

Diplomarbeit

**Bau eines Lasersystems zum Fangen,
Kühlen und Abbilden von
⁸⁷Rb-Atomen in einem
Doppelspeziesexperiment**

in der Studienrichtung Physik
zur Erlangung des akademischen Grades
eines Magisters der Naturwissenschaften
vorgelegt von

Andrea Prantner

Eingereicht an der
Fakultät für Mathematik, Informatik und Physik
der Universität Innsbruck

Betreuer: Prof. Dr. Rudolf Grimm, Institut für Experimentalphysik

Innsbruck, Herbst 2008

This was a triumph
I'm making a note here
HUGE SUCCESS
It's hard to overstate my satisfaction
Aperture Science
We do what we must because we can
For the good of all of us
Except the ones who are dead
But there's no sense crying over every mistake
You just keep on trying till you run out of cake
And the science gets done
And you make a neat gun
For the people who are still alive

Aus dem Lied „Still Alive“ von Jonathan Coulton.

Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Diplomarbeit wurde ein Lasersystem zum Fangen, Kühlen und Detektieren von ^{87}Rb -Atome in einem Doppelspeziesexperiment aufgebaut und getestet. Das Lasersystem für die zweite Spezies, ^{133}Cs , war bereits aufgebaut und funktionsfähig.

Hierfür wurden Diodenlaser gebaut, die man an die entsprechenden atomaren Übergangsfrequenzen koppelt. Als zu erreichender Richtwert für die spektrale Güte und Leistung galten Linienbreiten von unter 100kHz und Leistungen von 100mW. Da die Linienbreite freilaufender Diodenlaser aber kaum besser ist als einige 10MHz, müssen Techniken der Linienbreitenreduktion angewandt werden. Bei drei unserer Laser wird dies durch Gitterrückkopplung realisiert. Das Licht dieser Laser dient dann im folgenden zum so genannten Injection-Locking von zwei weiteren Lasern. Diese Technik ermöglicht es einem, Laser die spektralen Eigenschaften eines anderen aufzuprägen und so mehr Licht mit den Eigenschaften des gitterrückgekoppelten Lasers zu erzeugen. Ein weiterer wichtiger Punkt ist die Temperaturabhängigkeit des aus der Diode emittierten Laserlichts. Um Schwankungen der Frequenz zu verhindern ist es nötig, die Temperatur der Laserdioden konstant zu halten und deshalb zu regeln. Dies wurde durch PID-Regler im Zusammenspiel mit Heizwiderständen und Peltierelementen realisiert.

Insgesamt wurden für dieses Experiment fünf Diodenlaser samt zugehöriger Temperaturstabilisierung aufgebaut. Für das Experiment selber werden daraus durch Frequenzverschiebung mittels Akustooptischen Modulatoren sieben Laserstrahlen unterschiedlicher Frequenzen erzeugt. Am Ende der Arbeit wurde die Funktionstüchtigkeit des Diodenlasersystems getestet. Das geschah, indem ^{87}Rb -Atome in der durch die Diodenlaser realisierten Magnetooptische Falle gefangen, gekühlt und abgebildet wurden.

Inhaltsverzeichnis

Zusammenfassung	v
1 Einleitung	1
2 Motivation	3
2.1 Kurzer ^{87}Rb und ^{133}Cs Steckbrief	3
2.1.1 ^{133}Cs	3
2.1.2 ^{87}Rb	4
2.2 Warum eine ^{87}Rb und ^{133}Cs Mischung?	4
2.3 Experimenteller Aufbau	9
3 Anforderungen an das Diodenlasersystem	11
3.1 Anforderungen	11
3.1.1 Abbremsen, Fangen und Kühlen	11
Zeeman-Abbremsen	11
MOT	12
3.1.2 Polarizer	13
3.1.3 Abbildung	13
4 Realisierung der Diodenlaserquellen	15
4.1 Diodenlaser	15
4.2 Frequenzstabilisierung	17
4.2.1 Temperaturstabilisierung	18
4.2.2 Linienbreitenreduktion	18
4.2.3 Injektions-Lock	19
4.3 Masterlaser	20
4.4 Slavelaser	21
5 Aufbau des Lasersystems	25
5.1 Übersicht über die Frequenzen	25
5.2 Laserlicht für die MOT	27
5.2.1 Licht für den Kühlübergang	27
Optischer Aufbau	27
Modulationstransfer-Spektroskopie	29
Beat-Lock	31

Inhaltsverzeichnis

5.2.2	Licht für den Rückpumpübergang	33
	Optischer Aufbau	33
	Frequenzmodulations-Spektroskopie	34
5.3	Zeeman-Abbremsler und Zeeman-Rückpumper	35
5.3.1	Optischer Aufbau des Zeeman-Abbremslers	35
5.3.2	Zeeman-Rückpumper	37
5.4	Polarizer	38
5.4.1	Polarizer 1	38
5.4.2	Polarizer 2	39
5.5	Abbildungsstrahl	39
6	Erste Doppelspeziesexperimente mit ^{87}Rb und ^{133}Cs	41
6.1	^{87}Rb ^{133}Cs Doppel-MOT	41
6.2	Neueste Erkenntnisse	43

1 Einleitung

Seit den 1990er Jahren lieferten Experimente mit ultrakalten Gasen wertvolle Erkenntnisse zur Quantenphysik. Insbesondere konnten makroskopische Zustände von ultrakalter Materie realisiert werden. Eine der wichtigsten Errungenschaften auf diesem Gebiet ist die Erzeugung eines Bose-Einstein-Kondensates (BEC) [Dav95, And95, Bra95], die 2001 mit dem Nobelpreis gewürdigt wurde. Nach diesen ersten bahnbrechenden Erfolgen mit ultrakalten Atomensembles und der später erreichten Kondensation fermionischer Quantengase [Ing07], steht in jüngerer Vergangenheit die Frage nach dem Verhalten zunehmend komplexerer Systeme im Mittelpunkt.

Realisierung molekularer BECs [SJ03] So konnten die Eigenschaften eines ultrakalten Ensembles von Atomen genauer untersucht und fundamentale Fragestellungen der statistischen Physik experimentell beantwortet werden.

In den vergangenen Jahren erweiterte sich das Feld der ultrakalten Atome in Richtung ultrakalter Gemische und Molekülphysik. Untersuchungen an ultrakalten Gemischen ermöglichen es, neue Phänomene zu erforschen, die in einkomponentigen atomaren Quantengasen nicht vorhanden sind. Eine Mischung von verschiedenen atomaren Spezies erlaubt es auch, heteronukleare Moleküle zu erzeugen. Die geschieht entweder durch die Technik der Photoassoziation [Jon06] oder mit Hilfe von Feshbachresonanzen [Koe06]. Dies ebnet den Weg zur Erforschung dipolarer Quantengase [San00].

Heteronukleare Moleküle weisen in hinreichend tief gebundenen Zuständen ein permanentes elektrisches Dipolmoment auf. Durch dieses Dipolmoment entsteht eine langreichweitige, von der Orientierung des Moleküls abhängige, Wechselwirkung. In ihrem rovibrationalen Grundzustand zeichnen sie sich zusätzlich durch eine große Stabilität gegenüber Stößen aus. Dies lässt eine starke Unterdrückung von inelastischen Stossverluste erwarten, da diese energetisch unterdrückt sind. Dies könnte zur Realisierung eines neuen skalierbaren Systems zur Quanteninformationsverarbeitung beitragen [DeM02].

Mittlerweile stehen mehrere Systeme zur Verfügung um heteronukleare Mischungen und daraus molekulare Quantengase zu erzeugen. Verschiedenste Kombinationen aus fermionischen und bosonischen Alkaliatomen werden dafür verwendet. Dadurch wurde es möglich, chemische Reaktionen nahe dem absoluten Temperaturnullpunkt zu untersuchen.

Weltweit gibt es einen starken Trend weitere, heteronukleare Mischungen und Moleküle zu erzeugen und zu erforschen. Über die Wechselwirkungseigenschaften der Moleküle untereinander ist bis jetzt kaum etwas bekannt. Die in unserem Experiment

1 Einleitung

untersuchten ^{87}Rb - und ^{133}Cs -Atome zeichnen sich im Vergleich zu leichteren Alkaliatomen und anderen Atomsorten durch leichte Fang- und Laserkühlbarkeit aus und versprechen in Kombination miteinander eine Vielzahl neuer Erkenntnisse. Besonderes Augenmerk liegt auf der Untersuchung der ^{87}Rb - ^{133}Cs Streueigenschaften und der Suche nach Interspezies-Feshbachresonanzen. Diese Resonanzen ermöglichen einen Zugang zum Verständnis der molekularen Struktur nahe der Dissoziationsschwelle. Interspezies-Feshbachresonanzen erlauben die Produktion von RbCs -Molekülen und sind ein wichtiger Schritt für die Erzeugung heteronuklearer Grundzustandsmoleküle.

2 Motivation

Kurz vor Beginn der vorliegenden Arbeit wurde der Entschluss gefasst, ein bereits bestehendes ^{133}Cs -Experiment um ein zweites Element zu erweitern. Die Wahl fiel auf ^{87}Rb . Diese Erweiterung erforderte den Einbau eines neuen Doppelspeziesofens sowie den Aufbau eines Lasersystems zum Fangen, Kühlen und Detektieren der ^{87}Rb Atome. Dabei ist letzteres der Inhalt der vorliegenden Diplomarbeit.

Den Entschluss, auf ein ^{87}Rb - ^{133}Cs Doppelspeziesexperiment zu erweitern, sollen die folgenden Ausführungen motivieren. Daran anschließend folgt einen kurzer Überblick über unseren experimentellen Aufbau.

2.1 Kurzer ^{87}Rb und ^{133}Cs Steckbrief

Zunächst möchte ich unsere beiden Elemente kurz beschreiben, um deren Eigenschaften und somit die Anforderungen an das Experiment besser verstehen zu können. Sowohl Rubidium- als auch Cäsium-Atome findet man im Periodensystem der Elemente in der ersten Spalte (1. Hauptgruppe). Zusammen mit den anderen Mitgliedern dieser Gruppe (Lithium, Natrium, Kalium, und Francium) werden sie Alkalimetalle genannt. Die Atome dieser Gruppe besitzen nur ein einzelnes Außenelektron und zeichnen sich deshalb durch relativ einfache Absorptionsspektren aus. Deswegen eignen sich Alkaliatome besonders gut zur Laserkühlung. Für die benötigten Wellenlängen kann grossteils auf kommerziell erhältliche Laser zurückgegriffen werden. Die Laserkühlung von Rb- und Cs-Atomen wurde bereits des öfteren erfolgreich demonstriert und ist schon fast ein Standardverfahren.

2.1.1 ^{133}Cs

Mit seiner Masse von 133 amu ist Cäsium unter den stabilen Alkalimetallen das schwerste. Im Grundzustand ist der $6^2\text{S}_{1/2}$ Zustand mit einem Außenelektron besetzt. Dieses bestimmt die chemischen Eigenschaften des Cäsium-Atoms und führt zu einem Netto-Elektronenspin von $1/2$. In Kombination mit seinem Kernspin von $I=7/2$ ergibt das einen ganzzahligen Gesamtspin, es handelt sich also um ein Boson. Das $6^2\text{S}_{1/2}$ Energieniveau spaltet in zwei ca. 9.2 GHz auseinanderliegende Hyperfein-niveaus auf ($F = 3$ und $F = 4$). Das $6^2\text{P}_{3/2}$ Energieniveau spaltet wiederum in vier Hyperfeinstruktur-niveaus auf ($F' = 2, F' = 3, F' = 4, F' = 5$). Zum Laserkühlen von

2 Motivation

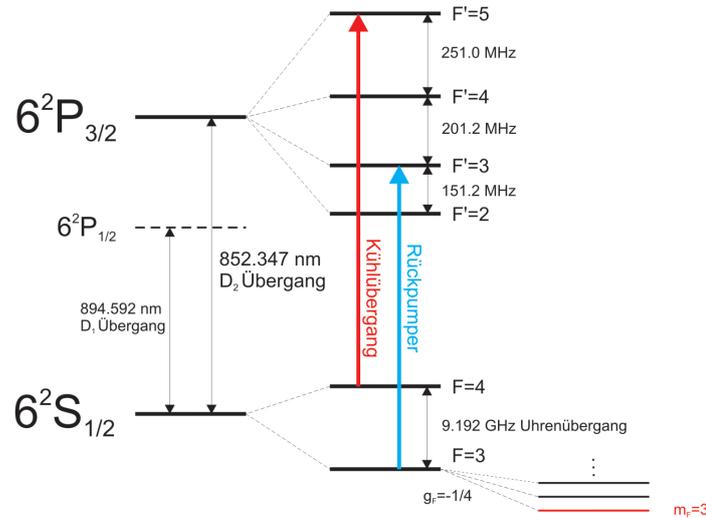


Abb. 2.1: Ausschnitt aus dem Termschema von ^{133}Cs . Schematisch sind die für die Laserkühlung benötigten Übergänge eingezeichnet.

Cäsium wird der Übergang vom Grundzustand $6^2\text{S}_{1/2}$ nach $6^2\text{P}_{3/2}$ verwendet (siehe Abb. 2.1). Dieser so genannte Kühlübergang regt Atome auch in das Niveau $F' = 4$ an aus dem sie dann auch nach $F = 3$ zerfallen können. Atome in diesem Niveau werden nicht weiter gekühlt. Um diese Atome wieder zurück in den Kühlzyklus zu bringen und diesen zu schließen wird ein zusätzlicher Rückpump-Laser von $F = 3$ nach $F' = 2, 3, 4$ benötigt. Die Linienbreite des Übergangs $6^2\text{S}_{1/2} \rightarrow 6^2\text{P}_{3/2}$ beträgt $2\pi \cdot 5.22$ MHz. Für weitere Details siehe [Ste99].

2.1.2 ^{87}Rb

Wie bei Cäsium ist auch bei Rubidium der Grundzustand ($5^2\text{S}_{1/2}$) mit einem Außenelektron besetzt. Zusammen mit einem Kernspin von $3/2$ handelt es sich bei ^{87}Rb ebenfalls um ein Boson. Der Grundzustand $5^2\text{S}_{1/2}$ spaltet in zwei ca. 6.8 GHz auseinanderliegende Hyperfeinniveaus auf ($F = 1$ und $F = 2$). Zum Laserkühlen von Rubidium wird der Übergang vom Grundzustand $5^2\text{S}_{1/2}$ nach $5^2\text{P}_{3/2}$ verwendet, der Rückpumperübergang schließt den Kühlzyklus (siehe Abb. 2.2). Das $5^2\text{P}_{3/2}$ Energieniveau spaltet wie im Fall von Cäsium in vier Hyperfeinstruktur-niveaus auf ($F' = 0, F' = 1, F' = 2, F' = 3$). Die Linienbreite des Übergangs $5^2\text{S}_{1/2} \rightarrow 5^2\text{P}_{3/2}$ beträgt $2\pi \cdot 6.07$ MHz. Für weitere Details siehe [Ste01].

2.2 Warum eine ^{87}Rb und ^{133}Cs Mischung?

Auf dem Gebiet der Laserkühlung gab es in den letzten 20 Jahren weitreichende Entwicklungen und viele neue Erkenntnisse. Seit einigen Jahren gilt besonders dem

2.2 Warum eine ^{87}Rb und ^{133}Cs Mischung?

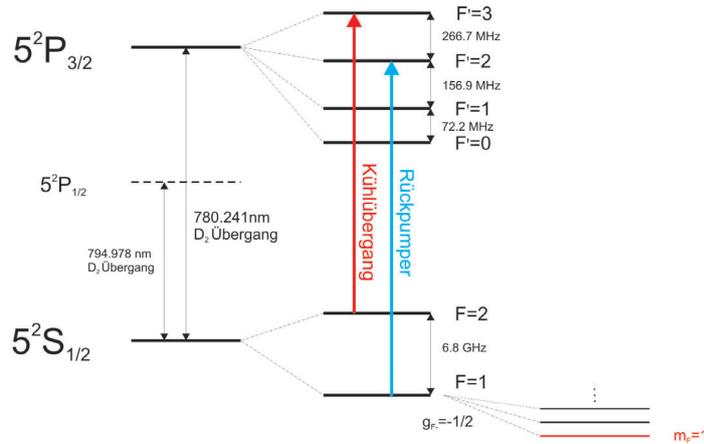


Abb. 2.2: Ausschnitt aus dem Termschema von ^{87}Rb . Schematisch sind die für die Laserkühlung benötigten Übergänge eingezeichnet.

rasant wachsenden Gebiet der ultrakalten Mischungen sehr große Aufmerksamkeit. Immer mehr neue Experimente werden aufgebaut und die so realisierten Mischungen untersucht, siehe z.B. [Mod02, Sta04, Ino04, Man04, Osp06]. Eine ^{87}Rb und ^{133}Cs Mischung zeichnet sich dadurch aus, dass beide Spezies leicht laserkühlbar und kontrollierbar sind sowie gleichzeitig in der selben Dipolfalle gefangen werden können. Ein großer Vorteil für uns ist, dass das technische und experimentelle Know-How für beide Elemente in unserer Gruppe bereits existiert. Sowohl mit ^{87}Rb als auch mit ^{133}Cs wurden bereits sehr viele Erfahrungen gesammelt, von denen unser neues Experiment nun profitieren und darauf aufbauen kann. Im Anschluss soll nun die momentanen Erkenntnisse ^{87}Rb - ^{133}Cs -Mischungen betreffend dargelegt und die Ziele unseres Experiments motiviert werden.

Der bisherige Wissensstand ist wie folgt: Beim gleichzeitigen Laden einer ^{133}Cs und einer ^{87}Rb Magneto-optische Falle (MOT [Met99]) am selben Ort wurde ein Verlust von ^{87}Rb Atomen beobachtet [Tel01]. Weiters wurden die Stoßeigenschaften einer Rb-Cs Mischung in einer magnetischen Falle untersucht [And05], und es wurde dabei beobachtet, dass die durch Verdampfungskühlen erreichbare Temperatur der ^{133}Cs Atome bei gleichzeitiger Anwesenheit von ^{87}Rb sinkt. ^{87}Rb stellt also einen vielversprechenden Kandidaten zum sympathetischen Kühlen von ^{133}Cs dar [Mud02].

