



JOHANNES GUTENBERG
UNIVERSITÄT MAINZ

Aufbau einer Magneto-Optischen Falle

von

Christina Meyer

Bachelorarbeit in Physik
vorgelegt dem Fachbereich Physik, Mathematik und Informatik (FB 08)
der Johannes Gutenberg-Universität Mainz
am 27. Mai 2015

1. Gutachter: Prof. Dr. Patrick Windpassinger
2. Gutachter: Prof. Dr. Jochen Walz

Ich versichere, dass ich die Arbeit selbstständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt sowie Zitate kenntlich gemacht habe.

Mainz, den 27.05.2015

Christina Meyer
QUANTUM
Institut für Physik
Staudingerweg 7
Johannes Gutenberg-Universität D-55099 Mainz
cmeyer01@students.uni-mainz.de

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung	1
2. Theoretische Grundlagen	2
2.1. Funktionsweise einer Magneto-Optischen Falle	2
2.1.1. Das Magnetfeld der Falle	3
2.1.2. Rotverschiebung der Laser	4
2.1.3. Polarisation des Lasers	5
2.2. Atomare Struktur von Rubidium	6
2.3. Laserstabilisierung	7
2.3.1. Frequenzmodulations-Spektroskopie	7
2.3.1.1. Methode 1 – Modulation der Laserfrequenz	7
2.3.1.2. Methode 2 – Modulation der Resonanzfrequenz	8
2.3.2. Dopplerfreie-Spektroskopie	9
2.3.3. Laserlocking und Erzeugung des Fehlersignals	11
3. Experimentelle Umsetzung	12
3.1. Experimenteller Aufbau	12
3.1.1. System 1 - Kühlungs-Laser	14
3.1.2. System 2 - Rückpump-Laser	15
3.1.3. Die Glaskammer	16
3.1.4. Die Laserlocking-Systeme	18
3.1.5. Charakterisierung des Magnetfeldes	19
3.2. Laserlocking	19
3.2.1. Bewertung der Laserlocking-Systeme	20
3.3. Kühlen und Einfangen der Atome	21
3.3.1. Ergebnisse des ursprünglichen Aufbaus	22
3.3.2. Ergebnisse des neuen Aufbaus	23
3.3.3. Vergleich beider Aufbauten	24
4. Zusammenfassung und Fazit	26
A. Anhang	27

1. Einleitung

1997 erhielten Steven Chu, Claude Cohen-Tannoudji und William Daniel Phillips den Nobelpreis der Physik „for development of methods to cool and trap atoms with laser light“ [15]. Eine dieser dabei entwickelten Methoden ist die 1987 von S. Chu und D.E. Pritchard fertiggestellte Magneto-Optische Falle (MOT, aus dem englischen *magneto-optical trap*), basierend auf der Arbeit von W.D. Phillips [16] [10]. Heute ist diese ein nicht mehr wegzudenkendes Hilfsmittel in der Atomphysik, um Atome auf Temperaturen unter ein Millikelvin zu kühlen und einzufangen. Eine sehr bekannte Anwendung einer MOT ist das Vorkühlen bei der Herstellung eines Bose-Einstein Kondensats [3] [4], das zum Beispiel für Quantensimulation benötigt wird [5].

Gerade weil die MOT ein solch grundlegendes Hilfsmittel darstellt, ist sie eine geeignete Wahl für ein Projekt im Rahmen des Fortgeschrittenen Praktikums für den Master of Science in Physik, begleitend zur Vorlesung 'Laserspektroskopie', um den Studenten einen Einblick in die Laborarbeit der Quantenoptik geben zu können. Daher ist Ziel dieser Arbeit zunächst eine MOT aufzubauen, um sie anschließend wieder abzubauen und im Rahmen des Praktikums von anderen Studenten aufbauen zu lassen.

Auf die Vakuumkammer und Laser wird in dieser Arbeit nicht eingegangen, da beide Komponenten zu Beginn meiner Arbeit schon fertig gestellt waren und eine Erklärung ihrer Funktionsweise den Rahmen einer Bachelorarbeit überschreiten würden.

In der Arbeit selbst möchte ich im zweiten Kapitel zunächst die Theorie, die hinter der MOT steht, weitestgehend zusammenfassen. Dabei wird es vor allem um grundlegende Effekte gehen, die für eine MOT genutzt werden. Danach werde ich mich mit den Übergängen von Rubidium befassen, da dieses hier gefangen und gekühlt werden soll und anschließend mit der Laserstabilisierung.

Im dritten Kapitel werde ich mich der experimentellen Umsetzung dieser Theorie widmen. Dabei werde ich zunächst den Aufbau selber erläutern, also die Anordnung der optischen Elemente, den Aufbau der Laserlocking-Systeme und das Magnetfeld. Danach werde ich qualitativ die Laserlocking-Systeme miteinander vergleichen, um im letzten Teil dieses Kapitels über die Erfolge und Misserfolge dieser Arbeit zu berichten.

Eine kurze Zusammenfassung der Kernelemente dieser Arbeit und deren Bewertung, auch in Hinsicht auf das Projekt als Praktikumsversuch, finden sich im letzten Kapitel.

Im Laufe dieser Arbeit wird häufig der Begriff 'locken' verwendet, dies ist ein Anglizismus dafür, dass der Laser fest auf eine Frequenz mithilfe eines dafür vorgesehen Systems (das Laserlocking-System) gesetzt wird.

2. Theoretische Grundlagen

Im Folgenden werden lediglich die grundlegenden Prinzipien der in dieser Arbeit verwendeten physikalischen Effekte dargelegt, da eine ausführliche Erläuterung dieser deutlich den Rahmen einer Bachelorarbeit überschreiten würden.

Ich verweise daher für ein tiefer gehendes Verständnis auf einschlägige Fachliteratur zu den Themen Atomphysik und Laserspektroskopie und auf die hier angegebenen Quellen.

2.1. Funktionsweise einer Magneto-Optischen Falle

Der folgende Abschnitt soll zu einer groben Übersicht der Funktionsweise einer MOT dienen, auf die einzelnen Effekte wird genauer in den anschließenden Abschnitten eingegangen.

Das Prinzip einer MOT beruht darauf, dass der Impuls der Photonen des Laserlichtes genutzt wird, um Atome in die Mitte der Falle zu bewegen, dabei abzukühlen und durch ein Magnetfeld einzufangen. Wichtig dabei ist das **Optische Pumpen**. Dieser Effekt bewirkt die benötigte Besetzungsinversion um die Atome anregen zu können. Dafür wird die Frequenz des Lasers auf einen atomaren Übergang abgestimmt, wodurch die Atome die Photonen absorbieren. Dieser Vorgang führt dazu, dass die Atome in Strahlrichtung eine Kraft erfahren, da die absorbierten Photonen ihren Impuls $\vec{p}_\gamma = \hbar\vec{k}$ auf die Atome übertragen. Wie in Abbildung 2.2 zu sehen, wird aus allen 6 Raumrichtungen dafür Laserlicht mit der selben Frequenz und Intensität auf einen Punkt gelenkt. Grundlegend dabei ist, dass die zwei gegenläufigen Strahlen den selben Wellenvektor \vec{k} , jedoch mit unterschiedlichen Vorzeichen besitzen. Dadurch werden Atome, die sich in den Strahlen aufhalten, abgebremst. Daher wird diese Anordnung als eine **Optische Melasse** bezeichnet. [7]

Um die gekühlten Atome fangen zu können, befindet sich der Aufbau in einem linearen inhomogenen Magnetfeld. Durch dieses Feld werden bei einem einfachen $J_g = 0$ zu $J_e = 1$ Übergang die Energieniveaus der Atome nach dem **anormalen Zeeman-Effekt** in seine drei Zeeman-Komponenten aufgespalten. Dabei stellt der Nullpunkt des Magnetfeldes auch gleichzeitig den Fallenmittelpunkt dar.

In einer eindimensionalen Falle in z -Richtung werden zwei Laserstrahlen aus entgegengesetzter Richtung aufgebaut, sodass sich eine Optische Melasse bildet. Durch das Magnetfeld wird bei $z > 0$ das Niveau $m_e = -1$ von der Resonanzfrequenz nach unten verschoben und $m_e = +1$ dagegen nach oben. Für $z < 0$ ist dieser Effekt, wie in Abbildung 2.1 zu sehen, gerade umgekehrt, dort ist $m_e = +1$ von der

2.1. FUNKTIONSWEISE EINER MAGNETO-OPTISCHEN FALLE

Resonanzfrequenz nach unten verschoben und $m_e = -1$ nach oben. [7] [14]

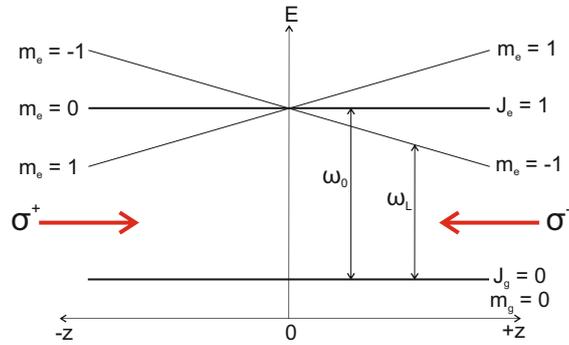


Abbildung 2.1.: Aufspaltung der Energieniveaus nach dem Anormalen Zeeman-Effekt entlang des Magnetfeldes in z -Richtung mit dem Minimum des Magnetfeldes bei $z = 0$.

Da die Falle linear aufgebaut ist, werden für eine 3D-Falle lediglich sechs statt zwei Laserstrahlen benötigt. Ebenso lässt sich dieser Mechanismus auf jeden $J_e = J_g + 1$ Zustand übertragen. [10]

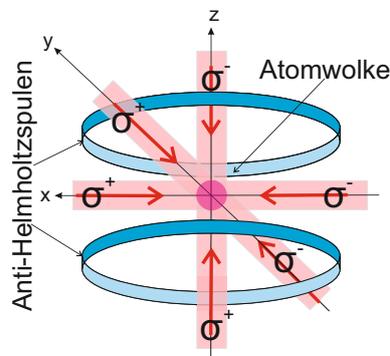


Abbildung 2.2.: Schematischer Aufbau einer 3D-MOT.

2.1.1. Das Magnetfeld der Falle

Im Folgenden wird wieder lediglich die z -Richtung der Falle betrachtet, die x - und y -Richtung folgen wegen der Symmetrie des Magnetfeldes analog.

Um das lineare inhomogene Magnetfeld zu erzeugen, werden Anti-Helmholtzspulen verwendet. Diese sind dadurch gekennzeichnet, dass der Strom in ihnen gegensinnig verläuft und durch die Wahl einer geeigneten Windungszahl und Abstandes ein konstanter Feldgradient im Inneren erzeugt wird. Das Magnetfeld im Inneren entlang der Symmetrieachse (z -Achse) ist gegeben durch:

2.1. FUNKTIONSWEISE EINER MAGNETO-OPTISCHEN FALLE

$$B(z) = \frac{\mu_0 \cdot N \cdot I \cdot R^2}{2} \left(\frac{1}{(R^2 + (z + \frac{a}{2})^2)^{\frac{3}{2}}} - \frac{1}{(R^2 + (z - \frac{a}{2})^2)^{\frac{3}{2}}} \right) \quad (2.1)$$

mit der Magnetische Feldkonstante μ_0 , der Windungszahl N , der Spulenstromstärke I , dem Spulenradius R und dem Abstand a der Spulen zueinander.

Da ein Magnetfeld mit einem linearen Feldgradienten für eine MOT benötigt wird, muss der Abstand der Spulen zueinander gleich ihrem Durchmesser sein, also $a = R$, womit sich die Gleichung verändert zu:

$$B(z) = \frac{\mu_0 \cdot N \cdot I \cdot R^2}{2} \left(\frac{1}{(\frac{5}{4}R^2 + z(z + R))^{\frac{3}{2}}} - \frac{1}{(\frac{5}{4}R^2 + z(z - R))^{\frac{3}{2}}} \right) \quad (2.2)$$

Für die Falle wird ein linearer Feldgradient benötigt, da somit die Größe der Aufspaltung der Energieniveaus nach dem anormalen Zeeman-Effekt variiert werden kann. Dies geschieht über den Zusammenhang:

$$\Delta E_Z = \mu \cdot m \cdot B(z) \quad (2.3)$$

mit der Magnetquantenzahl m . Das heißt, dass mit steigendem Magnetfeld auch die Aufspaltung linear zunimmt. [10]

2.1.2. Rotverschiebung der Laser

Da die zu fangenden Atome nicht in Ruhe sind, sondern sich mit der Geschwindigkeit \vec{v} bewegen, verändert sich die Absorptionsfrequenz ω_{Atom} der Atome durch den Dopplereffekt. Demnach gilt für die im Laborsystem gemessene Lichtfrequenz ω_L :

$$\omega_L = \omega_0 + \vec{k} \cdot \vec{v} \quad (2.4)$$

Mit der Resonanzfrequenz des Atoms in Ruhe ω_0 und dem Wellenvektor des Laserlichtes \vec{k} . Damit ändert sich die Absorptionsfrequenz des Atoms mit in z -Richtung einfallenden Licht zu [1]:

$$\omega_{Atom} = \omega_0 \cdot \left(1 + \frac{v_z}{c}\right) \quad (2.5)$$

Daran ist zu sehen, dass, um die Atome anregen zu können, rotverschobenes Licht benötigt wird. Die Frequenz des Lasers muss also unterhalb der Resonanzfrequenz des gewünschten Übergang liegen, damit die Atome die Frequenz des Lichtes als ihre Resonanzfrequenz sehen. Dies wird mithilfe eines akusto-optischen Modulators (AOM) erzielt.

