



Universität Hamburg

DER FORSCHUNG | DER LEHRE | DER BILDUNG



Aufbau eines Lasersystems zur Laserkühlung von fermionischen Kaliumatomen

—

A laser system to Doppler cool fermionic potassium atoms

vorgelegt von
Jascha Zander
geboren am 21.12.1988

Masterarbeit im Studiengang Physik
Universität Hamburg

Mai 2015

Erstgutachter: Prof. Dr. Henning Moritz
Zweitgutachter: Prof. Dr. Klaus Sengstock

Zusammenfassung

In dieser Arbeit wird die Entwicklung und Realisierung eines Lasersystems vorgestellt, mit dem ein Gas von fermionischen ^{40}K Atomen mit Methoden der Laserkühlung auf Temperaturen von 10^{-3} K gekühlt werden kann. Als Kühlübergang wird die D2-Linie von Kalium bei einer Wellenlänge von 766.7 nm benutzt, sowie zusätzlich ein Rückpumplaser, dessen Frequenz 1.2 GHz vom Kühllicht verstimmt ist. Zentrale Bestandteile des Lasersystems sind zwei Diodenlaser mit externem Resonator und zwei Trapezverstärker, die alle im Rahmen dieser Arbeit aufgebaut wurden. Für den Kühlübergang wird ein Diodenlaser mit Interferenzfilter zur Frequenzauswahl und einem partiell reflektierenden Spiegel zur Rückkoppelung eingesetzt. Für den Rückpumpübergang wird ein Diodenlaser mit externem Gitter in Littrow-Konfiguration verwendet. Die Laser erreichen Leistungen von respektive 50 mW und 25 mW. Um ausreichend optische Leistung für die Laserkühlung zur Verfügung zu haben, wird das Licht in je einem Trapezverstärker nachverstärkt, wobei Ausgangsleistungen von mehr als 2 W gemessen wurden.

Die Frequenz des Lichts wird außerdem sehr präzise auf die atomaren Übergänge stabilisiert. Dazu wird eine dopplerfreie Sättigungs-Spektroskopie an einer Dampfzelle mit unterschiedlichen Spektroskopie-Methoden durchgeführt. Die mit Amplitudenmodulations- und Frequenzmodulations-Techniken realisierten Spektroskopiesignale wurden ausführlich miteinander verglichen und die Stabilität gegen äußere Störeinflüsse überprüft. Die Modulationstransfer-Spektroskopie stellte sich dabei als die stabilste Methode heraus. Das mit dem Pound-Drever-Hall Verfahren erzeugte Fehlersignal wurde benutzt, um die Frequenz des Lasers mit Hilfe eines Proportional-Integral-Reglers zu stabilisieren. Mit einem optischen Resonator wurde außerdem sichergestellt, dass der Laser nur auf einer longitudinalen Mode emittiert. Darüber hinaus wurde die gesamte Elektronik für das Lasersystem aufgebaut, so dass auch die akusto-optischen Modulatoren zur Leistungsregelung sowie ein Offsetlock zur Frequenzstabilisierung des Kühllasers bald und mit wenig Aufwand fertiggestellt und in Betrieb genommen werden können.

Das beschriebene Konzept stellt ein frequenzstabiles und leistungsstarkes Lasersystem dar, mit dem in Zukunft Kaliumatome sehr effektiv auf niedrigste Temperaturen gebracht werden können.

Abstract

This thesis presents the design and development of a new laser setup for the cooling of fermionic ^{40}K atoms down to temperatures of 10^{-3} K. It is part of a novel experiment for the study of ultracold Fermi gases which is currently set up. The cooling transition that will be used is the D2-line at a wavelength of 766.7 nm. The relative frequency shift of the repumper light is 1.2 GHz. The main components of the laser setup include two homebuild external-cavity diode lasers and two tapered amplifiers. An interference filter stabilized laser with a partially reflective mirror provides the laserlight for the cooling transition, whereas the repumper laser uses an external grating in Littrow configuration. Output powers of 50 mW and 25 mW, respectively, are achieved and the tapered amplifiers are used to provide sufficient light for the laser cooling.

The frequencies of the laser light are precisely stabilized by employing Doppler-free spectroscopy, which was set up and studied in the scope of this work. The signals, obtained either by an amplitude modulation or by a frequency modulation technique, are compared and their stability is tested against external perturbations. As a result, the modulation transfer spectroscopy turned out to be the most stable and reliable method. The error signal for frequency stabilization is created by standard Pound-Drever-Hall technique. To ensure single mode operation of the diode lasers, the light is injected into an optical cavity. Finally, the entirety of the electronic equipment was assembled as well, so that the acousto-optical modulators and the offset-lock for the cooling laser can be put into operation, soon.

This work depicts a highly stable and efficient laser system, which will be used to cool potassium atoms down to lowest temperatures, in the near future.

Inhaltsverzeichnis

1	Laserkühlung von Kalium zum entarteten Quantengas	1
2	Konzeption und Entwicklung des Lasersystems	5
2.1	Planungsaspekte	6
2.1.1	Eigenschaften von Kalium	9
2.1.2	Eine 3D magneto-optische Falle mit einem dark SPOT	12
2.1.3	Raman-Seitenband-Kühlen	14
2.2	Das Lasersystem	15
3	Optischer und elektronischer Aufbau des Lasersystems	23
3.1	Diodenlaser mit externer Rückkopplung	24
3.2	Der Trapezverstärker	28
4	Spektroskopie von Kalium	33
4.1	Linienprofil eines atomaren Überganges	34
4.1.1	Natürliche Linienbreite	34
4.1.2	Dopplerverbreiterung	34
4.1.3	Dopplerfreie Sättigungsspektroskopie	36
4.2	Modulations-Techniken	38
4.2.1	Frequenzmodulation	38
4.2.2	Modulations-Transfer-Spektroskopie	41
4.3	Optischer Aufbau der Spektroskopie	44
5	Ergebnisse	47
5.1	Vergleich der einzelnen Spektroskopie-Methoden	47
5.1.1	Signalgrößen	48
5.1.2	Empfindlichkeit auf Störungen	50
5.2	Optimierung der Modulationstransfer-Spektroskopie	53
6	Zusammenfassung und Ausblick	57

1 Laserkühlung von Kalium zum entarteten Quantengas

Die rasante Entwicklung der Quantenmechanik am Anfang des zwanzigsten Jahrhunderts hat unser Verständnis der Physik und die Sichtweise auf mikroskopische Systeme signifikant verändert. Die moderne Atom- und Molekülphysik eröffnet uns den experimentellen Zugang, um zahlreiche quantenmechanische Eigenschaften zu untersuchen. Bei dünnen Gasen treten diese typischerweise bei Temperaturen von wenigen hundert Nanokelvin auf. Experimente mit ultrakalten Gasen bieten eine stabile und vor allem kontrollierbare Umgebung, welche ideal für die Präparation unterschiedlichster Modellsysteme ist. Dabei bilden fermionische Gase oftmals den zentralen Ausgangspunkt. Ein spannendes Beispiel ist die Simulation von Festkörpern, deren Elektronen in dem periodischen Gitterpotential eines Kristalls durch das Hubbard-Modell annähernd beschrieben werden können [1]. Simulationen solcher Festkörpersysteme mit entarteten Fermigasen in optischen Gittern tragen zum tieferen Verständnis von Phänomenen wie Quantenphasenübergängen zu Mott-isolierenden Zuständen, topologischen Phasen und magnetischer Ordnung bei. Weitere beeindruckende Meilensteine der letzten Jahre sind die Beobachtung des Übergangs von einem molekularen BEC zu einem BCS-Suprafluid [2, 3, 4], sowie die Realisierung von fermionischen Suprafluiden mit einem Spin-Ungleichgewicht [5].

Für Fermigase stellt es eine besondere Herausforderung dar, die tiefen Temperaturen zu erreichen, die für die Beobachtung stark korrelierter Quantenphasen notwendig sind. Die Ursache ist, dass Atome die niedrigsten Temperaturen nur durch das sogenannte „evaporative Kühlen“ erreichen können. Diese Kühlmethode beruht auf der Rethermalisierung durch elastische Stöße. Aufgrund der kalten Temperaturen haben die Stoßpartner keinen relativen Drehimpuls zueinander, so dass nur s-Wellen-Streuung relevant ist. Nach dem Pauli-Prinzip ist dies jedoch für nicht unterscheidbare Fermionen verboten. Demzufolge ist es notwendig, die Atome entweder in unterschiedlichen internen Zuständen zu präparieren, oder in Kontakt mit einem bereits kalten Bosegas zu bringen, was als sympathetisches Kühlen bekannt ist. Darüber hinaus sinkt die Kollisionsrate bei Fermionen, je kälter und damit entarteter die Atome werden.

Das erste entartete Fermigas wurde 1999 am JILA mit ^{40}K Atomen hergestellt, welches durch das evaporative Kühlen zweier unterschiedlicher Spin-zustände in einer magnetischen Falle realisiert wurde [6]. Mittlerweile lassen

sich sehr kalte Fermigase erzeugen, die Temperaturen von $T/T_F < 0.05$ erreichen [7].

Ein anderer Ansatz, tiefe Temperaturen zu erreichen, ist das Raman-Seitenband-Kühlen. Hierbei werden die Teilchen in ein optisches Gitter geladen, in dessen Oszillatorpotential viele Vibrationsniveaus im Abstand ω_{vib} besetzt werden können. Über die Kombination eines kohärenten Zwei-Photonen Prozesses der Vibrationsniveaus $|n\rangle$ und $|n-1\rangle$ mit einem spontanen Prozess verlieren die Atome bei jedem Kühlzyklus ein Vibrationsquant von $|n\rangle \rightarrow |n-1\rangle$ und werden somit gekühlt. Dies kann für die folgenden Anwendungen genutzt werden:

- i) Das Kühlen von einzelnen Atomen in ihren absoluten Grundzustand in einer steifen optischen Falle [8].
- ii) Das Festhalten gekühlter Atome in einer steifen Falle und Ausnutzen der Fluoreszenz, um die einzelnen Atome abzubilden [9, 10].
- iii) Das Erlangen von tieferen Ausgangstemperaturen für das spätere evaporative Kühlen. Dies ist jedoch sehr aufwendig, weil großvolumige Gitter benötigt werden, was sich nur im Falle von Cäsium-Bose-Einstein-Kondensate lohnt [11].

Bevor die Atome effektiv mit den oben vorgestellten Methoden gekühlt werden können, müssen sie zunächst auf Temperaturen von 10^{-3} K vorgekühlt werden. Mit der ursprünglichen Idee der Laserkühlung, die erstmals von David Wineland und Hans Dehmelt zur Kühlung von Ionen [12] und von Theodor Hänsch und Arthur L. Schawlow von neutralen Atomen [13] vorgeschlagen wurde, lassen sich typischerweise Temperaturen von etwa 150 μ K erreichen, die nur durch das Dopplerlimit begrenzt sind.

Um uns die prinzipielle Funktionsweise der Laserkühlung klar zu machen, betrachten wir ein Atom, das sich auf einen Laserstrahl zubewegt. Das Atom besitzt aufgrund des Doppler-Effektes eine geschwindigkeitsabhängige Frequenzverschiebung. Wird nun zum atomaren Übergang leicht rot verstimmt Laserlicht eingestrahlt, wird das Licht absorbiert und das Atom erfährt einen bremsenden Impulsübertrag. Im Folgenden zerfällt das angeregte Atom entweder durch spontane oder stimulierte Emission in den Grundzustand zurück. Relevant für die Laserkühlung ist die spontane Emission, welche isotrop in alle Raumrichtung erfolgt. Der Impulsübertrag ist daher im Mittel Null. Über viele solcher Absorptions-Emissions-Zyklen gemittelt erfahren die Atome einen gerichteten Impulsübertrag entgegen der Richtung des eingestrahnten Laserlichts. Durch das kontrollierte Einstrahlen von drei Paaren aus jeweils zwei entgegen gerichteten Laserstrahlen werden die Atome in jeder Raumrichtung gekühlt. Diese Anordnung wird als 3D-optische-Molasse bezeichnet und wurde das erste Mal 1985 mit Natriumatomen experimentiell realisiert [14]. Wird zusätzlich ein magnetisches Gradientenfeld eingesetzt, welches seinen Nulldurchgang im Zentrum der Laserstrahlen hat, wird eine ortsabhängige Rückstellkraft erzeugt. Diese

Konfiguration heißt 3D magneto-optische Falle (3D-MOT). Hiermit können die Atome in einem bestimmten Volumen gekühlt und für längere Zeit gespeichert werden.

Neben dem bereits existierenden Lithium-Experiment in unserer Forschungsgruppe, wird ergänzend ein neues Experiment mit Kalium aufgebaut. Das Ziel ist es, ^{40}K Atome zunächst mit Hilfe der Laserkühlung auf etwa die Dopplertemperatur zu kühlen, um anschließend ultrakalte Fermigase zu erzeugen. Darüber hinaus soll mit Hilfe des Raman-Seitenband-Kühlens der Grundzustand erreicht werden, um die oben erwähnten Ziele i) und ii) zu verwirklichen.

In dieser Arbeit wird die Entwicklung und der Aufbau des Lasersystems beschrieben, welches das Licht zur Dopplerkühlung von Kaliumatomen erzeugt. Unter anderem müssen die richtigen Laserfrequenzen mit ausreichender optischer Leistung und ausreichend schmaler Linienbreite erzeugt werden. Essentiell sind ebenfalls frequenzstabile Laserquellen, deren Frequenz geregelt und verstimmt werden kann. Außerdem stellt sich die Frage, für welche Zwecke wieviele Strahlen benötigt werden. Das zweite Kapitel wird sich dazu mit den grundsätzlichen Gedanken auseinandersetzen, die klären werden, wieviele Laserquellen benötigt werden, wie die einzelnen Frequenzen erzeugt und die Frequenzen stabilisiert werden. Anhand hieran wird das Lasersystem geplant, das dann als Vorbild für den optischen Aufbau dienen wird.

Im Kapitel 3 werden die Laserkomponenten vorgestellt, welche alle selbst aufgebaut, in Betrieb genommen und charakterisiert wurden. Konkret wurden ein gitterstabilisierter Diodenlaser, ein in dieser Arbeit neu konstruierter Interferenzfilterlaser und zwei Trapezverstärker sowie die dazugehörige Optik und Spektroskopie aufgebaut. Das darauffolgende Kapitel 4 beschäftigt sich mit der Realisierung einer Frequenzreferenz. In unserem Fall werden dazu Kaliumatome in einer Dampfzelle spektroskopiert und die Laserfrequenzen auf den atomaren Übergang stabilisiert. Es wird beschrieben, wie ein Fehlersignal mit unterschiedlichen Spektroskopie-Methoden erzeugt und aktiv zur Frequenzregelung eingesetzt werden kann. In dem Kapitel 5 werden die unterschiedlichen Spektroskopie-Methoden miteinander verglichen, wobei sich die Modulationstransfer-Spektroskopie als die stabilste Methode herausstellt. Für diese wurde zusätzlich das Signal optimiert, welches später als Referenzfrequenz dienen wird. Im letzten Kapitel wird nochmal kurz eine Zusammenfassung über die wichtigsten Ergebnisse geliefert und ein Blick in die Zukunft des Projektes gegeben.

2 Konzeption und Entwicklung des Lasersystems

Die quantenmechanische Natur von Teilchen tritt dann in Erscheinung, wenn die thermische de Broglie-Wellenlänge von der Größenordnung des mittleren Abstandes zwischen den Atomen ist. Dieses Phänomen zeigt sich in sehr dichten und kalten Atomwolken.

Eine Atomwolke wird durch ihre Temperatur T und die Teilchendichte n charakterisiert. Mit diesen beiden Variablen lässt sich die Phasenraumdichte $\rho = n(2\pi\hbar^2/mk_B T)^{3/2}$ herleiten [15], die ein wichtiger Parameter bei Experimenten mit ultrakalten Gasen ist. Erreicht die Phasenraumdichte einen Wert von ungefähr eins, wird die Bildung eines Bose-Einstein-Kondensates (BEC) oder eines entarteten Fermi-Gases ermöglicht. Diese Phasen werden üblicherweise erst bei Temperaturen von einigen hundert nK erreicht.

Folglich müssen die Atome nahezu auf den absoluten Nullpunkt heruntergekühlt werden. Dies erfolgt in mehreren Kühlritten. In einer 3D-MOT werden die Atome zunächst bis zum Doppler-Limit vorgekühlt (vgl. Kapitel 1). Für Kalium liegt dieses Limit bei etwa $145 \mu\text{K}$, so dass zusätzliche Techniken angewendet werden müssen, um noch kälter zu werden. Sub-Doppler-Temperaturen bis zu $20 \mu\text{K}$ können mit Hilfe der Sisyphus-Kühlung, der Raman-Seitenband-Kühlung, oder dem Kühlen in einer grauen Molasse erreicht werden [16]. Der finale Kühlritt, um ein quantenentartetes Atomgas zu erhalten, ist das evaporative Kühlen. Dabei werden die heißesten Atome aus der Falle entfernt und die restlichen Atome rethermalisieren bei niedrigeren Temperaturen. So können Bose-Einstein-Kondensate mit $10^5 - 10^7$ Teilchen bei Temperaturen im Nano-Kelvin Bereich erzeugt werden.

Um tiefe Temperaturen in einer Atomwolke zu erreichen, bilden daher Lasersysteme einen wesentlichen Bestandteil von Quantengasexperimenten. Diese stellen insbesondere das Laserlicht zur Kühlung der Atome bereit. In diesem Kapitel wird ein Konzept für das Lasersystem zum Kühlen von Kalium erarbeitet, dass es ermöglichen soll, eine hohe Teilchendichte und niedrige Temperaturen vor dem evaporativen Kühlprozess zu erhalten. In diesem Zusammenhang werden ebenfalls die verschiedenen Möglichkeiten des Kühlens genauer erklärt. In den letzten Jahrzehnten wurden Techniken und Strategien für die experimentelle Umsetzung dieser Kühlmöglichkeiten entwickelt.

2.1 Planungsaspekte

Aufgrund der Hyperfein-Aufspaltung des Grundzustandes von Alkali-Atomen in $F = |I + 1/2\rangle$ und $F = |I - 1/2\rangle$ werden für ein funktionierendes Kühlschema zwei Laserfrequenzen benötigt. Diese sind in der Abbildung (2.2) des Energie-Level-Diagramms von Kalium eingezeichnet: Der Kühllaser treibt den primären Übergang vom Grundzustand $F = 9/2$ in den angeregten Zustand $F^* = 11/2$. Zerfallen angeregte Atome in den Grundzustand $F = 7/2$, werden diese nicht mehr durch das Kühllicht angeregt und nehmen dadurch nicht mehr am Kühlprozess teil. Eine Rückführung der Atome in den Kühlzyklus wird durch zusätzlich eingestrahltetes Rückpumplicht ermöglicht, welches mit dem Übergang vom Grundzustand $F = 7/2$ nach $F^* = 9/2$ resonant ist.

Hiervon ausgehend müssen weitere Überlegungen gemacht werden, wie viele und wofür weitere Strahlen bereitgestellt werden. Es werden Strahlen zum Betreiben einer 3D-MOT, sowie für eine 2D-MOT benötigt. Letztere dient uns als Atomquelle, die einen intensiven und gerichteten Atomstrahl erzeugt, mit dem die 3D-MOT geladen werden kann.

Eine Alternative zum Laden einer 3D-MOT ist die Verwendung eines Zeeman-Slowers oder das direkte Laden aus dem Hintergrundgas. Beide Möglichkeiten funktionieren bei Kalium nicht zufriedenstellend. Die Gründe sind im folgenden kurz erläutert:

- Ein Zeeman-Slower besteht aus einer Spule, die ein variierendes Magnetfeld erzeugt, durch das sich ein Atomstrahl bewegt. Die resonante Streuung von Photonen aus einem entgegen gerichtetem Laserstrahl verlangsamt dabei die Atome. Durch die geschwindigkeitsabhängige Dopplerverschiebung ändert sich mit abnehmender Geschwindigkeit die Resonanzbedingung für die Atome. Dies wird über den Zeeman-Effekt mit dem Magnetfeld kompensiert, so dass die Atome mit dem Licht resonant bleiben. Üblicherweise wird in einem Ofen das gewünschte Element verdampft, um den Atomstrahl zu erzeugen. Es werden nur etwa 10% - 20% des thermischen Strahls abgebremst und können genutzt werden. Dies führt zu einem hohen Materialverbrauch, wodurch eine große Menge an Material benötigt wird. Weil das Isotop ^{40}K nur zu etwa 0.1 ‰ natürlich vorkommt und mit einem Preis von ungefähr 1000 €/mg außerordentlich teuer ist, ist ein Zeeman-Slower keine geeignete Wahl.
- Das Laden direkt aus dem Hintergrundgas in der 3D-MOT funktioniert zwar gut, jedoch kann dabei nicht gleichzeitig ein Ultrahochvakuum bei 10^{-11} mbar realisiert werden. Stattdessen sind Drücke von 10^{-8} mbar realistisch. Stöße zwischen gefangenen Atomen und dem Hintergrundgas treten dann als limitierende Faktoren in den Vordergrund und führen überdies zu Problemen beim späteren evaporativen Kühlen.

Diese Methoden sind demnach nicht zielführend, um eine 3D-MOT effektiv mit ^{40}K zu laden. Ein Erfolg versprechender Ansatz ist eine Kombination aus einer 2D-MOT und einer 3D-MOT.

In der 2D-MOT werden die Atome in zwei Raumrichtungen gekühlt, so dass die dritte Achse zur Erzeugung eines gerichteten Atomstrahls benutzt werden kann, siehe Abbildung 2.1. Mit diesem wird die Hauptkammer mit 3D-MOT über eine differentielle Pumpstrecke im Ultrahochvakuum geladen. Wegen der Anordnung der 2D-MOT entsteht eine Zigarren-förmige Atomwolke, wobei Atome die Falle in beiden Richtungen der z-Achse verlassen können.

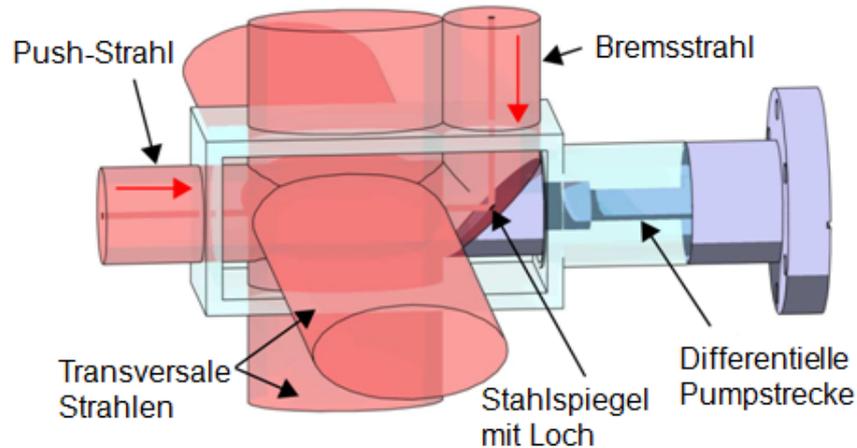


Abbildung 2.1: Aufbau einer 2D^+ -MOT mit einem Lochspiegel aus poliertem Stahl. Dieser reflektiert das Bremslicht zu ungefähr 50% in die MOT-Kammer und übt Lichtdrücke auf die Atome aus. Infolgedessen bewegen sich die Atome in Richtung der Mitte entlang der z-Achse. Durch das Loch wird die Mittelachse nicht mit dem Bremsstrahl beleuchtet, und der gegenläufige Push-Strahl beschleunigt die Atome in Richtung der 3D-MOT. Die transversalen Strahlen dienen als Einfanglicht, um den Atomstrahl zu erzeugen. Die Abbildung wurde der Referenz [17] entnommen.

Um das zu verhindern, wird ein weiterer Laserstrahl (Push-Strahl) benutzt. Dieser drückt die Atome in Richtung der 3D-MOT und hindert die Atome ebenfalls daran, die Falle in Rückwärtsrichtung zu verlassen. Hierdurch halten sich die Atome nur eine begrenzte Zeit in der Falle auf. Das hat den großen Vorteil, dass die Drücke in der 2D-MOT nicht so niedrig sein müssen wie in der Hauptkammer. Zusätzlich wird ein Lichtstrahl (Bremsstrahl) über einen Stahlspiegel mit Loch, aus der entgegengesetzten Richtung eingestrahlt. Eine solche MOT mit Bremsstrahl wird als 2D^+ -MOT bezeichnet. Der Bereich entlang der z-Achse ist somit frei vom Bremsstrahl. Dieser bewirkt eine bremsende Kraft für Atome mit hoher Geschwindigkeit außerhalb der Mittelachse, und führt zu einer längeren Wechselwirkungsdauer mit dem Kühllicht. Die Atome können

dadurch die Falle nur auf der Mittelachse verlassen und werden zur 3D-MOT hinaus beschleunigt. So entsteht ein leicht divergenter Atomstrahl, welcher zum Laden der 3D-MOT geeignet ist.

