



Leibniz  
Universität  
Hannover

# Physikalisches Fortgeschrittenenpraktikum II

## Versuch: Magnetooptische Falle



Institute of Quantum Optics  
University of Hannover

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>2</b>
<b>2</b>	<b>Theorie einer MOT</b>	<b>4</b>
2.1	Laserkühlung: Die Spontankraft . . . . .	4
2.2	Funktionsweise einer MOT . . . . .	8
<b>3</b>	<b>Experimentelle Umsetzung</b>	<b>11</b>
3.1	Eigenschaften von $^{85}\text{Rb}$ . . . . .	11
3.2	Diodenlaser . . . . .	11
3.2.1	Funktionsweise und Eigenschaften von Diodenlasern . . . . .	11
3.2.2	Modenspektrum . . . . .	16
3.2.3	Diodenlaser mit erweitertem Resonator . . . . .	18
3.3	Sättigungsspektroskopie . . . . .	21
<b>4</b>	<b>Experimenteller Aufbau einer MOT</b>	<b>28</b>
4.1	Die Strahlführung . . . . .	28
4.2	Die Vakuumapparatur . . . . .	31
<b>5</b>	<b>Experimente</b>	<b>35</b>
5.1	Justage der MOT . . . . .	35
5.2	Bestimmung des Volumens der Atomwolke . . . . .	37
5.3	Bestimmung von Teilchenzahl und Dichte in der MOT . . . . .	39
5.4	Abhängigkeit der Teilchenzahl von der Verstimmung des Kühllasers . . . . .	41
5.5	Abhängigkeit der Teilchenzahl in der MOT vom Magnetfeld . . . . .	41
5.6	Bestimmung der Füllzeit der MOT . . . . .	42
5.7	Die Optische Melasse . . . . .	43
<b>A</b>	<b>Daten des Elements Rubidium</b>	<b>44</b>

# 1 Einleitung

Fallen für neutrale Atome haben sich in den letzten Jahren als sehr wichtiges Experimentierfeld in der modernen Atomphysik und Quantenoptik etabliert. In ihnen können kalte atomare Gaswolken bei tiefsten Temperaturen von wenigen  $\mu\text{K}$  über Sekunden bis Minuten gespeichert werden. Dadurch eröffnet sich die Möglichkeit, an nahezu ruhenden Atomen, wichtige Fragestellungen der Atomphysik mit höchster Präzision zu untersuchen. Exemplarisch seien einige Forschungsfelder genannt, die in jüngster Zeit durch die Möglichkeit Atome zu speichern enorm profitiert haben (siehe auch [Phi90]):

1. *Hochgenaue Spektroskopie*: Durch Vermeidung des Dopplereffekts und längere Beobachtungszeiten, konnten die wesentlichen beiden Verbreiterungsmechanismen der klassischen Spektroskopie um mehrere Größenordnungen reduziert werden.
2. *Atomuhren*: Durch derartig präzise Spektroskopie wurde es möglich, neue optische Frequenzstandards zu untersuchen
3. *Kalte Stöße*: Die Relativbewegung der Stoßpartner ist so gering, daß der Stoß „langsam“ abläuft und somit noch während des Stoßprozesses beeinflusst werden kann. Bei derartigen kalten Stößen treten quantenmechanische Effekte zu Tage, die bei Stößen mit heißen Atomen vernachlässigbar sind
4. *Bose-Einstein Kondensation*: Auf Basis der Methoden der Laserkühlung konnte 1995 die Bose-Einstein Kondensation in verdünnten Gasen erreicht werden. Damit ist es möglich, quantenstatistische Effekte von neutralen Atomen mit hoher Dichte und geringer Temperatur zu beobachten, und Modellsysteme der Quantenphysik zu vermessen.
5. *Atomoptik*: Atomstrahlen werden durch Laser in ähnlicher Weise manipuliert wie Licht durch Spiegel, Linsen, Strahlteiler, Gitter und andere optische Elemente. Anwendungsgebiete sind die Atominterferometrie, die Atomlithographie, sowie die Atomholographie. Ein großes Ziel der Atomoptik war und ist es außerdem, einen „Atomlaser“ zu realisieren, d.h. einen kohärenten Atomstrahl.

Atomfallen sind aus der modernen Atomphysik und Quantenoptik demgemäß heute nicht mehr wegzudenken. Sie eröffnen einem erstmals die Möglichkeit, Atome bei den tiefsten Temperaturen überhaupt (bis unter  $\mu\text{K}$  über absolut Null) zu untersuchen. Die am häufigsten eingesetzten Fallen für neutrale Atome basieren auf Lichtdruckkräften, d.h. der Wechselwirkung von Licht - in der Regel Laserlicht - mit Atomen. Der gerichtete Impuls-Übertrag absorbierter Photonen auf ein Atom kann geschickt ausgenutzt werden, um mit Laserstrahlen Kräfte auf die Atome auszuüben.

Die erste Falle für neutrale Atome, in der Atome durch Lichtdruckkräfte gefangen werden, wurde 1987 realisiert [RPC<sup>+</sup>87]. Vorausgegangen waren 1985 entscheidende Experimente zur Abbremsung von Atomstrahlen durch Laserlicht [EBHZ85], [PMP<sup>+</sup>85] und zur Dämpfung der atomaren Bewegung in einer sogenannten Optischen Melasse [CBCA85]. Dabei werden drei senkrecht zueinander stehende Laserstrahlen in sich zurückreflektiert, was die Abbremsung von Atomen mit unterschiedlichen Geschwindichkeitsrichtungen zur Folge hat. Die Überlagerung eines inhomogenen Quadrupol-Magnetfeldes führt in der Geometrie der sogenannten „Magneto-Optical Trap“ (MOT) zu einer ortsabhängigen Kraft und dadurch zu einer echten Falle. Die Entwicklung der Mechanismen der Laserkühlung und der Lichtdruckfallen wurde 1997 als wesentlicher Schritt der Experimentalphysik mit dem Nobelpreis gewürdigt.

Die vorliegende Arbeit hat das Ziel, einen modernen Versuch für das Fortgeschrittenen-Praktikum bereitzustellen, in der die Kühlung und Speicherung von Atomen durch Lichtdruckkräfte diskutiert und exemplarisch Messungen mit und an kalten Rubidium-Atomen in einer MOT durchgeführt werden können. Dieses Experiment gestattet bereits ab dem 5. Semester einen Einblick in die moderne Forschung und ermöglicht den Studenten zudem, einen Forschungsschwerpunkt der Physik in Hannover kennenzulernen.

Diese Arbeit ist wie folgt gegliedert:

In *Kapitel 2* wird zunächst die Theorie einer MOT beschrieben. Dabei werden die Dopplerkühlung, die Spontankraft, sowie der Begriff einer Optischen Melasse näher erläutert. Einen weiteren Schwerpunkt bildet die Erläuterung der Funktionsweise einer MOT.

*Kapitel 3* geht auf die experimentelle Umsetzung der MOT, wie sie im Praktikums-Versuch realisiert ist, näher ein. Im speziellen werden die Eigenschaften des Rubidium-Isotops mit der Quantenzahl 85 und die Eigenschaften von Diodenlasern beschrieben, sowie deren Stabilisierung mit Hilfe der Sättigungsspektroskopie.

In *Kapitel 4* wird der konkrete experimentelle Aufbau der Atomfalle in Einzelheiten erklärt. Insbesondere wird der Strahlengang und verschiedene optische Komponenten beschrieben.

In *Kapitel 5* wird dann ein Überblick über Experimente gegeben, die im Rahmen des Fortgeschrittenen-Praktikums durchgeführt werden können.

## 2 Theorie einer MOT

### 2.1 Laserkühlung: Die Spontankraft

Unter Laserkühlung von Atomen versteht man die Reduktion der atomaren Geschwindigkeitsverteilung durch Licht, typischerweise Laserlicht. Eine zentrale Rolle spielt dabei der Strahlungsdruck, der zur sogenannten Spontankraft führt [Phi90], [DRZJ90]. Im Folgenden soll ein einfaches Modell und eine Ableitung für den Strahlungsdruck gegeben werden. Betrachtet wird dafür zunächst in einer Dimension die Wechselwirkung eines Lasers mit einem Zwei-Niveau-Atom mit der Übergangsfrequenz  $\omega_A$ . Ein Atom mit einer Geschwindigkeit  $\vec{v}$  absorbiert Photonen aus einem entgegenkommenden Laser aufgrund des Dopplereffekts mit einer größeren Wahrscheinlichkeit, wenn der Laser gegenüber  $\omega_A$  rotverstimmt ist. Nach der Absorption eines Photons aus dem Laserstrahl wird das Photon spontan und somit ungerichtet emittiert. Bei jedem Absorptions- und Emissionsprozeß findet ein Impulsübertrag statt. Während die Absorption eines Photons immer aus einer Richtung erfolgt, ist die spontane Emission ungerichtet und die Impulsänderung durch sie im Mittel null (siehe Abb. 2.1.1). Somit wird bei vielen Prozessen ein Gesamtimpuls in Richtung des Laserstrahles auf das Atom übertragen („Strahlungsdruck“).

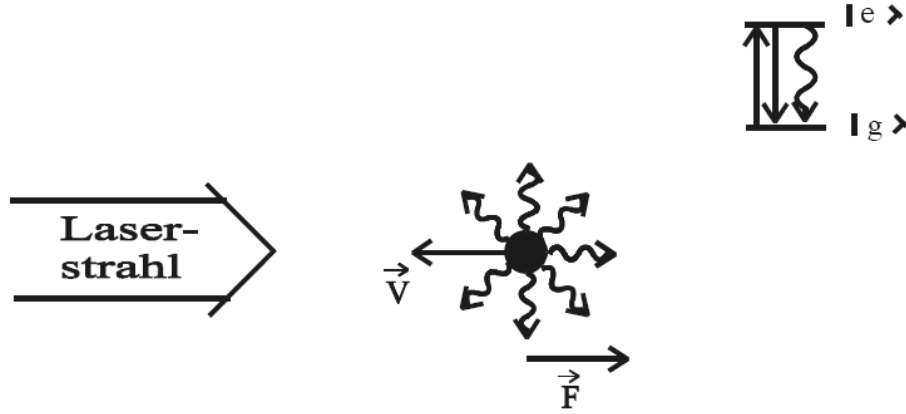


Abbildung 2.1.1: Die Streuung eines Laserstrahles an einem Atom.

Die Kraft, die auf das Atom durch die absorbierten Photonen wirkt, stellt sich als Impulsübertrag pro Zeiteinheit dar, dementsprechend als Produkt aus Impulsübertrag  $\hbar\vec{k}$  und der Streurrate  $\Gamma$  der Photonen:

$$\vec{F} = \hbar\vec{k}\Gamma. \quad (2.1)$$

Diese sogenannte Spontankraft ist eine der wichtigsten Kräfte zum Abbremsen und damit auch zum Kühlen von Atomen. Jedes einzelne Photon führt dabei nur zu einer sehr kleinen Geschwindigkeitsänderung. Sie beträgt typischerweise wenige cm/s. Die mögliche

Streurate liegt bei mehr als  $10^7$  Photonen pro Sekunde [WFG95].

Ähnliche Bedingungen herrschen zum Beispiel, wenn man versucht einen Tennisball durch entgegenkommende Tischtennisbälle abzubremesen. Jeder einzelne Tischtennisball führt dabei nur zu einer sehr kleinen Geschwindigkeitsänderung des Tennisballs. Die Streurate  $\Gamma$  eines Atoms hängt dabei von verschiedenen Faktoren ab. Je höher die Intensität  $I$  des Lasers, desto größer die Streurate. Desweiteren hängt die Streurate von der Verstimmung des Lasers  $\delta_l$  gegenüber dem atomaren Übergang ab. Sie ergibt sich einerseits aus  $\delta_L = \omega_L - \omega_A$ , wobei  $\omega_A$  die atomare Übergangsfrequenz, und  $\omega_L$  die Frequenz des Lasers ist und andererseits aus der Dopplerverstimmung  $\vec{k}\vec{v}$ . Zusätzlich steigt  $\Gamma$  mit sinkender Lebensdauer  $\tau$  des angeregten Zustands. Für die Spontankraft erhält man folgende Darstellung:

$$\vec{F} = \frac{\hbar \vec{k}}{2\tau} \frac{\frac{I}{I_0}}{1 + \frac{I}{I_0} + \frac{(\delta_L - \vec{k}\vec{v})^2}{(\frac{\Gamma}{2})^2}} \quad (2.2)$$

(Zur Ableitung dieser Formel siehe [COH90]). Dabei entspricht  $\Gamma = 1/\tau$  der Linienbreite des angeregten Zustands und  $\vec{k}$  dem Wellenzahlvektor des Laserstrahles. Die Sättigungsintensität  $I_0$  läßt sich dabei durch

$$I_0 = \frac{\pi \hbar c}{3\lambda^3 \tau} \quad (2.3)$$

berechnen ( $c$ : Lichtgeschwindigkeit). Wie kann nun die Spontankraft durch Laserstrahlen eingesetzt werden, um Atome zu kühlen und zu speichern:

Betrachtet wird ein Zwei-Niveau-Atom, das sich im Lichtfeld zweier gegenläufiger, rotverstimmter Laserstrahlen befindet und sich mit einer Geschwindigkeit auf den einen Laser zubewegt. Aufgrund des Dopplereffekts absorbiert das Atom Photonen aus dem entgegenlaufenden Strahl, wiederum mit einer größeren Wahrscheinlichkeit als aus dem Strahl in Richtung des Atoms.

Mittelt man über viele Absorptions-und Emissionszyklen, so ergeben sich Kräfte  $\vec{F}_\pm$  auf das Atom LET 81 :

$$\vec{F}_\pm = \vec{F}_{ges} = \vec{F}_+ + \vec{F}_- = \hbar \vec{k}_\pm \Gamma \quad (2.4)$$

(Dies gilt allerdings nur für  $I \leq I_0$ .) Diese Kraft ist geschwindigkeitsabhängig und für kleine Geschwindigkeiten linear. Es gilt:

$$\vec{F}_{ges} = -\alpha \vec{v} \text{ für } |\vec{k}\vec{v}| < 2\Gamma \quad (2.5)$$

Trägt man die Kraft  $F_{ges}$  über die Geschwindigkeit  $v$  auf, so erhält man nachfolgendes Kraftprofil:

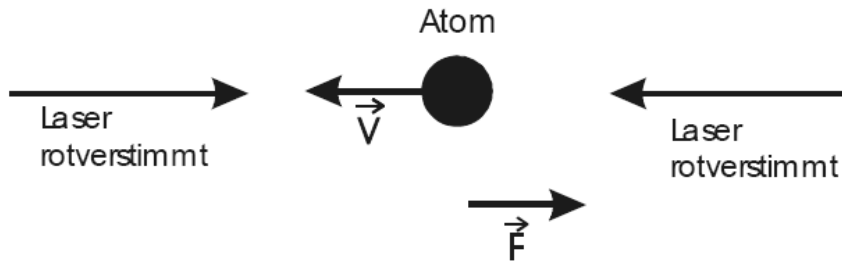


Abbildung 2.1.2: Ein Atom, das sich im Lichtfeld zweier gegenläufiger rotverstimelter Laser befindet, erfährt eine rücktreibende Kraft.

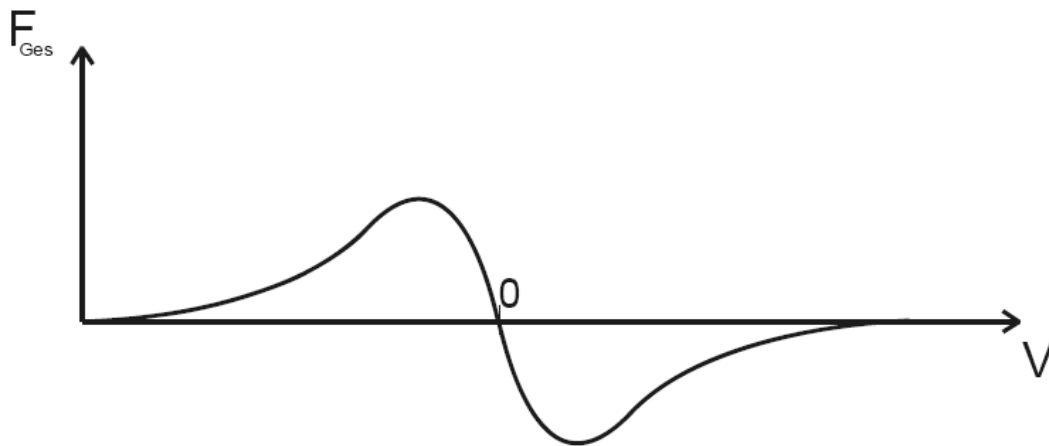


Abbildung 2.1.3: Die Abhängigkeit der Dämpfungskraft von der Geschwindigkeit der Atome.

Die Graphik zeigt, daß Atome mit einer negativen Geschwindigkeit, d.h. die Ausbreitungsrichtung ist in -z-Richtung, eine positive Kraft erfahren und somit abgebremst werden. Sie werden auf eine Geschwindigkeit  $v \approx 0$  abgebremst. Analog erfahren Atome, die in +z-Richtung fliegen, eine negative Kraft und werden auf  $v \approx 0$  abgebremst. In dem Bereich, in dem sich die Kraft auf ein Atom nahezu linear ändert, ist eine Geschwindigkeitsdämpfung möglich.

Die natürliche Erweiterung dieser Geometrie auf drei Dimensionen führt zu drei zueinander senkrechten Laserstrahlen, die jeweils in sich zurückreflektiert werden. Diese Geometrie wird „Optische Melasse“ genannt, da die Bewegung der Atome in alle drei Raumrichtungen ausgedämpft wird (siehe Abb. 2.1.4).