Es muss ein solcher Modulator verwendet werden, anstatt einfach die Frequenz des Lasers rotzuverschieben. Würde die Frequenz des Lasers um 10 MHz von der Resonanzfrequenz nach unten verschoben werden, wäre der Laser am Ende wieder um

2.1. FUNKTIONSWEISE EINER MAGNETO-OPTISCHEN FALLE

10 MHz nach oben verschoben. Das liegt daran, dass die Laserfrequenz, bzw. die Resonanzfrequenz, moduliert wird (später dazu mehr). Dadurch wird zwar dasselbe Absorptionsspektrum erzeugt wie ohne Verschiebung, aber beim Locken wird wieder auf die Absorptionsfrequenz gelockt, wodurch der Laser nicht mehr rotverschoben ist. Der AOM beruht auf dem **akusto-optischen Effekt**, d.h. darauf, dass der Brechungsindex eines optischen Mediums durch die Anwesenheit von Schall verändert wird. Als optisches Medium wird ein Kristall verwendet, der ohne äußere Einflüsse die Eigenschaften des durch ihn propagierenden Strahls nicht verändert. Wird allerdings an den an ihm angebrachten Piezokristall eine Radiofrequenz angelegt, so oszilliert dessen Ausdehnung, wodurch in dem Kristall stehende akustische Wellen erzeugt werden. Diese Wellen sorgt dafür, dass ein Teil des eintretenden Strahls in Abhängigkeit seines Eintrittswinkels gebrochen wird und sich dabei dessen Frequenz gemäß

$$\omega_r = \omega_L + \Omega \quad (2.6)$$

ändert, mit der Frequenz der Phononen Ω . Die Ursache dafür ist, dass die Photonen mit den Phononen der akustischen Welle wechselwirken. Nach dieser Vorschrift ändert sich der Wellenvektor der gebrochenen Photonenwelle \vec{k}_r zu

$$\vec{k}_r = \vec{k}_L + \vec{q} \quad (2.7)$$

mit dem Wellenvektor der Phononenwelle \vec{q} [6]. Wie der Laser damit rotverschoben wird, ist in Abschnitt 3.1.1 genauer erklärt.

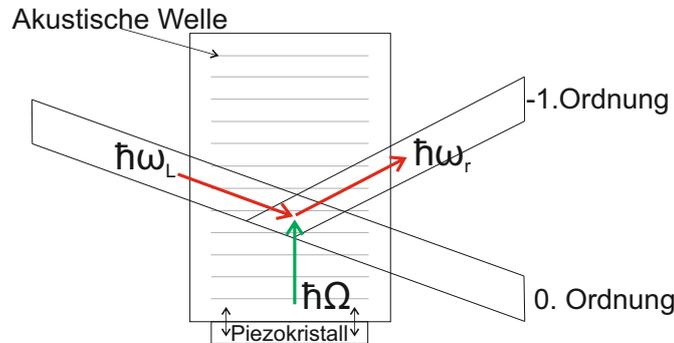


Abbildung 2.3.: Schematischer Aufbau eines AOMs von der Seite. In grün ist die Phononenwelle und in rot die Photonenwellen eingezeichnet.

2.1.3. Polarisation des Lasers

Um die Falle aufbauen zu können, wird schließlich zirkular polarisiertes Licht benötigt, denn nach den Zeeman-Auswahlregeln regt σ^\pm -Licht die Atome um $\Delta m = \pm 1$ an, da die Quantisierungsachse parallel zum Magnetfeld ist. Dadurch ist ansonsten keine Wechselwirkung mit den Atomen möglich, weshalb keine Anregung um $\Delta m = 0$ stattfindet. [8] [2]

2.2. ATOMARE STRUKTUR VON RUBIDIUM

Um nun Atome, die sich bei $z > 0$ aufhalten, anregen zu können, wird in $-z$ -Richtung σ^- -Licht eingestrahlt (siehe Abb. 2.2). Da das Magnetfeld so gewählt ist, dass dort durch die Zeeman-Aufspaltung die Zustände mit negativem m_e die Energiezustände unterhalb des Grundzustandes einnehmen, absorbieren die Atome dort mehr σ^- -Photonen als σ^+ -Photonen und es resultiert eine Kraft in Richtung $z = 0$. Analog wird in $+z$ -Richtung σ^+ -Licht eingestrahlt, da bei $z < 0$ die Zustände mit positiven m_e unterhalb der Resonanzfrequenz liegen und die Atome dort mehr σ^+ -Photonen als σ^- -Photonen absorbieren. [2] [10] Wie dies technisch umgesetzt wird, wird in Abschnitt 3.1.3 genauer erläutert.

2.2. Atomare Struktur von Rubidium

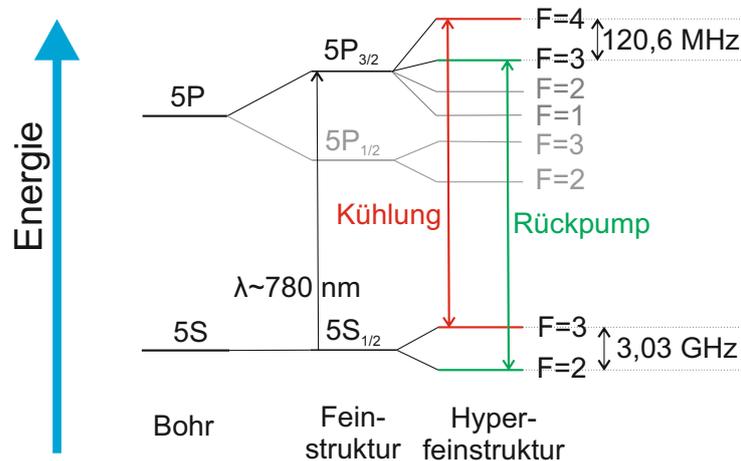


Abbildung 2.4.: Atomare Struktur von ^{85}Rb mit der Hyperfeinstruktur, eingezeichnet sind die verwendeten Übergänge. Die Aufspaltung der Niveaus ist nicht maßstabsgetreu.

Das Alkalimetall Rubidium tritt in einem natürlichen Isotopengemisch von etwa 72% Rubidium-85 (^{85}Rb) und 28% Rubidium-87 (^{87}Rb). Sein Grundzustand ist der $5s$ Zustand und ist gegeben durch:

$$1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6 3d^{10} 4s^2 4p^6 5s^1 \quad (2.8)$$

Durch das Laserlicht wird das äußere $5s$ Elektron auf das $5p$ Niveau angeregt, welches sich weiter aufspaltet in die Feinstruktur $5p_{1/2}$ und $5p_{3/2}$ (siehe Abb. 2.4). Betrachtet wird im Weiteren die D2-Linie von ^{85}Rb , also der Übergang $5s_{1/2} \rightarrow 5p_{3/2}$ mit der Übergangswellenlänge von 780 nm. Das Übergangsschema für ^{87}Rb ist im Anhang in Abbildung A.1 zu finden. [14]

Für die Falle wird der Hyperfeinübergang $F = 3 \rightarrow F' = 4$ zum Kühlen der Atome

2.3. LASERSTABILISIERUNG

verwendet. Da eine gewisse (geringe) Wahrscheinlichkeit besteht, dass der Kühlungs-Laser außerresonant angeregt, was bedeutet, dass der Laser auch Atome von $F = 3$ auf $F' = 3$ anregen kann, obwohl dessen Frequenz eigentlich nicht diesem Übergang entspricht, wird zusätzlich ein zweiter Laser verwendet. Dieser zweite Laser wird als Rückpump-Laser bezeichnet, er regt auf den Übergang $F = 2 \rightarrow F' = 3$ an. Durch das Rückpumpen werden die Atome auf $F' = 3$ angeregt, von dort können sie zurück in den $F = 3$ Zustand fallen und somit von dem Kühlungs-Laser wieder angeregt werden.

2.3. Laserstabilisierung

Da Laserdioden nicht konstant auf einer Frequenz arbeiten, wird die Laserstabilisierung benötigt, dabei wird ein Anteil des Strahls (circa 2mW von circa 60mW) in ein optisches System geleitet, dessen Aufgabe es ist, den Laser auf eine Frequenz zu locken. Im Folgenden wird erst darauf eingegangen, wie die Modulation der Laserfrequenz, bzw. Resonanzfrequenz, funktioniert, dann wie das aufgenommene Spektrum entsteht und anschließend wie damit der Laser auf eine Frequenz gelockt werden kann.

2.3.1. Frequenzmodulations-Spektroskopie

Um das Absorptionsspektrum von Rubidium aufnehmen zu können, muss die Frequenz des Laserlichtes moduliert werden, d.h. das Signal muss Seitenbänder anderer Frequenzen bekommen. Alternativ wird sie konstant belassen und dafür die Resonanzfrequenz der Atome selbst moduliert. Daher werden diese Methoden Frequenzmodulations-Spektroskopie genannt.

2.3.1.1. Methode 1 – Modulation der Laserfrequenz

Bei dieser Methode wird die Frequenz des Laserlichtes ω_L mit einem Phasenmodulator, der mit einer Radiofrequenz in MHz-Bereich betrieben wird, um $\Delta\omega$ moduliert, wobei $\Delta\omega$ klein ist im Vergleich zur Linienbreite der Absorption. [6]

Als Frequenzmodulator wird ein elektro-optischer Modulator (EOM) verwendet. Diesem liegt der lineare elektro-optische Effekt (oder **Pockelseffekt**) zu Grunde. Demnach kann der Brechungsindex eines Materials durch das Anlegen eines elektrostatischen oder niederfrequenten elektrischen Feldes verändert werden. Realisiert wird dies durch einen zwischen zwei Elektroden gelegenen Kristall, der Pockelszelle (in diesem Fall: Lithiumniobat $LiNbO_3$). [6]

Da dieser Effekt klein ist, kann der Brechungsindex $n(E)$ des Kristalls durch eine Taylor-Reihen um $E = 0$ entwickelt werden:

$$n(E) = n + a_1 E + \frac{1}{2} a_2 E^2 + \dots \quad (2.9)$$

$$\text{mit } n = n(0), \quad a_1 = \left. \frac{dn}{dE} \right|_{E=0} \quad \text{und} \quad a_2 = \left. \frac{d^2n}{dE^2} \right|_{E=0} \quad (2.10)$$

2.3. LASERSTABILISIERUNG

Werden nun die elektro-optischen Koeffizienten $r = -2a_1/n^3$ und $s = -a_2/n^3$ eingeführt und eingesetzt, vereinfacht sich die Gleichung zu:

$$n(E) = n - \frac{1}{2}rn^3E - \frac{1}{2}sn^3E^2 + \dots \quad (2.11)$$

Wobei der Term zweiter Ordnung den quadratischen elektro-optischen Effekt darstellt, auf den hier nicht weiter eingegangen wird und der Term erster Ordnung den verwendeten linearen Effekt. Somit lässt sich der Brechungsindex der Pockelszelle zu

$$n(E) \approx n - \frac{1}{2}rn^3E \quad (2.12)$$

vereinfachen, dabei wird r als der Pockelskoeffizient bezeichnet. [6]

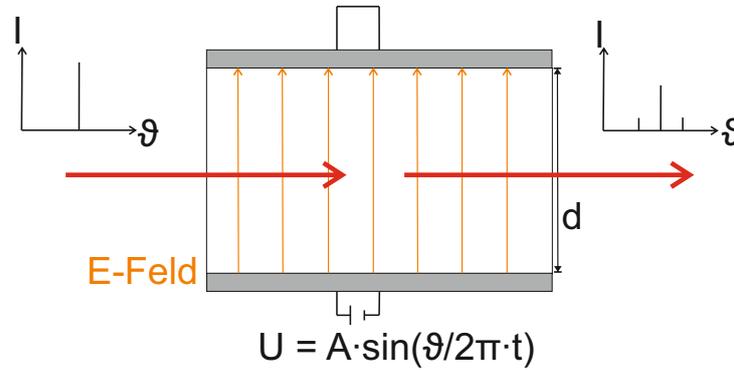


Abbildung 2.5.: Schematischer Aufbau eines EOMs von der Seite. Links tritt das unmodulierte Laserlicht in den Kristall ein und tritt rechts moduliert mit zwei Seitenbändern wieder aus.