Was bislang noch komplett unbekannt geblieben ist, sind ^{87}Rb - ^{133}Cs Interspezies-Feshbachresonanzen. Dabei handelt es sich um Resonanzen in der Rb-Cs-Streulänge, die auftreten sobald man diese bei unterschiedliche Magnetfelder misst. Für Details siehe [Boh02]. Die S-Wellen Streulänge von ^{133}Cs im $F = 3$, $m_F = 3$ Grundzustand weist eine einzigartige Kombination von breiten und schmalen Feshbachresonanzen bei niedrigen Magnetfeldern auf (siehe Abb. 2.3). Dadurch ist es uns möglich, die Cs-Streulänge zwischen ± 1000 Bohrradien bereits durch externe Magnetfelder von

2 Motivation

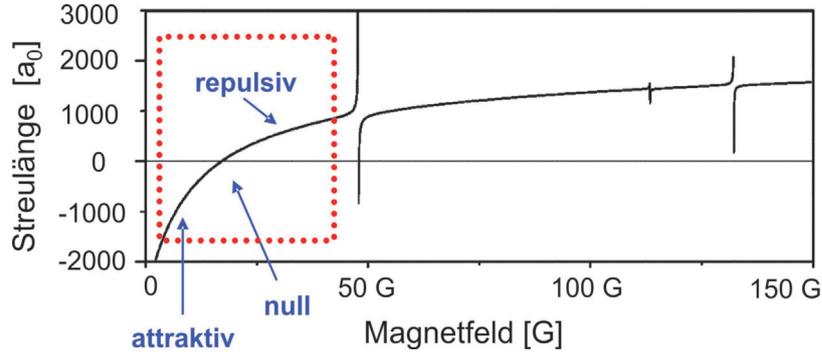


Abb. 2.3: Streulänge von ^{133}Cs im $F = 3$, $m_F = 3$ Zustand abhängig vom angelegten Magnetfeld samt auftretender Feshbachresonanzen. Berücksichtigt werden nur Resonanzen, die sich aus einer Kopplung an Molekülzustände mit Bahndrehimpulsquantenzahl $l = 0$ bzw. $l = 2$ ergeben.

wenigen 10 Gauss zu variieren. Bei ^{87}Rb sind im Gegensatz dazu bei niedrigen Feldern kaum Resonanzen zu finden. Es bleibt für uns zu hoffen, dass ^{87}Rb und ^{133}Cs Interspezies-Feshbachresonanzen aufweisen und dies, falls vorhanden, von uns möglichst schnell gefunden werden können.

Diese könnten auch dazu verwendet werden genauere Modelle für die Rb-Cs-Streueigenschaften zu entwickeln und mehr über den letzten gebundenen Zustand des RbCs-Molekülpotentials bzw. dessen C_6 -Koeffizient herauszufinden. Die bisherigen Voraussagen z.B. für die berechnete Streulänge für das $^3\Sigma^+$ Potential für RbCs [Tie07] weisen noch einen sehr großen Unsicherheitsbereich auf, der nur durch neue experimentelle Ergebnisse verkleinert werden kann.

Weiters könnte eine passende $^{87}\text{Rb} - ^{133}\text{Cs}$ Interspezies-Feshbachresonanz verwendet werden, um RbCs-Feshbachmoleküle zu assoziieren. Diese Moleküle befänden sich in einem hoch angeregten Vibrationsniveau, hätten eine verschwindend kleine Polarität und sie wären bei Kollisionen instabil. RbCs Moleküle z.B. im Grundzustand wären allerdings polar. Die Möglichkeit, solche Moleküle in ihren Vibrationsgrundzustand über optische Prozesse, wie z.B. Ramanübergänge, zu transferieren, wurden viel diskutiert (siehe z.B. [Stw04] und Abb. 2.4).

Kürzlich wurden die ersten dipolaren Grundzustandsmoleküle in der Gruppe von D. DeMille in Yale mittels Photoassoziation produziert. RbCs Moleküle wurden in einer Rb-Cs Doppel-MOT assoziiert und durch ein Paar von Pump-Rückpump Laserpulsen in den rovibronischen Grundzustand gebracht. Die so mit niedriger Produktionsrate entstehenden dipolaren Grundzustandsmoleküle sind allerdings nicht gefangen. Um nach dem Einfangen zusätzlich eine hohe Phasenraumdichte zu erzielen müsste das Gas noch weiter über einen möglichst verlustfreien Prozess gekühlt werden. Will man also hinreichend hohe Produktionsraten und Phasenraumdichten erreichen, erscheint es besser, zur Molekülassociation eine Feshbachresonanz zu verwenden und die Rb-Cs Moleküle dann mittels 2-Photonenübergang in den Ro-Vibrationsgrundzustand

2.2 Warum eine ^{87}Rb und ^{133}Cs Mischung?

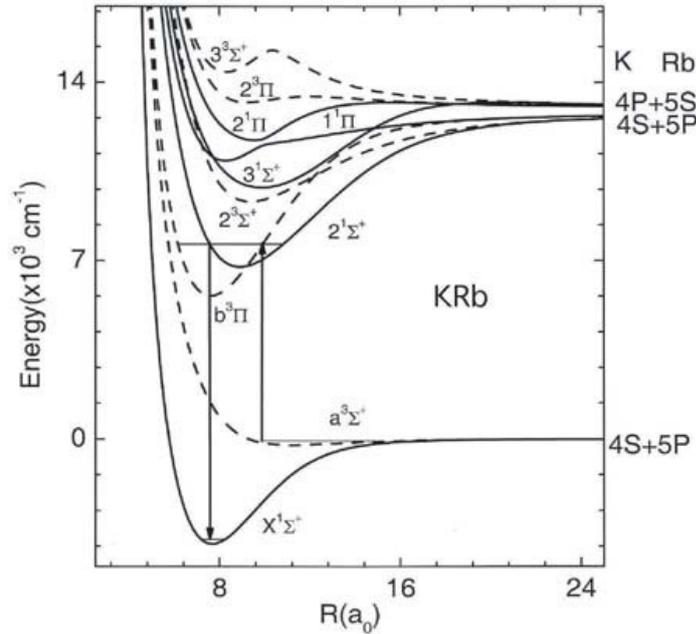


Abb. 2.4: Vorgeschlagener Transfermodus eines RbCs Moleküls in den Vibrationsgrundzustand. Abbildung entnommen aus [Stw04].

zu transferieren. Da man hier als Ausgangspunkt bereits ein sehr kaltes Gas benutzt können weitaus höhere so Phasenraumdichten erzielt werden. Unser momentan zu ungenaues Wissen über die genauen Molekülpotentiale macht es uns zur Zeit noch schwer, genaue und effiziente Transferwege Richtung Grundzustandsmolekül zu identifizieren. Die Polarität dieser Moleküle könnte u.a. dazu verwendet werden, starke, anisotrope und experimentell verstellbare Wechselwirkung zwischen Molekülen zu erzeugen. Damit sind ultrakalte polare Moleküle besonders interessant als Qubits für die Quanteninformationsverarbeitung [DeM02], als neue Mehrteilchensysteme und auch als Studienobjekt für chemische Prozesse bei Temperaturen nahe dem absoluten Nullpunkt [EB02, GÓ2]. Auch eine Anwendung als sehr empfindliche Sonde für Phänomene abseits des Standardmodells der Teilchenphysik wäre denkbar [Koz95, ?]. Weiters können ^{87}Rb und ^{133}Cs gleichzeitig zu einem BEC [Dav95, MA95] kondensiert werden und deren Mischbarkeit, eventuell auftretende Phasenseparation und Wechselwirkungen der beiden BEC beobachtet werden.

Besonders motivierend für ein Rb-Cs-Experiment wirkt auch folgende Tatsache: Die Technik Cs in einer levitierten Dipolfalle zu fangen, wird in unserer Gruppe schon lange erfolgreich angewendet. Das sehr ähnliche Verhältnis vom magnetischen Moment zur Masse von ^{87}Rb und ^{133}Cs in Zuständen $|1, \pm 1\rangle$ für ^{87}Rb und $|3, \pm 3\rangle$ für ^{133}Cs , das sich nur um ca. 2 Prozent (siehe Gleichung unten) unterscheidet, könnte ausgenutzt werden um beide Elemente gleichzeitig in einer levitierten Dipolfalle zu fangen. Mit μ_{Rb} ist hier das magnetische Moment von ^{87}Rb gemeint bzw. mit μ_{Cs} das

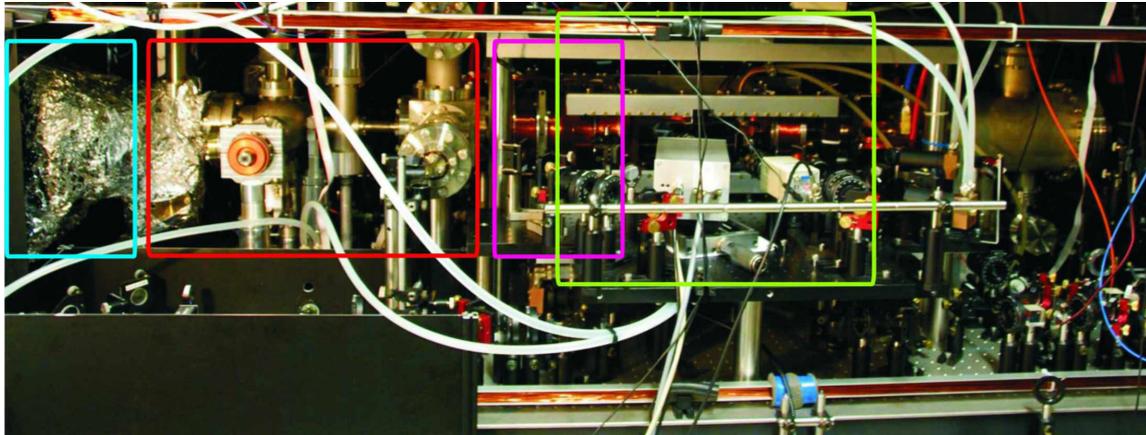
2 Motivation

magnetische Moment von ^{133}Cs . Dies wäre ein ausgezeichneter Ausgangspunkt für die bereits vorher erwähnte Feshbachspektroskopie und die Realisierung eines Rb-Cs-Dopplekondensates.

$$\frac{\mu_{\text{Rb}}/m_{\text{Rb}}}{\mu_{\text{Cs}}/m_{\text{Cs}}} \sim 1.02$$

Es sollte uns also möglich sein, mit unserem Experiment viele neue und spannende Erkenntnisse auf dem Gebiet der ultrakalten Mischungen zu gewinnen. Im nächsten Abschnitt möchte ich nun auf unseren experimentellen Aufbau genauer eingehen und in den darauf folgenden Kapiteln meinen Beitrag zu dem Experiment vorstellen.

2.3 Experimenteller Aufbau



Doppelspeziesofen Differenzielle Pumpstrecke Zeeman Abbremser Glaszelle&Magnetspulen

Abb. 2.5: Unser experimenteller Aufbau. Im Bild ist die Vakuumapparatur samt Ofen und Glaszelle zu sehen. Im Doppelspeziesofen werden Rb und Cs Atomstrahlen produziert, die die Apparatur von links nach rechts durchlaufen. Im Zeeman-Abbremsen werden die Atome abgebremst und anschließend in der Glaszelle in einer MOT gefangen. Dort werden dann die Experimente durchgeführt.

In Abb. 2.5 ist unsere Vakuumapparatur abgebildet, in der die Experimente durchgeführt werden. Im Inneren der Glaszelle herrscht ein Druck von $\sim 10^{-11}$ mbar, der durch zwei Ionenpumpen aufrecht erhalten wird. Ganz links im Bild befindet sich der neue Doppelspeziesofen.

Er ist eine Adaption des für das Experiment zu fermionischen Mischungen am IQOQI (FeLiKx Experiment) entwickelten Ofens. Dort wird er allerdings für drei Elemente, nämlich Lithium, Kalium und Strontium verwendet. Dabei funktioniert der Ofen auf folgende Weise: Am hinteren Ende des Ofens befindet sich je ein beheiztes Reservoir für ^{87}Rb und ^{133}Cs , das jeweils ein Gramm des Elements enthält. Von dort aus gelangen die Atome in eine weitere Sektion, von der aus sie durch differentielles Heizen zum Durchqueren von etwa 125 Mikroröhrchen gezwungen werden (siehe Abb. 2.6). Diese Mikroröhrchen dienen als differentielle Pumpstrecke und sorgen dafür, dass zwei kollimierte Atomstrahlen entstehen.

Darauf folgt eine weitere differentielle Pumpstrecke, an die dann die Zeemanabbremserspulen anschließen. Die aus dem Ofen austretenden Atome werden durch das von diesen Spulen erzeugte Magnetfeld und dem Zeemanabbremserstrahlen gebremst, der den Atomstrahlen entgegenkommt. Die so abgebremsten Atome werden dann innerhalb der Glaszelle in einer MOT [Raa87] gefangen und gekühlt.

Eine Besonderheit der in unserem Experiment verwendeten Glaszelle stellt das zusätzlich eingeklebte Glasprisma dar (siehe Abb. 2.7 und [Ryc04] sowie [Eng07]). Der für

2 Motivation

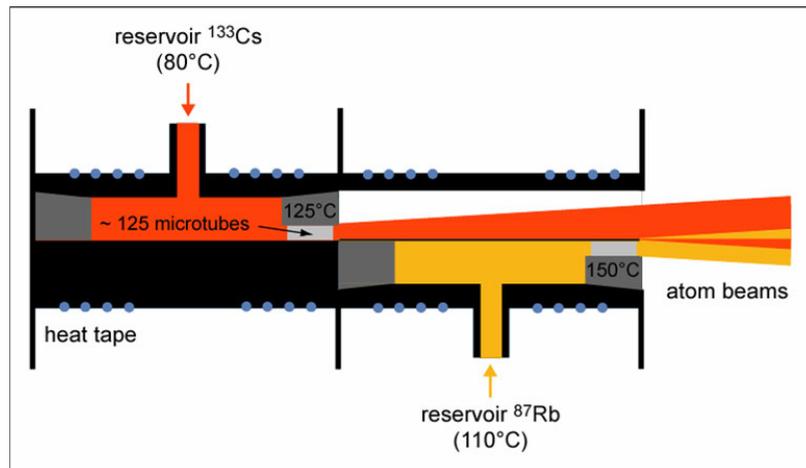


Abb. 2.6: Schematischer Aufbau des neuen Doppelspeziesofens.

das Einkleben des Prismas verwendete Epoxidkleber hat durch eventuell mögliches Ausdampfen in die Vakuumapparatur keinerlei messbaren Einfluss auf das Experiment. Das Prisma wurde beim vorher bestehenden ^{133}Cs -Experiment zur Erzeugung der zum Fangen der Atome benötigten evaneszenten Welle verwendet. Derzeit ist es allerdings nicht in Verwendung.

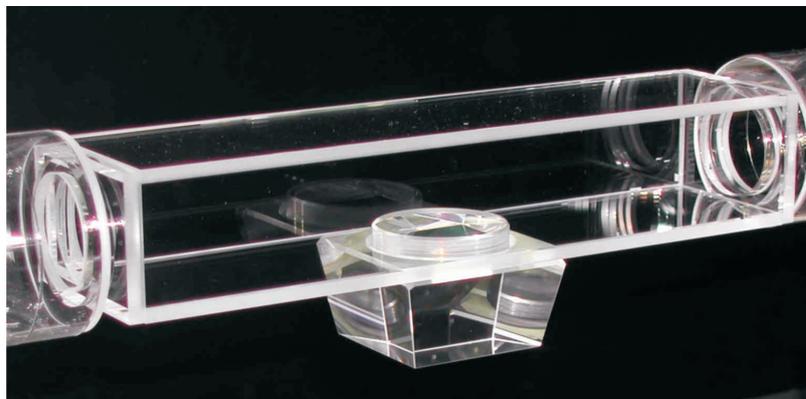


Abb. 2.7: Glaszelle

3 Anforderungen an das Diodenlasersystem

3.1 Anforderungen

Diese Arbeit befasst sich ausschließlich mit den zum Fangen, Kühlen und Abbilden von ^{87}Rb Atomen benötigten Lasern. Ein komplettes ^{133}Cs -Lasersystem war bereits vorhanden und funktionstüchtig. Die Frequenzen der ^{87}Rb -Laser müssen mit einer Genauigkeit von unter einem MHz einstellbar sein (also besser als die Linienbreite der Übergänge) und teilweise zudem in ihrer Frequenz verstimmbar sein. Außerdem ist ein kontrolliertes Ein- und Ausschalten der Laserfelder nötig. Im Folgenden soll nun motiviert werden, warum und wofür für unser Experiment sieben unterschiedliche Laserfelder benötigt werden.

3.1.1 Abbremsen, Fangen und Kühlen

Der Ofen sorgt dafür, dass zwei kollineare Atomstrahlen aus Cs- und Rb-Atomen entstehen, welche die gesamte Vakuumapparatur in Richtung der Glaszelle durchqueren. Diese Atome werden zuerst durch den Zeeman-Abbremsler abgebremst sowie anschließend in einer MOT gefangen und gekühlt.

Zeeman-Abbremsler

Der Zeeman-Abbremsler [Met99] ermöglicht es, Atome aus einem thermischen Atomstrahl abzubremesen.

Das Funktionsprinzip ist wie folgt: Dem Atomstrahl wird ein Laserstrahl entgegengeschickt, welcher zur Absorptionsfrequenz der Atome leicht (ca. 40MHz) rotverschoben ist. Auf Grund des Dopplereffekts ist das Licht des Zeeman-Abbremsers immer mit einer bestimmten Geschwindigkeitsklasse von Atomen am Übergang von $F = 2$ nach $F' = 3$ resonant, welche dann durch den Strahlungsdruck abgebremst werden. Durch das Abbremsen der Atome verändert sich deren Resonanzfrequenz im Laborsystem allerdings immer mehr. Um zu verhindern, dass die Atome außer Resonanz geraten, wird ein inhomogenes Magnetfeld entlang des Atomstrahls angelegt, der die Vakuumapparatur entgegengesetzt zum Licht des Zeeman-Abbremsers durchläuft. Dieses

3 Anforderungen an das Diodenlasersystem

sorgt auf Grund des Zeeman-Effektes dafür, dass sich die atomaren Niveaus so verschieben, dass die Atome, während sie abgebremst werden, immer resonant mit dem Licht des Zeeman-Abbremsers bleiben und so stetig langsamer werden. Zudem verstimmt man die Frequenz des Zeemanabbremser-Strahl zusätzlich etwas ins Rote um effizienter zu bremsen.