Die Temperatur  $T$  in einer Optischen Melasse stellt sich im Gleichgewicht zwischen der Kühlrate durch Absorption und der Heizrate durch den stochastischen Charakter der Emissionen ein. Der Zusammenhang zwischen Kühl- und Heizrate soll hier nicht detailliert diskutiert werden (nähere Angaben finden sich in [DCT89]). Es ergibt sich eine Gesamtenergie des Systems [COH90]:

$$k_B T = \frac{\hbar \Gamma}{4} \frac{1 + \frac{I_{ges}}{I_0} + \left(\frac{2\delta}{\Gamma}\right)^2}{\frac{2|\delta|}{\Gamma}} \quad (2.6)$$

wobei  $k_B$  die Boltzmann-Konstante und  $I_{ges}$  die Gesamtintensität der Laserstrahlen ist.

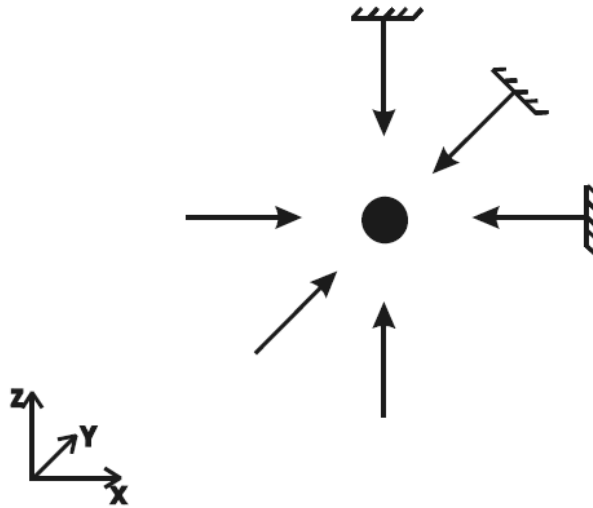


Abbildung 2.1.4: Die Optische Melasse: Drei senkrecht zueinander stehende Laser werden in sich zurückreflektiert und bewirken so die räumliche Kühlung von Atomen.

Das sogenannte „Dopplerlimit“ wird für eine geringe Intensität  $I_{ges}$  und eine Verstimmung  $\delta_L = \omega_L - \omega_A = -\Gamma/2$  erreicht. Die Temperatur ergibt sich aus:

$$k_B T_{Doppler} = \frac{\hbar \Gamma}{2} \quad (2.7)$$



Die Geometrie einer optischen Melasse führt wie beschrieben zu einer Einengung der Atome im Impulsraum. Eine Einengung im Ortsraum ist mit dieser Anordnung jedoch nicht möglich. Eine optische Melasse ist somit keine echte Falle. Die Atome bewegen sich wie in einer viskosen Flüssigkeit. Die Einengung im Ortsraum kann durch ein zusätzliches Quadrupol-Magnetfeld erreicht werden. Diese Idee führt zur Theorie der magnetooptischen Falle.

## 2.2 Funktionsweise einer MOT

Die erste magnetooptische Falle wurde 1987 mit Natrium-Atomen realisiert. Ziel war die Einschränkung neutraler Atome, mit hoher Dichte, auf ein kleines Raumgebiet. Dies sind grundlegende Voraussetzungen für eine Reihe von Experimenten, wie z.B. die Bose-Einstein-Kondensation. In der ersten Falle wurden  $10^7$  Atome für zwei Minuten gefangen. Es wurde eine Dichte von  $10^{11}$  Atomen/cm<sup>3</sup> und eine Fallentiefe von 0,4 K erreicht. Derzeitige magnetooptischen Fallen können bis zu  $10^{11}$  Atome bei Dichten von bis zu  $10^{12}$  Atomen/cm<sup>3</sup> speichern. Die niedrigsten Temperaturen, die sich allerdings nur bei kleineren Teilchenzahlen erreichen lassen, hängen vom verwendeten Element ab und liegen z.B. für Cs-Atome bei 800 nK. Nachfolgend soll das Prinzip einer magnetooptischen Falle vorgestellt werden:

Betrachtet wird zunächst ein Zwei-Niveau-Atom in einer Dimension mit einem Grundzustand  $J=0$  und einem angeregten Zustand  $J=1$ . Um eine Ortsabhängigkeit der Resonanzfrequenz  $\omega_0$  zu erreichen, wird ein Quadrupol-Magnetfeld  $\vec{B}$  erzeugt (siehe Abb. 2.2.1), das aufgrund des Zeeman-Effekts zu einer Aufspaltung des angeregten Zustands in drei Zeeman-Untersustände führt ( $m_J = -1, 0, +1$ ) (siehe Abb. 2.2.2). Es ergibt sich:

$$\omega_0(z) = \omega_0 + g m_J \mu_B B(z) \frac{2\pi}{h} \quad (2.8)$$

Dabei ist  $g$  der Landésche  $g$ -Faktor und  $\mu_B$  das Bohr'sche Magneton

Betrachtet wird nun eine Anordnung wie in Abb. 2.2.2. Zwei zirkular polarisierte Laser werden entgegengesetzt auf Atome eingestrahlt. Der von rechts kommende Laser sei linkszirkular polarisiert, der von links eingestrahlte Laser rechtszirkular polarisiert. Beide Laser seien rotverstimmt. Solange sich ein Atom im Fallenzentrum befindet, wirkt keine Kraft. Bewegt sich das Atom jedoch z.B. nach links aus dem Zentrum heraus, so steigt die Wahrscheinlichkeit für die Absorption eines Photons aus dem  $\sigma^+$ -Strahl, da das Atom mit diesem rotverstimmtten Laser in Resonanz geraten kann. Das Atom wird in den Zustand  $|J = 1, m_J = +1\rangle$  angeregt. Durch die Streuung der Photonen an dem Atom erfährt das Atom eine Kraft, die es ins Fallenzentrum zurücktreibt. Die Absorption eines Photons aus dem  $\sigma^-$ -Strahl tritt mit geringerer Wahrscheinlichkeit auf. Analog wirkt auf das Atom eine rücktreibende Kraft, wenn es nach rechts aus dem Fallenzentrum driftet.

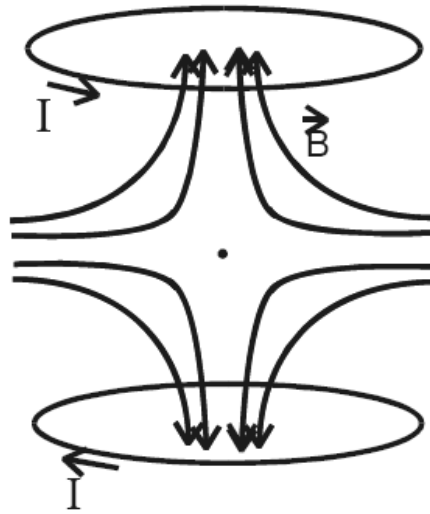


Abbildung 2.2.1: Qualitativer Feldverlauf einer Quadropolfalle.

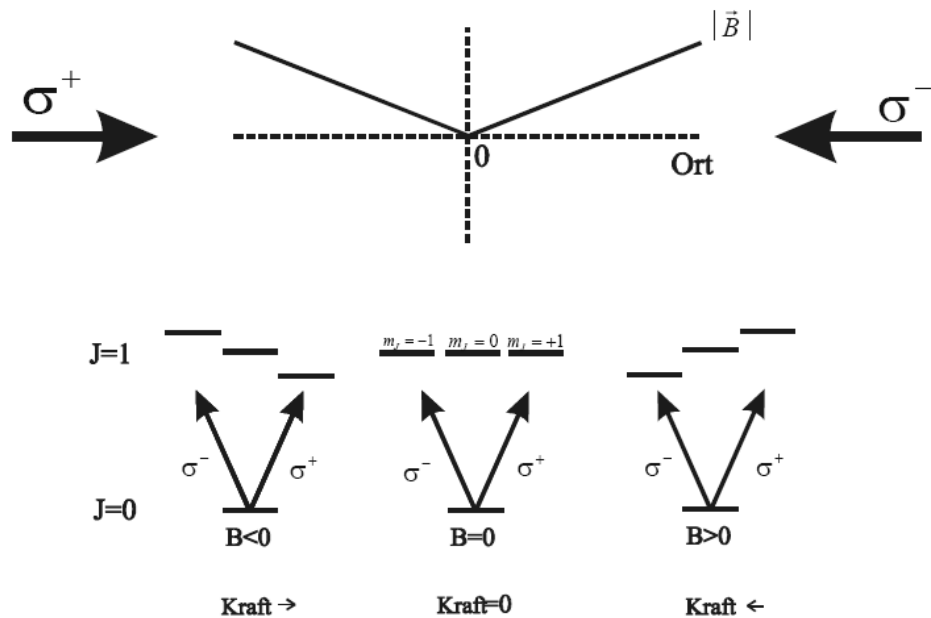


Abbildung 2.2.2: Aufspaltung des angeregten Zustand aufgrund des Zeeman-Effekts und die somit wirkenden Kräfte.

Mit dieser Anordnung erreicht man folglich eine räumliche Begrenzung der Atome. Analog zu (2.1) ergibt sich [Phi90]:

$$\vec{F}_{pm} = \frac{\hbar \vec{k}_{\pm}}{2\tau} \frac{I/I_0}{1 + I/I_0 + \frac{(\delta_L - \vec{k}_{\pm} \vec{v} \mp gm_J \mu_B \frac{\partial B}{\partial z} z / \hbar)^2}{(\Gamma/2)^2}} \quad (2.9)$$

Für die Gesamtkraft auf ein Atom in der Nähe des Fallenzentrums ergibt sich:

$$\vec{F}_{ges} = \vec{F}_+ + \vec{F}_- = -\alpha_D \vec{v} - \kappa_D \vec{z} \quad (2.10)$$

Diese Kraft entspricht der eines gedämpften harmonischen Oszillators mit der Dämpfungskonstante

$$\alpha_D = -4\hbar k^2 \frac{I}{I_0} \frac{2\delta_L/\Gamma}{(1 + (2\delta_L/\Gamma)^2)^2} \quad (2.11)$$

und der Federkonstante

$$\kappa_D = -4\hbar k^2 \frac{I}{I_0} \frac{2\delta_L/\Gamma}{(1 + (2\delta_L/\Gamma)^2)^2} gm_J \mu_B \hbar^{-1} \frac{\partial B}{\partial z} \quad (2.12)$$

Im dreidimensionalen Fall wird ein Quadrupolmagnetfeld durch zwei gegensinnig durchflossene Spulen erreicht (siehe Abb. 2.2.1 und Abb. 2.2.3). Das Magnetfeld verläuft in dieser Anordnung in einer Umgebung des Fallenzentrums linear, so daß eine Aufspaltung des angeregten Zustands, wie in Abb. 2.2.2 dargestellt, erreicht wird.

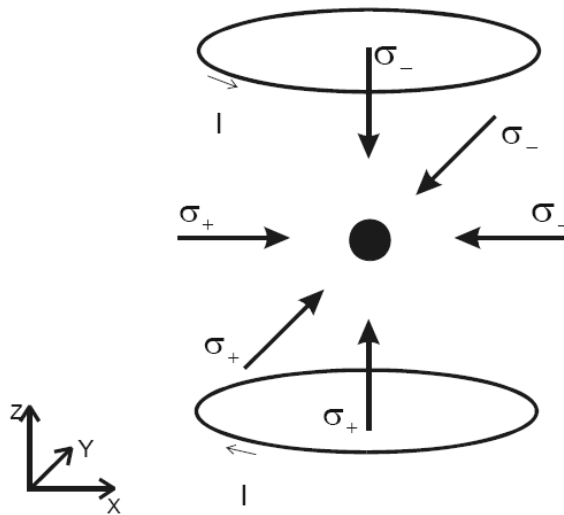


Abbildung 2.2.3: Aufbau einer MOT. Die Optische Melasse wird durch zwei Spulen in Anti-Helmholtzkonfiguration räumlich begrenzt.

## 3 Experimentelle Umsetzung

### 3.1 Eigenschaften von $^{85}\text{Rb}$

Für die Realisierung des Praktikumversuchs wurde Rubidium als Element ausgewählt. Rubidium ist zur Laserkühlung aus verschiedenen Gründen gut geeignet. Zum einen gibt es kostengünstige und kompakte Diodenlaser mit einer ähnlichen Frequenz wie der des Kühlübergangs von Rubidium, zum anderen hat das Element einen hohen Dampfdruck von  $10^{-7}$  Torr bei 300K. Dadurch ist es nicht nötig, die Atome stark zu erhitzen, wie es z.B. bei Natrium der Fall ist.

$^{85}\text{Rb}$  ist ein Alkalimetall mit einem Elektron in der äußersten, der vierten Schale. Im Grundzustand  $5S_{1/2}$  besitzt das Atom einen Drehimpuls  $|J = 1/2\rangle$  und im ersten angeregten Zustand  $5P_{3/2}$  einen Drehimpuls  $|J = 3/2\rangle$ . Der Drehimpulsvektor  $I$  des Protons beträgt bei  $^{85}\text{Rb}$   $I = 5/2$ . Es ergibt sich ein Gesamtdrehimpuls  $F = J \pm I$  [MK85]. Für den Grundzustand ergeben sich folglich  $F = 2$  und  $F = 3$ , sowie  $F' = 1, \dots, 4$  für den ersten angeregten Zustand (siehe Abb. 3.1.1).

Als Kühlübergang dient der Übergang  $|F = 3\rangle \rightarrow |F' = 4\rangle$  von  $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2}$ . Mit einer geringen Wahrscheinlichkeit kann jedoch auch eine Anregung von  $|F = 3\rangle \rightarrow |F' = 3\rangle$  stattfinden und das Atom anschließend in den Zustand  $|F = 2\rangle$  übergehen. Der sogenannte Kühllaser kann diese Atome dadurch nicht mehr anregen, sodass die Atome nicht weiter gekühlt werden können. Mit Hilfe eines Rückpumpasers werden diese Atome jedoch erneut in den  $|F' = 3\rangle$ -Zustand angeregt. Von dort kann das Elektron wieder in den Zustand  $|F = 3\rangle$  gelangen. Somit können die Atome weiter gekühlt werden.

Für eine MOT mit Rb-Atomen benötigt man folglich zwei Laser, die bei leicht unterschiedlichen Frequenzen (Frequenzabstand  $\Delta \approx 2,9$  GHz) laufen. Um die Laser auf der richtigen Frequenz zu betreiben, werden diese sättigungsspektroskopisch stabilisiert.

### 3.2 Diodenlaser

#### 3.2.1 Funktionsweise und Eigenschaften von Diodenlasern

Über die ersten Halbleiterlaser wurde bereits 1961, kurz nach der Realisierung des ersten Lasers überhaupt, berichtet. Nachdem zunächst nur ein gepulster Betrieb möglich war, gelang es später auch Halbleiterlaser kontinuierlich zu betreiben. Seitdem ist die wirtschaftliche Nutzung dieser Laser stets gestiegen. Laserdioden haben Abmessungen im Mikrometerbereich, so daß sie sich in Chips integrieren und in Gehäuse von wenigen Millimetern Größe einsetzen lassen. Jeder CD-Spieler enthält z.B. eine solche Diode. Die Herstellung durch Halbleitertechnologie ermöglicht die Massenproduktion zu geringen Kosten. Desweiteren haben Laserdioden einen hohen Wirkungsgrad (bis über 50 %), was auf das physikalische Prinzip des Vier-Niveau-Lasers und auf die direkte Anregung

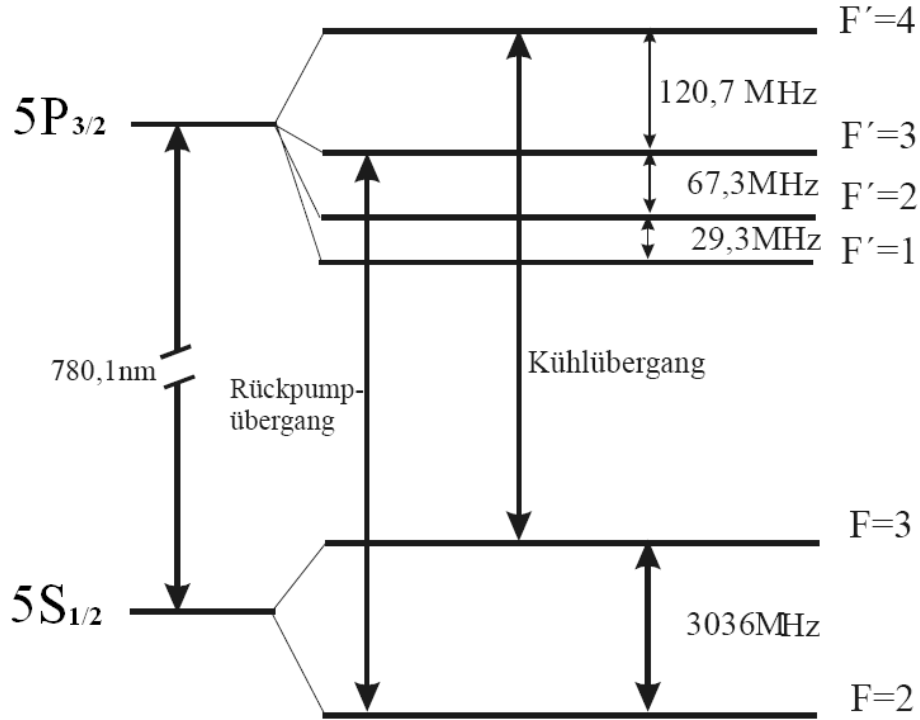


Abbildung 3.1.1: Ausschnitt aus dem Termschema von  $^{85}\text{Rb}$ . Dargestellt sind die für eine MOT relevanten Übergänge, sowie die dazugehörigen Frequenzabstände zwischen den einzelnen Niveaus.

mit kleinen Strömen ( $\approx$  bis 100 mA) zurückzuführen ist. Aufgrund der Abhängigkeit der Frequenz des Lasers vom Strom, besteht die direkte Modulationsmöglichkeit der Amplitude und Frequenz über den Anregungsstrom. Ein Nachteil von Laserdioden ist, daß sie freilaufend ein breites Emissionsspektrum haben, d.h. sie laufen auf vielen Moden. Ein externer Resonator wird nötig, um die Frequenzen und die Linienbreite einzuschränken (s.a. Formel 3.6). Ein weiterer Nachteil ist, daß der Strahl aufgrund der Beugung an den Rändern der Diode stark divergent ist [EE98].

