

---

# Versuch 4.3: Kühlen und Fangen von Rubidiumatomen in einer magneto-optischen Falle

---

**Lukas Hecht**

Matr.-Nr.: 2597207

E-Mail: l-hecht@web.de

**Daniel Derr**

Matr.-Nr.: 2729279

E-Mail: daniel.derr@hotmail.de

Betreuer:

Dominik Schöffner

Versuchsdurchführung:

13.12.2016

Abgabedatum:

30.01.2017



TECHNISCHE  
UNIVERSITÄT  
DARMSTADT

PHYSIKALISCHES PRAKTIKUM  
FÜR FORTGESCHRITTENE

Hiermit versichern wir, das vorliegende Praktikumsprotokoll ohne Hilfe Dritter und nur mit den angegebenen Quellen und Hilfsmitteln angefertigt zu haben. Alle Stellen, die aus Quellen entnommen wurden, sind als solche kenntlich gemacht. Diese Arbeit hat in gleicher oder ähnlicher Form noch keiner Prüfungsbehörde vorgelegen.

Darmstadt, den 30.01.2017

\_\_\_\_\_  
Lukas Hecht

\_\_\_\_\_  
Daniel Derr

---



---

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Motivation</b>	<b>2</b>
<b>2</b>	<b>Physikalische Grundlagen</b>	<b>3</b>
2.1	Versuchsaufbau . . . . .	3
2.1.1	Übersicht über den Versuchsaufbau . . . . .	3
2.1.2	Laserstabilisierung . . . . .	3
2.1.3	MOT . . . . .	4
2.2	Wichtige Bauteile . . . . .	4
2.2.1	Akusto-Optischer Modulator (AOM) . . . . .	5
2.2.2	Verzögerungsplatten . . . . .	5
2.2.3	Polarisationsstrahlteilerwürfel (PST) . . . . .	5
2.2.4	Photodiode . . . . .	5
2.2.5	Ionen-Getter-Pumpe . . . . .	6
2.2.6	PID-Regler . . . . .	6
2.3	Theorie zur Laserstabilisierung . . . . .	7
2.3.1	Diodenlaser mit externem Resonator . . . . .	7
2.3.2	Dopplerfreie Sättigungsspektroskopie . . . . .	9
2.3.3	Offsetlock . . . . .	10
2.4	Theorie zur MOT . . . . .	11
2.4.1	Spontankraft . . . . .	11
2.4.2	Dopplerkühlung . . . . .	12
2.4.3	Sub-Dopplerkühlung . . . . .	13
2.4.4	Energieniveaustruktur $^{85}\text{Rb}$ . . . . .	14
2.4.5	Fangen von $^{85}\text{Rb}$ . . . . .	16
<b>3</b>	<b>Versuchsdurchführung und -auswertung</b>	<b>18</b>
3.1	Spektroskopie . . . . .	18
3.2	Ladephase . . . . .	20
3.3	Temperatur nach der Melassenphase . . . . .	21
3.4	Temperatur in der MOT . . . . .	24
<b>4</b>	<b>Diskussion</b>	<b>26</b>

---

# 1 Motivation

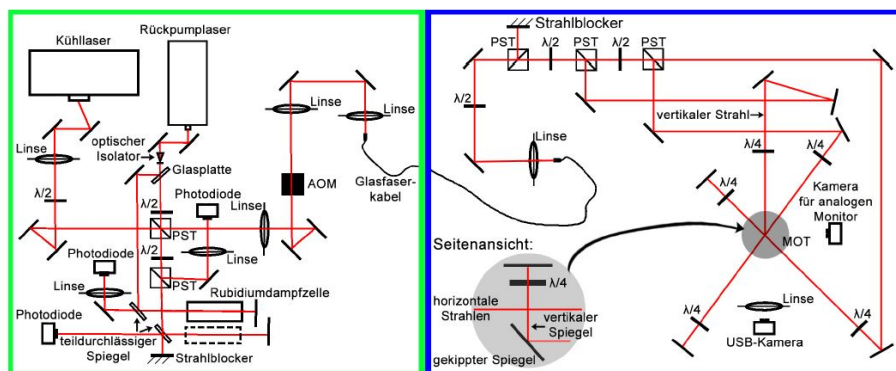
Die Erzeugung ultra-kalter Atome hat in der Grundlagenforschung eine besondere Bedeutung, beispielsweise bei Atomuhren, in der Quanteninformation oder bei der Bose-Einstein-Kondensation. In diesem Versuch wird das Kühlen von Atomen mit einer magneto-optischen Falle (magneto-optical trap, kurz MOT) unter Verwendung von Laserlicht realisiert. Ziel des Versuchs ist die Erzeugung und Vermessung einer MOT und das Fangen von Rubidiumatomen ( $^{85}\text{Rb}$ ). Zunächst sollen die verwendeten Laser stabilisiert und das emittierte Licht spektroskopisch untersucht werden. Anschließend gilt es, die Ladephase der MOT zu untersuchen sowie die Temperatur innerhalb der MOT zu bestimmen. Des Weiteren soll zusätzlich die Temperatur nach der Melassenphase ermittelt werden.

## 2 Physikalische Grundlagen

### 2.1 Versuchsaufbau

#### 2.1.1 Übersicht über den Versuchsaufbau

Der gesamte Versuchsaufbau lässt sich grob in drei Teile aufteilen, den optischen Versuchsaufbau, ein Elektronikrack mit den zur Steuerung des Versuchs notwendigen Komponenten und ein Computersystem zur Aufnahme und Bearbeitung der Daten. Von zentralem Interesse ist zunächst der optische Versuchsaufbau. Dieser lässt sich in zwei Bereiche gliedern, die über ein Glasfaserkabel miteinander verbunden sind (vgl. Abbildung 2.1). Dies hat den Vorteil, dass beide Bereiche unabhängig voneinander modifiziert und optimiert werden können. Der erste Bereich (in Abbildung 2.1 links dargestellt) enthält die beiden Laser sowie deren Stabilisierungen. Der zweite Bereich enthält die Komponenten zum Aufbau der MOT. Die wichtigsten Komponenten des Aufbaus werden in Abschnitt 2.2 ausführlich erläutert. Das Elektronikrack ist in Abbildung 2.2 dargestellt. Es besteht aus mehreren Oszilloskopen zur Unter-

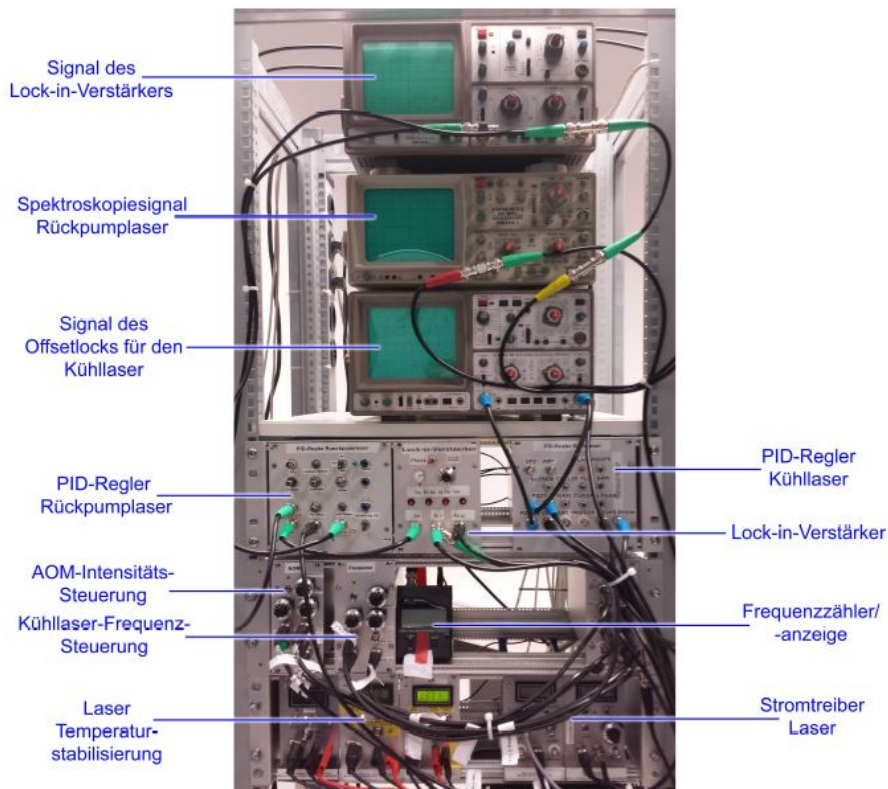


**Abbildung 2.1:** Schematischer Aufbau des Versuchs; rechts ist der Aufbau zur Laserstabilisierung dargestellt, links der Aufbau der MOT; beide Teile sind über ein Glasfaserkabel miteinander verbunden (PST steht für Polarisationsstrahlteiler). [1]

suchung und Kontrolle der Signale sowie aus der Stromversorgung für die Laser. Des Weiteren enthält es die PID-Regler, den Lock-In-Verstärker und die Frequenzsteuerung zur Laserstabilisierung. Außerdem enthält das Rack die Steuerung des akusto-optischen Modulators (AOM, siehe auch Abschnitt 2.2) sowie eine Temperaturregelung für die Laserdioden. [1]

#### 2.1.2 Laserstabilisierung

Für die MOT ist es wichtig, dass die verwendeten Laserstrahlen eine möglichst stabile Frequenz aufweisen. Daher besteht ein wesentlicher Teil des Lasersystems aus den Stabilisierungen der beiden verwendeten Diodenlaser. Der sogenannte Rückpumpplaser, welcher dafür sorgt, dass die Rubidiumatome einen zur Kühlung günstigen Anfangszustand besitzen und beibehalten, wird durch eine dopplerfreie Sättigungsspektroskopie stabilisiert. Der Kühllaser, welcher zum Abbremsen der Atome dient, wird hingegen



**Abbildung 2.2:** Bild des Elektronikracks, in dem alle zur Steuerung des Versuchs benötigten Komponenten eingebaut sind; die Datenaufnahme erfolgt dann mit einem Computer, von dem aus die Komponenten des Elektronikracks angesteuert werden können. [1]

mittels Offsetlock stabilisiert. Er besitzt einen definierten Frequenzoffset gegenüber dem Rückpumplaser. Der Rückpumplaser wird gemäß Abbildung 2.1 zunächst in einen Faraday-Isolator geleitet, welcher Rückreflexe in den Laser unterdrückt. Danach werden etwa 4 % des Strahls zur dopplerfreien Sättigungsspektroskopie ausgekoppelt und in eine Rubidiumdampfzelle geleitet. Der restliche Anteil wird mit dem Strahl des Kühllasers überlagert. Über einen AOM, welcher als Schalter verwendet wird, kann der überlagerte Strahl dann in die MOT geleitet werden. Ein Teil des überlagerten Strahls wird außerdem zur Laserstabilisierung abgezweigt und für den Offsetlock in eine Photodiode geleitet. Eine detaillierte Beschreibung der Methoden zur Laserstabilisierung folgt in Abschnitt 2.3. [1]

### 2.1.3 MOT

Der zweite Teil des optischen Versuchsaufbaus enthält die MOT. Dort werden die Laserstrahlen, die vom Aufbau zur Laserstabilisierung über ein Glasfaserkabel zur MOT geleitet werden, zirkular polarisiert und in drei Raumrichtungen überlagert. Durch die Wechselwirkung der Rubidiumatome mit den Photonen werden die Atome abgebremst, d.h. gekühlt. Ein magnetisches Quadrupolfeld sorgt weiterhin für die Lokalisierung der Atome in der Mitte der MOT, wo die Laserstrahlen sich überlagern. Die Theorie zur MOT und ihre Funktionsweise wird in Abschnitt 2.4 genauer erklärt. [1]

## 2.2 Wichtige Bauteile

Im Folgenden sollen die wichtigen Bauteile des vorher beschriebenen Versuchsaufbaus diskutiert werden.