Durch den Zeemanabbremser-Strahl wird mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit auch der Übergang von $F = 2$ nach $F' = 2$ getrieben. Von dort aus können Atome nach $F = 1$ zerfallen und würden nicht mehr gebremst werden. Deshalb wird ein zusätzlicher Laser, der so genannter Zeeman-Rückpump-Laser, der resonant mit $F = 1$ nach $F' = 2$ ist benötigt.

Für einen funktionierenden Zeemanabbremser benötigen wir also zwei Laserfelder. Einen Zeeman-Abbremsers-Strahl, dessen Frequenz 50 MHz rotverschoben zu $F = 2 \rightarrow F' = 3$ ist und einige wenige mW Leistung aufweist. Sowie einen Zeeman-Rückpumper-Strahl, der 12.5 MHz rotverschoben zu $F = 1 \rightarrow F' = 2$ ist und ebenfalls eine Leistung von einigen wenigen mW aufweist. Beim Zeeman-Rückpumper spielt die genaue Frequenzverschiebung allerdings keine große Rolle, da der Rückpumpvorgang darauf nicht sehr empfindlich reagiert.

MOT

Die abgebremsten Atome sollen dann in der Glaszelle in einer MOT gefangen werden. Das Funktionsprinzip dieser Falle ist wie folgt: Die MOT besteht aus zwei in Anti-Helmholtzkonfiguration angeordneten Spulen und sechs paarweise gegenläufigen, aufeinander senkrecht stehenden und zur Resonanzfrequenz des Atoms leicht rotverschobenen Laserstrahlen. Die Spulen erzeugen ein axialsymmetrisches Quadrupol-Magnetfeld, dessen Nullpunkt mit den Kreuzungspunkt der MOT-Strahlen übereinstimmt. Weisen nun die Strahlen noch die richtige, jeweils gegenläufige, zirkulare Polarisation auf, so werden die Atome auf Grund der Zeeman-Verschiebung durch das Quadrupol-Magnetfeld immer in Richtung des Überlappbereichs der Strahlen gedrückt wo sie gefangen sind. Durch die Rotverschiebung des Lichts werden sie gleichzeitig gekühlt. Für eine detailliertere Erklärung siehe [Met99].

Im Fall von Rubidium wird, wie bereits in 2.1.2 erwähnt, Licht mit der Wellenlänge des $F = 2 \rightarrow F' = 3$ Übergangs, dem so genannten Kühlübergang, verwendet. Allerdings werden damit, wie auch beim Zeeman-Abbremsers-Licht, mit einer nicht zu vernachlässigenden Wahrscheinlichkeit Atome in das $F' = 2$ Niveau angeregt, von dem sie nach $F = 1$ zerfallen können. Somit wäre der Kühlzyklus nicht geschlossen und Atome würden kontinuierlich verloren gehen. Durch einen zusätzlichen Laserstrahl, MOT-Rückpumper-Laser genannt, der den Übergang von $F = 1 \rightarrow F' = 2$ treibt, kann allerdings ein geschlossener Zyklus erreicht werden.

Nun zu den benötigten Frequenzen und Leistungen: Für die insgesamt 6 MOT-Strahlen wird Licht benötigt, das ca. 10 MHz rotverschoben zu $F = 2 \rightarrow F' = 3$

ist und eine Leistung von einigen 10 mW pro Strahl aufweist. Diese Frequenz muss außerdem noch über einen Bereich von fast 100 MHz über das Steuerprogramm am Computer rotverstimmbare sein. Das ist nötig, da nachdem die Atome in der MOT gefangen sind die Melassephase, ein weiterer Schritt zur Kühlung der Atome folgt. Dabei wird das Quadrupolmagnetfeld abgeschaltet und die Laserfrequenz um ca. 90 MHz ins Rote verschoben. Hierbei funktioniert das Polarisationsgradientenkühlen [Dal89] besonders gut und die Atomwolke wird dadurch nochmals gekühlt. Für den MOT-Rückpumper-Strahl wird Licht benötigt, das ca. 12.5 MHz rotverschoben zu $F = 1 \rightarrow F' = 2$ ist und eine Leistung von wenigen mW hat. In der Praxis haben wir festgestellt, dass seine Aufgabe auch alleine vom Zeeman-Rückpumper-Strahl übernommen werden kann.

3.1.2 Polarizer

Die internen Zustände der in der MOT gefangenen Atome sind über alle Zeeman-Level verteilt und müssen deshalb, bevor weitere experimentelle Techniken angewandt werden können, spinpolarisiert werden. Wie bereits in der Motivation erwähnt kann das sehr ähnliche Verhältnis vom magnetischen Moment zur Masse von ^{87}Rb und ^{133}Cs in Zuständen $|1, \pm 1\rangle$ für ^{87}Rb und $|3, \pm 3\rangle$ für ^{133}Cs ausgenutzt werden um beide Elemente gleichzeitig in einer levitierten Dipolfalle zu fangen. Um dies zu realisieren müssen die ^{87}Rb -Atome in den $|1, \pm 1\rangle$ Zustand transferiert werden.

Folgendes Prinzip ermöglicht uns dies: Es werden zwei verschiedene Laserstrahlen benötigt, einer resonant zum Übergang von $F = 1$ nach $F' = 1$ mit σ^+ Polarisation, Polarizer 1 genannt, und einer mit $F = 2$ nach $F' = 2$, Polarizer 2 genannt (siehe Abb. 2.1.2). Polarizer 2 und eine gleichzeitig ganz schwach eingeschaltete MOT sind dafür verantwortlich, dass das $F = 2$ Niveau entleert wird. Da wir zu Beginn des Polarisationsschemas bereits möglichst viele Atome im $F = 1$ Zustand haben wollen, schalten wir den Rückpumper bereits vor dem Einschalten der Polarisationsstrahlen aus. Durch Einstrahlen des Polarizer 1 Laserstrahls werden dann die Atome ohne zusätzliche Heizprozesse nach $|F = 1, m_F = 1\rangle$ gepumpt wodurch die Atomwolke spinpolarisiert wird. Hierfür reichen Leistungen von je 1mW für Polarizer 1 und 2 aus.

3.1.3 Abbildung

Am Ende eines jeden Experimentzyklus erfolgt die Aufnahme eines Absorptionbildes, aus dem unsere Messdaten gewonnen werden. Dabei wird die Atomwolke mit einem resonanten Laserstrahl, dem so genannten Absorptionsstrahl, beleuchtet. Der Schatten, der dadurch entsteht, wird auf eine CCD Kamera abgebildet und das Bild am Computer analysiert. Aus einem solchen Bild kann dann die Dichteverteilung der Atomwolke bestimmt werden. Es wird hierfür Licht geringer Leistung verwendet. Unser Absorptionsstrahl ist resonant mit dem Übergang von $F = 2 \rightarrow F' = 3$.

3 Anforderungen an das Diodenlasersystem

Abschließend sollen alle Anforderungen an das ^{87}Rb -Diodenlasersystem noch einmal kurz zusammengefasst werden.

- Zeeman-Abbremsers-Strahl
 - ca. 50 MHz rotverschoben zu $F = 2 \rightarrow F' = 3$
 - am Computer optimierbare Verschiebung
 - Leistung: ca. 25 mW
- Zeeman-Rückpumper-Strahl
 - 12.5 MHz rotverschoben zu $F = 1 \rightarrow F' = 2$
 - am Computer optimierbare Verschiebung
 - Leistung: ca. 25 mW
- MOT-Strahl
 - ca. 10 MHz rotverschoben zu $F = 2 \rightarrow F' = 3$
 - am Computer dynamisch, während des Experimentzyklus, veränderbare Verschiebung von ca. -10 bis max ca. -100 MHz
 - Leistung: ca. 400 mW
- MOT Rückpumpestrahl
 - 12.5 MHz rotverschoben zu $F = 1 \rightarrow F' = 2$
 - Leistung: einige wenige mW
- Polarizer 1 Strahl
 - auf $F = 1 \rightarrow F' = 1$
 - Leistung: ca. 1 mW
- Polarizer 2 Strahl
 - auf $F = 2 \rightarrow F' = 2$
 - Leistung: ca. 1 mW
- Abbildungsstrahl
 - auf $F = 2 \rightarrow F' = 3$, bzw. mit am Computer einstellbarer Rotverschiebung
 - Leistung: ca. 1 mW

4 Realisierung der Diodenlaserquellen

Im Jahr 1960 wurde von Theodore Maiman der erste funktionstüchtige Laser - ein Rubinlaser - gebaut. In den darauf folgenden Jahrzehnten wurden viele verschiedene Lasertypen entwickelt, und deren Anwendungsspektrum wurde immer breiter. Heute ist der Laser auch aus unserem täglichen Leben kaum mehr wegzudenken. Er findet nicht mehr nur in der Wissenschaft [LH91], sondern auch in vielen anderen Bereichen wie zum Beispiel bei der Materialbearbeitung, in der Medizin, zur Datenspeicherung und in der Unterhaltungsindustrie bei CD/DVD-Playern Anwendung. Einer der wohl am weitesten verbreiteten Lasertypen stellt der Diodenlaser dar. Er zeichnet sich vor allem durch seinen einfachen und kompakten Aufbau, sowie durch die verhältnismäßig geringen Anschaffungs- und Betriebskosten aus.

Zum Laserkühlen ist diese Art von Laser besonders gut geeignet. Auch in unserem Fall war das Mittel der Wahl deshalb ein Diodenlasersystem. Im Folgenden möchte ich daher zuerst auf die Funktionsweise von Diodenlasern, sowie deren technischer Implementierung in unserem Experiment eingehen. Darauf folgend werden Methoden vorgestellt, die einen stabilen Einmodenbetrieb der Diodenlaser sowie Techniken zur Linienbreitenreduktion ermöglichen.

4.1 Diodenlaser

Bei einem Diodenlaser handelt es sich um einen Halbleiterlaser. Dessen Funktionsprinzip lässt sich wie folgt erklären:

Eine Laserdiode besteht im Wesentlichen aus einem n- und einem p-dotierten Halbleiter. Einen Halbleiter zeichnet aus, dass die Fermienergie in der Bandlücke zwischen Leitungs- und Valenzband liegt und er somit erst bei hohen Temperaturen leitend wird. Um die Leitfähigkeit zu erhöhen, dotiert man den Halbleiter gezielt mit Fremdatomen. Einem n-dotierten Halbleiter werden Atome (Donatoren) aus der nächst höheren Hauptgruppe (ein Außenelektron mehr), einem p-dotierten Halbleiter Atome (Akzeptoren) aus der vorangehenden Hauptgruppe (ein Außenelektron weniger) beigefügt.

Während in einem undotierten Halbleiter Elektronen und Löcher immer in Paaren auftreten, erreicht man durch die Dotierung einen Überschuss an Elektronen (n-Dotierung) bzw. Löchern (p-Dotierung). Als Loch bezeichnet man dabei einen unbesetzten Zustand im Valenzband, als Elektron einen besetzten Zustand im Leitungs-

4 Realisierung der Diodenlaserquellen

band. Bringt man einen n-dotierten und einen p-dotierten Halbleiter nahe zusammen, so diffundieren die jeweiligen Majoritätsladungsträger (Löcher bzw. Elektronen) in das gegenüberliegende Gebiet und rekombinieren an der Nahtstelle. Durch eine zusätzlich angelegte Spannung und den daraus resultierenden Stromfluss kann dieser Prozess kontinuierlich ablaufen. Bei der Rekombination werden Photonen emittiert, deren Frequenz von der Energiedifferenz zwischen Leitungs- und Valenzband abhängt. Durch geschickte Wahl des Halbleitermaterials und durch Mischung verschiedener Halbleitermaterialien können Wellenlängen im Bereich von ca. 0.4 - 40 μm realisiert werden. Die Ladungsträger rekombinieren nicht nur exakt von der Leitungsbandunter- zur Valenzbandoberkante sondern auch zwischen nicht direkt an den Bandkanten liegenden Energieniveaus. Das Emissionsspektrum ist also durch die Besetzungsdichte der Bandzustände gegeben. Der Rekombinationsvorgang dauert allerdings nur so lange an, bis das elektrische Feld, das durch die zurückbleibenden Atomrümpfe (Raumladungszone) entsteht, jeden weiteren Ladungsträgerstrom unterbindet. Um die Aussendung von Licht aufrecht zu erhalten, wird daher an die Diode in Durchlassrichtung eine Spannung angelegt, die fortlaufende Rekombinationen ermöglicht. An den Endflächen des Halbleiterkristalls wird diese Strahlung wegen des Brechungsindexunterschiedes (Halbleiter-Luft) teilweise zurückreflektiert und bei genügend hoher Ladungsträgerdichte effektiv verstärkt.

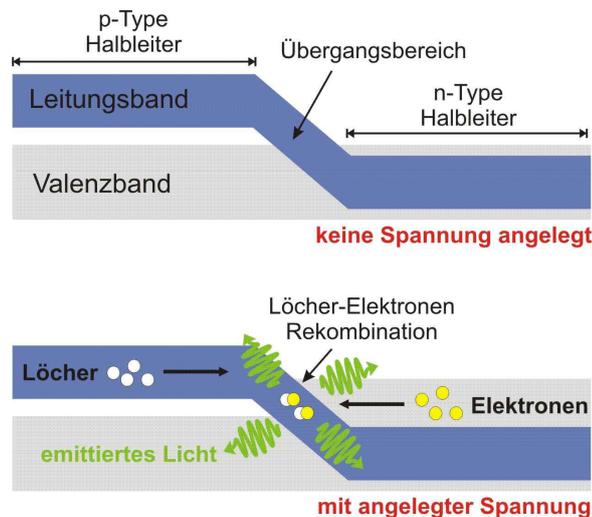


Abb. 4.1: Illustration der Bandstruktur am p-n-Übergang einer Laserdiode.

Die sog. Laserbedingung ist dann erfüllt, wenn die Verluste durch Transmission, Absorption und Streuung durch die Verstärkung gerade kompensiert werden. Dies tritt bei dem so genannten Schwellenstrom auf. Durch den nun beginnenden Laserbetrieb und die daraus resultierende höhere emittierte Leistung der Diode entsteht bei diesem Strom ein Knick in der Strom-Leistungs-Kennlinie 4.2 der Laserdiode. Dort nimmt die induzierte Emission im Vergleich zur spontanen überhand und die

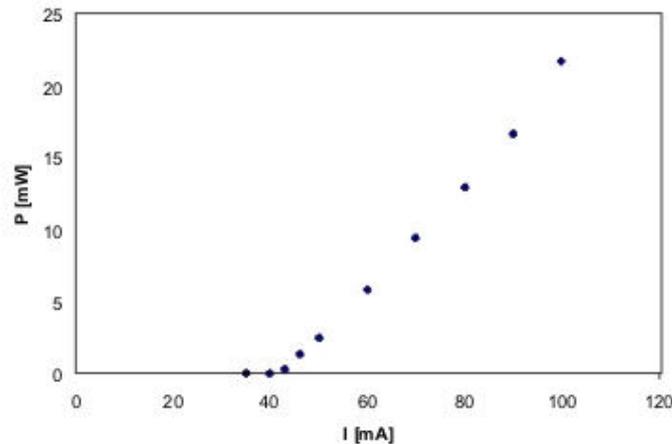


Abb. 4.2: Strom-Leistungs-Kennlinie der Laserdiode eines Master-Lasers.

für den Laserbetrieb benötigte Besetzungsinversion bleibt bestehen. Allerdings können nicht alle im Verstärkungsprofil vertretenen Frequenzen dauerhaft in der als optischen Resonator wirkenden Raumladungszone existieren, vielmehr muss die Resonanzbedingung

$$\lambda_n = 2 \cdot L \cdot n \quad \text{mit } n \in \mathbb{N}, L \dots \text{ Grenzflächen}$$

erfüllt sein. Folglich treten nur diejenigen diskreten Laser-Frequenzen (Moden) auf, die innerhalb des Verstärkungsprofils liegen und zudem die oben erwähnte Bedingung erfüllen. Auf Grund der Modenkonkurrenz [Sie86] wird nur diejenige Mode, welche die maximale Verstärkung besitzt, zur Lichtemission angeregt.

Frequenzverschiebungen des Verstärkungsprofils und der Moden selbst können deshalb zu Modensprüngen führen. Diese bewirken eine Frequenzänderung in der Größenordnung des freien Spektralbereichs (einige wenige Zehntel Nanometer) der Laserdiode. Dies kann durch Veränderung der Temperatur der Diode bzw. des Stroms durch die Diode verursacht werden. Temperaturänderungen haben zur Folge, dass sich aufgrund der thermischen Ausdehnung die Resonatorlänge erhöht, und dies zu einem Absinken der Frequenz des emittierten Lichtes führt. Ein größerer Strom verändert sowohl durch die Ladungsträgerkonzentrationsänderung als auch durch thermische Effekte die Lage der Moden und die Position des Verstärkungsmaximums.

4.2 Frequenzstabilisierung

Für die von uns durchgeführten Experimente ist es von größter Wichtigkeit, dass das durch unsere Diodenlaser erzeugte Laserlicht eine genau bestimmte Frequenz besitzt, von großer spektraler Reinheit ist und möglichst geringe Schwankungen in der emittierten Frequenz aufweist. Quantitativ bedeutet das eine Frequenzgenauigkeit,

4 Realisierung der Diodenlaserquellen

besser als die natürliche Linienbreite, im Bereich von ca. 100kHz. Wie im vorigen Abschnitt bereits kurz erwähnt wurde, ist es deswegen notwendig, sowohl den Strom durch die Laserdiode als auch die Temperatur und somit die Ausdehnung des Kristalls möglichst konstant zu halten. Zusätzlich kann durch Gitterrückkopplung des durch den Laser emittierten Lichts eine Linienbreitenreduktion erreicht werden oder durch gezielte Injektion von Licht eines anderen Lasers dessen spektralen Eigenschaften übernommen werden. Die von uns angewendeten Methoden zur Realisierung dessen sollen nun erläutert werden.

4.2.1 Temperaturstabilisierung

Eine Veränderung der Temperatur der Laserdiode führt zu einer Änderung der Ausdehnung des durch die Kristallenden gebildeten Laserresonators, was zu Modensprüngen führen kann. Um Temperaturschwankungen entgegenzuwirken, wird die Temperatur durch zwei Temperaturmessensoren (NTC 1+2) gemessen und über ein Peltierelement und einen Heizwiderstand, die ihr Regelsignal von je einem PID-Regler erhalten, stabilisiert. In Abb. 4.3 ist der Aufbau dargestellt. Es werden also zwei Regelkreise mit je einem Temperatursensor verwendet, einer, um großen Schwankungen entgegen zu wirken, und ein zweiter, um schnell kleinere Schwankungen auszugleichen.