In der Referenz [18] sind in einer $2D^+$ -MOT Laderaten von 1.4×10^9 Atomen/s und durchschnittliche Geschwindigkeiten der Atome von 24 m/s gemessen worden, wobei hohe Drücke von 2.3×10^{-7} mbar vorhanden waren.

Neben der 2D-MOT als Atomquelle, kann die Laderate weiter durch eine 3D-MOT mit dark SPOT um einiges verbessert werden (siehe Abschnitt 2.1.2). Dazu wird eine herkömmliche MOT so modifiziert, dass ein Teil des Lichts des Rückpumpers im Zentrum ausgeblendet wird. In diesem Bereich wechselwirken die Atome mit dem Laserlicht nicht. Reabsorption spontan emittierter Photonen oder lichtinduzierte inelastische Stöße zwischen den gefangenen Atomen können somit unterdrückt werden.

Um Temperaturen im Bereich von wenigen μK zu erzielen, werden erweiterte Kühltechniken benutzt. Bei Kalium lassen sich solche tiefen Temperaturen nicht herkömmlich mit der Sisyphus-Kühlung erreichen, da hierfür eine aufgelöste Hyperfeinstruktur benötigt wird. Diese ist für das angeregte Niveau in ^{40}K nur etwa 100 MHz breit. Effektivere Kühlmechanismen sind aber bekannt:

- Das Raman-Seitenband-Kühlen; bei dem zu einem angeregtem Zustand ein weit rot verstimmtter Laser eingestrahlt wird und zwei Grundzustandsniveaus miteinander koppelt (siehe Abschnitt 2.1.3).
- Das Kühlen mit einer grauen Molasse; wobei eine geschickte Wahl der Polarisation sowie effektive 3-Niveau-Dunkelzustände ausgenutzt werden, um ein quantenmechanischen Dunkelzustand zu erzeugen, welcher nicht mit dem Lichtfeld wechselwirkt.

Um das Verhalten des Atomgases nach einer Experimentiersequenz zu beobachten, muss außerdem aus mindestens einer Raumrichtung ein zusätzlicher Abbildungsstrahl zur Verfügung stehen. Dieser ist mit den Atomen resonant, so dass der durch Absorption entstehende Schattenwurf auf einer CCD Kamera abgebildet werden kann. Um bei schwachen und bei starken Magnetfeldern Absorptionsabbildungen zu machen, wird dafür Licht mit unterschiedlichen Frequenzen benötigt. Durch das Magnetfeld ist die Wechselwirkung zwischen zwei Fermionen in verschiedenen Hyperfeinzuständen kontrollierbar, welche durch die Streulänge a beschrieben wird. Ist die Streulänge $a > 0$, bilden sich bosonische Moleküle, die ein BEC bilden können. Wird das Magnetfeld adiabatisch über die Feshbach-Resonanz hinaus verändert, führt dieses zu Streulängen $a < 0$. Die Moleküle werden hier instabil und bilden wegen der Anwesenheit von den anderen Fermionen schwach gebundene Cooper-Paare. Ihre Ausdehnung kann durchaus größer sein als die mittlere Distanz zwischen den Teilchen. Diese fragilen Paarungen werden durch die BCS-Theorie¹ beschrieben. In Festkörpern sind

¹Benannt nach Barden, Cooper und Schrieffer

derartige schwach gebundenen Cooper-Paare (bestehend aus zwei Elektronen) verantwortlich für Supraleitung, wodurch der Strom ohne Verlust übertragen wird.

Bei ^{40}K liegen die Feshbach-Resonanzen bei 202 G mit einer Resonanzbreite von 7.8 G und bei 224 G mit einer Resonanzbreite von 9.7 G. Wegen dem Zeeman-Effekt verschiebt sich die Resonanzfrequenz der Atome, wenn sich das Magnetfeld verändert. Die Frequenz der magnetischen Unterzustände ändern sich dadurch um ungefähr 1.4 MHz/G und daher unterscheidet sich die Absorptionsfrequenz bei den Feshbach-Resonanzen um etwa 280 MHz und 315 MHz im Vergleich zu keinem Magnetfeld.

Ein weiterer Punkt, der beachtet werden muss, ist das zuverlässige Fangen der Atome in einer Magnetfalle. Dafür ist die Präparation in wohldefinierten magnetischen Hyperfeinzuständen nötig. Daher wird separat weiteres Laserlicht zum optischen Pumpen in den gewünschten Zustand aus einer Richtung in die Vakuumkammer eingestrahlt.

2.1.1 Eigenschaften von Kalium

Neben Experimenten mit Bosonen bieten die in Kapitel 1 beschriebenen Experimente mit fermionischen Teilchen eine Vielzahl von interessanten Aspekten, welche einem die Gelegenheit eröffnen, spannende Eigenschaften von kalten Gasen zu untersuchen.

In unserem Experiment sollen die Atome durch Raman-Seitenband-Kühlen in den absoluten Grundzustand einer Mikrofalle gekühlt werden. Der dominierende Heizprozess ist hier die spontane Emission. Diese wird durch die Rückstoßenergie $E_{rec} = (\hbar k)^2/2m$ bestimmt, die ein Atom beim Emittieren eines Photons erhält. Für Kalium ist der Rückstoß um etwa einen Faktor 5 kleiner als für das leichtere Lithium. Die einzigen stabilen fermionischen Isotope der Alkalimetalle sind ^6Li und ^{40}K . Die Wahl des Elementes fiel auf Kalium aufgrund der höheren Masse und der damit verbundenen kleineren Rückstoßenergie, was wünschenswert für Raman-Seitenband-Kühlen ist.

Die Darstellung des Energie-Level-Diagramms in Abbildung 2.2 zeigt die Besonderheiten von Kalium. Ein Merkmal von Kalium ist der hohe Kernspin von $I = 4$, welcher dem magnetischen Dipolmoment des Kerns μ_N entgegengerichtet ist. Das hat eine invertierte Hyperfeinaufspaltung zur Folge. Das bedeutet, dass Zustände energetisch höher liegen mit kleinerer F-Quantenzahl als die Zustände mit größerer F-Quantenzahl.

Historisch werden die nah beieinander liegenden Kühlübergänge bei Alkalimetallen als D1- und D2- Linie bezeichnet. Hier soll Kalium primär auf der D2-Linie bei einer Wellenlänge von 766.701 nm gekühlt und gefangen werden. Die Frequenz des Kühllasers wird so gewählt, dass der Übergang $^2S_{1/2} |F = 9/2\rangle \rightarrow ^2P_{3/2} |F^* = 11/2\rangle$ resonant ist. Ein weiteres wichtiges Merkmal von Kalium ist, dass aufgrund der schmalen Hyperfeinstrukturaufspaltung des $^2P_{1/2}$ Niveaus eine hohe Wahrscheinlichkeit besteht, dass Atome nicht resonant in den Zustand

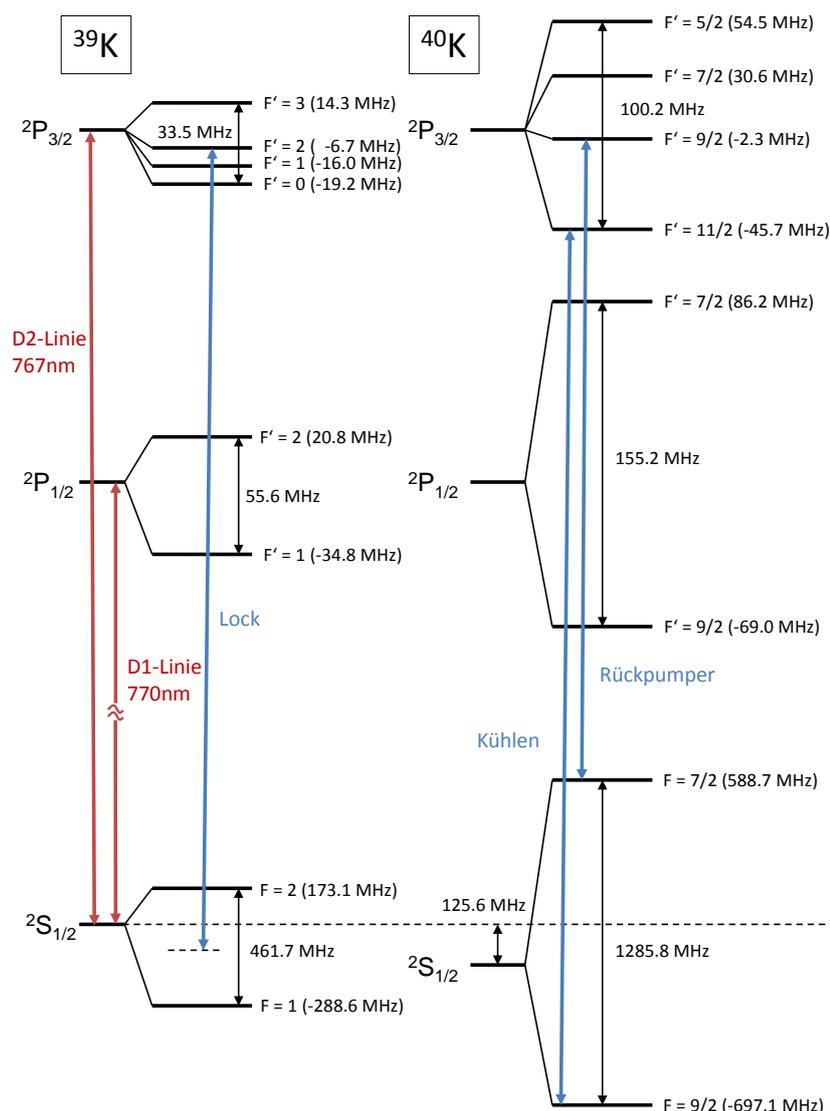


Abbildung 2.2: Das Energie-Level-Diagramm der Kaliumisotope ^{39}K und ^{40}K , entnommen aus der Referenz (Thiecke). Eingezeichnet sind der Grundzustand $2S_{1/2}$, sowie die beiden angeregten Zustände $2P_{1/2}$ und $2P_{3/2}$. Die Abbildung wurde ergänzt durch die Übergänge der D1-Linie bei 770 nm und der D2-Linie bei 767 nm (rote Doppelpfeile). Letztere wird den primären Kühlübergang von $|F = 9/2\rangle \rightarrow |F^* = 7/2\rangle$ von ^{40}K treiben. Der Rückpump-Übergang von $|F = 7/2\rangle \rightarrow |F^* 11/2\rangle$ ist ebenfalls eingezeichnet. Zudem ist die Referenzfrequenz für die Frequenzstabilisierung in der Dampfzelle von $|F = C.O.\rangle \rightarrow |F^* = 1, 2, 3\rangle$ des Überganges in ^{39}K eingetragen. Die Energielevel von ^{39}K dienen als Referenzpunkte, für die sich in den Klammern befindlichen Frequenzen in MHz.

$^2P_{3/2} |F^* = 9/2\rangle$ angeregt werden und in den $|F = 7/2\rangle$ Grundzustand zerfallen. Ohne einen ergänzenden Rückpumplaser von $^2S_{1/2} |F = 7/2\rangle \rightarrow ^2P_{3/2} |F^* = 9/2\rangle$ wären die Atome in diesem Zustand gefangen. Die Intensität des Rückpumplaser im Vergleich zum Kühllaser sollte wegen der hohen Übergangswahrscheinlichkeit entsprechend höher als wie für ^{87}Rb gewählt werden. In [19] beträgt beispielsweise das Verhältnis von Rückpump- zu Kühllaser in der 2D-MOT etwa $1/3$.

Eine relevante Größe für das Fangen und Kühlen ist unter anderem auch die Sättigungsintensität

$$I_{0,40K} = \frac{\pi \hbar c \gamma}{3 \lambda^3} = 1.75 \text{ mW/cm}^2, \quad (2.1)$$

bei der sich ein Viertel aller Atome im angeregten Niveau befinden. Je nach Strahlgröße und Strahlintensität können damit die benötigte totalen optischen Leistung abgeschätzt werden. Für die Intensität wurde $I = 5 I_{0,40K}$ angenommen. Damit ergibt sich für die geplante 2D-MOT mit einem elliptischen Strahlprofil von $55 \text{ mm} \times 28 \text{ mm}$ eine optische Leistung von $P=420 \text{ mW}$. Für die 3D-MOT mit einem Strahldurchmesser von 20 mm wird eine optische Leistung von $P=35 \text{ mW}$ benötigt.

Ein wesentlicher Parameter für das Laden in die 3D-MOT ist die Einfanggeschwindigkeit. Diese beschreibt die maximale Geschwindigkeit mit der die Atome aus einem gerichteten Atomstrahl oder Hintergrundgas gefangen werden können. Unter der Annahme der maximalen Kraft, die ein Laserstrahl auf ein Atom ausübt, kann die Einfanggeschwindigkeit berechnet werden [19]:

$$v_{max} = \sqrt{\frac{\hbar k \Gamma}{2m}} r_{max} \approx 50 \text{ m/s}. \quad (2.2)$$

Hier ist $r_{max} = c r_e$ der Einfangbereich des Laserlichtes, welcher je nach Winkel der Strahlen zum Atomstrahl, einen bestimmten Faktor c größer werden kann.

Im Allgemeinen ist auch die minimale Änderung der Geschwindigkeit eines Atoms von Interesse, wenn es Photonen streut. Das Atom erhält bei Emission einen in entgegen gerichteten Impulsübertrag. Dieser Impuls führt zu einer Änderung der kinetischen Energie des Atoms und kann einer Temperatur zugeordnet werden. Über die Rückstoßgeschwindigkeit ν_{rec} kann die Rückstoßtemperatur T_{rec} bestimmt werden zu

$$\nu_{rec} = \frac{\hbar k}{m} = 1.3 \text{ cm/s}, \quad (2.3)$$

$$T_{rec} = \frac{m \nu_{rec}^2}{2 k_B} = 0.4 \text{ } \mu\text{K}. \quad (2.4)$$

Unerlässlich für eine MOT ist die Atomquelle. Für ^{40}K stellt das eine besondere Herausforderung dar. Die Tabelle (2.1) zeigt die drei wichtigsten Isotope von Kalium. Wegen des niedrigen natürlichen Vorkommens von nur 0.1% sind

	Neutronen N	Häufigkeit (%)	m (u)	τ	I
^{39}K	20	93.2581(44)	38.96370668(20)	stabil	3/2
^{40}K	21	0.0117(1)	39.96399848(21)	1.28×10^9 a	4
^{41}K	22	6.7302(44)	40.96182576(21)	stabil	3/2

Tabelle 2.1: Natürlich vorkommende Isotope des Elements Kalium. Die Atomzahl von Kalium ist $Z=19$. Die eingetragenen Eigenschaften sind die Atommasse A , die Neutronenanzahl N , das natürliche Vorkommen, die Atommasse m , die Lebensdauer τ und der Kernspin I . Die Daten sind der Referenz [19] entnommen.

gewöhnliche Dispenser aus natürlichem Kalium keine Alternative, da die Atomzahl in der MOT sehr gering wäre. Folglich braucht es eine angereicherte Quelle mit ^{40}K . Angereichertes ^{40}K kann typischerweise nur als Kaliumchlorid bezogen werden. Durch eine chemische Reaktion des Salzes Kaliumchlorid mit Kalzium kann daraus Kalium gewonnen werden. Die Reduktions-Reaktion $2\text{KCl} + \text{Ca} \rightarrow 2\text{K} + \text{CaCl}$ findet beim Erhitzen statt, wobei sich das Kalium vom Chlor trennt. Das Kalium wird dann in einem Glaskolben gesammelt. Dieser wird verschlossen und später in unmittelbarer Nähe zur der 2D-MOT gebrochen. Die Quelle für unser Experiment ist mit 12 prozentigem ^{40}K angereichert.

2.1.2 Eine 3D magneto-optische Falle mit einem dark SPOT

Verlustprozesse führen dazu, dass die maximalen erreichbaren Dichten und Teilchenzahlen in einer MOT begrenzt sind. Das kommt besonders zu Tragen, da die Teilchendichte n in die kritische Temperatur $T_{krit.}$ eingeht. Diese beschreibt die Temperatur, ab der ein Ensemble aus Atomen zu einem Bose-Einstein-Kondensat oder einem entartetem Fermigas kondensiert werden kann.

Einen eleganten Ansatz demonstrierte die Arbeitsgruppe von Wolfgang Ketterle 1993 mit dem Einsatz einer dark SPOT-MOT (**dark Spontaneous Force Optical Trap**) für Natriumatome, womit gegenüber einer herkömmlichen MOT die erreichbare Teilchendichte um mehr als zwei Größenordnungen vergrößert werden konnte [20].

Eine dark Spot-MOT ist dann eine Option, wenn es einen Dunkel-Zustand gibt, der nicht mit dem Kühllicht wechselwirkt. Bei Alkalimetallen spaltet der Grundzustand in zwei Hyperfeinniveaus auf, was die Möglichkeit bietet, einen Zustand zum Kühlen und Fangen der Atome (Licht-Zustand) zu nutzen, während der andere als Dunkel-Zustand benutzt wird. In diesem Zustand werden die Atome gespeichert. Die Atome, die sich in einem Dunkel-Zustand befinden streuen weniger Licht, wodurch höhere Teilchendichten erreichbar sind. Die folgenden Verlustmechanismen sind entscheidend bei der Streuung von Photonen:

- Das gestreute Licht in einer Atomwolke wird mehrfach reabsorbiert und

spontan emittiert, was zu erheblichen Lichtdrücken in der MOT nach außen führt.

- Durch Photoassoziation werden in dichten Gasen Moleküle gebildet. Kollidieren zwei Atome im Grundzustand, kann durch Absorption eines Photons, ein angeregter Molekülzustand erreicht werden.

Beide oben erwähnten Prozesse führen zu großen Verlusten innerhalb einer MOT. Durch eine dark SPOT-MOT werden diese Vorgänge stark unterdrückt. Eine ausführliche Betrachtung der dominierenden Verlustprozesse und das Verhalten in einer MOT in Abhängigkeit von der Dichte n und der Teilchenzahl N wird in den Referenzen [21, 22] beschrieben.

In einer dark SPOT-MOT wird ein Teil des Rückpumpasers im Zentrum der MOT ausgeblendet. Üblicherweise sorgt das Rückpumplicht dafür, dass die Atome zurück in den Kühlzyklus gepumpt werden. Die kältesten Atome befinden sich jedoch im Zentrum der Falle und sind damit nicht im Einfangbereich des Rückpumplichtes. Dort koppeln die Atome weder an das elektromagnetische Feld des Kühllasers noch des Rückpumpasers und streuen im Mittel weniger Photonen. Die äußeren heißen Atome werden weiterhin gekühlt, bis sie durch nicht resonante Anregung des Kühllichts in den Dunkel-Zustand zerfallen. Hier wird also der Umstand ausgenutzt, dass die eingestrahlten Laserstrahlen für die kalten Atome im Zentrum quasi nicht sichtbar sind und nur ein kleiner Teil sich im Kühlzyklus befinden.

Mit der Anzahl an Atomen, die sich entweder im hellen Zustand oder im Dunkel-Zustand befinden, kann die Wirksamkeit einer dark SPOT-MOT gegenüber einer konventionellen MOT beurteilt werden. Um zu quantifizieren wie viele Atome sich in dem dunklen Zustand befinden, wurde die Wahrscheinlichkeit

$$p = \frac{N_b}{N_b + N_d} \quad (2.5)$$

eingeführt [20], welche die Besetzungswahrscheinlichkeit des hellen Zustandes mit den Teilchenzahlen des hellen Zustandes N_b und des Dunkel-Zustandes N_d beschreibt. Unter der Annahme, dass der größte Verlustfaktor die Absorption von gestreuten Lichtteilchen in der Atomwolke ist, liefert ein einfaches Modell nach [20] eine Abschätzung für die maximale Teilchendichte in einer dark SPOT-MOT:

$$n_{max}^{dark\ SPOT} = \frac{n_{max}^{bright}}{p} \quad (2.6)$$

Wegen dem Rückpumpaser befinden sich die Teilchen in einer normalen MOT überwiegend im Licht-Zustand und die Besetzungswahrscheinlichkeit ist ungefähr eins. Der Zusammenhang in Gleichung (2.6) zeigt, dass die Teilchendichte durch ein kleines p um ein Vielfaches erhöht werden kann.

2.1.3 Raman-Seitenband-Kühlen

Bei dem Raman-Seitenband-Kühlen, wird ein kohärenter Zwei-Photonen-Prozess zwischen zwei Grundzuständen in einem Atom ausgenutzt. Das Prinzip solcher stimulierter Raman-Übergänge wird in Abbildung 2.3 illustriert. Voraussetzung ist, dass sich die Atome in einem näherungsweise harmonischen Potential mit n Vibrationsniveaus aufhalten und die einzelnen Niveaus aufgelöst werden können, mit der Bedingung $\Gamma \ll \hbar\omega_{vib}$.

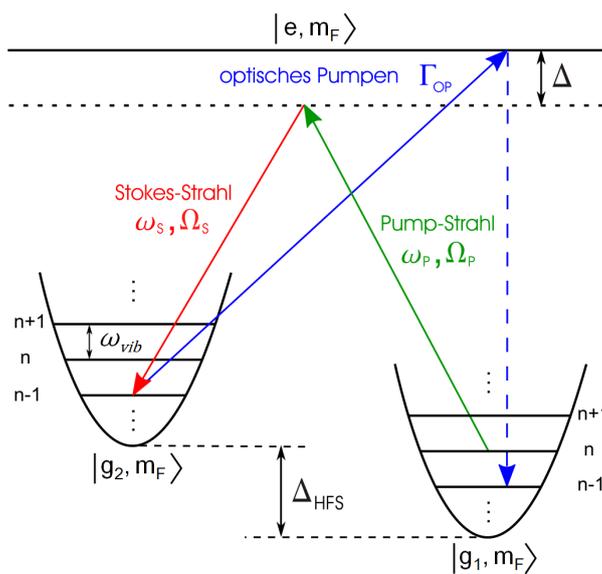


Abbildung 2.3: Darstellung des Grundprinzips der Raman-Seitenband-Kühlung. In einer harmonischen Falle besitzt ein Atom viele Vibrationsniveaus im Abstand ω_{vib} . Ein stimulierter Raman-Übergang koppelt die elektronischen Grundzustände $|g_1, m_F, n\rangle$ und $|g_2, m_F, n-1\rangle$ miteinander, indem ein Stokes- und Pumplaser eingestrahlt wird. Diese sind zum angeregten Niveau $|e, m_F\rangle$ mit $\Delta \approx 10 - 50$ GHz weit rot verstimmt. Da der Prozess in beide Richtungen ablaufen kann, wird zusätzlich ein resonantes Pumplicht mit einer Pumprate Γ_{OP} zwischen dem Grundzustand $|g_2, m_F, n-1\rangle$ und dem angeregtem Zustand $|e, m_F\rangle$ eingestrahlt. Zerfällt das Atom durch spontane Emission in den Ausgangszustand $|g_1, m_F, n-1\rangle$ zurück, wurde es um ein Vibrationsquant gekühlt. Die Abbildung wurde der Referenz [23] entnommen.