Durch das Anlegen einer Sinusschwingung an die Zelle ändert sich nach Gleichung (2.12) der Brechungsindex linear, da das elektrische Feld im Inneren des Kristalls über $E = U/d$ linear von der angelegten Spannung abhängt. Somit erhält die Laserfrequenz durch die periodische Schwingung Seitenbänder. Für die Spektroskopie sind gerade zwei Seitenbänder gewünscht, diese können durch geeignete Wahl der angelegten Frequenz und Amplitude erzielt werden. [13]

2.3.1.2. Methode 2 – Modulation der Resonanzfrequenz

Im Gegensatz zu Methode 1 wird hier die Resonanzfrequenz der Atome ω_{Atom} um $\Delta\omega$ moduliert und dafür die Frequenz des Lasers ω_L konstant belassen. Dies geschieht, indem um eine Rubidium-Zelle eine Spule gewickelt wird, parallel dazu ein Kondensator geschaltet wird (Aufbau in Abb. 2.6) und daran eine Sinusschwingung im MHz-Bereich angelegt wird. Dadurch ändert sich die Resonanzfrequenz ω_{Atom} periodisch.

Durch das Magnetfeld spalten sich die Niveaus in ihre Zeeman-Komponenten auf,

2.3. LASERSTABILISIERUNG

wobei hier analog zu Abschnitt 2.1.3 um $\Delta m = \pm 1$ angeregt wird, da die Quantisierungsachse parallel zum Magnetfeld liegt und somit linear polarisiertes Licht von den Atomen als ein Gemisch aus σ^\pm -Licht gesehen wird [8]. Über diesen Zusammenhang kann durch die periodische Änderung des Magnetfeldes die Resonanzfrequenz moduliert werden, da nach $\Delta E_Z = \mu \cdot m \cdot B(z)$ (Gl. (2.3)) die Energie zwischen den Niveaus linear von der Stärke des Magnetfeldes abhängig ist. Wobei die Energiedifferenz nach

$$\Delta E_Z = \hbar \cdot \Delta\omega \quad (2.13)$$

wiederum linear abhängig von der Resonanzfrequenz ist. Damit folgt:

$$B \sim \Delta E_Z \sim \Delta\omega \quad (2.14)$$

Das heißt die Resonanzfrequenz ändert sich linear mit der Feldstärke. [9] [11]

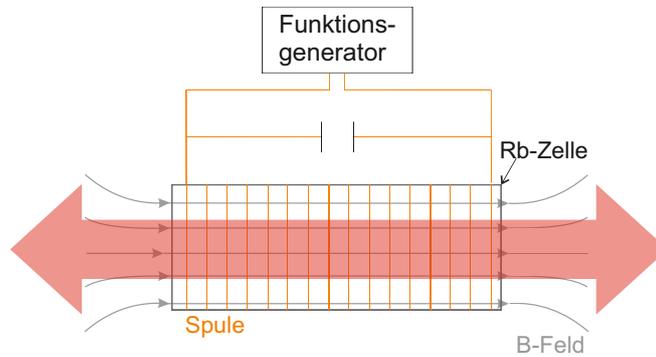


Abbildung 2.6.: Schematischer Aufbau Rb-Zelle mit Magnetfeld.

2.3.2. Dopplerfreie-Spektroskopie

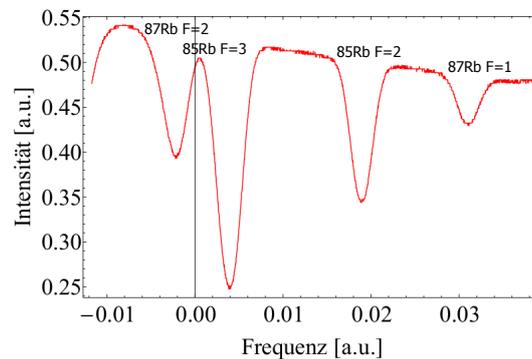


Abbildung 2.7.: Rubidium Spektrum mit Dopplereffekt, eingezeichnet sind die entsprechenden Übergänge von dem Grundniveau aus. Die Labordaten stammen von der AG Windpassinger und wurden mit Mathematica 9 geplottet.

2.3. LASERSTABILISIERUNG

Wird das Spektrum von Rubidium aufgenommen, indem Laserlicht mit der Resonanzfrequenz des Übergangs $5s_{1/2}$ auf $5p_{3/2}$ durch eine Rb-Probe gestrahlt wird, sind Absorptionsbereiche wie in Abbildung 2.7 erkennbar.

Da die Atome eine gewisse Geschwindigkeit \vec{v} besitzen, ist die Hyperfeinstruktur durch den Dopplereffekt nicht erkennbar, demnach werden Photonen absorbiert, obwohl sie nicht der Resonanzfrequenz entsprechen. [1]

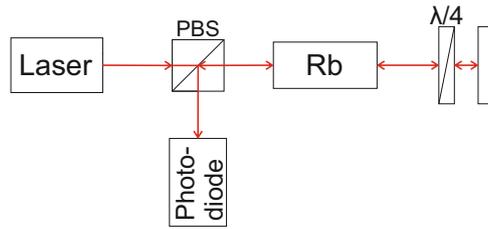


Abbildung 2.8.: Schematischer Aufbau für Dopplerfreie Spektroskopie.

Um die Hyperfeinstruktur sichtbar zu machen, wird ein einfacher Aufbau, wie in Abbildung 2.8 zu sehen, verwendet. In diesem Aufbau propagiert der Strahl einmal durch die Zelle, regt dort die Atome an und wird anschließend reflektiert und mit dem gegenläufigen Strahl überlagert. Dabei regt der erste Strahl bereits die meisten Atome in den nächst höheren Zustand an, wodurch nur noch wenige Atome in Grundzustand sind. Wenn nun der reflektierte Strahl auf diese Atome trifft, werden gerade bei den Absorptionsfrequenzen der Hyperfeinübergänge weniger Photonen von den Atomen absorbiert, da die meisten durch den ersten Strahl bereits angeregt sind. Somit erreichen bei diesen Frequenzen mehr Photonen die Photodiode und es sind die charakteristischen Peaks im Spektrum zu erkennen [1]:

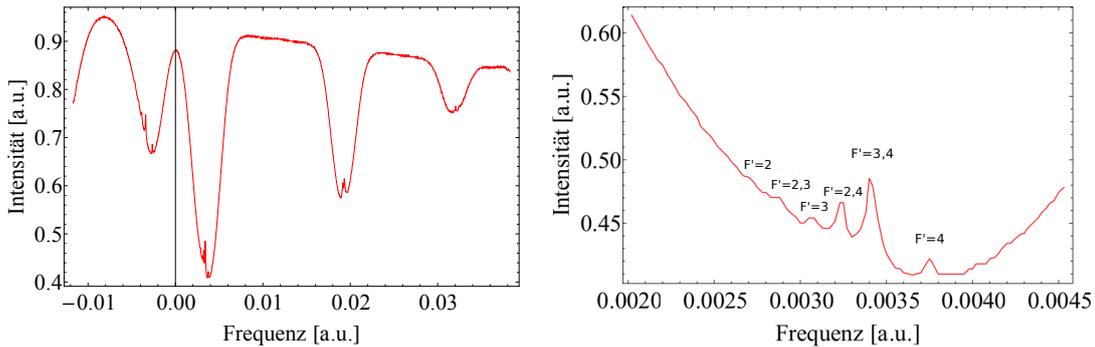


Abbildung 2.9.: Links: Dopplerfreies Rubidium Spektrum, die Übergänge sind analog zu Abbildung 2.7. Rechts: Vergrößerung der Daten für den Übergang $F=3$ auf $F'=2,3,4$ mit Crossover Peaks von ^{85}Rb . Die Labordaten stammen von der AG Windpassinger und wurden mit Mathematica 9 geplottet.

Damit werden drei Peaks entsprechend der möglichen Übergängen (siehe Abb. 2.4)

2.3. LASERSTABILISIERUNG

erwartet. Allerdings ist im Spektrum auf halbem Weg zwischen zwei Peaks ein weiterer größerer Peak zu sehen, wodurch insgesamt sechs Peaks erkennbar sind. Diese drei zusätzlichen Peaks werden als Crossover Peaks bezeichnet. Die Ursache dafür ist, dass die drei Peaks nur durch Wechselwirkung mit Atomen zustande kommen, die keine Geschwindigkeitskomponente in Ausbreitungsrichtung der Photonen haben. Atome, die dies dagegen besitzen, sehen die Photonen eines Strahls als rotverschoben und gleichzeitig die des anderen Strahls als blauverschoben, wodurch bei der Frequenz zwischen zwei Resonanzfrequenzen weniger Photonen vom reflektierten Strahl absorbiert werden. Somit entstehen bei diesen Frequenzen die Crossover Peaks, die größer sind als die normalen Peaks, was sie damit sehr nützlich zum Locken macht. [14]

2.3.3. Laserlocking und Erzeugung des Fehlersignals

Um den Laser auf einer Frequenz betreiben zu können, ihn auf diese Frequenz zu locken, wird zunächst ein Vergleichssignal, bzw. ein Vergleichsspektrum benötigt. Dieses wird durch die zuvor erläuterten Modulationen und die dopplerfreie Spektroskopie erzeugt, indem ein Anteil des Laserstrahls in die Laserstabilisierung gelenkt wird. Auf die technische Umsetzung wird in Abschnitt 3.1.4 eingegangen. Da der Laser auf einen bestimmten Übergang des Atoms und somit auf einen bestimmten Peak dieses Spektrums gelockt werden soll, muss das gemessene Vergleichssignal zunächst nach der Zeit differenziert werden. Dieses differenzierte Signal ist das Fehlersignal.

Würde nur auf einen Peak gelockt, wäre, wenn die Frequenz etwas schwankt nicht klar, ob sie nach links oder rechts verschoben ist, da in beiden Fällen die Intensität abnimmt. Wird aber das Signal differenziert, wird das Maximum des Peaks zu einem Wendepunkt. Wird nun auf diesen Wendepunkt gelockt, ist klar ob die Frequenz nach rechts oder links verschoben ist, da, wenn die Frequenz steigt, die Intensität des Fehlersignals zunimmt, während die Intensität abnimmt, wenn die Frequenz sinkt.

3. Experimentelle Umsetzung

In diesem Kapitel wird zuerst auf den experimentellen Aufbau eingegangen. Anschließend werden die zwei Methoden zur Modulation für die Laserstabilisierung verglichen und bewertet und schlussendlich die Falle selber besprochen, mit der ^{85}Rb -Atome eingefangen und abgekühlt werden sollen.

3.1. Experimenteller Aufbau

Das Experiment wurde auf einem optischen Tisch aufgebaut. Für den Aufbau werden folgende optische Elemente benötigt:

Laser 1 und 2 Distributed Feedback Laser (DFB-Laser) mit Galliumarsenid (GaAs) Halbleiter Laserdiode (Typ: EYP-DFB-0780-00080-1500-TOC03-0005 von eagleyard photonics).

Linsen Linsen mit Brennweite $f_{50} = 50 \text{ mm}$ und $f_{100} = 100 \text{ mm}$.

Optoisolator 1 Von LINOS mit 30 dB Abschwächung. Optoisolatoren werden benötigt, um den in Richtung Laserdiode zurück reflektierten Strahl abzuschwächen, da dieser sonst dazu führt, dass der Laser nicht stabil laufen kann.

Optoisolator 2 Von OFR mit 30 dB Abschwächung.

Polarisations-Strahlteiler (PBS) (Aus dem englischen Polarizing Beam Splitter) Dieser teilt den Strahl in seinen vertikal und horizontal polarisierten Anteil auf, wobei der Horizontale um 90° abgelenkt wird und der Vertikale den Kristall ungehindert passiert.

Elektro-Optischer Modulator (EOM) Zur Frequenzmodulation.

Akusto-Optischer Modulator (AOM) Zur Rotverschiebung.

$\lambda/2$ -**Plättchen** Verändert die lineare Polarisation von Licht.

$\lambda/4$ -**Plättchen** Macht aus linear polarisiertem Licht zirkular polarisiertes Licht und umgekehrt.

Rb-Probe Eine in Glas eingeschlossene Rubidium-Probe. Dabei ist zu beachten, dass diese aus einem ^{85}Rb und ^{87}Rb Gemisch besteht.

Rb-Probe mit Spule Um das Glas ist zusätzlich eine Spule mit 11 Windungen gewickelt und parallel dazu ein Kondensator mit 1 nF geschaltet für die Modulation der Resonanzfrequenz.