4.2.2 Linienbreitenreduktion

Eine Linienbreitenreduktion kann durch eine gezielte Rückkopplung von Licht aus einem externen Resonator mit genau abgestimmter Phase und Amplitude erreicht werden. Dadurch wird der Laserresonator, der durch die Kristallenden erzeugt wird, künstlich verlängert. Dadurch verringert man den Modenabstand des so entstehenden Resonators. Da das Verstärkungsprofil des Diodenlasers breiter als der Modenabstand ist, werden mehrere Moden gleichzeitig angeregt und emittiert. Koppelt man nun mit einem Beugungsgitter frequenzselektiv zurück, so kann man beeinflussen, welche Moden im Verstärkungsprofil dominant sind, und erreichen, dass möglichst nur eine Mode, nämlich die der rückgekoppelten Frequenz, verstärkt wird. Die Verlängerung des Resonators durch das Gitter führt also zusammen mit der gleichzeitigen Rückkopplung der 1. Beugungsordnung zu einer Linienbreitenreduktion und zu einer vom Winkel des Beugungsgitters abhängigen emittierten Frequenz der Laserdiode. In Abb. 4.4 ist dieser so genannte Littrow-Aufbau schematisch dargestellt. Durch die Gitterrückkopplung kann man die natürliche Linienbreite einer Laserdiode um einen Faktor von mehr als 1000 reduzieren und Linienbreiten von unter 100kHz erreichen [Agr84]. Zwei Nachteile hat diese Anordnung allerdings: Durch Verstellen des Gitterwinkels wird leider auch die Richtung der 0. Beugungsordnung verändert, was dazu führt, dass sich der weitere Strahlengang des Lasers verändert und bei bereits bestehendem Aufbau nachjustiert werden muss. Der zweite Nachteil ist, dass sich durch Drehen

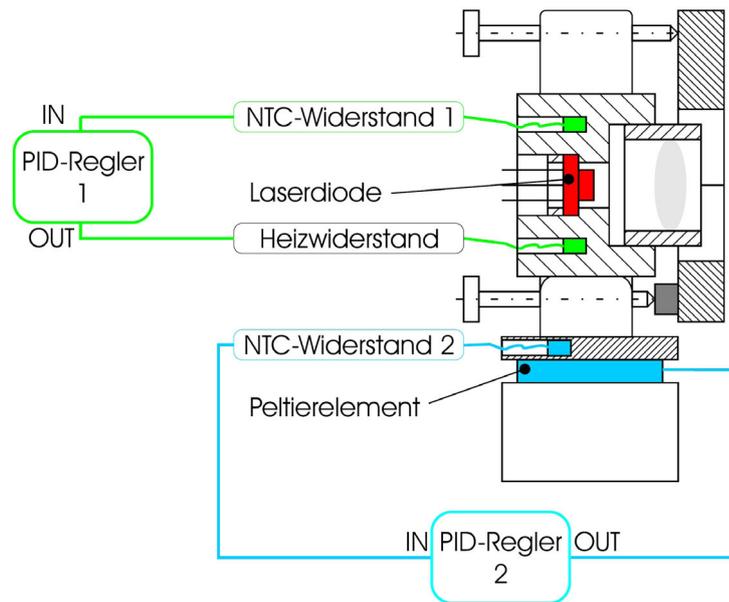


Abb. 4.3: Temperaturstabilisierung der Laserdiode. Die temperaturabhängigen Widerstände von NTC-Widerstand 1 und 2 werden in das Fehlersignal umgewandelt. Diese Signale werden anschließend von je einem PID-Regler in die Stellgröße umgesetzt. Über den Heizwiderstand (Regelkreis 1) und parallel über das Peltier-Element (Regelkreis 2) wird so die Temperatur der Diode geregelt. Abb. entnommen aus [Unt05].

des Gitters auch die Resonatorlänge ein klein wenig verändert und dies zu einem nichtlinearen Zusammenhang zwischen Gitterwinkel und emittierter Frequenz führt.

4.2.3 Injektions-Lock

Eine weitere Möglichkeit, das Emissionsspektrum eines Lasers zu beeinflussen, ist die Injektion von Licht eines bereits stabilisierten Lasers [Lan84, Ger82]. In unserem Fall bezeichnen wir die bereits stabilisierten Laser als Masterlaser und die Laser, in die deren Licht injiziert wird, als Slavelaser. Die Masterlaser sind sowohl gitterrückgekoppelt und temperaturstabilisiert, als auch durch weitere Maßnahmen, wie z.B. Modulationstransferspektroskopie auf einen bestimmten Übergang gelockt. Mehr über die Kopplung der Diodenlaserfrequenz an eine atomare Referenz kann in den Abschnitten 5.2.1 und 5.2.2 nachgelesen werden.

Der Slavelaser übernimmt dabei die spektralen Eigenschaften des Masterlasers. Der physikalische Mechanismus ist im wesentlichen derselbe, wie zum Beispiel bei den sogenannten Huygens'schen Pendeluhrn, die sich mit der Zeit synchronisieren. Ein frei schwingender Oszillator synchronisiert sich dabei von selber durch nichtlineare Effekte auf einen externen Oszillator. Dieses Prinzip wird von uns zur Stabilisierung

4 Realisierung der Diodenlaserquellen

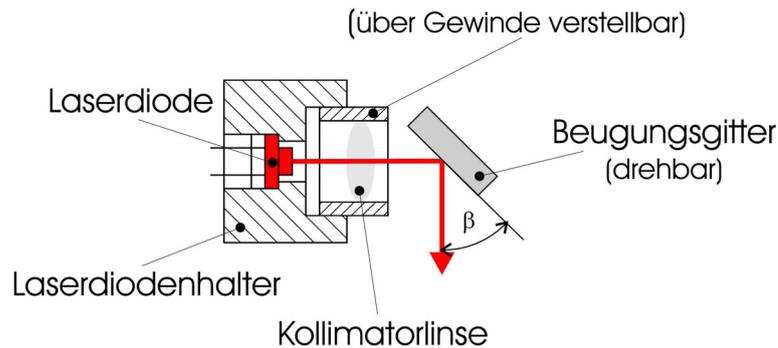


Abb. 4.4: Linienbreitenreduktion mittels Gitterrückkopplung in Littrow-Konfiguration. Der von der Laserdiode emittierte Strahl wird kollimiert und trifft dann auf das Beugungsgitter. Die 1. Ordnung wird wieder zurück in die Diode reflektiert. Abb. entnommen aus [Unt05].

der Laser ausgenutzt. Der große Vorteil dieser Technik ist, dass man für das Injizieren Leistungen von lediglich einem Milliwatt benötigt. Hat man nun also einen gut stabilisierten Masterlaser, so kann man mit seinem Licht viele Slavelaser injizieren und so recht einfach Licht mit viel höherer Leistung, aber gleichen spektralen Eigenschaften erzeugen. Das Licht eines Masterlasers wird hierfür zur Entkopplung der beiden Aufbauten in eine Glasfaser eingekoppelt und gelangt dann über eine optische Diode in den Slavelaser. Über den genauen optischen Aufbau und die hierbei zu bewältigenden Herausforderungen ist in Abschnitt 5.3.1 mehr zu lesen.

4.3 Masterlaser

Als Masterlaser verwenden wir gitterstabilisierte Diodenlaser, bestückt mit AlGaAs Laserdioden des Typs RLD-78PZW2. Diese emittieren im dem für Rb benötigten Wellenlängenbereich von 780nm. Sie liefern freilaufend ca. 110 mW und können bei Strömen bis zu max. 150mA betrieben werden. In Abbildung 4.5 ist der mechanische Aufbau eines Masterlasers ersichtlich. Das für die Gitterrückkopplung benötigte Beugungsgitter ist auf ein Podest geklebt, das an einem, einseitig durch einen Piezokristall horizontal schwenkbaren, Spiegelhalter befestigt ist. Dadurch kann man die Position des Beugungsgitters in Bezug auf die Laserdiode einstellen und somit sowohl die Rückkopplung der 1. Beugungsordnung optimieren, als auch die Frequenz der von der Diode emittierten Laserstrahlung in einem gewissen Bereich verstellen. Da der Piezokristall nur einen kleinen Hub erzeugen kann, wird er nur zur Feineinstellung verwendet. Eine genauere Anleitung zum korrekten Einbau und zur Optimierung des Beugungsgitters findet man in [Unt05].

Die Laserdiode selbst ist in einem Aluminiumzylinder festgeklemmt, in dessen vorde-

ren Teil die Kollimatorlinse eingeschraubt wird. Optimiert man deren Position relativ zur Laserdiode, so kann ein gut kollimierter Laserstrahl erreicht werden. Der Aluminiumzylinder mit der Laserdiode wird wiederum auf einem Aluminiumblock gehalten. Das durch die Laserdiode emittierte Licht, welches ein stark elliptisches Strahlprofil aufweist, wird durch Drehen des Zylinders in seiner Halterung so eingestellt, dass es die größtmögliche Anzahl an Gitterlinien ausleuchtet. Das bedeutet bei einer vertikalen Anordnung der Gitterlinien, dass die große Halbachse des elliptischen Strahlprofils horizontal dazu und in unserem Fall auch parallel zum optischen Tisch verläuft. Zur Einstellung der genauen Frequenz wird der Diodenstrom verändert während die Temperatur der Laserdiode und der Gitterwinkel konstant gehalten werden. In Abb. 4.5 ist der schematische Aufbau dargestellt.

4.4 Slavelaser

Der mechanische Aufbau unserer Slavelaser unterscheidet sich vom Masterlaseraufbau durch das fehlende Rückkoppelgitter sowie durch die andere Halterung des, die Laserdiode und die Kollimatorlinse beinhaltenden, Aluminiumzylinders 4.6. Dieser befindet sich wiederum in einem Aluminiumblock. Wie bei den Master-Lasern werden auch hier AlGaAs Laserdioden des Typs RLD-78PZW2 verwendet. Die bereits in Abschnitt 4.2.3 erläuterte Technik des Injection-Locks wird angewendet, um die Linienbreite des frei laufenden Lasers zu reduzieren und um das emittierte Licht auf eine bestimmte Frequenz zu stabilisieren.

4 Realisierung der Diodenlaserquellen

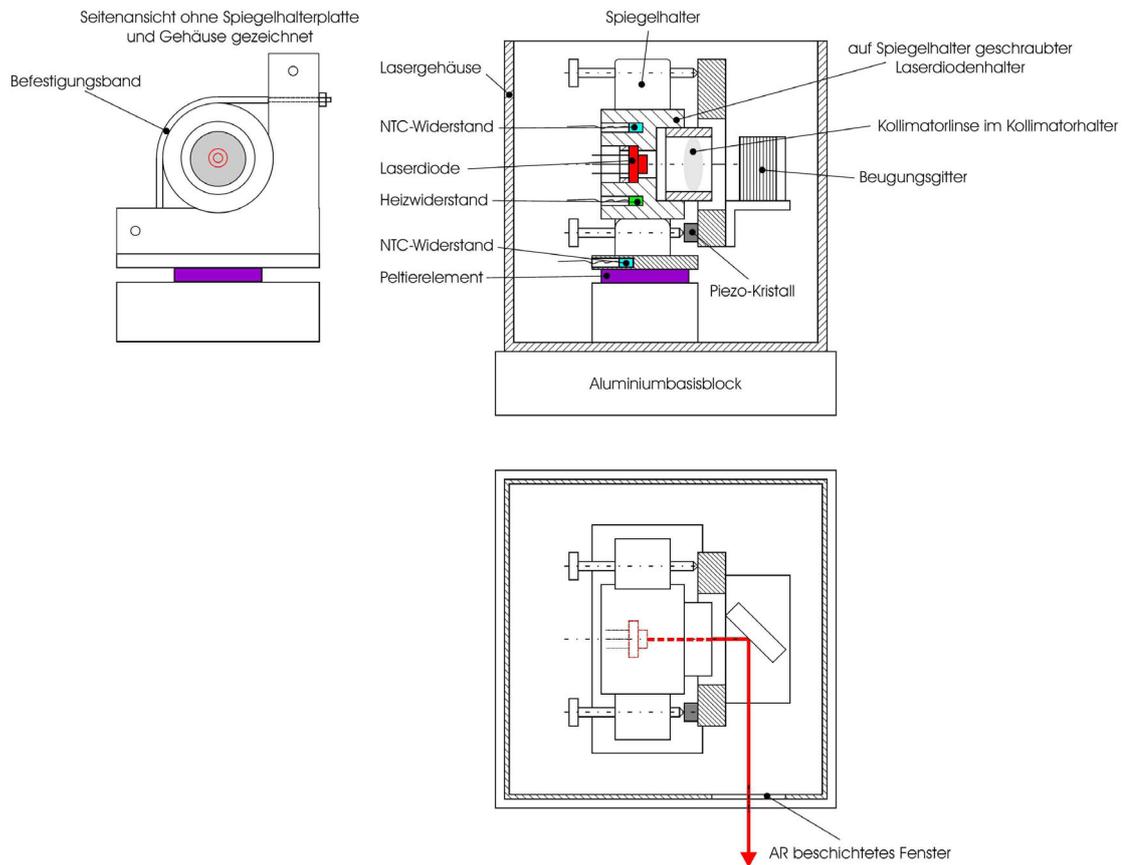


Abb. 4.5: Technischer Aufbau eines Master-Lasers. Zur besseren Justage ist das Beugungsgitter auf auf einem Spiegelhalter montiert, der wiederum als Halterung für den Aluminiumzylinder, in dem sich die Laserdiode befindet, dient. Dadurch und durch den zusätzlichen Hub des Piezokristalls kann der Gitterwinkel und somit die emittierte Frequenz genau eingestellt werden. Alles zusammen befindet sich in einem Aluminiumgehäuse, das eine thermische Isolierung von der Umwelt gewährleistet. Abb. entnommen aus [Unt05]

4.4 Slavelaser

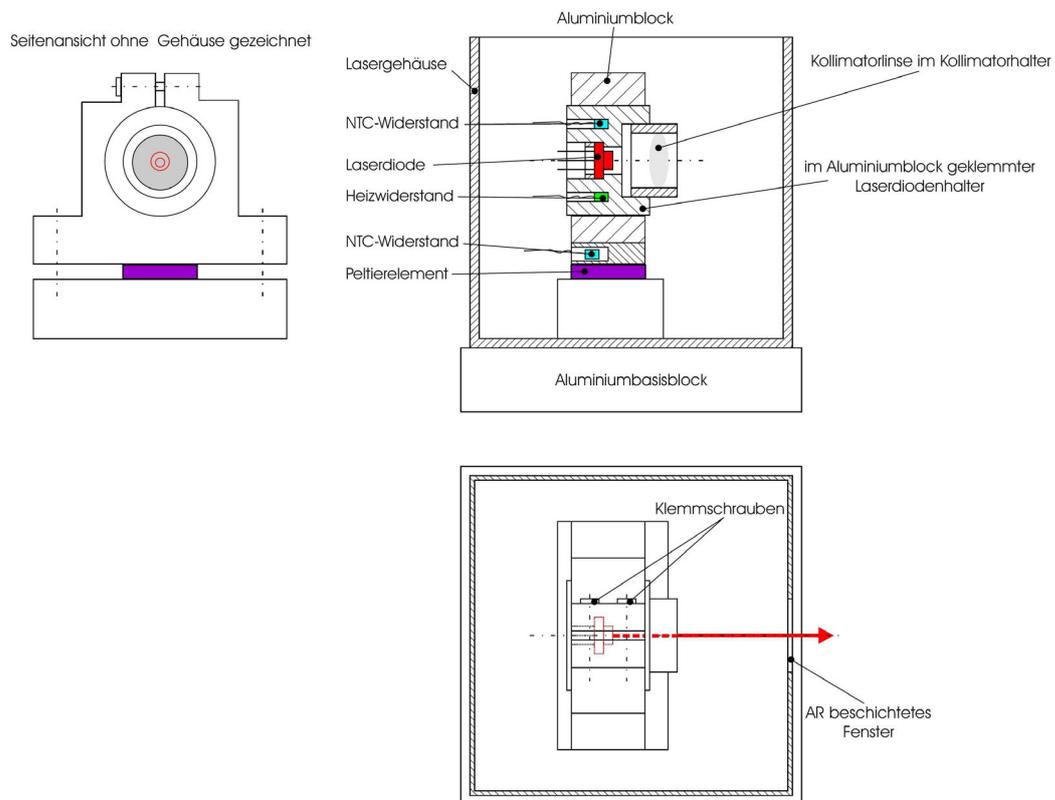


Abb. 4.6: Technischer Aufbau eines Slave-Lasers. Abb. entnommen aus [Unt05]

5 Aufbau des Lasersystems

Dieses Kapitel soll nun detailliert den optischen Aufbau des Lasersystems beschreiben und Einblick in die von uns angewandten experimentellen Methoden geben. Der erste Abschnitt (5.1) soll zur Veranschaulichung der von zum Fangen, Kühlen und Abbilden der ^{87}Rb -Atome verwendeten Frequenzen dienen. Im Anschluss soll dann auf die einzelnen Aufbauten getrennt eingegangen werden. In Abschnitt 5.2 wird der Strahlverlauf der MOT-Strahlen diskutiert. Das Prinzip der Modulationstransfer-Spektroskopie [LM93] und des Beat-Locks soll im Abschnitt 5.2.1 und 5.2.1 erläutert werden. Auf den genauen Strahlverlauf des Lichts für den Zeeman-Abbremsers sowie des Abbildungsstrahls wird in den Abschnitten 5.3 und 5.5 dargestellt.

5.1 Übersicht über die Frequenzen

Die Abbildung 5.1 soll der Veranschaulichung der einzelnen Frequenzen der Laserstrahlen dienen. Dargestellt sind die durch AOMs (Akustoptische-Modulatoren) verursachten Frequenzverschiebungen der einzelnen Strahlen und die daraus resultierenden Verstimmungen relativ zu den jeweiligen Master-Lasern und Übergängen. AOMs bestehen aus einem Kristall in dem durch einen Piezokristall eine Schallwelle (Ultraschall) angeregt wird. Diese führt zu einer periodischen Brechzahlmodulation im Kristall. Passiert das Licht diesen senkrecht zur Ausbreitungsrichtung der Welle, so wird es nach der Bragg-Bedingung gebeugt und je nach Beugungsordnung in der Frequenz verschoben.