---

### 2.2.1 Akusto-Optischer Modulator (AOM)

---

Mithilfe eines AOMs kann man einen einfallenden Lichtstrahl ablenken und in seiner Frequenz modulieren. Typischer Weise besteht ein AOM, schematisch in Abbildung 2.3 dargestellt, aus einem Kristall, an dessen Enden an der einen Seite ein Piezoelement und an der anderen Seite ein Absorber, der Reflexionen und stehende Wellen verhindern soll, angebracht sind. Durch das Piezoelement wird aufgrund seiner mechanischen Schwingung eine Schallwelle im Kristall erzeugt. Diese wiederum bewirkt periodische Dichteschwankungen des Kristalls, weshalb es zu einer periodischen Variation der Brechzahl kommt. Dadurch sieht das einfallende Licht ein sich bewegendes optisches Gitter. Wird von dem einfallenden Licht die Bragg-Bedingung erfüllt, so kann man die erste Beugungsordnung mit einer veränderten Frequenz messen. Durch eine Betrachtung im Teilchenbild ergibt sich, dass die beobachtete Frequenz genau der ursprünglichen addiert mit der des Piezoelements ist. [1]

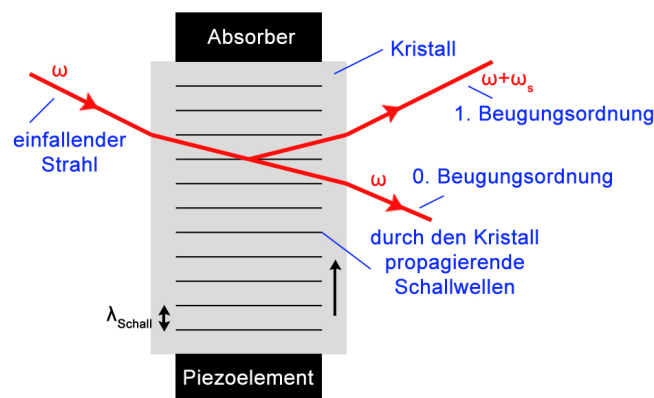


Abbildung 2.3: Schematischer Aufbau eines AOMs [1, S. 10]

---

### 2.2.2 Verzögerungsplatten

---

Im Versuch werden  $\lambda/4$ - und  $\lambda/2$ -Plättchen verwandt. Erstere haben die Funktion, das linear polarisierte Laserlicht in zirkular polarisiertes umzuwandeln. Letztere drehen die Polarisationsrichtung von linear polarisiertem Licht. [1]

---

### 2.2.3 Polarisationsstrahlteilerwürfel (PST)

---

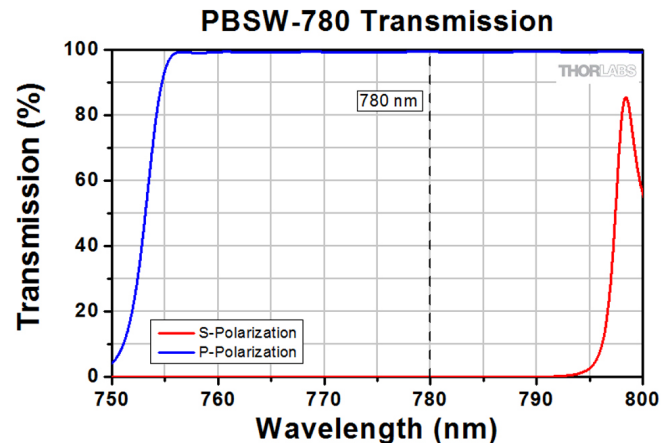
Im Versuch wird ein Polarisationsstrahlteilerwürfel (PST) verwandt, um den Lichtstrahl aufzuteilen. Der PST besteht aus einem isotropen Glas. An der Diagonalen befindet sich ein Dünnschichtpolarisator, welcher aus vielen dünnen dielektrischen Schichten, die für die beiden Polarisationsrichtungen verschiedene Reflektivitäten besitzen, besteht. Für den Versuch ist die Schichtdicke so gewählt, dass die s-polarisierten Anteile konstruktiv interferieren. Weiter ist der Einfallswinkel des Laserlichts gleich dem Brewsterwinkel gewählt, sodass p-polarisiertes Licht nicht reflektiert wird. Dies bedeutet insgesamt, dass das p-polarisierte Licht den PST passiert, während s-polarisiertes durch den PST abgeblockt wird [2]. Das Transmissionsverhalten des in diesem Versuch genutzten PSTs ist in Abbildung 2.4 dargestellt. [1]

---

### 2.2.4 Photodiode

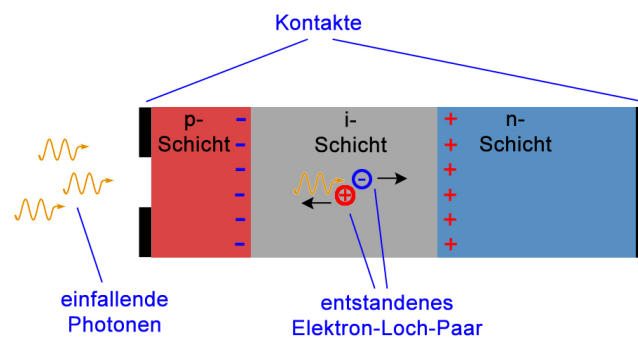
---

Mittels Photodioden werden im Versuch wichtige Größen wie das Spektroskopiesignal des Rückpumpplers oder das Schwebungssignal für den Offsetlock aufgenommen. Dafür steht eine pin-Photodiode zur



**Abbildung 2.4:** Transmissionsverhalten in Abhängigkeit der Wellenlänge für s- und p-Polarisation des im Versuch verwandten PSTs [1, S. 12]

Verfügung. Ihr Aufbau ist in Abbildung 2.5 beispielhaft dargestellt. Anhand dieser Abbildung wird auch deren Funktionsweise klar. [1]



**Abbildung 2.5:** Schematischer Aufbau eine pin-Photodiode [1, S. 13]

---

## 2.2.5 Ionen-Getter-Pumpe

---

Mithilfe der Ionen-Getter-Pumpe wird das für den Versuch benötigte Vakuum aufgebaut und aufrecht gehalten. Aus diesem Grund muss die Pumpe stets im Betrieb sein. In Abbildung 2.6 ist ihr Aufbau schematisch dargestellt. Im Wesentlichen beruht ihre Funktionsweise aus dem Zusammenwirken von elektrischer und magnetischer Kraft, welches schlussendlich dazu führt, dass freie Rubidiumatome zur Kathode beschleunigt werden und sich dort festsetzen. [1]

---

## 2.2.6 PID-Regler

---

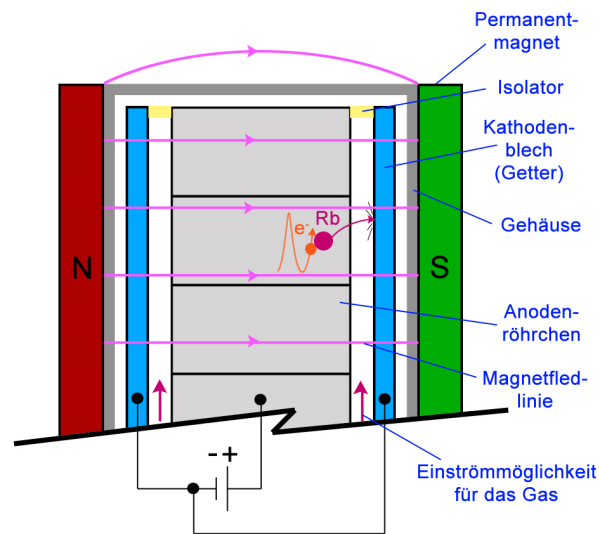
Zur Laserstabilisierung wird ein PID-Regler verwandt. Er besteht aus drei einzelnen Regeleinrichtungen der proportionalen, der integrierenden und der differenzierenden.

Hängt die Regelgröße proportional von der Regelabweichung ab, so spricht man von einem Proportionalregler (P-Regler). Sein Vorteil ist die schnelle Stellgeschwindigkeit, jedoch kann er eine kleine Regelabweichung nicht vollends beseitigen.

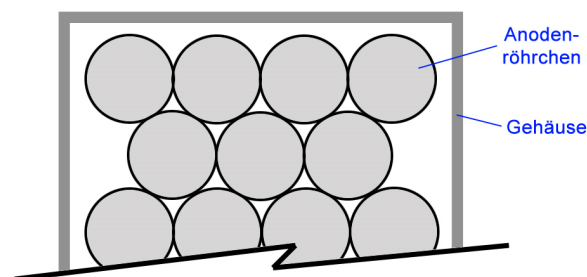
Hier kommt der Integralregler (I-Regler) ins Spiel. Bei diesem ist die Regelgröße proportional zum zeitlichen Integral der Regelabweichung. Deshalb können auch kleinste Abweichungen eliminiert werden.



Längsschnitt:



Anordnung der Röhrchen  
im Querschnitt:



**Abbildung 2.6:** Schematischer Aufbau einer Ionen-Getter-Pumpe [1, S. 14]

Dies geschieht nur sehr langsam, was auch der Nachteil an diesem Regler ist.

Bei sehr schnell entstehenden großen Abweichungen kommt der Differentialregler (D-Regler) zum Einsatz, da der P- und I-Regler dafür zu langsam reagieren. Bei diesem hängt die Regelgröße von der Änderungsgeschwindigkeit der Regelabweichung ab, also deren zeitlicher Ableitung. Der Nachteil an diesem Regler ist, dass er eine konstante Abweichung nicht feststellen kann. Erst in Kombination aller Regler werden die einzelnen Nachteile ausgeglichen. [1]

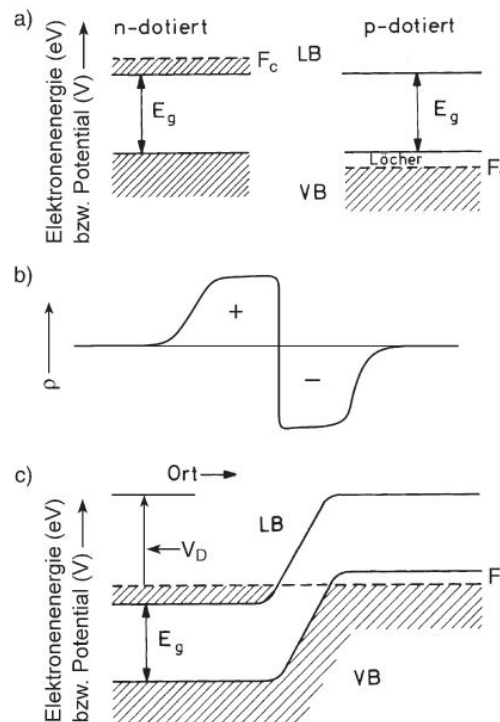
## 2.3 Theorie zur Laserstabilisierung

Wie bereits anfänglich erwähnt, ist es in diesem Versuch essentiell, dass die Laser eine möglichst stabile Wellenlänge liefern. In diesem Abschnitt werden die verwendeten Laser sowie deren Stabilisierungen erläutert.

### 2.3.1 Diodenlaser mit externem Resonator

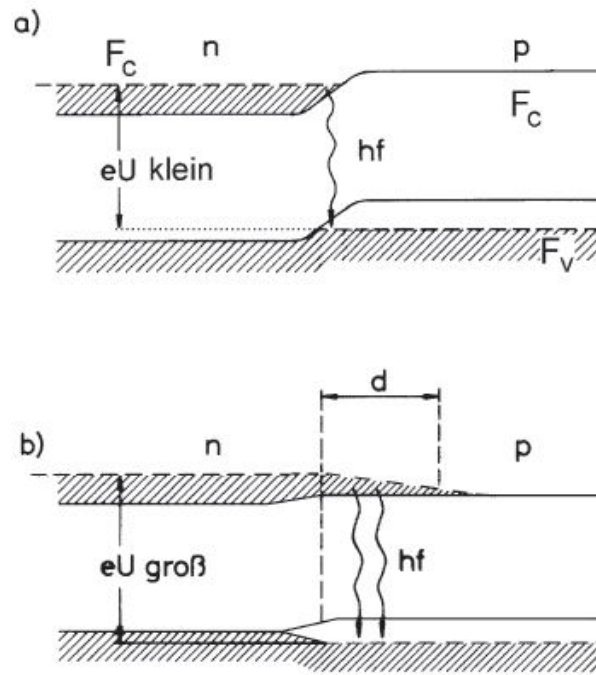
Im Versuch werden Diodenlaser mit externen Resonatoren verwendet, deren Wellenlänge sich durch Stromänderungen und Veränderungen am externen Resonator verändern lässt. Das Grundelement eines Diodenlasers ist eine pn-Diode. Sie besteht aus einem p- und einem n-dotierten Halbleiter. Der Potentialverlauf in einem solchen Halbleiter ist in Abbildung 2.7 dargestellt. Bringt man einen p- und

einen n-Halbleiter zusammen, so entsteht der für eine pn-Diode typische pn-Übergang. Aufgrund der unterschiedlichen Ladungsträgerkonzentrationen im p- und n-leitenden Teil diffundieren so lange Ladungsträger von der einen auf die andere Seite, bis die Fermienergien  $F_C$  und  $F_V$  der beiden Teile zusammenfallen. Dann hat sich am pn-Übergang eine Potentialdifferenz  $V_D$  gebildet, die der Diffusion entgegenwirkt. Wird nun eine Spannung  $U$  in Durchlassrichtung an die Diode angelegt (d.h. der