Rb-Quelle Die Quelle besteht aus einem Kristall in den ^{85}Rb und ^{87}Rb eingeschlossen ist. Der Kristall wiederum befindet sich in einem Metallzylinder, der in eine Richtung einen Schlitz als Öffnung besitzt (Typ AS-2-Rb-5-S von alvatec).

Photodiode Eine High-Speed Photodiode (Si PIN photodiode S5971 von Hamamatsu).

3.1. EXPERIMENTELLER AUFBAU

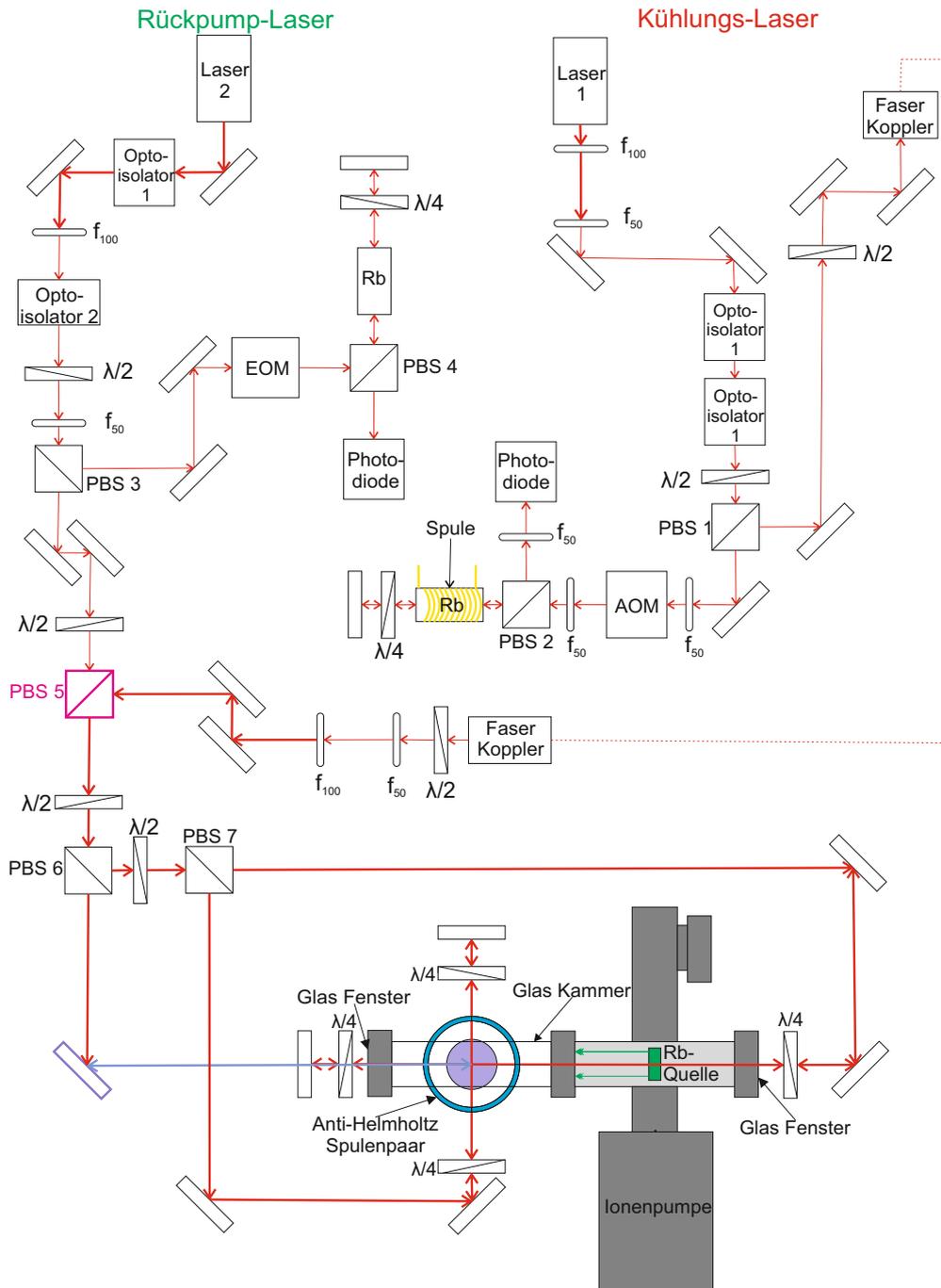


Abbildung 3.1.: Skizze der Anordnung der optischen Elemente von oben in 2D. Dabei deuten der lila Spiegel und Strahl an, dass der Strahl vertikal nach oben gelenkt wird. Der lila Kreis in der Mitte der Falle steht für die vertikale Anordnung der Elemente, die in Abbildung 3.2 genauer zu sehen sind. Die gestrichelte rote Linie stellt die Glasfaser dar.

3.1. EXPERIMENTELLER AUFBAU

Der obere Teil des Aufbaus kann in zwei Systeme unterteilt werden. System 1 (rechts) beschreibt den Aufbau von Laser 1 bis hin zum PBS 5 (pinker PBS), um den Kühlungs-Laser zu stabilisieren und System 2 beschreibt den Aufbau von Laser 2 bis zum PBS 5 (pinker PBS), um den Rückpump-Laser zu stabilisieren. An dem pinken PBS werden beide Strahlen überlagert und weiter zur Falle geleitet.

Der untere Teil zeigt den Aufbau der Falle selbst.

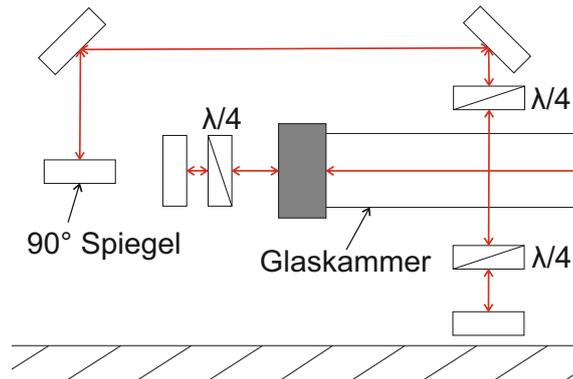


Abbildung 3.2.: Skizze der vertikalen Anordnung. An dem 90° Spiegel wird der horizontale Strahl senkrecht nach oben abgelenkt.

3.1.1. System 1 - Kühlungs-Laser

Nach dem Austreten des Strahls aus Laser 1 wird dessen Ausdehnung durch ein Linsensystem mit f_{100} und f_{50} halbiert, damit der Durchmesser des Strahls nicht größer ist als die Ausdehnung verschiedener verwendeter optischer Elemente. Hinter den Linsen befindet sich ein Optoisolator, um zu verhindern, dass Licht zurück in die Diode reflektiert wird. Darauf folgt ein zweiter Optoisolator, da einer nicht ausreichend ist, um das reflektierte Licht genügend abzuschwächen. Anschließend wird der Strahl durch den PBS 1 geteilt, wobei ca. 2 mW in die Laserstabilisierung gelenkt werden und ca. 60 mW abgelenkt und in eine Faser gekoppelt werden.

Die Faser wird verwendet um nicht gewünschte Interferenzringe, die der Strahl nach der Diode aufweist, abzuschneiden, da diese sonst nach späteren Linsen zu einem Interferenzmuster führen, mit dem es nicht möglich ist Atome zu fangen.

In der Stabilisierung wird der Strahl durch eine Linse mit f_{50} in die Mitte des AOMs fokussiert und anschließend durch eine zweite Linse, ebenfalls mit f_{50} , wieder kollimiert. Die Linsen werden dafür benötigt, dass, wenn die an den AOM angelegte Frequenz geändert wird, und damit der Austrittswinkel der gebrochenen Ordnungen, sich der Strahl nach der zweiten Linse parallel verschiebt und nicht im Winkel. Damit kann die Frequenz beliebig geändert werden ohne dass das System anschließend auf einen anderen Winkel eingestellt werden muss, solange sich der Winkel nur minimal verändert.

3.1. EXPERIMENTELLER AUFBAU

In diesem Fall wird mit der -1.Ordnung gearbeitet, da diese um -50 MHz verschoben ist. Da die Niveaus $F' = 3$ und $F' = 4$ um 120,6 MHz zueinander verschoben sind, befindet sich der Crossover Peak $F = 3 \rightarrow F' = 3, 4$ um 60,3 MHz verschoben zu diesen. Dadurch, dass der Laserstrahl hier um 50 MHz nach unten verschoben wird, ist wenn der Laser auf den Crossover Peak gelockt wird, der Laserstrahl in Richtung Falle um 10 MHz unter dem $F' = 4$ Niveau rotverschoben (anschaulich zu sehen in Abb. A.2 im Anhang).

Durch den AOM geht circa 50% der Intensität verloren, weshalb er in der Stabilisierung verwendet wird, denn hier ist der Verlust nicht relevant.

Der zweiten Linse folgt der PBS 2, wobei hier der Strahl weiter propagiert und nach der Rb-Zelle und einem $\lambda/4$ -Plättchen an einem Spiegel zurück reflektiert wird. Dadurch, dass der Strahl auf diese Weise das $\lambda/4$ -Plättchen zweimal durchquert, wird dessen Polarisation um 90 gedreht, wodurch er an dem PBS 2 jetzt abgelenkt wird und auf die Photodiode durch eine Linse mit f_{50} fokussiert wird.

Der größte Anteil des Strahls (circa 60 mW) wird durch die Faser zu der Falle selbst geführt. Allerdings gehen aufgrund der Interferenzringe dadurch gut 50% der Intensität verloren, weil diese Ringe nicht in die Faser gekoppelt werden und somit abgeschnitten werden. Nach der Faser besitzt der Strahl eine Intensität von etwa 30 mW.

Nach dem Auskoppeln wird der Strahl durch zwei Linsen mit Brennweiten $f = 50 \text{ mm}$ und $f = 100 \text{ mm}$ vergrößert und anschließend mit dem Rückpumper am pinken PBS überlagert.

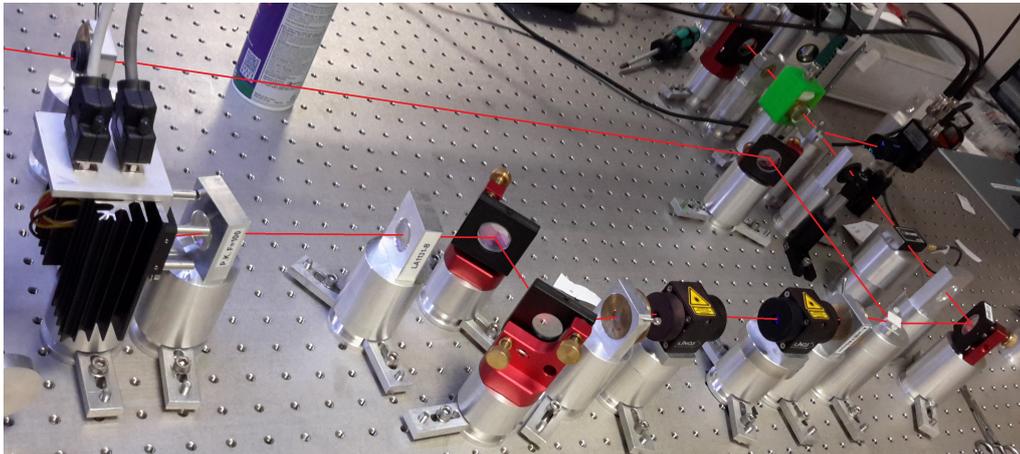


Abbildung 3.3.: Bild von dem System des Kühlungs Lasers. Zur Veranschaulichung wurde nachträglich der Strahlverlauf eingezeichnet.

3.1.2. System 2 - Rückpump-Laser

In diesem System wird das Laserlicht zuerst durch einen Optoisolator gelenkt und anschließend dessen Ausdehnung durch zwei Linsen mit f_{100} und f_{50} halbiert, wobei

3.1. EXPERIMENTELLER AUFBAU

sich zwischen ihnen ein weiterer Optoisolator befindet, da auch hier zu viel Intensität reflektiert wird, als dass ein Isolator ausreichen würde. Hier kann der Optoisolator vor den Linsen stehen, da sich dadurch zwar am Ende die bereits erwähnten unerwünschten Interferenzmuster bilden, allerdings ist dies bei dem Rückpumper, um lediglich eine MOT zu erzeugen, nicht störend. Den Linsen folgt der PBS 3, der den Strahl analog zu Methode 1 aufspaltet.

In der Stabilisierung wird der Strahl durch den EOM gelenkt. Diesem folgt der PBS 4, der den Strahl vollständig in die heizbare Rb-Zelle, das $\lambda/4$ -Plättchen und den Spiegel ablenkt.