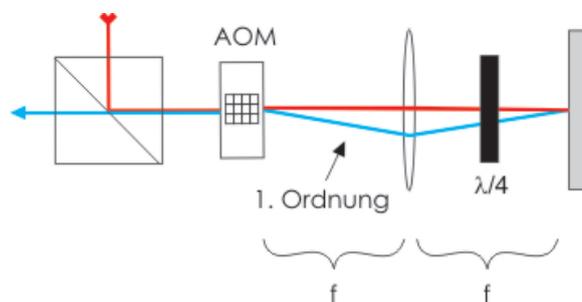
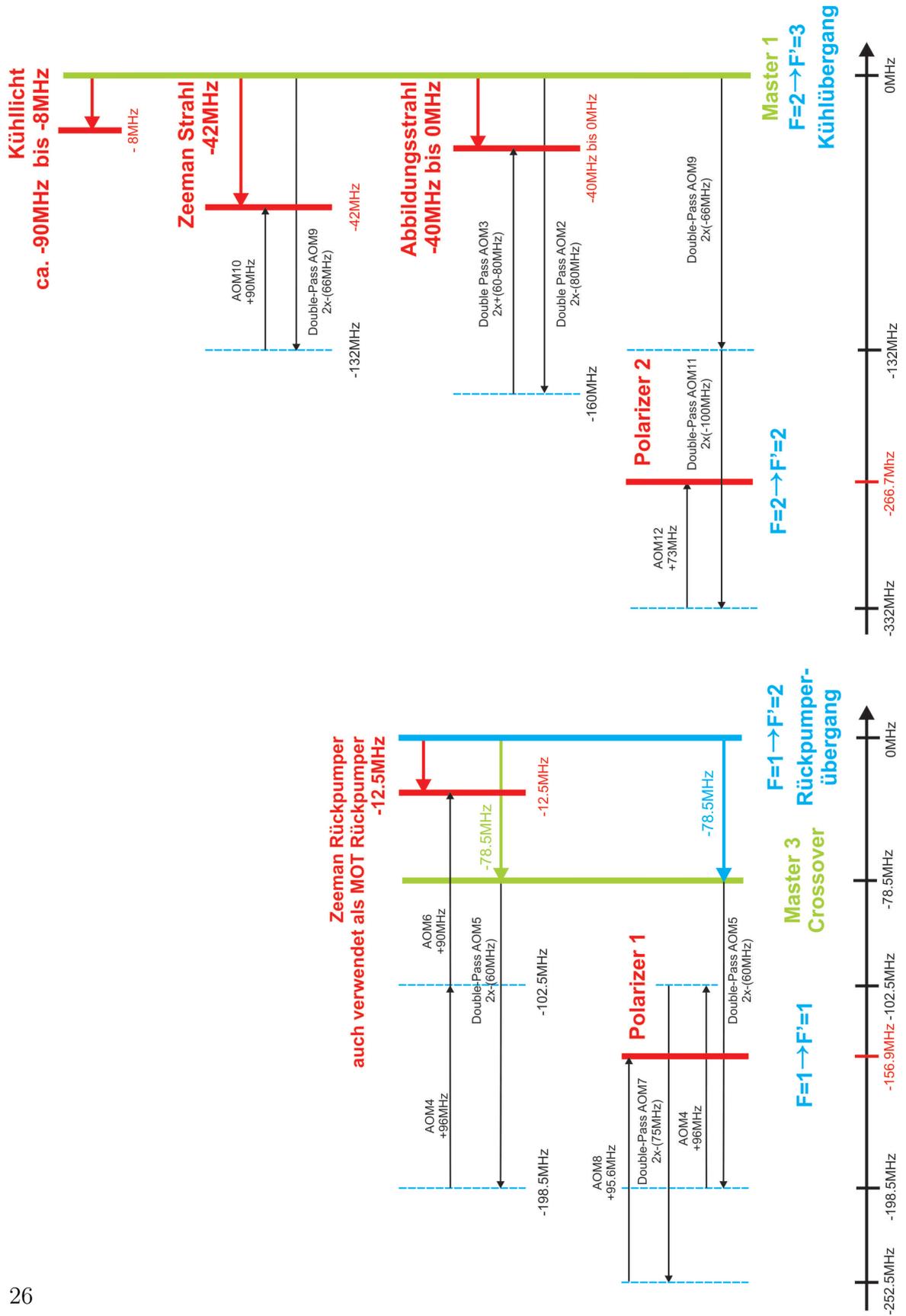


Abb. 5.1: Double-Pass-AOM Konfiguration

5 Aufbau des Lasersystems



Der Austrittswinkel der ersten Beugungsordnung ist abhängig von der Frequenz der Schallwelle. Durch die Verwendung der so genannte Double-Pass-Konfiguration ist es uns möglich die Frequenz des Strahls nachträglich über einige 10MHz verstellbar zu halten ohne den Strahlverlauf nachjustieren zu müssen. Bei dieser Anordnung wird die erste Beugungsordnung durch einen Spiegel wieder genau in den AOM zurück reflektiert (siehe Abbildung 5.1. Dadurch spielt der Austrittswinkel keine Rolle mehr und die gewünschte Frequenzverschiebung kann nachträglich noch verstellt werden.

5.2 Laserlicht für die MOT

Wie bereits in Abschnitt 3.1.1 motiviert, wird zur Realisierung einer MOT Licht benötigt das sowohl mit dem Kühlübergang als auch mit dem Rückpumperübergang resonant ist. Dabei handelt es sich um die Übergänge von $F = 2$ nach $F' = 3$ und von $F = 1$ nach $F' = 2$ für ^{87}Rb . Der Aufbau besteht wegen der unterschiedlichen Frequenzen dieser beiden Übergänge aus zwei voneinander unabhängigen Teilen: Einen Aufbau zur Erzeugung des mit dem Kühlübergang resonanten Lichts und einem zweiten für das Rückpumperlicht. Beide Strahlen werden dann überlagert und gemeinsam in einem Tapered Amplifier (Toptica TA-0780-1000-4) verstärkt. Dabei handelt es sich um einen optischen Halbleiterverstärker, der ca. 150mW Eingangsleistung auf mehr als 1W verstärken kann. Diese Technik wird der Master-Slave-Anordnung mit Injection-Lock vorgezogen, da so relativ einfach und schnell MOT-Licht mit hoher Leistung erzeugt werden kann. Statt dem Rückpumperlicht wird momentan das Zeeman-Rückpumperlicht zum Rückpumpen der MOT verwendet. Nach dem Tapered Amplifier hat das Kühllicht dann eine Leistung von ca. 1W.

5.2.1 Licht für den Kühlübergang

Wie bereits erwähnt, benötigen wir hierfür mit dem Übergang von $F = 2$ nach $F' = 3$ resonantes Licht. Um Licht dieser Frequenz und ausreichender Leistung zu erzeugen, verwenden wir eine Anordnung von zwei Masterlasern. In Abbildung 5.2 ist schematisch der Strahlverlauf dargestellt. Im folgenden möchte ich nun den Aufbau genauer beschreiben und nachvollziehbar machen.

Optischer Aufbau

Die Frequenz des ersten gitterstabilisierten Diodenlasers, im folgenden auch Master Laser 1 (ML1) genannt, ist durch Regelung über Modulationstransfer-Spektroskopie auf die des Kühlübergangs fixiert. Durch die so genannte Beat-Lock-Technik wird die Frequenz des zweiten Diodenlasers, Master Laser 2 (ML2) genannt, auf die des

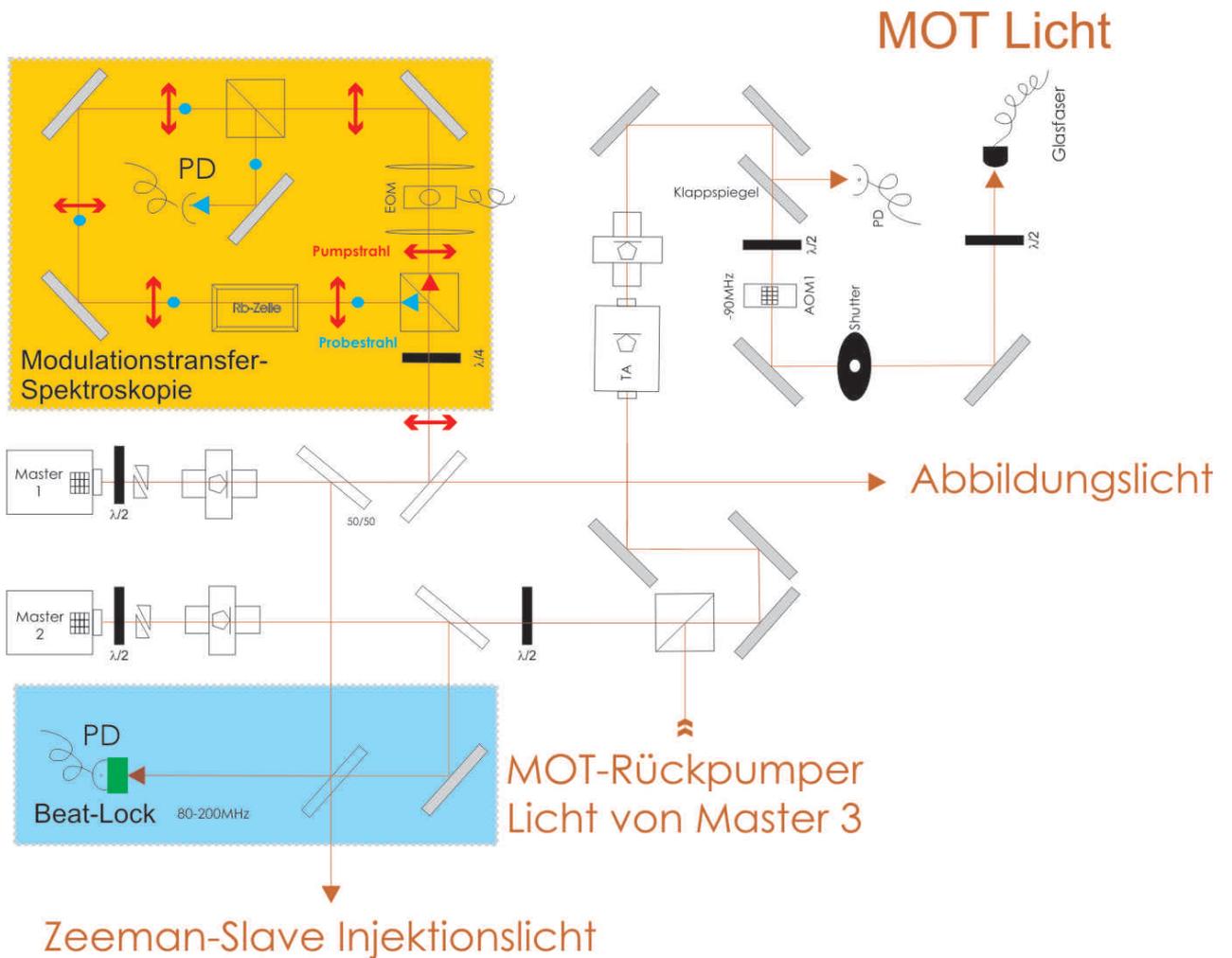


Abb. 5.2: Schematische Darstellung des MOT-Lasersystems.

Master Lasers 1 gelockt und um +82MHz verschoben. Durch den als Shutter verwendeten AOM 1 wird diese Frequenz dann noch einmal um -90 MHz verschoben, was eine Rotverstimmung von -8MHz zu $F' = 2$ nach $F' = 3$ ergibt. Durch den verstellbaren Frequenzoffset des Beat-Locks wurde diese Rotverstimmung als die optimale Verstimmung für das Laden unsere MOT identifiziert. Das Licht des Master 1 Lasers, welches ein elliptisches Strahlprofil aufweist, durchläuft ein anamorphes Prismenpaar. Diese Prismen sorgen dafür, dass das Strahlprofil rund wird. Dies verkleinert Verluste beim Durchlaufen später folgender optischer Komponenten und passt den Strahl dem Modenprofil des Tapered Amplifiers an.

Der Laserstrahl läuft dann durch eine optische Diode, die verhindert, dass Reflexe in die Laserdiode zurück gelangen und das Modenprofil beeinflussen. Die Diode lässt Licht in eine Richtung möglichst ohne Verluste passieren und isoliert in der anderen

Richtung.

Der weitere Verlauf ist wie folgt: Der Laserstrahl wird in vier Teile aufgeteilt. Ein Teil wird zusammen mit einem Teil des Lichts des ML2 verwendet um den Beat für das Locking-Schema des ML2 zu gewinnen und seine Frequenz an die des ML1 zu koppeln. Der zweite Teil wird für die Modulationstransfer-Spektroskopie, also zur Fixierung der Frequenz des ML1 selbst verwendet. Der Rest wird zum einen zur Injektion des Zeeman-Slave Lasers, also indirekt zur Erzeugung des Zeeman-Abbremserslichts, und zum anderen als Abbildungslicht verwendet. Das Licht des ML2 wird mit dem ML3-Licht überlagert. Anschließend wird es im Tapered Amplifier verstärkt und bevor es in eine Glasfaser eingekoppelt wird, durch den als Shutter verwendeten AOM 1 in seiner Frequenz um +90MHz verschoben. Ein $\lambda/2$ -Plättchen befindet sich bei unserem Aufbau vor jeder der polarisationserhaltenden Glasfasern. Dadurch kann die Polarisation des Lichts an einer der Hauptachsen der Faser angepasst werden was die Intensitätsschwankungen des Lichts nach der Glasfaser minimiert.

Modulationstransfer-Spektroskopie

Um Licht, das auf die natürliche Linienbreite genau auf die atomaren Übergänge abgestimmt ist, erzielen zu können, muss die Frequenz des Laserlichts geregelt werden. Dafür benötigt man ein geeignetes Fehlersignal. Um ein dopplerfreies Signal zu erhalten reicht ein Sättigungsspektroskopie-Signal alleine nicht aus. Zwei von uns häufig angewendete Techniken sind zum einen die Modulationstransfer-Spektroskopie und zum anderen die Frequenzmodulations-Spektroskopie, auf welche in einem späteren Abschnitt genauer eingegangen wird. Die durch die Modulationstransfer-Spektroskopie erzeugten Fehlersignale erweisen sich als besonders günstig bei geschlossenen Übergängen, wie hier für den Fall des Kühlübergangs. Wie in Abb. 5.4 ersichtlich, ist das so erzeugte Fehlersignal im Gegensatz zur Frequenzmodulations-Spektroskopie außerdem komplett frei von einem zusätzlichen Untergrund und Offset. Die Funktionsweise der Modulationstransfer-Spektroskopie ist wie folgt.

Ein Teil des Lichts des Masterlasers trifft auf einen Polarisationsstrahlteiler, welcher den horizontal polarisierten Anteil des Lichts transmittiert. Dieser Anteil wird auch Pumpstrahl genannt. Der senkrecht dazu stehenden, Probestrahl genannt, wird reflektiert. Dadurch, dass die Polarisierungen von Pump- und Probestrahl um 90° zueinander gedreht sind, ist es möglich den Probestrahl nach erfolgtem Modulationstransfer durch einen Polarisationsstrahlteiler wieder auszukoppeln, auf eine Fotodiode mit hoher Bandbreite zu schicken und daraus das Fehlersignal zu gewinnen. Ein elektrooptischer Modulator (EOM) prägt dem Pumpstrahl eine Phasenmodulation mit einer Modulationsfrequenz von einigen MHz auf. Diese liegt idealerweise in der Größenordnung des atomaren Übergangs - in unserem Fall ca 6MHz. Die beiden Strahlen durchlaufen dann gegenläufig eine Rb-Dampfzelle wo durch nichtlineare Effekte (4-Wellen-Mischung) die Modulation des Pumpstrahls auf den Probestrahl

5 Aufbau des Lasersystems

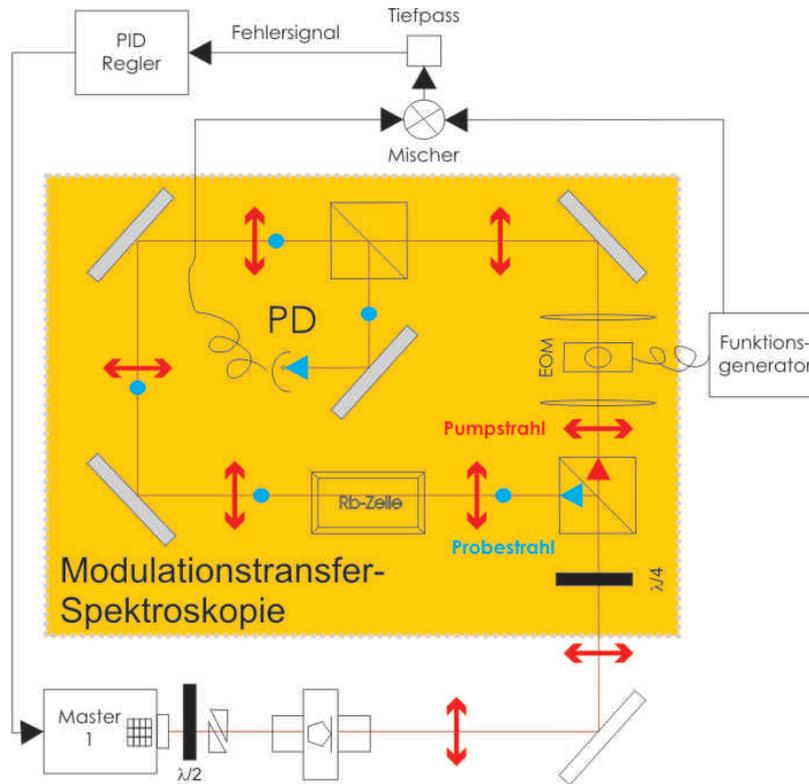


Abb. 5.3: Schematischer Überblick über den die Funktionsweise der Modulationstransfer-Spektroskopie.

übertragen wird. Dadurch weist nun der Probestrahl auch eine Amplitudenmodulation auf. Diese wird phasenselektiv durch Multiplikation des Photodiodensignals mit dem Modulationssignal in einem Mischer detektiert. Das so erhaltene Fehlersignal, das Nulldurchgänge mit einer großen Steigung aufweist, regelt ein entsprechend angepasster PID-Regler die Laserfrequenz.