**Abbildung 2.7:** Potentialverlauf und Ladungsdichten am pn-Übergang einer pn-Diode; (a) Potential in einem n- und einem p-Halbleiter (LB steht für Leitungsband, VB für Valenzband,  $E_g$  bezeichnet die Energie der Bandlücke und  $F_C$  sowie  $F_V$  stehen für die Fermienergien); (b) Darstellung der Ladungsdichten am pn-Übergang, die aus der Diffusion von Ladungsträgern und Löchern resultieren; (c) Potentialverlauf am pn-Übergang (der n- und der p-Bereich besitzen nun dieselbe Fermienergie  $F$  und am Übergang hat sich eine Potentialdifferenz  $V_D$  ausgebildet). [3, Kap. 10]

positive Pol liegt am p-leitenden Teil), so wird  $V_D$  kleiner. Elektronen im Leitungsband driften vom n-leitenden in den p-leitenden Teil und Löcher im Valenzband driften vom p- in den n-leitenden Teil. Da die Beweglichkeit der Elektronen im Leitungsband größer ist als die der Löcher im Valenzband, entsteht eine Besetzungsinversion (siehe auch Abbildung 2.8). Elektronen auf dem höheren Niveau ragen in den p-leitenden hinein und können mit Löchern direkt rekombinieren. Durch die Rekombination werden Photonen emittiert, deren Energie vom Bandabstand abhängt. Durch Variation von Strom und Spannung kann sowohl die Stärke als auch die Frequenz der Lichtemission variiert werden. Als Resonator dient im einfachsten Fall der Halbleiterkristall selbst. Zur Frequenzselektion verwendet man hingegen externe Resonatoren. [3, Kap. 10] In diesem Versuch werden zwei Diodenlaser mit unterschiedlichen externen Resonatoren verwendet. Der erste optische Resonator besteht aus einem Auskoppelspiegel und einem Interferenzfilter. Das Licht wird zwischen Auskoppelspiegel und Rückseite des Halbleiterkristalls hin und her reflektiert und über den Interferenzfilter kann eine Wellenlängenselektion erfolgen. Die Wellenlänge kann außerdem über eine Veränderung der Resonatorlänge und des Stromes durch die Diode variiert werden. Der zweite optische Resonator besteht aus einem optischen Gitter. Dabei wird die nullte Beugungsordnung des Gitters ausgekoppelt und die erste Beugungsordnung in den Halbleiterkristall zurückreflektiert. Das Gitter und die Rückseite des Halbleiterkristalls dienen hier als Resonator. Eine

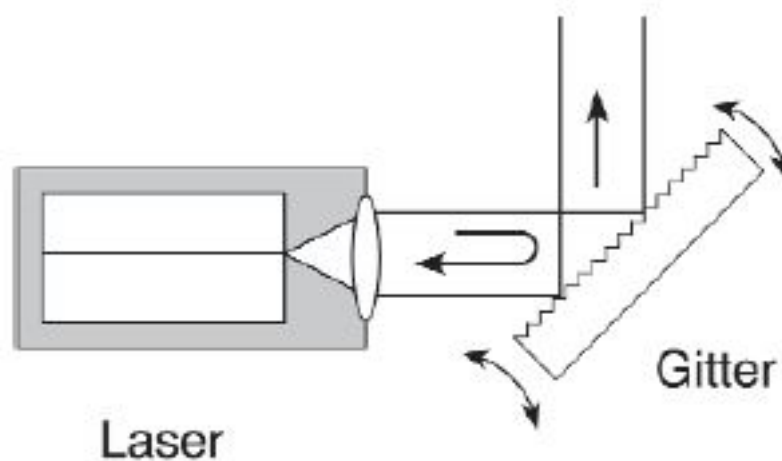


**Abbildung 2.8:** Potentialverlauf am pn-Übergang nach Anlegen einer Spannung  $U$  in Durchlassrichtung; die Potentialdifferenz  $V_D$  wird verringert und aufgrund der unterschiedlichen Beweglichkeit von Löchern und Elektronen bildet sich eine Zone mit Besetzungsinversion, die zur Lichtemission führt; (a) bei geringer Spannung  $U$  und (b) bei erhöhter Spannung (führt zur stärkeren Emission). [3, Kap. 10]

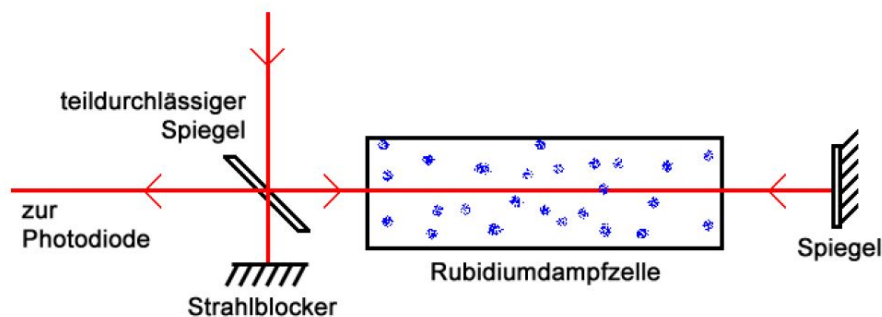
Drehung des Gitters liefert eine Grobeinstellung der Frequenz und über die Resonatorlänge kann die Frequenz fein eingestellt werden. Man nennt diese Anordnung auch Littrow-Anordnung. Sie ist beispielhaft in Abbildung 2.9 dargestellt. [1] Die Wellenlänge eines Diodenlasers wird also maßgeblich durch den externen Resonator, den Strom durch die Diode sowie durch die Konzentration der Dotierungsatome, welche die Potentialhöhen im Halbleiter bestimmt, beeinflusst. Ein weiterer Einfluss ist die Temperatur. Bei höherer Temperatur können Elektronen aus dem Valenzband zusätzlich in das Leitungsband angehoben werden, wodurch sich die Potentiale verändern. Um die Wellenlänge eines Diodenlasers stabil zu halten, muss daher auch dessen Temperatur möglichst stabil bleiben.

### 2.3.2 Dopplerfreie Sättigungsspektroskopie

Der Rückpumlaser soll einen für das Kühlen günstigen Anfangszustand der Rubidiumatome erzeugen und beibehalten. Dazu muss er einen atomaren Übergang im  $^{85}\text{Rb}$  anregen. Zur Frequenzstabilisierung wird daher ein solcher atomarer Übergang als Referenz verwendet und die Stabilisierung erfolgt mit der dopplerfreien Sättigungsspektroskopie. Dabei wird ein Teil des Laserstrahls in eine Rubidiumdampfzelle geleitet. Anschließend wird er in sich selbst reflektiert und gelangt in eine Photodiode, mit der ein Absorptionsspektrum aufgenommen wird. Der Aufbau ist in Abbildung 2.10 dargestellt. Da sich die Atome in der Rubidiumdampfzelle bewegen, „sehen“ sie aufgrund des optischen Dopplereffekts eine gegenüber der Laserfrequenz verschobene Frequenz. Ist die Frequenz des Lasers verschieden von einer atomaren Übergangsfrequenz des Rubidiums, so erfahren sowohl der hin- als auch der rücklaufende Strahl Absorption. Ist die Laserfrequenz hingegen gleich einer atomaren Übergangsfrequenz, so können nur ruhende Atome das Licht absorbieren. Es tritt eine Sättigung aufgrund der endlichen Lebensdauer des angeregten Zustands ein, wodurch die Absorption abnimmt. Zur dopplerfreien Sättigungsspektro-



**Abbildung 2.9:** Darstellung der Littrow-Anordnung für einen Diodenlaser mit externem Resonator; über eine Verkippung des Gitters kann eine Frequenzselektion erreicht werden. [3, Kap. 10]



**Abbildung 2.10:** Aufbau zur dopplerfreien Sättigungsspektroskopie; der Laserstrahl wird in die Rubidiumdampfzelle gelenkt, in sich selbst reflektiert und in eine Photodiode geleitet, welche ein Absorptionsspektrum aufnimmt. [1]

skopie wird nun die Laserfrequenz durchgestimmt und mit der Photodiode die Intensität aufgezeichnet. Dieses Absorptionsspektrum weist Spitzen auf, die an den Stellen der atomaren Übergangsfrequenzen liegen. Das Absorptionssignal der Photodiode wird in einen Lock-In-Verstärker geleitet, abgeleitet und in einem PID-Regler verarbeitet. Es entsteht das Dispersionssignal, dessen Flanken den Extrema im Absorptionssignal entsprechen. Auf diese Weise kann man elektronisch über den PID-Regler die Frequenz des Lasers auf eine atomare Übergangsfrequenz der Rubidiumatome stabilisieren. [1]

### 2.3.3 Offsetlock

Der Kühllaser wird mittels Offsetlock stabilisiert. Dies bedeutet, dass er auf eine Frequenz stabilisiert wird, die einen konstanten Offset zur Frequenz des Rückpump lasers besitzt. Bei der Stabilisierung mittels Offsetlock werden die Laserstrahlen des Rückpump- und des Kühllasers überlagert und auf einer Photodiode fokussiert. Haben beide Laser eine leicht verschiedene Frequenz, so erhält man ein Schwebungssignal, welches in einem Frequenz-Spannungs-Wandler in ein analoges Spannungssignal umgewandelt wird. Über einen PID-Regler kann die Frequenz des Kühllasers auf eine Frequenz mit konstantem Offset zur Frequenz des Rückpump lasers stabilisiert werden. Dies ist möglich, da die Schwebungsfrequenz pro-

portional zur Frequenzdifferenz der beiden Laser ist. Auf diese Weise kann die Frequenz des K hl lasers variiert werden, ohne dass die Frequenz des Rückpump lasers verändert werden muss.

## 2.4 Theorie zur MOT

Betrachtet man ein Kollektiv von Atomen, dann entspricht die Temperatur deren gemittelter Bewegungsenergie. Deshalb darf man wegen der Energieerhaltung die Wärmeenergie  $E_W = \frac{f}{2} k_B T$  der Bewegungsenergie  $E_{kin} = \frac{m}{2} v^2$  gleich setzen. Daraus folgt, dass die Temperatur  $T$  der Atome wegen  $T = m v^2 / (k_B f)$  quadratisch von deren Geschwindigkeit abhängt. Folglich muss die Geschwindigkeit der einzelnen Atome verringert werden, um ebendiese zu kühlen. Im Versuch wird dazu das Prinzip der Laserkühlung verwandt, das auf der Wechselwirkung zwischen Atomen und elektromagnetischer Strahlung definierter Richtung, Frequenz und Polarisierung beruht.

Dazu soll im nächsten Abschnitt das Prinzip der Spontankraft betrachtet werden.

### 2.4.1 Spontankraft

F llt Licht aus einer definierten Richtung auf ein Atom und entspricht die Frequenz der eines Übergangs in diesem Atom, so kommt es zur Absorption des Photons. Anschließend zerfällt der angeregte Zustand in den Grundzustand und sendet isotrop ein Photon gleicher Frequenz aus. Man geht also für die folgende Betrachtung von einem Zweiniveausystem aus. Dann lässt sich das Zustandekommen der Spontankraft wie folgt erklären. Bei der gerichteten Absorption überträgt das Photon seine Energie  $E = \hbar \omega$  und seinen Impuls  $\vec{p} = \hbar \vec{k}$  an das Atom. Bei dem anschließenden Zerfall in den Grundzustand gibt das Atom ebendiese Gr o en wieder an das emittierte Photon ab. Da Energie und Impuls Erhaltungsgr o en sind, entsprechen sie den anfänglichen Werten. Der gemittelte Rückstoßimpuls ist identisch  $\vec{0}$ , weil es für die Emission keine bevorzugte Richtung gibt. Da aber der Impuls bei der Absorption stets aus derselben Richtung kommt, kommt es zu einer gerichteten abbremsenden Kraft, dieser Vorgang wird in Abbildung 2.11 gut dargestellt.

