaut werden (Kap. 3.3.5). Die Beugungseffizienz des AOM in die erste Ordnung beträgt bei diesem Aufbau, bei dem der Laserstrahl nur einmal durch den AOM geht, 70%. Damit stehen am Faserende ca. 40% der Laserleistung, also maximal 70 mW zur Verfügung.

Fallenfrequenzen und Intensitätsstabilität

Wie in Kapitel 2.4.3 erläutert, führen Intensitätsschwankungen der Laserdiode im Bereich der Fallenfrequenzen, der Schwingungsfrequenzen des Atoms in der Falle, zu parametrischen Heizprozessen.

Die Fallenfrequenzen sind bei einem Strahldurchmesser im Fokus von $3,9 \mu\text{m}$ und einer Fallentiefe von 50 MHz in radialer Richtung, also quer zum Strahl

$$\omega_r = 2\pi \cdot 39 \text{ kHz} \quad (3.3)$$

und entlang des Strahls

$$\omega_z = 2\pi \cdot 1,9 \text{ kHz}. \quad (3.4)$$

Mittels einer Photodiode wurde der zeitliche Intensitätsverlauf des Fallenlasers gemessen und die Fouriertransformation, also der Beitrag der einzelnen Frequenzkomponenten an den Intensitätsschwankungen ermittelt (Abb. 3.8). Der maximale Beitrag einzelner Frequenzen beträgt 0,18 mV, welches bei der Gesamtintensität des Fallenlasers an der Photodiode von 928 mV

3. Experimenteller Aufbau

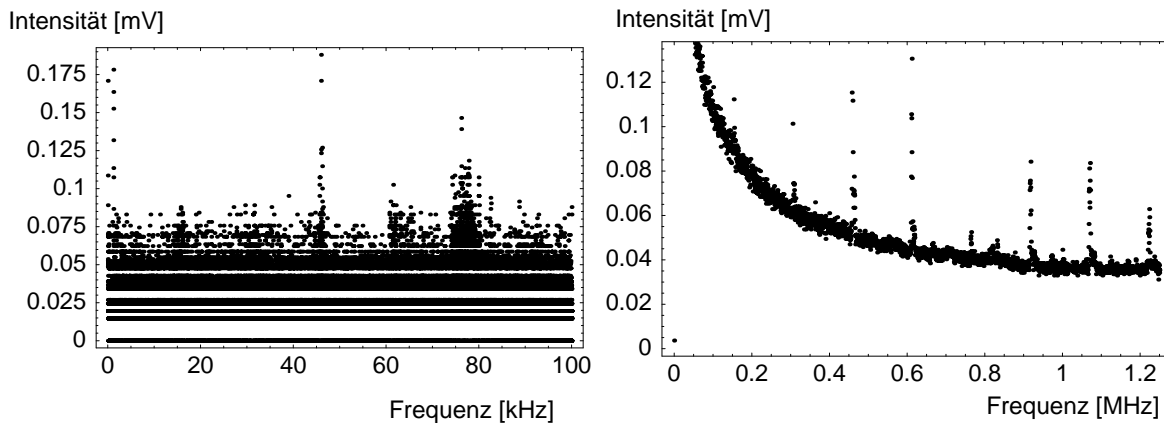


Abbildung 3.8.: Frequenzspektrum der Intensitätsschwankungen des Fallenlasers bei einer Gesamtintensität von 928 mV an der Photodiode. Links bei kleinen Frequenzen, die 0,02% der Anteil an der Gesamtintensität haben, rechts bei hohen Frequenzen. Die Spitzen bei 0,15 MHz und Vielfachen davon sind wahrscheinlich Signale von Schaltnetzteilen.

einen Anteil von 0,02% ausmacht. Ein Heizen aufgrund von Intensitätsschwankungen ist also vernachlässigbar, auch wenn einzelne Frequenzbeiträge vorhanden sind, die verstärkt hervortreten. Im hohen (0,15 MHz und vielfaches davon) Frequenzbereich kommen diese wahrscheinlich aufgrund von Schaltnetzteilen zustande.

Die Laserdiode zeigt in einigen Strombereichen, z.B. zwischen 165 und 169 mA Einbrüche in der Leistung um 3%. Die Einbrüche sind ca. $10 \mu\text{s}$ lang und erfolgen in unregelmäßigen Abständen von ca. 0,3 ms. Wahrscheinlich treten sie aufgrund von Modensprüngen der Laserdiode bei bestimmten Betriebsströmen auf, bei dem sich keine dominante Mode ausbilden kann. Deswegen ist bei jeder Einstellung der Leistung des Fallenlasers zu prüfen, ob dieser ohne Intensitätseinbrüche läuft.

3.3.2. Gitterstabilisierte Diodenlaser

Kühl-, Rückpump- und Hilfs laser sind Einmoden- Laserdioden (Sanyo DL7140-201) mit einer freilaufenden Wellenlänge nahe 780 nm und einer Ausgangsleistung von 80 mW bei einem Diodenstrom von 100 mA. Die Dioden sollten aber nicht oberhalb 90 mA betrieben werden, da durch Rückkopplung durch das Gitter die Lichtleistung in der Laserdiode erhöht wird. Die Laserschwelle liegt bei 30 mA. Diese Laser müssen auf einer longitudinalen Mode mit genau einstellbarer Wellenlänge laufen, welches durch eine regelbare Gitterstabilisierung erreicht wird: Ein holographisches Reflexionsgitter ist so angeordnet, dass die 1. Beugungsordnung in die Laserdiode zurückreflektiert wird (Littrow-Anordnung). Gitter und Rückfacette der Laserdiode bilden dabei einen externen Resonator, so dass aufgrund des Zusammenspiels des großen freien Spektralbereichs der Laserdiode und des etwas kleineren freien Spektralbereichs des externen Resonators nur eine Lasermode stabil läuft. Diese kann durch Verkippen des Gitters

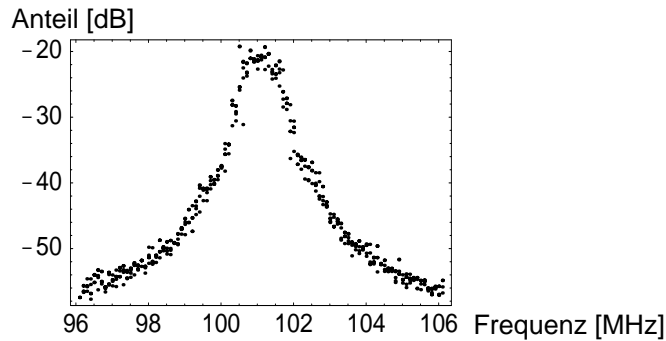


Abbildung 3.9.: Frequenzspektrum der Überlagerung zweier gitterstabilisierter Diodenlaser zur Abschätzung ihrer Linienbreite.

mit einem Piezokristall über einige hundert MHz durchgestimmt werden. Dabei wird zusätzlich die Linienbreite der freilaufenden Diode von 20 MHz auf 1 MHz verringert. Allerdings sinkt aufgrund der Gitterstabilisierung die Leistung von 50 mW auf 30 mW [37, 38]. Eine genaue Beschreibung dieses Aufbaus findet sich in [39, 40]. Für die Strom- und Temperaturregelung wird ein kommerzieller Regler (ITC 102), der auf das thermische Verhalten unseres Diodenblocks angepasst wurde, verwendet.

Linienbreite der Laser

Zur Abschätzung der Linienbreite unserer Laser wurde das Licht zweier Laser auf einer schnellen Photodiode überlagert und das Frequenzspektrum dieses Interferenzsignals aufgenommen (Abb. 3.9). Zur Abschätzung der Linienbreite der einzelnen Laser aus diesem Frequenzspektrum wird angenommen, dass beide Laser ein gaußförmiges Profil um die Zentralwellenlänge ω_1 bzw. ω_2 besitzen. Die Linienbreite beider Laser sei gleich und soll hier durch die Standardabweichung σ der Gaußkurve gegeben sein. Die gesamte Leistung, die die Photodiode misst, ist proportional zur Intensität I des auftreffenden Lichts:

$$I_{ges}(t) = (E_1(t) + E_2(t))^2 = E_1(t)^2 + 2E_1(t)E_2(t) + E_2(t)^2 \quad (3.5)$$

Die quadratischen Terme oszillieren mit den Frequenzen ω_1^2 und ω_2^2 , welche von der Photodiode nicht detektiert werden können und somit nicht zum Wechselspannungsanteil I_w an der Photodiode beitragen.

$$I_w(t) = 2E_1(t)E_2(t) = 2 \cdot \int_{-\infty}^{\infty} \hat{E}_1(\omega) e^{ik\omega t} d\omega \int_{-\infty}^{\infty} \hat{E}_2(\omega) e^{ik\omega t} d\omega \quad (3.6)$$

3. Experimenteller Aufbau

Das Produkt zweier Funktionen ist die Faltung ihrer Fouriertransformierten. Da die Fouriertransformierte der Funktion $E_1(t)$ die Amplitudenfunktion im Frequenzraum $\hat{E}(\omega)$ ist, wird obige Gleichung zu:

$$I_w(t) = \frac{2}{2\pi} \mathbf{F}(E_1(t)) \otimes \mathbf{F}(E_2(t)) = \frac{1}{\pi} \hat{E}_1(\omega) \otimes \hat{E}_2(\omega) \sim e^{-\frac{(\omega_1 - \omega)^2}{2\sigma_1^2}} \otimes e^{-\frac{(\omega_2 - \omega)^2}{2\sigma_2^2}} \quad (3.7)$$

Im letzten Term wurde nur die Form der Frequenzverteilung, eine Gaußkurve mit der Halbwertsbreite σ , berücksichtigt, da nur die Halbwertsbreite der entstehenden Funktion abgeschätzt werden soll. Die Frequenzverteilung, die sich bei der Überlagerung der beiden Laser ergibt, erhält man aus der Faltung zweier Gaußfunktionen. Sie ist somit wieder eine Gaußfunktion mit der neuen Standardabweichung $\sigma' = \sqrt{2}\sigma$. Das gemessene Spektrum des Interferenzsignals an der Photodiode ist in Abb. 3.9 zu sehen. Die aus der Messung entnommene Standardabweichung ist $\sigma' = 350$ bis 500 kHz und die der interferierten Laser damit $\sigma = 250$ bis 350 kHz. Daraus lässt sich eine Linienbreite der Laser von ca. $2\sigma = 600$ kHz angeben, was einer vollen Halbwertsbreite von 700 kHz entspricht.

3.3.3. Frequenzstabilisierung durch dopplerfreie Sättigungsspektroskopie

Der Kühllaser und der Hilfslaser für den Rückpumlaser werden durch dopplerfreie Sättigungsspektroskopie frequenzstabilisiert [41, 42]. Abb.3.10 zeigt den schematischen Aufbau. Ein Teil des Laserstrahls wird aus dem Hauptstrahl, der zum Experiment geht, abgezweigt und durchläuft in sich zurückreflektiert zweifach eine Glaszelle mit Rubidiumdampf. Der Laser wird mittels eines Piezokristalls, der die Gitterstellung verändert, über einen gewissen Frequenzbereich um die Absorptionsfrequenz der ^{87}Rb D₂-Linie durchgestimmt. Während auf dem Hinweg die Absorptionslinien dopplerverbreitert sind, findet auf dem Rückweg nur noch Absorption an sich bewegenden Atomen statt. Atome der Geschwindigkeitsklasse $v = 0$ sind bereits auf dem Hinweg gesättigt und können das Licht nicht weiter absorbieren. Im Absorptionsspektrum (Abb. 3.11) erscheinen die Sättigungssignale als *Lamb-Dip*, mit einer Halbwertsbreite, die sich aus der natürlicher Linienbreite und der Sättigungsverbreiterung zusammensetzt.

Dadurch lassen sich die Übergänge der Hyperfeinstruktur des Rb auflösen. In dem Absorptionsspektrum sind nicht nur die direkten Übergänge zu sehen, sondern auch Überkreuzungssignale (*cross-over signals*). Sie treten bei den Frequenzen $\omega = (\omega_1 + \omega_2)/2$ auf, wobei ω_1 und ω_2 Übergangsfrequenzen des Rubidiums sind, die weniger als die Dopplerbreite auseinanderliegen. Das Sättigungssignal der *cross-over*-Linien kommt dadurch zustande, dass auf dem Hinweg der Übergang ω_1 für Atome der Geschwindigkeitsklasse v_s sättigt ($\omega_1 = \omega + v_s k$), und auf dem Rückweg dieselben Atome nun auf der Frequenz $\omega_2 = \omega - v_s k$ absorbieren könnten, aber bereits gesättigt sind. Es resultiert ein weiterer *Lamb-Dip* [42].