Durch das $\lambda/4$ -Plättchen wird wiederum die Polarisation des Strahlts um 90° gedreht, wodurch dieser den PBS 4 passiert und auf die Photodiode trifft.

Auch hier wird der größte Anteil (ca. 60 mW) vom Strahl weiter Richtung MOT gelenkt und mit dem Kühlungs-Laser überlagert, wobei die Intensität des Rückpumpers durch das $\lambda/2$ -Plättchen vor dem pinken PBS variiert werden kann.

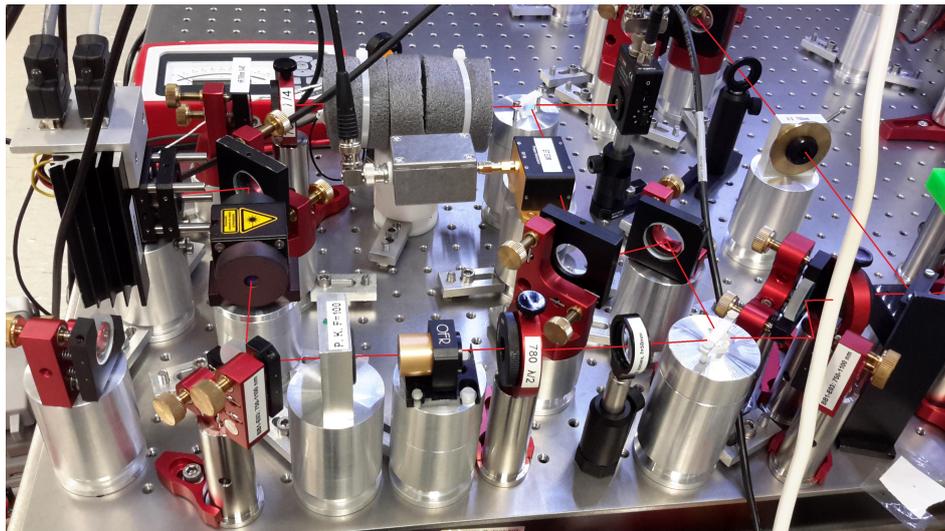


Abbildung 3.4.: Bild von dem System des Rückpump Lasers. Zur Veranschaulichung wurde nachträglich der Strahlverlauf eingezeichnet.

3.1.3. Die Glaskammer

Nachdem beide Laser überlagert sind, werden sie weiter zur Glaskammer geleitet. Hier sorgt eine Kombination von $\lambda/2$ -Plättchen und PBS dafür, dass der Kühlungs-Laser in allen drei Richtungen in etwa die gleiche Intensität hat (etwa 10 mW). Dies wird mit geblocktem Rückpumper eingestellt, da bei ihm die Aufteilung nicht relevant ist, er muss lediglich den Punkt passieren, an dem sich die drei Strahlen am Ende in der Falle kreuzen.

Wie in Abbildung 3.1 zu sehen, werden die drei aufgespaltenen Strahlen abgelenkt

3.1. EXPERIMENTELLER AUFBAU

und anschließend in der Mitte der Glaskammer gekreuzt. Bis kurz vor dieser wird nur mit linear polarisiertem Licht gearbeitet, da dieses besser durch die PBS aufzuteilen ist und keine problematischen Polarisationsänderungen beim Reflektieren an den Spiegeln erzeugt. Daher werden erst kurz bevor die Strahlen in die Kammer eintreten, die $\lambda/4$ -Plättchen angebracht, um aus dem linear polarisierten Licht zirkuläres zu machen. Dabei wird das erste Plättchen so eingestellt, dass in diesem Aufbau die horizontalen Strahlen linkshändig zirkular polarisiert sind und der vertikale Strahl rechtshändig. Wichtig hierbei ist nur die richtige Einstellung des ersten Plättchens. Der Grund dafür ist, dass wenn der zirkular polarisierte Strahl das Plättchen durchläuft, reflektiert wird, und das Plättchen wieder passiert, ist seine Polarisation gerade die Selbe wie die des einlaufenden Strahls, nur in entgegengesetzte Richtung, egal wie das zweite Plättchen relativ zum Ersten steht. Dadurch wird, wenn der einlaufende Strahl σ^\pm -Licht ist, der Reflektierte gerade σ^\mp -Licht sein.

Die Falle selbst besteht aus einer Vakuumkammer, an die eine runde Glaskammer angeschlossen ist mit den Anti-Helmholtzspulen oberhalb und unterhalb der Glaskammer. In der Mitte der Vakuumkammer befindet sich die Rubidium-Quelle. Wird an diese eine Stromstärke im Bereich von 4 bis 17 A angelegt tritt lediglich das Rubidium aus der Öffnung aus [19].

Da die Öffnung in Richtung der Glaskammer angebracht ist, haben die Atome einen Impuls in diese Richtung.

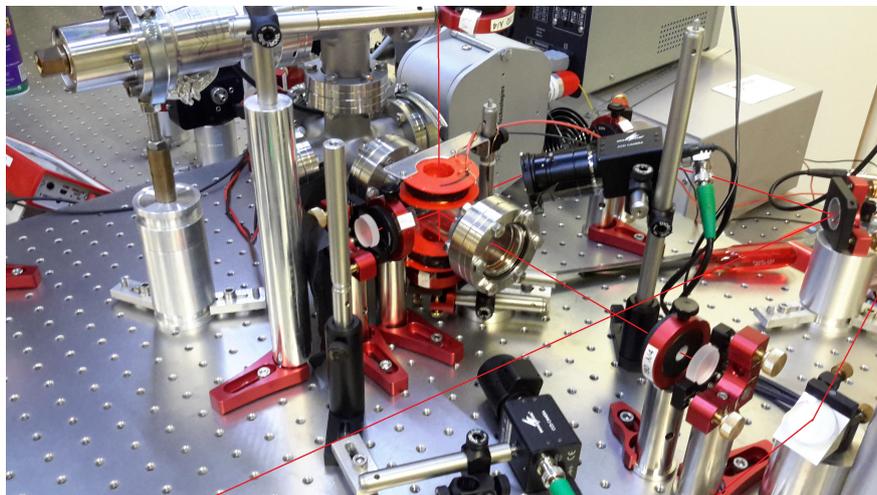


Abbildung 3.5.: Bild von der Vakuumkammer. Zur Veranschaulichung wurde nachträglich der Strahlverlauf eingezeichnet.

3.1.4. Die Laserlocking-Systeme

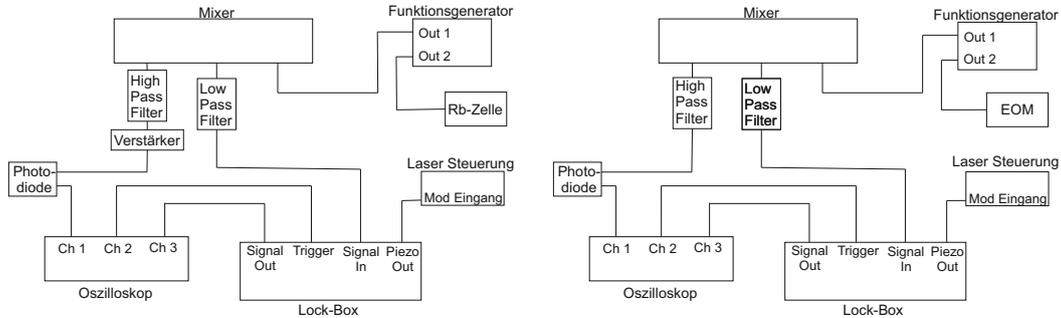


Abbildung 3.6.: Schema für die Laserlocking-Systeme. Links: Für Laser 1 (Kühler). Rechts: Für Laser 2 (Rückpumper).

Wie in Abbildung 3.6 (links) zu sehen, wird für das Locken des Lasers 1 das aufgenommene Signal der Photodiode aufgeteilt. Ein Teil wird direkt an das Oszilloskop angeschlossen, um das Absorptionsspektrum sehen zu können und der andere Teil wird durch einen Verstärker¹ und einen High Pass Filter² an einen Eingang des Mixers³ angeschlossen. An den anderen Eingang des Mixers ist der erste Ausgang des Funktionsgenerators angeschlossen, der eine Sinusschwinung der Frequenz $\vartheta = 9,2$ MHz und einer Amplitude von $A = 1,8 V_{pp}$ ausgibt. Der zweite Ausgang des Funktionsgenerators wird mit einer Amplitude von $A = 20 V_{pp}$ und der selben Frequenz wie Ausgang 1 an die Spule ausgegeben. Der Ausgang des Mixers passiert zunächst einen Low Pass Filter⁴ und wird dann an den 'Signal In' der Lock-Box angeschlossen. Der High Pass Filter wird verwendet, weil damit nur das Signal der hochfrequenten Modulation herausgefiltert werden kann. Der Mixer selber addiert die beiden Eingänge, also das gefilterte Signal der Photodiode und die Modulationsfrequenz. Diese Addition wird an dem Ausgang ausgegeben, allerdings ist hier zu beachten, dass dabei zwei Signale entstehen: Ein hochfrequentes Signal als Addition beider Frequenzen und ein niederfrequentes Signal als Differenz zwischen diesen. Da nur die Differenz für das Erzeugen des Fehlersignal wichtig ist, wird hier ein Low Pass Filter angebracht.

'Signal Out' der Box wird an das Oszilloskop angeschlossen, da dies das Fehlersignal ist. Ebenso wird der Anschluss 'Trigger' an diesen angeschlossen, diese Anzeige wird benötigt um den Laser locken zu können. Dabei wird die Rubidium-Zelle konstant auf 30° geheizt

In Abbildung 3.6 (rechts) ist das Locking System für Laser 2 zu sehen. Die Unterschiede zu dem von Laser 1 sind, dass kein Verstärker verwendet wird, dass der Funktionsgenerator eine Frequenz von $\vartheta = 10,5$ MHz auf beiden Ausgängen ausgibt und

¹Mini-Circuits Low Noise Amplifier ZFL-500 LN, 0,1-500 MHz mit +15V Versorgung

²Mini-Circuits High Pass Filter ZFHP-1R2-S+, 1,2-800 MHz

³Mini-Circuits Phase Detector ZRPD-1 1-100 MHz

⁴Mini-Circuits Low Pass Filter 15542 (SLP-1,9+), 50Ω DC, 1,6 MHz

3.2. LASERLOCKING

der zweite Ausgang des Funktionsgenerators an den EOM statt an die Rubidium-Zelle angeschlossen ist.

3.1.5. Charakterisierung des Magnetfeldes

Das Magnetfeld wird erzeugt durch ein Anti-Helmholtz Spulenpaar mit:

Windungszahl $N = 16 \cdot 5$ (80)

Spulenabstand $a = 4,5 \text{ cm}$

Spulenradius $R = 1,25 \text{ cm}$

Spulenstrom $I = 1 - 5 \text{ A}$

Anzumerken ist dabei, dass entgegen der Theorie (Abschnitt 2.1.1) $a \neq R$ ist, wobei eine MATLAB Simulation für eine Achse von Mohammad Noaman gezeigt hat, dass der Feldgradient auch dann noch hinreichend linear sein sollte.

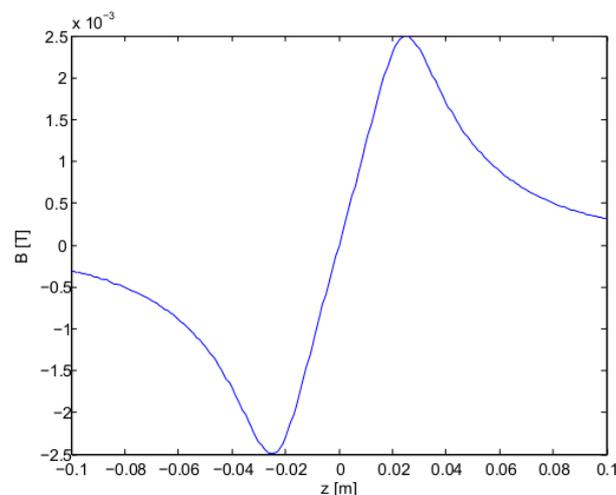


Abbildung 3.7.: Verlauf des Magnetfeldes in z -Richtung mit $I=1 \text{ A}$, geplottet mit MATLAB 2013.

In Abbildung 3.7 ist sehr gut der lineare Verlauf im Inneren der Spulen (von $-0,0125 \text{ m}$ bis $+0,0125 \text{ m}$) zu sehen mit dem Wendepunkt in bei $z = 0$, bei dem ebenfalls das Magnetfeld seinen Nulldurchlauf hat.

3.2. Laserlocking

In der Theorie (Abschnitt 2.3.1 wurde erklärt, dass für diese Arbeit zwei unterschiedliche Arten von Frequenzmodulation für die Laserstabilisierung verwendet werden. Im

3.2. LASERLOCKING

Folgenden werden daher beide Methoden qualitativ anhand ihrer erzeugten Signale und ihres Kostenpunktes miteinander verglichen.