Während bei den meisten Lasern die einzelnen Atome, Moleküle oder Ionen unabhängige Systeme sind, d.h. die Elektronen können in den verschiedenen Atomen die gleichen Quantenzahlen haben, ist das bei Diodenlasern nicht der Fall. Sie bestehen aus Halbleiterkristallen, in denen die Aufenthaltswahrscheinlichkeit der Elektronen über den ganzen Kristall hinweg betrachtet werden muß. Aufgrund des Pauli-Prinzips kann jeder Quantenzustand nur mit maximal einem Elektron besetzt sein, so daß sich Energiebänder ausbilden. Die thermische Gleichgewichtsverteilung der Elektronen auf die verschiedenen Energieniveaus wird durch eine Fermi-Dirac-Verteilung beschrieben:

$$f(E) = \frac{1}{\exp\left(\frac{E-F}{k_B T}\right) + 1} \quad (3.1)$$

$f(E)$  ist die Wahrscheinlichkeit, mit der ein Niveau der Energie  $E$  bei der Temperatur  $T$  mit einem Elektron besetzt ist,  $F$  das Fermi-niveau (höchstes mit Elektronen besetzte Niveau) und  $k_B$  die Boltzmann-Konstante. Bei  $T = 0$  sind alle Zustände mit  $E < F$  voll besetzt und alle Zustände mit  $E > F$  sind leer. In diesem Zustand ist der Halbleiter ein Isolator. Erst bei steigenden Temperaturen befinden sich zunehmend mehr Elektronen im Leitungsband. Um nun eine Lichtverstärkung durch induzierte Emission zu erzeugen, benötigt man eine Besetzungsinversion.

Der Diodenlaser gehört zur Gruppe der Vier-Niveau-Laser (siehe Abb. 3.2.1). Durch Photonenabsorption kann ein Elektron aus einem thermisch besetzten Niveau 0 des Valenzbandes in ein höheres Leitungsbandniveau 3 angeregt werden, so daß in 0 ein Loch zurückbleibt. Das Elektron wandert von 3 an die Unterkante des Leitungsbandes 2 und das Loch 0 an die Oberkante des Valenzbandes 1, da die Elektronen entsprechend der Fermi-Verteilung mit höherer Wahrscheinlichkeit Zustände mit geringerer Energie besetzen. Um diesen Prozess in Gang zu bringen, muß an die Diode eine Spannung angelegt werden.

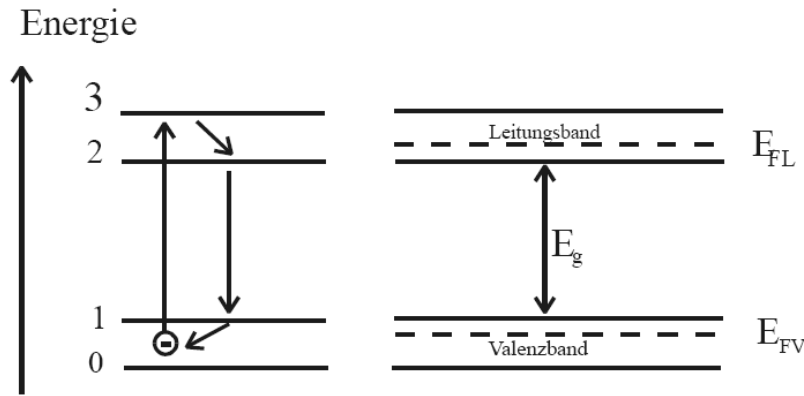


Abbildung 3.2.1: Das Vierniveausystem eines Halbleiters. ( $E_{FL}$  und  $E_{FV}$  sind Quasi-Fermi-Energien, die die Besetzung des Leitungs- und Valenzbandes beschreiben.

Betrachtet wird zunächst ein p-n-Übergang ohne angelegte Spannung: Eine Laserdiode besteht aus einem stark dotierten p- und einem n-Halbleiter. Bringt man diese in Kontakt, so rekombinieren im Grenzbereich die freien Elektronen mit den Löchern. Dies führt zu einer Verarmung von beweglichen Ladungen in der Grenzschicht. Durch das entstandene Feld wird ein Nachrücken weiterer Ladungsträger verhindert. Das Fermi-niveau  $F$  hat in einer p-n-Diode über den gesamten Bereich einen konstanten Wert (siehe Abb. 3.2.2). Legt man nun einen genügend großen Strom in Durchlaßrichtung der Diode an, so fließen Elektronen und Löcher in den p-n-Übergang. Dies führt zu einer Verschiebung der Fermi-niveaus. In einem schmalen Bereich der Dicke  $d$  entsteht eine Besetzungsinversion, da Elektronen im Leitungsband und Löcher im Valenzband existieren. Unter spontaner Emission eines Photons, dessen Energie etwa dem Bandabstand  $E_g$  entspricht, gehen die Elektronen ins Valenzband über (siehe Abb. 3.2.3) [KS91]. Für die Frequenz der Photonen

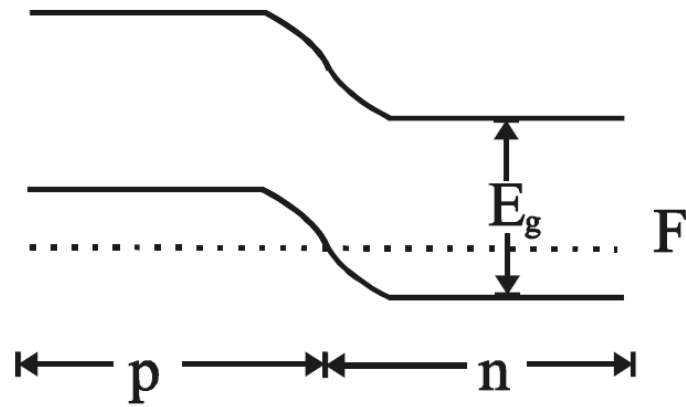


Abbildung 3.2.2: Die Energieniveaus eines p- und n-Halbleiters in Kontakt.

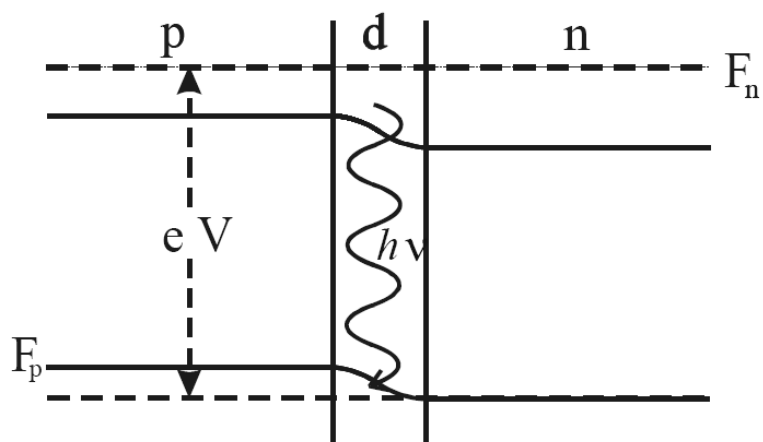


Abbildung 3.2.3: p-n-Übergang mit einer angelegten Spannung  $U$  in Durchlassrichtung.

gilt:

$$\frac{E_g}{h} < \nu < \frac{(F_n - F_p)}{h} \quad (3.2)$$

Dies ist zunächst das Prinzip einer Leuchtdiode. Um aus der spontanen Emission überwiegend induzierte Emission zu erhalten, benötigt man einen Laserresonator. Er entsteht durch die planparallelen Stirnflächen der Diode, die einen Fabry-Perot-Resonator bilden (siehe Abb. 3.2.4). Für den Laserbetrieb muß folgende Inversionsbedingung erfüllt sein:

$$R = \left( \frac{n-1}{n+1} \right)^2 \approx 30\% \quad (3.3)$$

$R$  steht dabei für die Reflexion an den Grenzschichten und  $n$  für den Brechungsindex (für GaAs ist z.B.  $n = 3,6$ ). Da die Reflexion an einem Halbleiter-Luft-Übergang etwa 32% beträgt, ist die Inversionsbedingung auch ohne Verspiegeln der Endflächen erfüllt. Die beiden anderen Seiten der Diode bleiben rau, um Laseroszillation in andere Richtungen zu vermeiden. Aufgrund der kleinen Abmessungen einer Laserdiode wird der austretende Strahl gebeugt. Der Strahl ist sehr stark divergent. Um diese Effekte zu korrigieren, setzt man vor die Laserdiode eine kommerziell erhältliche Kollimationsoptik. Im Rahmen dieser Arbeit wurden Objektive (gradient index lens 06GLC009) der Firma Melles Griot eingesetzt. Sie haben eine Brennweite  $f_0 = 3,7$  mm und eine numerische Apertur von  $NA = 0,45$ . Zur Justage des Objektivs wird es an einem xyz- Verschiebetisch befestigt und so eingestellt, daß das Licht über mehrere Meter keinen Brennpunkt und über die gesamte Strecke einen möglichst kleinen Querschnitt hat. Der Strahl ist aufgrund der rechteckigen Austrittsfläche ( $\approx 100\mu\text{m} \times 1\mu\text{m}$ ) elliptisch. Dieser Effekt läßt sich durch Zylinderlinsen im Strahlengang korrigieren.

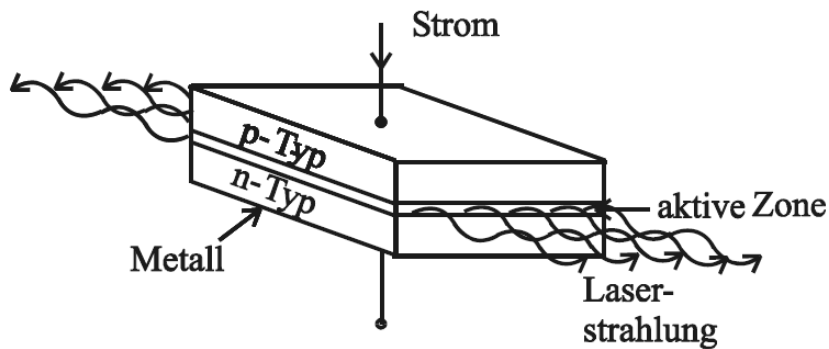


Abbildung 3.2.4: Aufbau einer Laserdiode, bestehend aus einer p-n-Diode, die in Durchlaßrichtung geschaltet ist und deren Endflächen den Resonator bilden.

Ein großer Vorteil von Diodenlasern besteht darin, daß sie über bestimmte Bereiche kontinuierlich durchstimmbar sind. Im Bereich der Laserspektroskopie ist dies sehr wichtig. Die Wellenlänge und Leistung hängt von zwei Komponenten ab, dem Injektionsstrom und der Temperatur der Laserdiode. Für einen Schwellstrom  $I_{th}$  sei die Inversionsbedin-



gung (Gl. 3.3) erfüllt. Ist  $I \leq I_{th}$ , so sind die Emissionsprozesse vorwiegend spontan. Es handelt sich um eine Leuchtdiode. Erst für  $I > I_{th}$  steigt die Leistung steiler an und die spektrale Breite wird wesentlich schmaler (Laserbetrieb). Die Ausgangsleistung steigt steil und linear mit dem Strom an (siehe Abb. 3.2.5). Der Schwellstrom ist außerdem von der Temperatur  $T$  der Diode abhängig. Mit zunehmender Temperatur wird der Schwellstrom größer. Deshalb empfiehlt es sich für viele Anwendungen, bei denen eine hohe Leistung erwünscht ist, die Diode zu kühlen.

Aufgrund einer niedrigen Betriebsspannung (ca. 2V) und sehr kleinen Anstiegszeiten des Stromes (ca. 1ns), sind Laserdioden gegen elektrostatische Entladungen und Stromspitzen beim Ein- und Ausschalten der Stromquelle sehr empfindlich. Deshalb ist es wichtig darauf zu achten, dass **die Diode, während sie nicht in Betrieb ist und während der Ein- und Ausschaltvorgänge, immer kurzgeschlossen ist!**

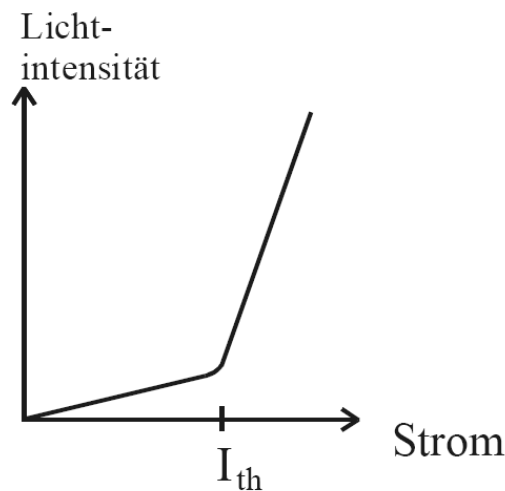


Abbildung 3.2.5: Abhängigkeit der Laserintensität vom angelegten Strom.

### 3.2.2 Modenspektrum

Grundsätzlich kann ein Diodenlaser auf vielen longitudinalen und transversalen Moden gleichzeitig anschwingen. Durch die enge Begrenzung der aktiven Zone senkrecht zur Ausbreitungsrichtung (die Breite entspricht etwa der Laserwellenlänge) gelingt es jedoch, daß der Laser nur in seiner transversalen Grundmode  $TEM_{00}$  oszillieren kann. Aufgrund der größeren räumlichen Ausdehnung können höhere transversale Moden nicht anschwingen. Alle longitudinalen Moden, deren Frequenzen unter der Verstärkungskurve liegen, können jedoch gleichzeitig anschwingen. Für verschiedene Anwendungen, wie z.B. die Sättigungsspektroskopie, ist die lineare Durchstimmbarkeit der Frequenz eines singlemode-Lasers über einen weiten Bereich von Interesse. Damit sich innerhalb eines Fabry-Perot-Resonators

der Länge  $L$  eine stehende Welle ausbreiten kann, muß folgende Bedingung erfüllt sein:

$$\lambda_m = \frac{2nL}{m} \quad (3.4)$$

$\lambda_m$  steht für die Wellenlänge der  $m$ -ten Mode. Die Änderung der Wellenlänge eines singlemode-Lasers ist folglich durch die Variation der optischen Weglänge  $nL$  möglich. Den Brechungsindex  $n$  kann man durch Veränderung der Temperatur  $T$  variieren, da dieser bei GaAs temperaturabhängig ist. Es gilt [Cam85]:

$$n(T) = n_0 + pT, \quad n_0 = 3,55, \quad p = 1,5 \cdot 10^{-4} K^{-1} \quad (3.5)$$

Mit steigender Temperatur wird folglich der Brechungsindex größer und damit auch die Wellenlänge der  $m$ -ten Resonatormode. Die Änderung der Resonatorlänge im Vergleich zum Brechungsindex ist vernachlässigbar.

Bei Diodenlasern verändern sich sowohl die Verstärkungskurve als auch die Resonatormoden mit Variation der Temperatur oder des Stromes. Um den Laser über einen weiten Bereich ohne Modensprünge durchfahren zu können, wäre eine synchrone Verschiebung beider nötig. Dies ist jedoch üblicherweise nicht möglich. Beide verändern sich zwar mit steigender Temperatur zu größeren Wellenlängen, die Verstärkungskurve verschiebt sich jedoch schneller (siehe Abb. 3.2.6). Mit wachsender Temperatur finden folglich Modensprünge zu größeren Wellenlängen hin statt (siehe Abb. 3.2.7).

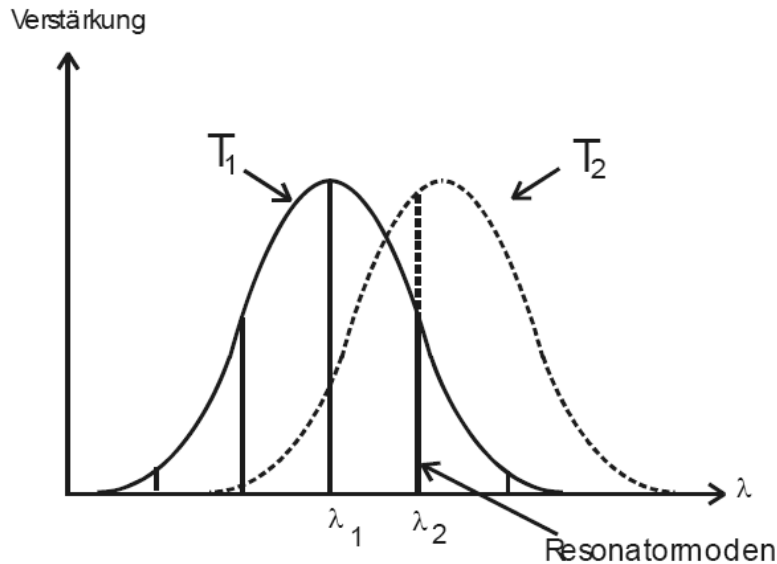


Abbildung 3.2.6: Modensprünge aufgrund asynchroner Verschiebung von Resonatormoden und Verstärkungskurve.

Alternativ läßt sich der Laser auch über die Änderung des Stromes durchstimmen. Dies führt indirekt zu einer Variation der Temperatur und andererseits zu einer Änderung des

Brechungsindex aufgrund der veränderten Stromdichte (sehr kleiner Effekt).