Das dopplerfreie Spektroskopiesignal ist Grundlage für die Laserfrequenzregelung. Es wird durch eine Heterodynemethode (der Laserdiodenstrom ist amplitudenmoduliert, wodurch

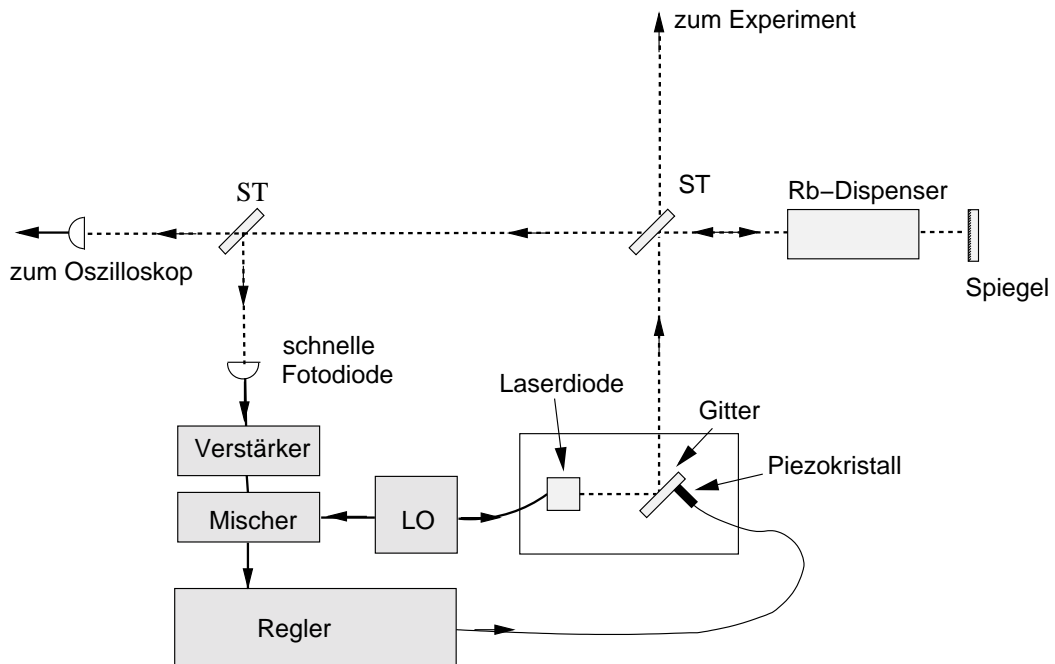


Abbildung 3.10.: Schematischer Aufbau zur dopplerfreien Sättigungsspektroskopie und zum Regeln auf die Spektroskopie (LO: Lokaloszillator, ST: Strahlteiler)

Seitenbänder zur Laserfrequenz entstehen)[43] zu einem geeigneten Regelsignal umgewandelt. Das Absorptionsspektrum von ^{87}Rb , sowie das dadurch entstandene Regelsignal sind in Abb. 3.12 zu sehen. Die Regelung stabilisiert über den Piezokristall die Gitterstellung und damit die Wellenlänge des Lasers auf einen Nulldurchgang des Regelsignals.

3.3.4. Frequenzstabilisierung über ein Schwebungssignal

Der Rückpumpplaser wird über ein Schwebungssignal relativ zu einem Hilfs laser (Masterlaser) frequenzstabilisiert. Dies ist notwendig, da man den Laser mittels eines akusto-optischen Modulators (Kap. 3.3.5) schalten möchte, und seine Frequenz um einige 10 MHz durchstimmbar sein soll, um auch in der Falle die durch die AC-Stark-Shift veränderte Linie treffen zu können. Durch den Einsatz des AOM ist es aber notwendig, den Laser selber um 300 bis 400 MHz neben der gewünschten Linie zu stabilisieren. Da es im reinen Spektroskopiesignal in diesem Bereich kein Regelsignal gibt, wird ein Hilfs laser auf eine vorhandene Linie stabilisiert und auf diesen frequenzverschoben der Rückpumpplaser. Eine Erklärung dieses Stabilisierungsverfahrens findet sich bei [37] und [44].

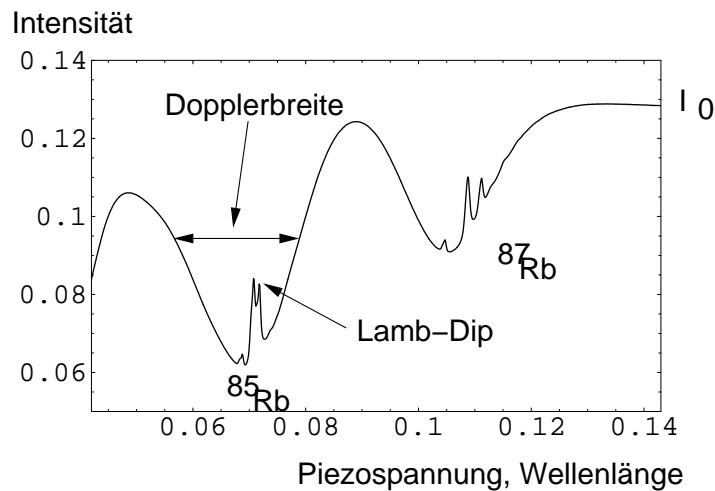


Abbildung 3.11.: Dopplerfreies Absorptionsspektrum von Rubidiumdampf, gemessen bei einer Strahlleistung von $114 \mu\text{W}$, die bei dem verwendeten Strahldurchmesser etwa 2 Sättigungsintensitäten entspricht. Der gemeinsame Grundzustand ist bei der ^{87}Rb -Linie $F = 2$, bei der ^{85}Rb -Linie $F = 3$.

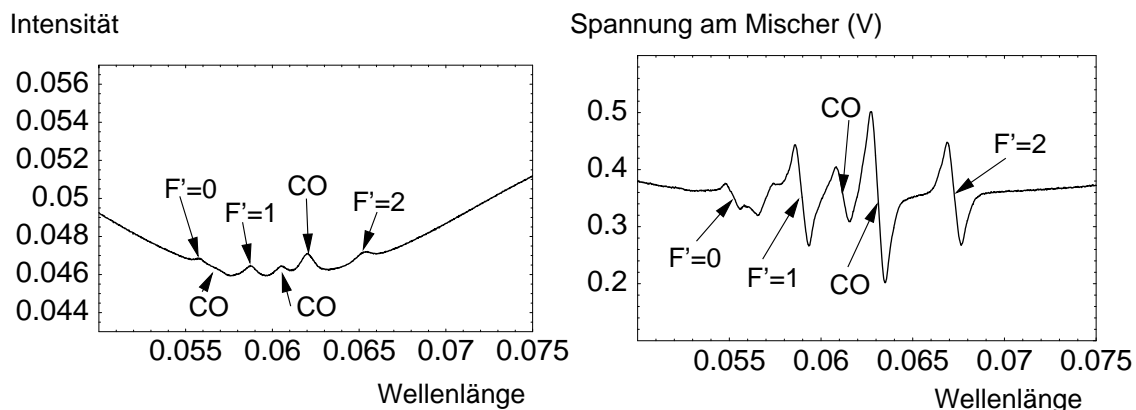


Abbildung 3.12.: Spektroskopie von ^{87}Rb sowie das daraus umgewandelte Regelsignal. Die Linien haben den gemeinsamen Grundzustand $F = 1$. CO sind *cross-over* Linien, die zwischen zwei Linien des Atoms liegen.

3.3.5. Frequenzverschiebung durch akusto - optische Modulatoren

Für den experimentellen Ablauf ist es nötig, die Laserintensität schnell zu schalten sowie ihre Frequenz über einen bestimmten Bereich durchstimmen zu können. Dazu werden akusto - optische Modulatoren (AOM) im Zweifachdurchgang (*double-pass*) verwendet. Ein Foto sowie eine schematische Zeichnung des Aufbaus sind in Abb. 3.13 zu sehen. Der AOM besteht aus einem Kristall, in dem aufgrund einer Schallwelle mit der Frequenz ν_{AOM} im Radiofrequenzbereich eine räumliche Dichteveriation entsteht. An dieser periodischen Dichteveriation wird

der Laserstrahl beim Durchgang durch den AOM wie an einem Gitter mit der Gitterkonstante $d = \lambda_{\text{AOM}}/2 = c/2\nu_{\text{AOM}}$ gebeugt. Dabei ändert sich die ursprüngliche Frequenz ν_0 des Laserlichts durch Aufnahme bzw. Abgabe eines Phonons um die Frequenz ν_{AOM} , so dass das Licht der +1. Ordnung hinter dem AOM die Frequenz $\nu + \nu_{\text{AOM}}$ besitzt. Die Justage wurde dahingehend optimiert, in der +1. Ordnung die stärkste Intensität zu erhalten. Der Strahl wird durch eine Linse (L2) und einen Spiegel in sich zurückreflektiert und beim rückwärtigen Durchgang durch den AOM wieder in die +1. Ordnung gebeugt. Damit ist die gesamte Frequenzverschiebung aufgrund des AOM $\Delta\nu = 2\nu_{\text{AOM}}$. Durch die Linse L2, in deren Fokus der AOM steht, ist sichergestellt, dass der Strahl unabhängig vom Beugungswinkel, also unabhängig von der Frequenz ν_{AOM} , in sich zurückreflektiert wird. Die Frequenz des AOM und damit die des Lichts $\nu + 2\nu_{\text{AOM}}$ lässt sich also ohne Nachjustage verändern. Um den einlaufenden vom zurückreflektierten Strahl zu trennen, sind zusätzlich ein Polarisationsstrahlteiler (PST) und ein $\lambda/4$ -Plättchen eingebaut. Das zu Beginn horizontal polarisierte Laserlicht läuft gerade durch den PST, wird beim ersten Durchgang durch das $\lambda/4$ -Plättchen zirkular und beim zweiten Durchgang vertikal polarisiert. Das auslaufende Licht wird also am PST maximal reflektiert und ist vom einlaufenden getrennt.

Bei optimaler Justage des AOM erhält man bei Zweifachdurchgang bis zu 60% der Leistung des Ausgangslichts frequenzverschoben. Die Ausbeute hängt von der Modulationsfre-