3.2.1. Bewertung der Laserlocking-Systeme

Bei allen Graphen der Signale der Photodiode und der Fehlersignale wurden die einzelnen Datenpunkte miteinander verbunden. Dies stellt keinen Fit dar, sondern dient alleine zu einer anschaulicheren Darstellung der Graphen, da andernfalls die Peaks nicht gut erkennbar sind und sie nur zu einem qualitativen Vergleich dienen.

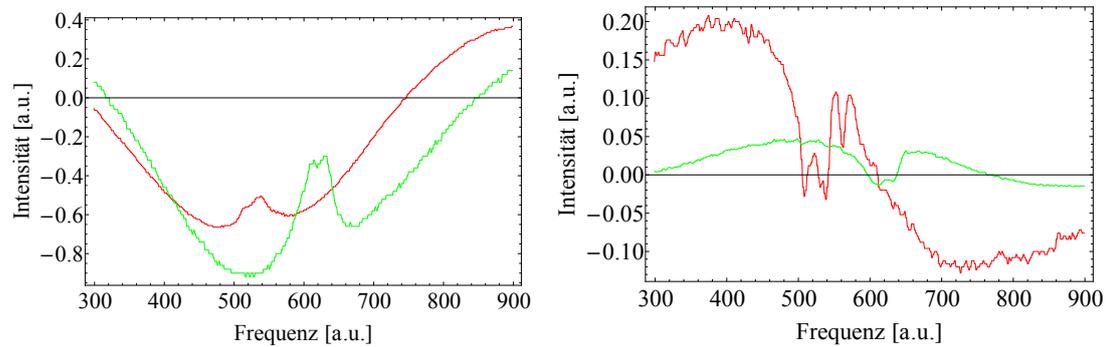


Abbildung 3.8.: In rot Laser 1 (Kühler) und in grün Laser 2 (Rückpumper), die Daten wurden mit dem Oszilloskop aufgenommen und mit Mathematica 9 geplottet. Links: Das Signal der Photodioden bei dem Übergang $F = 2 \rightarrow F' = 1, 2, 3$ bei ^{85}Rb . Rechts: Das zugehörige Fehlersignal.

In den Graphen von Abbildung 3.8 (links) sind in dem Signal der Photodiode für beide Laser lediglich 2 Peaks deutlich zu erkennen, anstelle der erwarteten 6 Peaks. Dies ist damit zu erklären, dass diese Peaks sehr nah beieinander liegen, dieser Aufbau allerdings keine besonders hohe Auflösung liefert und sie somit in den anderen Peaks untergehen. Am Graph der Fehlersignale (Abb. 3.8, rechts) ist zu sehen, dass das Fehlersignal von Laser 1 stärker ausgeprägt ist als das Fehlersignal von Laser 2. Für den Übergang zum Kühlen der Atome ist anhand der Graphen (Abb. 3.9) hier gut erkennbar, warum Laser 1 als Kühlungs-Laser die bessere Wahl darstellt. Zu sehen sind hier 3 der 6 Peaks, wobei sie deutlicher separiert sind bei Laser 1 als bei Laser 2. Auch das Fehlersignal von Laser 1 ist wesentlich deutlicher als das von Laser 2. Besonders gut zu erkennen ist der Crossover Peak von $F = 3 \rightarrow F' = 3, 4$ (siehe Markierungen in Abb. 3.9), weshalb Laser 1 als Kühlungs-Laser gewählt wird.

In der Gegenüberstellung sind beide Methoden ähnlich gut. Zwar ist das Fehlersignal bei allen Übergängen für Laser 1 wesentlich ausgeprägter als für Laser 2 (siehe die Graphen für die Übergänge von ^{87}Rb im Anhang Abb. A.3 und A.4), aber sollte hier nicht vergessen werden, dass das Signal von Laser 1 verstärkt wird bevor es in die Lock-Box geleitet wird, da es sonst zu schwach ist. Im Gegensatz dazu wird das Signal von Laser 2 direkt an die Lock-Box angeschlossen, da dieses bereits groß

3.3. KÜHLEN UND EINFANGEN DER ATOME

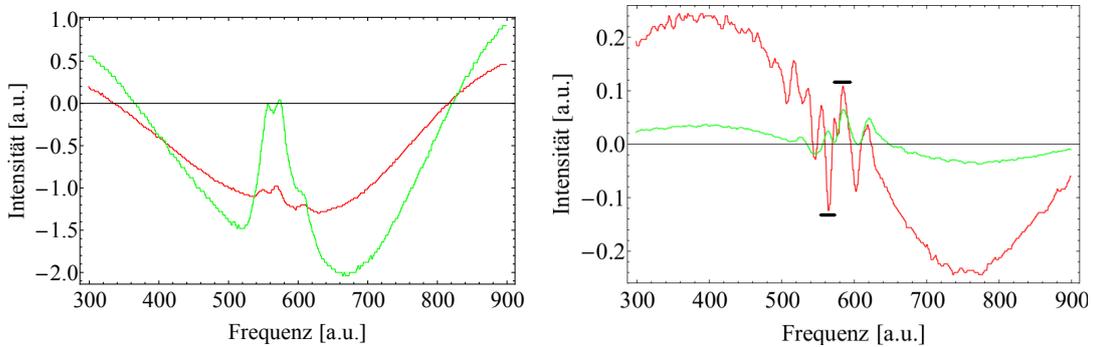


Abbildung 3.9.: In rot Laser 1 (Kühler) und in grün Laser 2 (Rückpumper), die Daten wurden aufgenommen mit dem Oszilloskopen und mit Mathematica 9 geplottet. Links: Das Signal der Photodioden bei dem Übergang $F = 3 \rightarrow F' = 2, 3, 4$ bei ^{85}Rb . Rechts: Das zugehörige Fehlersignal.

genug ist. Trotzdem liefern beide Methoden verlässliche und genügend gute Signale, um die Laser auf einen Übergang locken zu können.

Welche der beiden Methoden jedoch besser geeignet ist, um einen Laser über einen größeren Zeitraum zu locken, konnte ihm zeitlichen Rahmen dieser Arbeit nicht bestimmt werden.

Die Resonanzfrequenz anstelle der Laserfrequenz zu modulieren hat jedoch einen anderen Vorteil, denn diese Methode ist wesentlich günstiger. Für beispielsweise den in diesem Aufbau verwendeten EOM von Thorlabs liegen die Anschaffungskosten bei 2.178€ [17], während für die Modulation der Resonanzfrequenz lediglich ein Kupferdraht, ein Kondensator und ein Verstärker⁵ anstelle des EOMs gebraucht werden. Die Anschaffungskosten für den hier verwendeten Verstärker, der das Teuerste daran ist, liegen bei nur 79,95\$ [18].

3.3. Kühlen und Einfangen der Atome

Ziel des Aufbaues ist es schlussendlich, ^{85}Rb -Atome einzufangen und abzukühlen. Dafür wird der Kühlungs-Laser auf den Crossover Peak $F = 3 \rightarrow F' = 3, 4$ gelockt. Der Rückpump-Laser wird dagegen nicht, wie in der Theorie beschrieben, auf einen festen Übergang gelockt, sondern über einen kleinen Bereich um die Resonanzfrequenzen herum scannen gelassen. Das Locken ist nicht nötig, da hier lediglich eine MOT zustande kommen soll und vorerst kein Interesse daran besteht die MOT mit konstanter Atomzahl und Temperatur zu erzeugen. Deshalb reicht es vollkommen aus, den Laser über diesen Bereich scannen zu lassen, da der Rückpumper nur dafür sorgend soll, dass alle Atome im Grundzustand auf dem $F = 3$ Niveau statt auf dem $F = 2$ sind, weshalb in der Stabilisierung für den Rückpump-Laser auch keine AOM zur Rotverschiebung notwendig ist.

⁵Mini-Circuits Low Noise Amplifier ZFL-500 LN, 0,1-500 MHz mit +15V Versorgung

3.3. KÜHLEN UND EINFANGEN DER ATOME

Leider war es während der Arbeit im Labor mit dem oben beschriebenen Aufbau nicht möglich, tatsächlich Atome einzufangen und zu kühlen. Erst nach ein paar Änderungen, die in Abschnitt 3.3.2 besprochen werden, gelang es auch tatsächlich eine MOT zu erzeugen, wobei diese Änderung nicht mehr von mir selbst vorgenommen wurden sind sondern von der ersten Praktikumsgruppe.

Im Folgenden werden zunächst die Ergebnisse des ersten Aufbaus gezeigt und besprochen, anschließend die Änderung des Aufbaus und dessen Ergebnisse und zum Schluss wird basierend darauf beschrieben, warum der erste Aufbau vermutlich nicht zu einer MOT geführt hat und worauf der Aufbau empfindlich reagiert.

3.3.1. Ergebnisse des ursprünglichen Aufbaus

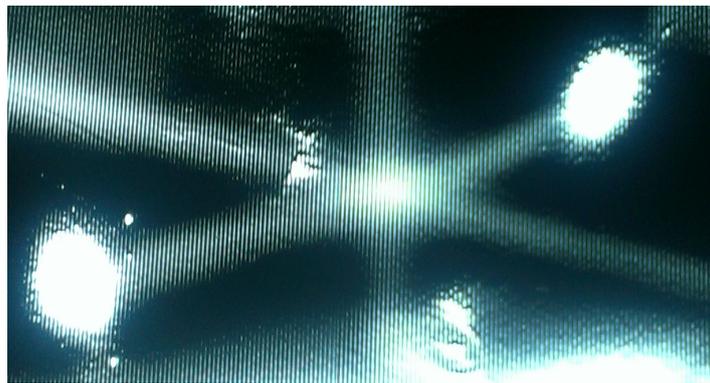


Abbildung 3.10.: Bild der Glaskammer ohne Magnetfeld.

Die Strahlen treffen auf die runde Glaskammer mit einem Durchmesser von etwa 4 mm. In Abbildung 3.10 sind die Laserstrahlen innerhalb der Kammer zu sehen, da sie dort ^{85}Rb -Atome anregen und diese unter emittieren eines Photons wieder in ihren Grundzustand zurückkehrt.

Die zwei sehr helle Punkte links und rechts im Bild entstehen durch das Eintreten des Laserstrahls in die Glaskammer. Der in der Mitte etwas weniger hell leuchtender Punkt stellt den Punkt dar, an dem sich die drei Strahlen kreuzen. Die Helligkeit entsteht dadurch, dass dort besonders viele Atome sind, die angeregt werden und wieder in den Grundzustand zurück fallen und somit vermutlich auch gekühlt werden. Eine eindeutige Aussage ist an dieser Stelle nicht zu treffen, da der helle Punkt auch durch gute Überlagerung der Strahlen zustande kommen könnte.

Da die hell leuchtende Kugel mit und ohne Magnetfeld sichtbar ist, ist deutlich dass die Atome nicht gefangen werden. Denn ein wichtiger Hinweis darauf, dass tatsächlich Atome gefangen worden sind oder nicht, ist, dass wenn das Magnetfeld unpolarisiert wird, der helle Punkt komplett verschwinden sollte, da dann aus der

3.3. KÜHLEN UND EINFANGEN DER ATOME

Richtung des σ^- -Laserlichtes die positiven Komponenten der Zeemann-Aufspaltung unterhalb der Resonanzfrequenz liegen und diese vom σ^- -Licht nicht angeregt werden. Das selbe gilt für σ^+ -Licht aus der anderen Richtung.

3.3.2. Ergebnisse des neuen Aufbaus

Der neue Aufbau unterscheidet sich vom Ursprünglichen grundlegend nur in drei Punkten: Erstens wurde die runde Glaskammer durch eine eckige Glaskammer (siehe Abb. A.10 im Anhang) mit ebenen Seiten und einem geringeren Volumen von den Teilnehmern des Praktikums ersetzt. Zweitens wird auch der Rückpump-Laser in eine Faser eingekoppelt, bevor er mit dem Kühler überlagert wird und drittens besitzen die Strahlen beim Eintreten in die Kammer einen Durchmesser von 6 mm anstelle der 4 mm im ursprünglichen Aufbau.

Mit diesen Änderungen ist es möglich ^{85}Rb -Atome und ebenso ^{87}Rb -Atome einzufangen und abzukühlen!



Abbildung 3.11.: Eine MOT von ^{85}Rb (roter Kreis).



Abbildung 3.12.: Eine MOT von ^{87}Rb (roter Kreis).

Es ist ebenso möglich, ^{87}Rb -Atome einzufangen, da der Aufbau stabil genug ist, sodass auch der Kühlungs-Laser nicht gelockt werden muss um lediglich eine MOT zu erzeugen. Dabei hat die MOT eine Durchmesser von knapp 2 mm (ein Bild mit Skala ist im Anhang Abb. A.11 zu finden).