Die Photonen des Strahlungsfeldes beeinflussen die Besetzungszahlen des Grundzustands und angeregten Zustandes. Quantenmechanisch lässt sich zeigen, dass die Streurrate  $\Gamma_{SC}$  der Photonen des Strahlungsfeldes am Zweiniveausystem

$$\Gamma_{SC} = \frac{\Gamma}{2} \cdot \frac{s_0}{1 + s_0 + (2\Delta/\Gamma)^2} \quad (2.1)$$

beträgt. Dabei steht  $\Gamma$  für die Zerfallsrate des angeregten Zustandes,  $\Delta = \omega_L - \omega_R$  für den Frequenzunterschied des Strahlungsfeldes gegenüber der atomaren Resonanz und  $s_0$  für den Sättigungsparameter, der für  $\Delta = 0$  durch

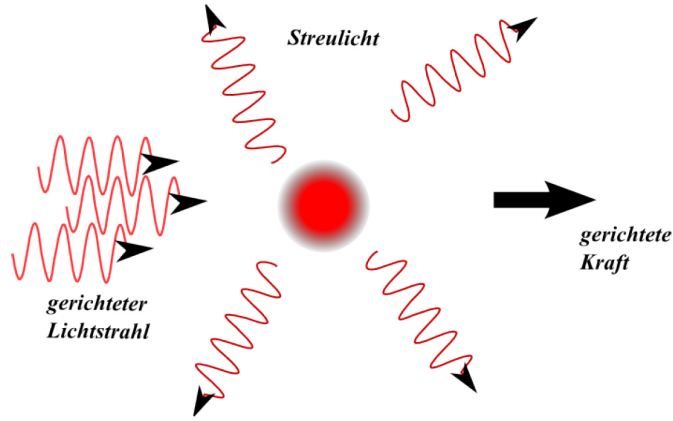
$$s_0 = \frac{I}{I_s} \text{ mit } I_s = \frac{\pi \hbar c}{3 \lambda^3 \tau} \quad (2.2)$$

gegeben ist. Hierin bezeichnet  $I$  die Intensität des Lichts und  $I_s$  die Sättigungsintensität. Mit der Relation  $\Gamma = 1/\tau$  folgt

$$s_0 = \frac{3 I \lambda^3}{\pi \hbar c \Gamma}. \quad (2.3)$$

Daraus folgt für die Spontankraft  $\vec{F}_D$

$$\vec{F}_D = \frac{\Delta \vec{p}}{\Delta t} = \hbar \vec{k} \cdot \Gamma_{SC} = \hbar \vec{k} \cdot \frac{\Gamma}{2} \cdot \frac{s_0}{1 + s_0 + (2\Delta/\Gamma)^2}. \quad (2.4)$$



**Abbildung 2.11:** Skizze zum Prinzip der Spontankraft [1, S. 19]

## 2.4.2 Dopplerkühlung

Damit Atome effektiv gekühlt werden können, muss die auf die Atome wirkende Kraft abhängig von Betrag und Richtung der Geschwindigkeit sein. Da es drei voneinander unabhängige Raumrichtungen gibt, kann man sich bei der Diskussion auf eine beschränken. Um Atome in einer Dimension zu kühlen, werden zwei Laser benötigt. Demnach ist die Gesamtkraft  $F_{OM}$  durch eine Spontankraft in x-Richtung  $F_{x+}$  und in -x-Richtung  $F_{x-}$  gegeben.

$$F_{OM} = F_{x+} + F_{x-} \text{ mit } F_{x+/x-} = \pm \hbar k_x \cdot \frac{\Gamma}{2} \cdot \frac{s_0}{1 + s_0 + (2\Delta_{OM\pm}/\Gamma)^2} \quad (2.5)$$

Mit dem Parameter

$$\Delta_{OM\pm} = \Delta \mp k_x \cdot v_x \quad (2.6)$$

wird die Geschwindigkeitsabhängigkeit der Kraft berücksichtigt, da diese durch ihre Geschwindigkeit in x-Richtung  $v_x$  das Licht dopplerverschoben sehen. Für die Gesamtkraft ergibt sich, wenn man Terme ab der Ordnung  $(k f / \Gamma)^4$  vernachlässigt,

$$F_{OM} = \frac{8\hbar k_x^2 \Delta s_0}{\Gamma (1 + s_0 + (2\Delta/\Gamma)^2)^2} v_x = -\beta v_x. \quad (2.7)$$

Betrachtet man nun ein Atom, das in positive x-Richtung fliegt, so muss das Licht rotverschoben sein, damit es zu einer abbremsenden Kraft kommt. Weil dafür  $\Delta < 0$  gilt, woraus  $\beta > 0$  folgt und somit eine abbremsende Kraft wirkt. Kompensiert die Verstimmung des Lasers die Dopplerverschiebung, also  $\Delta = k_x \cdot v_x$ , so ist die rückt reibende Kraft am größten. Da bei dieser Art von Kühlung der Dopplereffekt eine zentrale Rolle einnimmt, spricht man von Doppler-Kühlung.

Die minimal erreichbare Temperatur  $T_D$  der Doppler-Kühlung beträgt

$$T_D = \frac{\hbar \Gamma}{2k_B}. \quad (2.8)$$

[4]

Für Rubidium beträgt sie  $T_D = 145,57 \mu\text{K}$  [5, S. 17].

### 2.4.3 Sub-Dopplerkühlung

Experimentell wurde festgestellt, dass die Temperatur, welche durch die Doppler-Kühlung vorhergesagt wird, deutlich unterschritten wird. Um dies zu verstehen, mussten einige nichttriviale theoretische Überlegungen durchgeführt werden. Betrachtet man zwei linear polarisierte Wellen, die gegenläufig sind und senkrecht zu einander polarisiert, so ergibt sich eine stehende Welle. Auf dieser stehenden Welle kommt es zur Modulation der Polarisation. Dies soll nachfolgend genauer betrachtet werden.

Es mögen sich beide Wellen o.B.d.A. entlang der z-Achse bewegen und eine entlang der x-Achse und die andere Welle entlang der y-Achse linear polarisiert sein

$$\vec{E}_1(z, t) = E_0 \vec{e}_x \cdot \exp[i(+kz - \omega t)] + k.k. \quad (2.9)$$

$$\vec{E}_2(z, t) = E_0 \vec{e}_y \cdot \exp[i(-kz - \omega t)] + k.k. \quad (2.10)$$

Dann ergibt sich mit  $\vec{e}_1 := (\vec{e}_x + \vec{e}_y)/\sqrt{2}$  und  $\vec{e}_2 := (\vec{e}_x - \vec{e}_y)/\sqrt{2}$  für das gesamte elektrische Feld  $\vec{E}$

$$\vec{E}(z, t) := \vec{E}_1(z, t) + \vec{E}_2(z, t) \quad (2.11)$$

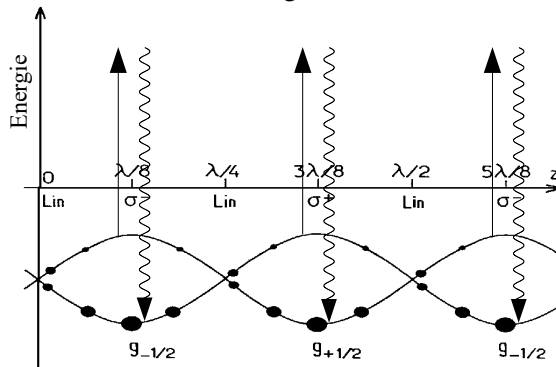
$$= E_0 [\vec{e}_x \exp(+ikz) + \vec{e}_y \exp(-ikz)] \exp(-i\omega t) + k.k. \quad (2.12)$$

$$= 2\sqrt{2}E_0 (\vec{e}_1 \cos(kz) \cos(\omega t) + \vec{e}_2 \sin(kz) \sin(\omega t)). \quad (2.13)$$

Hieran kann man die Änderung der Polarisation innerhalb einer Wellenlänge ablesen. Es ergibt sich

$$\begin{aligned} z = 0 & \quad \text{linear entlang } +\vec{e}_1 \text{ polarisiert} \\ z = \frac{\lambda}{8} & \quad \sigma^- \text{-polarisiert} \\ z = \frac{2\lambda}{8} & \quad \text{linear entlang } +\vec{e}_2 \text{ polarisiert} \\ z = \frac{3\lambda}{8} & \quad \sigma^+ \text{-polarisiert} \\ z = \frac{4\lambda}{8} & \quad \text{linear entlang } -\vec{e}_1 \text{ polarisiert usw.} \end{aligned}$$

Nimmt man nun weiter an, dass es sich um ein Zweiniveausystem handelt mit dem Grundzustand  $|J = 1/2\rangle$  und dem angeregten Zustand  $|J = 3/2\rangle$  und berücksichtigt den Stark-Effekt, so kommt es im Grundzustand zu Energieabsenkungen. Der Stark-Effekt ähnelt dem Zeeman-Effekt und spaltet die Unterniveaus des Grundzustandes durch das elektrische Feld energetisch auf, dabei hängt die Energieverschiebung von der Laserintensität und stark von der Polarisation des Lichts ab. Für zirkulare Polarisation ist die Aufspaltung am größten. Hat nun ein Atom eine nicht zu hohe Geschwindigkeit  $v$  und starte im Minimum des unteren Subniveaus, siehe dazu Abbildung 2.12, dann kann es das Minimum wegen seiner kinetischen Energie verlassen und auf ein Maximum der potentiellen Energie durch Energieumwandlung gelangen. Dort ist es nun dem ursprünglichen Grundzustand sehr nahe und kann ein Photon aus dem Strahlungsfeld absorbieren. Bei der anschließenden Reemission ist es am wahrscheinlichsten, dass es in den zu diesem Zeitpunkt energetisch tieferen Zustand fällt, und hat damit netto an Gesamtenergie verloren. Dieser Vorgang kann sich nun so lange wiederholen, bis die kinetische Energie nicht mehr ausreicht, um den Potentialberg zu überwinden. Damit wurde das Atom effektiv weiter gekühlt. [6]



Die Größe der Kreise stellt ein Maß für die Besetzung der Niveaus bei ruhenden Atomen dar (je größer desto wahrscheinlicher).

Abbildung 2.12: Skizze zum Prinzip der Sub-Dopplerkühlung [6]



---

## 2.4.4 Energieniveaustuktur $^{85}\text{Rb}$

---

Im Versuch wird  $^{85}\text{Rb}$  verwandt, so dass es notwendig ist, dessen Termschema zu kennen.  $^{85}\text{Rb}$  ist ein Alkalimetall und hat damit auf der äußersten Schale ( $n=5$ ) ein Elektron. Weiter ist es wichtig, dass  $^{85}\text{Rb}$  einen Kernspin von  $I = 5/2$  besitzt, dieser wird in der Hyperfeinstruktur eine wichtige Rolle spielen. Die verwendeten Übergänge befinden sich zwischen den Zuständen  $5^2S_{1/2}$  und  $5^2P_{3/2}$ . Die Übergangslinie auch D2-Linie genannt hat eine Wellenlänge von circa 780,242 nm, sie ergibt sich durch die Feinstrukturaufspaltung des ersten angeregten Zustands in  $5^2P_{1/2}$  und  $5^2P_{3/2}$ .

Betrachtet man für die D2-Linie weiter die Hyperfeinstruktur siehe dazu Abbildung 2.13, dann gibt es weitere Aufspaltungen gemäß der allgemeinen Drehimpulskopplung. In der Abbildung sind in Rot drei Übergänge gekennzeichnet. Auf diese soll nun eingegangen werden. Der Übergang a) dient der Stabilisierung des Rückpumpasers. Da es im Versuch durch den AOM zu einer Blauverschiebung von 96 MHz kommt, wird nach dem Durchlaufen des AOMs der Übergang b) angeregt. Zur Kühlung wird der Übergang c) genutzt. Seine Frequenzverstimmung gegenüber dem Rückpumpübergang beträgt 2915 MHz (rotverschoben). Da für die Dopplerkühlung eine Rotverschiebung des Lasers vorliegen muss, muss die Frequenzverstimmung gegenüber dem Rückpumpübergang etwas größer als 2915 MHz sein.

Betrachtet man noch die Aufspaltung der Hyperfeinstruktur in Abbildung 2.13 rechts, dann sieht man, dass die Niveaus so gewählt sind, dass man einem Zweiniveausystem sehr nahe kommt, da die Auswahlregel  $\Delta F = 0, \pm 1$  lautet und damit ein Zerfall nur von  $F' = 4$  nach  $F = 3$  möglich ist. Wegen der endlichen Linienbreite des Lasers kann es aber - wenn auch nur sehr selten - dazu kommen, dass der Übergang  $F = 3$  nach  $F' = 3$  stattfindet, danach kann der Zerfall in den  $F = 3$  oder  $F = 2$  erfolgen. Und dies ist genau der Grund, weshalb man einen Rückpumpaser verwendet, er regt die Elektronen im  $F = 2$  Zustand wieder an, so dass sie nach endlichen Zyklen wieder im  $F = 3$  Zustand ankommen und der Kühlung zur Verfügung stehen.