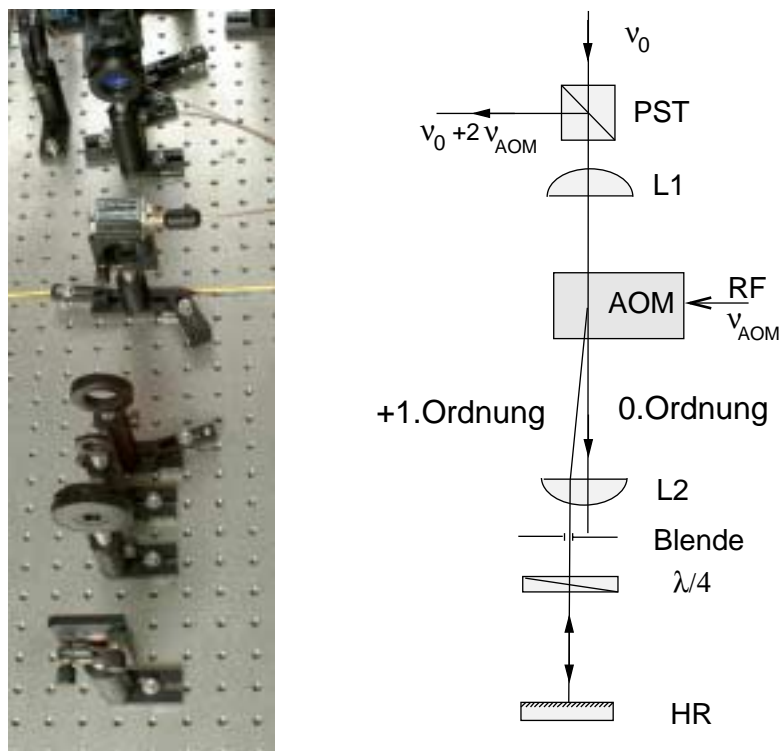


Abbildung 3.13.: Aufbau eines akusto-optischen Modulators im Zweifachdurchgang

3. Experimenteller Aufbau

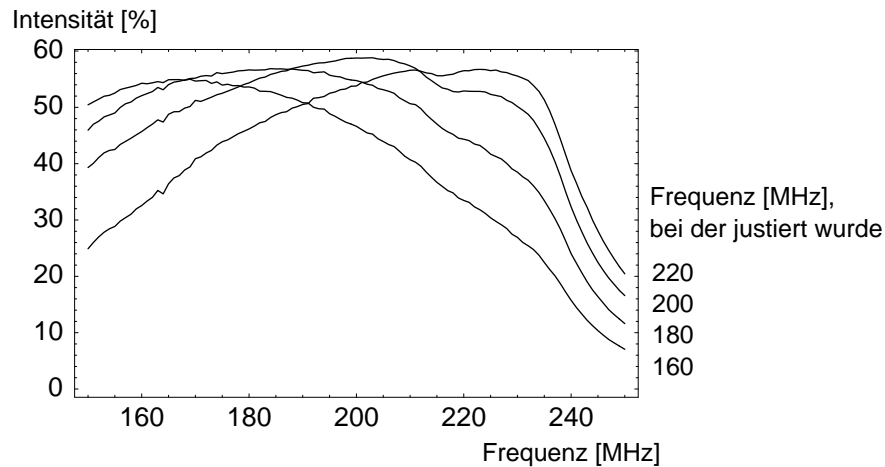


Abbildung 3.14.: Messung der Intensität des durch den AOM im Zweifachdurchgang modulierten Lichts. Die vier Kurven sind so entstanden, dass der Aufbau für eine am AOM-Treiber eingestellte Radiofrequenz (160, 180 200 und 220 MHz) optimiert wurde, und anschließend die Frequenz über den gesamten Bereich geändert wurde.

quenz ν_{AOM} und von der Justage ab. Abb. 3.14 stellt die Leistung des auslaufenden Strahls in Abhängigkeit zur Frequenz am AOM für verschiedene Justagen dar.

Die Schaltzeit T_r des AOMs ist die Zeit, die die Schallwelle im Kristall benötigt, den Bereich des Laserstrahls zu durchlaufen, also das Beugungsgitter entstehen zu lassen. Die Schaltzeit ist damit durch die Ausbreitungsgeschwindigkeit $v = 4,2 \cdot 10^3$ m/s der Schallwelle im Kristall und der Breite des Laserstrahl im Kristall $2w_0$ bestimmt [45]:

$$T_r = \frac{0,66 \cdot 2w_0}{v}. \quad (3.8)$$

Bei einer Fokussierung des Strahls auf $2w_0 = 100 \mu\text{m}$ durch das Teleskop beträgt die gemessene Anstiegszeit der Laserintensität 20 ns. Zusätzlich tritt eine Zeitverzögerung zum RF-Signal von $3 \mu\text{s}$ auf, welche durch die Ausbreitungszeit der Schallwelle im AOM-Kristall vom Erreger, einem Piezokristall, bis zum Laserstrahl zustande kommt.

Laserfrequenzen

Die benötigten Laserfrequenzen (Kapitel 3.3) sind zusammen mit ihren Referenzfrequenzen, auf die sie direkt oder über ein Schwebungssignal geregelt werden, in Abb. 3.15 zu sehen. Dort ist außerdem die Verstimmung durch die jeweiligen AOMs eingezeichnet, so dass die schwarzen Linien die für das Experiment bereitgestellten Laserfrequenzen darstellen.

Zur permanenten Kontrolle, ob alle Laser auf die eingestellten Frequenzen stabilisiert sind, wird von jedem Strahl ein Teil ausgekoppelt und in ein Fabry-Perot-Interferometer, dessen Länge mit einem Piezokristall geändert wird, eingekoppelt, und so die relative Position der Linien kontrolliert. Einen kompletten Aufbau der Laser zeigt das Foto im Anhang.

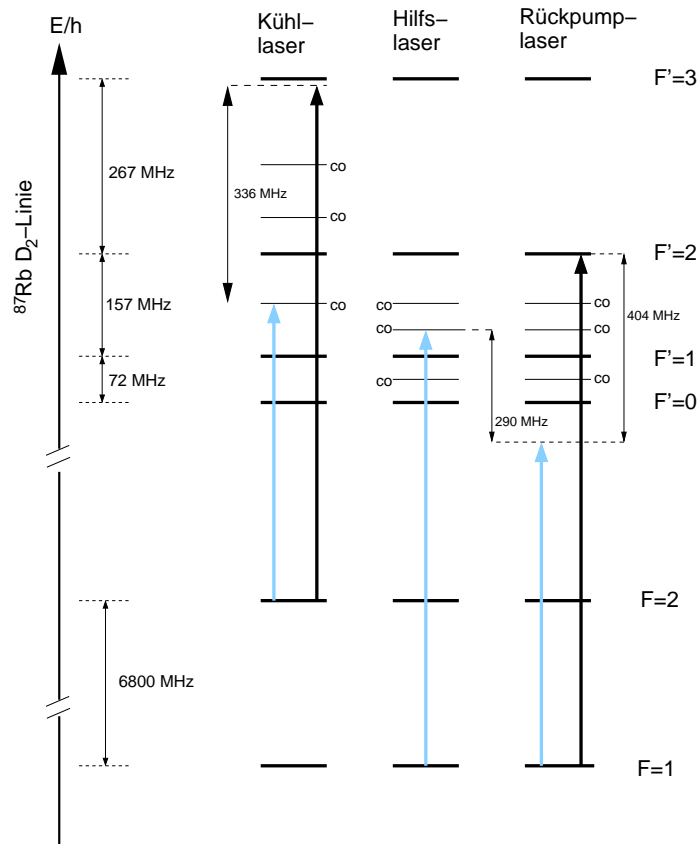


Abbildung 3.15.: Darstellung der Übergänge auf die die Laser stabilisiert werden (grau) und der Frequenzen nach dem Durchlaufen der AOMs (schwarz).

3.4. Dipolfalle

Für die Realisierung der Dipolfalle ist eine Optik notwendig, die den Strahl des Fallenlaser sehr stark fokussiert, um eine ausreichend tiefe Falle zu erhalten. Außerdem muss die Möglichkeit bestehen, einen großen Anteil des emittierten Lichts vom Atom - also aus dem Volumen der Falle - nachweisen zu können. Die Foki des Fallenlaser und der Nachweisoptik müssen quer zum Strahl auf weniger als $1 \mu\text{m}$ genau aufeinander justierbar sein. Desweiteren muss es der optische Aufbau ermöglichen, die Strahlen des Kühl- und Rückpump-laser aus idealerweise drei orthogonalen Raumrichtungen am Ort der Falle zur Deckung zu bringen. Die Polarisation der Laser am Ort der Falle muss einstellbar und der gesamte Aufbau mechanisch stabil sein.

Die Fokussierung des Fallenstrahls findet bei zwei anderen bisher realisierten Einatom-Dipolfallen mittels eines Objektivs in der Vakuumkammer statt. Schlosser et al.[5] erreichen dabei mit einem Objektiv mit 1 cm Arbeitsabstand und einer numerischen Apertur von 0,7 einen Strahldurchmesser im Fokus, der kleiner als $1 \mu\text{m}$ ist. Sie beobachten dabei in der Falle nur maximal ein Atom, was sie so erklären, dass bei dem Vorhandensein eines zweiten

3. Experimenteller Aufbau

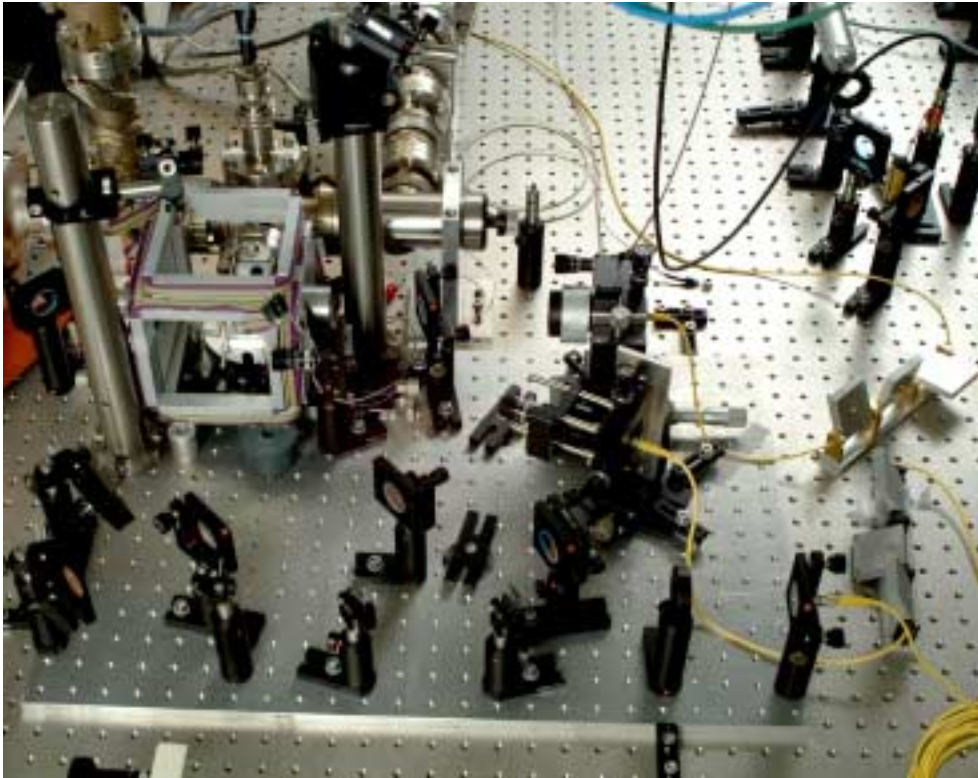


Abbildung 3.16.: Das Übersichtsfoto zeigt den gesamten optischen Aufbau für die Falle. Er befindet sich auf einer separaten Grundplatte, die zur Justage verschoben werden kann. Alle Laserstrahlen werden über Glasfasern auf diese Grundplatte geleitet.

Atoms Stöße stattfinden, aufgrund derer die Atome die Falle verlassen. Die Einatomfalle von Frese et al[46]. ist mit einem Strahldurchmesser von $5\mu\text{m}$ größer, so dass hier auch mehrere Atome in der Falle beobachtet werden, wobei sich die Stärke des Fluoreszenzsignals aus der Falle stufenweise ändert und somit die Atomanzahl bestimmbar ist. Auch bei dieser optischen Dipolfalle für einzelne Atome befindet sich das Objektiv zur Strahlfokussierung in der Vakuumapparatur.

Das Ziel dieser Arbeit ist es, mit weniger Aufwand ein Fallenvolumen zu erreichen, welches genügend klein ist, um eine ausreichende Fallentiefe ($V_{dip} \sim I/w_0^2$) bei der vorhandenen Lichtintensität zu gewährleisten. Es darf auch mehr als ein Atom gefangen werden, da man davon ausgeht, dass durch Stufen im Fluoreszenzsignal aus der Falle die Atomanzahl bestimmt werden kann und - sollten mehrere Atome gefangen sein - aufgrund von Verlusten nach einer gewissen Zeit nur ein Atom übrig bleibt. Bei dem hier vorgestellten Aufbau befindet sich die gesamte Optik außerhalb der Vakuumkammer. Dadurch ist nicht nur der Aufbau der Vakuumkammer stark vereinfacht, sondern es sind jederzeit Änderungen an der Optik möglich.

Der gesamte optische Aufbau für die Dipolfalle (Abb. 3.16) befindet sich auf einer separaten Grundplatte und lässt sich vom Ort der Vakuumzelle wegschieben. Der Strahlengang, der sonst

in der Vakuumzelle messtechnisch nicht erreichbar ist, ist frei zugänglich und kann ausgemessen werden. Der gesamte Fallenaufbau muss mechanisch so stabil sein, dass die Justierung sowohl beim Verschieben der Grundplatte erhalten bleibt, als auch frei von Schwingungen der optischen Komponenten untereinander ist.