Auch wird die MOT hier nicht mit Hintergrundatomen erzeugt, also Atome die frei in der Glaskammer sind, sondern nur mit Atomen direkt aus der Quelle. Das wird ersichtlich, wenn der angelegte Strom an der Quelle zunächst auf 4 A hinunter geregelt wird, kurz gewartet wird, bis auf dem Bildschirm die MOT fast nicht mehr zu sehen ist, und anschließend wieder auf 5,7 A hinauf geregelt wird. Dabei ist zu sehen, wie zunächst die MOT immer schwächer wird und anschließend, nach dem Hochdrehen, nach und nach wieder heller wird.

3.3.3. Vergleich beider Aufbauten

Weniger relevant für die Erzeugung einer MOT ist die Polarisation. Solange das Licht zum Beispiel σ^- -polarisiert ist, egal ob zirkular oder elliptisch, ist es möglich eine MOT zu erzeugen. Das ist daran zu erkennen, dass wenn die MOT einmal zustande gekommen ist und das $\lambda/4$ -Plättchen bewegt wird, noch immer eine MOT sichtbar ist, auch wenn es bis zu $\pm 45^\circ$ gedreht wird.

Der Umstand, dass der Rückpumper beim neuen Aufbau auch in eine Faser eingekoppelt wird, sollte keinen nennenswerten Unterschied machen, um lediglich eine MOT zu erzeugen, da er wie bereits erwähnt, nur die Atome in den höheren Grundzustand bringen soll und somit Interferenzmuster in diesem kein Problem darstellen.

Auch kann es möglich sein, dass im ursprünglichem Aufbau eine MOT erzeugt wurde, diese aber nicht sichtbar ist. Der Grund dafür kann sein, dass, wenn die Kamera falsch fokussiert ist, die MOT nur als schwach leuchtender Ring sichtbar ist, da die runde MOT als Linse fungiert. In Abbildung 3.10 ist zu sehen, dass alleine die Strahlen in der Kammer stark leuchten, womit bei der falschen Fokussierung keine MOT sichtbar wäre, auch wenn sie da wäre. Der Grund für die helle Fluoreszenz in der runden Kammer ist die hohe Dichte an Rubidium-Atomen, die im neuen Aufbau wesentlich geringer ist durch die schmalere Öffnung der eckigen Kammer zur Quelle hin.

Ein anderer Grund mag sein, dass die Strahlen womöglich nicht in der runden Kammer überlagert sind. Denn wenn der Strahlenverlauf einer der horizontalen Strahlen in der runden Kammer von oben betrachtet wird, ist kein gerader Strahl wie erwartet zu sehen, sondern ein leicht gebogener. Mit der eckigen Kammer ist es wesentlich einfacher die Strahlen zunächst ohne die Kammer zu überlagern und schließlich die Kammer hinein zu stellen, da durch die glatte Oberfläche die Strahlen nicht ihre Richtung ändern sollten, was sie bei der gekrümmten Oberfläche dagegen vermutlich machen. Der wohl gravierendste Grund mag sein, dass der Strahlendruck, also die Leistung pro Fläche, von dem durch die gekrümmte Fläche einlaufenden und reflektierten Strahl in der Kammer nicht gleich groß ist. Die Ursache dafür ist die Krümmung der Glaskammer, denn durch diese wird der Strahl soweit verformt, dass der reflektierte Strahl, statt rund zu sein, zu einem hohen schmalen Strahl verformt wird. Dies kann sehr gut bei dem vertikalen und einem der horizontalen Strahlen beobachtet werden. Der zweite horizontale Strahl tritt durch das ebene Glasfenster ein, wodurch hier der reflektierte Strahl noch immer rund ist. Dies könnte erklären, warum der helle Fleck in Abbildung 3.10 zu sehen ist, weil zumindest durch diesen Strahl ein gleich hoher Strahlendruck und somit eine Optische Melasse erzeugt werden kann. Bei der eckigen Kammer tritt dieses Problem dagegen nicht auf, dort sind auch die reflektierten Strahlen rund.

Zusammenfassend ist anzunehmen, dass der hauptsächliche Grund für das nicht geglückte Erzeugen einer MOT tatsächlich die runde Glaskammer ist. Zwar ist das richtige Überlagern von einlaufenden und reflektierten Strahl auch wichtig, wenn allerdings bei laufender MOT der reflektierte Strahl horizontal oder vertikal

3.3. KÜHLEN UND EINFANGEN DER ATOME

verschoben wird, ist noch mit einem größeren Spielraum eine MOT sichtbar. Auch ist zu sehen, dass die MOT unempfindlich gegenüber Änderung der Polarisation ist, solange es nur σ^\pm ist, egal ob zirkular oder elliptisch.

4. Zusammenfassung und Fazit

Für diese MOT wird die Aufspaltung der Energieniveaus nach der Hyperfeinstruktur und dem anomalen Zeeman-Effekt durch das lineare inhomogene Magnetfeld verwendet. Dabei werden zwei zirkular polarisierte Laser verwendet, die als Rückpumper und Kühler agieren. Der Kühler muss rotverschoben sein, um die Atome überhaupt anregen zu können und in Richtung Mittelpunkt der Falle zu schieben, damit sie dort mithilfe des Magnetfeldes gefangen werden können.

Damit die Laser auf einen bestimmten Übergang gelockt werden können, wird die Laserstabilisierung verwendet, die mithilfe der Frequenzmodulations-Spektroskopie und des Laserlocking-Systems ein entsprechendes Fehlersignal generiert auf das gelockt werden kann.

Der Kern dieser Arbeit, wie der Titel 'Aufbau einer Magneto-Optischen Falle' bereits impliziert, wurde dank der neuen Glaskammer tatsächlich auch erreicht.

Eine andere sehr wohl wichtige Schlussfolgerung dieser Arbeit ist, dass die Modulation der Resonanzfrequenz eine preiswerte und zumindest im Umfang dieser Arbeit stabile Alternative zur Modulation der Laserfrequenz liefert. Ein weiterer Vorteil dieser Methode ist es, dass der Aufbau dadurch vereinfacht werden kann, da der Strahl in der Stabilisierung hier nicht noch durch einen EOM gelenkt werden muss.

Auch sollte an dieser Stelle erwähnt werden, dass sich der Aufbau einer einfachen MOT meiner Meinung nach sehr gut als Projekt für das Fortgeschrittenen Praktikum eignet. Grund dafür ist, dass hierbei ein guter grundlegender Einblick in das Arbeiten mit Lasern und optischen Elementen gegeben wird. Vor allem die auftretende Probleme, wie Rückkopplung des reflektierten Strahls in die Laserdiode oder Interferenzmuster des Strahls durch schneiden an optischen Elementen, die gleichzeitig auch grundlegende Probleme bei der Arbeit mit Lasern darstellen, lernt man bei einem solchen Projekt kennen und lösen, was den Lerneffekt hier sehr groß macht. Ebenso ist dieses Projekt sehr hilfreich um einfache Laserspektroskopie anschaulich zu verstehen und über die Theorie hinaus zu sehen, weshalb es sich besonders anbietet, dieses Projekt in Kombination mit einer Vorlesung zum Thema Laserspektroskopie durchzuführen.

A. Anhang

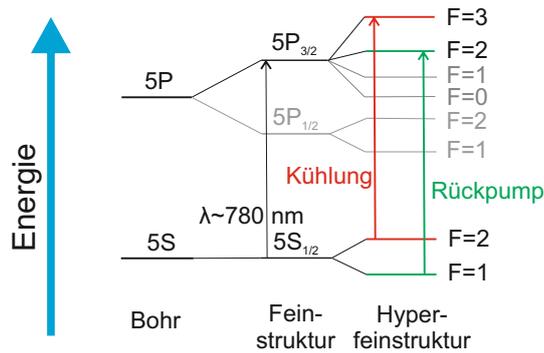


Abbildung A.1.: Atomare Struktur von ^{87}Rb mit der Hyperfeinstruktur, eingezeichnet sind die verwendeten Übergänge. Die Aufspaltung der Niveaus ist nicht maßstabsgetreu¹

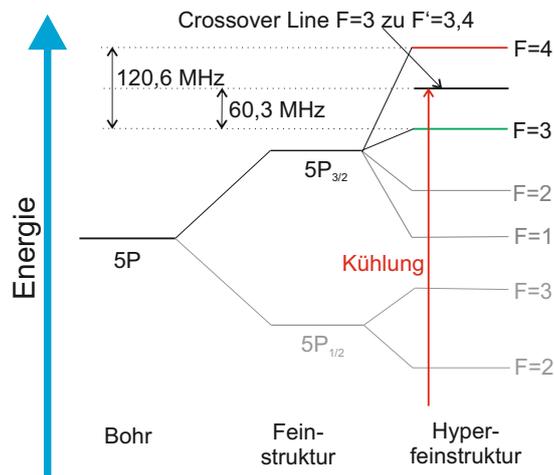


Abbildung A.2.: Der Übergang von $F = 3$ zu $F' = 3, 4$ vergrößert mit der Crossover Linie, dabei steht der rote Pfeil für den von $F = 3$ fortgeführten Übergang zum Kühlen. Die Aufspaltung der Niveaus ist nicht maßstabsgetreu.

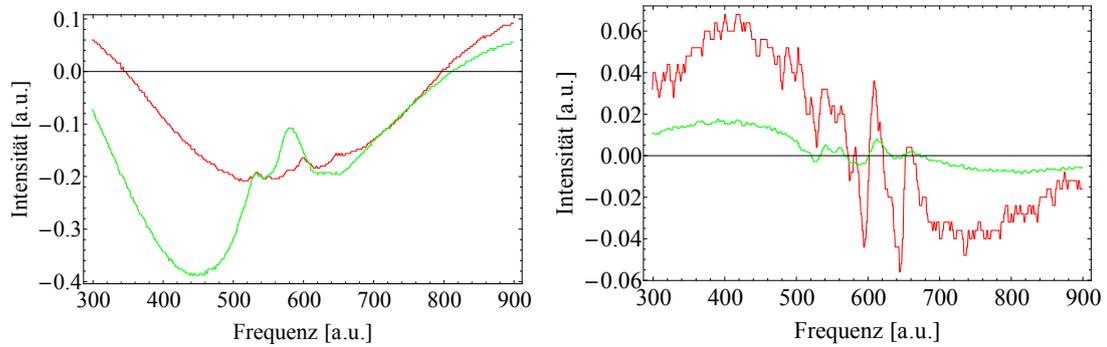


Abbildung A.3.: In rot Laser 1 (Kühler) und in grün Laser 2 (Rückpumper), aufgenommen mit einem Oszilloskop und mit Mathematica 9 geplottet. Links: Das Signal der Photodioden bei dem Übergang $F=1 \rightarrow F'=0,1,2$ bei ^{87}Rb . Rechts: Das zugehörige Fehlersignal.

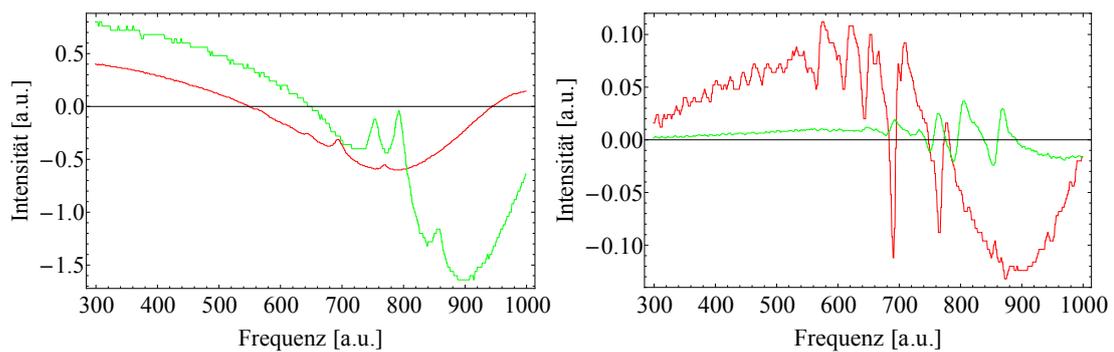


Abbildung A.4.: In rot Laser 1 (Kühler) und in grün Laser 2 (Rückpumper), aufgenommen mit einem Oszilloskop und mit Mathematica 9 geplottet. Links: Das Signal der Photodioden bei dem Übergang $F=2 \rightarrow F'=1,2,3$ bei ^{87}Rb . Rechts: Das zugehörige Fehlersignal.