Um den Kühlprozess zu verstehen stellen wir uns ein Atom in einer harmonischen Falle vor, das sich im elektronischen Grundzustand $|g_1, m_F, n\rangle$ befindet. Durch einen stimulierten Raman-Übergang wird dieser Grundzustand zunächst in einen zweiten Grundzustand $|g_2, m_F, n-1\rangle$ überführt. Üblicherweise ist der zweite verwendete Grundzustand ein Hyperfeinzustand mit einem Energieunterschied von Δ_{HFS} . Die resonante Kopplung auf dem ersten roten Seiten-

band², findet über ein um Δ verstimmttes virtuelles Energieniveau unterhalb des tatsächlichen angeregten Zustandes $|e, m_F\rangle$ statt. Dazu wird ein sogenannter Stokes- und Pumplaser mit den Rabi-Frequenzen Ω_S und Ω_P eingestrahlt. Diese Kopplung löst eine effektive Raman-Rabi-Oszillation $\Omega_R = \Omega_S^2 + \Omega_P^2/2\Delta$ zwischen den beiden Grundzuständen aus, so dass das Atom auch wieder in sein Ausgangszustand zurückkehren kann [24]. Dies kann verhindert werden, indem ein weiterer resonanter Pumplaser mit einer Pumprate von Γ_{op} zwischen dem Zustand $|g_2, m_F, n-1\rangle$ und dem Zustand $|e, m_F\rangle$ eingestrahlt wird. Durch spontane Emission des angeregten Energieniveaus gelangt das Atom mit einer bestimmten Wahrscheinlichkeit vom Zustand $|e, m_F\rangle$ in den elektronischen Ausgangszustand $|g_1, m_F, n-1\rangle$ zurück. Ob das Atom seine kinetische Energie um ein Vibrationsquant reduzieren kann ist durch die Wahrscheinlichkeit einer Änderung des Vibrationszustandes gegeben. Eine Aussage über die Wahrscheinlichkeit erlaubt der textitLamb-Dicke-Parameter η :

$$\eta = \sqrt{\frac{E_{rec}}{\Delta E_n}}. \quad (2.7)$$

Betrachtet man die Gleichung (2.7), so wird klar, dass das Verhältnis zwischen der Rückstoßenergie $E_{rec} = (\hbar k)^2/2m$ eines gestreuten Photons zur Energiedifferenz benachbarter Vibrationsniveaus $\Delta E_n = \hbar\omega_{vib}$ eine entscheidende Rolle spielt. Je (kleiner) größer das Verhältnis, desto (un-)wahrscheinlicher ist eine Photon induzierten Änderung des Vibrationsniveaus.

Wird dieser Kühlvorgang nun über viele Zyklen fortgeführt, erreicht das Atom irgendwann den vibronischen Grundzustand $|g_1, n=0\rangle$. Dieser Zustand ist gegenüber dem Raman-Übergang und dem Pump-Übergang nahezu dunkel, so dass das Atom nicht mehr am Kühlprozess teilnimmt.

2.2 Das Lasersystem

Anhand der Planungsaspekte im vorigen Abschnitt 2.1, ist das grundlegende Konzept für das Lasersystem von den unten aufgeführten Fragen begleitet. In diesen wird sich mit den wichtigsten Komponenten für den Aufbau des Lasersystems befasst und müssen daher zu Beginn beantwortet werden. Als Vorwegnahme werden hier die Fragen aufgelistet und schon einmal in Kurzform beantwortet, bevor das Konzept noch einmal detaillierter diskutiert wird:

²Generell können auch Raman-Übergänge auf höheren Seitenbänder, und über blaue Seitenbänder getrieben werden. Zweiteres bewirkt jedoch im Allgemeinen ein Heizen der Atome [23].

1. Wie viele Frequenzquellen benötigt der Aufbau?

Das Licht zum Kühlen von Kalium auf der D2-Linie mit zwei unterschiedlichen Frequenzen wird von zwei Laserquellen bereitgestellt. Diese sind ein Kühllaser und ein Rückpump Laser.

2. Welche optische Leistung muss für das gesamte Projekt zur Verfügung stehen?

Es wird eine minimale Leistung von mehreren hundert mW benötigt. Dies wird mit herkömmlichen Laserdioden nicht erreicht. Dementsprechend werden Nachverstärker eingesetzt, um die erforderlichen Leistungen zu erzielen.

3. Wie viele Strahlen werden benötigt und für welchen Zweck?

Das Licht wird in insgesamt 11 Strahlen für das Kühlen, Rückpumpen, Abbilden und die Präparation der Atome in der 2D-MOT und 3D-MOT, sowie für die Spektroskopie aufgeteilt.

4. Worauf werden die Quellen frequenzstabilisiert?

Das Referenzelement für die Frequenzstabilisierung ist eine Dampfzelle mit dem Isotop ^{39}K .

Die Abbildung 2.4 zeigt das zu Grunde liegende Schema für unser Lasersystem, was in Hinblick auf die oben angeführten Fragen gestaltet wurde. Die ausführliche Begründung, weshalb das Lasersystem so und nicht anders strukturiert ist, wird in den folgenden Absätzen erläutert.

Die beiden nötigen Frequenzen für den Kühl- und Rückpump Laser ließen sich auch durch eine einzelne Laserquelle erzeugen, indem mit einem EOM Seitenbänder mit den Frequenzabständen $\Omega + \omega$ und $\Omega - \omega$, auf den Laserstrahl moduliert werden. Warum trotzdem zwei separate Lichtquellen benutzt werden, hat mehrere Gründe. Das entscheidende Argument ist, dass die beiden Frequenzen unabhängig voneinander benutzt werden sollen. Das bedeutet, in bestimmten Fällen (welche das sind wird im Text weiter unten eingegangen), ist es zweckdienlich, nur eine Frequenz zu benutzen, bei der die andere hinderlich ist. Da es mit einem EOM nicht möglich ist, die Trägerfrequenz zuverlässig komplett zu unterdrücken, wird mit einer Laserquelle die geforderte Flexibilität nicht erfüllt.

Wie im vorigen Abschnitt 2.1 beschrieben, wird eine dark SPOT-MOT genutzt, welche mit dem Rückpumplicht realisiert wird. Das Schalten zwischen einer hellen 3D-MOT und einer dunklen 3D-MOT ist nur mit zwei unabhängigen Quellen möglich, weil die Seitenbänder auf allen Strahlen vorhanden sind. Für den Fall einer Lichtquelle mit Seitenbändern bedeutet das: wird ein Teil des Lichtes für die dark SPOT-MOT ausgeblendet, wird gleichzeitig das Kühllicht in diesem Bereich ausgeschaltet. Außerdem könnte nur ein Seitenband verwendet werden, womit ein Teil der Leistung unwirksam verloren geht. Am Ende der Molasse-Phase ist die Unabhängigkeit zwischen Kühllaser und Rückpump Laser

ebenso wichtig, da der Rückpumplaser für die Zustandspräparation länger eingestrahlt werden muss als der Kühllaser. Der Aufbau muss daher flexibel genug sein, dass jederzeit zwischen mehreren Konfiguration hin- und hergeschaltet werden kann. Darüber hinaus muss beachtet werden, dass ausreichend optische Leistung für die 2D-MOT und 3D-MOT zur Verfügung steht. In Abschnitt 2.1.1 wurde dafür eine Leistung von mindestens 500 mW abgeschätzt, was mit einem Gitter-stabilisierten Diodenlaser nicht realisiert werden kann. Maßgebend sind neben der begrenzten Leistung von Laserdioden bei 767 nm von ungefähr 60 mW auch die Verluste durch optische Elemente. Optische Isolatoren verhindern das Zurücklaufen des Lichtes in den Laser, welcher ansonsten nicht frequenzstabil betrieben werden könnte. Je nach Isolatorotyp liegt die Transmission bei 70% – 90%. Weitere Verluste sind durch die eingesetzten AOMs gegeben, die je nach gewünschter Frequenz das Licht mit einer bestimmten Effizienz beugen. Ein großer Verlustfaktor in der Leistung ist ebenfalls durch die Fasereinkopplung gegeben. Hier werden Einkoppeleffizienzen von etwa 60% erwartet. Die letztendlich in den MOT-Kammern ankommende Leistung kann damit auf ungefähr 1/3 der anfänglichen Leistung abgeschätzt werden. Daher bedarf es zwei Quellen mit Nachverstärker, wie es der Entwurf in Abbildung 2.4 zeigt.

Die zentrale Komponenten des Aufbaus bilden zwei kohärente Lichtquellen, welche aus je einem Diodenlaser und einem Trapezverstärker bestehen. Das Licht aus den Diodenlasern mit einer Leistung von (30 – 50) mW wird als Impflicht für die Trapezverstärker verwendet, welche bis zu 2 W Ausgangsleistung erreichen. Neben dem Kühllicht wird mit Hilfe eines EOMs Rückpumplicht erzeugt, so dass optional beide Frequenzen gleichzeitig mit dem Kühllaser erzeugt werden können. Als Frequenzreferenz wird eine primär mit ^{39}K befüllte Dampfzelle verwendet. Auf diese wird der Rückpumplaser mit Hilfe einer dopplerfreien Spektroskopie stabilisiert (siehe Kapitel 4). Durch den Einsatz eines Offsetlocks ist es möglich, den Kühllaser sehr genau und variabel über einen weiten Bereich kontinuierlich in der Frequenz einzustellen. Das ist erforderlich, weil die Anpassung der Frequenzen des Kühllasers wichtiger ist als beim Rückpumplaser. Das liegt daran, dass die besten Pa-

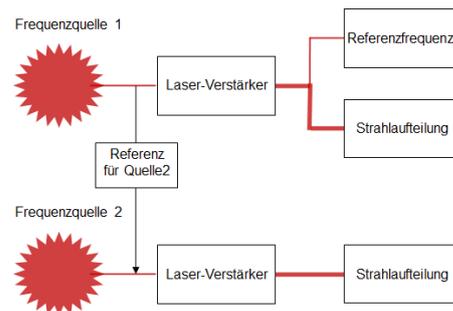


Abbildung 2.4: Entwurf des Lasersystems mit zwei voneinander unabhängigen Laserquellen, welche die Frequenz für das Kühl- und Rückpumplicht bereitstellen. Nachdem das Licht von beiden Quellen verstärkt wird, folgt die Strahlauftteilung. Bei der Aufteilung der Strahlen von der Quelle 1, führt zusätzlich ein kleiner Teil des Lichtes zu einer allgemeinen Referenzfrequenz. Für die Quelle 2 wird die Frequenz dahingegen über die Frequenzquelle 1 festgelegt.

parameter für die Laserverstimmung des Kühllasers in der 2D- und 3D-MOT sehr von den konkreten Experiment-Parametern abhängen. Für das Rückpumplicht ist diese Anpassung weniger kritisch, weil im Vergleich zum Kühllicht nur wenig Licht gebraucht wird und eine nicht optimale Verstimmung durch höhere Leistung recht einfach kompensiert werden kann. Die Frequenzverschiebung durch einen AOM ist infolgedessen vollkommen ausreichend.

In der Abbildung 2.5 wird eine Übersicht des Lasersystems gezeigt, von dem wir nun schon die Erzeugung des Laserlichts und die Frequenzstabilisierung verstehen. Im Weiteren müssen die Strahlen für die benötigten Anwendungszwecke aufgeteilt und mit AOMs frequenzverschoben werden. Nach dem Rückpumpulaser und dem Trapezverstärker folgen mehrere Abzweigungen zu der Spektroskopie, der dark SPOT-MOT, zur 2D-MOT, zum Umpumper für die Zustandspräparation und zum Ramanlaser für das Raman-Seitenband-Kühlen.

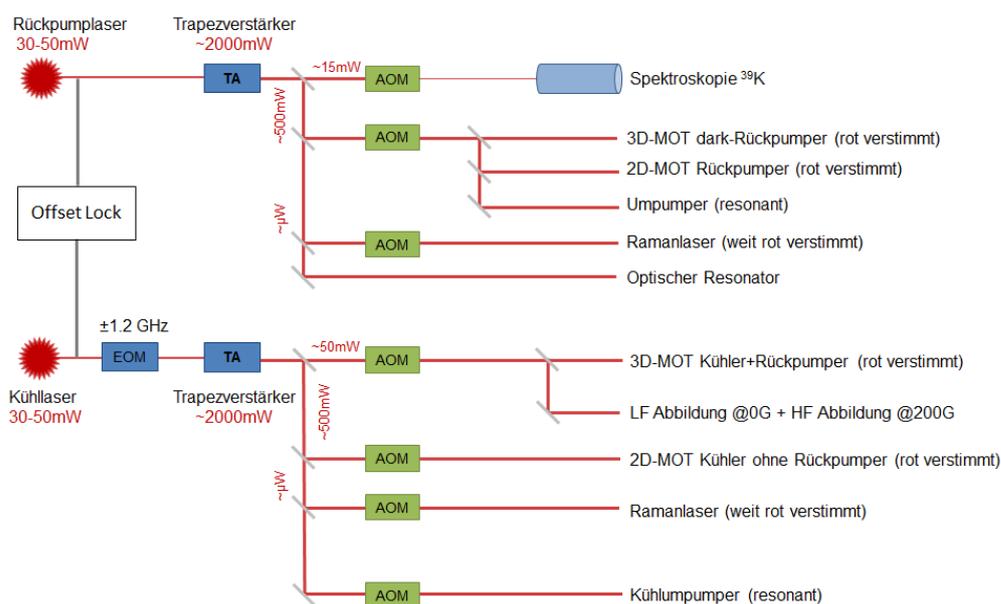


Abbildung 2.5: Übersicht des Lasersystems. Der Rückpumplaser und der Kühllaser liefern das Licht für die zwei benötigten Frequenzen und werden als Impflaser für die Trapezverstärker benutzt. Mit diesen wird das Licht auf bis zu 2 W verstärkt und jeweils dahinter in mehrere Strahlen aufgeteilt. Zusätzlich werden die Frequenzen mit AOMs verschoben, welche außerdem als AN/AUS-Schalter für das Licht genutzt werden. Die Anwendungszwecke, sowie welche Frequenzen für die benutzten Übergänge verwendet werden, werden detailliert im Text beschrieben.

Die Stabilisierung mit der Dampfzelle auf ^{40}K ist aufgrund der geringen natürlichen Konzentration und wegen der sehr teuren Anreicherung nicht nützlich. Daher wird der Übergang von $F = 2 \rightarrow F^* = 1, 2, 3$ des häufig vorkommende Isotopes ^{39}K zur Frequenzstabilisierung genutzt, dessen Isotopenverschiebung sehr genau bekannt ist. Ergänzend kann noch ein weiterer Strahl

zu einem Referenzresonator geleitet werden, an dem analysiert werden kann, ob der Laser wie gewünscht nur auf einer Frequenz emittiert. Erweitert wird der Aufbau durch den Kühllaser, der über den Offsetlock auf den Rückpump Laser stabilisiert wird. Die Seitenbänder des Kühllasers können je nach Bedarf direkt hinter dem Laser mit Hilfe eines 1.2 GHz EOM erzeugt werden. Erst danach gelangt das Licht in den Trapezverstärker und wird verstärkt. Ebenfalls sind hier Abzweigungen zur 2D-MOT und zur hellen 3D-MOT mit dem modulierten Rückpumplicht, sowie zu dem Rückpumper für die Zustandspräparation und auch einem Ramanlaser vorgesehen. Darüber hinaus wird das Kühllicht für das Abbilden bei niedrigen und hohen Magnetfeldern benutzt.

Die Präparation im Zustand $|F = 9/2, m_F = 9/2\rangle$ erfordert das Einstrahlen zweier Laserfrequenzen. Der sogenannte „Rumpumper“ treibt den Übergang von $|F = 7/2\rangle \rightarrow |F^* = 9/2\rangle$, während der Kühlpumper den Übergang von $|F = 9/2\rangle \rightarrow |F^* = 9/2\rangle$. Beide Strahlen sind σ^+ -polarisiert, wie in Abbildung 2.6 gezeigt wird.

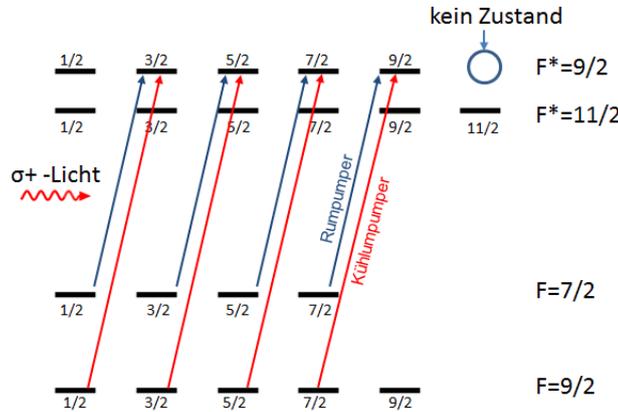


Abbildung 2.6: Die Zustandspräparation in den magnetischen Unterzustand $m_F = 9/2$. Durch Einstrahlen von σ^+ -polarisiertes Lichtes (Kühlpumpers) wird die Zustandsbesetzung in Richtung des $m_F = 9/2$ -Zustandes getrieben (Im Bild nach rechts). Der Rumpumper sorgt dafür, dass der Zustand $|F = 7/2, m_F = 7/2\rangle$ entvölkert wird. Es sind nur die positiven magnetischen Unterzustände eingezeichnet.

Der Kühlpumper ist mit dem Übergang $|F = 9/2\rangle \rightarrow |F^* = 9/2\rangle$ resonant, der wegen seiner Polarisation die Besetzung in Richtung des Zustandes $|F = 9/2, m_F = 9/2\rangle$ treibt. Die Atome im angeregtem Zustand, zerfallen entweder in den $|F = 9/2\rangle$ Grundzustand oder in den $|F = 7/2\rangle$ Zustand. Letzterer wird durch Einstrahlen des Rumpumper-Lichtes entvölkert: Er treibt den Übergang $|F = 7/2\rangle \rightarrow |F^* = 9/2\rangle$. Durch längeres Anlassen des Rückpumpers wird der $|F = 7/2\rangle$ Zustand entleert und die Atome sammeln sich im Grundzustand $|F = 9/2, m_F = 7/2\rangle$. Kernpunkt des Umpumpprozesses ist die Eigen-

schaft, dass es keinen magnetischen Unterzustand $|m_F = 11/2\rangle$ bei $|F^* = 9/2\rangle$ gibt. Daher ist $|F = 9/2, m_F = 9/2\rangle$ ein Dunkelzustand und wechselwirkt nicht mit dem Licht.

Was in der Abbildung 2.5 nicht eingezeichnet ist, sind die Schalter (engl.: Shutter) vor jeder Faserkopplung, die bei Bedarf das Licht blockieren können. Diese sind im Vergleich zu den AOMs, welche als schnelle Schalter fungieren, langsamer im AN/AUS-Schalten. Der Vorteil hierbei ist, dass bei diesem Arrangement aus Shutter und AOMs nicht für jeden Strahl ein eigener AOM benötigt wird. Die Reihenfolge, in der die Strahlen gebraucht werden, ist zeitlich unterschiedlich. So werden die Umpumper erst am Ende der MOT-Phase gebraucht, welche direkt nach dem Ausschalten des Kühllichtes angestellt werden. Das passiert auf kurzen Zeitskalen, so dass AOMs als schnelle Schalter eingesetzt werden müssen. Dafür werden die AOMs des Kühllichtes ausgeschaltet und gleichzeitig die für die Präparation angeschaltet. Für den Ast mit 3D-MOT dunkel-Rückpumper, 2D-MOT Rückpumper und Rumpumper ist lediglich ein AOM eingeplant. Günstig ist hier die Tatsache, dass für den Wechsel von der hellen zur dunklen 3D-MOT der EOM beim Kühllaser angeschaltet wird. Dadurch entsteht auf diesen Strahlen ebenfalls das Rückpumplicht und wird nicht mehr vom Rückpumplaser selbst benötigt. Somit steht eine längere Zeit zur Verfügung, in der sich die Shutter der 3D-MOT und 2D-MOT schließen können und gleichzeitig die Frequenz für den Rumpumper angepasst werden kann. Wie oben bereits erwähnt, wird im Verhältnis zum Kühllicht, wesentlich weniger Rückpumplicht gebraucht. Daher kann der Rückpumper für die 2D- und 3D-MOT über einen AOM gesteuert werden. Für das Kühllicht ist es vorrangig, zwei separate AOMs zu nutzen, damit unabhängig voneinander die Frequenzen eingestellt werden können. Darüber hinaus wird die helle 3D-MOT nicht für das Laden gebraucht, sondern erst für den Übergang in die magnetische Falle. Um das zu erreichen, muss der Wechsel von der hellen zur dunklen 3D-MOT sehr schnell passieren, so dass das in diesem Fall durch das Anschalten des EOMs gemacht werden kann. Die Abbildungsstrahlen kommen erst nach einer Experimentiersequenz zum Einsatz, wodurch genügend Zeit ist, die Frequenzen für starke oder schwache Magnetfelder über den Offsetlock anzupassen. Für schnelles Schalten zwischen unterschiedlichen Konfiguration, sind AOMs das Mittel der Wahl.

Als 0 Hz Ausgangsfrequenz wird der Übergang $|F = 9/2\rangle \rightarrow |F^* = 11/2\rangle$ von ^{40}K festgelegt. Relativ zu diesem Übergang werden alle anderen Frequenzen berechnet, was in der Abbildung 2.7 verdeutlicht wird. Berücksichtigt wird, dass der Kühllaser ebenfalls zu 0 Hz verstimmt ist, um bereits vorhandene AOMs zu benutzen. Positive Werte haben eine höhere Frequenz, wohingegen negative Werte kleinere Frequenzen im Gegensatz zum Kühlübergang bedeuten. Die berechneten Frequenzen sind in der unten stehenden Tabelle 2.2 aufgelistet:

Aufgabe	Verstimmung δ [Γ]	$\approx \Delta\omega$ [MHz]	AOM [MHz]
3D-MOT Kühlung	3 – 5	-24	110
2D-MOT Kühlung	3 – 5	-24	110
Kühlumpumper	0	44.1	178
2D-MOT Rückpumper	3 – 5	-1265.7	80
3D-MOT Rückpumper (hell+dunkel)	3 – 5	-1265.7	80
Umpumper	0	-1241.7	80
Spektroskopie ^{39}K	0	-600	290 (DP)

Tabelle 2.2: Berechnete Frequenzverschiebung für die unterschiedlichen Verwendungszwecke relativ zum Kühlübergang von ^{40}K $|F = 9/2\rangle \rightarrow |F^* = 11/2\rangle$. Eingetragen sind die Aufgabe des verwendeten Lichtes, die Verstimmung δ zu dem benutzten Übergang, die Frequenzverschiebung $\Delta\omega$ zur Referenz und die dafür benötigten AOM Frequenzen. Der AOM für die Spektroskopie wird in „double pass“ (DP) Konfiguration betrieben.

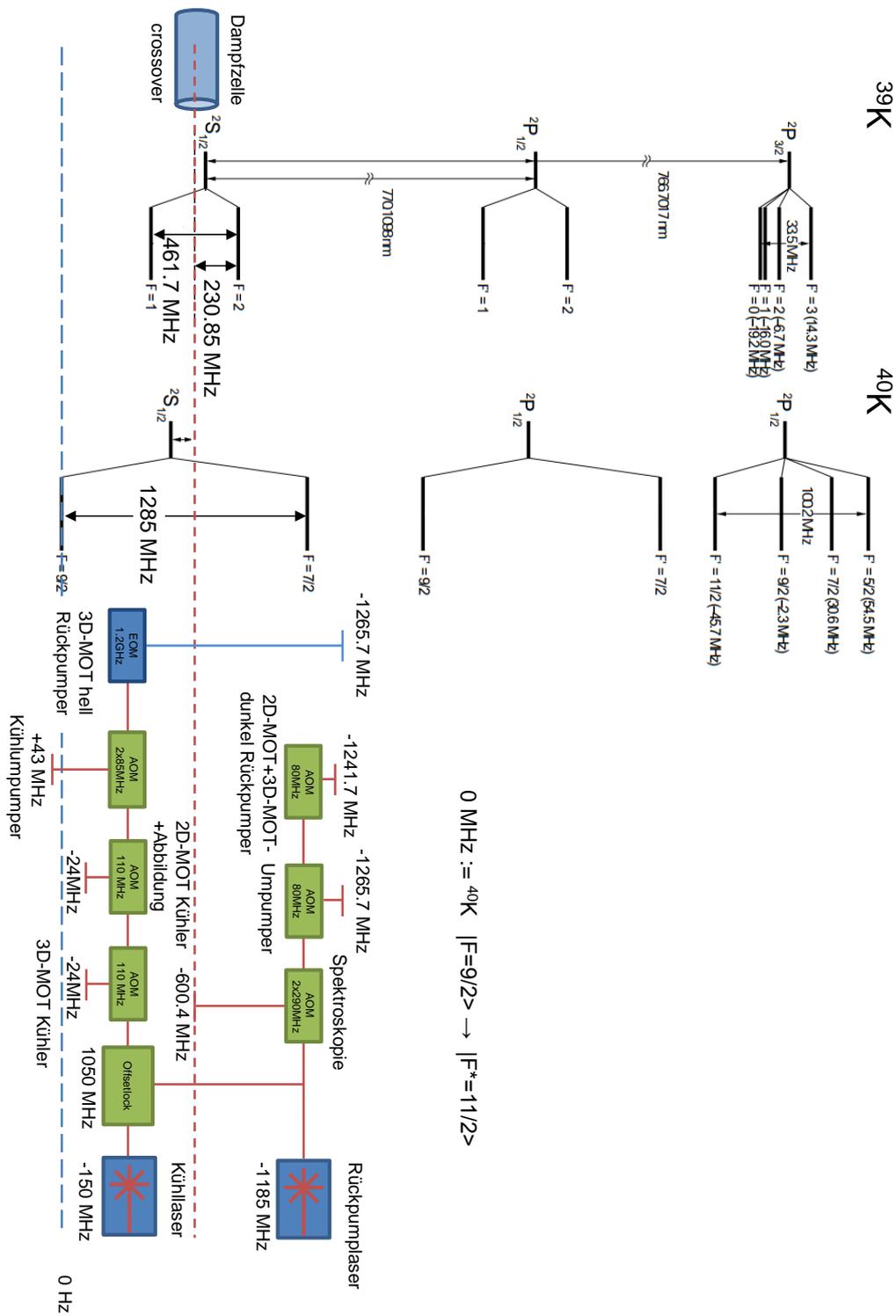


Abbildung 2.7: Frequenzverschiebung relativ zum Kühlübergang von $40K$ $|F = 9/2\rangle \rightarrow |F^* = 11/2\rangle$.