Im aufgebauten Experiment wird der Strom über das Modul Laser Diode Driver LDD 200-2P bzw. LDD 200-1P von Wavelength Electronics geregelt, das in eine selbstgebaute Schaltung integriert ist. Nach Herstellerangaben besitzt das Modul eine Genauigkeit von  $5\text{ }\mu\text{A}$ . Die Temperatur wird durch das Modul TEC 2000 von Wavelength Electronics geregelt, das nur auf einen Kühlkörper geschraubt und in ein Gehäuse eingebaut werden musste. Die Temperatur wird so auf ca.  $\pm 0,1\text{ K}$  genau geregelt.

Ein Nachteil von Diodenlasern ist, daß sie aufgrund einer niedrigen Resonatorgüte

$$Q = \frac{\nu}{\Delta\nu} ; (\Delta\nu \text{ ist die Frequenzunschärfe}) \quad (3.6)$$

und der kurzen Resonatorlänge eine sehr große Linienbreite haben, typischerweise 20 - 50 MHz. Da allerdings zum Betreiben einer MOT eine deutlich kleinere Linienbreite nötig ist als die des Kühlübergangs (6MHz bei  $^{85}\text{Rb}$ ), wird die Linienbreite mit Hilfe eines externen Resonators verkleinert.

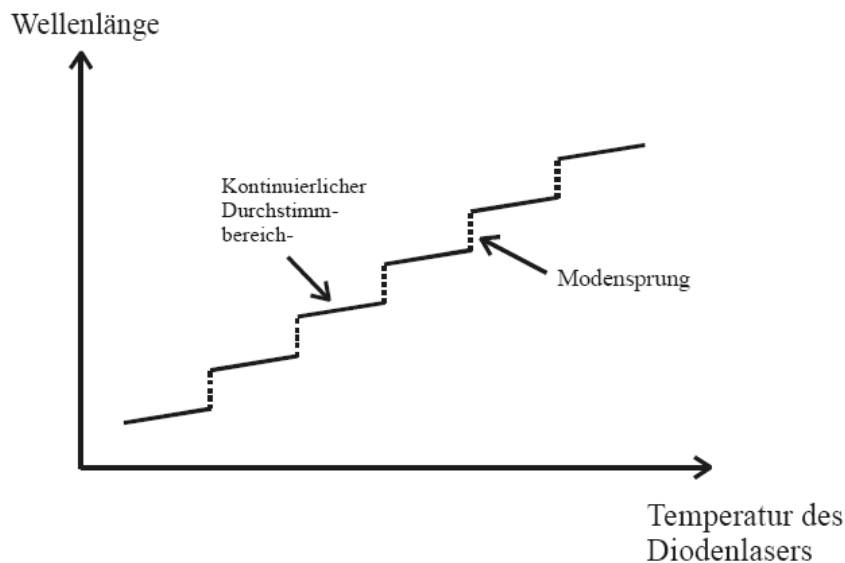


Abbildung 3.2.7: Typische Durchstimmkurve eines freilaufenden Diodenlasers.

### 3.2.3 Diodenlaser mit erweitertem Resonator

Laser (Kühl- und Rückpumplaser), die zur Erzeugung einer MOT eingesetzt werden sollen, müssen aufgrund der schmalen Resonanzfrequenz von Rubidium frequenzstabilisiert und sehr schmalbandig sein. Um den Gütefaktor von Laserdioden zu erhöhen, können verschiedene Methoden der optischen Rückkopplung angewendet werden. Im Rahmen dieser Arbeit wurde die Gitterrückkopplung in Littrow-Anordnung gewählt. Statt der Kristalloberfläche der Diode wird auf der einen Seite ein stufenförmiges Gitter („blazed grating“)

(Fa.Spectrogon) als Resonatorendspiegel verwendet. Das Gitter wird so einjustiert, daß die erste Beugungsordnung in den Laser zurückreflektiert, und die nullte Ordnung ausgekoppelt wird [EE98] (siehe Abb. 3.2.1). Das Gitter sorgt so für eine schmalbandige Rückkopplung in den Laser und bestimmt durch seinen Winkel dessen Wellenlänge. Der Winkel  $\alpha$ , unter dem eine bestimmte Wellenlänge ausgekoppelt wird, ist gegeben durch:

$$\lambda = \frac{2}{g} \sin(\alpha) \quad (3.7)$$

Mit dem hier verwendeten Gitter, das eine Gitterkonstante  $g = 1200/\text{mm}$  hat, ergibt sich für eine Wellenlänge von 780 nm ein Winkel von  $28^\circ$  zwischen der Gitternormalen und der Strahlachse. Der Laser läßt sich so um ca. 20 nm durchstimmen.

Mit Hilfe des Gitters läßt sich die Wellenlänge nur grob einstellen. Die feinere Einstellung erfolgt dann, wie in Kap. 3.2.1 beschrieben, durch Variation der Temperatur und des Stromes. Damit die Länge des externen Resonators variabel bleibt und nachgeregelt werden kann, ist das Gitter auf ein Piezokristall aufgeklebt, der wiederum auf einem Spiegelhalter (Fa. Lees) befestigt ist. Mit Hilfe des Spiegelhalters wird das Gitter zunächst grob justiert. Dazu wird der Strom soweit heruntergeregelt, daß er kurz oberhalb der Lasertätigkeit liegt. Das Gitter wird so eingestellt, daß die erste Beugungsordnung in die Diode zurückreflektiert wird. Um die erste Beugungsordnung zu sehen, empfiehlt es sich, das Gitter in einer Dimension zunächst stark zu verstellen, um den Rückreflex deutlich getrennt von dem hinlaufenden Strahl zu sehen. Verstellt man das Gitter beispielsweise so, daß der Rückreflex stark nach oben verläuft, so kann man ihn auf einem Stück Papier gut erkennen. Man kann so zunächst die horizontale Richtung des Rückreflexes grob einjustieren. Ist die horizontale Richtung richtig justiert (evtl. mehrere Versuche notwendig), so blitzt der Reflex der nullten Ordnung beim Durchschieben des Rückreflexes in vertikaler Richtung kurz auf. Zur feineren Justage wird der Strom mehrfach knapp unterhalb der Laserschwelle gesetzt. Durch Drehen am Gitter, versucht man den Laser erneut zum „Aufblitzen“ zu bringen. Die Schwelle zur Lasertätigkeit wird auf diese Weise kontinuierlich abgesenkt. Dadurch wird der Resonator auf optimalen Rückreflex und damit optimale Überhöhung justiert. Die Resonatorlänge kann in diesem Aufbau durch Anlegen einer Spannung an den Piezokristall verändert werden. Somit kann die Wellenlänge zwischen zwei Modensprüngen fein durchgestimmt werden. Die Modensprünge sind dabei durch den freien Spektralbereich

$$\Delta\nu = \frac{c}{2L} \quad (3.8)$$

gegeben. Mit einer Resonatorlänge von  $L = 5 \text{ cm}$  ergibt sich ein modensprungfreier Durchstimmbereich von bis zu 3 GHz. Dies ist für den Betrieb der MOT völlig ausreichend.

Die Reflektivität des Gitters in die erste Ordnung beträgt ca. 40%, die der Endfacetten der Laserdiode nur etwa 30%. Der Gütefaktor des Lasers in Littrow-Anordnung ist gegenüber

dem des Diodenlasers stark erhöht.

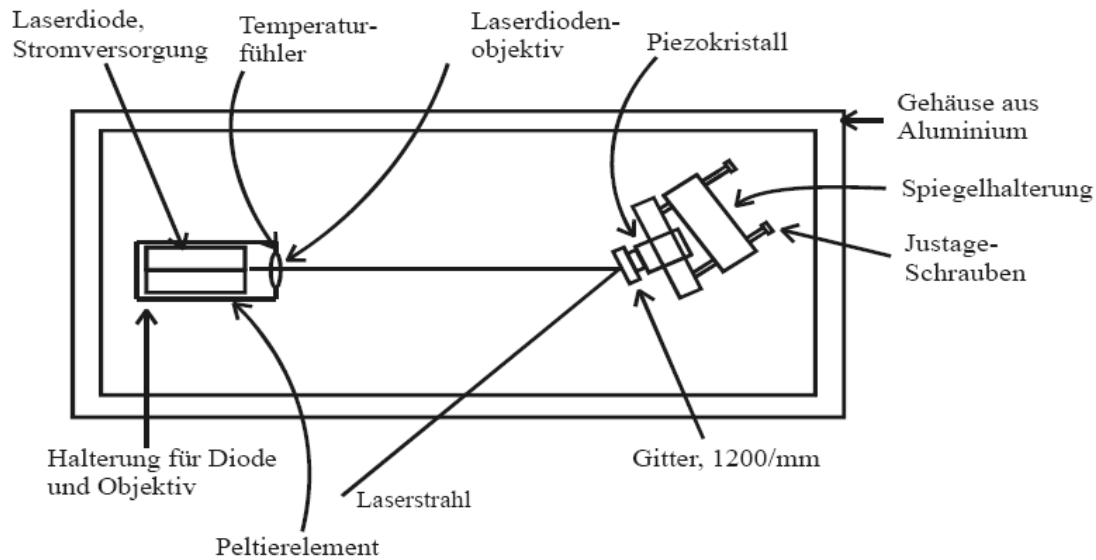


Abbildung 3.2.8: Schematischer Aufbau eines Diodenlasers in Littrow-Anordnung.

Ein Nachteil dieser Anordnung ist jedoch, daß sich durch Drehen am Gitter auch die Strahllage des ausgekoppelten Strahles ändert. Dies kann in der sogenannten Littman-Anordnung vermieden werden (siehe Abb. 3.2.2). Mit Hilfe eines zusätzlichen Spiegels wird die erste Beugungsordnung über eine weitere Beugung am Gitter zurück in die Laserdiode reflektiert. Über die Drehung am Spiegel kann die Frequenz des zurückreflektierten Lichtes geändert werden. Die nullte Beugungsordnung des Gitters, die ausgekoppelt wird, bleibt dabei unbeeinflusst. Aufgrund der mehrfachen Reflexionen treten in dieser Anordnung jedoch höhere Verluste auf, als in der für dieses Experiment benutzten Littrow-Anordnung. Da zudem für den Betrieb der MOT die Gitterstellung primär nicht verändert werden muß, ist die Littrow-Anordnung die einfachste und günstigste Wahl für das Experiment.

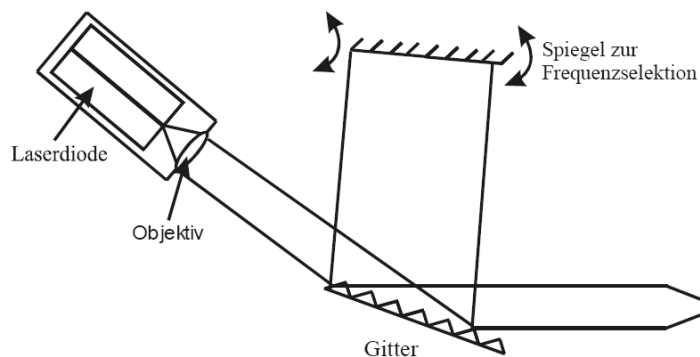


Abbildung 3.2.9: Halbleiterdiodenlaser in Littmann-Anordnung.

### 3.3 Sättigungsspektroskopie

In Experimenten, die eine hohe Frequenzstabilität der Laser erfordern ( $<100$  MHz), werden diese häufig spektroskopisch auf einen atomaren oder molekularen Übergang stabilisiert. Wird Licht durch ein atomares Ensemble geschickt, so werden Photonen, die mit einem Übergang des Atoms resonant sind, absorbiert. Dabei sind die Übergangsfrequenzen nicht streng monochromatisch, sondern durch mehrere Effekte im Frequenzraum verbreitert [Dem95]. Der stärkste Effekt in verdünnten Gasen bei Zimmertemperatur ist der Dopplereffekt. Da die Atome in einem solchen Gas nach der Maxwell-Boltzmann-Geschwindigkeitsverteilung verteilt sind, gelangen Atome mit unterschiedlichen Geschwindigkeitskomponenten in Richtung des Lasers bei verschiedenen Frequenzen in Resonanz mit dem Laser. Die Messung der Absorption in Abhängigkeit von der Frequenz des eingestrahlten Lichtes ergibt ein Dopplerprofil. Variiert man die Frequenz des Laserlichtes,

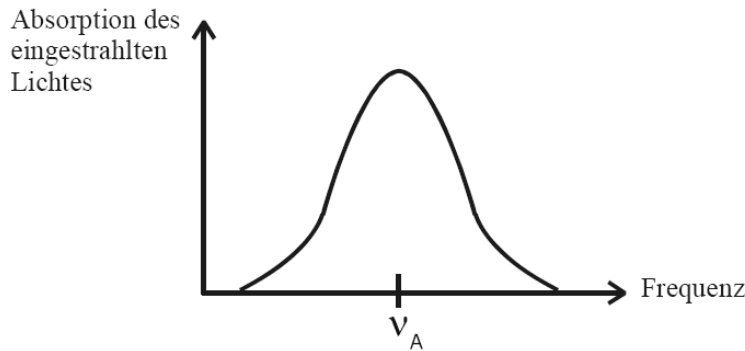


Abbildung 3.3.1: Der Dopplereffekt führt zu einer Verbreiterung der Spektrallinie. Die Übergangsfrequenz des Atoms  $\nu_A$  wird mit der größten Wahrscheinlichkeit absorbiert.

so werden unterschiedliche Frequenzen von verschiedenen atomaren Geschwindigkeitsklassen absorbiert. Atome, die sich beispielsweise in Ausbreitungsrichtung des Lasers bewegen, „sehen“ das eingestrahlte Licht langwelliger, d.h. sie absorbieren Licht mit kürzeren Wellenlängen und damit höherer Frequenz als der atomaren Übergangsfrequenz  $\nu_A$ . Analog absorbieren Atome, die sich dem Laser entgegenbewegen, Photonen mit kleineren Frequenzen als der Übergangsfrequenz  $\nu_A$  [HSS88].

Mit Hilfe des Spektroskopiesignals soll der Laser auf die gewünschte Wellenlänge eingestellt werden. Der Dopplereffekt ist jedoch so groß ( $\approx 1$  GHz), daß die geforderte Einstellungsgenauigkeit von  $\approx 1$  MHz nicht erreicht werden kann. Um eine höhere Genauigkeit zu erreichen, ist es erforderlich, die Hyperfeinstruktur des Atoms aufzulösen. Dies wird mit Hilfe der sogenannten „Sättigungsspektroskopie“ (siehe z.B. [Dem95]) erreicht.

Bei der Sättigungsspektroskopie wird der Laserstrahl, der die Rb-Gaszelle durchläuft, in sich zurückreflektiert. Der hinlaufende Strahl wird als „Pumpstrahl“, der zurücklaufende Strahl als „Probestrahl“ bezeichnet (siehe Abb. 3.3.2). Nach Durchlaufen der Rb-

Zelle wird die Intensität des Probestrahles mit Hilfe einer Photodiode gemessen, und in Abhängigkeit von der Frequenz des Laserstrahles aufgetragen (siehe Abb. 3.3.3).

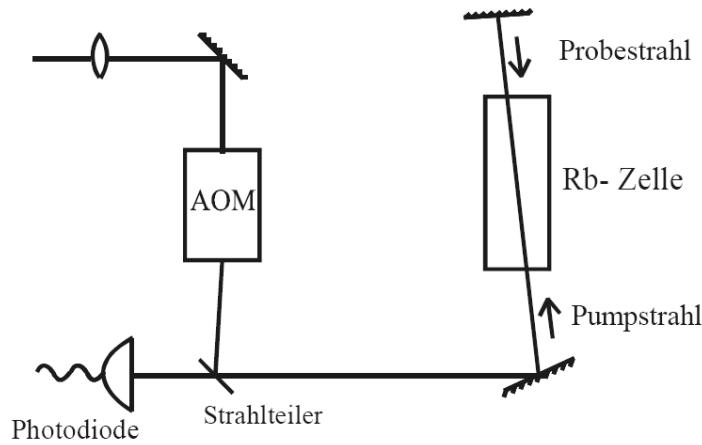


Abbildung 3.3.2: Schematischer Aufbau der Sättigungsspektroskopie.

Die grobe Struktur des so erhaltenen Signals ist dabei durch das Dopplerprofil (vgl. 3.3.1) gegeben. Zusätzlich ist es jetzt aber auch möglich, die Hyperfeinstruktur aufzulösen. Dies erklärt sich folgendermaßen:

Ist die Laserfrequenz gegenüber einer atomaren Übergangsfrequenz leicht verstimmt, so können nur Atome mit dem Laser wechselwirken, die aufgrund einer Geschwindigkeitskomponente in Ausbreitungsrichtung des Lasers mit diesem in Resonanz geraten. Von dem Pumpstrahl und dem Probestrahl werden Atome mit unterschiedlichen Ausbreitungsrichtungen angeregt. Ist der Laser jedoch genau auf Resonanz mit einem atomaren Übergang, so können Atome, die keine Geschwindigkeitskomponente in Richtung des Lasers haben, Photonen aus beiden Strahlen absorbieren. Es tritt eine Sättigung ein. Die Gesamtfluoreszenz ist geringer als wenn beide Laser auf unterschiedliche Klassen von Atomen zugreifen. Die von der Photodiode gemessene Intensität des Probestrahles nimmt für diese Frequenz also zu. Diese dopplerfreien Absorptionslinien werden als „Lamb-Dips“ bezeichnet (siehe Abb. 3.3.3, 3.3.8 und 3.3.9). Die Größe des Signal-Verhältnisses vom Offset zum Dopplerprofil ist etwa 3:1, das vom Dopplerprofil zum Lamb-Dip etwa 10:1. Neben den Lamb-Dips können bei Atomen mit mehreren Energieniveaus auch sogenannte „cross-over“ Resonanzen auftreten. Sie entstehen dadurch, daß die Laserfrequenz genau zwischen der Frequenz von zwei Übergängen mit gemeinsamen Anfangs-oder Endniveau liegt. Diese Frequenz wird von zwei unterschiedlichen Geschwindigkeitsklassen absorbiert, bei denen die Dopplerverschiebung genau der Hälfte des Energieabstandes der beiden beteiligten Niveaus entspricht. Betrachtet man beispielsweise die Atome der Geschwindigkeitsklasse, die sich dem Pumpstrahl entgegenbewegen, so ist der Pumpstrahl mit dem energetisch tieferen Niveau dieser Atome resonant. Dies sind gleichzeitig die Atome, die sich in Richtung des Probestrahles bewegen und somit mit dem energetisch höheren Niveau resonant sind.