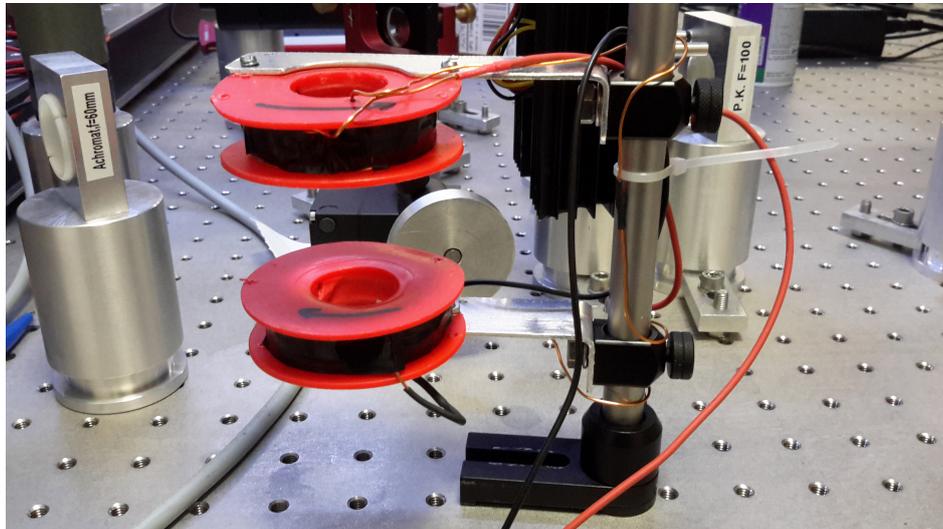


Abbildung A.5.: Aufnahme der Anti-Helmholtzspulen um das Magnetfeld zu erzeugen.

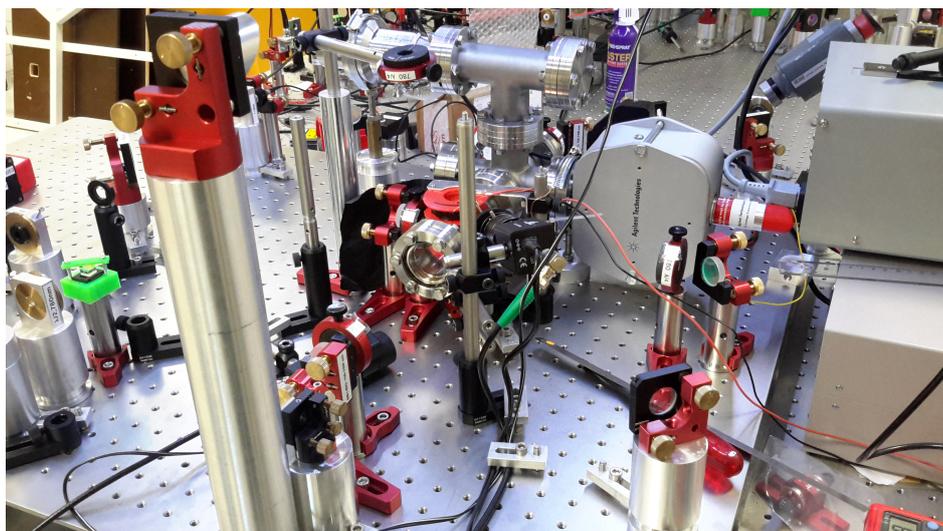


Abbildung A.6.: Aufnahme der Falle vom ursprünglichen Aufbau aus einer anderen Perspektive.



Abbildung A.7.: Aufnahme des Laser Systems 1 (Kühlungs-Laser) aus anderer Perspektive.



Abbildung A.8.: Aufnahme des neuen Aufbaus für den Rückpump-Laser. Anzumerken hier ist, dass in diesem Aufbau auch zwei AOMs zur Rotverschiebung vorhanden sind, diese allerdings nur zu Testzwecken in dem Aufbau eingebaut wurden sind und für die Erzeugung der MOT nicht eingeschaltet waren.

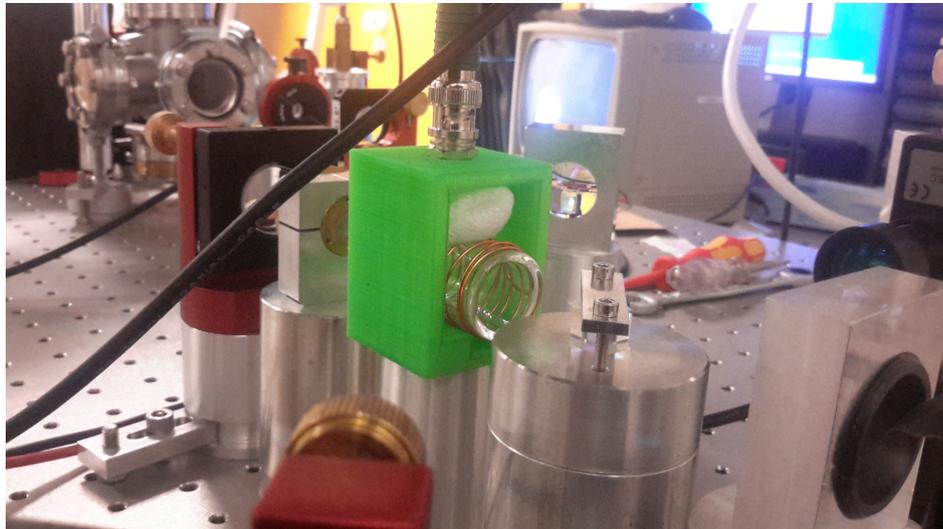


Abbildung A.9.: Aufnahme der Rubidium-Zelle, die für die Stabilisierung des Kühlungs-Lasers verwendet wird.

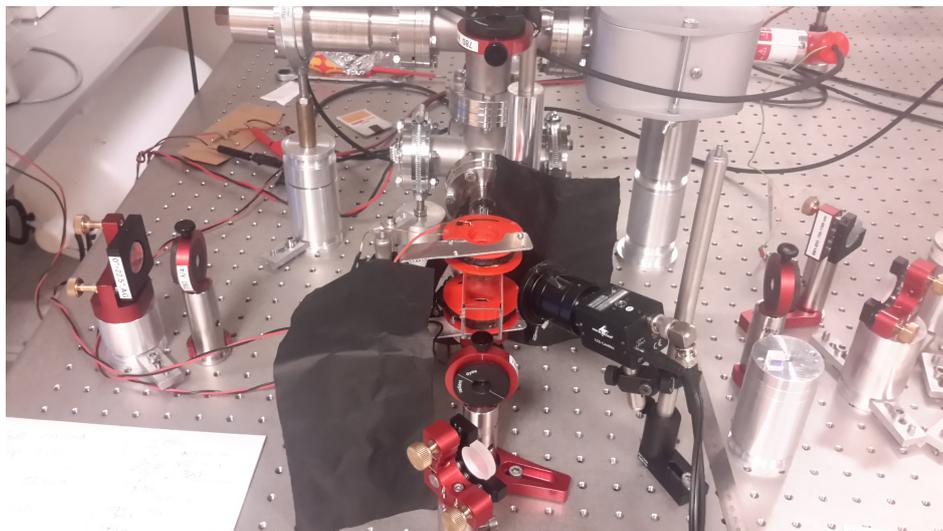


Abbildung A.10.: Aufnahme der neuen eckigen Kammer.



Abbildung A.11.: Aufnahme der MOT (im roten Kreis) von ^{85}Rb mit Skala. Da die Skala auf dem Bild nicht gut zu erkennen ist, wurde nachträglich die Skala eingezeichnet, wobei der Abstand zwischen den zwei roten Linen 2 mm entspricht. Im Labor war die Ausdehnung der MOT deutlicher ablesbar.

Literaturverzeichnis

- [1] Wolfgang Demtröder. *Laserspektroskopie 1*, 6. Auflage, Springer, 2011
- [2] Wolfgang Demtröder. *Laserspektroskopie 2*, 6. Auflage, Springer, 2011
- [3] M. H. Anderson, J. R. Ensher, M. R. Matthews, C. E. Wieman, E. A. Cornell. *Observation of Bose-Einstein Condensation in a Dilute Atomic Vapor*, Science Vol. 269 no. 5221 pp. 198-201, 14 July 1995.
- [4] K. B. Davis, M. -O. Mewes, M. R. Andrews, N. J. van Druten, D. S. Durfee, D. M. Kurn, and W. Ketterle. *Bose-Einstein Condensation in a Gas of Sodium Atoms*. Phys. Rev. Lett. Vol. 75 no. 22, 27 November 1995.
- [5] Patrick Windpassinger. *Quantensimulation mit ultrakalten Quantengasen*. Physik in unserer Zeit 45, 26-33. 2014.
- [6] Bahaa E.A. Saleh, Malvin Carl Teich. *Grundlagen der Photonik*, 2. Auflage, WILEY-VCH Verlag, 2008.
- [7] Harold J. Metcalf, Peter van der Straten. *Laser Cooling and Trapping*, Springer, 1999.
- [8] Grant R. Fowles. *Introduction to Modern Optics*. Dover Publ Inc. 2009.
- [9] Takeshi Ikegami, Shin-ichi Ohshima and Motoichi Ohtsu. *Frequency Stabilisation of Laser Diodes to the Cs-D₂ Line with the Zeeman Modulation Method*, Japanese Journal of Applied Physics Vol. 28 no. 10, October 1989.
- [10] E.L. Raab, M. Prentiss, Alex Cable, Steven Chu and D.E. Pritchard. *Trapping of Neutral Sodium Atoms with Radiation Pressure*, Phy. Rev. Lett. Vol. 59 no. 23, 7 December 1987.
- [11] Daniel Sahagun, Vasiliki Bolpasi, Wolf von Klitzing. *A simple and highly reliable laser system with microwave generated repumping light of cold atom experiments*. Optics Communication 290 pp. 110–114, 2013.
- [12] Gary C. Bjorklund. *Frequency-modulation spectroscopy: a new method for measuring weak absorptions and dispersions*. Optics Letters Vol. 5 no. 1, January 1980.
- [13] James M. Supplee, Edward A. Whittaker and Wilfried Lenth. *Theoretical description of frequency modulation and wavelength modulation spectroscopy*. Applied Optics Vol. 33 no. 27, 20 September 1994.
- [14] Shannon Roberts. *Saturated absorption spectroscopy of ⁸⁷Rb: Toward a magnetic trap of cold collisions studies*. REU Summer 2011.

Literaturverzeichnis

- [15] http://www.nobelprize.org/nobel_prizes/physics/laureates/1997/,
Stand: 11.05.2015 14:16.
- [16] [http://www.nobelprize.org/nobel_prizes/physics/laureates/1997/
advanced.html](http://www.nobelprize.org/nobel_prizes/physics/laureates/1997/advanced.html), Stand: 11.05.2015 14:36.
- [17] http://www.thorlabs.de/newgrouppage9.cfm?objectgroup_id=2729, Stand:
22.05.2015 13:46.
- [18] <http://194.75.38.69/pdfs/ZFL-500LN.pdf>, Stand: 22.05.2015 13:43.
- [19] <http://www.alvatec.com/files/6214/2546/8742/alvasources.pdf>, Stand:
22.05.2015 13:05.

Danksagung

Am Ende dieser Arbeit möchte ich zunächst meinen Dank dafür aussprechen, dass Herr Prof. Dr. Patrick Windpassinger mich in seine Arbeitsgruppe aufgenommen hat und mir die Möglichkeit gegeben hat diese Arbeit überhaupt zu verfassen. Ebenso möchte ich der gesamten Arbeitsgruppe danken, da alle unglaublich nett zu mir waren und mir immer geholfen haben soweit es ging, sei es bei fachlichen Fragen oder einfach um eine Pause zu machen.

Mein Dank gilt ganz im besonderen Noaman, der sehr viel Zeit mit mir im Labor verbracht hat und mir immer bei Fragen rund um den Versuch weiter geholfen hat. Auch möchte ich im Besonderen Maria danken, die mir auch immer bei Fragen weiter geholfen hat, sei es zur Arbeit im Labor oder zum Verfassen dieser Arbeit. Natürlich gilt mein Dank auch Herrn Windpassinger, der mir immer weiter geholfen hat, wenn ich Fragen hatte oder einfach beim Aufbauen der MOT geholfen hat. Und ich danke auch Herrn Prof. Dr. Jochen Walz dafür, dass er sich bereit erklärt hat Zweitkorrektor meiner Arbeit zu sein.

Auch sollte hier nicht meine Mitbewohnerin der Zombie vergessen werden, die sich immer mal wieder sinnloses Gerede von mir anhören musste, damit ich wusste wie ich weiter schreiben möchte oder wenn ich ein Verständnisproblem hatte. Nike möchte ich hier auch danken, dafür das sie mir sehr damit geholfen hat einfach vorbei zu kommen und zu fragen 'Chrisiiii? Machen wir eine Pause?'

Zu guter Letzt möchte ich noch meiner Familie und meinen Freunden danken, die mich immer unterstützt haben und es mir ermöglicht haben an diesen Punkt zu gelangen.