3 Optischer und elektronischer Aufbau des Lasersystems

In den sechziger Jahren wurde der erste Festkörperlaser auf Basis eines Rubin­kristalls von T. H. Maiman realisiert [25]. Kurz danach folgten die ersten Halbleiterlaserdioden, hergestellt aus Galliumarsenid (GaAs), für den nahen infraroten und sichtbaren Spektralbereich [26].

Heutzutage werden in der Atom- und Laserphysik größtenteils Halbleiterlaserdioden eingesetzt. Mit welcher Frequenz das Licht emittiert wird hängt von der Bandlückenbreite der Laserdiode ab. Diese Bandlücke kann durch Mischkristalle aus $Al_xGa_{1-x}As$ oder $In_xGa_{1-x}As_yP_{1-y}$ variiert werden, wodurch für einen breiten Spektralbereich Laserdioden zur Verfügung stehen. Der Aufbau solcher Laser mit Halbleiterlaserdioden sind sehr kompakt, äußerst wartungsarm und kostengünstig. Typische Linienbreiten von frei laufenden Laserdioden sind ungefähr 50 MHz und die erreichbare Leistung liegt bei etwa 30 mW - 50 mW im nah infraroten Bereich. Eine Voraussetzung für die Laserkühlung sind Lichtquellen mit einer Linienbreite, welche schmaler als der zum Kühlen verwendete optische Übergang der Atome von 6 MHz für Kalium ist. Außerdem werden unter Berücksichtigung von Verlusten durch optische Elemente, minimale Leistungen von 600 mW - 800 mW benötigt.

Die Umsetzung eines Systems, dass zur Reduzierung der Linienbreite genutzt werden kann wird in Kapitel 4 beschrieben. Die notwendige Ausgangsleistung kann erreicht werden, indem das Licht der Diodenlaser in Kombination mit Trapezverstärker nachverstärkt wird.

Im Folgenden wird der Aufbau der einzelnen Laser, welche in unserem Kalium Experiment Verwendung finden, beschrieben und charakterisiert. Dabei wird auch der Unterschied zwischen einem gitterstabilisierten Diodenlaser und einem Interferenzfilterlaser herausgestellt. Das Laserlicht der beiden Quellen wird jeweils als Impuls für Trapezverstärker verwendet, wobei gezeigt wird wie die Ausgangsleistung von der Eingangsleistung abhängt. Dieses Kapitel wird nur einen groben Überblick über die Funktionsweise der verwendeten Lasertypen geben. Detailliertere Informationen finden sich in den Veröffentlichungen [27] und [28] und speziell für den mechanischen Aufbau des Interferenzfilterlasers in der Referenz [29].

3.1 Diodenlaser mit externer Rückkopplung

Die Laserkühlung von Atomen erfordert eine schmale Linienbreite der verwendeten Laser, die zudem in der Frequenz sehr präzise eingestellt werden müssen. Ein frei laufender Diodenlaser hat allerdings eine zu große Linienbreite im Vergleich zur natürlichen Linienbreite von Kalium. Hinzu kommt das sehr breite Verstärkungsprofil der Laserdiode, so dass Licht vieler Frequenzen emittiert wird. Ohne weitere Maßnahmen kann wenig Kontrolle auf die Ausgangsfrequenz und die Linienbreite ausgeübt werden.

Mit einer Rückkopplung des Lichts zurück in die Laserdiode kann die Linienbreite deutlich reduziert werden. Um dies zu erreichen, können Diodenlaser um einen externen Resonator erweitert werden (engl.: External Cavity Diode Laser - ECDL). Dieser entsteht entweder durch den Einsatz eines partielle reflektierenden Spiegels oder durch ein optisches Beugungsgitter in der Littrow-Konfiguration. Eine ausführliche Beschreibung des mechanischen Aufbaus der beiden in dieser Arbeit verwendeten verschiedenen Diodenlasers finden sich, für die Variante mit Gitter in Referenz [28] und in Referenz [27, 29], für die Variante mit Auskoppel-Spiegel. Eine Darstellung des schematischen Aufbaus für die beiden unterschiedlichen Arten zeigen die Abbildung 3.1 und 3.2.

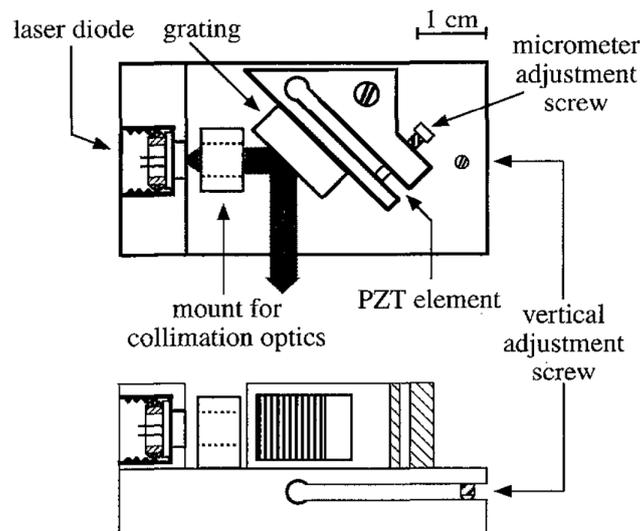


Abbildung 3.1: Schema des mechanischen Aufbaus eines gitterstabilisierten Diodenlaser in Littrow-Konfiguration. Das Licht aus der Laserdiode wird zunächst mit einer aspherischen Linse kollimiert und fällt dann auf ein Beugungsgitter, dessen Winkel zum Laserstrahl mit einem Piezo verändert werden kann. Die 1. Beugungsordnung wird zurück in die Laserdiode reflektiert, während die 0. Beugungsordnung ausgekoppelt wird. Die Abbildung wurde Referenz [28] entnommen.

Die Linienbreite eines Lasers wird durch $\Delta\nu = \Delta_{FSR}/\mathcal{F}$ bestimmt, wobei \mathcal{F}

die Finesse und $\Delta_{FSR} = c/2L$ der freie Spektralbereich ist. Damit hängt die Linienbreite direkt mit der Länge des Resonators zusammen und wird schmaler je länger der Resonator wird. Durch den Einsatz eines längeren externen Resonators werden somit kleinere Linienbreiten erreicht. Die gezielte Auswahl einer Frequenz funktioniert entweder mit Hilfe eines Interferenzfilters oder über den Winkel des Beugungsgitters. Bei letzterer Anordnung trifft das kollimierte Licht aus der Laserdiode unter einem bestimmten Winkel auf das Gitter, so dass die 1. Beugungsordnung zurück in die Laserdiode reflektiert und die 0. Beugungsordnung ausgekoppelt wird. Nach der Bragg-Bedingung wird jede Frequenz unterschiedlich stark gebeugt, daher ist die spektrale Selektivität des Gitters nur vom Einfallswinkels des Lichts abhängig. Zusätzlich werden auch Frequenzen nahe der Beugungsfrequenz zurück reflektiert, das eine Gauß-förmige Verbreiterung herbeiführt. Bei dem gitterstabilisierten Diodenlaser treten folgende grundsätzliche Effekte auf: Zunächst ist die Rückkopplung und die Frequenzauswahl miteinander über das Gitter verbunden, wodurch mit dem Piezostapel nicht nur der Winkel, sondern auch die Resonatorlänge geändert wird. Im ungünstigsten Fall werden die externen Moden nicht synchron mit der Frequenzauswahl des Gitters verschoben, was dann zu Frequenzsprüngen führt. Darüber hinaus ändert sich bei einer Winkeländerung des Gitters die Richtung des Ausgangsstrahls, was mit der nachfolgenden Optik wieder kompensiert werden muss.

Wird stattdessen ein Interferenzfilter benutzt, filtert dieser je nach Winkel zum Laserstrahl alle nicht erwünschten Frequenzen durch konstruktive Interferenz raus. Durch die Schichtstruktur wird so ein sehr scharfes Transmissionsprofil erzeugt, dessen Breite kleiner als 0.3 nm ist. In beiden Fällen erfährt dann die gewählte Frequenz die größte Verstärkung, wobei alle anderen Linien stark unterdrückt werden.

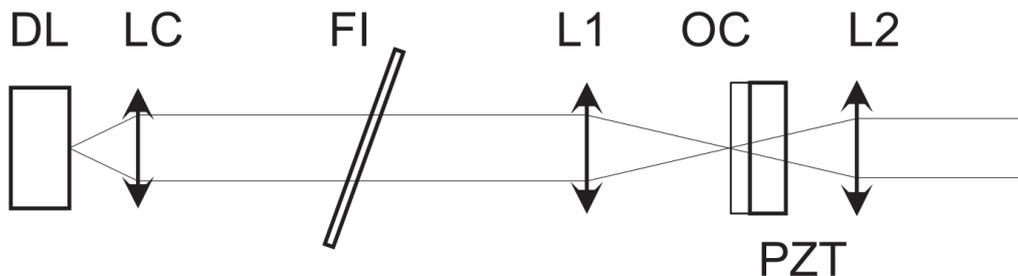
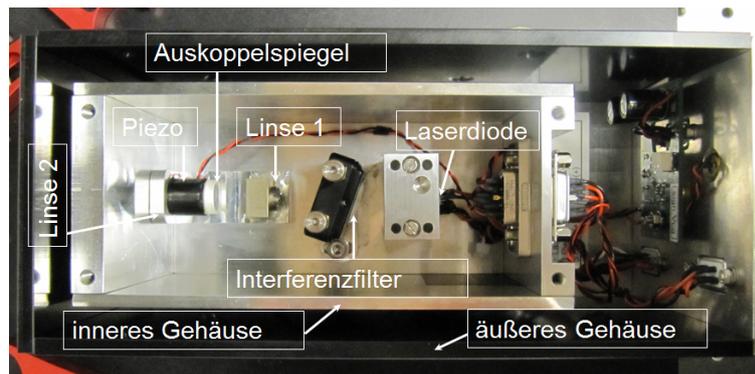


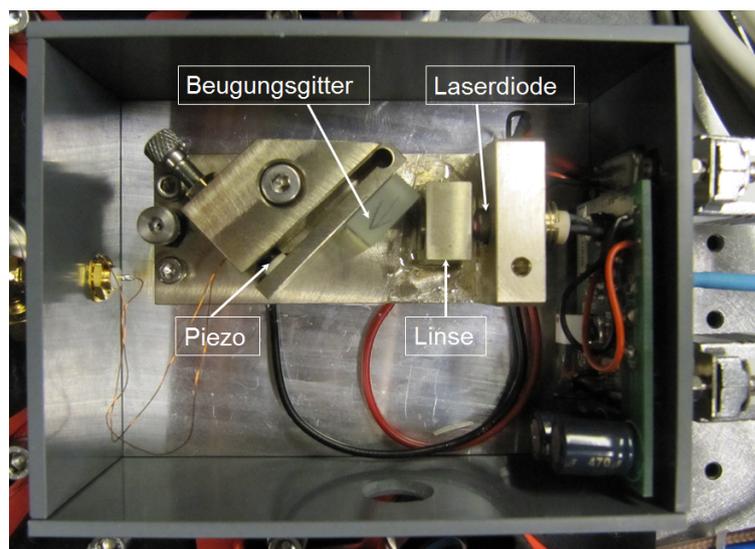
Abbildung 3.2: Schema eines Diodenlasers mit externem Resonator und einem Interferenzfilter (FI) als frequenzselektives Element. (DL) Laserdiode, (LC) Linse zum Kollimieren, (OC) Auskoppel-Spiegel, (PZT) Piezostapel zum Ändern der Resonatorlänge, (L1) erste Linse zum Fokussieren auf den Auskoppelspiegel, (L2) zweite Linse für einen kollimierten Ausgangsstrahl. Die Abbildung wurde Referenz [27] entnommen.

Die Interferenzfilter gibt es erst seit einigen Jahren in ausreichender Qualität,

weshalb erst vor kurzer Zeit in unserer Gruppe ein Prototyp aufgebaut und untersucht wurde. Die detaillierte Beschreibung dazu befindet sich in der Bachelor-Arbeit von Markus Bohlen aus dem Jahr 2014 [29], in der ein interferenzfilter-stabilisierter Diodenlaser bei 670 nm für ${}^6\text{Li}$ ausgiebig getestet wurde. Bei diesem Aufbau sind noch einige Probleme aufgefallen, welche im Rahmen dieser Arbeit geändert wurden, um ein finales Design zu erreichen. Das Argument dafür in Zukunft diesen Typus von Diodenlaser in weiteren Experimenten zu benutzen ist, dass die Rückkopplung und die Frequenzselektion getrennt voneinander sind.



(a)



(b)

Abbildung 3.3: Mechanischer Aufbau der verwendeten Laserquellen, mit denen die Laserfrequenz stabilisiert werden kann. (a) Interferenzfilterlaser. Dieser stellt das Kühllicht zur Verfügung (b) Gitterstabilisierter Diodenlaser. Dieser stellt das Rückpumplicht zur Verfügung

Damit können beide Elemente unabhängig optimiert werden. Der neue Auf-

bau ist darüber hinaus um einiges besser von der Umgebung isoliert, da ein Zwei-Kammer-Gehäuse mit einer zwei-stufigen Temperaturregelung vorgesehen ist. Ein weiterer Vorteil besteht darin, dass keine Richtungsänderung des Ausgangsstrahls durch ein Gitter verursacht wird.

In dem in dieser Arbeit vorgestellten Lasersystem wird ein Interferenzfilterlaser als Kühllaser und ein gitterstabilisierte Diodenlaser als Rückpumplaser verwendet. Bei beiden wird die Länge und damit die Resonanzbedingung des Resonators durch einen Piezostapel verändert. Dadurch wird die Frequenzlinie verschoben, welche durch den externen Resonator definiert wird. Der Piezostapel stellt ein Stellglied zur aktiven Kontrolle der Ausgangsfrequenz dar, welches zur Frequenzstabilisierung verwendet wird (siehe Kapitel 4.2). Durch diese Anordnungen werden regelbare Diodenlaser konstruiert, welche für die Laserkühlung eine ausreichend schmale Linienbreite im Bereich von 100 kHz erreichen. Die zwei zusammengebauten Diodenlaser werden in der Abbildung 3.3 gezeigt.

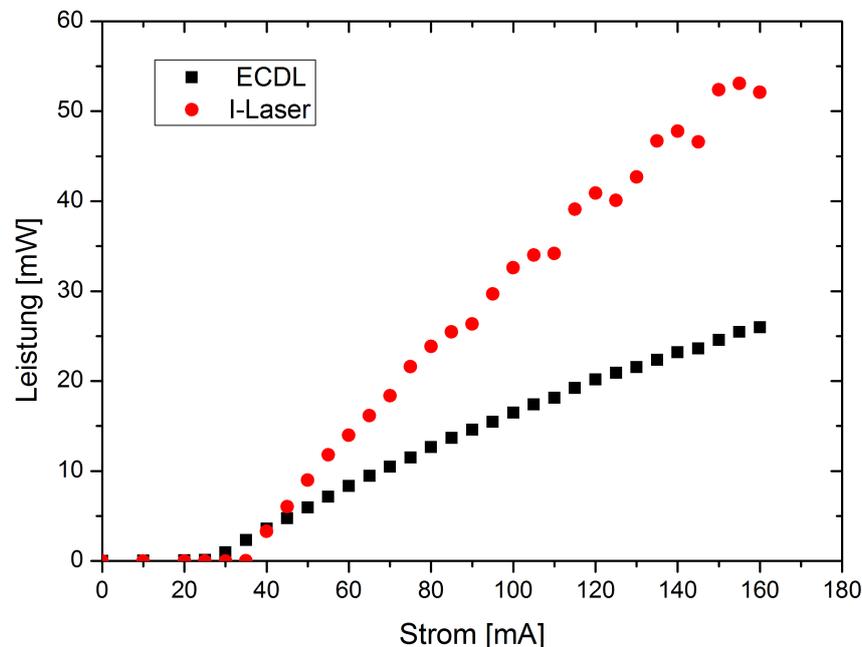


Abbildung 3.4: Leistungs-Strom-Kennlinie des Diodenlasers mit Gitter (schwarze Quadrate) und des Interferenzfilterlasers (rote Kreise). Der Interferenzfilterlaser hat eine wesentlich steilere Leistungskurve und hat bei einem Strom von 160 mA mit ungefähr 50 mW eine doppelt so hohe Ausgangsleistung wie der Diodenlaser mit Gitter.

Im weiteren wurden für beide Laser die Leistungskurven aufgenommen, welche gemeinsam in der Abbildung 3.4 zu sehen sind. Es fällt auf, dass die maximale erreichbare Leistung des Interferenzfilterlasers von etwa 50 mW bei einem

Strom von 160 mA um etwa 25 mW höher sind als bei dem gitterstabilisierten Laser. Ein Grund dafür könnte sein, dass der externe Resonator bei den beiden Lasern unterschiedliche Reflektivitäten haben. Der Auskoppelspiegel des Interferenzfilterlasers hat eine Reflektivität von 11%, während das optische Gitter eine typische Reflektivität von 15 – 20% hat. Dadurch wird mehr Licht zurück reflektiert und dementsprechend wird weniger Licht ausgekoppelt. Beide Laser erreichen dennoch genug Leistung, um das benötigte Impfplicht für die Trapezverstärker zu gewährleisten.

3.2 Der Trapezverstärker

Mit den beiden Lasertypen aus dem vorangegangenen Abschnitt lassen sich Linienebreiten erreichen, die schmäler sind als der für die Laserkühlung verwendete optische Übergang. Die Leistung reicht dagegen noch nicht aus, so dass das Licht zunächst nachverstärkt werden muss. Die Verstärkung des Lichts geschieht in einem trapezförmigen Halbleiter-Lichtverstärker (Trapezverstärker - TA), was in dem schematischen Aufbau in der Abbildung 3.5 zu sehen ist.

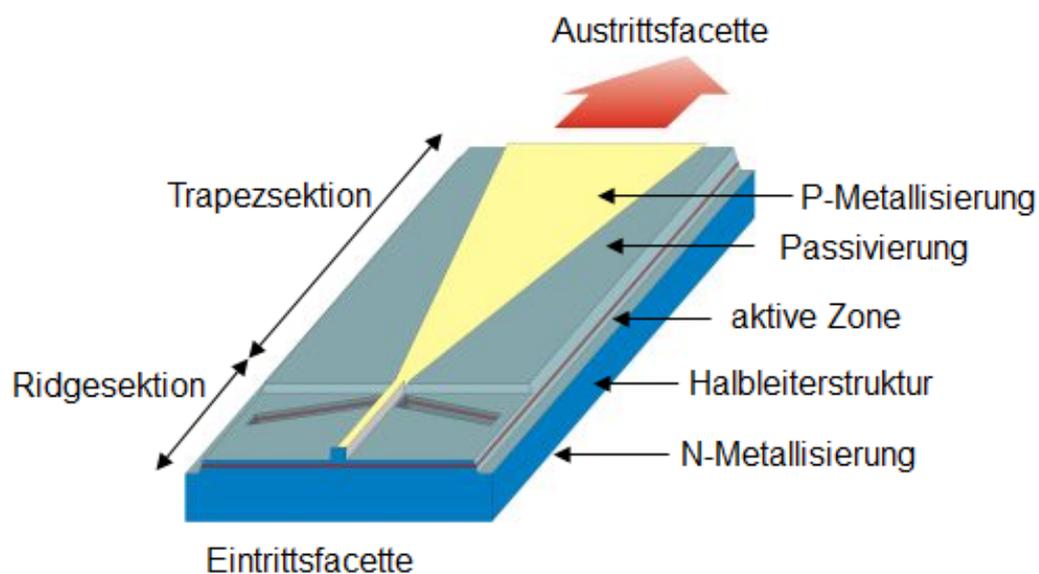


Abbildung 3.5: Schema des Trapezverstärker und prinzipielle Funktionsweise. Das Bild wurde der Referenz [30] entnommen.

Dieser Halbleiter besteht aus einer vorderen Ridge¹ und einer hinteren Trapezsektion. Der vordere Bereich dient als Eintrittsfacette für das zu verstärkende Impfplicht aus der Laserquelle. Durch den kleineren Querschnitt des Strahlführenden Bereichs von annähernd $1 \mu\text{m}^2$ dient der vordere Bereich auch zur Selektion einer einzigen räumlichen Eingangsmode, ähnlich wie eine Faser.

¹Der Begriff „ridge“ kommt aus dem englischen und bedeutet Rippenwellenleiter.

Die Ausgangsleistung des TA-chips nimmt linear mit der Länge des Halbleiters zu [31]. Bei herkömmlichen Laserdioden ist die Länge dadurch limitiert, dass die optische Leistungsdichte zu hoch wird und der Halbleiter überhitzt und zerstört wird. Das wird beim TA durch die Trapez-förmige Struktur umgangen, bei dem die Ausgangsfacette auf mehrere hundert μm vergrößert wird. Die Intensität des Lichts verteilt sich hierdurch auf eine wesentlich größere Fläche, womit höhere Injektionsströme bis zu 5 A benutzt werden können und die Leistung um ein Vielfaches ansteigt. Gleichzeitig kann durch die größere Fläche einfacher die Wärme in das darunter liegende Material abgeführt werden.

In unsere Forschungsgruppe gibt es ein TA-Design, dessen Zeichnungen nur in Form von PDF-Dateien zur Verfügung standen. Aus diesem Grund wurde der TA komplett neu mit dem 3D-Programm „CATIA“ gezeichnet und in die zu dem Institut gehörende Werkstatt in die Fertigung gegeben. Die Abbildung 3.6 zeigt einen dieser selbst aufgebauten Trapezverstärker.

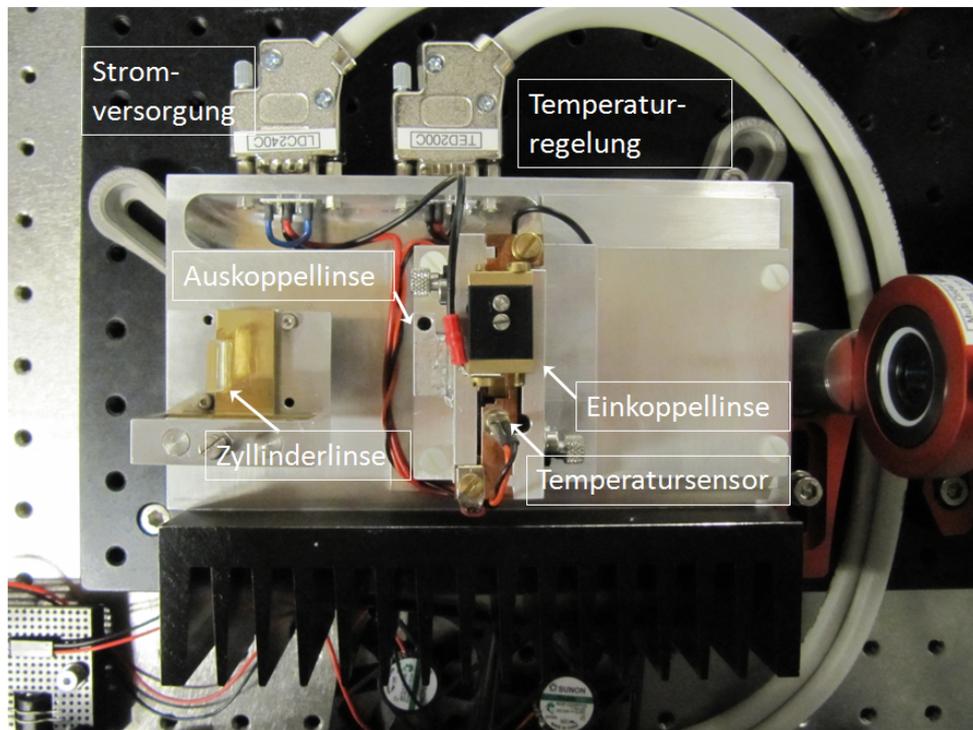


Abbildung 3.6: Mechanischer Aufbau eines selbst aufgebauten TA.