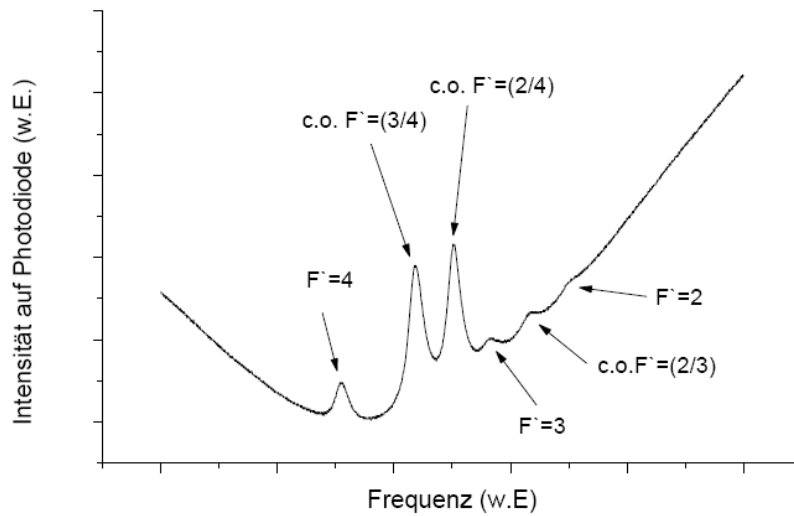


Abbildung 3.3.3: Sättigungsspektroskopie: Der Kühlübergang von  $^{85}\text{Rb}$ . Eingezeichnet sind die  $F = 3 \rightarrow F' = 2,3,4$ -Übergänge (Lamb-Dips), sowie die zugehörigen cross-over Resonanzen

Analog gibt es eine Klasse von Atome, die sich in Richtung des Pumpstrahles bewegen und mit dem energetisch höheren Niveau resonant sind. Gleichzeitig bewegen sich diese Atome dem Probestrahl entgegen und sind so mit dem energetisch tieferen Niveau resonant. Folglich werden beide Geschwindigkeitsklassen durch den Pumpstrahl gesättigt. Der Probestrahl ist mit der jeweils anderen Klasse von Atomen resonant, kann aber aufgrund der Sättigung nur weniger Photonen absorbieren (siehe Abb. 3.3.4). Um den Laser auf

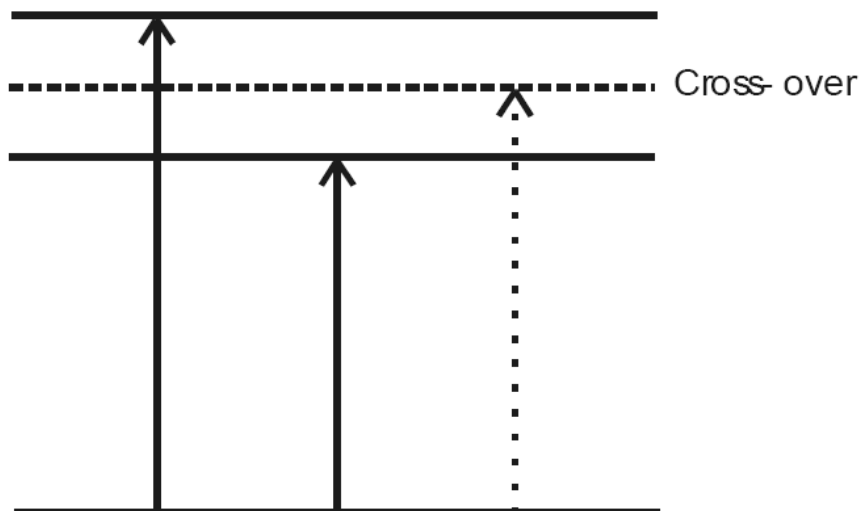


Abbildung 3.3.4: Schematische Darstellung der Entstehung einer cross-over Resonanz.

die gewünschte Frequenz des Kühlübergangs zu stabilisieren, wird er auf die Flanke eines Lamb-Dips oder einer cross-over Resonanz gelockt. Aufgrund des sehr kleinen Signals vom Kühlübergang wird der Kühlaser in diesem Experiment auf die rechte Flanke der cross-



over Resonanz von  $|F = 3\rangle \rightarrow |F' = (2/4)\rangle$  gelockt. Dies hat zur Folge, daß die Frequenz gegenüber der gewünschten Frequenz um ca. 90 MHz rot verstimmt ist. Damit der Laser dennoch auf der richtigen Wellenlänge läuft, wird in den Strahlengang ein sogenannter „Akustooptischer Modulator“ (AOM) eingebaut, der die Frequenz vor der Rb-Gaszelle um 90 MHz gegenüber dem Kühlübergang rot verstimmt. Somit ist der Kühlaser auf die richtige Frequenz gelockt. Der Hauptteil eines AOMs ist eine Bragg-Zelle, in der eine Interaktion zwischen Schall und Licht stattfindet. Wird eine Bragg-Zelle mit einer entsprechenden Hochfrequenzleistung angesteuert, so bildet sich im Innern der Zelle eine ebene Schallwelle aus, die zu einer periodischen Änderung des Brechungsindex führt. Dieses gleichmäßige Muster von Brechungsindexänderungen kann auch als Gitter aufgefaßt werden, an dem ein durchtretender Laserstrahl zum Teil gebeugt wird. Die Intensität des gebeugten Strahles hängt sehr stark von dem Einfallswinkel relativ zur Ebene der akustischen Schwingungen ab.

Tritt ein Laserstrahl durch die Bragg-Zelle und wird in die erste Ordnung gebeugt, so hat der gebeugte Strahl eine etwas andere Frequenz als der ursprüngliche Laserstrahl. Der Unterschied entspricht exakt der Frequenz der Schallwelle AOM in der Bragg-Zelle. Findet eine Beugung in die +1. Ordnung statt, so wird die Frequenz AOM zur ursprünglichen Frequenz des Lasers addiert. Bei Ablenkung in die -1. Ordnung wird die Frequenz subtrahiert. Die Intensität des in die erste Ordnung gebeugten Lichtes ist bei Einhaltung des Bragg-Winkels  $\theta_B$  optimal. Für den Bragg-Winkel gilt folgende Bedingung:

$$\sin \theta_B = \frac{\lambda}{2\Lambda} \quad (3.9)$$

wobei  $\Lambda$  die Schallwellenlänge und  $\lambda$  die Wellenlänge des Lasers ist (siehe Abb. 3.3.5). Schon geringe Abweichungen vom Bragg-Winkel führen zu erheblich geringeren Beugungseffizienzen in die 1. Ordnung. Da für die Sättigungsspektroskopie möglichst viel Leistung zur Verfügung stehen sollte, ist eine gute Justage erforderlich, die deshalb nachfolgend beschrieben wird.

Der AOM kann so justiert werden, daß aufgrund der Beugung an der stehenden Welle über 80% der Laserleistung in die -1. Ordnung geht, so daß die Frequenz nach dem AOM um 90 MHz gegenüber dem Kühlübergang rot verstimmt ist.

Mit Hilfe einer Blende werden alle anderen Ordnungen ausgeblendet und hinter die Blende ein Powermeter in den Strahlengang gestellt. Zur optimale Justage können nacheinander vier Parameter variiert werden.

Zunächst wird die Amplitude des Oszillators durch Variation der angelegten Spannung so eingestellt, daß die Leistung in der -1. Ordnung ihren größten Wert annimmt (siehe Abb. 3.3.6). (In diesem Experiment wurde eine optimale Justage des AOMs mit einer Spannung von  $\approx 1V$  erreicht.)

Anschließend wird die Strahllage des AOMs optimiert, indem zum einen der AOM um

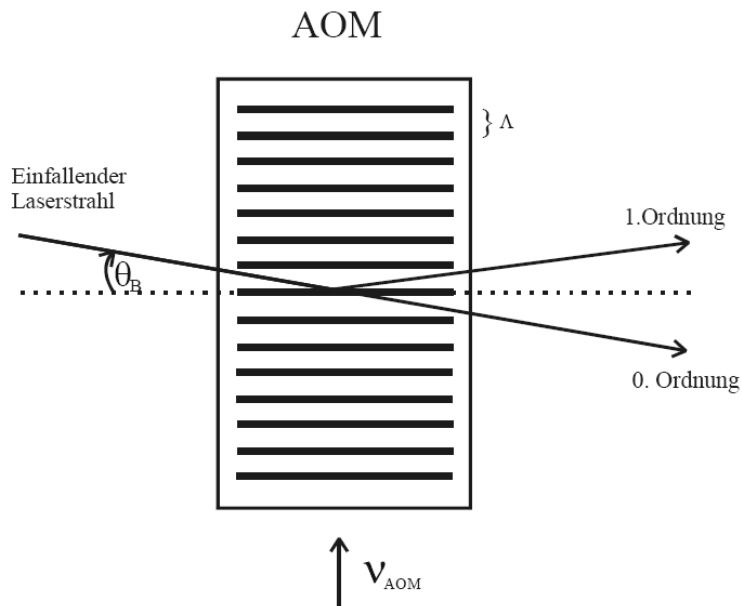


Abbildung 3.3.5: Schematische Darstellung eines AOMs („Akustooptischer Modulator“). Eingezeichnet ist ein Laserstrahl, der im Braggwinkel in den AOM eintritt, sodass die Intensität in der 1. Ordnung maximal ist.

kleine Winkel gedreht und andererseits der Spiegel vor dem AOM justiert wird. Desweiteren wird in den Strahlengang vor den AOM eine Linse mit möglichst großer Brennweite gestellt (hier  $f=300\text{mm}$ ), um zum einen den Strahl in den AOM zu fokussieren, aber andererseits keine zu kleine Strahltaile zu bekommen. Eine kleine Strahltaile führt zur Verminderung der Beugungseffizienz, da ein stark fokussierter Laserstrahl ein breites  $k$ -Vektor-Spektrum aufweist, so daß die Bragg-Bedingung nur für einen Teil des Strahles erfüllt wird. (Für weitere Informationen über AOMs siehe auch [Dav96].)

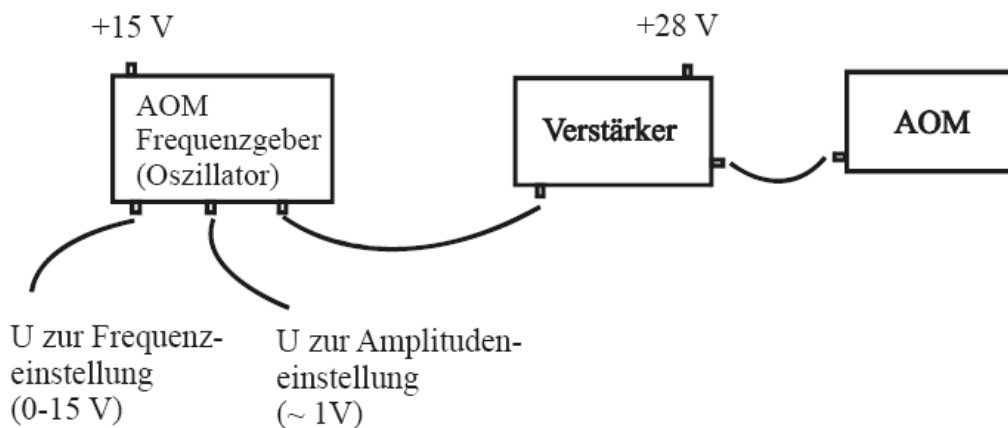


Abbildung 3.3.6: Schematischer Aufbau der Ansteuerung für den AOM.

Die Erzeugung der Hochfrequenz erfolgt mittels eines Frequenzgebers (Oszillators)

und einer nachgeschalteten Verstärkungsstufe (siehe Abb.3.3.6). An den Frequenzgeber wird eine Betriebsspannung von +15 V, an den Verstärker eine von +28 V angelegt. Zur Einstellung der Frequenzverschiebung der -1. Ordnung gegenüber der 0. Ordnung wird die Spannung zur Frequenzeinstellung so gewählt, daß das Licht in der -1. Ordnung um ca. 80 MHz rot verstimmt ist. Da die Frequenz des Oszillators über die Spannung geregelt wird, wurde eine Eichkurve aufgenommen, in der die Frequenz über die Spannung aufgetragen wurde (siehe Abb. 3.3.7). Aus der Eichkurve ergibt sich, daß eine Spannung von ca. 10 V an den Oszillator angelegt werden muß, um eine Verstimmung von ca. 90 MHz zu erreichen. Eine optimale Verstimmung wird später dadurch ermittelt, dass die maximale Anzahl der Atome in der MOT bei verschiedenen Verstimnungen bestimmt wird. Der Rückpumpplaser wurde für diese Experimente nicht langzeitstabilisiert, sondern von Hand geregelt.

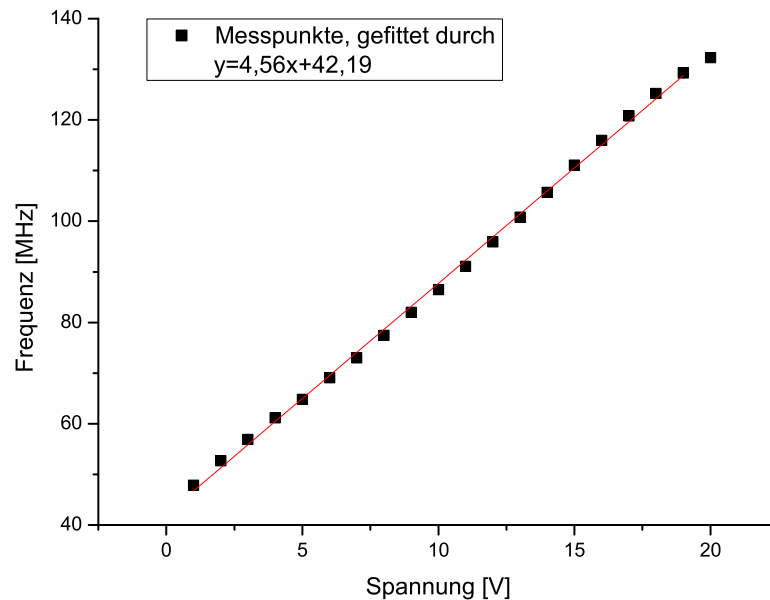


Abbildung 3.3.7: Eichkurve des im Experiment verwendeten AOMs.

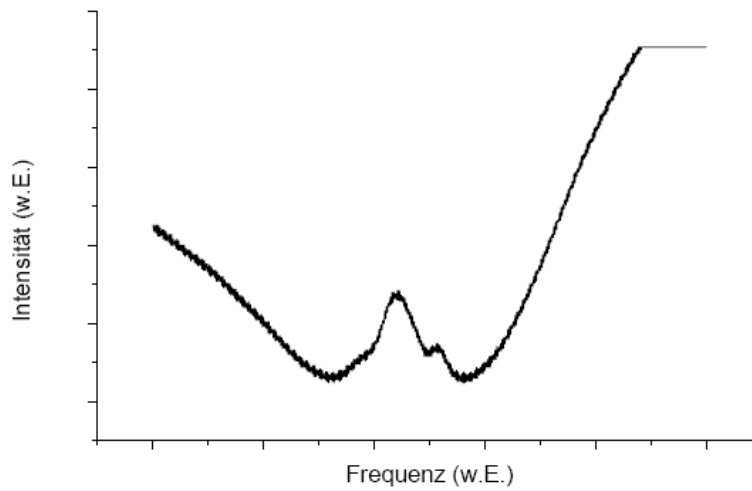


Abbildung 3.3.8: Sättigungsspektroskopisches Signal des Rückpumpübergangs von  $^{85}\text{Rb}$ .

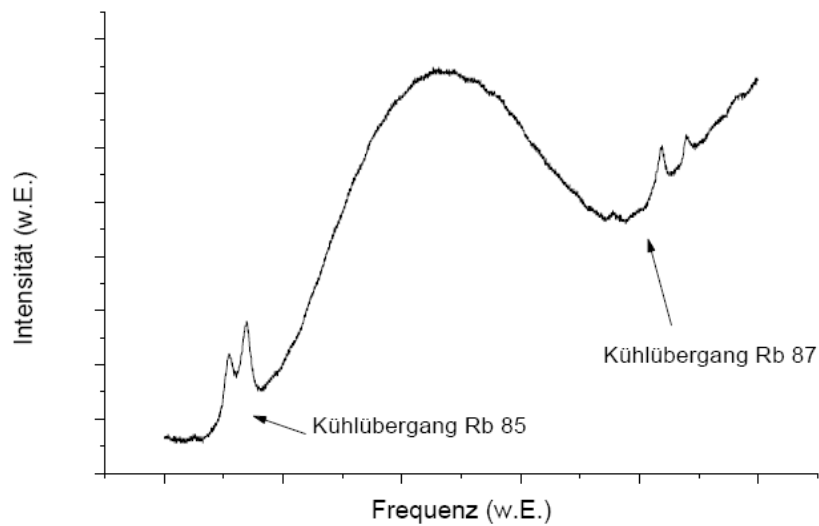


Abbildung 3.3.9: Sättigungsspektroskopisches Signal des Kühlübergangs von  $^{85}\text{Rb}$  und  $^{87}\text{Rb}$ . Der Frequenzabstand beider Kühlübergänge beträgt 1126 MHz. Der Frequenzabstand vom Kühlübergang und Rückpumpübergang von  $^{85}\text{Rb}$  beträgt  $\approx 2,9$  GHz. Beide Isotope sind sowohl in der Gaszelle zur Spektroskopie, sowie in dem Hintergrundgas der Vakuumapparatur enthalten.