3.4.1. Konfokales Mikroskop

Die Fokussierung des Fallenstrahls ($\lambda = 850 \text{ nm}$) sowie die Abbildung des Fluoreszenzlichts ($\lambda = 780 \text{ nm}$) auf eine Einmoden-Glasfaser zur Detektion finden durch dasselbe Objektiv statt. Die Anforderungen an dieses Objektiv sind ein großer Arbeitsabstand, um den Fokus in der Mitte der Glaszelle zu plazieren, sowie eine hohe numerische Apertur. Je höher die numerische Apertur, umso kleiner ist der erreichbare Fallenfokus und umso größer ist der Raumwinkel, unter dem vom Atom emittierte Strahlung auf die Glasfaser abgebildet werden kann (Kap.2.6.1). Das gewählte Objektiv ist ein Hoch-Apertur-Laserobjektiv (HALO) mit einer Brennweite von 30 mm, sowie einer Numerischen Apertur von 0,38. Der Arbeitsabstand vom Fassungsende beträgt 16,5 mm. Aufgrund achromatischer Fehler unterscheiden sich die Brennweiten für die beiden verschiedenen Wellenlängen von 780 und 850 nm leicht. Um trotzdem beide Foki zur Deckung zu bringen, ist nur der Strahlengang des 780 nm Lichts vor dem Objektiv kollimiert, während das Fallenlicht der Wellenlänge 850 nm leicht konvergent eingestrahlt wird, was den Fokus dichter an das Objektiv heranrücken lässt. Ein schematischer Verlauf der gesamten Strahlführung ist in Abb. 3.17 zu sehen. Im Folgenden werden die einzelnen Komponenten des konfokalen Mikroskops separat behandelt. Als Letztes wird auf die Gesamtjustage eingegangen.

Aufsammeloptik

Der Strahlengang des Fluoreszenzlichts wird rückwärts, d.h. aus der Einzelmoden-Glasfaser kommend, mittels eines Justierlasers der Wellenlänge 780 nm ausgeleuchtet. Dadurch wird der Weg des Lichts, welches in die Glasfaser gelangen kann, markiert. Der Fokus des Justierlasers liegt also dort, wo auch der Aufsammelpunkt der Optik liegt. Ein großer Raumwinkel der Aufsammeloptik entspricht einem kleinen Fokus des Justierlasers. Um diesen möglichst klein zu erzielen, wurde der geometrische Fokus, welcher sich aufgrund sphärischer Aberration ergibt, berechnet. Dazu wurde der geometrische Strahlverlauf, der beim Verlassen der Faser gaußförmigen Intensitätsverteilung, durch die einzelnen optischen Komponenten verfolgt (*raytracing*). Für die Berechnung wurde die Position des ersten Objektivs (HALO50) so gewählt, dass sich, ausgehend von der bekannten numerischen Apertur der Faser, ein Parallelstrahl ergibt, damit an dem dichroitischen Spiegel zur Trennung der beiden Wellenlängen 780 und 850 nm keine Strahlverzerrungen auftreten. Um die gesamten Linsenfehler gering zu halten, wurde zur Strahlkollimierung aus der Glasfaser ebenfalls ein Hochaperturobjektiv mit Korrektur zur chromatischen Aberration eingesetzt. Bei den Überlegungen, die Optik komplett symmetrisch zu gestalten, kam die Idee auf, zwischen Faser und Kollimationsobjektiv eine Glasplatte einzubringen, die die Effekte der Glaswand der Vakuumzelle kompensieren soll.

3. Experimenteller Aufbau

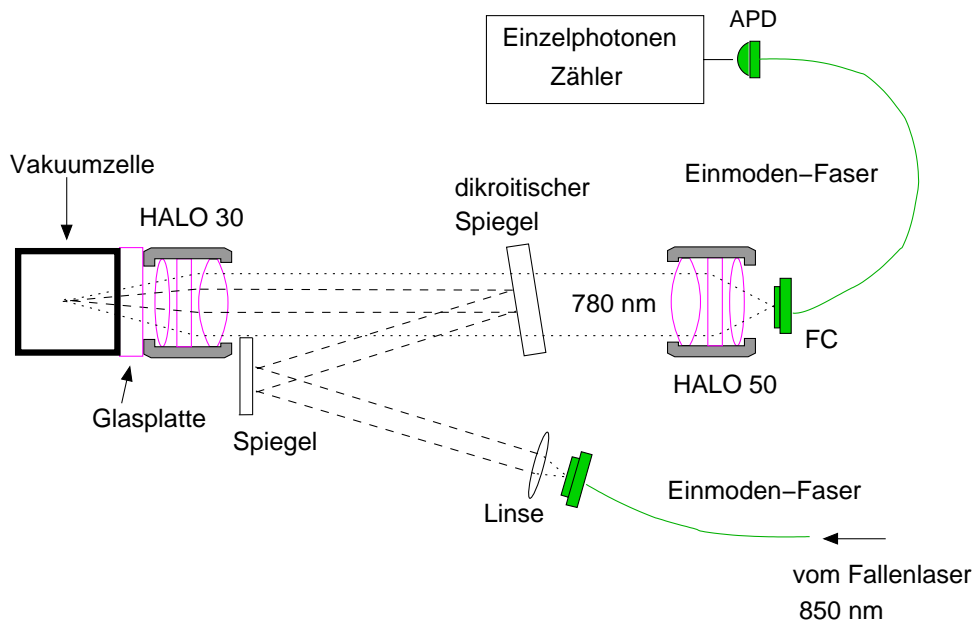


Abbildung 3.17.: Schematische Zeichnung des Konfokalen Mikroskops, welches den Fokus des Fallenlasers ($\lambda = 850 \text{ nm}$) mit dem Fokus der Aufsammeloptik (für $\lambda = 780 \text{ nm}$) zur Deckung bringt. Zur Trennung der gemeinsamen Strahlführung ist ein dichroitischer Spiegel eingesetzt.

Dies verschlechtert den geometrischen Fokus jedoch. Eine Verbesserung wird allerdings durch eine Glasplatte zwischen fokussierendem Objektiv und Vakuumzelle erreicht. Dieses Ergebnis des *raytracing* ist in Abb. 3.18 zu sehen. Zusätzlich zur geometrischen Verbreiterung hat der Fokus aufgrund der Beugungsbegrenzung eine volle Halbwertsbreite von $r = 1,22\lambda/(2 \text{ NA}) = 1,3 \mu\text{m}$ [47]. Die gemessenen Strahlradien mit und ohne Glasplatte decken sich mit den rechnerischen Vorhersagen. Der Strahlradius im Fokus ohne zusätzliche Glasplatte beträgt $3,4 \mu\text{m}$, mit zusätzlicher Glasplatte $2,6 \mu\text{m}$. Bei beiden Werten wurde zur Auswertung der M^2 Faktor zur Anpassung eines Gaußschen Strahls auf einen reellen Strahl mehrerer Moden verwendet. Dadurch entspricht der aus der rechnerischen Datenanpassung erhaltenen Strahlradius im Fokus dem wirklichen [48]).

Mit dem erzielten Fokus liegt der Überlapp der Abstrahlungscharakteristik des Photons mit der Gaußmode der Faser, wie er in Kap. 2.52 berechnet wurde, bei 2,1%. Mit einer Transmission durch die Optik von 60%⁵ und einer Effizienz der APD von 50% beträgt die gesamte Nachweiseffizienz $\epsilon = 0,6\%$.

Dies ist die Effizienz, mit der das eine Photon, das bei der spontanen Emission entsteht

⁵Der Verlust aufgrund der Faser ist hier nur mit $2 \cdot 4\%$ durch die Endflächen beteiligt, nicht jedoch mit den Einkoppelverlusten, da in der Rechnung des Überlapps nur die Gaußmode beteiligt ist, die zu 100% in die Faser einkoppelt.

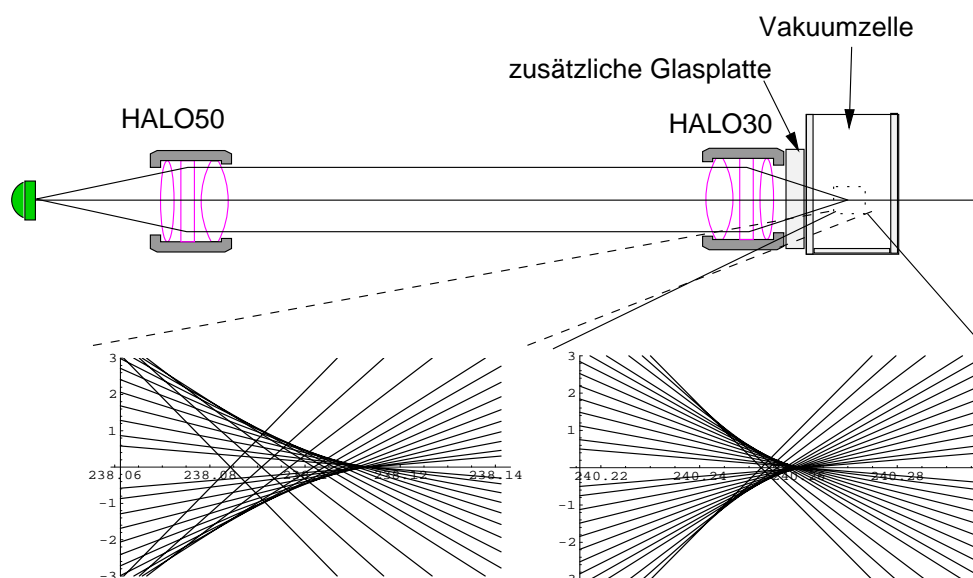


Abbildung 3.18.: Berechnung des Strahlfokus der Aufsammeloptik. links ohne rechts mit zusätzlicher Glasplatte vor der Vakuummzelle. Die Verteilung der berechneten geometrischen Strahlengänge entspricht der Intensitätsverteilung im Gaußschen Strahl.

und an welchem die Koinzidenzmessung mit dem Zustand des Atom stattfinden soll detektiert wird. Für den zustandsselektiven Nachweis des Atoms ist die relativ geringe Nachweiseffizienz nur von untergeordneter Bedeutung. In den geschlossenen Zustand transferiert, lassen sich am Atom beliebig viele Photonen streuen - mit einer Einschränkung, das Atom darf durch den Nachweisprozess nicht aus der Falle geheizt werden.

Im Folgenden soll abgeschätzt werden, ob ein eindeutiger Nachweis des Atomzustandes möglich ist, ohne das Atom aus der Falle zu heizen. Unter der Annahme, dass 10 registrierte Photonen für einen Nachweiszyklus ausreichend sind, das Atom also rund 1700 Photonen streuen muss, wird bei Sättigungsintensität eines resonanten Nachweislasers eine Streuzeit von $t_{\text{streu}} = 1700 \cdot 2 \cdot \tau \cdot 2 \approx 200 \mu\text{s}$ benötigt⁶. Bei diesem Nachweis erfährt das Atom bei einer Anzahl von N Streuprozessen einen Impulsübertrag Δp von

$$\Delta p = \left(N + \sqrt{\frac{N}{3}} \right) p, \quad (3.9)$$

wobei $p = \hbar k$ der Impuls eines Photons. $N \cdot p$ ist der Beitrag der Absorption und $\sqrt{\frac{N}{3}} \cdot p$ der Beitrag aufgrund der Emission, der durch einen *random walk* zustande kommt.