In Abbildung 5.4 ist das durch Modulationstransfer-Spektroskopie gewonnene Fehlersignal samt Sättigungs-Spektroskopie des ML1 zu sehen. Dadurch kann nun erreicht werden, dass die Frequenz des ML1 auf den atomaren Übergang von $F = 2$ nach $F' = 3$ fixiert wird. Da während eines Experimentzyklus die Frequenz dieses Lichts um bis zu 90MHz ins Rote verschoben werden muss, kommt ein zweiter Masterlaser, ML2 genannt, zum Einsatz. Dieser wird nun mittels Beat-Lock-Technik an die Frequenz des ML1 gebunden. Das ermöglicht es uns, die Frequenz des ML2 zu fixieren und computergesteuert während des Experimentzyklus zu verstimmen. Die Funktionsweise dieser Beat-Lock-Technik [Sch99] soll im Folgenden kurz erklärt werden.

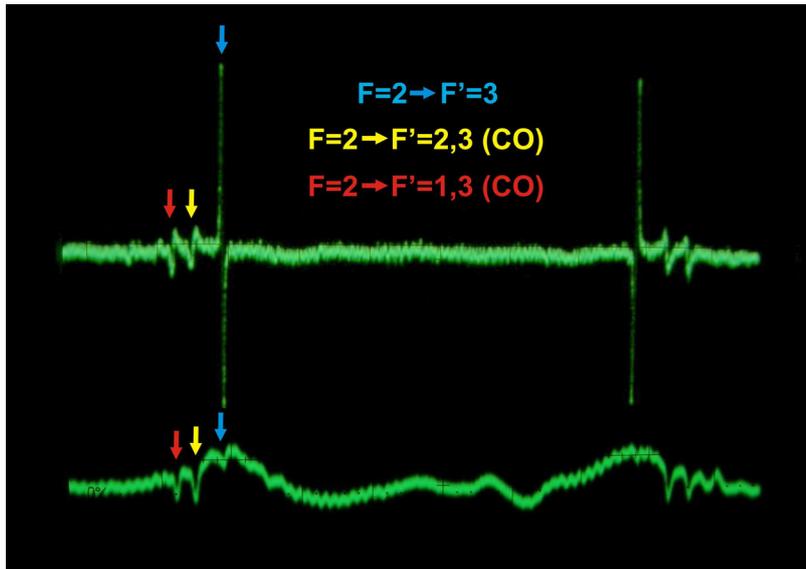


Abb. 5.4: Am Oszilloskop aufgenommenes Bild des Fehlersignals der Modulationstransfer-Spektroskopie (oben) samt Signal der zusätzlich zur Überwachung des Signals aufgebauten Sättigungs-Spektroskopie des ML1 (unten). Der ML1 wird auf den, im Bild mit dem blauen Pfeil markierten, Kühlübergang von $F = 2$ nach $F' = 3$ stabilisiert.

Beat-Lock

Die Frequenz des ML1 ist durch Modulationstransfer-Spektroskopie an einen atomaren Übergang gekoppelt und somit fixiert. Das Ziel ist nun einen zweiten Masterlaser ebenfalls auf diesen Übergang zu stabilisieren und zusätzlich noch eine am Steuerrechner einstellbare Frequenzverschiebung addieren zu können. Dies kann verwirklicht werden, indem man Licht beider Laser überlagert und somit eine Schwebung erzeugt, die auf einer schnellen Fotodiode detektiert wird. Das Schwebungssignal wird dann mit einer einstellbaren RF-Referenzfrequenz gemischt. Anschließend filtert man den Differenzanteil der Frequenzen, Zwischenfrequenz genannt, mittels Tiefpass heraus. In folgender Weise dient die so isolierte Frequenz nun der Erzeugung eines Fehlersignals: Das Zwischenfrequenzsignal durchläuft im Anschluss eine Verzögerungsstrecke mit genau auf eine bestimmte Zwischenfrequenz abgestimmter Länge.

Durch die frequenzabhängige Phasenverschiebung, die durch die Verzögerungsleitung entsteht, wird abhängig von der Zwischenfrequenz ein Cosinus-förmiges Fehlersignal generiert. Die darauf folgende Regelung sorgt nun dafür, dass die Zwischenfrequenz konstant gehalten wird. Den Laser kann man nun entweder durch eine Hinzuaddierung einer Offsetspannung zum Fehlersignal bzw. durch eine Änderung der Mischfrequenz zusätzlich in der Frequenz verschieben. Siehe auch [US98].

Bei Verwendung der optischen Melasse-Technik ist es essentiell, dass u.a. auch die

5 Aufbau des Lasersystems

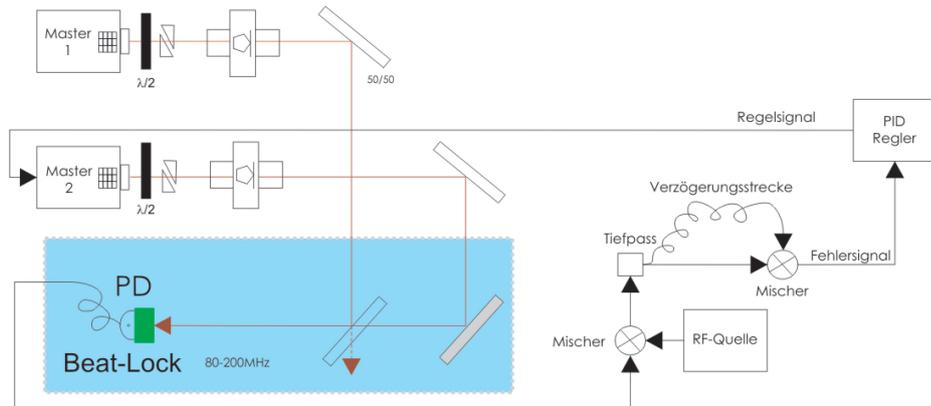


Abb. 5.5: Schematische Darstellung der Erzeugung des Beat-Signals und der dadurch erfolgenden Regelung des ML2.

Frequenz des MOT-Lichts weit ins Rote verschoben wird. Das bedeutet, dass wir die Frequenz der MOT-Strahlen von ca. -8MHz auf ca. -95MHz verändern und anschließend nach vollzogener Melassephase (nach ca. 15ms) wieder zurückstellen. Verändert man nun die Frequenz am Computer, so muss man die Trägheit und die Einfangbreite der Regelung und des Systems beim Zurückstellen betrachten. Man kann deshalb die Frequenz nicht abrupt ändern, sondern muss eine ca. 1ms lange Rampe fahren, um den Laser nicht aus der Regelung zu verlieren. Die Beat-Lock-Technik ist ein sehr praktisches Mittel zur Kopplung eines Masterlasers an die Frequenz eines anderen, vor allem die große Frequenzverstimmbarkeit von fast 100MHz erweist sich als sehr Vorteilhaft. In Abbildung 5.6 ist das Beat-Signal samt anschließender Spektroskopie des ML2 zu sehen.

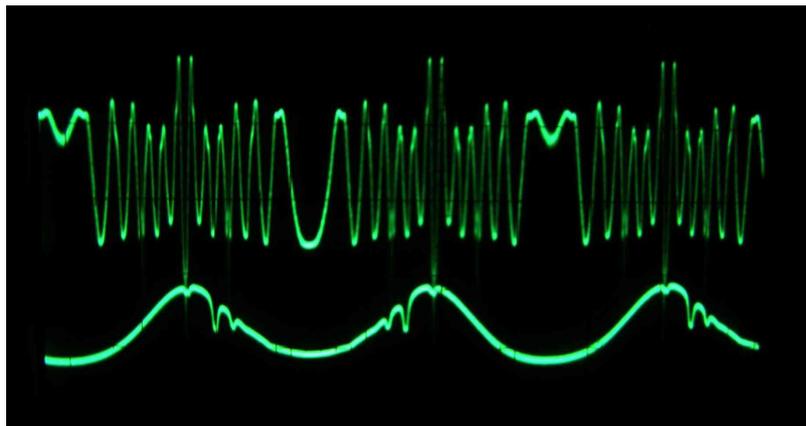


Abb. 5.6: Beat-Lock Signal (oben) samt Spektroskopiesignal des ML2 (unten).

5.2.2 Licht für den Rückpumpübergang

Für einen geschlossenen Kühlzyklus braucht man Licht, das mit dem Übergang von $F = 1$ nach $F' = 2$ resonant ist. Um das zu verwirklichen, verwenden wir als Laserquelle wiederum einen gitterstabilisierten Diodenlaser, ML3 genannt.

Optischer Aufbau

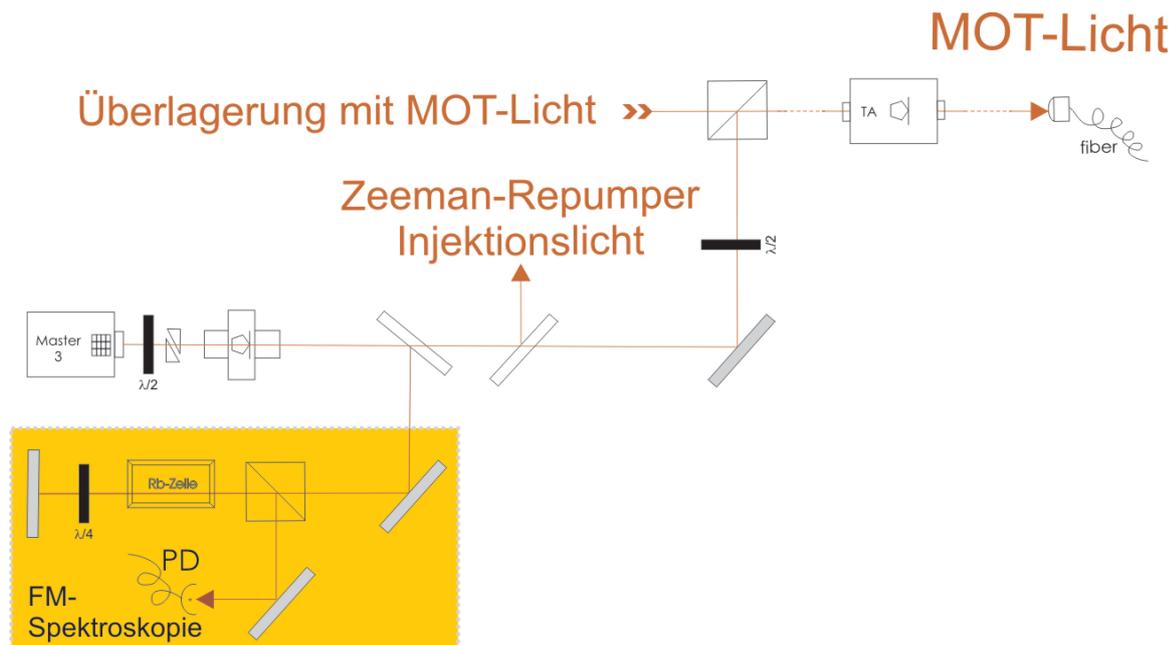


Abb. 5.7: Experimenteller Aufbau des MOT-Repumper Lasers.

In Abb. 5.7 ist unser optischer Aufbau ersichtlich. Der Strahl durchläuft, wie auch bei den anderen Diodenlasern, zuerst ein Prismenpaar und anschließend eine optische Diode. Darauf folgt der Aufbau der Frequenzmodulations-Spektroskopie, die es uns ermöglicht, die Frequenz des Masterlasers an den gewünschten atomaren Übergang zu koppeln. Der Übergang an den der Laser dann gekoppelt wird ist der Übergang von $F = 1$ zum Crossover, sprich die Mitte, zwischen $F' = 1$ und $F' = 2$. Die Laserfrequenz des ML3 ist also -78.5MHz verstimmt zum Übergang von $F = 1$ nach $F' = 2$. Da es sich hier um keinen geschlossenen Übergang handelt, liefert die Technik der Modulationstransfer-Spektroskopie keine ausreichend starken Signale. Ein Nachteil der Frequenzmodulations-Spektroskopie ist, dass das so erhaltene Fehlersignal einen Doppleruntergrund enthält, was einen zusätzlichen Gleichspannungsanteil bedeutet. Dadurch ändert sich der Offset bei Schwankungen der Lichtintensität und somit verändert sich die Frequenz auf die der Laser geregelt wird. Da das Rückpumpen allerdings nicht sehr empfindlich auf kleine Frequenzschwankungen ist, reicht eine Stabilisierung

5 Aufbau des Lasersystems

mittels Frequenzmodulations-Spektroskopie aus.

Der stabilisierte Laserstrahl wird dann in zwei Teile aufgeteilt. Ein kleinerer Teil wird als Injektionslicht für den Zeemanrückpumper-Slavelaser verwendet. Der größere Anteil wird mit dem Kühllicht überlagert, anschließend im Tapered Amplifier verstärkt und über eine Glasfaser auf den optischen Tisch geleitet, auf dem sich das Cs-Diodenlasersystem befindet. Dort wird dann das Rb MOT-Licht mit dem Cs Pendant mit Hilfe dichroitischer Spiegel überlagert. Durch eine weitere Glasfaser wird es dann zu seinem Einsatzort auf dem Experimenttisch geleitet. Im Folgenden soll nun kurz die Methode der Frequenzmodulations-Spektroskopie erläutert werden.

Frequenzmodulations-Spektroskopie

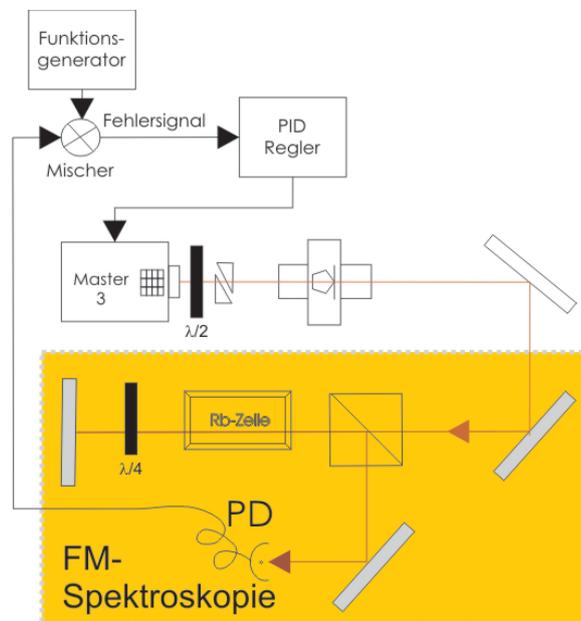


Abb. 5.8: Schematischer Überblick über den Aufbau der Frequenzmodulations-Spektroskopie. Dadurch, dass das Laserlicht über den Diodenstrom frequenzmoduliert wird, benötigt man keinen zusätzlichen EOM.

Die Frequenzmodulations-Spektroskopie [Bjo80] ist der Modulationstransfer-Spektroskopie sehr ähnlich. Der Unterschied ist, dass bei der Modulationstransfer-Spektroskopie der Pumpstrahl moduliert wird und bei der Frequenzmodulations-Spektroskopie der Probestrahl. Anstatt den Probestrahl mit einem EOM zu modulieren, kann man den Aufbau vereinfachen indem man das Licht des Lasers direkt über den Diodenstrom moduliert und damit Probe- und Pumpstrahl moduliert. Dadurch ist zwar das gesamte verwendete Rückpumperlicht leicht frequenzmoduliert, was allerdings keinen Einfluss auf das Experiment selber hat. Das $\lambda/4$ -Plättchen dreht die Polarisation

5.3 Zeeman-Abbremsler und Zeeman-Rückpumper

des Lichts so, dass es nach dem Zurücklaufen durch die Rb-Dampfzelle den Polarisationsstrahlteiler nicht mehr durchqueren kann und auf die Fotodiode geleitet wird. Das aus dem Fotodiodensignal nach dem Mischen mit der Modulations-Rf-Frequenz gewonnene Fehlersignal wird an einen PID-Regler weitergegeben, der wiederum die Laserfrequenz fixiert.

Ein Nachteil dieser Technik ist, wie bereits in Abschnitt 5.2.1 erwähnt, dass das so erhaltene Fehlersignal einen Doppleruntergrund enthält was einen zusätzlichen Gleichspannungsanteil bedeutet. Dadurch ändert sich der Offset bei Schwankungen der Lichtintensität und somit verändert sich die Frequenz auf die der Laser geregelt wird. In Abb. 5.9 ist das Frequenzmodulations-Fehlersignal des ML3 zu sehen.

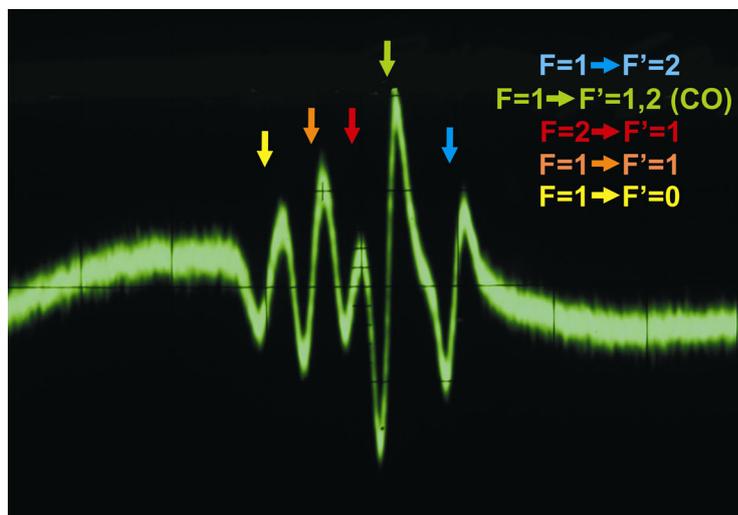


Abb. 5.9: Frequenzmodulations-Fehlersignal des ML3. Der Laser wird auf die steilste Flanke in der Mitte des Signals gelockt (im Bild mit einem grünen Pfeil markiert).

5.3 Zeeman-Abbremsler und Zeeman-Rückpumper

Zur Erzeugung des Zeemanabbremsler-Lichts und des Zeeman-Rückpumper-Lichts verwenden wir zwei Injektions-gelockte Slavelaser. Das Injektionslicht wird zum einen vom ML1 und zum anderen vom ML3 entnommen, jeweils in eine Faser eingekoppelt und gelangt so zum Aufbau für den Zeeman-Abbremsler und den Zeeman-Rückpumper. Dort wird es jeweils in den entsprechenden Slavelaser injiziert.