## 4 Experimenteller Aufbau einer MOT

### 4.1 Die Strahlführung

In diesem Kapitel soll auf die Strahlführung, die einzelnen optischen Komponenten, sowie die Strahljustage eingegangen werden. Zum Betreiben einer MOT ist ein aufwendiger Strahlengang erforderlich. Um dejustierte Strahlen schnell rekonstruieren zu können, und so einen optimalen Strahlengang durch die optischen Elemente zu gewährleisten, wurden an den wichtigen Stellen des Experiments Blenden gesetzt. Durch zwei Blenden wird die Lage eines Strahles im Raum genau festgelegt.

#### Justage eines Strahles durch zwei Blenden (Abb. 4.1.1).

Zunächst wird der erste Spiegel so eingestellt, dass der Strahl durch die erste Blende verläuft. Nach dem Öffnen der ersten Blende justiert man mit dem zweiten Spiegel durch die zweite Blende. Dies hat jedoch zur Folge, dass der Strahl nicht mehr durch die erste Blende geht, sodass man mit dem ersten Spiegel erneut auf die erste Blende justiert. Dieser Vorgang wird mit beiden Spiegeln solange wiederholt, bis der Strahl durch beide Blenden verläuft. Die Stellung der Blenden darf dabei nie verändert werden!

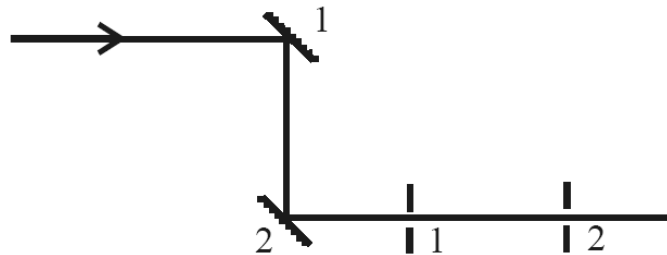


Abbildung 4.1.1: Schematische Darstellung der Strahljustage mit 2 Spiegeln durch zwei Blenden.

Solange an der Einstellung der Blenden nichts geändert wird, ist eine relativ schnelle Rekonstruktion des Strahlengangs immer möglich.

Der Kühlaser wird zunächst mit zwei Spiegeln durch einen optischen Isolator der Firma „Hoya“ justiert (siehe Abb. 4.1.2 und 4.1.4). Ein optischer Isolator verhindert, daß evtl. auftretende Rückreflexe in die Laserdiode zurücklaufen können. Solche Rückreflexe stören die Frequenz-Abstimmbarkeit des Lasers und können die Diode zerstören. Um das Licht in den Isolator einzukoppeln, wird eine Linse ( $f = 200\text{mm}$ ) so vor den Isolator in den Strahlengang gestellt, daß der Brennpunkt in seiner Mitte liegt. Um die Divergenz des Strahles im weiteren Verlauf zu vermeiden, wird in gleichem Abstand hinter dem optischen Isolator erneut eine Linse ( $f = 200\text{mm}$ ) gesetzt. Die darauffolgenden Zylinderlinsen ( $f = 150\text{ mm}$  und  $f = 60\text{ mm}$  im Abstand von  $21\text{cm}$ ) sind so gewählt, daß der elliptische Strahl (aufgrund der Geometrie der Diode) näherungsweise rund wird, was für die opti-

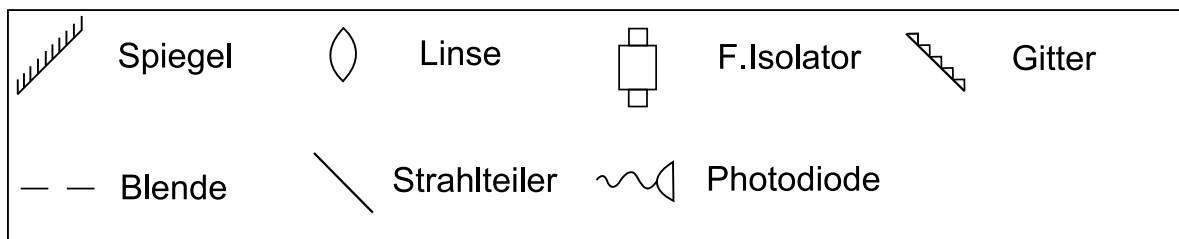
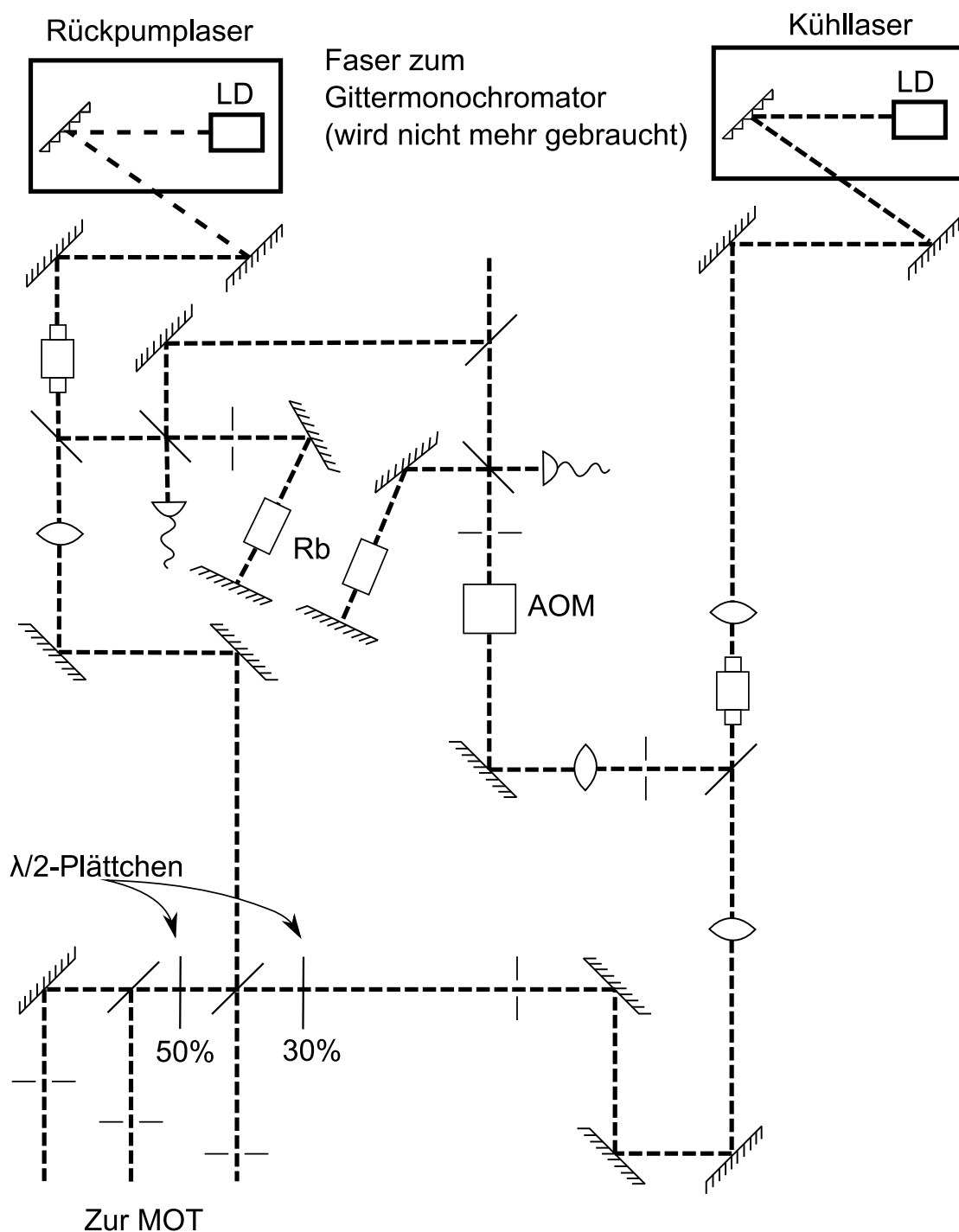


Abbildung 4.1.2: Schematische Darstellung des Strahlenganges.

male Justage einer MOT notwendig ist. Es folgt ein Strahlteiler, der 7% der Strahlleistung für die Regelung abzweigt.

Die erste Blende im Regelzweig dient dazu, den einen Strahl, der an der Rückseite des Strahlteilers reflektiert wird, abzublocken. Im Regelzweig wird mit dem Strahl größerer Leistung gearbeitet, der an der Vorderseite des Spiegels reflektiert wurde. Beide Strahlen sind deutlich voneinander getrennt sichtbar. Die Funktionsweise des AOMs, sowie der Aufbau der Rb-Gaszelle und der Photodiode wurde bereits in Kap. 3.3 erläutert. Die 50% der Leistung, die nicht durch die Gaszelle laufen, werden mit einer Linse ( $f = 100\text{mm}$ ) auf eine Glasfaser gegeben, die zu einem Gittermonochromator führt. Der Gittermonochromator erlaubt eine absolute Wellenlängenbestimmung von Licht mit einer Genauigkeit von ca. 1nm. Der Gittermonochromator wird nur dann benötigt, wenn der Laser so weit von der gewünschten Wellenlänge entfernt ist, daß eine Justage am Gitter des Diodenlasers notwendig wird.

Trifft Licht auf den Eintrittsspalt ( $\approx 200\text{ }\mu\text{m}$ ), so wird das Licht durch zwei Spiegel auf ein Gitter (1180 Linien/mm) gelenkt, von diesem gebeugt und durch einen weiteren Spiegel mit Hilfe einer Linse ( $f=100\text{mm}$ ) auf eine Kamera der Firma „ASACA“ abgebildet (siehe Abb. 4.1.3). Der Abstand zwischen dem Gittermonochromator und der dahinter stehenden Linse, sowie zwischen der Linse und der Kamera beträgt jeweils  $2f$ . In Abhängigkeit von der Wellenlänge des Laserlichtes wird das Licht unterschiedlich stark gebeugt, so daß auf dem Monitor für verschiedene Frequenzen an verschiedenen Stellen Linien sichtbar werden. Auf dem Monitor wurde die Stelle gekennzeichnet, an der die Linie sein muß, damit der Laser auf der gewünschten Wellenlänge läuft. In dem aktuellen Aufbau des Experiments wurde der Gittermonochromator entfernt, da die Wellenlänge bereits eingestellt ist und er daher nicht mehr benötigt wird.

Das Laserlicht, das nicht für die Regelung abzweigt wurde, durchläuft zwei Linsen ( $f=50$  und  $f=100$  im Abstand von 15 cm). Sie dienen dazu, den Strahl um den Faktor zwei aufzuweiten, damit die spätere Justage der MOT leichter wird. Da die MOT aus drei Laserstrahlen besteht, die in sich zurückreflektiert werden, muß der Strahl in drei Strahlen aufgeteilt werden, die alle ungefähr die gleiche Leistung ( $\approx 1\text{mW}$ ) haben. Dies geschieht mit Hilfe eines 30%-Strahlteilers und eines darauffolgenden 50%-Strahlteilers. Da die Strahlteiler polarisationsabhängig sind, wird vor beide ein  $\lambda/2$ -Plättchen gesetzt. Sie werden so gedreht, daß die Strahlteiler die gewünschte Transmission haben.

Jeder einzelne Strahl wird über mehrere Spiegel durch die MOT justiert. Dabei durchlaufen sie jeweils vor und hinter der MOT ein  $\lambda/4$ -Plättchen. Das erste  $\lambda/4$  dient dazu, aus dem linear-polarisierten Licht zirkular-polarisiertes zu machen. Die  $\lambda/4$ -Plättchen werden so eingestellt, daß die beiden horizontal verlaufenden Strahlen gleich polarisiert sind und der vertikal verlaufende Strahl entgegengesetzt. Durch die  $\lambda/4$  hinter der MOT wird dann

aus linkszirkular-polarisiertem Licht rechtszirkulares und umgekehrt (s.a. Kap. 2.2 und Abb. 4.1.5).

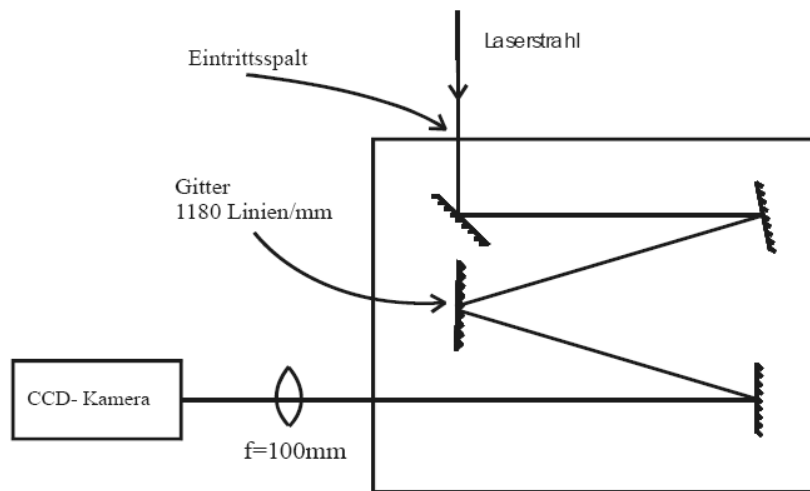


Abbildung 4.1.3: Schematische Darstellung des Gittermonochromators, sowie der abbildenden Optik.

Im Strahlengang des Rückpumplasers konnten optische Komponenten wie ein Isolator und ein AOM eingespart werden. Der optische Isolator wird nicht benötigt, da der Strahl des Rückpumplasers nicht genau in sich zurückreflektiert werden muß. Es reicht aus, wenn der Strahl durch die MOT verläuft, so daß die Strahljustage des Rückpumplasers sehr unkritisch ist. Um bei direkter Rückreflexion des Strahles in sich dennoch Schäden an der Diode zu vermeiden, wurde in den Strahlengang eine Linse mit einer Brennweite von  $f = 300\text{ mm}$  im Abstand  $2f$  vor die MOT gestellt. Dies hat zur Folge, daß der Strahldurchmesser in der MOT der gleiche ist wie an der Stelle, wo die Linse steht. Nach dem Durchlaufen der MOT divergiert der Strahl weiter, so daß im Falle einer direkten Rückreflexion nur noch eine sehr geringe Leistung in die Diode zurückläuft.

Die Fluoreszenz der Atome in der Falle wird mit Hilfe einer CCD-Kamera der Firma „Sony“ auf einen Monitor abgebildet. Die Veränderung der Atomwolke läßt sich so während der Justage immer beobachten.

## 4.2 Die Vakuumapparatur

Die Vakuumapparatur, die für dieses Experiment benutzt wird, wurde bereits in den letzten Jahren im Rahmen mehrerer Diplomarbeiten und Promotionen entwickelt und aufgebaut.

Die Apparatur besteht aus einer evakuierten Glaszelle, die über zwei Ventile mit dem Rubidiumreservoir und einer Ionengetterpumpe verbunden ist. Das Rubidium befindet



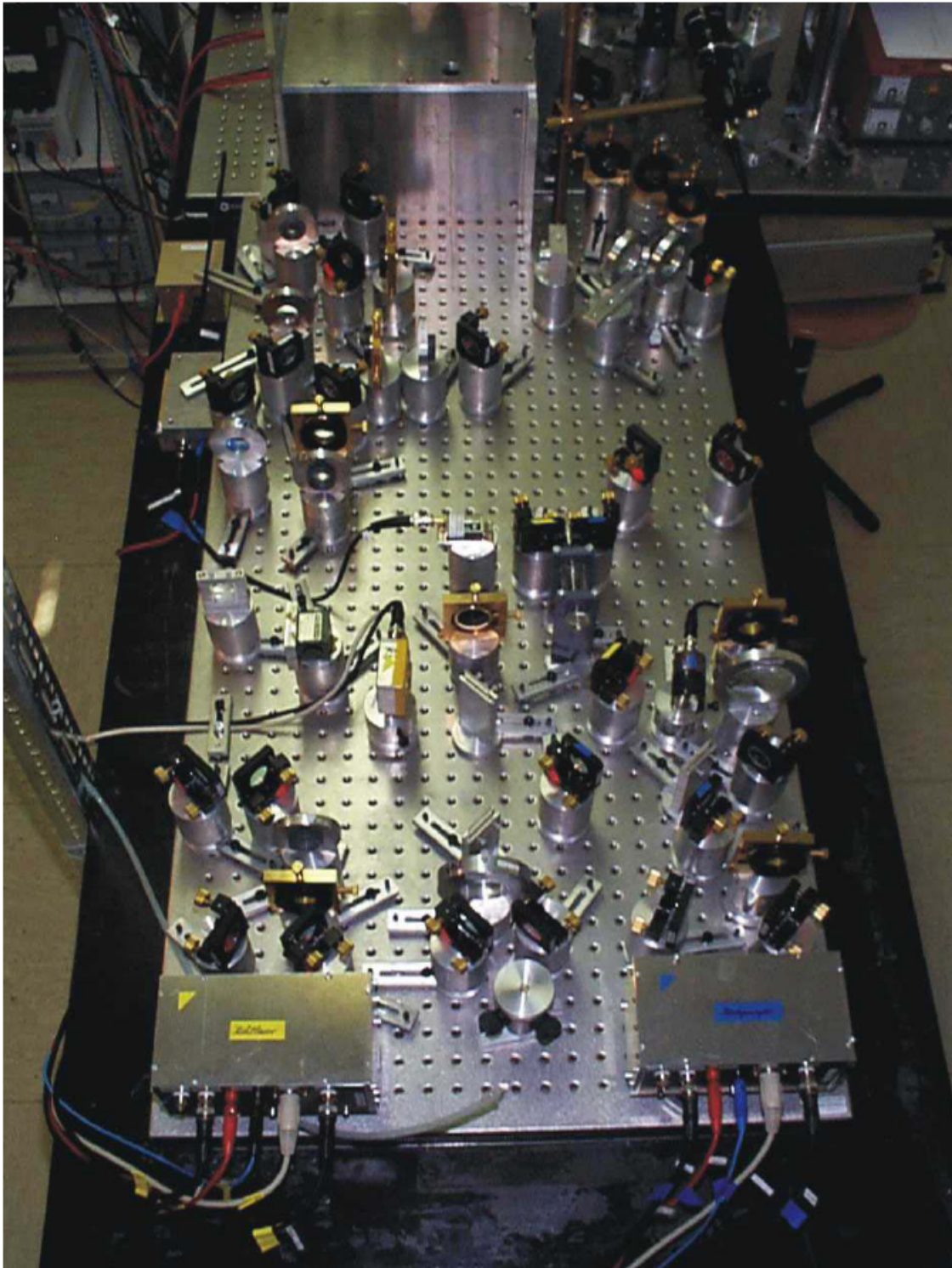


Abbildung 4.1.4: Foto des Aufbaus im Experiment.