Durch die hohe elektrische Leistung entsteht relativ viel Wärme, weswegen eine Wärmesenke benötigt wird. Diese besteht aus einem Kupferstück, an dem der TA befestigt ist² und die Wärme über ein Peltierelement zu einer großen Bodenplatte aus Aluminium abführt. An dieser ist zusätzlich auf einer Seite ein passives Kühlkörperelement angebracht. Die Temperatur kann aktiv mit

²Zur besseren Kontaktierung zum Kupferstück, wird zwischen den TA-chip und das Kupferstück eine dünne Indium-Folie gepresst.

dem Peltierelement geregelt werden, welches über einen Temperaturkontroller³ gesteuert wird. Die Stromversorgung der Laserdiode wird ebenfalls mit einem externen Kontroller gesteuert, der Ströme bis zu 4 A bereitstellen kann.

Die Einkoppellinse wird justiert, indem der TA eingeschaltet wird und das spontan aus der Eingangsfacette emittierte Licht, mit dem Licht des Impflasers zu überlagert wird. Dabei wird die Modenanpassung mit einem Einkoppelarm durchgeführt, der den Abstand der Einkoppellinse mit einer Mikrometerschraube einstellt. Ist die Überlagerung ausreichend gut, wird der TA-Strom vorsichtig erhöht. Mit einem Leistungsmesser wird beobachtet, ob dieser anfängt Laserlicht zu emittieren. So kann die Einkopplung optimiert werden, bis die Leistung maximal ist. Das Strahlprofil aus einem TA hat wegen seiner Struktur ein Astigmatismus. Daher wird mit der Auskoppellinse zunächst eine Richtung kollimiert, während die andere sehr stark divergent ist. Um diesem Astigmatismus entgegen zu wirken, wird eine Zylinderlinsen eingesetzt, welche nur noch die divergente Strahlrichtung kollimiert. Diese kann in X- und Y-Richtung mit einem linearen Verschiebetisch nach vorne und zurück, sowie einem selbstgebauten Verschiebetische nach oben und unten versetzt werden. Sind beide Richtungen kollimiert kann, der TA zum Lichtverstärken genutzt werden.

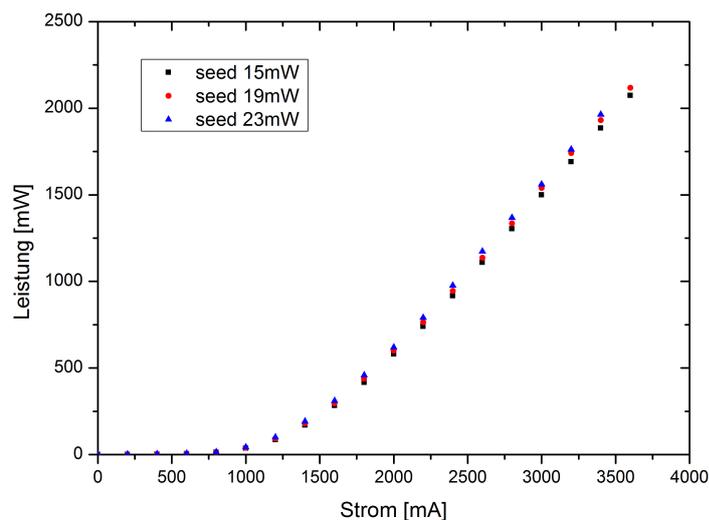


Abbildung 3.7: Aufgenommene Leistungskurve des Trapezverstärkers mit einer Impfleistung von 15 mW, 19 mW und 23 mW. Die Schwelle, bei der das Licht verstärkt wird, liegt etwa bei 1.2 A und erreicht bereits bei einer Impfleistung von 15 mW eine maximale Ausgangsleistung von über 2 W.

Der verwendete TA-chip⁴ benötigt eine minimale Impfleistung von 10 mW und

³Thorlabs TED200C bis 2 W Leistung

⁴m2k-Laser: TA-0765-2000

erreicht eine Ausgangsleistung bis zu 2 W. In der Abbildung 3.7 wurde für drei verschiedene Impfleistung die Leistungskurve aufgenommen. Bei einer Impfleistung von 15 mW wird der TA bereits soweit gesättigt, dass er das Licht maximal verstärkt. Bei einem Strom von 3.6 A wird eine Ausgangsleistung von mehr als 2 W erzielt. Desweiteren verträgt der TA-chip laut Hersteller eine Stromstärke bis zu 4.2 A, womit durchaus noch höhere Leistungen erreicht werden können.

Da eine Impfleistung von 15 mW ausreicht, können die Impflaser näher an ihrer Laserschwelle betrieben werden, wodurch die Lebensdauer der Diodenlaser deutlich erhöht wird.

4 Spektroskopie von Kalium

Für das effektive kühlen von Atomen mit Laserlicht, muss die Frequenz sehr präzise auf die Atomaren Übergänge stabilisiert werden können. Als Referenzelement dient dazu eine mit Kaliumgas gefüllte Dampfzelle, in der die Übergangsfrequenz spektroskopiert wird. Wegen des niedrigen Vorkommens kann nicht direkt der Übergang von ^{40}K verwendet werden, sondern der des wesentlich häufiger vorkommenden ^{39}K . Der Frequenzunterschied zwischen den Isotopen sind wohlbekannt und werden unter Verwendung von Frequenzverschiebenden Elementen (AOM in Doppelpass-Konfiguration) angepasst.

Es gibt diverse Effekte, welche die Stabilität von Laserdioden negativ beeinflussen. Diese entstehen durch Frequenzverschiebung auf wesentlich kleineren Zeitskalen als die Abtastrate der benutzen Detektoren. Schnelle Frequenzänderungen werden verursacht durch Schwankungen im Laserstrom oder durch Akustische Schwingungen in dem Laserresonator. Demgegenüber haben langsame Frequenzänderungen Temperatur- oder Druckschwankungen als Ursache. Deshalb ist es nötig die Laserfrequenz unter Zuhilfenahme eines Regelkreise zu stabilisieren, wodurch eine Rückkopplung zum Laser dessen Frequenz konstant hält. Ein wirksames Verfahren dieses zu realisieren ist ein Pound-Drever-Hall Regelkreis, welches sehr schnell auf die oben genannten Effekte reagieren kann. Ein solches System zum stabilisieren der Laserfrequenz, wird als „laser locking“ bezeichnet. Hierbei wird ein elektronisches Fehlersignal erzeugt, das Information über die Abweichung von der Resonanzfrequenz des atomaren Übergangs bereitstellt und in Abbildung 4.2(b) zu sehen ist. Der definierte Nulldurchgang des Fehlersignals ist die gewünschte Frequenz. Darüber hinaus ist die Steigung der Spannung proportional zur Frequenzabweichung und wird damit geregelt.

Die kommenden Abschnitte befassen sich mit dem Aufbau der Spektroskopie im Detail, sowie mit der Erzeugung des Fehlersignals. Desweiteren werden verschiedene Verbreiterungsmechanismen erklärt und wie insbesondere die Dopplerverbreiterung bei schmalen Übergänge durch dopplerfreie Sättigungsspektroskopie verhindert werden kann. Außerdem werden die Unterschiede zwischen der Frequenzmodulations- und Modulationstransfer-Spektroskopie beschrieben und miteinander verglichen.

4.1 Linienprofil eines atomaren Überganges

Die Emissions- oder Absorptionslinien von Atomen oder Molekülen verfügen nicht genau über eine Frequenz, sondern folgen einer Frequenzverteilung, die als Linienprofil bezeichnet wird. Verschiedenartige Mechanismen tragen zur Verbreiterung dieser Linienprofile bei, welche je nach Prozess durch eine Gauß- oder Lorentz-Verteilung beschrieben werden können. Das totale beobachtete Linienprofil resultiert dann aus der Faltung aller beteiligten Verbreiterungsmechanismen.

4.1.1 Natürliche Linienbreite

Die fundamentale Breite von Spektrallinien ist durch die natürliche Linienbreite gegeben, die aufgrund der Heisenbergschen Energie-Zeit-Unschärferelation den Energieübergang zweier Niveaus nur auf ΔE genau bestimmbar macht. Damit eng verknüpft ist die Lebensdauer τ des angeregten Energieniveaus. Wegen

$$\Delta E = \frac{\hbar}{\tau}, \quad (4.1)$$

bedeutet eine längere Lebensdauer auch eine schmalere Linienbreite, deren Form durch ein Lorentzprofil gegeben ist. Für die natürliche Linienbreite wird in der Atomphysik der griechische Buchstabe Γ verwendet. Bei Kalium steht die Lebensdauer $\tau = 26.37(5)$ ns des angeregten Niveaus somit im direkten Zusammenhang mit der natürlichen Linienbreite, welche $\Gamma = 2\pi \times 6.03(1)$ MHz [19].

4.1.2 Dopplerverbreiterung

Die Atome in einem thermischen Gas befinden sich nicht in Ruhe, sondern folgen einer Geschwindigkeitsverteilung. Aufgrund des Dopplereffektes bewirkt das eine Verbreiterung der Linienbreite. Bei der Spektroskopie an atomaren Gasen ist diese Dopplerverbreiterung der limitierende Faktor, da die natürliche Linienbreite um mehrere Größenordnungen überdeckt wird.

In einem idealen Gas ist die Geschwindigkeitsverteilung bei einer Temperatur T beschreibbar durch die Maxwell-Boltzmann-Verteilung

$$p(\vec{v}) = \left(\frac{m}{2\pi k_B T} \right)^{3/2} e^{-\frac{m\vec{v}}{2k_B T}}. \quad (4.2)$$

Diese Gleichung beschreibt den dreidimensionalen Fall, bei dem sich die Atome in alle Richtungen bewegen. Für die weiteren Überlegungen reicht es, wenn die Bewegung in einer Raumrichtung betrachtet wird. Ein sich mit der Geschwindigkeit v_z bewegendes Atom, sendet in seinem Ruhesystem Licht der Frequenz ω_0 aus. Ist die Emissionsrichtung entlang der Bewegungsrichtung des Atoms, wird im Laborsystem die Doppler-verschobene Frequenz

$$\omega = \omega_0 \left(1 - \frac{v_z}{c}\right) \quad (4.3)$$

beobachtet. Die Lichtgeschwindigkeit wird mit c bezeichnet. Das selbe Prinzip gilt ebenfalls für die Absorption. Wird Laserlicht kollinear zur Bewegungsrichtung des Atoms eingestrahlt, ist die Frequenz des Laserlichtes gegenüber dem atomaren Übergang bei $v_z > 0$ rot verstimmt und bei $v_z < 0$ blau verstimmt. Das Licht wechselwirkt dementsprechend nur mit Atomen, dessen Geschwindigkeitskomponente $v_z = 0$ und damit $\omega = \omega_0$ ist.

Der Anteil der Atome mit einer Geschwindigkeit zwischen v und $v + dv$ ist

$$p(v)dv = a \left(\frac{m}{2\pi k_B T}\right)^{1/2} e^{-\frac{mv_z^2}{2k_B T}} dv = a \frac{1}{u_0 \sqrt{\pi}} e^{-\frac{v^2}{u_0^2}} dv. \quad (4.4)$$

Die Normierung des Exponenten der großen Klammer unterscheidet sich von dem in Gleichung 4.2, da hier der eindimensionale Fall betrachtet wird. Die wahrscheinlichste Geschwindigkeit, die ein Atom der Masse m und bei einer Temperatur T hat, ist durch $u_0 = \sqrt{2k_B T/m}$ gegeben. Die Wahrscheinlichkeitsfunktion $p(v)$ hat dort ihren maximalen Wert. Der Normierungsfaktor lautet $a = 1/v_0$, entsprechend der Normierungsbedingung

$$\int_{-\infty}^{\infty} p(v)dv = 1. \quad (4.5)$$

Mit der Dopplerverschiebung aus Gleichung 4.3 und mit der Gleichung 4.4 ergibt sich für das Linienprofil der Emissions- oder Absorptionsfrequenzverteilung in einem thermischen Gas

$$g(\omega) = \frac{c}{u_0 \omega_0 \sqrt{\pi}} e^{-\left(\frac{c(\omega - \omega_0)}{u_0 \omega_0}\right)^2}. \quad (4.6)$$

Dies ist ein Gaußprofil mit einer Halbwertsbreite von

$$\Delta\omega_D = 2\sqrt{\ln 2} \frac{u_0 \omega_0}{c}. \quad (4.7)$$

Nach dieser Gleichung beträgt die Linienbreite der Dopplerverbreiterung von Kalium bei einer Temperatur von 298 K ungefähr 777 MHz. Zum Vergleich zu der zuvor berechneten natürlichen Linienbreite von 6 MHz in Abschnitt 4.1.1 zeigt sich, dass die Linienverbreiterung aufgrund des Dopplereffektes hundertmal größer ist. Liegen zwei benachbarte Hyperfeinniveaus eng beieinander, können diese mit einer einfachen Absorptionsspektroskopie nicht mehr aufgelöst werden.

Neben der Dopplerverbreiterung existieren noch weitere Verbreiterungsmechanismen, wie die Stoß- oder Sättigungsverbreiterung. Diese sind bei unserer Anwendung allerdings nicht die dominierenden Effekte.

4.1.3 Dopplerfreie Sättigungsspektroskopie

Um die Frequenz des Laserlichts genau einstellen zu können wird eine Referenzquelle gebraucht, welche im einfachsten Fall eine Dampfzelle mit dem im Experiment vorgesehenen Element enthält. Bei der Spektroskopie an Kaliumdampf absorbieren die Atome bei der richtigen Frequenz das Laserlicht, was über eine Photodiode auf einem Oszilloskop dargestellt werden kann. In unserem Fall wird ^{39}K auf der D2-Linie spektroskopiert, das allerdings eine Grundzustandsaufspaltung von 460 MHz hat. Die Dopplerverbreiterung der Absorptionslinien ist deutlich breiter, weshalb die Hyperfeinaufspaltung ohne weitere Maßnahmen nicht aufgelöst werden kann.

Ein dopplerfreies Signal wird mit der Sättigung der Absorption bei hohen Intensitäten des eingestrahlten Laserlichts ermöglicht. Das Licht wird dazu in einen Pumpstrahl mit hoher Intensität und einen Probestrahl mit schwacher Intensität aufgeteilt. Die Abbildung 4.1 veranschaulicht den Einfluss der beiden Strahlen auf das Absorptionsspektrum.

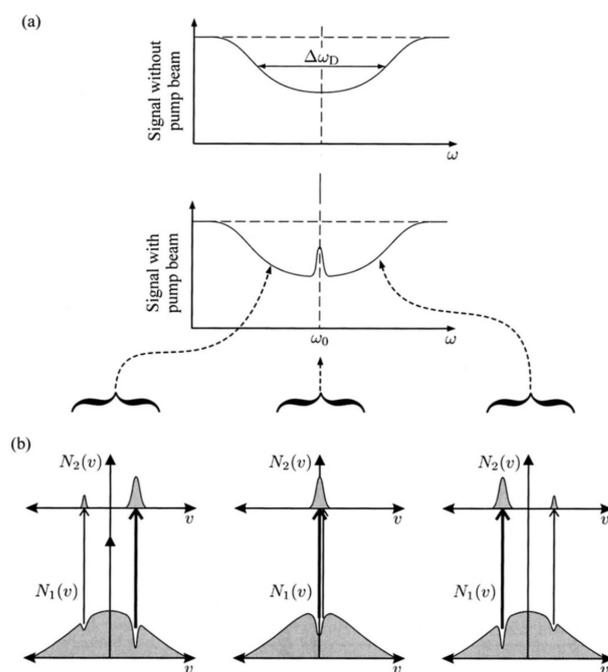


Abbildung 4.1: Dopplerfreie Sättigungsspektroskopie in einem Zwei-Niveau-System. (a) Die Absorption des Probestrahls ohne (oben) und mit (unten) Pumpstrahl. Im Spektrum erscheint hier bei ω_0 eine Senkung, das als „Lamb-Dip“ bezeichnet wird. (b) Die Besetzung des Grundzustands und des angeregten Zustands für drei unterschiedliche Frequenzen des Anregungslichts als Funktion der Geschwindigkeit v der Teilchen. Die Abbildung wurde der Referenz [32] entnommen.

Die beiden Strahlen werden in der Probe (Atomgas in der Dampfzelle) aus entgegengesetzten Richtungen überlagert. Der Pumpstrahl dient als Anregungslicht für Atome, deren Geschwindigkeit $v = c(\omega - \omega_0)/\omega_0$ beträgt. Angesichts der hohen Intensität werden die meisten Atome dieser Geschwindigkeit in den angeregten Zustand gebracht. Die Absorption des Probestrahls wird mit einer Photodiode beobachtet, und damit die geschwindigkeitsabhängige Grundzustandsbesetzung abgefragt. Dieser wechselwirkt hingegen nur mit Atomen der Geschwindigkeitsklasse $v = -c(\omega - \omega_0)/\omega_0$, und interagiert dementsprechend für $v \neq v_0$ nicht mit den selben Atomen. Die Absorption des Probestrahls wird dann nicht vom Pumpstrahl beeinflusst. Ist jedoch $v = v_0$, so werden von beiden Strahlen die gleiche Geschwindigkeitsklasse von Atomen angesprochen. Dadurch, dass der intensive Pumpstrahl einen Großteil der Atome anregt, wird die Absorption des Probestrahls deutlich verringert. Es entsteht eine Spitze im Absorptionsspektrum innerhalb des Dopplerverbreiterten Signals. Dieses hat eine Linienbreite von

$$\Delta\omega = \Gamma \left(1 + \frac{I}{I_{sat}} \right)^{1/2}. \quad (4.8)$$

Bei Kalium spaltet der Grundzustand in zwei Niveaus auf und bildet mit dem angeregten Zustand ein Drei-Niveau-System. Es gibt daher zwei Absorptionslinien mit den Übergängen ω_{13} und ω_{23} , so dass ein zusätzliches Überkreuzungs-Signal in der Mitte zwischen den beiden Übergängen auftritt. Wenn es zwei Absorptionslinien gibt, kann es eine Frequenz geben, wo der hin laufende Strahl auf der einen Linie die gleiche Geschwindigkeitsklasse sättigt wie der zurücklaufende Strahl auf der anderen Linie. Hat der Pumpstrahl eine Frequenz von $\omega_{12} = (\omega_{13} + \omega_{23})/2$, sättigt dieser die Atome über den Übergang ω_{13} mit der Geschwindigkeitsklasse

$$v_{13} = \frac{c(\omega_{13} - \omega_{12})}{\omega_{12}} = \frac{c(\omega_{13} - \omega_{23})}{2\omega_{12}}. \quad (4.9)$$

Gleichermaßen wechselwirkt der Probestrahls über den Übergang ω_{23} mit den gleichen Atomen:

$$-v_{23} = \frac{c(\omega_{23} - \omega_{12})}{\omega_{12}} = \frac{c(\omega_{13} - \omega_{23})}{2\omega_{12}}. \quad (4.10)$$

Den entsprechenden Effekt hat der Probestrahls auf die Atomen der Geschwindigkeit $-v_{13}$ über den Übergang ω_{13} , wobei der Pumpstrahl diese Atome über den Übergang ω_{23} anregt. Das bedeutet beide Strahlen wechselwirken mit zwei Geschwindigkeitsklassen. Die gesättigten Atome auf dem einem Übergang, werden demnach durch den Probestrahls auf dem anderen Übergang jeweils abgefragt. Das Ergebnis ist, dass die Probe für den Probestrahls, zwischen den Übergängen bei einer Frequenz von $\omega_{12} = (\omega_{13} + \omega_{23})/2$, transparent wird. Ein zusätzliches Signal wird in der Absorptionsspektroskopie sichtbar.

4.2 Modulations-Techniken

Mit der Methode der dopplerfreien Sättigungsspektroskopie ist die Bestimmung von Absorptionslinien nur noch durch die natürliche Linienbreite begrenzt. Das Zentrum der Absorptionslinie kann bei genügend großem Signal zu Rauschverhältnis sogar wesentlich genauer als die natürliche Linienbreite bestimmt werden. Die Absorptionsspektren eignen sich daher hervorragend für die Frequenzstabilisierung von Diodenlasern. Die grundlegende Idee ist, dass die Intensität des Lichtes nach durchlaufen der Dampfzelle mit einer Photodiode detektiert und die Ableitung der Transmissionskurve als Fehlersignal benutzt wird. Dieses ist in Abbildung 4.2(b) zu sehen. Die Lichtintensität wird stärker oder schwächer, je nachdem ob das Licht resonant von den Atomen absorbiert wird. Ein Regelkreis bietet dann die Möglichkeit das Signal, auf dem Minimum der Transmission zu halten. Eine genaue Beschreibung der Stabilisierungstechnik findet sich in der Referenz [33].

4.2.1 Frequenzmodulation

Um die Frequenzmodulation zu verstehen, müssen wir zunächst einen modulierten Laserstrahl betrachten, der mit einem atomaren Gas wechselwirkt und dabei seine elektrische Feldamplitude ändert. Der experimentelle Aufbau ist in der Abbildung 4.2(a) gezeigt. Diese Änderung gibt uns später die Möglichkeit, Rückschlüsse auf die Resonanzfrequenz des Atomgases zu ziehen. Die folgende Herleitung kann in den Veröffentlichungen [34, 33] gefunden werden, in denen das Verfahren der Frequenzmodulation sehr schön beschrieben ist.

Die elektrische Feldamplitude einer monochromatischen Welle $E_1(t)$, an irgendeinem Ort im Raum, ist gegeben durch:

$$E_1(t) = E_0 \sin(2\pi f_t t), \quad (4.11)$$

wobei E_0 die maximale Feldamplitude ist und f_t im weiteren als Trägerfrequenz bezeichnet wird. Wird die Phase der Welle $E_1(t)$ mit einer Frequenz f_m moduliert, entsteht eine Frequenz-Modulierte (FM) Lichtwelle $E_2(t)$. Diese kann spektral als eine Welle mit einer Trägerfrequenz f_t und Seitenbändern des Intervallabstandes f_m beschrieben werden, was die Gleichung 4.12a zeigt. Dieser Ausdruck kann in eine Reihe entwickelt werden, wobei die Amplituden der Seitenbänder durch Bessel-Funktionen J_n dargestellt werden können und zur Gleichung 4.12b führt [33]:

$$E_2(t) = E_0 \sin[2\pi f_t t + \beta \sin(2\pi f_m t)], \quad (4.12a)$$

$$= E_0 \sum_{n=-\infty}^{+\infty} J_n(\beta) \sin[2\pi(f_t + n f_m)t]. \quad (4.12b)$$

Die Modulationstiefe β beschreibt, wie stark das unmodulierte Signal um die Trägerfrequenz oszilliert. Dieses stellt das Verhältnis von der Trägerfrequenz f_t zu den beiden Seitenbändern $f_t \pm f_m$ dar.

Für eine Modulationstiefe $\beta \ll 1$, ergibt sich für die Bessel-Funktionen $J_0(\beta) \approx 1$ und $J_{\pm 1}(\beta) \approx \pm\beta/2$, wobei alle höheren Seitenbänder mit $|n| > 1$ vernachlässigt werden können. Das elektrische Feld $E_2(t)$ vereinfacht sich damit zu:

$$E_2(t) \approx E_0 \left\{ \frac{\beta}{2} \sin[2\pi(f_t + f_m)t] + \sin(2\pi f_t t) - \frac{\beta}{2} \sin[2\pi(f_t - f_m)t] \right\}. \quad (4.13)$$

Der Ausdruck 4.13 enthält drei verschiedene Strahlen mit der Trägerfrequenz f_t und zwei Seitenbänder mit den Frequenzen $f_t \pm f_m$.