Betrachtet man in Abbildung 2.14 ein echtes Spektroskopiesignal, muss ein weiterer Effekt berücksichtigt werden. Dieser Effekt der Crossover-Resonanzen ist als grüner Pfeil in Abbildung 2.13 eingezeichnet. Liegt die Energie des Lasers zwischen zwei oberen Energieniveaus, dann kommt es zum genannten Effekt. Dies lässt sich durch die Dopplerverschiebung erklären. Bewegen sich die Atome auf den Strahl zu, sehen sie in blau verschoben und werden vom  $F = 2$  in den  $F' = 3$  Zustand angeregt. Bewegen sie sich hingegen weg, kommt es zur Rotverschiebung und die Atome werden vom  $F = 2$  in den  $F' = 2$  angeregt. Für den reflektierten Strahl ergibt sich im ersten Fall, dass das Licht nun rot verschoben erscheint und zum Übergang  $F = 2 \rightarrow F' = 2$  passt, jedoch befinden sich die Atome noch im angeregten Zustand und können das Licht deswegen nicht absorbieren. Eine analoge Betrachtung für den zweiten Fall liefert dasselbe Resultat. Die Konsequenz ist ein weiteres Maximum im Spektroskopiesignal, welches zwischen den eigentlichen Maxima liegt, und in der Abbildung 2.14 mit COF' bezeichnet wird. In dieser Abbildung ist zu erkennen, dass die Crossover-Resonanzen nicht unbedingt mittig zwischen den zwei eigentlichen Maxima der Übergänge liegen müssen. [1]



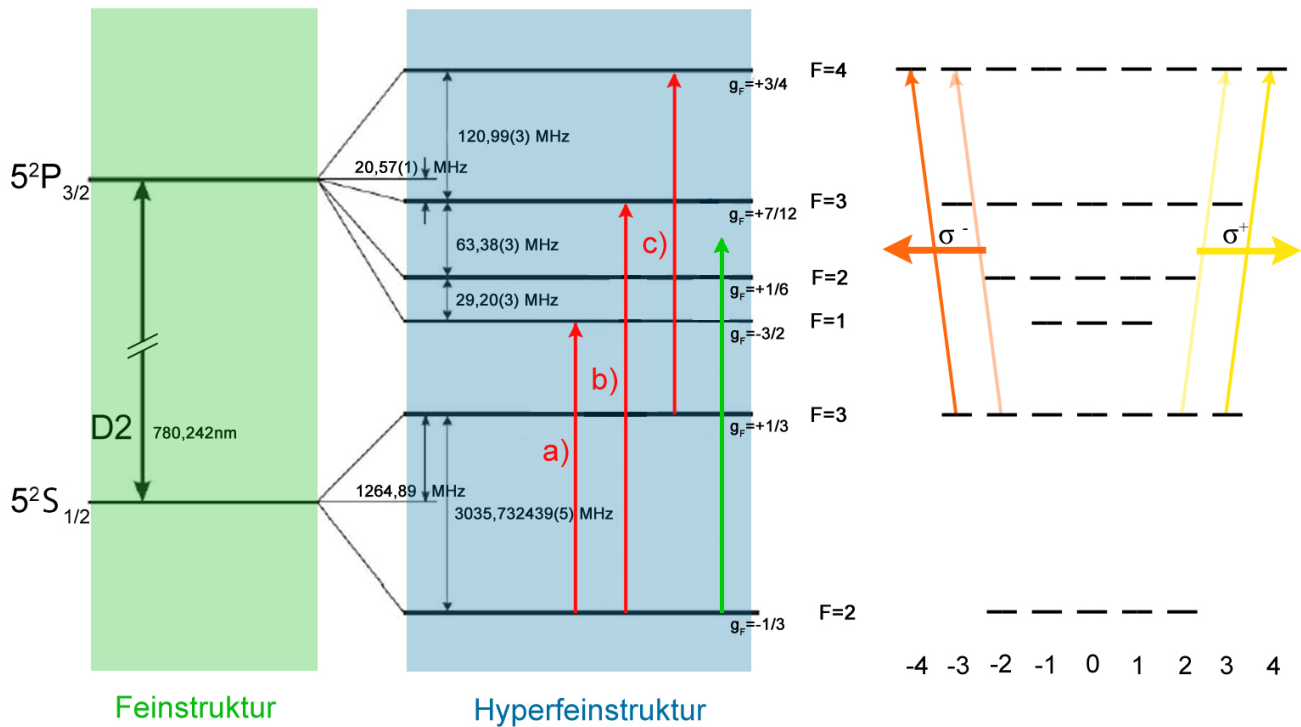


Abbildung 2.13: Ausschnitt aus dem Termschema von  $^{85}\text{Rb}$  [1]

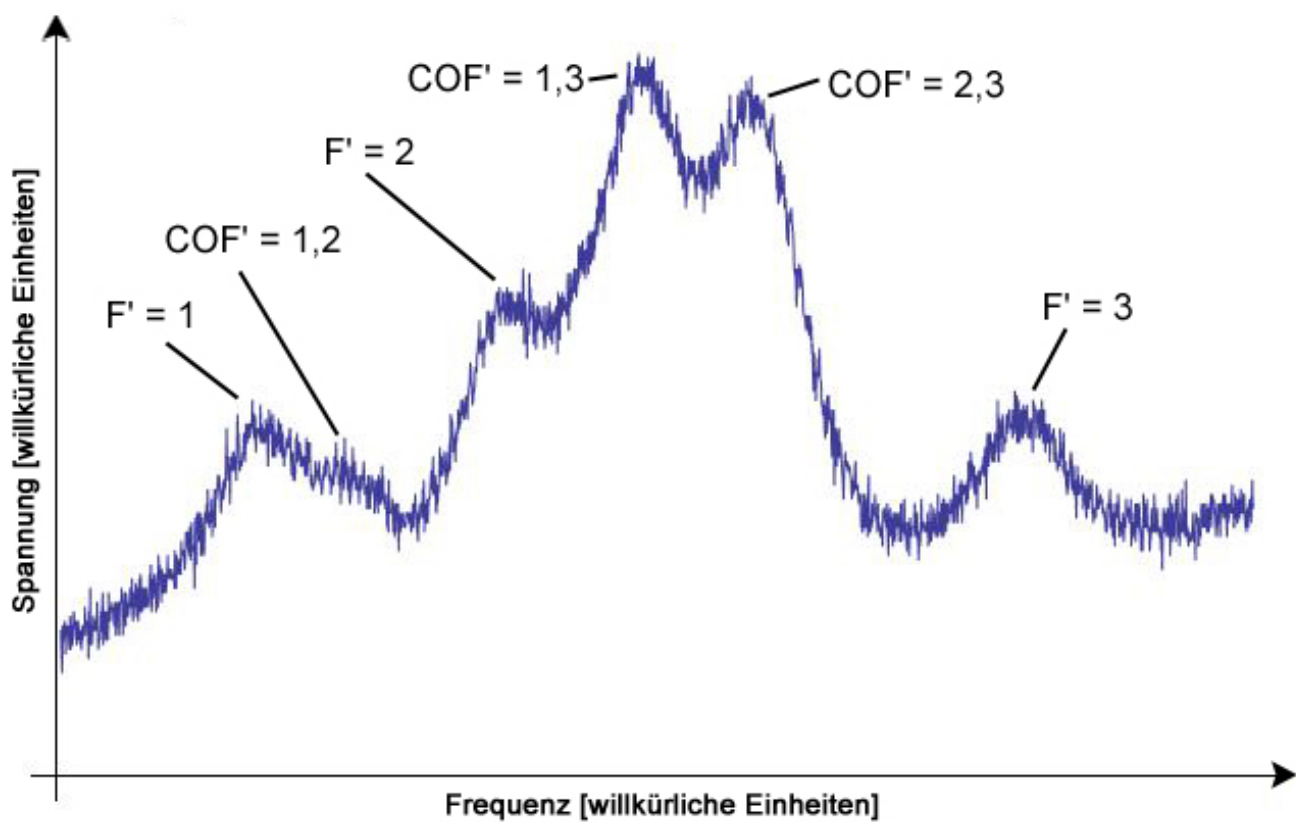


Abbildung 2.14: Spektroskopiesignal mit markierten Übergängen ( $F'$  für normale Übergänge und  $\text{COF}'$  für Crossover-Resonanzen) [1]

## 2.4.5 Fangen von $^{85}\text{Rb}$

Bisher wurde nur erläutert, wie Atome gekühlt werden können, dies bedeutet, dass die Atome mit ihrer verbleibenden kinetischen Energie in den Raum diffundieren können. Um dies zu verhindern, wird am Schnittpunkt der sechs Laser ein inhomogenes magnetisches Quadrupolfeld erzeugt (siehe dazu Abbildung 2.15).

Auch hier soll die Diskussion nur in einer Dimension erfolgen. Betrachtet werden im Folgenden die x-Richtung und zwei antiparallele zirkular polarisierte Laserstrahlen mit  $\sigma^+$  und  $\sigma^-$  Polarisation. In dieses Strahlungs- und Magnetfeld bringe man nun ein Zweiniveausystem ein, wobei die Forderung an dieses lautet, dass es im Grundzustand nur einen Unterzustand gibt und im angeregten Zustand drei Unterzustände.

Das magnetische Quadrupolfeld kann in einer Umgebung um den Ursprung als linear betrachtet werden mit

$$B(x) = \frac{\partial}{\partial x} (\vec{B}(\vec{x}) \cdot \vec{e}_x) \cdot x \equiv B_0 \cdot x. \quad (2.14)$$

Gemäß des Zeeman-Effekts erfahren die magnetischen Unterzustände des angeregten Zustands eine Energieaufspaltung mit

$$\Delta E = g_{F'} \cdot m_{F'} \cdot \mu_B \cdot B(x), \quad (2.15)$$

wobei  $\mu_B$  das Bohrsche Magneton,  $g_{F'}$  der Landé-Faktor und  $m_{F'}$  die Quantenzahl des magnetischen Unterzustandes sind. Bewegt sich nun ein Atom aus der Fallenmitte, dann wird je nach Richtung der Zustand  $m_{F'} = \pm 1$  energetisch abgesenkt, so dass sich die Übergangsenergie der des Strahlungsfeldes annähert und eine Absorption eines Photons aus dem Strahlungsfeld wahrscheinlicher macht. Dieser Vorgang ist in Abbildung 2.16 dargestellt. Fliegt ein Atom in -x-Richtung wird es wahrscheinlicher, dass es ein  $\sigma^+$ -polarisiertes Photon absorbiert, welches in +x-Richtung fliegt. Damit erfährt das Atom eine zur Fallenmitte gerichtete Kraft, analog für die andere Bewegungsrichtung.