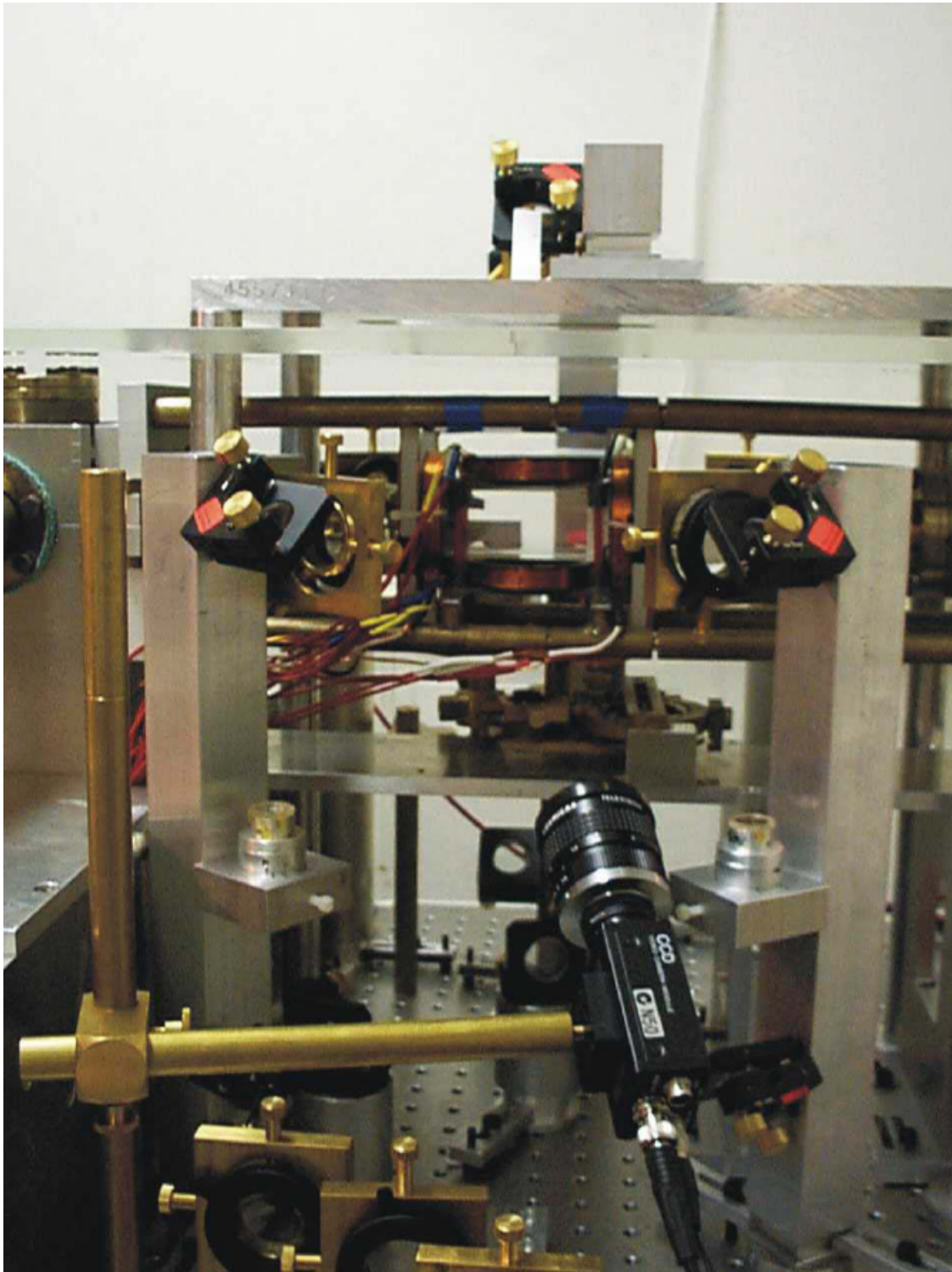


Abbildung 4.1.5: Foto des Fallenaufbaus (mittlerweile wird eine andere Kamera verwendet).

sich in einem Glaskolben und verteilt sich beim Öffnen des Ventils in der Glaszelle. Das Heizen von Rubidium ist nicht notwendig, da ein Teil der Atome bei Zimmertemperatur bereits gasförmig vorliegt. Nach einer gewissen Zeit werden die Rb-Atome durch Getterstreifen, die sich in dem einen Ende der Glaszelle befinden, abgesaugt. Die Getterstreifen haben eine hohe Pumpleistung für alle nicht Edelgasatome. Nur Helium wird über eine spezielle Ionengetterpumpe abgepumpt, die ständig in Betrieb ist. Die Kombination aus den Getterstreifen und der Ionengetterpumpe führt zu einem Vakuum mit einem Druck, der besser ist als  $10^{-10}$  mbar. Es genügt, wie sich im Experiment gezeigt hat, das Ventil zum Rb-Reservoir nur etwa ein Mal im Monat für ca. zehn Minuten zu öffnen.

Außerhalb der Vakuumapparatur sind vier Spulenpaare angebracht: Ein Paar zur Erzeugung des Quadrupolmagnetfeldes für die MOT und drei weitere Spulenpaare zur Kompensation des Erdmagnetfeldes und des Magnetfeldes der Ionengetterpumpe. Aus Platzgründen sind die Spulen zur Erzeugung des Quadrupolmagnetfeldes über die der Kompensationsspulen gewickelt. Das Spulenpaar zur Erzeugung des Quadrupolmagnetfeldes besteht aus  $2 \times 70$  Windungen bei einem mittleren Durchmesser der Spulen von 69mm. Der Abstand der Spulen beträgt 59,8mm. Die Werte für die anderen Spulenpaare sind in Tab. 4.2.1 angegeben [Tre95]. Aufgrund der früheren Nutzung der Apparatur als Magnetfalle existiert ein zusätzliches Spulenpaar zur Kompensation des Offsetfeldes der magnetischen Falle. Sowohl diese Spulen als auch die Baseball-Spule in der Vakuumapparatur haben für die Experimente, die im Rahmen des Praktikums durchgeführt werden, keine Bedeutung.

Spulenpaar	Windungszahl	Radius bzw. Kantenlänge [mm]	Abstand [mm]
Erdfeldkompensation in X-Richtung (quadratische Spulen)	45	116	84
Erdfeldkompensation in Y-Richtung	10	62	59,8
Erdfeldkompensation in Z-Richtung	10	62	98

## 5 Experimente

### 5.1 Justage der MOT

Im Praktikum wird das Experiment bereits aufgebaut und justiert sein. Um die MOT in Betrieb zu nehmen, müssen zunächst die Laser auf die richtige Wellenlänge eingestellt werden. Zur Bestimmung der Wellenlänge wird die Sättigungsspektroskopie angewendet (s.a. Kap. 3.3). Beginnen Sie zunächst mit der Justage des Kühllasers. Um diesen in Betrieb zu nehmen beachten Sie beim Einschalten der Laser immer den folgenden Ablauf:

1. Stellen Sie den Stromtreiber auf „Ein“.
2. Schalten Sie den Kurzschlussbetrieb aus.
3. Drehen Sie den Strom auf und beobachten Sie das Signal der Fotodiode auf dem Oszilloskop. Drehen Sie die Amplitude des Piezoaktuators hoch um einen großen Bereich darstellen zu können.
4. Nun scannen Sie langsam den Strom durch und suchen den Kühlübergang von  $^{85}\text{Rb}$  (siehe Abb. 5.1.1).

**Achtung: Halten Sie beim Einschalten unbedingt diese Reihenfolge ein, ansonsten können die Laserdioden zerstört werden! Beim Ausschalten wird zuerst auf Kurzschlussbetrieb geschaltet und dann erst der Strom abgeschaltet.**

Haben Sie den Kühlübergang gefunden, gehen Sie genauso mit dem Rückpumplaser vor und suchen den entsprechenden Übergang (Abb. 5.1.2). Ist der Rückpumpübergang nicht auffindbar, kann auch vorsichtig die Temperatur nachgeregelt werden. Hier sollte eine Spannung zwischen 1,8 V und 1,9 V eingestellt sein.

Sind beide Übergänge gefunden, können die Laser gelockt werden, d.h. auf eine bestimmte Frequenz stabilisiert werden. Dazu stellen Sie den Übergang möglichst groß auf dem Oszilloskop dar und verschieben die Kurve so, dass der Lockpunkt gerade einen Nulldurchgang darstellt. Nun die Amplitude des Piezos auf Null drehen und die Schalter „Rampe/PID“ und „IntOn“ umlegen. Der Rückpumplaser muss allerdings nicht zwangsläufig stabilisiert werden, hier reicht es die Amplitude so zu verkleinern, dass nur noch der Peak sichtbar ist.

Für Ihre Auswertung sollten Sie beide Übergänge auch mit dem Digitaloszilloskop aufnehmen und die Daten am PC abspeichern.

**Bestimmen Sie daraus das Verhältnis Offset:Dopplerprofil sowie  
Dopplerprofil:Lambdip.**

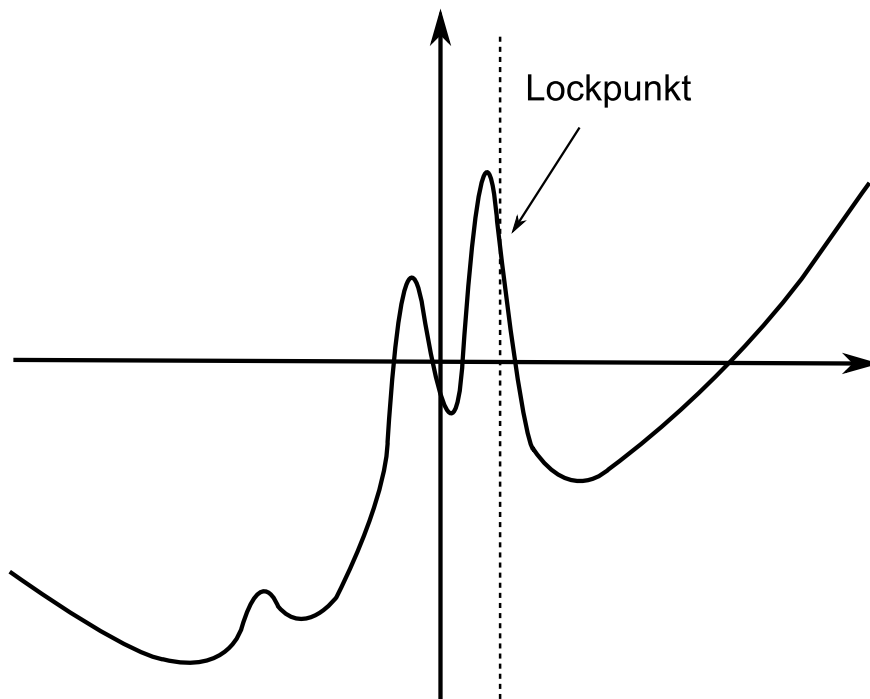


Abbildung 5.1.1: Der Kühlübergang von  $^{85}\text{Rb}$ , aufgenommen mit einem Digitaloszilloskop.

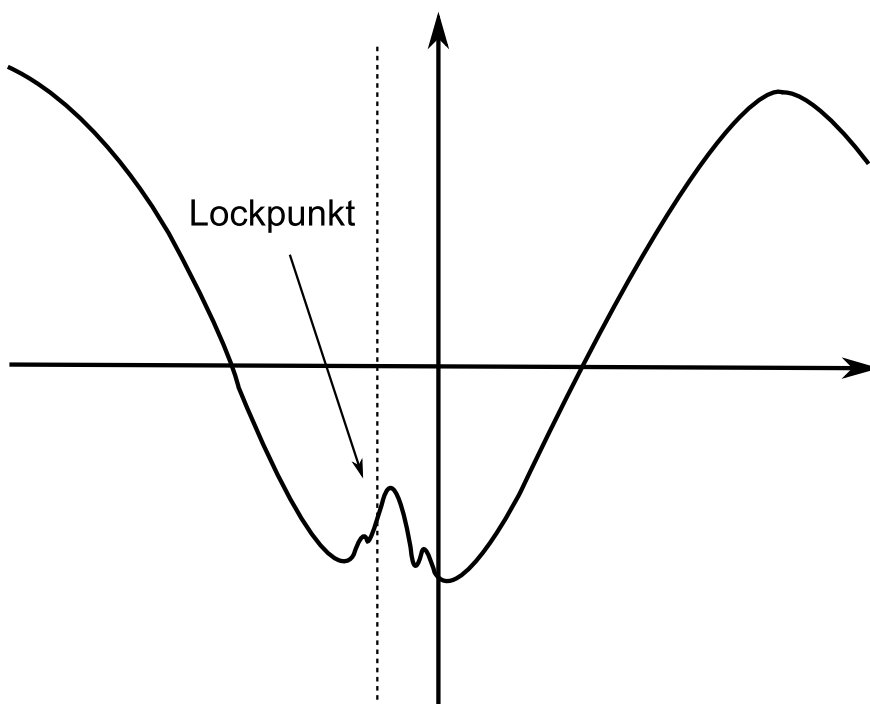


Abbildung 5.1.2: Rückpump-Übergang für  $^{85}\text{Rb}$ , aufgenommen mit einem Digitaloszilloskop.

Wenn die Laser richtig eingestellt sind, sollte die Atomwolke am Monitor (über die CCD-Kamera) als heller Punkt erscheinen. Ist dies nicht der Fall ist möglicherweise eine Justage der Strahlage erforderlich.

**Bevor Sie an irgendeinem Spiegel drehen, sollten Sie sich sicher sein, dass kein anderer Fehler vorliegt, da die Justage sehr kritisch ist!**

Nur wenn die Strahlen sich im Fallenzentrum schneiden, die Strahlen in sich zurücklaufen und der Rückpumper durch den Schnittpunkt der Strahlen verläuft, werden Atome gefangen.

Ist eine Justage erforderlich, so sollte zunächst überprüft werden, ob ausreichend Laserleistung zur Verfügung steht. Die optischen Isolatoren sollten etwa 70% der Leistung transmittieren. Ist dies der Fall, sollte überprüft werden, ob die Laser gut durch die Blenden der MOT laufen. Außerdem sollte überprüft werden, ob die Strahlen gut in sich zurückreflektiert werden und sich in einem Punkt schneiden. Dazu sollten Sie am besten die Blenden vor der MOT fast schließen um nur schmale Strahlen zu haben. Der Infrarot-Viewer ist bei der Justage sehr hilfreich.

**In jedem Fall sollte zuerst Rücksprache mit dem Betreuer gehalten werden, bevor der Strahlengang ohne sichtbare Atomwolke justiert wird.**

Ist eine Atomwolke sichtbar, sollten Sie nun die beiden Einkoppelspiegel des Kühllasers vor der MOT auf maximale Helligkeit und Größe der Wolke justiert werden. Anschließend können die Spiegel der MOT selbst optimiert werden. Hier sollte immer nur eine Schraube gleichzeitig vorsichtig verstellt werden, da die Wolke sehr schnell verschwinden kann. Die Justage des Rückpumplasers ist hingegen unkritisch und hat keinen so großen Einfluss auf die Zahl der gefangenen Atome.

## 5.2 Bestimmung des Volumens der Atomwolke

Das Volumen  $V$  der atomaren Wolke kann über das Monitorbild bestimmt werden, indem der Abbildungsmaßstab der CCD-Kamera zuvor ermittelt wird. Dies geschieht, indem ein Millimeterpapier (oder Lineal o.ä.) vor die Kamera gehalten wird, das den gleichen Abstand zur Kamera hat wie die MOT.