5.3.1 Optischer Aufbau des Zeeman-Abbremsers

Der optische Aufbau für den Slavelaser der das Licht für den Zeeman-Abbremsler ist in Abb. 5.10 dargestellt. Das Strahlprofil des Slavelasers wird mit einem Prismenpaar

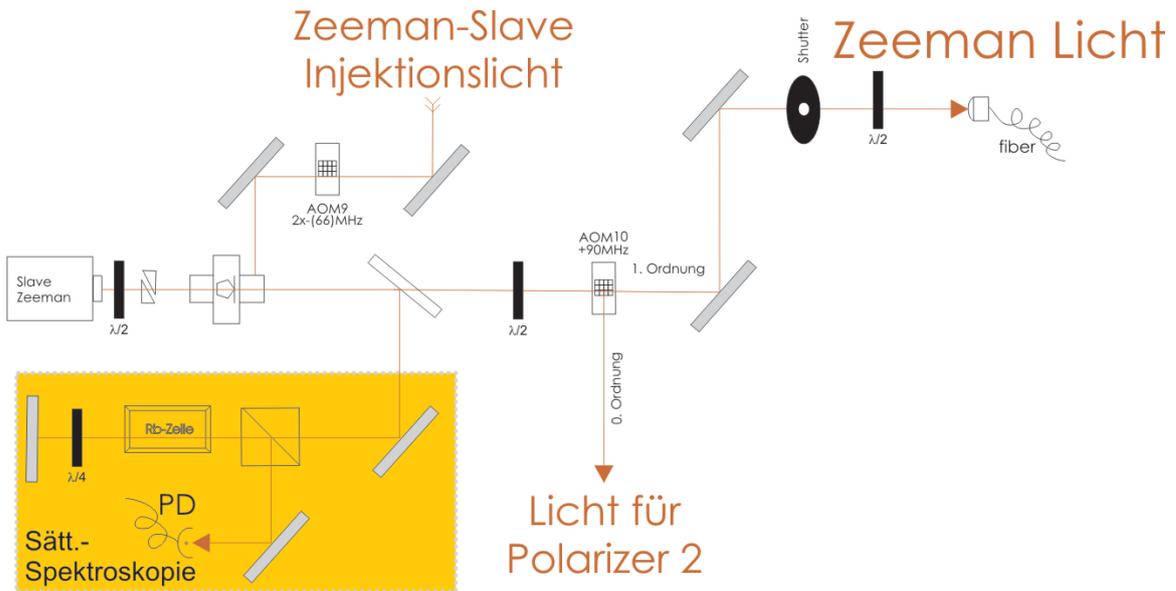


Abb. 5.10: Strahlverlauf des Zeeman-Abbremsler-Lichts.

angepasst. Danach durchquert der Strahl eine optische Diode in die seitlich das Injektionslicht, vom ML1 kommend, eingekoppelt wird. Das Injektionslicht des ML1, welches resonant mit dem Übergang von $F = 2$ nach $F' = 3$ ist, wurde bereits bevor es in die Faser, mit der es zum Aufbau des Zeeman-Abbremsler Slavelaser geleitet wird, eingekoppelt wurde, vom Double-Pass-AOM 9 um -132MHz in der Frequenz verschoben. Stimmt die Polarisation des Injektionslichtes, so ist es dem Licht möglich, die optische Diode durch einen Seitenport in Sperrrichtung zu durchqueren und in die Laserdiode des Slavelasers zu gelangen und dessen Frequenz zu locken. Ein Teil des Slavelaserlichts wird zur Sättigungsspektroskopie verwendet. In Abb. 5.11 ist das Absorptionsspektrum des Injektionslichtes für den Zeeman-Abbremsler Slavelaser zu sehen. Diese ermöglicht es, das Funktionieren des Injektion-Locks zu überwachen, in-

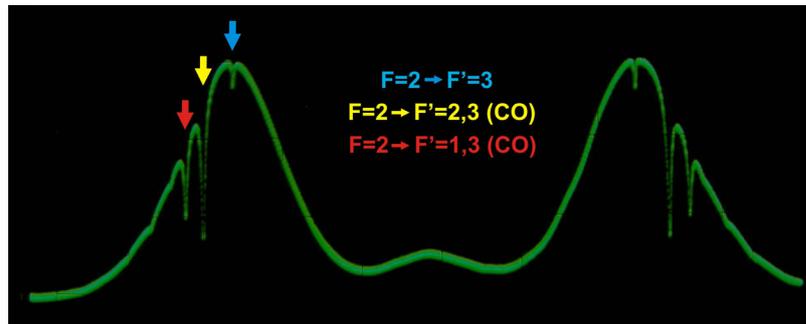


Abb. 5.11: Sättigungsspektroskopiesignal des Injektionslichtes für den Zeeman-Abbremsler Slavelaser.

5.3 Zeeman-Abbremsler und Zeeman-Rückpumper

dem man, sofern man die Frequenz des Masterlasers ein wenig hin und her scant, das Absorptionsspektrum von Rb sehen kann.

Der Hauptteil des Lichts allerdings durchquert AOM 10 und wird so um +90MHz in der Frequenz verschoben was in einer Verstimmung von -42MHz zum Übergang von $F = 2$ nach $F' = 3$ resultiert. Die nullte Ordnung, welche keine Frequenzverschiebung erfährt, wird mit Hilfe eines Spiegels ausgekoppelt und dient zur Erzeugung des Polarizer 2 Strahls (siehe Abschnitt 5.4.2). Ein Shutter ermöglicht das, am Computer steuerbare, gezielte Ein- und Ausschalten des Lichts zusätzlich zum Ein- und Ausschalten von AOM 10 um das gesamte Streulicht zu blocken. Anschließend wird das Licht über eine Glasfaser auf den Experimenttisch geleitet.

5.3.2 Zeeman-Rückpumper

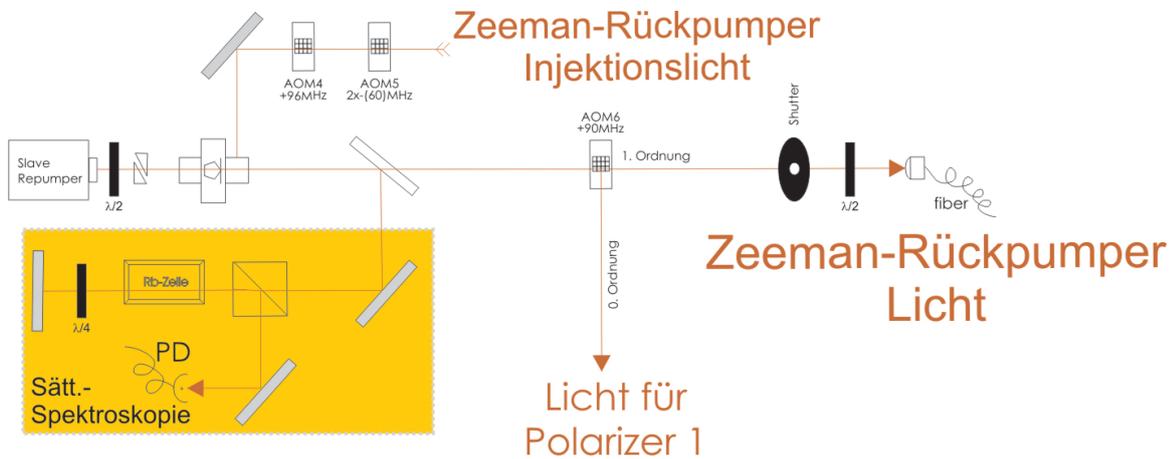


Abb. 5.12: Strahlverlauf des Zeeman-Rückpumpers.

Das Injektionslicht für den Zeeman-Rückpumper-Slavelaser wird vom ML3 entnommen. Das Licht des ML3 ist zum Übergang von $F = 1$ nach $F' = 2$ um -78.5 MHz verschoben. Bevor das Injektionslicht in die Glasfaser Richtung Zeeman-Rückpumper-Slavelaser eingekoppelt wird, wird es zuerst durch Double-Pass-AOM 5 um -120MHz und dann durch AOM 4 um +96 MHz in seiner Frequenz verschoben. In Abb. 5.13 ist das Absorptionsspektrum des Injektionslichtes für den Zeeman-Rückpumper-Slavelaser zu sehen. Nach erfolgter Injektion des Lichts in den Slavelaser weist sein Licht daher eine Frequenzverschiebung von -102.5 MHz relativ zum Übergang von $F = 1$ nach $F' = 2$ auf. Der anschließend durchlaufene AOM 6, der als Shutter fungiert, schiebt diese Frequenz nochmal und zwar um +90MHz. Im Endeffekt ist das Licht des Zeeman-Rückpumper-Slavelasers um -12.5MHz verstimmt zum Übergang von $F = 1$ nach $F' = 2$ (siehe Abb. 5.1). Auch hier wird die nullte Ordnung des Shutter AOM 6, welche keine Frequenzverschiebung erfährt, mit Hilfe eines Spiegels ausgekoppelt und dient zur Erzeugung des Polarizer 1 Strahl (siehe Abschnitt 5.4.1).

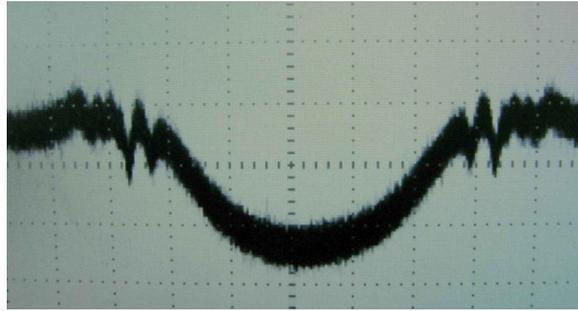


Abb. 5.13: Sättigungsspektroskopiesignal des Zeeman-Rückpumper Slavelaser Injektionslichtes bei gleichzeitigem scannen des ML3.

5.4 Polarizer

Als Licht für Polarizer 1 (PL1) sowie für Polarizer 2 (PL2) wird die nullte Ordnung des als Shutter verwendeten AOM 6 bzw. des Shutter AOM 10 verwendet. Die nullten Ordnungen werden über je zwei Spiegel ausgekoppelt und aus Platzgründen folgen daran direkt die Aufbauten von PL1 und PL2 welche ich im folgenden beschreiben werde.

5.4.1 Polarizer 1

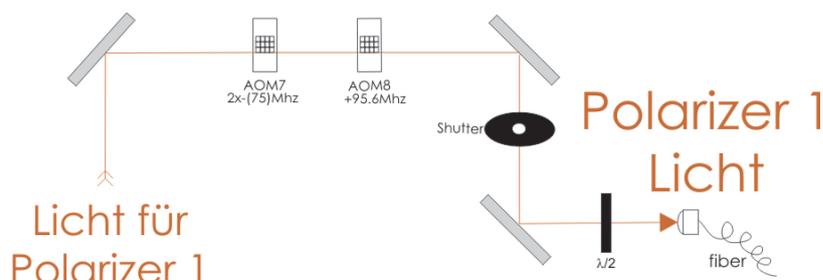


Abb. 5.14: Strahlverlauf des PL1-Lichts.

Hierfür wird das Licht der nullten Ordnung des AOM 6 des Zeeman-Rückpumper Aufbaus verwendet, welches eine Frequenzverschiebung von $F = 1$ nach $F' = 2$ aufweist. Anschließend wird es durch AOM 7 um -170MHz und von AOM 8 um $+95.6\text{MHz}$ verschoben. Das daraus resultierende PL1-Licht ist nun, wie gewünscht, resonant zu $F = 1$ nach $F' = 1$ und wird über eine Glasfaser auf den Experimenttisch geleitet.

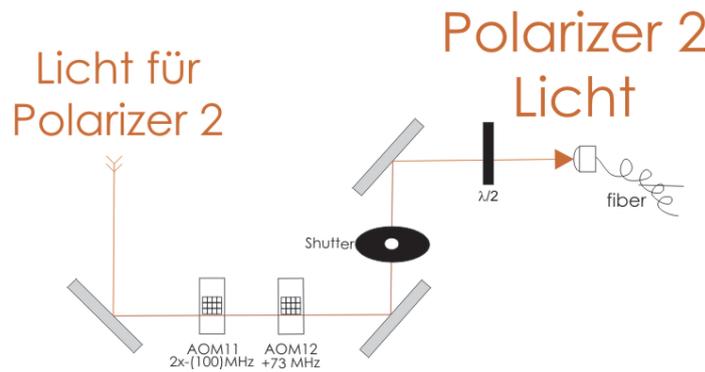


Abb. 5.15: Strahlverlauf des PL2-Lichts..

5.4.2 Polarizer 2

Für das PL2-Licht wird die nullte Ordnung des Shutter AOM 6 verwendet. Seine initiale Frequenz ist um -132MHz zu $F = 2$ nach $F' = 3$ verschoben. Diese Frequenz wird abermals verschoben und zwar zuerst von AOM 11 um -100MHz und dann von AOM 12 um $+73\text{MHz}$. Daraus resultiert Licht, das resonant ist mit dem Übergang von $F = 2$ nach $F' = 2$, welches ebenfalls über eine Glasfaser auf den Experimenttisch geleitet wird.

5.5 Abbildungsstrahl

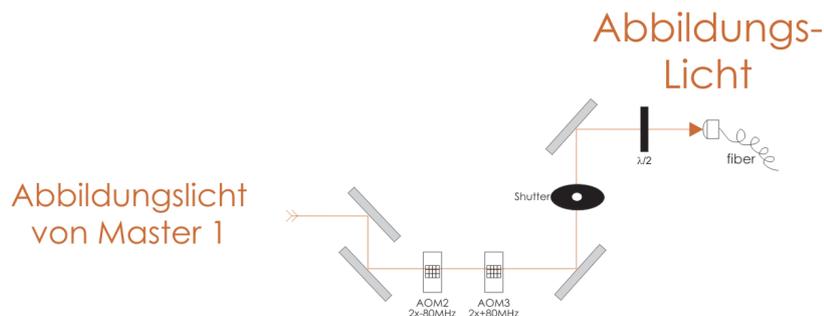


Abb. 5.16: Experimenteller Aufbau des Abbildungs-Strahls.

Zur Erzeugung des Lichts für den Abbildungsstrahl wird ein kleiner Teil des bereits mit dem Übergang von $F = 2$ nach $F' = 3$ resonanten Lichts des ML1 verwendet. Eine Leistung von 1mW ist für die Aufnahme eines Absorptionbildes mehr als ausreichend. Das Licht wird dann durch zwei Double-Pass AOMs (2 und 3) zuerst um -160MHz und anschließend wieder um $+160\text{MHz}$ zurück geschoben, es bleibt also resonant mit dem Kühlübergang. Diese Hin- und wieder Zurückschieben der Laserfrequenz ermöglicht

5 *Aufbau des Lasersystems*

es, das Licht nicht nur mit dem anschließenden Shutter zu schalten, sondern auch mit einem der zwei AOMs.

6 Erste Doppelspeziesexperimente mit ^{87}Rb und ^{133}Cs

In diesem Kapitel soll anhand einiger am Experiment aufgenommenen Messdaten gezeigt werden, dass der Laseraufbau zum Fangen, Kühlen und Abbilden der Rubidium-Atome funktioniert. Weiters soll demonstriert werden, dass zusammen mit dem bereits bestehenden Aufbau für Cäsium eine ^{87}Rb und ^{133}Cs -Doppel-Mot realisiert werden kann. Abschließend werden noch kurz die neuesten experimentellen Ergebnisse präsentiert, die während des Entstehens dieser Arbeit erreicht wurden.

6.1 ^{87}Rb ^{133}Cs Doppel-MOT

In Abbildung 6.2 ist das Laden der ^{87}Rb und ^{133}Cs Doppel-Mot abhängig von der MOT-Ladezeit dargestellt. Der zeitliche Ablauf eines Experimentzyklus zum Laden einer Doppel-MOT soll nun kurz veranschaulicht werden. Am Beginn werden der Zeeman-Abbremsstrahl, der Zeeman-Rückpumperstrahl und die MOT-Strahlen für beide Elemente eingeschaltet. Gleichzeitig auch das Gradientenfeld und das Zeeman-Magnetfeld. Der Zeeman-Abbremsstrahl, der Zeeman-Rückpumperstrahl und die MOT-Strahlen sind, um Schwankungen zu minimieren, zusätzlich durch je eine PID-Regelung in ihrer Intensität fixiert. Bei ^{87}Rb wird auf einen Wert von 6mW und bei ^{133}Cs auf 3mW pro MOT-Strahl geregelt. Der Gradient während dessen beträgt $6,7 \frac{\text{G}}{\text{cm}}$. Die beiden MOTs werden nun einige Sekunden geladen (typischerweise 8s).

Anschließend werden die Zeeman-Abbrems- und Zeeman-Rückpumper-Strahlen und das zugehörige Zeeman-Magnetfeld ausgeschaltet. Darauf folgt eine kombinierte Melasse und komprimierte MOT (C-MOT [Pet94]) Phase. Hier wird die Verstimmung der ^{87}Rb und ^{133}Cs MOT-Strahlen von -8MHz auf -90MHz bzw. -60MHz erhöht während das Gradientenfeld eingeschaltet ist. Dabei nimmt das so genannte Polarisationsgradientenkühlen [Met99] überhand und sorgt für eine Erhöhung der Phasenraumdichte. Nachdem die MOT-Strahlen danach ausgeschaltet werden, expandieren die Atomwolken für einige ms und werden dann vom Absorptionslicht beleuchtet.

Der Schatten wird dann auf dem CCD-Chip der Kamera abgebildet. Vom aufgenommenen Bild wird dann am Computer automatisch ein vorher aufgenommenes Hintergrundbild abgezogen. Aus dem so aufgenommenen Absorptionsbild kann nun die Teilchenzahl bestimmt werden. Für eine genauere Beschreibung siehe [Koh07]. Diese beträgt für ^{87}Rb , in der momentanen auf Rb optimierten Konfiguration, ca. $5 \cdot 10^8$

6 Erste Doppelspeziesexperimente mit ^{87}Rb und ^{133}Cs

Atome und für ^{133}Cs $1 \cdot 10^8$ Atome.

Verlängert man die Expansionszeit zwischen dem Abschalten der MOT-Strahlen und dem Belichten der Atomwolke, so kann aus den Bildern der Expansion der Wolke deren Temperatur bestimmt werden.