Folglich wird die Kraft aus Gleichung 2.5 auch ortsabhängig

$$F_{x+/x-} = \pm \hbar k_x \cdot \frac{\Gamma}{2} \cdot \frac{s_0}{1 + s_0 + (2\Delta_{OM\pm}/\Gamma)^2} \quad (2.16)$$

mit

$$\Delta_{OM\pm} = \Delta \mp k_x \cdot v_x \pm \frac{g_{F'} m_{F'} \mu_B B_0 x}{\hbar}. \quad (2.17)$$

Entwickelt man nun wieder  $F_{MOT} = F_{x+} + F_{x-}$  unter der Annahme, dass das Atom eine kleine Geschwindigkeit besitzt und nahe dem Fallenzentrum ist, ergibt sich

$$F_{MOT} = -\beta v_x - \kappa x \text{ mit } \kappa = \frac{g_{F'} m_{F'} \mu_B B_0}{k \hbar} \beta. \quad [7, \text{S. 20}] \quad (2.18)$$

Anhand dieser Gleichung erkennt man, dass sich ein Atom in einer MOT wie ein gedämpfter harmonischer Oszillator verhält. [1]

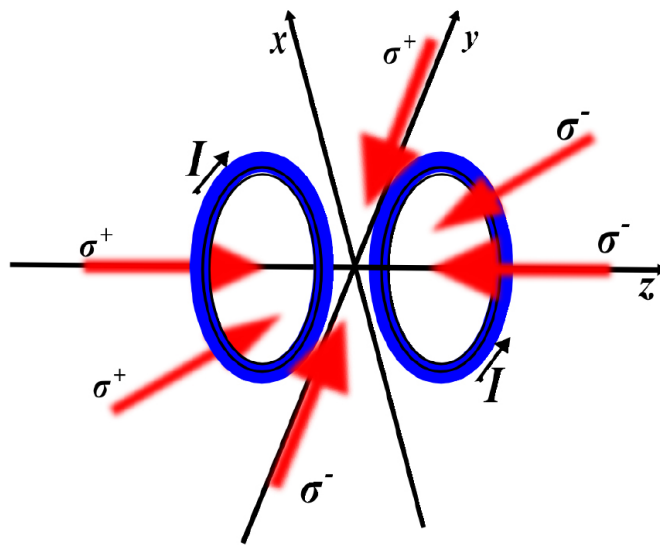


Abbildung 2.15: Skizze zum Versuchsaufbau einer MOT [1]

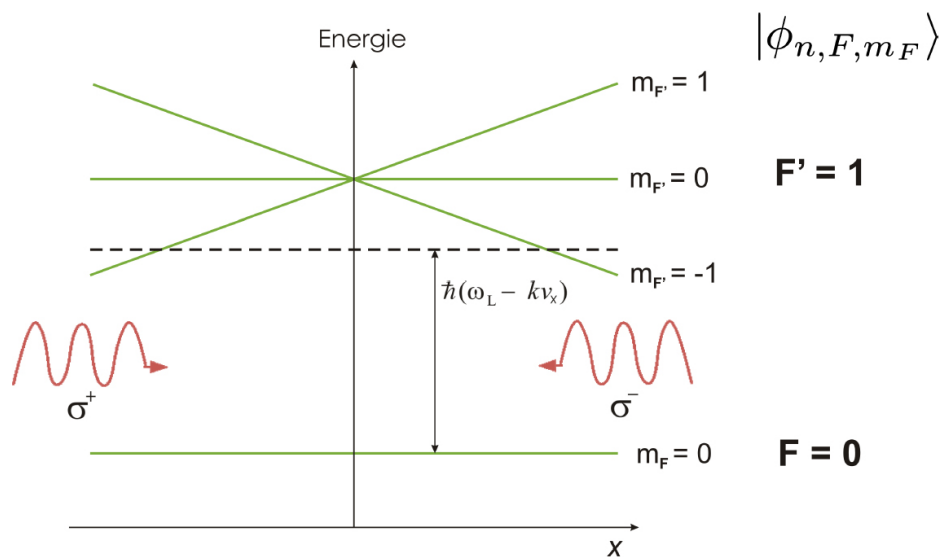


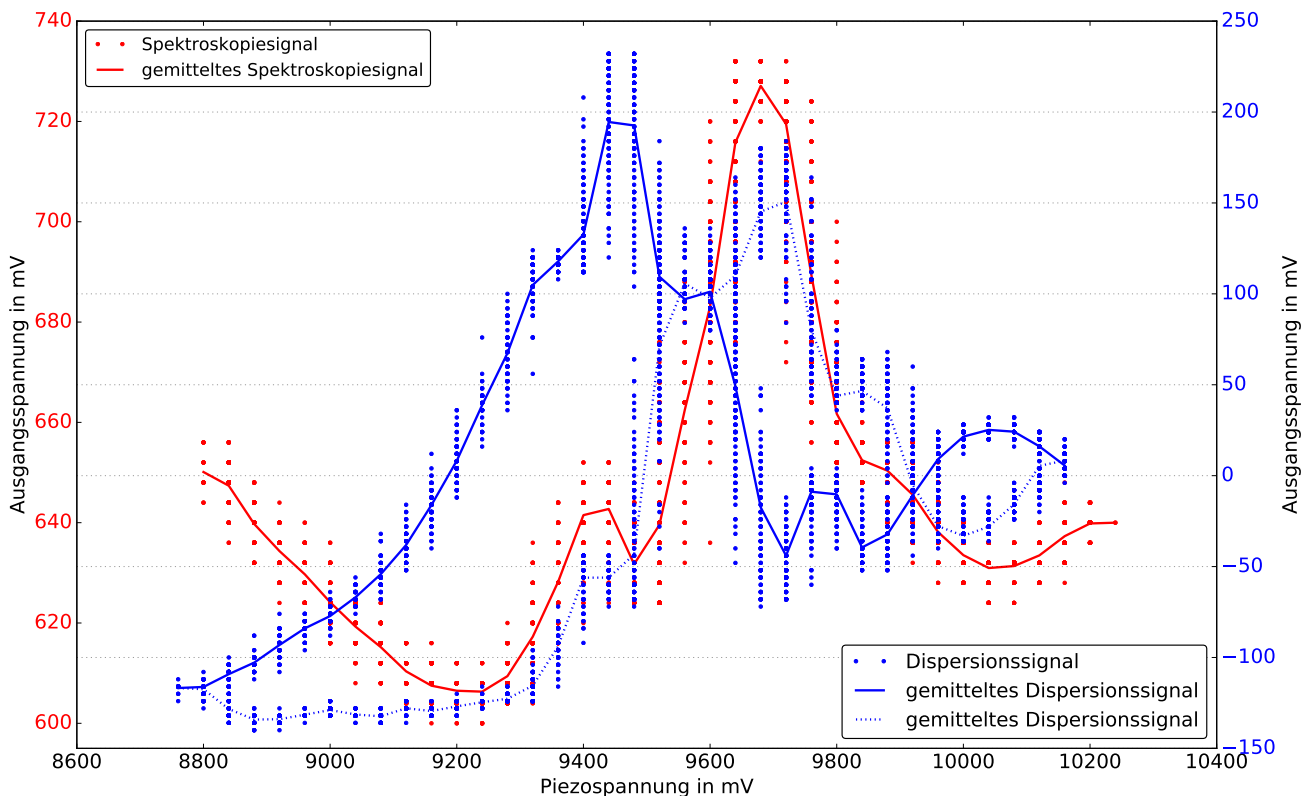
Abbildung 2.16: Energieabsenkungen durch den Zeemaneffekt [1]

## 3 Versuchsdurchführung und -auswertung

### 3.1 Spektroskopie

Damit die MOT überhaupt erfolgreich funktionieren kann, wurde damit begonnen, zunächst den Rückpumpplaser und danach den Kühlaser zu stabilisieren. Zur Stabilisierung des Rückpumpplasers wurde die dopplerfreie Sättigungsspektroskopie verwandt. Das durch die Photodiode erhaltene Signal ist in Abbildung 3.1 in Rot gegen die Piezospannung aufgetragen.

Auffällig ist, dass die Messpunkte nicht sehr dicht, sondern weit auseinander liegen. Bei der Durchführung war dies am analogen Oszilloskop nicht zu erkennen. Die Daten wurden allerdings nicht direkt von dem analogen Oszilloskop an den PC übertragen, sondern von einem zwischen geschalteten digitalen Oszilloskop. Eventuell erklärt dies die relativ großen Abstände der Datenpunkte. Ein Erklärungsansatz dafür, dass zu derselben Piezospannung mehrere Werte vorliegen, mag folgender sein. Zur Aufnahme des Spektrums war die Amplitude sehr groß gewählt, sodass auch die Schwankungen der Amplitude größer ausfallen. Deshalb kommt es zu den vielen Werten bei derselben Piezospannung. Dass jeweils nur ein Datenpunkt vorliegt, wäre ein theoretischer Idealfall, der schlichtweg nicht realisierbar ist.



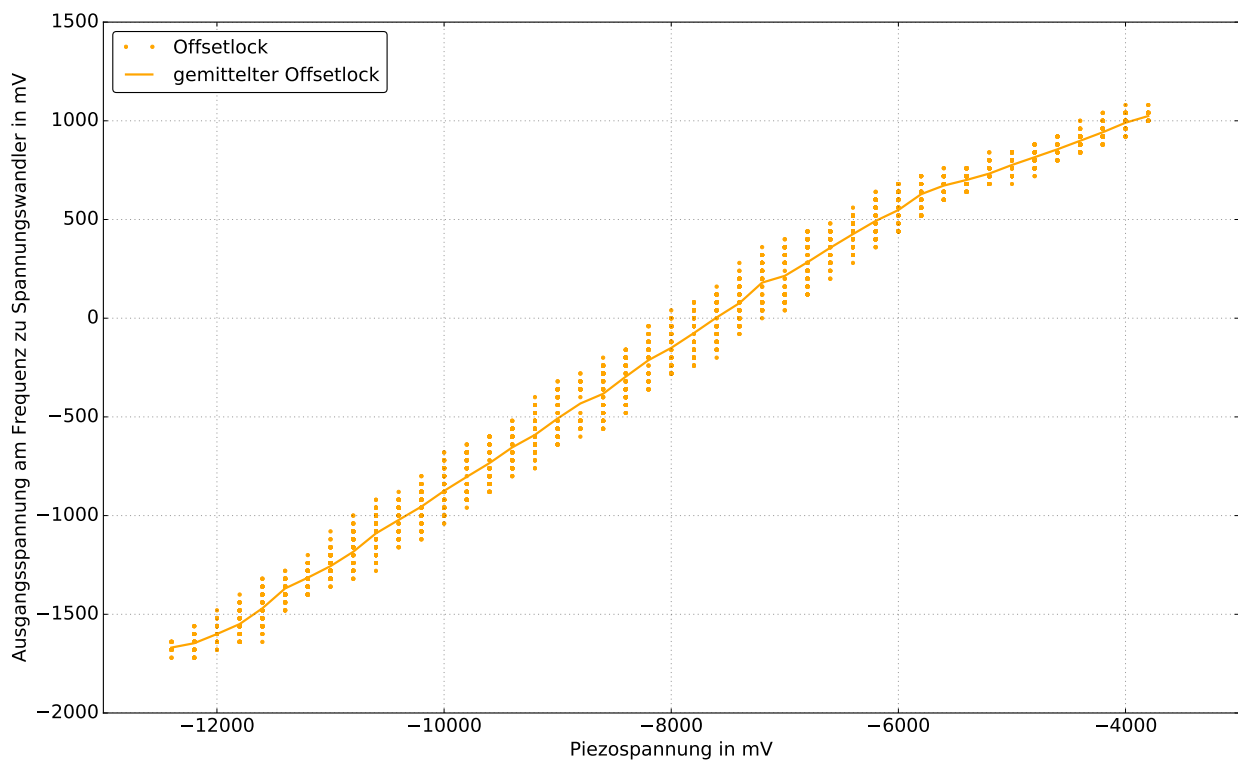
**Abbildung 3.1:** Das Spektroskopiesignal in Rot und Dispersionssignal in Blau des Rückpumpplasers sind gegen die Piezospannung aufgetragen.

Bei der Piezospannung von ungefähr 9400 bis 9440 mV ist der gewünschte Lamp Dip vom Übergang  $|F = 2\rangle$  nach  $|F' = 1\rangle$  zu sehen, erkennbar an dem Maximum im Spektroskopiesignal. Auf diesen wurde mithilfe des in ebenfalls Abbildung 3.1 in Blau dargestellten Dispersionssignal durch den PID-Regler

stabilisiert. Zu dem Dispersionssignal ist zu sagen, dass sich zwei Kurven erkennen lassen, eine durchgezogene und eine gestrichelte. Die gestrichelte Kurve ist im Vergleich zur durchgezogenen gedämpft und nach rechts verschoben. Deshalb liegt hier die Vermutung nahe, dass es sich um einen Effekt handelt, der durch Hysterese hervorgerufen wurde. Zur Stabilisierung mittels PID-Regler wurde nur die durchgezogene Kurve verwandt. Hierfür wurde die abfallende Flanke so verschoben, dass sie durch den Ursprung und damit durch die Null geht. Dies war notwendig, da der PID-Regler auf die Null regelt.

Zur Stabilisierung des Kühllasers kann nun auf den stabilisierten Rückpump Laser zurückgegriffen werden, denn die genaue Frequenzverschiebung ist durch die Übergänge vorgegeben. Es werden auf einer schnellen Photodiode Rückpump- und Kühllaser überlagert aufgenommen. Da die Photodiode nicht direkt das elektrische Feld misst, sondern die abgestrahlte Leistung, welche zum Quadrat des elektrischen Feldes proportional ist, folgt, dass die Frequenzen doppelt so groß sind. Die Schwebungsfrequenz, welche der halbierten Differenz der Einzelfrequenzen entspricht, wäre demnach die Differenzfrequenz der Übergänge also 2915 MHz. Diese Frequenz wurde nicht eingestellt, da der Kühllaser für den Betrieb rot verschoben sein muss, demnach muss die Schwebungsfrequenz etwas größer als 2915 MHz sein, da die Frequenz des Kühlübergangs kleiner ist als die des Rückpumpübergangs.