Aufgrund des Magnetfeldes hat die MOT die Form eines Ellipsoides (siehe Abb. 5.2.1), bei dem  $dx \approx dy$  entspricht (dies gilt für einen Winkel der Laserstrahlen in der  $xy$ -Ebene von  $90^\circ$ ). Die Einschnürung der Atomwolke in  $z$ -Richtung entsteht aufgrund des höheren Magnetfeldgradienten in dieser Richtung. Die Halbwertsbreiten  $dx \approx dy$  und  $dz$  lassen sich

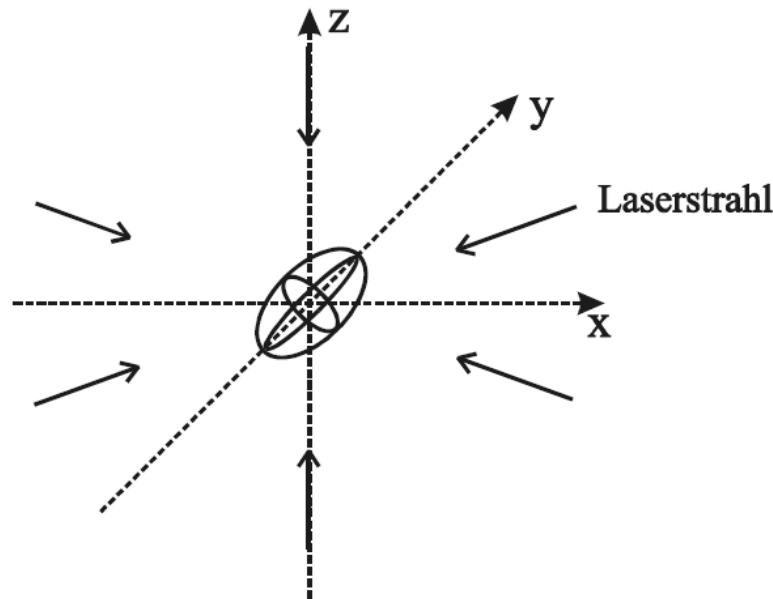


Abbildung 5.2.1: Schematische Darstellung der ellipsoiden Form der Atomwolke.

in diesem Experiment am besten am PC bestimmen. Ein Bild der Atomwolke kann auf dem PC mit dem Programm „SMA“ gespeichert werden. Dazu gehen Sie wie folgt vor:

1. Falls das Bild im Live-Fenster von „SMA“ nicht richtig angezeigt wird, müssen Sie zunächst „VirtualDub“ starten, auf File → Capture Avi... gehen und dort unter Video → Capture Filter... das Format auf PAL-B schalten. Anschließend muss „VirtualDub“ geschlossen werden!
2. In „SMA“ müssen die Einstellungen für ein Einzelbild geladen werden, dann kann ein Bild (oder mehrere) aufgenommen werden.
3. Das Bild liegt nun im .avi-Format vor, es wird allerdings ein Bitmap benötigt. Dazu wird das avi-File mit „VirtualDub“ geöffnet und als „Image-Sequence“ exportiert.
4. Nun können die einzelnen Pixelwerte mit „Origin“ ausgelesen werden.

Das Volumen der Atomwolke kann dann über die Formel

$$V = \frac{4\pi}{3} \cdot \frac{d_x}{2} \frac{d_y}{2} \frac{d_z}{2} \quad (5.1)$$

bestimmt werden.



### 5.3 Bestimmung von Teilchenzahl und Dichte in der MOT

Die Bestimmung der Anzahl der Atome, die in der MOT gefangen sind, erfolgt über die Fluoreszenz der Atome. Das gesamte Fluoreszenzlicht, das von den Atomen abgestrahlt wird, lässt sich berechnen, wenn man den Bruchteil  $\alpha$  kennt, der mit Hilfe des Objektivs von der CCD-Kamera abgebildet wird.  $\alpha$  ergibt sich als Quotient aus dem kreisförmigen Bruchteil des Lichtes, das abgebildet wird und der Kugel mit dem Radius  $a$ , aus der ein Teil der Fluoreszenz abgebildet wird. Mit einem Abstand  $a$  von der Atomwolke zum Objektiv und einem Objektivdurchmesser  $d$  ergibt sich  $\alpha$  aus

$$\alpha = \frac{4\pi(d/2)^2}{\pi a^2}. \quad (5.2)$$

Außerdem müssen noch die Verluste  $\beta$  betrachtet werden, die durch Reflexionen an den nicht-entspiegelten Glasflächen auftreten. Die Verluste werden mit 4% an der Vorder- und Rückseite der Vakuumzelle und am Objektiv angesetzt. Die gesamte abgestrahlte Leistung der Atomwolke ist dann

$$P_{ges} = \frac{1}{\alpha(1 - \beta)} \cdot P_{gemessen}. \quad (5.3)$$

Die Helligkeit des mit der CCD-Kamera aufgenommenen Bildes bestimmt man am PC. Dazu wird wie oben beschrieben ein Bild von der Wolke und einmal vom Hintergrund aufgenommen. Dann muss das Bild auf die Wolke selbst beschränkt werden. Dies machen Sie am besten mit „VirtualDub“ bevor Sie das avi als „Image-Sequence“ exportieren (Video → Filters... → add → resize → Cropping...). Dieser Filter kann nun auch auf das Hintergrundbild angewendet werden, sodass man dort den gleichen Bildausschnitt hat. Nun müssen Sie die Pixelsummen mit „Origin“ bestimmen.

1. Öffnen Sie die beiden Bilder mit „Origin“.
2. Geben Sie im Skript-Fenster das Skript aus Listing 1 ein.
3. Durch Markieren des Codes und Drücken von „Enter“ führen Sie das Script aus. Nun sollte das Bild sehr „verpixelt“ aussehen, dies liegt nur an der Umschaltung auf den Datenmodus, ändert aber nichts an dem Bild an sich.
4. Durch Eingabe von „sum.total=“ wird die Summe ausgegeben.

Listing 1: LabTalk-Skript um eine Matrix zu summieren

```
window -o Matrix1 {matrix -in;};
sum(Matrix1);
```

Zieht man die beiden Summen voneinander ab, muss man diesen Wert nur noch mit dem Eichfaktor  $\gamma$  der CCD-Kamera multiplizieren, um die von der Kamera empfangene



Leistung zu bestimmen. Es ist

$$\gamma \approx 2,24 \cdot 10^{-17} \text{ W/Pixeleinheit.} \quad (5.4)$$

**Wichtig: Dieser Eichfaktor stimmt nur, wenn Sie die an der Kamera markierten Helligkeits- und Zoomeinstellungen nutzen!** (Zoom auf Maximalstufe, Helligkeit und Schärfe zur Markierung drehen).

Nun können Sie die Zahl der gefangenen Atome berechnen, indem Sie die gemessene Strahlungsleistung ins Verhältnis zur Strahlungsleistung  $P_{1Atom}$  eines Atoms setzen. Es gilt

$$P_{1Atom} = \frac{\hbar\omega_L}{\tau_z}, \quad (5.5)$$

wobei  $\frac{1}{\tau_z}$  die Absorptionsrate der Atome ist und  $\omega_L$  die Laserfrequenz. Die Absorptionsrate (Streurrate) der Atome beträgt [LPR<sup>+</sup>89] (siehe auch Kapitel 2):

$$\frac{1}{\tau_z} = \frac{\Gamma}{2} \cdot \frac{\frac{I_{ges}}{I_0}}{1 + \frac{I_{ges}}{I_0} + \left(\frac{2\delta_L}{\Gamma}\right)^2}. \quad (5.6)$$

Die Sättigungsintensität für  $^{85}\text{Rb}$  ist  $I_0 = 16 \mu\text{W}/\text{mm}^2$  und die Linienbreite  $\Gamma \approx 2\pi \cdot 6 \text{ MHz}$ . Die Verschiebung  $\delta_L$  lässt sich aus der Frequenzverschiebung des AOMs (Eichkurve siehe Abb. 3.3.6) und dem Spektroskopiesignal berechnen. Überlegen Sie sich dazu, welche Linie im Spektroskopiesignal welchem Übergang entspricht und auf welche Flanke des Signals Sie den Kühllaser stabilisieren.

$I_{ges}$  entspricht der Gesamtintensität aller sechs Laserstrahlen (drei hin- und drei zurücklaufende Kühllaserstrahlen).

Zur Bestimmung der Querschnittsfläche des Laserstrahles wird in horizontaler und in vertikaler Richtung der „Waist“  $w$  des Laserstrahles bestimmt. Der Waist gibt den Durchmesser des Strahles an, bei dem die Leistung mindestens  $1/e$  der Gesamtleistung beträgt. Er wird bestimmt, indem eine Rasierklinge, die an einem xyz-Verschiebetisch befestigt ist, in den Strahl geschoben wird und die Leistung des Strahles hinter der Klinge in Abhängigkeit von der Stellung der Mikrometerschraube aufgenommen wird. Der Waist ergibt sich aus

$$w = 1,90694 \cdot (x_{70\%} - x_{30\%}), \quad (5.7)$$

wobei  $x_{70\%}$  die Mikrometereinstellung ist, bei der der Strahl auf 70% seiner maximalen Leistung abgefallen ist und  $x_{30\%}$  die Mikrometereinstellung ist, bei der der Strahl entsprechend auf 30% abgefallen ist.

Die Gesamtfläche des Strahles ergibt sich aus

$$F = \pi \frac{w_h}{2} \frac{w_v}{2}. \quad (5.8)$$

Dabei steht  $w_h$  für den Waist in horizontaler Richtung und  $w_v$  analog für den Waist in vertikaler Richtung. Mit  $I_{ges} = \frac{P_{ges}}{F}$  erhält man die Absorptionsrate  $\frac{1}{\tau_z}$  und damit die Gesamtstrahlleistung eines Atoms.

Mit den berechneten Werten ergibt sich die Zahl der gefangenen Atome aus

$$N = \frac{P_{ges}}{P_{1Atom}} \quad (5.9)$$

und die Dichte aus

$$n = \frac{N}{V}. \quad (5.10)$$

## 5.4 Abhängigkeit der Teilchenzahl von der Verstimmung des Kühllasers

In diesem Experiment soll die optimale Verstimmung des Lasers gegenüber dem Kühlübergang von  $^{85}\text{Rb}$  bestimmt werden, indem die Frequenzverschiebung durch den AOM variiert wird.

Tragen Sie das Fluoreszenzsignal in Abhängigkeit von der Frequenzverschiebung des AOMs auf. Erstellen Sie eine zweite Graphik, in der Sie die Anzahl der gefangenen Atome über die Frequenzverschiebung des AOMs auftragen.

Bestimmen Sie daraus die optimale Verstimmung und interpretieren Sie das Ergebnis.

## 5.5 Abhängigkeit der Teilchenzahl in der MOT vom Magnetfeld

Bestimmen Sie die Abhängigkeit der Teilchenzahl in der MOT vom Magnetfeld. Nehmen Sie dazu bei einer konstanten Frequenzverschiebung durch den AOM das Fluoreszenzsignal der MOT in Abhängigkeit von dem Strom, der durch die Quadrupolspulen fließt, auf.

Begründen Sie, warum in diesem Fall die Fluoreszenz der Atome proportional zur Anzahl der gefangenen Atome ist.

Interpretieren Sie das Ergebnis.

## 5.6 Bestimmung der Füllzeit der MOT

Nach dem Anschalten der magnetooptischen Falle (z.B. durch Einschalten des Magnetfeldes oder durch Entfernen eines Papiers aus dem Strahlengang) steigt die Anzahl der gefangenen Atome von  $N = 0$  auf einen Gleichgewichtswert an. Dieser Vorgang wird für das Regime durch folgende Ratengleichung beschrieben [APEC94]:

$$\frac{\partial N(t)}{\partial t} = R - \frac{N(t)}{\tau} - \beta \int n_R^2(\vec{r}) d^3r. \quad (5.11)$$

Dabei entspricht  $\tau$  der Füllzeit,  $R$  der Rate, mit der die langsamen Atome in das Fallenvolumen gelangen,  $\beta$  der Zwei-Körper Verlustrate und  $n_R$  der maximalen Dichte im Reabsorptionsregime (s.a. [SWW91]).

Der hintere Term dieser Ratengleichung ist im Anfangsverlauf, aufgrund der geringen Dichte zu dieser Zeit, zu vernachlässigen.

Die Lösung der Ratengleichung wird durch

$$N(t) = N(0) \cdot (1 - e^{-t/\tau}) \quad (5.12)$$

beschrieben.

Um die Füllkurve der MOT aufzunehmen gehen Sie wie folgt vor:

1. Stellen Sie „SMA“ so ein, dass mehrere Bilder aufgenommen werden (z.B. können Sie die Einstellungen für eine 20 Sekunden Sequenz laden).
2. Nachdem Sie die Füllung der MOT mit „SMA“ abgespeichert haben, öffnen Sie das avi-File wieder mit „VirtualDub“ und schneiden die ersten Bilder raus, sodass das erste Bild  $t = 0$  der Füllkurve entspricht.
3. Beschränken Sie die Sequenz nun auf die Atomwolke selbst (Filter→resize→cropping...). Exportieren Sie das Video dann als „Image-Sequenz“.
4. Öffnen Sie alle Bilder gleichzeitig mit Origin. Achten Sie darauf, dass die Bilder beim Öffnen in chronologischer Reihenfolge ausgewählt werden, sonst muss das folgende Skript abgeändert werden (die nötigen Befehle lassen sich in der Origin-Hilfe zur Programmierung finden).
5. Führen Sie das Skript aus Listing 2 aus (n muss gleich der Anzahl der Matrizen sein).
6. Machen Sie von den Daten einen Fit mit Origin und berechnen Sie daraus die Füllzeit der MOT (mit wievielen Frames pro Sekunde wurde aufgenommen?).

Listing 2: LabTalk-Skript zum Summieren der Matrizen und speichern der Werte in einer Tabelle. Es wird außerdem der Hintergrund (1. Bild) bereits abgezogen.

```
n=2;
loop (i,2,n)
{
Data1_A[$(i)-1]=$ (i)-2;
window -o Matrix$(i) {matrix -in;};
sum(Matrix$(i));
Data1_B[$(i)-1]=sum.total;
}
window -o Matrix1 {matrix -in;};
Data1_A[$(n)]=$(n)-1;
sum(Matrix1);
Data1_B[$(n)]=sum.total;
Data1_B=Data1_B-Data1_B[1];
```

## 5.7 Die Optische Melasse

Versuchen Sie, die Optische Melasse sichtbar zu machen. Schalten Sie dazu das Quadrupolmagnetfeld ab.

Das Intensitätsungleichgewicht, das durch die Laserstrahlen, die durch das Fallenzentrum laufen, verursacht wird führt dazu, dass die Optische Melasse nur schwer sichtbar gemacht werden kann.

Dieses Ungleichgewicht kann jedoch durch die übrigen Spulen kompensiert werden.

## A Daten des Elements Rubidium

Ordnungszahl	37
Masse $m$	$1,41 \times 10^{-25} \text{ kg}$
Dampfdruck bei 300 K	$10^{-7} \text{ Torr}$
Grundzustand	$5^2S_{1/2}$
Erster angeregter Zustand	$5^2S_{3/2}$
Wellenlänger $\lambda$ der Übergänge $5^2S_{1/2} \rightarrow 5^2S_{3/2}$	780 nm
Lebensdauer $\tau(5^2S_{3/2})$	27 ns
Linienbreite $\Gamma(5^2S_{3/2})$	$2\pi \times 6 \text{ MHz}$
Sättigungsintensität $I_0$	$16 \mu\text{W}/\text{mm}^2$
Verhältnis der Stablen Isotope $^{85}\text{Rb} : ^{87}\text{Rb}$	72%:28%
Kernspin $I$	$5/2$ ( $^{85}\text{Rb}$ ), $3/2$ ( $^{87}\text{Rb}$ )

## Literatur

- [APEC94] ANDERSON, M. ; PETRICH, W. ; ENSHER, J. ; CORNELL, E.: In: Phys. Rev. A 50 (1994), Nr. 5. – R3597
- [Cam85] CAMPARO, J.C.: In: Contemp. Phys. 26 (1985)
- [CBCA85] CHU, S. ; BJORKHOLM, J. ; CABLE, A. ; ASHKIN, A.: In: Phys. Rev. Lett 55 (1985), Nr. 48
- [Dav96] DAVIS, C.C.: Laser and Electro-Optics. Cambridge University Press, 1996
- [DCT89] DALIBARD, J. ; COHEN-TANNOUDJI, C.: In: J. Opt. Soc. Am. B 6 (1989), Nr. 2023
- [Dem95] DEMTRÖDER, W.: Laserspektroskopie. Springer, 1995 (3)
- [DRZJ90] DALIBARD, J. ; RAIMOND, J.M. ; ZINN-JUSTIN, J.: Fundamental Systems in Quantum Optics, 1990
- [EBHZ85] ERTMER, W. ; BLATT, R. ; HALL, J. ; ZHU, M.: In: Phys. Rev. Lett. 54 (1985), Nr. 996
- [EE98] EICHLER, J. ; EICHLER, H.J.: Laser. Springer, 1998 (3)
- [HSS88] HÄNSCH, T.W. ; SCHAWLOW, A.W. ; SERIES, G.W. ; MÜLLER, A. (Hrsg.): Anwendungen des Lasers. 1988
- [KS91] KNEUBÜHL, F.K. ; SIGRIST, M.W.: Laser. B.G. Teubner, 1991 (3)
- [LPR<sup>+</sup>89] LETT, P.D. ; PHILLIPS, W.D. ; ROLSTON, S.L. ; TANNER, C.E. ; WATTS, R.N. ; WESTBROOK, C.I.: In: J. Opt. Soc. Am. B 6 (1989), Nr. 2084
- [MK85] MAYER-KUCKUK, T.: Atomphysik. B.G. Teubner, 1985 (3)
- [Phi90] PHILLIPS, W.D.: In: DALIBARD, J. (Hrsg.) ; RAIMOND, J.M. (Hrsg.) ; ZINN-JUSTIN, J. (Hrsg.): Fundamental Systems in Quantum Optics, 1990
- [PMP<sup>+</sup>85] PRODAN, J. ; MIGDALL, A. ; PHILLIPS, W. ; SO, I. ; METCALF, H. ; DALIBARD, J.: In: Phys. Rev. Lett. 54 (1985), Nr. 992
- [RPC<sup>+</sup>87] RAAB, E.L. ; PRENTISS, M. ; CABLE, A. ; CHU, S. ; PRICHARD, D.E.: In: Phys. Rev. Lett. 59 (1987), Nr. (23) 2631
- [SWW91] SESKO, D. ; WALKER, T. ; WIEMAN, C.: In: J. Opt. Soc. Am. B 8(5) (1991), Nr. 946

[Tre95] TREBST, T., Diplomarbeit, 1995

[WFG95] WIEMAN, C. ; FLOWERS, G. ; GILBERT, S.: In: Am. J. Phys. 63 (1995), Nr. 4