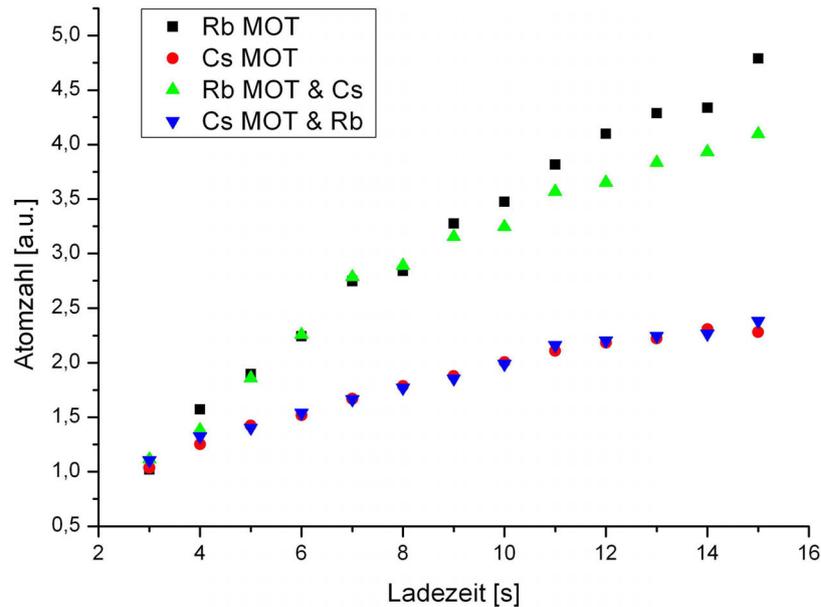


Abb. 6.1: Laden der ^{87}Rb und ^{133}Cs MOT

Betrachtet man die Ladekurven der beiden MOTs für beide Elemente getrennt, einmal mit und einmal ohne Anwesenheit des anderen Elements, so stellt man fest, dass das Laden der ^{87}Rb -MOT bei Anwesenheit von ^{133}Cs schlechter funktioniert als ohne. Dieser Verlust beruht auf inelastischen Stößen zwischen ^{87}Rb und ^{133}Cs Atomen und wird in Referenz [Tel01] genauer beschrieben. Im Graphen 6.1 ist dieser Sachverhalt dargestellt. Für jeden Messpunkt wurde über die Messergebnisse von 5 Messzyklen gemittelt. Das schlechtere Laden der ^{87}Rb MOT durch die Anwesenheit von ^{133}Cs Atomen ist klar ersichtlich. Allerdings kann man die typischerweise auftretende Sättigung der Teilchenzahl mit der Zeit im Graphen (6.1) nur erahnen, da bei dieser Messung die Konfiguration auf das Laden von ^{87}Rb -Atomen optimiert war.

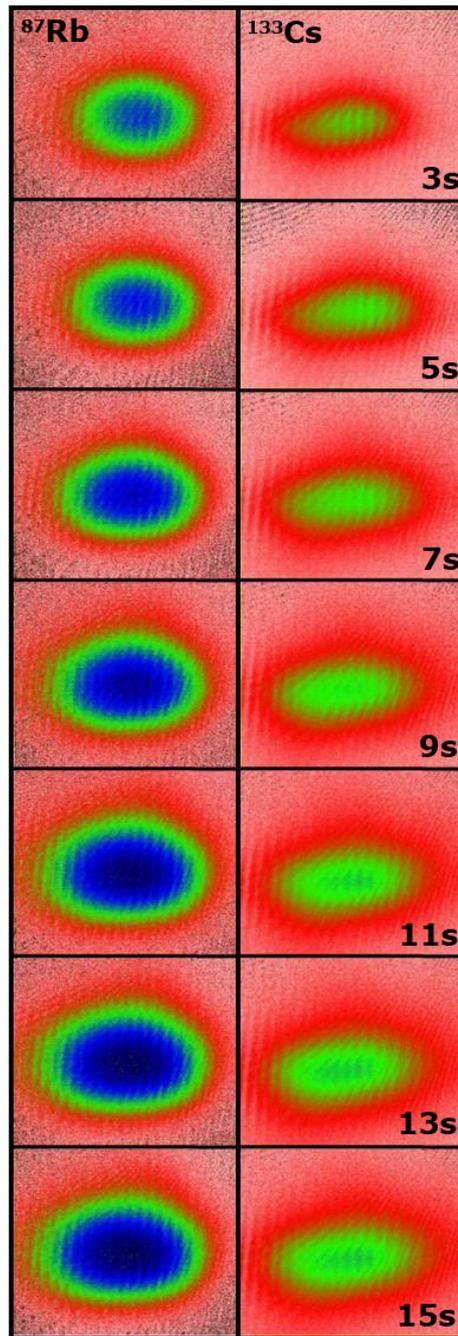


Abb. 6.2: Absorptionsabbildung der ^{87}Rb - (links) und der ^{133}Cs -MOT (rechts) jeweils in Abhängigkeit von der MOT-Ladezeit.

6.2 Neueste Erkenntnisse

Nach Beendigung des Laboraufbaus für die vorliegende Arbeit konnten bereits viele wichtige Schritte getan werden. Diese werden Thema der Dissertation von Karl Pilch

6 Erste Doppelspeziesexperimente mit ^{87}Rb und ^{133}Cs

sein und hier nur überblicksmäßig erwähnt werden. Inzwischen wurden ^{87}Rb und ^{133}Cs in einer gekreuzten Dipolfalle präpariert. Nach erfolglosen Versuchen die, für einen Feshbach-Scan benötigte, Phasenraumdichte zu erreichen, wurden Laser für das Raman-Seitenband-Kühlen für ^{87}Rb aufgebaut. Es stellte sich heraus, dass es uns damit möglich ist, ^{87}Rb und ^{133}Cs gleichzeitig noch weiter zu kühlen. Die dadurch erzielten Bedingungen waren ausreichend um auf die Suche nach Feshbachresonanzen gehen zu können.

Bald wurden die ersten Feshbach-Resonanzen für ^{133}Cs im $F=3$, $m_F=3$ und für ^{87}Rb im $F=1$, $m_F=1$ Zustand gefunden. In Abbildung 6.3 sind die von uns gefundenen Feshbach-Resonanzen zu sehen. Zusätzlich transferierten wir die ^{87}Rb -Atome durch

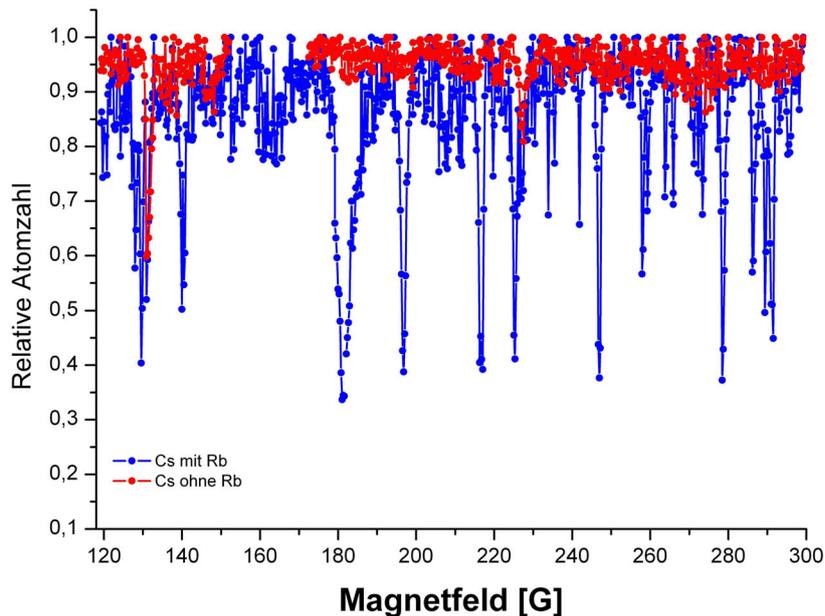


Abb. 6.3: Feshbach-Resonanzen für ^{133}Cs im $F=3$, $m_F=3$ und für ^{87}Rb im $F=1$, $m_F=1$ Zustand. Cs wird als Sonde für die, durch die Feshbachresonanzen verursachten, Dreikörperverluste verwendet. Für die roten Datenpunkte wurde nur Cs in die Falle geladen - die hierbei auftretenden Verluste entstehen durch reine Cs-Feshbachresonanzen. Sind gleichzeitig Rb-Atome anwesend (blaue Datenpunkte), so sind weitere Verluste zu erkennen, die auf RbCs-Interspezies-Feshbachresonanzen beruhen.

einen 2-Photonenübergang durch Mikrowellen- und Rf-Strahlung nach $F=2$, $m_F=-1$. Auch dort fanden wir weitere Feshbach-Resonanzen. Im Moment wird gerade versucht die gefundenen Resonanzen in Zusammenarbeit mit Theoretikern zu identifizieren und zuzuordnen. In Zukunft könnte eine dieser Resonanzen dazu dienen Feshbach-

6.2 *Neueste Erkenntnisse*

Moleküle zu erzeugen. Von Bill Stwalley wurde bereits ein Methode vorgeschlagen (siehe [Stw04]), die es mit Hilfe eines 2-Photonenübergangs ermöglichen sollte RbCs Moleküle in den absoluten Grundzustand zu transferieren.

Literaturverzeichnis

- [Agr84] G. Agrawal, *Line Narrowing in a Single-Mode Injection Laser due to External Optical Feedback*, Quantum Electronics, IEEE Journal of **20**, 468 (1984).
- [And95] M. H. Anderson, J. R. Ensher, M. R. Matthews, C. E. Wieman, and E. A. Cornell, *Observation of Bose-Einstein Condensation in Dilute Atomic Vapor*, Science **269**, 198 (1995).
- [And05] M. Anderlini, E. Courtade, M. Cristiani, D. Cossart, D. Ciampini, C. Sias, O. Morsch, and E. Arimondo, *Sympathetic cooling and collisional Properties of a Rb-Cs Mixture*, Physical Review A (Atomic, Molecular, and Optical Physics) **71**, 061401 (2005).
- [Bjo80] G. C. Bjorklund, *Frequency-Modulation Spectroscopy: A New Method for Measuring Weak Absorptions and Dispersions*, Opt. Lett. **5**, 15 (1980).
- [Boh02] J. L. Bohn, A. V. Avdeenko, and M. P. Deskevich, *Rotational Feshbach Resonances in Ultracold Molecular Collisions*, Phys. Rev. Lett. **89**, 203202 (2002).
- [Bra95] C. C. Bradley, C. A. Sackett, J. J. Tollett, and R. G. Hulet, *Evidence of Bose-Einstein Condensation in an Atomic Gas with Attractive Interactions*, Phys. Rev. Lett. **75**, 1687 (1995).
- [Dal89] J. Dalibard and C. Cohen-Tannoudji, *Laser Cooling below the Doppler Limit by Polarization Gradients: Simple Theoretical Models*, J. Opt. Soc. Am. B **6**, 2023 (1989).
- [Dav95] K. B. Davis, M. O. Mewes, M. R. Andrews, N. J. van Druten, D. S. Durfee, D. M. Kurn, and W. Ketterle, *Bose-Einstein Condensation in a Gas of Sodium Atoms*, Phys. Rev. Lett. **75**, 3969 (1995).
- [DeM02] D. DeMille, *Quantum Computation with Trapped Polar Molecules*, Phys. Rev. Lett. **88**, 067901 (2002).
- [EB02] F. A. G. E. Bodo and A. Dalgarno, *F + D₂ Reaction at ultracold Temperatures*, J. Chem. Phys **116**, 9222 (2002).

Literaturverzeichnis

- [Eng07] B. Engeser, *A Novel Surface Trapping Apparatus for Ultracold Cesium Atoms and the Investigation of an Efimov Resonance*, Doktorarbeit, Universität Innsbruck (2007).
- [GÓ2] K. Góral, L. Santos, and M. Lewenstein, *Quantum Phases of Dipolar Bosons in Optical Lattices*, Phys. Rev. Lett. **88**, 170406 (2002).
- [Ger82] M. Gertszov and M. Rosenbluh, *Injection Locking of a Diode Laser Locked to a Zeeman Frequency Stabilized Laser Oscillator*, Opt. Comm. **170** (1982).
- [Ing07] M. Inguscio, W. Ketterle, and C. Salomon (Eds.), *Ultracold Fermi Gases*, IOS Press, Amsterdam, 2007, Proceedings of the International School of Physics “Enrico Fermi”, Course CLXIV, Varenna, 20-30 June 2006.
- [Ino04] S. Inouye, J. Goldwin, M. L. Olsen, C. Ticknor, J. L. Bohn, and D. S. Jin, *Observation of Heteronuclear Feshbach Resonances in a Mixture of Bosons and Fermions*, Physical Review Letters **93**, 183201 (2004).
- [Jon06] K. M. Jones, E. Tiesinga, P. D. Lett, and P. S. Julienne, *Ultracold Photoassociation Spectroscopy: Long-range Molecules and Atomic Scattering*, Reviews of Modern Physics **78**, 483 (2006).
- [Koe06] T. Koehler, K. Goral, and P. S. Julienne, *Production of cold molecules via magnetically tunable Feshbach resonances*, Reviews of Modern Physics **78**, 1311 (2006).
- [Koh07] C. Kohstall, *A New Toolbox for Experiments with Ultracold Li6*, Diplomarbeit, Universität Innsbruck (2007).
- [Koz95] M. Kozlov and L. Labzowsky, *Parity violation effects in Diatomics*, J. Phys. B **28**, 1933 (1995).
- [Lan84] R. Lang, *Injection Locking Properties of Semiconductor Lasers*, IEEE J. Quant. Electron. **QE-18** (1984).
- [LH91] C. E. W. und Leo Hollberg, *Using Diode Lasers for Atomic Physics*, Rev. Sci. Instrum. **62** (1991).
- [LM93] G. R. W. N. L. Ma, P. Courteille and R. Blatt, *Modulation-Transfer Spectroscopy in Te2 at 467 nm*, Appl. Phys. B **57** (1993).
- [MA95] M. M. C. W. E. C. M.H. Anderson, J.R. Ensher, *Observation of Bose-Einstein Condensation in Dilute Atomic Vapor*, Science **269**, 198 (1995).
- [Man04] M. W. Mancini, G. D. Telles, A. R. L. Caires, V. S. Bagnato, and L. G. Marcassa, *Observation of Ultracold Ground-State Heteronuclear Molecules*, Physical Review Letters **92**, 133203 (2004).

- [Met99] H. Metcalf and P. Straaten, *Laser Cooling and Trapping*, Springer Verlag, New York, 1999.
- [Mod02] G. Modugno, M. Modugno, F. Riboli, G. Roati, and M. Inguscio, *Two Atomic Species Superfluid*, Phys. Rev. Lett. **89**, 190404 (2002).
- [Mud02] M. Mudrich, S. Kraft, K. Singer, R. Grimm, A. Mosk, and M. Weidemüller, *Sympathetic Cooling with Two Atomic Species in an Optical Trap*, Phys. Rev. Lett. **88**, 253001 (2002).
- [Osp06] C. Ospelkaus, S. Ospelkaus, L. Humbert, P. Ernst, K. Sengstock, and K. Bongs, *Ultracold Heteronuclear Molecules in a 3D Optical Lattice*, Physical Review Letters **97**, 120402 (2006).
- [Pet94] W. Petrich, M. H. Anderson, J. R. Ensher, and E. A. Cornell, *Behavior of Atoms in a Compressed Magneto-Optical Trap*, J. Opt. Soc. Am. B **11**, 1332 (1994).
- [Raa87] E. L. Raab, M. Prentiss, A. Cable, S. Chu, and D. E. Pritchard, *Trapping of Neutral Sodium Atoms with Radiation Pressure*, Phys. Rev. Lett. **59**, 2631 (1987).
- [Ryc04] D. Rychtarik, B. Engeser, H.-C. Nagerl, and R. Grimm, *Two-Dimensional Bose-Einstein Condensate in an Optical Surface Trap*, Physical Review Letters **92**, 173003 (2004).
- [San00] L. Santos, G. V. Shlyapnikov, P. Zoller, and M. Lewenstein, *Bose-Einstein Condensation in Trapped Dipolar Gases*, Phys. Rev. Lett. **85**, 1791 (2000).
- [Sch99] U. Schünemann, H. Engler, R. Grimm, M. Weidemüller, and M. Zielonkowski, *Simple Scheme for Tunable Frequency Offset Locking of Two Lasers*, Review of Scientific Instruments **70**, 242 (1999).
- [Sie86] A. Siegmann, *Lasers*, University Science Books, 1986.
- [SJ03] A. A. G. H. S. R. C. C. J. H. D. R. G. S. Jochim, M. Bartenstein, *Bose-Einstein Condensation of Molecules*, Science **3023**, 2101 (2003).
- [Sta04] C. A. Stan, M. W. Zwierlein, C. H. Schunck, S. M. F. Raupach, and W. Ketterle, *Observation of Feshbach Resonances between Two Different Atomic Species*, Physical Review Letters **93**, 143001 (2004).
- [Ste99] D. A. Steck, *Cäsium 133 D Line Data* (1999).
- [Ste01] D. A. Steck, *Rubidium 87 D Line Data* (2001).

Literaturverzeichnis

- [Stw04] W. Stwalley, *Efficient conversion of ultracold Feshbach-resonance-related polar Molecules into ultracold ground state Molecules*, Eur. Phys. J. **31**, 221225 (2004).
- [Tel01] G. D. Telles, W. Garcia, L. G. Marcassa, V. S. Bagnato, D. Ciampini, M. Fazzi, J. H. Müller, D. Wilkowski, and E. Arimondo, *Trap Loss in a Two-Species Rb-Cs Magneto-Optical Trap*, Phys. Rev. A **63**, 033406 (2001).
- [Tie07] E. Tiesinga, M. Anderlini, and E. Arimondo, *Determination of the Scattering Length of the $a^3\Sigma^+$ Potential of RbCs*, Physical Review A (Atomic, Molecular, and Optical Physics) **75**, 022707 (2007).
- [Unt05] P. Unterwaditzer, *Aufbau eines vollständigen Diodenlasersystems zur Laserkühlung und Detektion von gespeicherten Cs-Atomen*, Diplomarbeit, Universität Innsbruck (2005).
- [US98] R. G. M. U. Schünemann, H. Engler and M. Zielonkowski, *Simple Scheme for Tunable Frequency Offset Locking of Two Lasers*, Review of Scientific Instruments **70** (1998).