⁶Darin ist τ die Lebensdauer des angeregten Niveaus. Ein kompletter Emissionszyklus bei beliebig hoher eingestrahelter Leistung beinhaltet Anregung und Zerfall, benötigt also die Zeit 2τ . Den zusätzlichen Faktor 2 erhält man durch die Beschränkung des Lasers auf Sättigungsintensität (Gl. 2.10)

3. Experimenteller Aufbau

Das Atom wird durch die Streuung nur dann geheizt, wenn es sich – in der Falle oszillierend – bereits in Richtung des Strahls bewegt. Die Zeit, in der durch Streuung geheizt wird, ist somit die halbe Oszillationsperiode des Atoms in der Falle $t_{\text{heiz}} = 1/2\omega_r = 13\mu\text{s}$. Dabei ist die Richtung des Nachweislasers orthogonal zum Fallenlaser, womit die zu berücksichtigende Fallenfrequenz $\omega_r = 2\pi \cdot 39\text{ kHz}$ ist. In dieser Zeit streut das Atom maximal $N = t_{\text{heiz}}/(2\tau) = 230$ mal. Damit wäre der maximale Energieübertrag des Nachweislasers auf das Atom, wenn er aus einer Richtung käme

$$\Delta E = \frac{(\Delta p)^2}{2m} = \left(N + \sqrt{\frac{N}{3}} \right)^2 \frac{(\hbar k)^2}{2m} = 240^2 \cdot h \cdot 3,77\text{kHz} = h \cdot 220\text{ MHz} \quad (3.10)$$

Bei einer Falltiefe von 40 MHz kann das Atom bei dieser Art von Nachweisverfahren von der Falle nicht mehr gehalten werden. Jedoch gibt es verschiedene Möglichkeiten, ein Herausheizen des Atoms durch den Nachweis zu verhindern. Der Nachweislaser könnte aus verschiedenen paarweise entgegengesetzten Raumrichtungen kommen und die Intensität dieser Strahlen wechselseitig an- und ausgeschaltet werden, mit einer Frequenz, die wesentlich über der Fallenfrequenz liegt. Damit das Atom in eine Richtung z.B nur um maximal 10 MHz geheizt wird, muss die An-Aus-Periode kürzer als 50 Streuzeiten, also kürzer als $1,4\mu\text{s}$ sein. Eine andere Möglichkeit besteht darin, den Nachweislaser leicht rot zum optischen Übergang des Atoms zu verstimmen, somit wird das Atom beim Nachweis weiter gekühlt.

Fallenstrahl

Die Optik des Fallenstrahls muss es ermöglichen, einen möglichst kleinen Strahlfokus als optische Dipolfalle in der Vakuumkammer zu erzeugen und diesen Fokus mit dem der Aufsammloptik zur Deckung zu bringen. Zu diesem Zweck wird eine Justiermöglichkeit benötigt, die in allen Raumrichtungen ein Positionieren des Fallenfokus auf weniger als ein μm Genauigkeit erlaubt.

Das Licht des Fallenlasers wird aus der Faser kommend mit einem Linsendublett (35 mm Brennweite) so kollimiert, dass die Brennweite am konfokalen Mikroskopobjektiv mit der chromatisch verschobenen Brennweite der Aufsammloptik übereinstimmt. Dies ist dann der Fall, wenn sich der Fokus des Strahls bei ca. 50 m befindet.

Zur genauen Justage kann die Linse im Strahlengang des Fallenlasers mit einer μm -Schraube entlang der Strahlachse verschoben werden, wodurch sich der Fokus des Strahls ebenfalls auf der Strahlachse (z-Achse) verschiebt.

Das Licht des Fallenstrahls muss auf lineare Polarisation eingestellt werden, damit alle magnetischen Unterzustände des ^{87}Rb -Atoms das gleiche Fallenpotential sehen (Gl. 2.26). Experimentell wurde dazu am simulierten Fallenort ein Polarisationsfilter und dahinter eine Fotodiode aufgestellt und die Polarisation mittels einem Polarisationssteller auf minimalen Durchgang justiert.

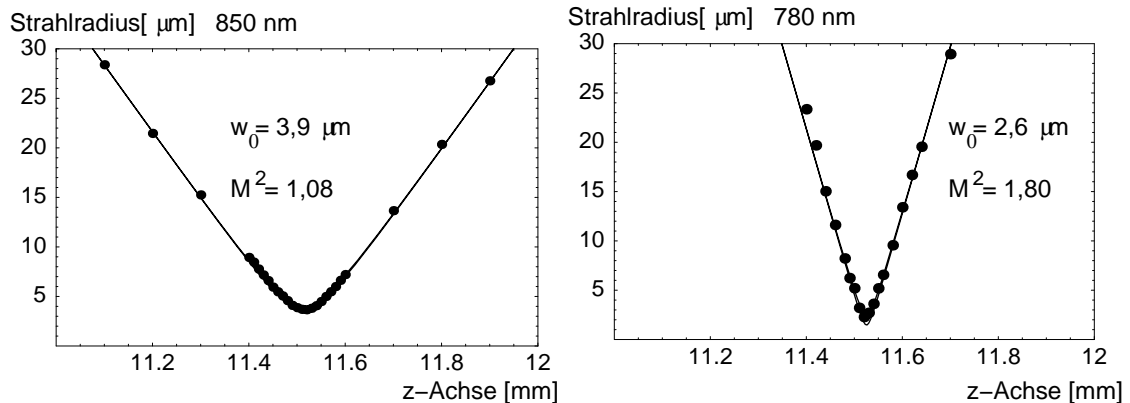


Abbildung 3.19.: Vermessung der Strahlradius (links), sowie des Radius der Justierlasers der Aufsammeloptik (rechts). Der Strahlverlauf des Fallenlaser entspricht mit $M^2 = 1,08$ einer Gaußmode. Bei dem kleinen Fokus der Aufsammeloptik sind durch Linsenfehler Abweichungen zur Gaußmode entstanden ($M^2=1,8$)

Strahlradien und Fallentiefe

Die gemessenen Strahlradien von Fallenstrahl und Justierstrahl der Aufsammeloptik zeigt Abb. 3.19. Links der Fallenstrahl mit einem Radius im Fokus von $w_0 = 3,9 \mu\text{m}$, rechts der kleinere Fokus der Aufsammeloptik mit einem Radius von $w_0 = 2,6 \mu\text{m}$. Der Strahlradius des Fallenlasers im Fokus bestimmt sowohl die Fallenfrequenzen (Kap. 2.4.3 und Kap. 3.3.1) als auch die Fallentiefe. Letztere lässt sich durch

$$V_{max}[\text{MHz}] = 12,6 \frac{P[\text{mW}]}{w_0^2[\mu\text{m}^2]} \quad (3.11)$$

ausdrücken, welches bei dem im Aufbau vorhandenen Fokusradius von $w_0 = 3,9 \mu\text{m}$ folgenden Zusammenhang ergibt:

$$V_{max}[\text{MHz}] = 0,8 P[\text{mW}]. \quad (3.12)$$

Dichroitischer Spiegel

Zur Überlagerung des Fallenlaserlichts (850 nm) mit dem Strahlengang des Fluoreszenzlichts (780 nm), bzw. zur Trennung des Fluoreszenzlichts vom Streulicht des Fallenlasers, wird ein dichroitischer Spiegel verwendet. Es ist ein Kurzpasskantenfilter, welcher 780 nm transmittiert und 850 nm reflektiert. Seine Besonderheit besteht darin, dass die Transmission für alle Polarisierungen des Fluoreszenzlichts unter einem Einfallswinkel von ca. 18° gleich ist (98%). Somit ist es möglich, die Polarisation des emittierten Photons in verschiedenen Basen zu messen, ohne dass Unterschiede in der Transmission der verschiedenen Polarisationskomponenten den Kontrast der Koinzidenzmessung als Nachweis für Verschränkung verringern (Kap. 2.1).

3. Experimenteller Aufbau

Die Transmission von Licht der Wellenlänge 850 nm beträgt für horizontale Polarisation 0,086% sowie für vertikale Polarisation 0,045%. Dies könnte zu einer erhöhten Untergrundzählrate führen, da bei der Koinzidenzmessung anstelle eines vom Atom emittierten Photons auch ein gestreutes Fallenlichtphoton gemessen werden kann. Ein zusätzlicher Interferenzfilter kann zur stärkeren Unterdrückung des Fallenlichts eingesetzt werden.

Zur Winkeljustage des Kurzpasskantenfilters wurde linearpolarisiertes Licht der Wellenlänge 780 nm kontinuierlich mittels eines $\lambda/2$ Plättchens in einer motorisierten Rotationsstufe in seiner Polarisationsrichtung gedreht, sowie die Transmission dieses Lichts durch den Kurzpasskantenfilter auf die Ausgangslaserintensität normiert gemessen. Nach der Justage betragen die Transmissionsunterschiede zwischen horizontal und vertikal polarisiertem Licht weniger als 0,2%.

Justage

Wie bereits zu Beginn dieses Kapitels erwähnt, befindet sich der gesamte optische Aufbau der Dipolfalle auf einer separaten Grundplatte, die sich vom Ort der Vakuumzelle wegschieben lässt, und so den Zugang zu den Laserstrahlen am Ort der Falle ermöglicht. Sämtliches Laserlicht gelangt über Glasfasern auf diese Grundplatte, so dass durch das Verschieben keine Nachjustage erforderlich ist. Eine Veränderung der Optik auf dem übrigen Tisch hat nur ein Nachjustieren der Einkoppeloptik in die Glasfaser zur Folge.

Nach welchen Kriterien jedoch werden die Foki des Fallenstrahls ($w_0 = 3,9 \mu\text{m}$) und der Aufsammeloptik ($w_0 = 2,6 \mu\text{m}$) aufeinanderjustiert? Eine Möglichkeit bestände, bei Vorhandensein einer MOT, wie es bei den Einatomdipolfallen von Frese et al. [46] und Schlosser et al. [5] realisiert wurde, in folgendem Verfahren: Die Foki werden durch Minimierung des Fluoreszenzlichts aufeinander justiert. Liegt der Fokus der Aufsammeloptik im Bereich der MOT, wird aufgrund der hohen Dichte der Rb-Atome, an denen das Kühllicht streut, viel Fluoreszenzlicht detektiert. Am Ort der Falle streuen die Atome aufgrund der AC-Stark-Verschiebung weniger bis gar nicht, so dass bei idealem Überlapp der Aufsammeloptik mit der Falle das detektierte Fluoreszenzlicht minimal ist.

Für den Betrieb der hier vorgestellten Dipolfalle sollte keine MOT nötig sein. Da jedoch die Rb-Dichte in den reinen Melassestrahlen nicht hoch genug ist, um mittels des Fluoreszenzsignals justieren zu können, wurde hier ein anderer Weg beschritten (Abb. 3.20): Zur Ausrichtung quer zur Strahlachse, also in der x-y-Ebene, wird ein Justagemikroskop verwendet, das die Brennebene der Aufsammeloptik um einen Faktor von ca. 200 vergrößert. Das Bild des Justagemikroskops wird auf eine Mattscheibe projiziert und diese mit einer CCD-Kamera beobachtet. Zur Justage der Foki aufeinander wird allein die Position des Fallenlaser justiert. In der x-y-Ebene geschieht dies durch eine x-y-Verschiebeeinheit mit der die Faserkoppler relativ zur Auskoppellinse bewegt werden kann: Durch Verschieben der Faseröffnung quer zur optischen Achse verlässt das Licht die erste Linse schiefparallel, und der Fokus wandert in der Brennebene.