Mit dem Wissen, dass die Anzeige am Rack die Frequenz mit 1/16 multipliziert ausgibt und sich an diesem der Hinweis befand, die Schwebungsfrequenz auf 182,9 MHz einzustellen, ergibt sich eine Schwebungsfrequenz von 2926,4 MHz. Folglich ist die Frequenz des Kühllasers um 11,4 MHz nach unten bezüglich der benötigten Frequenz verschoben und es liegt die geforderte Rotverschiebung vor.



**Abbildung 3.2:** Die Spannung des Frequenz zu Spannungswandler ist gegen die Piezospannung aufgetragen.

In Abbildung 3.2 ist der Offsetlock dargestellt. Dieser verläuft wie gewünscht sehr linear.

## 3.2 Ladephase

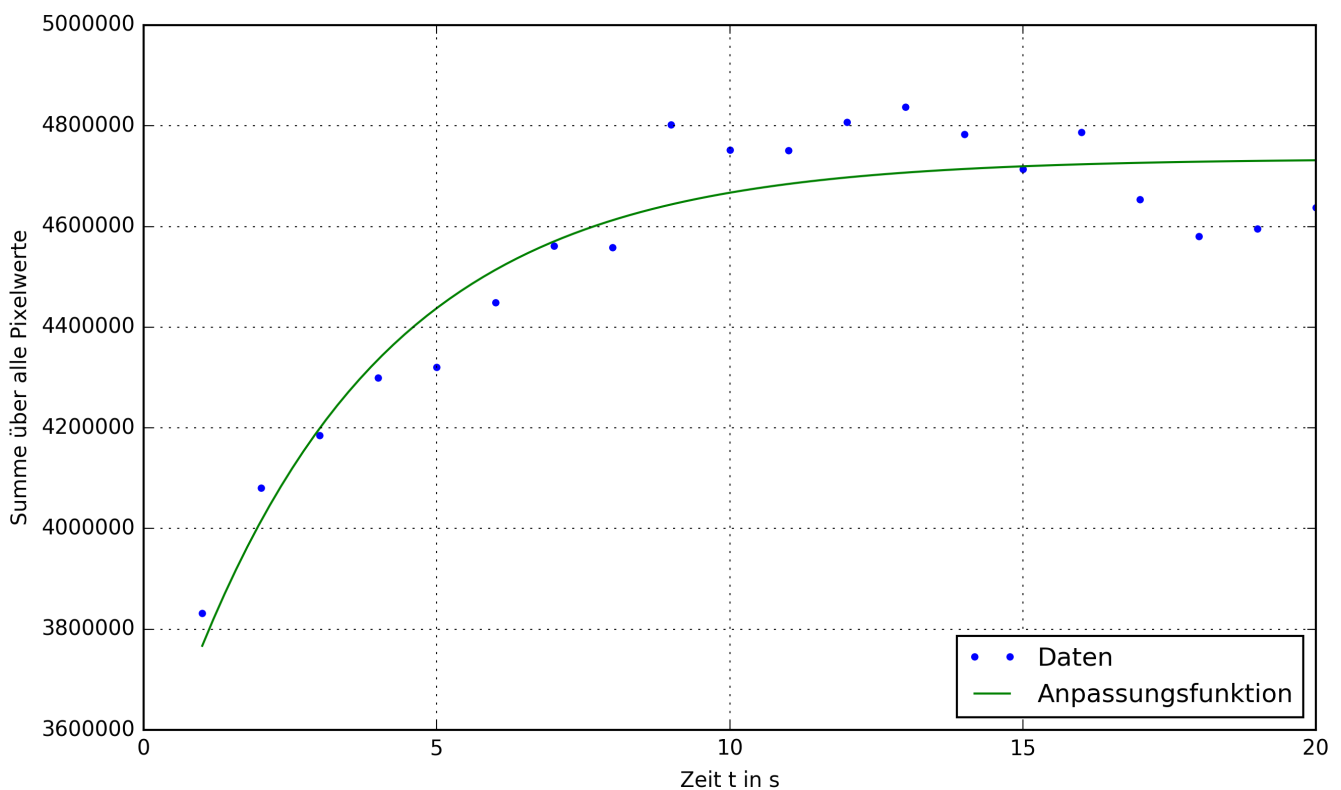
Zur Untersuchung der Ladephase der MOT wird in einem Zeitraum von 20 s die MOT eingeschaltet und jede Sekunde ein Bild mit der Kamera aufgenommen. Für jedes Bild werden die Pixelwerte aufaddiert und die auf diese Weise erhaltenen Summen über der Zeit aufgetragen. An diese Daten wird eine sättigende, exponentiell steigende Funktion der Form

$$f(x) = A \cdot (1 - \exp(-B \cdot x)) + C \quad (3.1)$$

angepasst. Die Daten sowie die Anpassungsfunktion sind in Abbildung 3.3 dargestellt. Als Anpassungsparameter erhält man

- $A = (1,300 \pm 0,282) 10^6$
- $B = (0,295 \pm 0,078) s^{-1}$
- $C = (3,435 \pm 0,299) 10^6$ .

$C$  entspricht hierbei einem konstanten Offset, mit dem das Hintergrundlicht berücksichtigt wird. Man erkennt in Abbildung 3.3, dass ab einer Zeit von etwa 15 s der Sättigungsbereich erreicht ist. Daher wurde in den folgenden Versuchsteilen eine Ladezeit von 15 s gewählt.



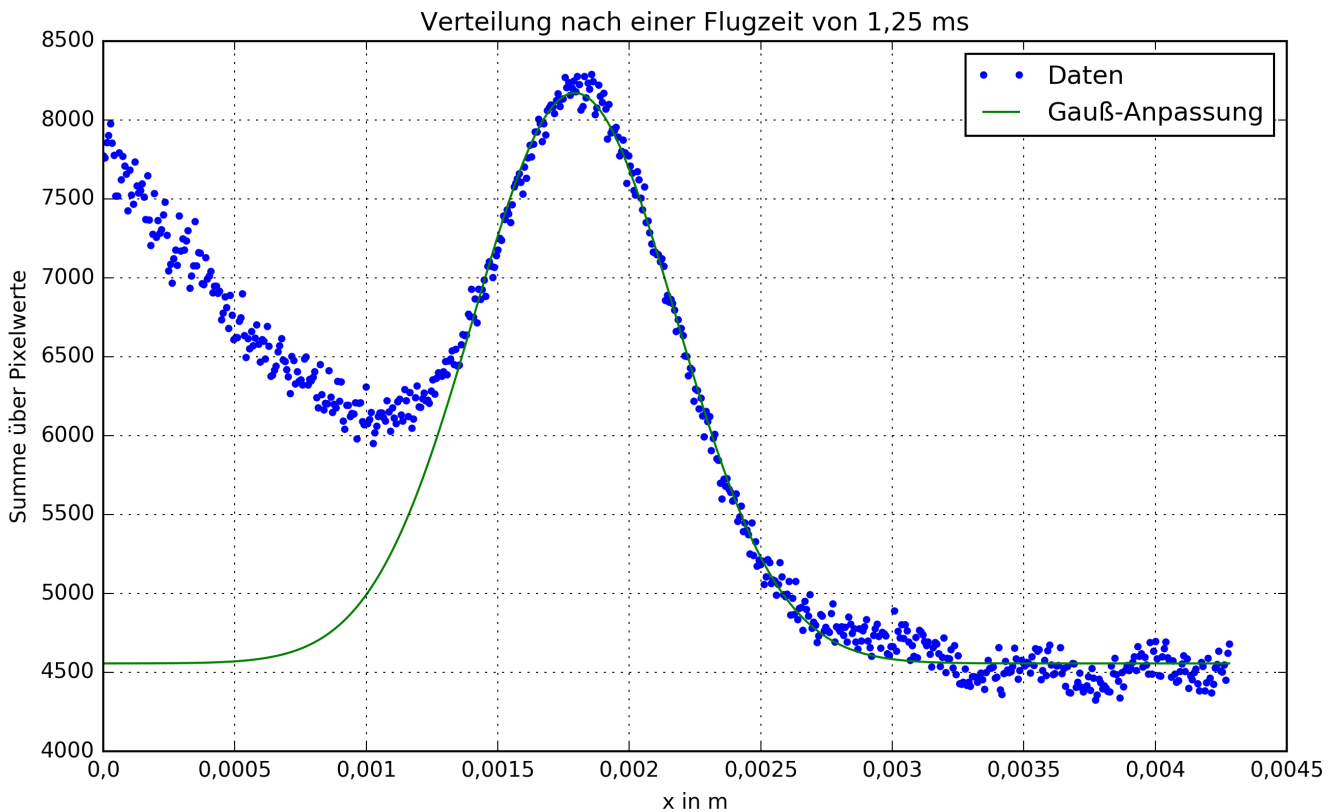
**Abbildung 3.3:** Daten und Anpassungsfunktion zur Untersuchung der Ladephase der MOT; deutlich zu erkennen ist ein exponentieller Anstieg und ein sättigendes Verhalten

### 3.3 Temperatur nach der Melassenphase

Zur Bestimmung der Temperatur nach der Melassenphase wird die Ladezeit der MOT auf 15 s und die Dauer der Melassenphase (d.h. die Zeit, in der das Magnetfeld ausgeschaltet ist) auf 7 ms eingestellt. Die Flugzeit der Atome wird schrittweise von 0 ms auf 6 ms in 0,25 ms-Schritten erhöht. Nach der Flugzeit wird jeweils ein Bild mit der Kamera aufgenommen. Für jede Flugzeit wird der Zyklus „Ladezeit-Melassenphase-Flugzeit-Bildaufnahme“ vier Mal durchgeführt und die vier Bilder werden zu einem gemittelt. Anschließend werden die Pixelwerte bei jedem Bild spaltenweise aufaddiert und über der Länge  $x$ , welche der Position der Zeilen entspricht (ein Pixel hat eine Seitenlänge von  $6,7 \mu\text{m}$ ), aufgetragen. Man erhält dann eine Gaußkurve, an die eine Funktion der Form

$$g(x) = A \cdot \exp\left(-\frac{(x - x_0)^2}{2\sigma^2}\right) + B \quad (3.2)$$

angepasst wird. In Abbildung 3.4 ist eine solche Gaußkurve mit Anpassung für eine feste Flugzeit dargestellt. Die Atome genügen der Maxwell-Boltzmann-Verteilung, welche nach [8, S. 108 f.] gegeben ist



**Abbildung 3.4:** Verteilung der Atome nach einer Flugzeit von 1,25 ms nach der Melassenphase; an die Verteilung wurde eine Gaußfunktion angepasst.

durch

$$f(v) = C \cdot 4\pi v^2 \cdot \exp\left(-\frac{mv^2}{2k_B T}\right). \quad (3.3)$$