Die momentane Frequenz des modulierten Strahls ergibt sich durch Ableiten der Phase in 4.12a:

$$f(t) = \frac{d}{dt} \{ 2\pi f_t t + \beta \sin(2\pi f_m t) \} = f_t + \beta f_m \cos(2\pi f_m t), \quad (4.14)$$

womit die Abweichung $f_A(t) = f(t) - f_t$ der momentanen Frequenz einen maximale Wert von

$$f_A = \beta f_m \quad (4.15)$$

annimmt.

Die Abbildung 4.2(a) zeigt den Aufbau einer typischen FM-Spektroskopie. Bei der dopplerefreien Sättigungsspektroskopie wird die Phase des Probestrahls zunächst mit Hilfe eines EOMs moduliert, was in einer elektrischen Feldamplitude $E_2(t)$ resultiert, die Gleichung 4.13 folgt. Der modulierte Strahl wird dann weiter durch eine Referenz geschickt, in der die Absorption von der momentanen Laserfrequenz abhängt.

In diesem Projekt wird dafür eine Kalium-Dampfzelle benutzt. Ist die Modulationsfrequenz f_m nahe der Resonanzfrequenz der atomaren Übergänge, erfahren die Seitenbänder unterschiedliche Absorption im Vergleich zu der Trägerfrequenz und ebenfalls gegenüber einander. Dieses wirkt sich auf die Amplitude und Phase der elektromagnetischen Welle aus, woraus ein transmittiertes Feld resultiert:

$$E_3(t) = E_0 \left\{ T_1 \frac{\beta}{2} \sin[2\pi(f_t + f_m)t] + T_0 \sin(2\pi f_t t) - T_{-1} \frac{\beta}{2} \sin[2\pi(f_t - f_m)t] \right\}. \quad (4.16)$$

Die Transmission $T_j = \exp(-\delta_j - i\phi_j)$ hängt hierbei von der Abschwächung der Amplitude δ_j sowie der Phasenverschiebung ϕ_j durch die Wechselwirkung mit den Atomen in der Dampfzelle ab. Der Index $j = 0, \pm 1$ beschreibt jeweils die Frequenzkomponente f_t und $\pm f_m$. Mit einer Photodiode wird ein Signal detektiert, das proportional zur Intensität des Lichtes nach der Dampfzelle ist. Die Intensität ist durch das Quadrat von $E_3(t)$ gegeben:

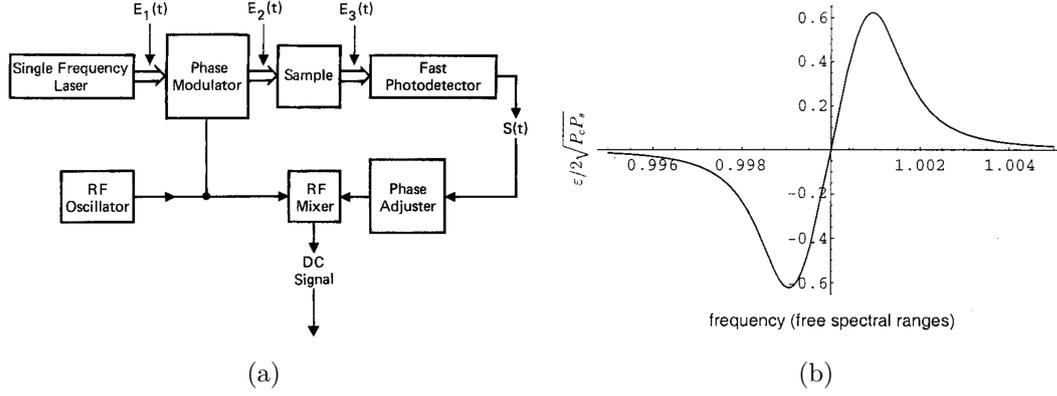


Abbildung 4.2: (a) Aufbau eines FM-Spektrometers. Das Licht aus einem Laser wird zunächst Phasenmoduliert und danach durch eine Probe (Dampfzelle) geschickt, in der das Licht mit den Gasatomen wechselwirkt. Dahinter wird das Licht auf eine Photodiode fokussiert und detektiert. Das Signal wird dann in einem Mischer mit der Modulationsfrequenz abgemischt, woraus ein DC-Signal gewonnen wird. Diese kann aktiv zur Frequenzregelung genutzt werden. Die Abbildung wurde der Referenz [34] entnommen. (b) Beispiel eines Fehlersignals. Der definierte Nulldurchgang gibt die gewünschte Frequenz an. Ein Regelkreis erkennt Abweichungen von diesem Wert und regelt die Frequenz entsprechend nach. Die Abbildung wurde der Referenz [33] entnommen.

$$I_3(t) = \frac{cE_0^2}{8\pi} e^{-2\delta} [1 + (\delta_{-1} - \delta_1)\beta \cos(2\pi f_m t) + (\phi_1 + \phi_{-1} - 2\phi_0)\beta \sin(2\pi f_m t)]. \quad (4.17)$$

Die Gleichung 4.17 enthält einen Kosinus- und Sinus-Term. Unter der Annahme, dass die Modulation klein ist im Vergleich zur spektralen Breite des Überganges, ist der Term $\cos(2\pi f_m t)$ proportional zu der Ableitung der Absorption und $\sin(2\pi f_m t)$ ist proportional zur zweiten Ableitung der Phasendifferenz. Die Koeffizienten $\delta_{-1} - \delta_1$ und $\phi_1 + \phi_{-1} - 2\phi_0$ können genähert werden zu

$$\begin{aligned} \delta_{-1} - \delta_1 &= \delta(\omega_t - \omega_m) - \delta(\omega_t + \omega_m) \\ &\approx -\omega_m \frac{d\delta(\omega)}{d\omega} \Big|_{\omega=\omega_t}, \quad (4.18) \\ \phi_1 + \phi_{-1} - 2\phi_0 &= [\phi(\omega_t + \omega_m) - \phi(\omega_t)] - [\phi(\omega_t) - \phi(\omega_t - \omega_m)] \\ &\approx \omega_m \frac{d\phi(\omega)}{d\omega} \Big|_{\omega=\omega_t - \omega_m/2} - \omega_m \frac{d\phi(\omega)}{d\omega} \Big|_{\omega=\omega_t + \omega_m/2} \\ &\approx \omega_t^2 \frac{d^2\phi(\omega)}{d\omega^2} \Big|_{\omega=\omega_t}. \quad (4.19) \end{aligned}$$

Die Ableitungen 4.18 und 4.19 werden genau dann Null, wenn die Absorption

(Transmission) ein Maximum (Minimum) hat. Das daraus erhaltene Fehlersignal in Abbildung 4.2(b) ist damit zur Frequenzstabilisierung nutzbar.

Um die Amplitude des Signals zu erhalten, wird Gleichung 4.17 elektronisch mit einem Signal proportional zu $\cos(\omega_m t + \phi)$ multipliziert. Das passiert mit einem Mischer, welcher das Produkt aus den beiden eingebrachten Signalen ausgibt. Dabei muss folgendes beachtet werden [33]: Das Produkt aus einem Sinus- und einem Kosinus-Term ist

$$\sin(\omega t)\cos(\omega t) = \frac{1}{2}\{\sin[(\omega - \omega')t] - \sin[(\omega + \omega')t]\}. \quad (4.20)$$

In unserem Fall der Modulation ist $\omega = \omega'$, so dass das Signal verschwindet. Im Gegensatz dazu, ist das Produkt aus zwei Sinus-Termen

$$\sin(\omega t)\sin(\omega t) = \frac{1}{2}\{\cos[(\omega - \omega')t] - \cos[(\omega + \omega')t]\}. \quad (4.21)$$

Hier verschwindet der $\cos[(\omega - \omega')t]$ -Term nicht und beschreibt ein DC Signal, welches mit einem Tiefpassfilter herausgefiltert werden kann. Je nachdem ob der Kosinus- oder Sinus-Term in Gleichung 4.17 betrachtet wird, müssen die Phasen der Signale angepasst werden. Eine zusätzliche Phase ϕ kann einfach mit einer Verzögerungsschleife erreicht werden.

Im finalen Schritt wird das DC-Signal in einem Proportional-Integral-Regler (PI-Regler) analysiert, welcher das Signal auf einem bestimmten vorgegebenen Wert regelt. Dieser ist der wohldefinierte Nulldurchgang des Fehlersignals. Über eine Rückkopplung zu dem Piezostack in einem ECDL, kann die Abweichung von der Resonanzfrequenz der atomaren Übergänge geregelt werden (siehe Kapitel 3). Der Regler gibt eine Spannung an den Piezostapel weiter, der dadurch seine Länge variiert. Dementsprechend ändert sich die Länge des externen Resonators, was eine Änderung der Laserfrequenz bewirkt. Hierdurch kann eine Frequenz auf wenige kHz genau stabilisiert werden.

4.2.2 Modulations-Transfer-Spektroskopie

Die Modulations-Transfer-Spektroskopie (MT-Spektroskopie) funktioniert nach einem ähnlichen Prinzip wie die FM-Spektroskopie, indem ein modulierter Laserstrahl nach Durchlaufen der Dampfzelle beobachtet wird. Anstelle des Probe- strahls, wird jedoch bei der MT-Spektroskopie nur der Pumpstrahl moduliert. Der Aufbau eines MT-Spektrometers zeigt die Abbildung 4.4 in Abschnitt 4.3.

Das elektrische Feld des Pumpstrahls wird durch die Gleichung 4.13 beschrieben. Ist die Laserfrequenz ω nahe des Atomübergangs ω_0 , wird die Modulation vom Pumpstrahl auf den Probestrahl übertragen. Dieses Verhalten ist ein Effekt der nicht linearen Vier-Wellen-Mischung durch die dritte Ordnung der Suszeptibilität $\chi^{(3)}$ des Atomgases in der Dampfzelle. Eine detaillierte Darstellung mit theoretischen Modellen des Prozesses wird in den Publikationen

[35, 36] beschrieben. Außerdem wird in [37] speziell für Kalium eine Anordnung der MT-Spektroskopie gezeigt und für unterschiedliche Pump- und Probestrahl Intensitäten diskutiert. Die entscheidenden Vorteile gegenüber der FM-Spektroskopie sind, dass die Methode wegen der Nicht-Linearität zu starken Signalen mit sehr flachen Hintergrundrauschen führt und unabhängig ist von äußeren Störeinflüssen, wie beispielsweise Schwankungen in der Lichtleistung oder in der Modulationsfrequenz. Dies wird in Kapitel 5 gezeigt. Eine weiterer große Stärke der MT-Spektroskopie ist, dass sich der Nulldurchgang stets in der Mitte der dopplereffreien Atomresonanz befindet.

Bei der Überlagerung des Pumpstrahls der Trägerfrequenz ω_t und dem Seitenband $\omega_t + n\omega_m$ mit dem Probestrahl entsteht ein Schwebungssignal. Dadurch ergibt sich ein Seitenband (vierte Welle) des Probestrahls mit der Frequenz $\omega_t + n\omega_m$, wobei $n \in \mathbb{Z}^*$. Dieser Prozess geschieht für jedes Seitenband des Pumpstrahls. Die Amplituden und die Phasen der entstandenen Seitenbänder auf dem Probestrahl enthalten Informationen über die Wechselwirkung des Lichts mit den Gasatomen in der Dampfzelle.

Das Schwebungssignal zwischen Pump- und Probestrahl wird daher genutzt, um ein mit der Frequenz ω_m alternierendes Signal auf der Photodiode zu erhalten, welches folgendes Signal hat [38]:

$$\begin{aligned}
 S(\omega_m) &= \frac{C}{\sqrt{\Gamma^2 + \omega_m^2}} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} J_n(\beta) J_{n-1}(\beta) \\
 &\times \{ (L_{(n+1)/2} + L_{(n-2)/2}) \cos(2\omega_m t + \phi) \\
 &+ (D_{(n+1)/2} - D_{(n+2)/2}) \sin(2\omega_m t + \phi) \}, \quad (4.22)
 \end{aligned}$$

wobei

$$L_n = \frac{\Gamma^2}{\Gamma^2 + (\Delta - n\omega_m^2)} \quad \text{und} \quad D_n = \frac{\Gamma(\Delta - n\omega_m)}{\Gamma^2 + (\Delta - n\omega_m)^2}.$$

Die natürliche Linienbreite wird mit Γ , und die Phase der Probestrahl Seitenbänder, bezüglich der des Modulationsfeldes wird mit ϕ beschrieben. $\Delta = \omega - \omega_0$ ist die Verstimmung der Laserfrequenz zu dem atomaren Übergängen und C ist eine Funktion der Eigenschaften der Probe und der Strahlen, unabhängig von den Parametern oben.

Für Modulationstiefen β kleiner als eins, können wieder die höheren Bessel-Funktionen vernachlässigt werden, so dass 4.22 dann gegeben ist durch:

$$\begin{aligned}
 S(\omega_m) &= \frac{C}{\sqrt{\Gamma^2 + \omega_m^2}} J_0(\beta) \\
 &\times \{ [J_1(\beta)(L_1 + L_{-1/2}) + J_{-1}(\beta)(L_{1/2} + L_{-1})] \cos(\omega_m t + \phi) \\
 &+ [J_1(\beta)(D_1 - D_{-1/2}) + J_{-1}(\beta)(D_{1/2} - D_{-1})] \sin(\omega_m t + \phi) \}. \quad (4.23)
 \end{aligned}$$

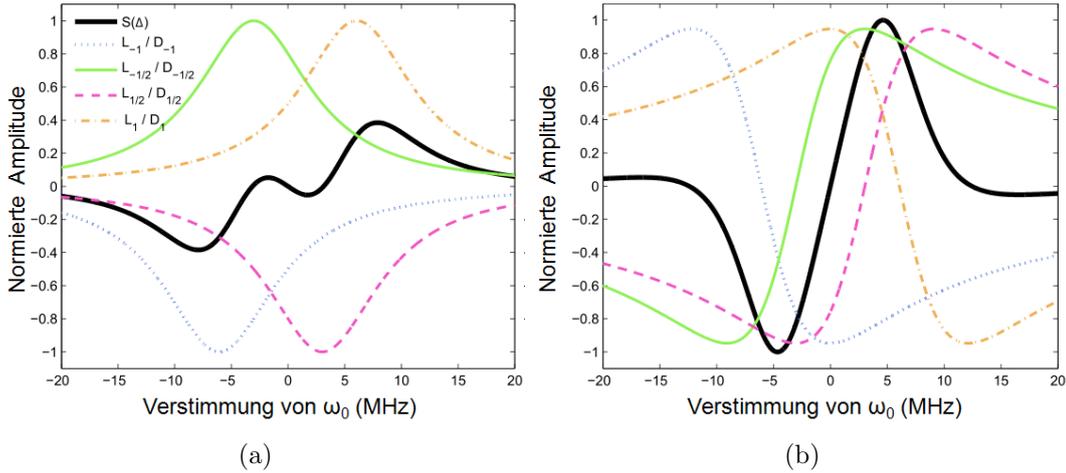


Abbildung 4.3: (a) Simulation der Vorfaktoren des Kosinus-Terms in Gleichung 4.22 und (b) des Sinus-Terms der Signalamplitude einer MT-Spektroskopie. Angenommen wurde hier, dass nur die 1. Ordnung der Seitenbänder relevant ist und höhere Ordnungen vernachlässigt werden können. Die Modulationsfrequenz beträgt hier 6.066 MHz. Die Abbildung wurde der Referenz [39] entnommen.

Die Gleichung 4.23 kann mit der Symmetrie-Eigenschaft der Bessel-Funktion $J_{-1} = -J_1$ vereinfacht werden zu

$$S(\omega_m) = \frac{C}{\sqrt{\Gamma^2 + \omega_m^2}} J_0(\beta) J_1(\beta) \{ (L_{-1} - L_{-1/2} + L_{1/2} - L_1) \cos(\omega_m t + \phi) + (D_1 - D_{1/2} - D_{-1/2} + D_{-1}) \sin(\omega_m t + \phi) \}. \quad (4.24)$$

Diese Gleichung ähnelt der Gleichung 4.17 bei der FM-Spektroskopie und dementsprechend indirekt verbunden mit der Absorption und Dispersion der Dampfzelle. Wie in Abschnitt 4.2.1, wird auf die gleiche Weise hieraus ein Fehlersignal erzeugt.

Eine Simulation des Fehlersignals der MT-Spektroskopie mit kleiner Modulationstiefe, ist in der Abbildung 4.3 dargestellt. Das Signal des Kosinus-Term ist durch die Summe der Lorentz-Funktionen bestimmt, welche von der Resonanzfrequenz um die Modulationsfrequenz verschoben sind. Folglich ist die Größe des Signals durch den Überlapp der Kurven gegeben. Bei sehr kleinen Modulationsfrequenzen ist die Summe Null und das Signal verschwindet. Wird die Modulationsfrequenz erhöht, reduziert sich der Überlapp. Im Signal wird ein „Knick“ sichtbar, der durch die Lorentz-Funktionen $L_{\pm 1/2}$ verursacht wird. Entsprechendes kann auch der Sinus-Term diskutiert werden. Hier ist das Signal aus der Ableitung der vier Lorentz-Funktionen aus Gleichung 4.24 zusammengesetzt, welche in Abbildung 4.3(b) zu sehen sind.

4.3 Optischer Aufbau der Spektroskopie

Nach mehreren Entwicklungsschritten wurde die dopplerfreie Sättigungsspektroskopie in Abbildung 4.4 aufgebaut. Das Laserlicht wird zunächst durch den Polarisations-Würfel PBS1 geschickt. Die Polarisation wird mit der $\lambda/2$ -Platte HWP1 so eingestellt, dass maximal viel Licht reflektiert wird. Das Licht durchläuft danach ein 300 MHz AOM in Doppelpass-Konfiguration, wodurch es einen Frequenzshift von 600 MHz erhält. Hinter dem AOM dreht die $\lambda/4$ -Platte QWP1 die Polarisation des Lichtes, bei zweimaligen passieren, um 90° . Auf diese Weise wird das zurücklaufende Licht von PBS1 komplett transmittiert. Ein Spiegel leitet das transmittierte Licht wiederum auf einen weiteren Polarisations-Würfel PBS2, wo bei es in einen Pump- und einen Probestrahl aufgeteilt wird. Das Verhältnis der beiden Strahlleistungen wird über die $\lambda/2$ -Platte HWP2 eingestellt. Die Seitenbänder des Pumpstrahls werden mit einem 7 MHz EOM erzeugt und im Anschluss über die Spiegel S5 und S6 durch die Kaliumdampfzelle geschickt. Im Anschluss passiert der Pumpstrahl ein weiteres Mal den Polarisations-Würfel PBS2, wird transmittiert und danach mit einem 70:30 Strahlteiler in zwei Teilstrahlen aufgeteilt.

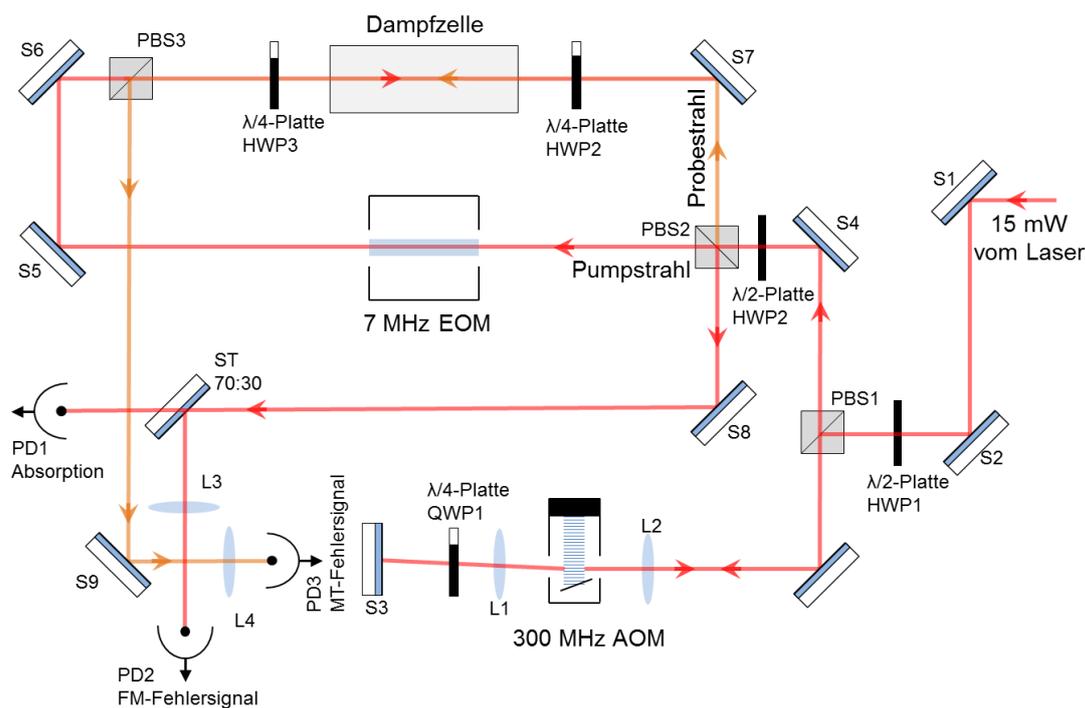


Abbildung 4.4: Optischer Aufbau der Spektroskopie. Mit diesem Aufbau kann entweder das Fehlersignal der FM-Spektroskopie oder der MT-Spektroskopie beobachtet werden.

Der erste Strahl fällt auf die langsame Photodiode PD1, das das Absorptionssignal detektiert. Der zweite Strahl mit der Linse L3 auf die schnelle Photodiode PD2 fokussiert, mit der das hochfrequente FM-Signal des Pumpstrahls detektiert und damit das Fehlersignal erzeugt wird. Der Probestrahl wird aus der gegenläufigen Richtung über den Spiegel S7 mit dem Pumpstrahl überlagert. In der Dampfzelle erfolgt bei der Überlagerung der Strahlen der Modulationstransfer vom Pump- auf den Probestrahl. Das Modulationssignal vom Probestrahl wird dann am PBS3 reflektiert und mit der Linse L4 in die schnelle Photodiode PD3 fokussiert. Dadurch ist die Modulation der dopplerfreien Sättigungsspektroskopie auf beiden Strahlen detektierbar. Je nachdem ob eine gängige FM-Spektroskopie oder eine MT-Spektroskopie durchgeführt wird.

Da der Dampfdruck von Kalium bei Raumtemperatur nur bei etwa 10^{-8} mbar liegt, muss die Dampfzelle geheizt werden [19]. Für das Heizen wurde zunächst eine Heizfolie verwendet, die um die Dampfzelle gelegt wurde. Zwischen Heizfolie und mittig an der Zelle wurde ein NTC-Widerstand plaziert, um die Temperatur über den Widerstand an einem Multimeter abzulesen. Für die thermische Isolation wurden mehrere Schichten Aluminiumfolie um die Dampfzelle gewickelt. Während des Heizens wurden nach kurzer Zeit die Fenster von der Dampfzelle mit Kalium bedampft. Die Ursache dafür ist, dass die Fenster nicht ausreichend geheizt wurden und die kältesten Punkte in der Dampfzelle bildeten. Folglich stand während der Messungen weniger Licht in der Dampfzelle zur Verfügung, und das resultierende Signal wurde kleiner, je mehr Kalium sich auf den Fenstern abgelagerte. Darüber hinaus bildete die Beschichtung der Fenster einen optischen Resonator, wodurch eine Schwingung auf dem Hintergrund des FM-Signals sichtbar wurde, die eine Frequenz von etwa 150 MHz hatte. Ein Vorteil von Kalium ist hier, dass die Beschichtung, durch Erhitzen der Fenster mit einem Fön, sehr leicht entfernt werden kann. Ein besserer Ansatz ist das Umwickeln mit einem Widerstandsdraht. Dieser wurde auf beiden Seiten, um die Dampfzelle gelegt. Die Mitte wurde allerdings nicht mit dem Draht umwickelt. Zwei NTC-Widerstände wurden direkt an den Enden befestigt, welche die Temperaturen nahe der Fenster messen können. Für eine bessere Isolation wird auf beiden Seiten, und einige Zentimeter über das Ende der Dampfzelle hinaus, zusätzlich Isolationsmaterial eingesetzt und mit einer Aluminiumschicht umhüllt. Mit einem weiteren NTC-Widerstand, wird der Temperaturunterschied zwischen der nicht geheizten Mitte und den Enden ermittelt. Mit dieser Aufbauweise kann die Bedampfung der Fenster mit Kalium verhindert werden. Allerdings muss Folgendes beachtet werden. Die Temperaturdifferenz in der Dampfzelle sollte nicht zu groß sein, da die Dampfzelle aus Glas besteht und ein schlechter Wärmeleiter ist. Dadurch dehnt sich das Glas am Ort der Erwärmung aus. Es kann zu Zugspannungen kommen und wegen der Sprödigkeit letztendlich zum Trennbruch. Hinzu kommt das der stromdurchflossenen Draht ein Magnetfeld erzeugt. Daher sollte dieser am besten einmal hin und in entgegengesetzter Wicklungsrichtung zurück gewickelt werden, damit sich der hin und zurück fließende Strom kom-

pensiert. Auf diese Weise wird verhindert, dass sich ein Magnetfeld aufbaut. Ein solches würde die Energie der magnetischen Unterzustände verschieben, was für eine stabile Referenzfrequenz problematisch wäre.