Die Position in der z-Richtung ist mittels des Justagemikroskopes nicht direkt zugänglich: Unterschiede des Brechungsindex des Vakuumkammerglases und der Linsen für beide Wel-

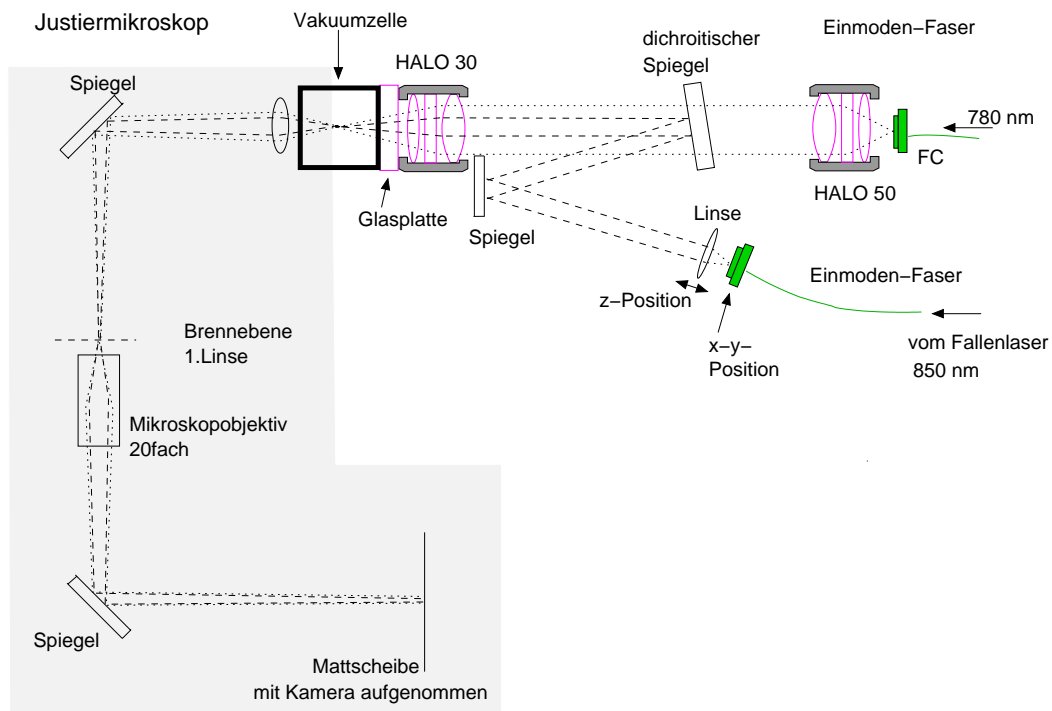


Abbildung 3.20.: Schematischer Aufbau des Justagemikroskops

lenlängen lassen die Foki an zueinander verschobenen Positionen erscheinen. Die z-Positionen der Foki werden zuerst zur Deckung gebracht, indem eine Lochblende mit $5 \mu\text{m}$ Öffnungsradius am Ort des Fokus der Aufsammeloptik positioniert wird (maximaler Durchgang 50%). Auf diese Lochblende wird anschließend der Fallenstrahl mit maximalem Durchgang justiert. Diese Justage wird die absolute z-Position der Foki mit einer Rasierklinge vermessen und leicht nachjustiert.

Mit dem Wissen, dass beide Foki übereinanderliegen, lässt sich ein Referenzbild der Strahlen mit dem Justagemikroskop aufnehmen, welches angibt, wie stark die chromatische Aberration ist, bzw. wie weit die beiden Foki im Mikroskopbild gegeneinander verschoben sind, wenn sie in der Vakuumpumpe zur Deckung gebracht wurden. Dieses Referenzbild zeigt Abb. 3.21, wobei der Fallenstrahl in der x-y-Ebene um ca $30 \mu\text{m}$ verschoben wurde. Damit sind die Justierkriterien allein mit dem Justagemikroskop folgende: Bei niedriger Laserintensität, um die CCD-Kamera, die das vergrößerte Abbild der Foki aufnimmt, nicht zu überblenden, wird der Fokus des Hilfslasers abgebildet. Nun wird die Intensität beider Laser maximiert und es sollte kein Beugungsring um den 780 nm Fokus entstehen. Der Fallenlaser wird in seine z-Position so eingestellt, dass die 1. Ordnung Beugungsring gut, die 2. Ordnung ganz leicht zu sehen sind. Dieses Bild ist in Abb. 3.21 mit der z-Position Null versehen. Die Reihe der Bilder ist aufgenommen, indem die Gegenstandsebene des Justiermikroskops an verschiedenen z-Positionen der justierten Strahlen liegt.

3. Experimenteller Aufbau

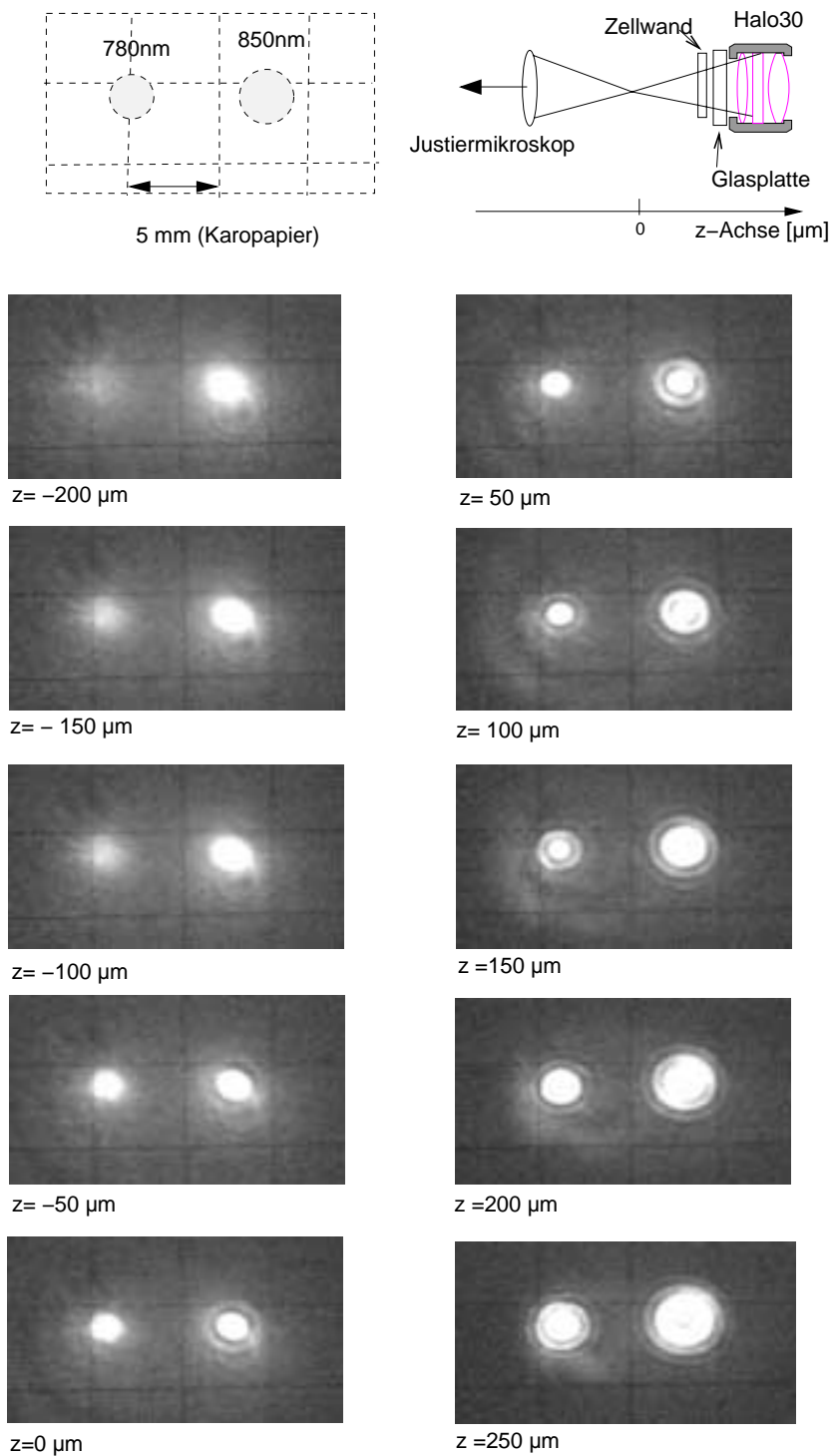


Abbildung 3.21.: Mit dem Justiermikroskop aufgenommene Bilder aus der Umgebung der Foki, die am gleichen Punkt der z-Achse liegen. Die beiden Strahlengänge sind dazu seitlich verschoben worden, links der Justierlaser der Aufsammeloptik, rechts der Fallenlaser.



Abbildung 3.22.: 'Auf den Punkt gebracht': die Strahlen galten vor dem Verschieben der Grundplatte als justiert auf einen gemeinsamen Punkt... Eine Nachjustage mit Rb-Fluoreszenz ist nötig!

Kühlstrahlen

Das Licht des Kühllasers wird mit dem Licht des Rückpumpasers auf dem optischen Tisch zur Deckung gebracht und gemeinsam, jedoch mit unterschiedlicher Polarisierung in eine Faser eingekoppelt, über die es auf die Grundplatte der Dipolfalle gelangt. Dort wird es über polarisationsabhängige Strahlteilerplatten in drei Strahlen aufgeteilt, die je ein Drittel der Intensität des Kühllasers haben. Diese drei Strahlen sind in Abb. 3.16 auf der vorderen Hälfte der Grundplatte zu sehen. Zum idealen Kühlen werden sie aus drei zueinander senkrechten Richtungen am Ort der Falle zur Deckung gebracht. Dies ist hier nur fast der Fall. Während einer der drei Strahlen horizontal, senkrecht zum Fallenstrahl durch die Vakuumzelle verläuft, werden die beiden anderen hochgeführt und durchkreuzen unter einem Winkel von 28° zur Lotrechten die Vakuumzelle. Alle drei Strahlen sind so eingestellt, dass das Kühllicht linear polarisiert ist (siehe Polarisationsgradientenkühlen Kap. 2.5.2). Hinter der Zelle wird es in sich zurückreflektiert, wobei die Polarisierung senkrecht zur hinlaufenden Welle eingestellt wird. Dazu wird ein justierbares $\lambda/4$ -Plättchen vor dem Spiegel zur Zurückreflektion angebracht.

Um die Kühlstrahlen mit dem Ort der Falle zur Deckung zu bringen gab es verschiedene Justierversuche. Die Spitze einer Nadel wurde im Fallenwaist positioniert (maximale Streuung) und auf diese die Kühlstrahlen zur Deckung gebracht. Danach wurde die Grundplatte unter die Vakuumzelle geschoben. Die Reproduzierbarkeit der Justierung ist aufgrund der Konstruktion der Grundplatte nicht ausreichend, wie das Bild 3.22 zeigt, auf welchem die Kühlstrahlen bei geheizter Rb-Quelle zu sehen sind. Durch zusätzliche Befestigungsmöglichkeiten der Grundplatte in ihrer Mitte wurde erreicht, dass der Aufbau nach justieren an einem Ort mechanisch stabil ist. Allerdings ist es nötig die Kühlstrahlen sobald die Grundplatte an ihrem Ort unter der Vakuumkammer steht, nachzujustieren, während bei geheizter Rb-Quelle die Strahlen mit

CCD-Kameras aus drei Raumrichtungen beobachtet werden. Den Ort der Falle erkennt man durch Einschalten des Justierlasers der Aufsammeloptik. Auch dieser Strahl ist durch Fluoreszenz zu sehen, jedoch verschwindet er am Ort der Falle, da er hier so klein ist, dass bei der geringen Atomdichte fast keine Atome aus diesem Bereich streuen. Mit dieser Methode ist es möglich, die Kühlstrahlen auf eine halbe Strahlbreite aufeinander zu justieren.

3.4.2. Magnetfeldkompensation

Aufgrund der Ionengetterpumpe ist am Ort der Falle ein Magnetfeld in der Größenordnung von ca. 2 G vorhanden. Dieses Magnetfeld führt zu einer Zustandsaufspaltung der verschiedenen magnetischen Unterzustände des Atoms von ca. 2 MHz. Dadurch sind die Übergangsfrequenzen für verschiedene Polarisierungen des Lichts unterschiedlich. Da der hin- und der zurücklaufende Kühlstrahl senkrecht zueinander polarisiert sind (Kap.2.5.2) führt dies zu einer unterschiedlichen Streurrate aus den beiden Strahlen. Damit entsteht eine Kraft in Richtung des Strahls, welcher aufgrund seiner Polarisation den Übergang mit der kleinsten Übergangsfrequenz treibt. Damit diese Kraft aufgrund des Magnetfelds beim Einfangen des Atoms nicht stört und um die magnetischen Unterzustände ununterscheidbar zu machen, wie es für die Erzeugung der Verschränkung nötig ist, wird das Magnetfeld am Ort der Falle kompensiert. Dazu sind drei Paare aus Spulen mit quadratischem Querschnitt (Kantenlänge 10cm) um den Ort der Falle würfelförmig angeordnet. Jede einzelne Spule besteht aus 10 Windungen eines 10-adrigen Flachbandkabels, welches am Ende um eine Ader versetzt verbunden ist. Dies entspricht somit einer Spule mit 100 Windungen. Damit erreicht man bei einem Strom von maximal 250 mA, ein Magnetfeld von ca. 2,5G für jedes Spulenpaar. Zur Kompensierung des Magnetfelds wird dieses mit einer Hall-Sonde gemessen, und der Strom an den Spulenpaaren so eingestellt, dass das Magnetfeld in allen drei Raumrichtungen minimal wird. Da man nicht exakt am Ort der Falle messen kann, sondern nur in der Umgebung der Vakuumzelle, lassen sich die Magnetfelder mit dieser Methode auf etwa 50 mG kompensieren. Ein Magnetfeld dieser Größe hat wenig Einfluss auf den Kühlmechanismus. Damit ist diese Kompensation ausreichend, das Atom zu fangen. Die genauere Magnetfeldkompensation für das geplante Experiment kann mithilfe der gefangenen Atome erfolgen.