Nun folgt durch Vergleich der Exponenten von Gleichung 3.2 und 3.3 mit  $x_0 = 0$  (dies kann so gewählt werden, da lediglich die Breite der Verteilung ausschlaggebend für die Geschwindigkeit der Atome ist)

$$\frac{x^2}{2\sigma^2} = \frac{mv^2}{2k_B T} \quad (3.4)$$

$$\Rightarrow \sigma^2 = \frac{k_B T}{m} \cdot t^2. \quad (3.5)$$

Hierbei wurde verwendet, dass

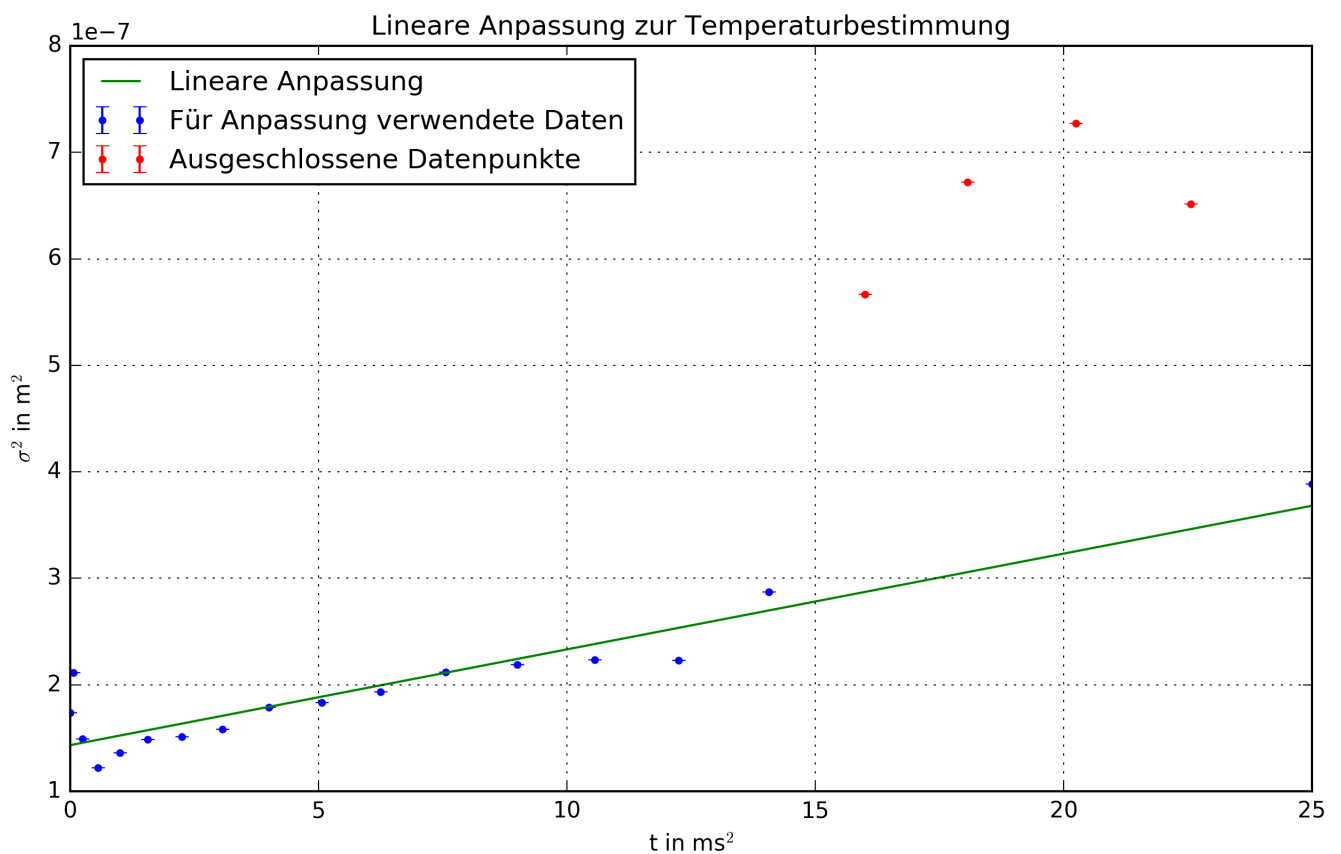
$$v = \frac{x}{t}. \quad (3.6)$$

$m$  ist die Masse der Rubidiumatome und  $t$  die Flugzeit nach der Melassenphase. Trägt man nun  $\sigma^2$  über  $t^2$  auf, so erhält man eine Gerade. Durch eine Anpassung wird die Steigung bestimmt, welche  $\frac{k_B T}{m}$  entspricht. Aus ihr kann dann die Temperatur bestimmt werden. Man erhält

$$T = (92 \pm 9) \mu\text{K}. \quad (3.7)$$

Die lineare Anpassung zur Bestimmung der Temperatur ist in Abbildung 3.5 dargestellt. Die rot markierten Datenpunkte mussten aus der Auswertung herausgenommen werden, da sie zu stark vom linearen Verlauf abweichen. Grund dafür war, dass im Versuch die MOT nicht zuverlässig funktionierte, sodass bei einigen Bildern keine Atome gefangen waren. Vergleicht man die Temperatur mit dem Dopplerlimit, welches bei etwa  $145 \mu\text{K}$  liegt, so stellt man fest, dass die Temperatur nach der Melassenphase geringer ist. Dieser Sachverhalt ist auf die Subdopplerkühlung zurückzuführen.



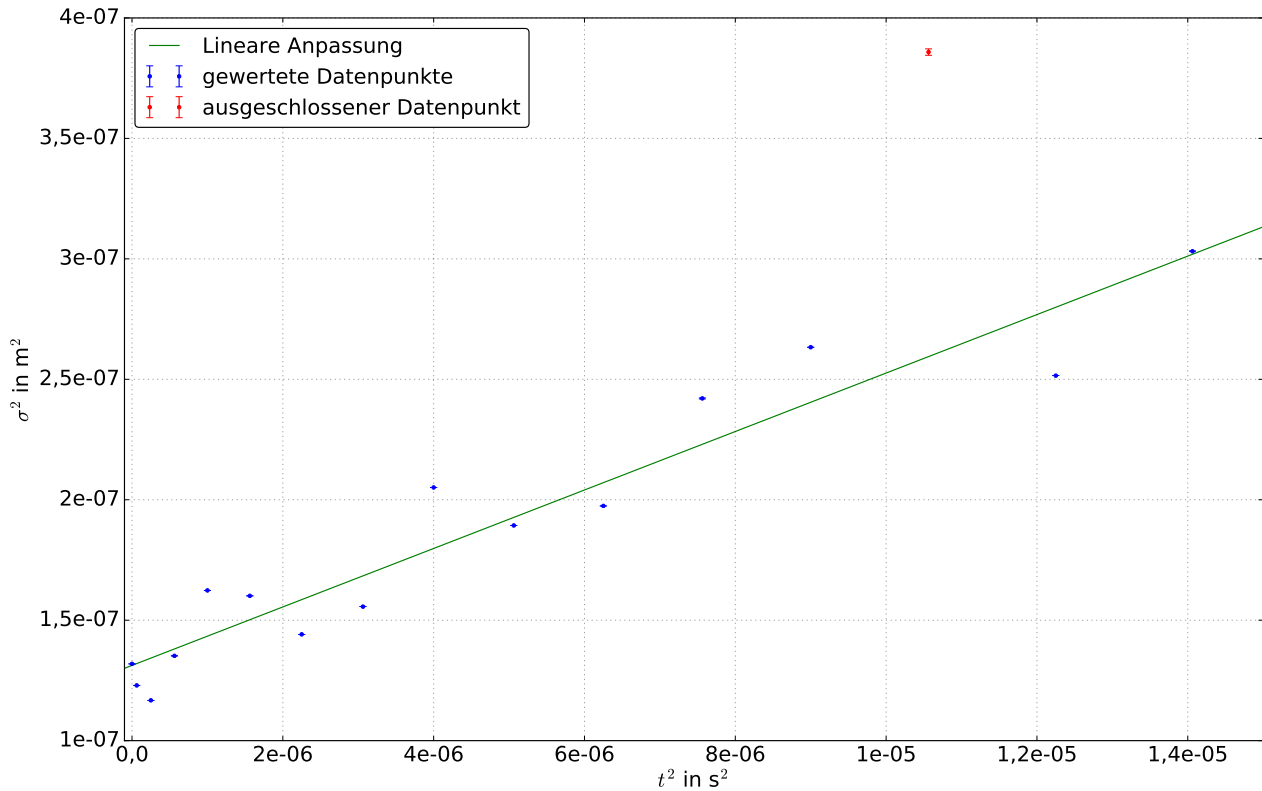


**Abbildung 3.5:** Die Varianz der Gaußfunktionen (ermittelt aus den Gaußanpassungen) aufgetragen über dem Quadrat der Flugzeit nach der Melassenphase; man erkennt einen linearen Verlauf und die Steigung der linearen Anpassung liefert die Temperatur nach der Melassenphase.

### 3.4 Temperatur in der MOT

Nachfolgend soll die Temperatur in der MOT bestimmt werden. Die Ladezeit der MOT wurde dafür auf 15 s und die Melassenphase auf 0 s gesetzt. Die Flugzeit wurde in Schritten von 250  $\mu\text{s}$  von 0 s auf 3,75 ms erhöht, denn mit zunehmender Zeit wurde die MOT instabiler, weshalb nach einer Flugzeit von 3,75 ms diese Messung abgebrochen wurde, da ausreichend Daten vorlagen.

Zur Auswertung wurden die Werte der Pixel einer Spalte addiert und an die erhaltene Helligkeitsverteilung eine Gaußsche Funktion angepasst. Dies verlief alles analog zur vorherigen Messung. Das Ergebnis ist in Abbildung 3.6 dargestellt.



**Abbildung 3.6:** Die Varianz der Gaußfunktionen ist über dem Quadrat der Flugzeit nach der MOT aufgetragen.

Daraus folgt

$$T_{\text{MOT}} = (124 \pm 10) \mu\text{K}. \quad (3.8)$$

Dieses Ergebnis ist überraschend, weil die maximale Temperatur im Rahmen der Messungenauigkeit bei 134  $\mu\text{K}$  liegt. Dieser Wert befindet sich aber circa 12  $\mu\text{K}$  unterhalb der Dopplergrenze. Auch nach gründlicher Überprüfung des Auswertungsskriptes wurde in dieser Hinsicht kein Fehler entdeckt, weshalb ein systematischer Fehler vermutet wird. Dies wird in Abbildung 3.7 deutlich. Zu erkennen ist, dass die Atomwolke in der Vertikalen eine größere Ausdehnung besitzt als in der Horizontalen und in der linken unteren Ecke ein Störsignal, das bei allen Aufnahmen vorliegt und von dem nicht geklärt werden konnte, woher es kommt. Durch seine Position konnte keine Gaußanpassung in der Vertikalen durchgeführt werden. Dies ist insofern problematisch, weil es wurde angenommen, dass sich die Atome im Raum isotrop ausbreiten, jedoch anhand der Aufnahme klar ist, dass dies nicht gänzlich der Fall ist. In der Horizontalen ist die Ausdehnung kleiner, was rückschließen lässt, dass die Geschwindigkeitskomponente in der Horizontalen kleiner ist als die tatsächliche Geschwindigkeit (bei Isotropie wäre dies jedoch eine Gleichheit). In Folge dessen liefert die Auswertung eine kleinere Temperatur im Vergleich zur tatsächlich vorliegenden.



**Abbildung 3.7:** Originalaufnahme der CCD-Kamera der MOT bei einer Flugzeit von 0,5 ms

---

## 4 Diskussion

Werden alle Messergebnisse abschließend betrachtet, so kann festgehalten werden, dass die Laserstabilisierungen erfolgreich durchgeführt wurden, da andernfalls die MOT nicht funktioniert hätte. Jedoch sehen die Messdaten zur Laserstabilisierung wie schon angesprochen prinzipiell den Bildern des analogen Oszilloskops ähnlich, aber der Abstand der Einzelmessungen scheint untypisch.

Die Temperaturen in der MOT sowie nach der Melassenphase konnten erfolgreich bestimmt werden, wobei die Temperatur in der MOT etwas unter der Dopplergrenze liegt und auf einen systematischen Fehler rückschließen ließ. Die Temperatur nach der Melassenphase liegt wie erwartet unter der in der MOT, was die Theorie der Subdopplerkühlung bekräftigt. Die Auswertung könnte allerdings noch dadurch optimiert werden, dass man zur Temperaturbestimmung eine zweidimensionale Anpassung verwendet.

---

# Literaturverzeichnis

- [1] Versuchsanleitung zum Versuch 4.3 Kühlen und Fangen von Rubidiumatomen in einer magneto-optischen Falle. TU Darmstadt, Abteilung A: Institut für Angewandte Physik.
- [2] [https://www.rp-photonics.com/thin\\_film\\_polarizers.html](https://www.rp-photonics.com/thin_film_polarizers.html), (abgerufen am 28.01.2017).
- [3] Hans Joachim Eichler Jürgen Eichler. *Laser - Bauformen, Strahlführung, Anwendungen*. Springer, 7 edition, 2010.
- [4] Matthias Ungermann. Konzeption und Aufbau einer magneto-optischen Falle für das Fortgeschrittenen Praktikum. TU Darmstadt, 2008.
- [5] Daniel Adam Steck. <http://steck.us/alkalidata/rubidium85numbers.pdf> (abgerufen am 12.12.2016), 2013.
- [6] Kedar S. Ranade. [http://www.iap.tu-darmstadt.de/tqp/grp\\_kranade/ExpSeminar.pdf](http://www.iap.tu-darmstadt.de/tqp/grp_kranade/ExpSeminar.pdf) (abgerufen am 04.01.2017).
- [7] Georg Wirth. [http://photon.physnet.uni-hamburg.de/fileadmin/user\\_upload/ILP/Hemmerich/miniMOT/Diplomarbeit\\_Wirth.pdf](http://photon.physnet.uni-hamburg.de/fileadmin/user_upload/ILP/Hemmerich/miniMOT/Diplomarbeit_Wirth.pdf) (abgerufen am 28.01.2017).
- [8] Dieter Meschede. *Gerthsen Physik*. Springer, 25 edition, 2015.