5 Ergebnisse

Nachdem die Grundlagen im vorigen Kapitel behandelt und der optische Aufbau für die Spektroskopie erklärt worden ist, werden im Folgenden die gemessenen Fehlersignale diskutiert. Das Hauptaugenmerk in diesem Kapitel liegt darin, die verschiedenen Spektroskopie-Methoden miteinander zu vergleichen und diejenige zu identifizieren, die am stabilsten gegenüber unterschiedlichen Störungen wie Änderungen der Lichtleistung, der Modulationsfrequenz und der in den EOM gegebenen RF-Leistung ist. Wir werden später feststellen, dass dies die Modulationstransfer-Spektroskopie ist, welche wir deshalb als Methode zur Frequenzstabilisierung der Laser auf den Atomübergang $|F = C.O.\rangle \rightarrow |F^* = 1, 2, 3\rangle$ von ^{39}K gewählt haben. Es ist natürlich wünschenswert ein optimales Fehlersignal zu erhalten, welches ein kleines Hintergrundrauschen und zudem ein großes Signal aufweist. Hierfür wird das Verhältnis von Pump- zu Probestrahl, sowie die Leistung im Pumpstrahl bei konstantem Probestrahl verändert und die aufgenommenen Fehlersignale ausgewertet.

5.1 Vergleich der einzelnen Spektroskopie-Methoden

Es gibt mehrere Möglichkeiten, die Seitenbänder auf einen Laserstrahl zu modulieren, mit denen ein Fehlersignal erzeugt werden kann. Die folgenden drei Methoden sind für uns interessant und werden gegenübergestellt: Diese sind die in Kapitel 4.2 vorgestellte FM- und MT-Spektroskopie und eine bisher noch nicht erwähnte Methode, bei dem direkt der Laserstrom moduliert wird. Bei der sogenannten Strommodulation wird je nach Strom die Leistung im Laserstrahl sehr schnell variiert. Das entspricht effektiv einer Amplitudenmodulation, wobei sich Seitenbänder ausbilden. Vergleichbar zu Frequenzmodulationsmethoden wird ein Fehlersignal daraus erzeugt. Im Allgemeinen ist das Signal bei dieser Technik größer als bei den beiden anderen. Der Nachteil jedoch ist, dass die Modulation alle später genutzten Laserstrahlen betrifft und nicht lokal eingesetzt werden kann. Die Fehlersignale der entsprechenden drei Methoden sind in Abbildung 5.1 zu sehen. Die Signale wurden mit einem Oszilloskop aufgezeichnet.

Die horizontale Achse des Oszilloskop wurde mit Hilfe der zwei Seitenbändern kalibriert. Der Frequenzabstand zwischen diesen ist gerade $2\omega_m$, was einer bestimmten Zeit $t_{2\omega_m}$ auf dem Oszilloskop entspricht. Das Modulationssignal wird dazu in einen optischen Resonator eingekoppelt und der Abstand zwischen den

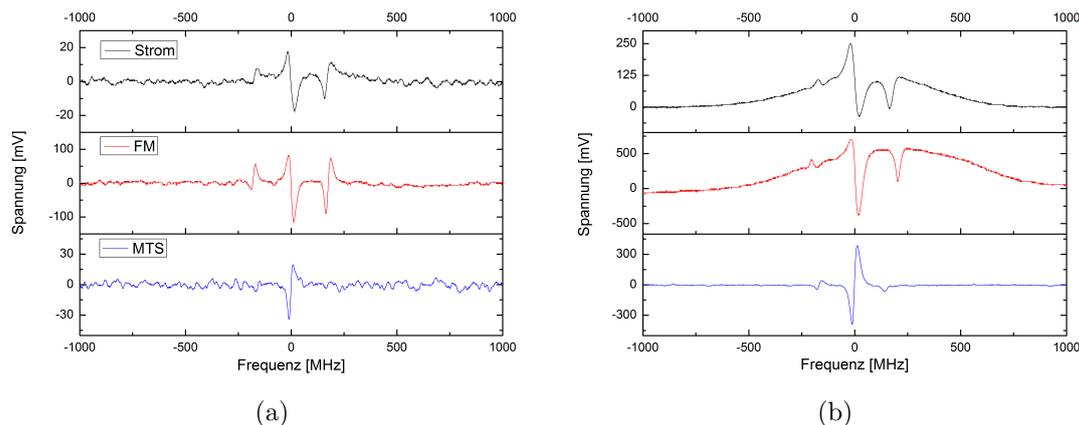


Abbildung 5.1: Fehlersignale mit Laserstrom-Modulation (oben), mit FM-Spektroskopie (mitte) und MT-Spektroskopie (unten). Zum Vergleichen wurde jeweils ein Offset bei allen Spektren abgezogen. (a) Die Eingangsleistung beträgt 1.5 mW. Die größte Amplitude liefert bei allen Spektren das „Crossover“-Signal, wobei die unterschiedliche Skalierung der Y-Achse zu beachten ist. Das Fehlersignal der MT-Spektroskopie ist vergleichbar mit dem der Strommodulation, aber deutlich kleiner als bei der FM-Spektroskopie. (b) Die Eingangsleistung beträgt 15 mW. Die Signale sind sehr viel größer. Erkennbar ist hier der große Vorteil von der MT-Spektroskopie gegenüber den anderen Methoden. Bei diesen treten aufgrund der hohen Leistungen Verschiebungen des Untergrundsignals auf.

Seitenbänder ausgemessen. Mit einer Modulationsfrequenz von $\omega_m = 7$ MHz wurde der Abstand zu $t_{2\omega_m} = (38.997 \pm 1.950)\mu\text{s}$ bestimmt und somit wurde die Skala der horizontalen Achse mit dem Umrechnungsfaktor $(0.359 \pm 0.018)\text{MHz}/\mu\text{s}$ in Frequenzen konvertiert.

5.1.1 Signalgrößen

Um die drei Spektren vergleichen zu können, ist es essentiell, dass die Messbedingungen identisch sind. Konkret bedeutet das, dass die Zelltemperatur bei der Messung ungefähr 35°C beträgt, der Strahldurchmesser des Pump- und Probestrahls jeweils etwa 2 mm breit ist und die verwendete Modulationstiefe $\beta = 1.5$ rad beträgt. Mit dieser Modulationstiefe ergibt sich ein 1 : 1 Verhältnis von Trägerfrequenz zu den beiden ersten Seitenbändern. Die Spektren wurden jeweils aufgezeichnet mit einer Eingangsleistung von 1.5 mW in Abbildung 5.1(a), und von 15 mW in Abbildung 5.1(b). Der verwendete Übergang ist dabei die D2-Linie in ^{39}K und die Frequenzachse bezieht sich auf den „Crossover“-Übergang, welcher bei 0 Hz liegt.

In allen Spektren ist zu sehen, dass der Übergang $|F = C.O.\rangle \rightarrow |F^* = 1, 2, 3\rangle$ am stärksten ist. Wie in Abschnitt 4.1.3 erklärt wird, wird eine Dopplerfreie Sättigungsspektroskopie verwendet, wobei sich die Grundzustandsniveaus über-

schneiden. Das resultierende Absorptions-Signal ist dadurch um einiges stärker, weil der Pump- und Probestrahl mit den gleichen Atomen auf unterschiedlichen Übergängen wechselwirken und daher mehr Atome Licht absorbieren. Das Fehlersignal des „Crossovers“ hat dementsprechend die größte Amplitude.

Ein Merkmal, das sofort in der MT-Spektroskopie sichtbar wird, ist, dass es keinen durch die Spektroskopie selbst hervorgerufenen Offset gibt. Das ist allerdings in der Abbildung 5.1 nicht zu sehen, da für jedes Spektrum ein Offset abgezogen wurde, damit die Signalgrößen besser miteinander verglichen werden können. In der MT-Spektroskopie gab es wider Erwartend einen kleinen DC-Offset, welcher aber unveränderlich ist. Eine denkbare Ursache dafür ist eine unvollkommene Kompensation der im Aufbau vorhandenen Komponenten, zum Beispiel der Operationsverstärker.

In den Veröffentlichungen [38, 37] wurde beobachtet, dass der „Crossover“ stark unterdrückt wird. Dies wurde darauf zurückgeführt, dass in der Modulationstransfer-Spektroskopie geschlossene Übergänge bevorzugt werden. Bei Kalium wäre das der Übergang $|F = 2\rangle \rightarrow |F^* = 3\rangle$, was in unserer Spektroskopie interessanterweise nicht beobachtet wird. Obwohl der Aufbau der Spektroskopie dem Aufbau aus [37] gleichkommt, ist das größte Signal beim „Crossover“ zu beobachten. Im Gegenteil dazu ist der Übergang vom Grundzustand $F = 2$ zum angeregtem Zustand $F^* = 3$ sehr viel kleiner als in der Literatur erwartet. Eine vage Vermutung ist, dass Polarisations-Effekte auftreten, welche nicht mit dem aktuellen Aufbau untersucht werden können. Dazu müssten zum Beispiel die Polarisations-Würfel PBS2 und PBS3 durch normale Strahlteiler-Würfel ersetzt werden, so dass die Spektroskopie mit unterschiedlichen Polarisierungen durchgeführt werden kann.

Betrachten wir jetzt die Abbildung 5.1(a) mit einer Eingangsleistung von 1.5 mW genauer, zeigen sich deutliche Unterschiede zwischen den einzelnen Spektroskopie-Techniken. Während das Fehlersignal der FM-Spektroskopie eine Amplitude von 206 mV hat, ist im Vergleich die Amplitude der MT-Spektroskopie mit 54 mV ein Viertel so groß. Darüber hinaus sind die Übergänge der Grundzustände $F = 1$ (rechtes Maximum) und $F = 2$ (linkes Maximum) fast nicht zu sehen. Die Strommodulation hat ein ähnlich kleines Signal. Im Gegensatz dazu sind die Signale in der Abbildung 5.1(b) bei einer Eingangsleistung von 15 mW wesentlich größer und es lässt sich eine weitere Besonderheit von der MT-Spektroskopie erkennen. Das Signal ist zwar immer noch kleiner als bei der FM-Spektroskopie, dafür ist es frei von Hintergrundeffekten. Daher wird die Signalform selbst, allein durch die Wechselwirkung zwischen dem Licht und den Atomen bestimmt und es erscheint ein sehr sauberes Fehlersignal. Dieses eignet sich somit hervorragend für die Frequenzstabilisierung bei hohen Leistungen im Laserstrahl. Die Ursache für den Hintergrundeffekt bei der Amplitudenmodulations- und Frequenzmodulations-Spektroskopie sind noch unklar. Eine Erklärungsmöglichkeit ist, dass dies auf ein dopplerverbreitertes Absorptionssignal zurückzuführen ist, von dem die in der Abbildung 5.1(b) gezeigten Fehlersignale die Ableitung sind.

5.1.2 Empfindlichkeit auf Störungen

Ein viel entscheidenderer Punkt bei diesen Verfahren zur Frequenzstabilisierung ist jedoch die Stabilität des Lockpunktes gegenüber Störeinflüssen. Das bedeutet, dass sich der Referenzpunkt, auf den geregelt wird, und welcher die Frequenz für die Laser vorgibt, nicht verändern soll. Im Folgenden interessieren uns die Schwankung in der Intensität der Laserstrahlen, der Frequenz und der Modulationstiefe des EOMs, da diese die gängigsten Einflüsse auf das Fehlersignal sind. Abweichungen von der gewünschten Frequenz sind insbesondere deutlicher bei der FM-Spektroskopie als bei der MT-Spektroskopie zu sehen. Letztere hat eine wesentlich höhere Stabilität, was später gezeigt wird.

Zunächst wird aber die Stabilität der FM-Spektroskopie gegenüber einer Leistungsschwankung von $\pm 20\%$ in der Abbildung 5.2 gezeigt. Zur Verdeutlichung ist das Fehlersignal für drei unterschiedliche Leistungen dargestellt, wobei eine Mikrometerschraube am Spiegel direkt hinter dem Trapezverstärker soweit nach links oder nach rechts verdreht wurde, bis auf einer Photodiode ein Signal mit etwa 20% mehr oder weniger Leistung zu sehen war.

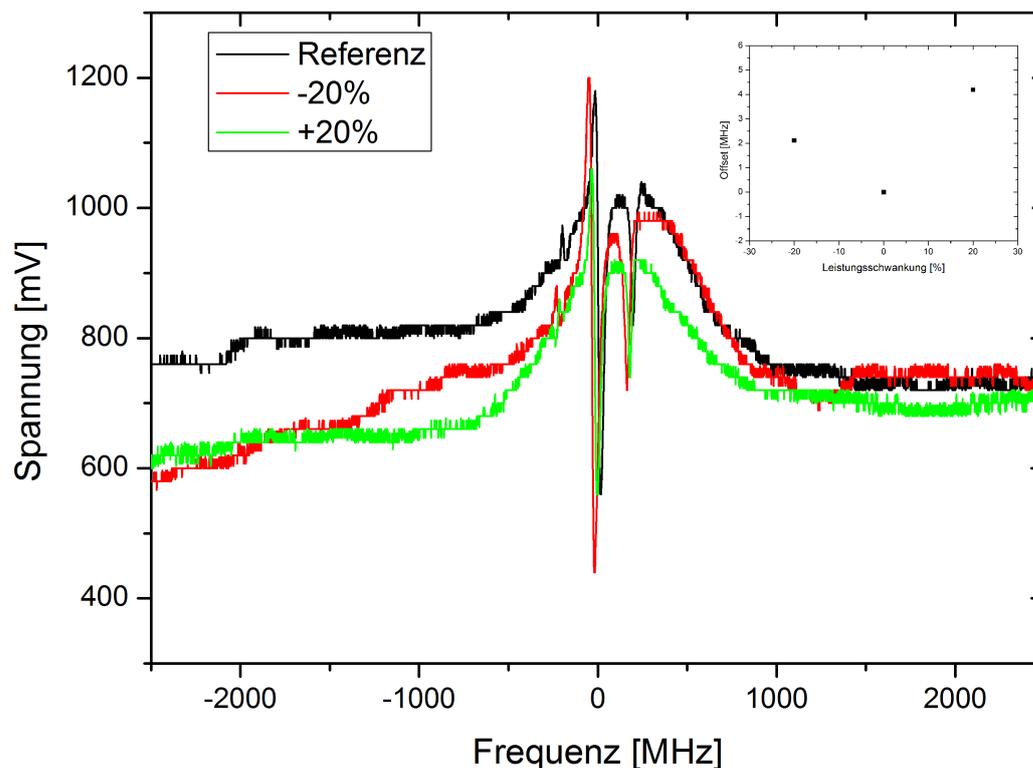


Abbildung 5.2: Verschiebung des Fehlersignal der FM-Spektroskopie bei einer Leistungsschwankung von $\pm 20\%$. Die Modulationstiefe ist ungefähr $\beta \approx 0.6$ rad, der Pump- und Probestrahl haben beide jeweils eine Leistung von etwa 4 mW. Das Inset rechts oben zeigt die Abweichung in MHz als Funktion der Leistungsänderung.

Vorerst ist die Verschiebung nur in Einheiten der Spannung zugänglich. Interessanter ist es, die Verschiebung des Lockpunktes beziehungsweise des Nulldurchgangs als Frequenz anzugeben, da dies letztlich die Stabilität des Locks beschreibt. Die Frequenzverschiebung ergibt sich aus dem Produkt aus der Spannungsverschiebung und der Steigung des Fehlersignales in MHz/mV. Dieser wird dann mit dem Offset multipliziert. Als Beispiel nehmen wir die Leistungsschwankung von +20%. Die Höhe der Amplitude des Fehlersignales wurde zu $\Delta y = 877.2$ mV und die Breite zu $\Delta x = 36.6$ MHz bestimmt. Der Skalierungsfaktor ist dann $C = \Delta x / \Delta y \approx 0.042$ MHz/mV, welcher mit dem Offset von 87.7 mV multipliziert wird. Das Ergebnis daraus ist die gesuchte Abweichung von 4.19 MHz. Dieses wird in dem Inset der Abbildung 5.2 gezeigt, wobei der Referenzpunkt bei 0 MHz liegt.

Die Daten in der Abbildung 5.2 zeigen, dass sich nicht nur der Lockpunkt auf der Größenordnung der natürlichen Linienbreite von verschiebt, sondern auch dass die Signalform sich signifikant verändert. Dies ist ebenfalls nicht wünschenswert, wenn eine hohe Stabilität erreicht werden soll.

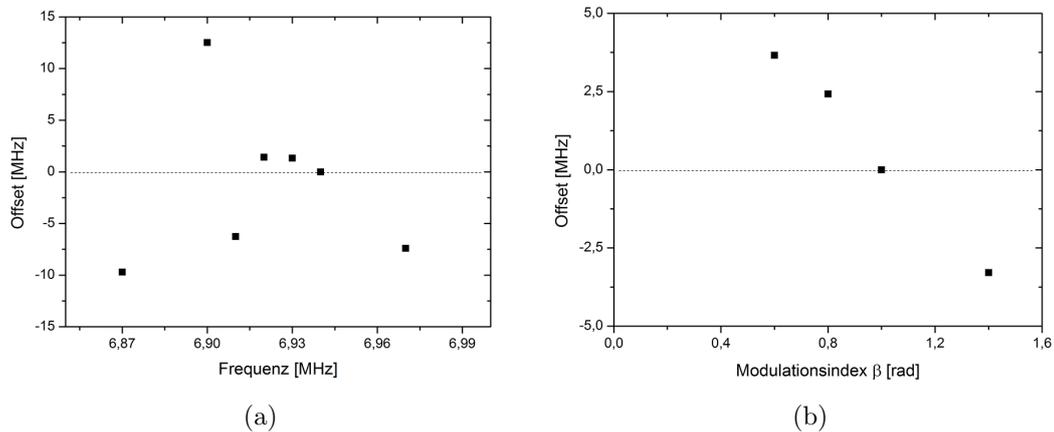


Abbildung 5.3: Verschiebung des Lockpunktes bei Schwankungen. (a) Die Frequenz des EOMs wurde zwischen 6.87 MHz, 6.9 MHz, 6.91 MHz, 6.92 MHz, 6.93 MHz und 6.97 MHz verändert, wobei der Referenzwert bei $f = 6.94$ MHz liegt. Hier wurde eine Modulationstiefe von $\beta \approx 0.6$ rad erreicht. (b) Veränderung des Lockpunktes bei Veränderung der RF-Eingangleistung: 10.5 dBm, 12.5 dBm, 14.4 dBm und 17.2 dBm.

Ein ähnliches Verhalten zeigt sich in der FM-Spektroskopie bei Veränderung der Frequenz des EOMs, wie in Abbildung 5.3(a) gezeigt wird. Die Wahl des Nullpunktes ist beliebig. Es empfiehlt sich aber die EOM Frequenz von 6.94 MHz als Arbeitspunkt zu wählen, da hier die Signalamplitude am größten ist. Die resultierende Frequenzabweichung beträgt etwa $\Delta\nu = 22$ MHz, wenn die Frequenz des EOMs zwischen 6.87 MHz und 6.97 MHz verändert wird. Das ist wesentlich größer als die natürliche Linienbreite von 6 MHz bei Kalium. Gleichermäßen hat

das Fehlersignal beim Verändern der Modulationstiefe β abweichende Werte vom Referenzpunkt¹, was in der Abbildung 5.3(b) zu sehen ist. Die Abweichungen vom Lockpunkt sind hier weniger kritisch, wobei diese etwa $\Delta\nu = 7$ MHz beträgt, bei einer Veränderung der Modulationstiefe von 0.6 rad bis 1.4 rad. Diese Schwankungen um den Lockpunkt herum sind bezüglich der natürlichen Linienebreite sehr groß, so dass falls die Laserfrequenz durch die Störeinflüsse soweit verstimmt wird, dass es negative Auswirkung auf die Laderaten des Doppel-MOT-System haben kann.

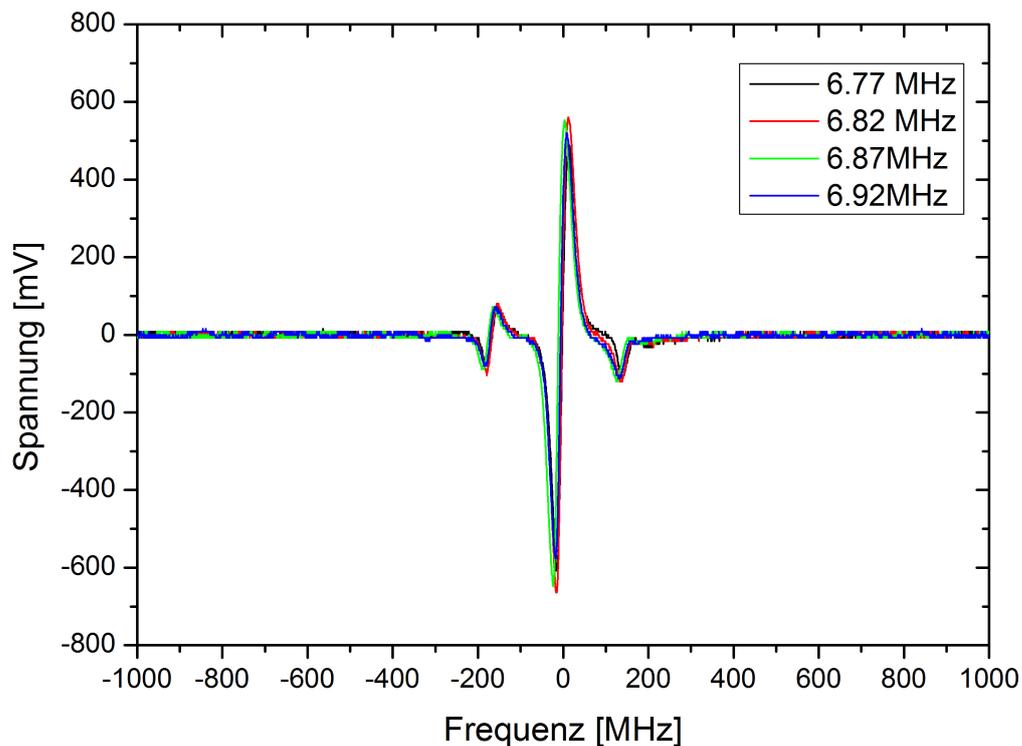


Abbildung 5.4: Verhalten der MT-Spektroskopie bei Verändern der EOM Frequenzen. Im Vergleich zur FM-Spektroskopie, zeigt sich eine hohe Stabilität im Fehlersignal. Die RF-Leistung beträgt hier $RF_{in} = 27.9$ dBm und die Leistung des Pump- und Probestrahls ist jeweils etwa 4 mW.

Die gleichen Messungen, wie für die FM-Spektroskopie, wurden für die MT-Spektroskopie durchgeführt, dessen hohe Stabilität gegenüber Leistungs- und Frequenzschwankungen sowie höhere Modulationstiefen so gering sind, dass diese nicht mit dem Oszilloskop sichtbar gemacht werden können. Die in Abbildung 5.4 gezeigten Kurven demonstrieren die hohe Stabilität und zeigt das Fehlersignal für vier unterschiedliche EOM Frequenzen. Lediglich die Amplitude des

¹Die Modulationstiefe β kann über die RF-Leistung verändert werden. Je höher die RF-Eingangleistung des EOMs ist, desto höher ist die Modulationstiefe. Allerdings verträgt der EOM eine maximale Leistung von 30 dBm = 1 W.

Fehlersignals ändert sich; der Nulldurchgang bleibt immer konstant. Mit der Annahme, dass am Oszilloskop auf 1/10 genau der Wert eines Einheitskästchen abgelesen werden kann, lässt sich eine obere Grenze für die maximale Abweichung vom Lockpunkt von ungefähr 360 kHz erfassen, was deutlich kleiner ist als die natürliche Linienbreite.