4. Zusammenfassung und Ausblick

Um ein Atom mit einem Photon zu verschränken, ist es notwendig, ein einzelnes Atom fangen und handhaben zu können.

Im Rahmen der vorliegenden Diplomarbeit ist es gelungen, eine optische Dipolfalle für einzelne Rubidium - Atome (^{87}Rb) soweit aufzubauen, dass alle benötigten Komponenten vorhanden sowie soweit charakterisiert sind, dass sich daraus schließen lässt, ein einzelnes Atom fangen zu können.

Im Wesentlichen sind dies ein mit 850 nm weit rot zur D_2 Linien des Rb bei 780 nm verstimmter Fallenlaser, welcher auf einen Fokusradius von $w_0 = 3,9 \mu\text{m}$ fokussiert ist. Bei einer Laserleistung am Ort der Falle von 50 mW wird damit eine Falltiefe von 40 MHz erreicht, was zum Fangen von Atomen ausreichen sollte. Die Aufsammeloptik, mit der konfokal Fluoreszenzlicht aus der Falle aufgesammelt wird, betrachtet einen Bereich mit einem Fokusradius von nur $w_0 = 2,6 \mu\text{m}$. Es ist also sichergestellt, dass Licht aus der Umgebung des Fallenzentrums vernachlässigt werden kann. Die Transmission der Aufsammeloptik ist für alle Polarisierungen bis auf 0,2% gleich und erlaubt somit eine Messung der Polarisation der emittierten Photonen. Der Nachweis der Fluoreszenz selber hat eine Gesamteffizienz von 0,6%.

Die neben dem intensitätsstabilen Fallenstrahl außerdem notwendigen Laser zum Kühlen der Atome, zum Rückpumpen in den Kühlzyklus sowie ein Hilfslaser zur Frequenzstabilisierung sind als gitterstabilisierte Diodenlaser aufgebaut und durch dopplerfreie Sättigungsstabilisierung bzw. über ein Schwebungssignal relativ zueinander frequenzstabilisiert.

Das Schalten der Laserintensitäten sowie die Möglichkeit, die Frequenz der Laser kontinuierlich ändern zu können, geschieht über AOMs im Zweifachdurchgang.

Inzwischen ist auch die Magnetfeldkompensation am Ort der Falle fertiggestellt, und die Intensität des Fallenstrahls kann mittels eines AOMs geschaltet werden. Dadurch kann zum Kühlen in die Dipolfalle sowie zum weiteren Kühlen in der Dipolfalle zwischen Fallen- und Kühlstrahlen hin- und hergeschaltet werden, so dass sich tiefere Endtemperaturen erreichen lassen sollten. Die optische Dipolfalle ist soweit aufgebaut, dass ein Fangen von Atomen möglich sein sollte.

Die optische Dipolfalle ist die Grundlage für ein geplantes Experiment zum Nachweis von Atom-Photon-Verschränkung durch spontane Emission. Die Planung zur Durchführung dieses Experiments wurde im Laufe des Jahres konkretisiert und ging mit in den Aufbau ein. Im Wesentlichen sind dies die polarisationserhaltende Aufsammeloptik sowie ein optischer Zu-

gang orthogonal zum Fallenlaser für den zustandsselektiven Nachweis des Atoms. Die letzten Schritte zum Fangen eines Atoms sowie die Bereitstellung der Laser zur Präparation des Ausgangszustandes der spontanen Emission in zwei Zerfallskanäle und zum zustandsselektiven Nachweis des Atoms sind die Arbeit für die nächste Zeit mit dem Ziel, zwei verschiedene Quantensysteme miteinander zu verschränken. Dabei eignet sich die Kombination aus Atom und Photon besonders, um

In einem darauffolgenden weiteren Schritt könnte in diesem System mittels Quantenteleportation der Zustand eines Photons auf ein Atom übertragen werden, oder zwei Atome miteinander verschränkt werden. Dazu können beispielsweise zwei Dipolfallen nebeneinander mit derselben Optik erzeugt werden, in denen je ein Atom gefangen und zur spontanen Emission eines Photons angeregt wird. Durch Überlagerung der zwei emittierten Photonen an einem Strahlteiler können die Atome untereinander verschränkt werden. Sowohl das Atom als auch das Photon können als Qubits in der Quanteninformationsverarbeitung verwendet werden. Dabei eignet sich die Kombination aus Atom und Photon besonders, um einerseits das Atom als Träger der Information an einem Ort zu halten, andererseits durch das Photon den Quantenzustand eines Systems in ein anderes zu transferieren.

Der Nachweis von Verschränkung, gleichbedeutend mit der Verifizierung der Nichtlokalität der Quantenmechanik, wurde bisher an Photonenpaaren geführt. Für diese ist die Nachweiseffizienz aufgrund der Detektoren kleiner als 100%, so es verschiedene theoretische Überlegungen gibt, wie das Ergebnis von Koinzidenzmessungen in verschiedenen Bases auch ohne das Vorhandensein von Nichtlokalität, das Vorliegen eines verschränkten Zustandes, erklärt werden kann. Der Zustand eines Atoms kann jedoch mit nahezu hundertprozentiger Sicherheit gemessen werden, und das letzte Schlupfloch, dass die Quantenmechanik nicht der Realität entspricht, experimentell überprüft und vielleicht geschlossen werden.

A. Rubidium

In diesem Abschnitt sind einige für das Experiment relevanten Daten von ^{87}Rb zusammengestellt [49, 27]:

natürlicher Isotopenanteil von ^{87}Rb	27,83%
Kernspin I	3/2
Masse m	86,9092 u
Vakuumwellenlänge der D_2 -Linie λ	780.241
Lebensdauer $5^2P_{1/2}$ τ	28,5 ns
Linienbreite des D_2 -Übergangs γ	$2\pi \cdot 6,01$ MHz
Sättigungsintensität I_S	1,653 mW/cm ²
Dopplergeschwindigkeit v_D	0,1185 m/s
Dopplertemperatur T_D	140 μK
Rückstoßgeschwindigkeit v_r	0,00602 m/s
Rückstoßtemperatur T_r	0,37 μK

A. Rubidium

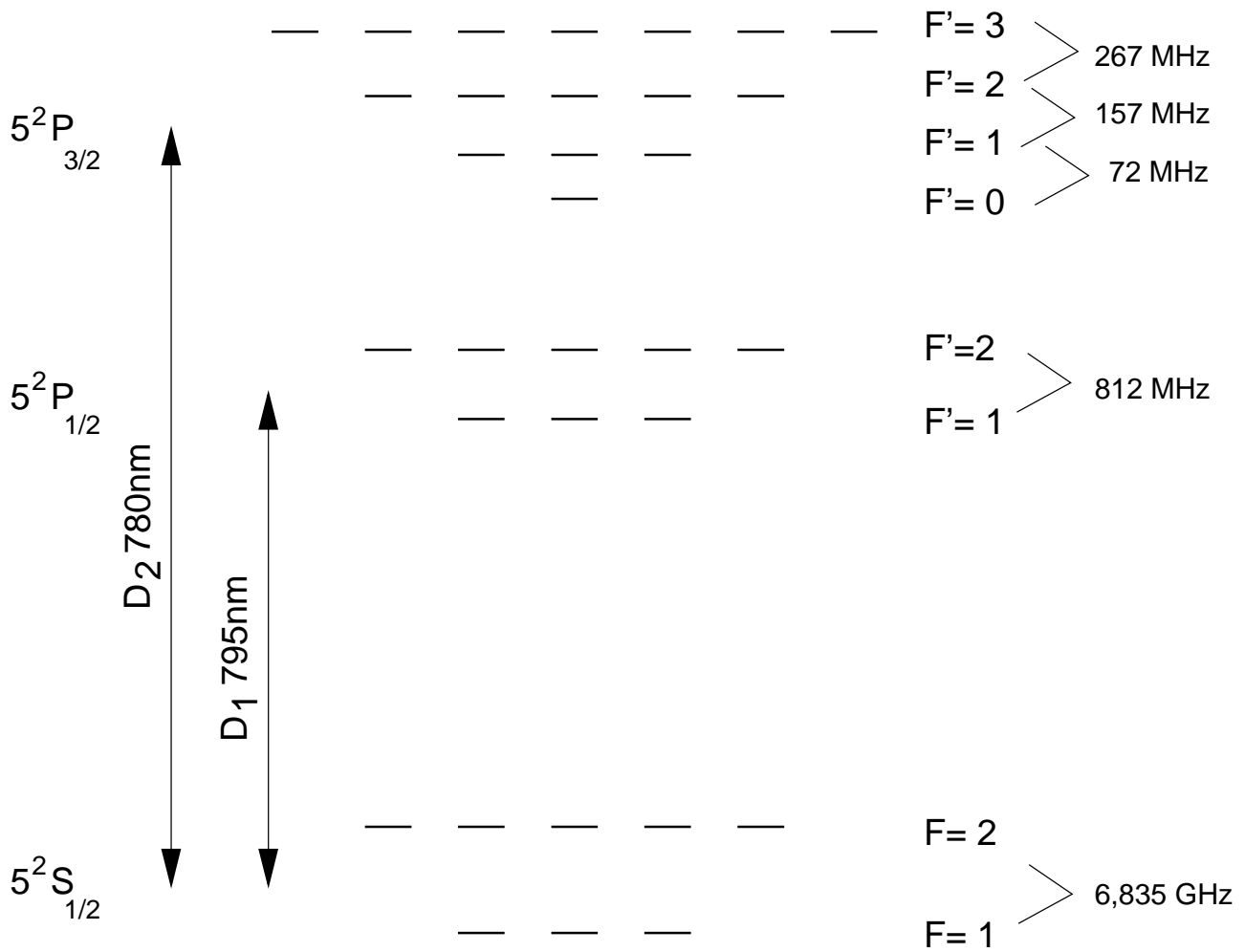


Abbildung A.1.: Thermschema von ^{87}Rb

Nomenklatur

Die in diese Diplomarbeit verwendete Nomenklatur orientiert sich an [27] und [26]

Parameter	Definition	Beschreibung
α_s		statische Polarisierbarkeit
β		Dämpfungskonstante
Δ	$\omega_L - \omega_0$	Laserverstimmung
γ	$1/\tau$	spontane Zerfallsrate, Linienbreite
Γ		Dämpfungsrate
Γ_{streu}		Streurrate
I		Kernspin
I_{sat}	$\pi \hbar c / 3 \lambda^3 \tau$	Sättigungsintensität
ω_0		Kreisfrequenz des Atomübergangs
ω_L		Laserkreisfrequenz
Ω	$-eE_0/\hbar \langle e \hat{d} g \rangle$	Rabikreisfrequenz
s_0	$I/I_{sat} = 2 \Omega ^2/\gamma$	Sättigungsparameter, on-resonant
T	$m \langle v^2 \rangle / k_B$	Temperatur
τ		Lebensdauer des Übergangs
v_C	γ/k	Einfanggeschwindigkeit
v_D	$\sqrt{\hbar\gamma/2m}$	Dopplergeschwindigkeit
v_r	$\hbar k/m$	Rückstoßgeschwindigkeit
V_{dip}		Dipolpotential
V_{max}	$\alpha_s P / \pi c \epsilon_0 w_0^2$	Potentialtiefe im Fallenminimum
w_0		waist, Strahldurchmesser im Fokus
z_R	$\pi \omega_0^2 n / \lambda$	Rayleigh-Länge

B. Übersichtsfoto des Aufbaus

Auf der folgenden Seite ist ein Übersichtsfoto des Gesamtaufbaus zu sehen. Im Vordergrund befinden sich die drei gitterstabilisierten Diodenlaser (v.l.n.r.):

- Der Kühllaser, welcher mit dopplerfreier Sättigungsspektroskopie an einer Rb-Dampfzelle stabilisiert ist, und der gerade über den Tisch rüber durch einen *AOM-dopple-pass* läuft.
- Der Hilfslaser, welcher ebenfalls spektroskopisch stabilisiert wird, und auf einer Photodiode (eckiger Kastenrechts vor Hilfslaser) mit Licht des Rückpumpasers überlagert wird.
- Der Rückpumpaser, welcher auf den Hilfslaser über ein Schwebungssignal stabilisiert ist, und desseln Licht gerade über den Tisch in einen *AOM-dopple-pass*-Aufbau läuft.

Rechts daneben diesen drei Lasern, in der Mitte des Tisches, sieht man das *Fabry-Perrot*-Interferometer (helles Alurohr), mit dem die Wellenlänge aller Laser laufend dargestellt wird. Links hinten auf dem Tisch befindet sich der Fallenlaser.

Und rechts hinten ist ein Großteil des optischen Aufbaus der Dipolfalle selber zu sehen: die Grundplatte, auf die alles Licht über Glasfasern geleitet wird und zu erahnen im rechten äußeren Eck die Magnetfeldkompensation, in deren Mitte sich die Vakuumglaszelle befindet.

Literaturverzeichnis

- [1] A.Ashkin. *Acceleration and Trapping of Particles by Radiation Pressure*. Phys. Rev. Lett., **24**, 156 (1970).
- [2] A.Ashkin. *Trapping of Atoms by Resonance Radiation Pressure*. Phys. Rev. Lett., **40**, 729 (1978).
- [3] J.P.Gordon, A.Ashkin. *Motion of atoms in a radiation trap*. Phys. Rev. A, **21**, 1606 (1980).
- [4] S.Chu, J.E.Bjorkholm, A.Ashkin, A.Cable. *Experimental Observation of Optically Trapped Atoms*. Phys. Rev. Lett., **57**, 314 (1986).
- [5] N.Schlosser, G.Reymond, I.Protsenko, P.Grangier. *Sub-poissonian loading of single atoms in a microscopic dipole trap*. Nature, **411**, 1024 (2001).
- [6] T.Calarco, H.J.Briegel, D.Jaksch, J.I.Cirac, P.Zoller. *Entangling neutral atoms for quantum information processing*. J. Mod. Opt., **47**, 2137 (2000).
- [7] G.K.Brennen, I.H.Deutsch, P.S.Jessen. *Entangling dipole-dipole interactions for quantum logic with neutral atoms*. Phys. Rev. A , **83**, 062309 (2000).
- [8] T.Pellizari, S.A.Gardiner, J.F.Cirac, P.Zoller. *Decoherence, Continous Observation, and Quantum Computing: A Cavity QED Model*. Phys. Rev. Lett, **75**, 3788 (1995).
- [9] P.G.Kwiat, K.Mattle, H.Weinfurter, A.Zeilinger. *New High-Intensity Source of Polarization-Entangled Photon Pairs*. Phys. Rev. Lett., **75**, 4337 (1995).
- [10] A.Einstein, B.Podolsky, N.Rosen. *Can quantum-mechanical description of physical reality be considered complete?* Phys.Rev., **47**, 777 (1935).
- [11] J.S.Bell. *On the Einstein-Podolsky-Rosen Paradox*. Physics, **1**, 195 (1935).
- [12] Jürgen Volz *Kompakte Festkörperlichtquelle für verschränkte Photonen*. Diplomarbeit, LMU München, 2000.
- [13] J.F.Clauser, M.A.Horne, A.Shimony, R.A.Holt. *Proposed Experiment to Test Local Hidden-Variable Theories*. Phys. Rev. Lett., **23**, 880 (1969).

- [14] J.R.Kuklinski, U.Gaubatz, F.T.Hioe, K.Bergmann. *Adiabatic population transfer in a three-level system driven by delayed laser pulses*. Phys. Rev. A, **40**, 6741 (1989).
- [15] N.V.Vitanov, S.Stenholm. *Analytic properties and effective two-level problems in stimulated Raman adiabatic passage*. Phys. Rev. A, **55**, 648 (1997).
- [16] N.V.Vitanov, S.Stenholm. *Population transfer via a decaying state*. Phys. Rev. A, **56**, 1463 (1997).
- [17] I.Bergström, C.Carlberg, R.Schuch, eds. *Trapped charged particles and fundamental applications*. World Scientific, Singapore, 1995.
- [18] P.K.Ghosh. *Ion Traps*. Clarendon Press, Oxford, 1995.
- [19] D.Prichard, E.Raab, V.Bagnato, C.Wieman, N.Watts. *Light traps using Spontaneous Forces*. Phys. Rev. Lett., **57**, 310 (1986).
- [20] E.L.Raab, M.Prentiss, A.Cable, S.Chu, D.E.Pritchard. *Trapping of neutral sodium atoms with radiation pressure*. Phys. Rev. Lett., **59**, 2632 (1987).
- [21] A.Migdall, J.Prodan, W.Phillips, T.Bergemann, H.Metcalf. *Observation of Magnetically Trapped Neutral Atoms*. Phys. Rev. Lett., **54**, 2596 (1985).
- [22] T.Bergeman, G.Erez, H.J.Metcalf. *Magnetostatic Trapping Fields of neutral atoms*. Phys. Rev. A, **35**, 1535 (1987).
- [23] T.Walker, P.Feng, D.Hoffmann, R.S.Williamson. *Spin-polarized spontaneous-force atom trap*. Phys. Rev. Lett., **69**, 2168 (1992).
- [24] G.A.Askar'yan. *Effects of the gradient of a strong electromagnetic beam on electrons and atoms*. Sov. Phys. JETP, **15**, 1088 (1962).
- [25] V.S.Letokhov. *Doppler line narrowing in a standing light wave*. JETP Lett., **7**, 272 (1968).
- [26] R.Grimm, M.Weidemüller, Y.B.Ovchinnikov. *Optical Dipole Traps for Neutral Atoms*. Adv.At.Mol.Opt.Phys., arXiv: physics/9902072 24 Febr 1999, 95 (2000).
- [27] H.J.Metcalf, P.van der Straten. *Laser Cooling and Trapping*. Springer, 1999.
- [28] S.Chu, L.Hollberg, L.E.Bjorkholm, A.Cable, A.Ashkin. *Three-Dimensional Viscous Confinement and Cooling of Atoms by Resonance Radiation Pressure*. Phys. Rev. Lett., **55**, 48 (1985).
- [29] Rainer Scheunemann. *Lichtgebundene Atome: Manipulation kalter Atome in mesoskopischen optischen Gittern*. Dissertation, LMU München, 2000.

- [30] Paul D.Lett, Richard N. Watts, Christoph I.Westbrook, William D.Phillips. *Observation of Atoms Laser Cooled below the Doppler Limit*. Phys. Rev. Lett., **61**, 169 (1988).
- [31] C.S.Adams. *Laser Cooling and Trapping of Neutral Atoms*. Prog. Quant. Electro., **21**, 1 (1997).
- [32] Susanne Friebel. *Microfallen aus Licht zur Speicherung kalter Atome*. Dissertation, LMU München, 1998.
- [33] D.Schrader, S.Kuhr, W.Alt, M.Müller, V.Gomer, D.Meschede. *An optical conveyor belt for single neutral atoms*. preprint arXiv:quant-ph/0107029 5 Nov 2001, 2001.
- [34] J.D.Jackson. *Klassische Elektrodynamik*. Walter de Gruyter, 1983.
- [35] Christian Kurtsiefer. *Versuch zu Gaußscher Strahlenoptik*. Praktikumsanleitung, 1999.
- [36] J.Fortagh, A.Grossmann, T.W.Hänsch, C.Zimmermann. *Fast loading of a magneto-optical trap from a pulsed thermal source*. J. Appl. Phys., **84**, 6499 (1998).
- [37] Markus Greiner. *Magnetischer Transfer von Atomen: Ein Weg zur einfachen Bose-Einstein-Kondensation*. Diplomarbeit, LMU-München, 2000.
- [38] C.E.Wieman, L.Hollberg. *Using Diode Lasers for Atomic Physics*. Rev. Scient. Instr., **62**, 1 (1991).
- [39] 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*. Opt. Com., **117**, 541 (1995).
- [40] Olaf Mandel. *Phasenstarr gekoppelte Diodenlaser bei 6,8 GHz*. Praktikumsbericht, 1999.
- [41] T.W.Hänsch, M.D.Levenson, A.L.Schawlow. *Hyperfine Structure of a Molecular Iodine Line*. Phys. Rev. Lett., **26**, 946 (1971).
- [42] W.Demtröder. *Laserspektroskopie*. Springer, 2000.
- [43] G.C.Bjorklund, M.D.Levenson, W.Lenth, C.Ortiz. *Frequency Modulation (FM) Spectroscopy*. Appl.Phys.B, **32**, 145 (1983).
- [44] U.Schünemann, H.Engler, R.Grimm, M.Weidemüller, M.Zielonkowski. *Simple scheme for tunable frequency offset locking of two lasers*. Rev. Sci. Instrum., **70**, 242 (1999).
- [45] *Acousto-Optic: application note - modulator model 3000 series*. Crystal Technology, Inc., 1999.

- [46] D.Frese, B.Ueberholz, S.Kuhr, W.Alt, D.Schrader, V.Gomer, D.Meschede. *Single Atoms in an Optical Dipole Trap: Towards a Deterministic Source of Cold Atoms*. Phys. Rev. Lett., **85**, 3777 (2000).
- [47] M.Young. *Optics and Lasers*. Springer, 2000.
- [48] T.F.Johnston. *Beam propagation (M^2) measurement made as easy as it gets: the four-cuts method*. Appl. Opt., **37**, 4840 (1998).
- [49] A.A.Radzig, B.M.Smirnov. *Reference Data on Atoms, Molecules and Ions*. Springer Series in Chemical Physics, Vol.31, Springer, 1985.

Danksagung

Zum Schluss einen Dank all jenen, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen und mich im vergangenen Jahr unterstützt haben. Dieser Dank geht besonders an:

Prof. Harald Weinfurter für die unkomplizierte Aufnahme in seine Gruppe. Für seine zurückhaltende und beobachtende Art, einem Freiheiten aber gleichzeitig auch mitdenkend Impulse zu geben.

Christian Kurtsiefer, der immer mit Ideen und Wissen sprüht und alles stehen und liegen lässt, sobald man mit Fragen zu ihm kommt.

Markus Weber, der eine Doktorand unseres Dreierteams, der mir von der Gelegenheit, ein Experiment neu mit aufzubauen erzählte, für seine anpackende Art und den frischen Wind, den er immer wieder neu aufgebracht hat.

Jürgen Volz, der andere Doktorand im Fallenteam, für seine Zeit und Hilfsbereitschaft: Von Ragalbohrungen über Computerinstallationen hin zu Informationsweiterleitungen und physikalischen Diskussionen.

Alle anderen Mitarbeiter der AG Weinfurter für die offene und hilfsbereite Atmosphäre: Christoph Braig, Matthäus Halder, Patick Zarda, Oliver Schulz und Chunlang Wang sowie den Garchingern Mohamed Bourennane, Manfred Eibl, Sascha Gaertner und Nicolai Kiesel, und den gesamten Lehrstuhl Hänsch.

Toni Scheich, bei dem ich die langen Tage des AOM-Treiber Lötens verbracht habe, Gabi Gschwendtner und Nicole Schmidt, die es unter lauter Physikern nicht immer leicht haben und Herrn Rausch als Ansprechpartner der technischen Werkstatt für die schnellen und unkomplizierten Lösungen.

Anne, Bruno, Carsten, Dietrich, Doro, Ela, Friedhelm, Georg, Hinrich, dafür, abwechselnd meine Zweifel an mir und der ganzen Physikwelt ernst genommen oder als unwesentlich definiert zu haben.

Meine Eltern für die Unterstützung und Finanzierung des Studiums, und

Meinen Vater: "Viel Glück für Deine Diplomarbeit" – dieser Wunsch prägte die Zeit sehr und sein stilles Rückrat, sowie sein umsichtiges Interesse aber auch sein Humor fehlen.

Doch – ich hatte Glück: Die Arbeit in dem lebensfrohen, manchmal leicht chaotischen Institut von Prof. Harald Weinfurter war immer sehr abwechslungsreich, so dass ich mich rundrum nur bedanken kann!