Ein weiterer Effekt, der bei beiden Methoden auftreten kann, ist, dass das Licht von der Photodiodenglasoberfläche zurück reflektiert und mit einer weiteren reflektierenden Oberfläche (zum Beispiel einem Polarisations-Würfel) einen Resonator formt. Das Spektrum wird dann mit einer Resonanzschwingung überlagert, welche zusätzlich auf dem Hintergrund erscheint. Dies kann verhindert werden, indem die Photodiode um einen kleinen Winkel gedreht wird, so dass das Licht weniger stark reflektiert wird. Der gleiche Effekt wurde bereits in Abschnitt 4.3 bei der Bedampfung mit Kalium der Fenster in der Dampfzelle beschrieben.

Das Hauptinteresse an der Spektroskopie besteht darin die Laser zu stabilisieren, welche zur Laserkühlung verwendet werden. Daher muss darauf geachtet werden, ob sich die Methoden dafür gut eignen. Zu diesem Zweck ist die Stabilität gegenüber den Störeinflüssen ein sehr wichtiger Punkt, weshalb für unsere Anwendung die MT-Spektroskopie als Methode zur Frequenzstabilisierung gewählt wird. Was nicht vernachlässigt werden darf, ist, dass die FM-Spektroskopie als Alternative verwendet werden kann. Ist nur wenig Leistung vorhanden ($P < 1.5 \text{ mW}$), so ist die Amplitude des Fehlersignales bei der FM-Spektroskopie um einen Faktor 4 größer als bei der MT-Spektroskopie. Ebenso treten dann noch keine Sättigungseffekte in den Vordergrund. Der Vorteil bei dem aufgebauten Lasersystem ist, dass das Licht für die Spektroskopie erst nach dem Trapezverstärker abgezweigt wird. Damit ist mehr als genug Leistung vorhanden, um die Vorzüge der MT-Spektroskopie nutzen zu können.

5.2 Optimierung der Modulationstransfer-Spektroskopie

Nachdem im voran gegangenen Abschnitt 5.1 gezeigt wurde, dass die MT-Spektroskopie entscheidende Vorteile in der Stabilität aufweist, werden im folgenden die optimalen Parameter für ein möglichst großes Fehlersignal gesucht. Die einzige Voraussetzung ist, dass die zur Verfügung stehende Leistung für die Spektroskopie maximal 15 mW beträgt.

Als erstes betrachten wir den Einfluss des Verhältnisses der Leistungen von Pump- und Probestrahl auf das Spektroskopie-Signal. Dazu wird mit Hilfe der $\lambda/2$ -Platte vor dem polarisations-Würfel PBS2 das Verhältnis eingestellt. In der Abbildung 5.5(a) wird die Amplitude des Fehlersignales gegen das Leistungsverhältnis von Probe- zu Pumpstrahl aufgetragen. Von links nach rechts erhöht sich die Leistung des Probestrahl, bis diese genau so groß ist wie die des Pumpstrahls. Zunächst steigt die Amplitude mit steigenden Verhältnis steil bis zu einem Wert von etwa 0.2 an. Ab diesem Wert bleibt die Amplitude nahezu

konstant und erreicht eine Amplitude von ungefähr 1.2 V. Hiermit ergibt sich das optimale Leistungsverhältnis von Probe- zu Pumpstrahl von 1/5, bei dem die Amplitude des Fehlersignals maximal wird und nicht mehr größer wird.

Eine verwandte interessante Frage ist, wie wichtig für die Größe des Fehlersignals die Intensität des Pumpstrahls ist. Um dies herauszufinden, halten wir die Probestrahllleistung konstant und erhöhen nur die Leistung des Pumpstrahls. Dieses wird in der Abbildung 5.5(b) gezeigt. Die Leistung des Probestrahls wurde bei 1 mW konstant gehalten und die Leistung des Pumpstrahls zwischen 0.62 mW und 5.84 mW erhöht. Es zeigt sich, dass die Amplitude mit der Leistung des Pumpstrahls steigt. Ferner wird die Steigung flacher, was damit erklärt werden kann, dass die Atomübergänge mit steigender Intensität immer mehr gesättigt werden. Die Intensität des höchsten Wertes liegt hier bei 12.7 mW/cm^2 , was nach Gleichung 2.1 einer Sättigungsintensität von $7I_{0,K}$ entspricht. Als Konsequenz aus den beiden Abbildungen 5.5(a) und 5.5(b) stellt sich heraus, dass die Amplitude des Fehlersignals verschwindend klein wird, wenn die Leistung in einem der beiden Strahlen gegen Null geht. Dennoch zeigt sich eindeutig, dass das Signal stärker wird, je mehr Leistung für den Pump- und Probestrahl bereitgestellt wird.

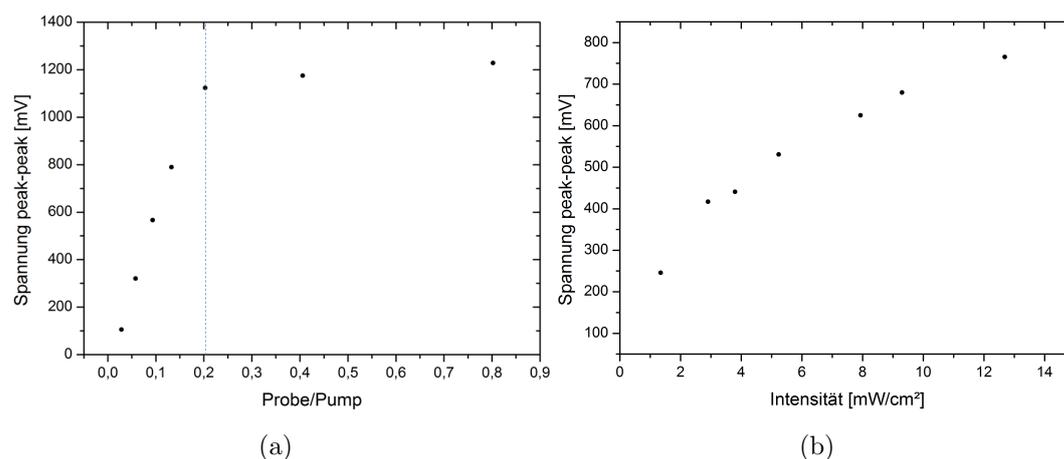


Abbildung 5.5: Ermitteln der maximalen Amplitude des Fehlersignals. (a) Das Verhältnis von Probestrahl zu Pumpstrahl wurde durch die $\lambda/2$ -Platte am PBS2 variiert. Bei einem Verhältnis von Probe/Pump = 0.2 steigt die Amplitude nicht weiter. (b) Der Probestrahl wurde konstant bei 1 mW gehalten und nur die Leistung des Pumpstrahls wurde zwischen 0.62 mW und 5.84 mW verändert. Die Leistung ist mit der bekannten Strahlfläche von 0.46 cm^2 des Pumpstrahl in eine Intensität umgerechnet.

Da mit steigender Modulationstiefe die zugeführte RF-Leistung des EOMs steigt, ändert sich damit auch dessen Temperatur. Das hat wiederum einen Effekt auf den Brechungsindex des Kristalls und damit indirekt Einfluss auf die Resonanzfrequenz. Diese verändert sich daher je nach Modulationstiefe und

muss angepasst werden. Das ist für eine RF-Leistung von 27.9 dBm in Abbildung 5.6 dargestellt, wobei die Resonanzfrequenz von der angegebenen Frequenz $f_0 = 7$ MHz abweicht. Die maximale Amplitude erreicht hier 1.2 V bei einer Frequenz von 6.82 MHz. Hieraus lässt sich die Halbwertsbreite des EOMs sehr grob abschätzen. Mit einem Fehler von 30% ist die Halbwertsbreite $220 \text{ kHz} \pm 66 \text{ kHz}$. Dies ist kompatibel mit der Herstellerangabe von 160 kHz.

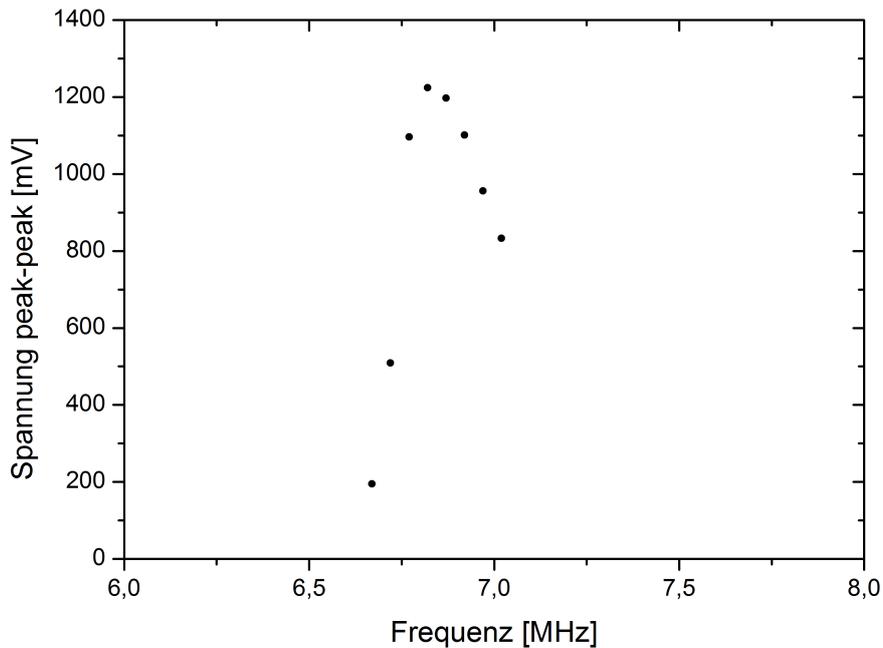


Abbildung 5.6: Resonanzfrequenz des EOMs bei einer RF-Leistung von 27.9 dBm. Das größte Fehlersignal ist bei 6.82 MHz mit einer Amplitude von 1.2 V erreicht. Eine grobe Abschätzung aus den Daten liefert die Halbwertsbreite von $220 \text{ kHz} \pm 66 \text{ kHz}$.

In Anbetracht der begrenzten Zeit konnten keine weiteren Optimierungsmessungen durchgeführt werden. Weitere Abhängigkeiten, die getestet werden können sind, unter anderem das Vergrößern der Strahlen, was in Referenz [38] für Rubidium gezeigt wurde. Hier konnte die Signalamplitude fast verdoppelt werden, indem die beiden Strahlen mit einem Teleskop aufgeweitet wurden. Das kann mit diesem Aufbau der Spektroskopie realisiert werden, da wir nicht durch die Strahlintensitäten in der Dampfzelle limitiert sind. Ein weiterer Schritt der unternommen werden kann, ist den Dampfdruck in der Dampfzelle zu erhöhen, was mit einem gleichmäßigeren Heizen möglich ist.

6 Zusammenfassung und Ausblick

Das Erreichen tiefen Temperaturen ist in Experimenten mit kalten Gasen eine laufende Herausforderung und wird von dem Bestreben vorangetrieben, neuartige Quantenphasen zu entdecken und zu studieren. Erst seit kurzem werden erfolgreich Techniken wie das Raman-Seitenband-Kühlen genutzt, um die Atome in einer Falle mit einem periodischen Oszillatorpotential in ihren Grundzustand zu kühlen. Diese Kühlmethode wird ein wesentlicher Bestandteil der neuen Kalium-Apparatur sein, welche maßgeschneidert sein wird für die mikroskopische Untersuchung von ultrakalten Gasen.

Die zentralen Aspekte dieser Arbeit sind die Entwicklung und der Aufbau eines frequenzstabilen Lasersystems, der Aufbau der dafür benötigten Laser und deren Charakterisierung. Zudem wurde eine dopplerfreie Sättigungsspektroskopie zur Frequenzstabilisierung aufgebaut und daran unterschiedliche Spektroskopiemethoden verglichen. Dabei wurde gezeigt, dass die Modulationstransfer-Spektroskopie die stabilste Methode ist.

Unter Berücksichtigung der speziellen Eigenschaften von Kalium wurde zunächst das Lasersystem entwickelt, welches zum Dopplerkühlen und Raman-Seitenband-Kühlen auf der D2-Linie bei 767 nm genutzt werden wird. Das finale Konzept kommt mit einer minimalen Anzahl an Strahlen für die geplanten Verwendungszwecke aus. Diese sind das Kühlen, das Rückpumpen und die Zustandspräparation der Atome, sowie die Absorptionsabbildungen bei starken und schwachen Magnetfeldern. Dabei ist es möglich, mit diesem Aufbau zwischen einer hellen und einer dunklen 3D-MOT hin und her zu wechseln. Aus den vom Kühl- und Rückpumpelaser erzeugten Strahlen können alle weiteren benötigten Frequenzen entweder mit AOMs, EOMs, oder mit einem Offset-Lock realisiert werden. Für den geplanten Aufbau steht außerdem genug optische Leistung zur Verfügung, was durch eine Kombination aus Diodenlasern und Trapezverstärkern gewährleistet wird. Dafür wurden ein Interferenzfilterstabilisierter Diodenlaser für den Kühlübergang und ein gitterstabilisierter Diodenlaser für den Rückpumpübergang aufgebaut. Außerdem wurde der Aufbau für die benötigten Trapezverstärker angepasst, sowie die technischen Zeichnungen dazu neu angefertigt und schließlich aufgebaut. Für die Inbetriebnahme musste zuerst für jeden Laser die Elektronik aufgebaut werden, so dass die Temperatur geregelt werden kann und zudem die Laserdioden mit Strom versorgt werden.

Das Lasersystem wurde benutzt, um mit Hilfe einer dopplerfreien Sättigungsspektroskopie die Frequenz der Laser sehr genau stabilisieren zu können. Damit genügend Licht für die Spektroskopie bereitsteht, wurde diese nach dem TA des Rückpumpasers aufgebaut, so dass ein kleiner Teil (15 mW) abgezweigt werden konnte. Mit diesem Aufbau wurde die FM- und MT-Spektroskopie miteinander verglichen und auf Stabilität des Lockpunktes gegenüber Störeinflüssen überprüft. Die MT-Spektroskopie wurde als die stabilere Methode identifiziert, bei der sich der Lockpunkt in grober Abschätzung maximal um 360 kHz verschiebt. Im Vergleich dazu, war die Verschiebung bei der FM-Spektroskopie um ein Vielfaches größer und von der Größenordnung der Linienbreite von Kalium. Darüber hinaus änderte sich auch die Signalform, wenn die Frequenz oder die RF-Leistung des EOMs verändert wurde. Um schließlich die MT-Spektroskopie zu optimieren, wurde das Verhältnis von Probestrahl zu Pumpstrahl verändert und zusätzlich ein konstanten Probestrahl mit veränderndem Pumpstrahl getestet. Damit wurde das ideale Verhältnis von Probestrahl zu Pumpstrahl zu 1/5 bestimmt. In Zukunft wird die MT-Spektroskopie als Methode zur Frequenzstabilisierung genutzt.

Zusammenfassend wurde ein sehr frequenzstabiles und leistungsstarkes Lasersystem realisiert. Dieses stellt optimale Bedingungen für die Laserkühlung von ^{40}K bereit.

Der nächste konkrete Schritt, wird es sein, die noch fehlenden Komponenten zu ergänzen oder in Betrieb zu nehmen. Zum einen betrifft das die AOMs und zum anderen die noch einzurichtenden Strahlengänge. Diese müssen dann in optische Fasern eingekoppelt werden, um das Licht vom Lasertisch zum Experimentiertisch zu transportieren. Ferner muss der Offset-Lock für den Kühllaser aufgebaut und optimiert werden. Die 2D-MOT Kammer ist bereits fertiggestellt. Es besteht somit die berechtigte Hoffnung, dass im Laufe des nächsten Jahres auch Atome darin Lasergekühlt werden können.

Literaturverzeichnis

- [1] I. Bloch, J. Dalibard, and W. Zwerger. Many-body physics with ultracold gases. *Reviews of Modern Physics*, 80:885–964, July 2008.
- [2] Jochim, S. and Bartenstein, M. and Altmeyer, A. and Hendl, G. and Riedl, S. and Chin, C. and Hecker Denschlag, J. and Grimm, R. Bose-Einstein Condensation of Molecules. *Science*, 302(5653):2101–2103, 2003.
- [3] M. W. Zwierlein, J. R. Abo-Shaeer, A. Schirotzek, C. H. Schunck, W. Ketterle. Vortices and superfluidity in a strongly interacting Fermi gas. *Nature*, 435:1047–1051, 2005.
- [4] Markus Greiner, Cindy A. Regal, Deborah S. Jin. Emergence of a molecular Bose–Einstein condensate from a Fermi gas. *Nature*, 426:537–540, 2003.
- [5] Martin W. Zwierlein, André Schirotzek, Christian H. Schunck, and Wolfgang Ketterle. Fermionic superfluidity with imbalanced spin populations. *Science*, 311(5760):492–496, 2006.
- [6] Brian DeMarco. *Quantum Behavior of an Atomic Fermi Gas*. PhD thesis, University of Colorado, 2001.
- [7] M. J. H. Ku, A. T. Sommer, L. W. Cheuk, and M. W. Zwierlein. Revealing the Superfluid Lambda Transition in the Universal Thermodynamics of a Unitary Fermi Gas. *Science*, 335:563–, February 2012.
- [8] A. M. Kaufman, B. J. Lester, and C. A. Regal. Cooling a single atom in an optical tweezer to its quantum ground state. *Phys. Rev. X*, 2:041014, 2012.
- [9] B. J. Lester, A. M. Kaufman, and C. A. Regal. Raman cooling imaging: Detecting single atoms near their ground state of motion. *Phys. Rev. A*, 90:011804, Jul 2014.
- [10] L. W. Cheuk, M. A. Nichols, M. Okan, T. Gersdorf, V. V. Ramasesh, W. S. Bakr, T. Lompe, and M. W. Zwierlein. A Quantum Gas Microscope for Fermionic Atoms. *ArXiv e-prints*, March 2015.

- [11] Tino Weber, Jens Herbig, Michael Mark, Hanns-Christoph Nägerl, and Rudolf Grimm. Bose-einstein condensation of cesium. *Science*, 299(5604):232–235, 2003.
- [12] Wineland, D., Dehmelt, H. Proposed $10^{14} \Delta\nu < \nu$ Laser Fluorescence Spectroscopy on Tl+ Mono-Ion Oscillator III (side band cooling). *Bull. Am. Phy. Soc*, 20:637, 1975.
- [13] T. W. Hansch and A. L. Schawlow. Cooling of gases by laser radiation. *Optics Communications*, 13:68, January 1975.
- [14] Steven Chu, L. Hollberg, J. E. Bjorkholm, Alex Cable, and A. Ashkin. Three-dimensional viscous confinement and cooling of atoms by resonance radiation pressure. *Phys. Rev. Lett.*, 55:48–51, Jul 1985.
- [15] A. Hemmerich. Einführung in kalte Quantengase. Vorlesungsskript, Universität Hamburg, WS 2013/2014.
- [16] D. Rio Fernandes, F. Sievers, N. Kretschmar, S. Wu, C. Salomon, and F. Chevy. Sub-Doppler laser cooling of fermionic ^{40}K atoms in three-dimensional gray optical molasses. *EPL (Europhysics Letters)*, 100:63001, December 2012.
- [17] Armin Ridinger. *Towards quantum degenerate Fermi mixtures: Photoassociation of weakly bound $^6\text{Li}^{40}\text{K}$ molecules*. PhD thesis, Universität Pierre und Marie Curie, April 2011.
- [18] A. Ridinger, S. Chaudhuri, T. Salez, U. Eismann, D.R. Fernandes, K. Magalhães, D. Wilkowski, C. Salomon, and F. Chevy. Large atom number dual-species magneto-optical trap for fermionic 6li and 40k atoms. *The European Physical Journal D*, 65(1-2):223–242, 2011.
- [19] Tobias Tiecke. *Feshbach resonances in ultracold mixtures of the fermionic quantum gases ^6Li and ^{40}K* . PhD thesis, Universität Amsterdam, Dezember 2009.
- [20] Wolfgang Ketterle, Kendall B. Davis, Michael A. Joffe, Alex Martin, and David E. Pritchard. High densities of cold atoms in a *dark* spontaneous-force optical trap. *Phys. Rev. Lett.*, 70:2253–2256, Apr 1993.
- [21] C. G. Townsend, N. H. Edwards, C. J. Cooper, K. P. Zetie, C. J. Foot, A. M. Steane, P. Szriftgiser, H. Perrin, and J. Dalibard. Phase-space density in the magneto-optical trap. *Phys. Rev. A*, 52:1423–1440, Aug 1995.
- [22] C. G. Townsend, N. H. Edwards, K. P. Zetie, C. J. Cooper, J. Rink, and C. J. Foot. High-density trapping of cesium atoms in a dark magneto-optical trap. *Phys. Rev. A*, 53:1702–1714, Mar 1996.

- [23] Florian Grenz. Ein System zur entarteten Raman-Seitenbandkühlung einzelner Cäsium-Atome. Diplomarbeit, Institut für Angewandte Physik, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, Mai 2008.
- [24] Marlon Nakat. Kohärente Grundzustandsmanipulation von fermionischen Kalium bei hoher Teilchenzahl. Diplomarbeit, Institut für Laserphysik, Universität Hamburg, Dezember 2004.
- [25] T. H. Maiman. Stimulated Optical Radiation in Ruby. *Nature*, 187:493–494, August 1960.
- [26] N. Holonyak, Jr. and S. F. Bevacqua. Coherent (visible) Light Emission from Ga(As_{1-x}P_x) Junctions. *Applied Physics Letters*, 1:82–83, December 1962.
- [27] X. Baillard, A. Gauguet, S. Bize, P. Lemonde, Ph. Laurent, A. Clairon, and P. Rosenbusch. Interference-filter-stabilized external-cavity diode lasers. *Optics Communications*, 266(2):609 – 613, 2006.
- [28] L. Ricci, M. Weidemüller, T. Esslinger, A. Hemmerich, C. Zimmermann, V. Vuletic, W. König, and T. W. Hänsch. A compact grating-stabilized diode laser system for atomic physics. *Optics Communications*, 117:541–549, February 1995.
- [29] Markus Bohlen. Aufbau eines interferenzfilterstabilisierten Lasersystems zur D1-Subdopplerkühlung von Lithium. Bachelor-arbeit, Institut für Laserphysik, Universität Hamburg, 2014.
- [30] m2k-laser GmbH, 2005. http://www.m2k-laser.de/products/TAL_e.htm, abgerufen am 17.05.2015.
- [31] J.N. Walpole. Semiconductor amplifiers and lasers with tapered gain regions. *Optical and Quantum Electronics*, 28(6):623–645, 1996.
- [32] C.J. Foot. *Atomic physics*. Oxford University Press, USA, 2005.
- [33] Eric D. Black. An introduction to Pound-Drever-Hall laser frequency stabilization. *American Journal of Physics*, 69(1):79–87, 2001.
- [34] G.C. Bjorklund, M.D. Levenson, W. Lenth, and C. Ortiz. Frequency modulation (fm) spectroscopy. *Applied Physics B*, 32(3):145–152, 1983.
- [35] G. Camy and Ch.J. Bordé and M. Ducloy. Heterodyne saturation spectroscopy through frequency modulation of the saturating beam. *Optics Communications*, 41(5):325 – 330, 1982.
- [36] Jon H. Shirley. Modulation transfer processes in optical heterodyne saturation spectroscopy. *Opt. Lett.*, 7(11):537–539, 1982.

- [37] L Mudarikwa, K Pahwa, and J Goldwin. Sub-doppler modulation spectroscopy of potassium for laser stabilization. *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics*, 45(6):065002, 2012.
- [38] D J McCarron, S A King, and S L Cornish. Modulation transfer spectroscopy in atomic rubidium. *Measurement Science and Technology*, 19(10):105601, 2008.
- [39] Vladimir Negnevitsky. Modulation transfer spectroscopy for fast, accurate laser stabilization. Bachelor thesis, Monash University, 2009.

Eidesstattliche Erklärung

Hiermit bestätige ich, dass die vorliegende Arbeit von mir selbständig verfasst wurde und ich keine anderen als die angegebenen Hilfsmittel - insbesondere keine im Quellenverzeichnis nicht benannten Internet-Quellen - benutzt habe und die Arbeit von mir nicht einem anderen Prüfungsverfahren eingereicht wurde. Die eingereichte schriftliche Fassung entspricht der auf dem elektronischen Speichermedium. Ich bin damit einverstanden, dass die Masterarbeit veröffentlicht wird.

Hamburg, den 24.05.2015

Jascha Zander