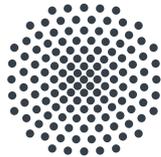


Bachelorarbeit

**Aufbau eines Diodenlasers zur
hochauflösenden Spektroskopie von
Lithium**

Christian Tomschitz

05. August 2016



Universität Stuttgart

Prof. Dr. Tilman Pfau
5. Physikalisches Institut
Universität Stuttgart

Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Bachelorarbeit wurde ein schmalbandiger Diodenlaser mit einer Wellenlänge von 671 nm aufgebaut. Mit diesem wurde dopplerfreie Sättigungsspektroskopie von Lithium in einer selbstgebauten Dampfzelle aus Edelstahl betrieben. Die Spektren der D1- und D2-Linien der Isotope Lithium-7 und Lithium-6 wurden in Abhängigkeit der Laserleistung und der Zellentemperatur untersucht.

Abstract

Within the scope of this bachelor thesis a narrow-line diode laser with a wavelength of 671 nm was built. The laser was used to perform Doppler-free saturation spectroscopy of lithium in a self-built stainless steel vapour cell. Spectra of the D1- and D2-lines of the isotopes lithium-7 and lithium-6 were analysed with respect to the influence of laser power and cell temperature.

Inhaltsverzeichnis

Zusammenfassung	i
Abstract	ii
1 Einleitung	1
2 Physikalische Grundlagen	2
2.1 Lithium	2
2.2 Diodenlaser in Littrow-Anordnung	5
2.3 Dopplerfreie Sättigungsspektroskopie	7
3 Aufbau und Charakterisierung des Diodenlasers	12
3.1 Aufbau des Lasers	12
3.2 Charakterisierung der Halbleiterdiode	14
3.3 Justage des optischen Gitters	16
4 Aufbau der Lithium-Spektroskopiezelle	18
4.1 Design der Spektroskopiezelle	18
4.2 Reinigung des Lithiums	19
4.3 Berechnung des Argondruckes	21
4.4 Befüllen der Spektroskopiezelle mit Lithium	22
5 Optischer Aufbau	23
6 Experimentelle Resultate der dopplerfreien Sättigungsspektroskopie	25
6.1 Spektrum im Dopplerhintergrund	25
6.2 Lithium-7	26
6.3 Lithium-6	28
6.4 Abhängigkeit der Linienbreite von der Laserleistung	28
6.5 Abhängigkeit des Spektrums von der Temperatur	32
6.6 Abhängigkeit des Spektrums von der Betriebsdauer der Spektroskopiezelle	33
7 Zusammenfassung und Ausblick	35
A Anhang	36
A.1 Spektroskopiezelle ohne Puffergas	36
A.2 Laser-Einstellungen	37
A.3 Schutzschaltung der Laserdiode	38
A.4 Abhängigkeit der Linienbreite von der Laserleistung (2)	39
Literaturverzeichnis	40

Abbildungsverzeichnis

2.1	Dampfdruckkurve von Lithium	3
2.2	Termschemata von Lithium-6 und Lithium-7 mit Fein- und Hyperfeinstruktur	4
2.3	Schematische Darstellung der Littrow-Anordnung	6
2.4	Zwei-Niveau-System	7
2.5	Drei-Niveau-System	11
3.1	Aufbau des Diodenlasers	13
3.2	Abhängigkeit der Laserwellenlänge vom Diodenstrom	15
3.3	Abhängigkeit der Laserwellenlänge von der Temperatur	15
3.4	Strahlprofile des Diodenlasers	15
3.5	P - I -Kennlinie der Laserdiode	16
4.1	Aufbau der Lithium-Spektroskopiezelle	20
4.2	Aufbau der Hilfskonstruktion zum Befüllen der Spektroskopiezelle	20
5.1	Schematische Darstellung des optischen Aufbaus des Experiments	24
6.1	Spektrum im Dopplerhintergrund mit Gauß-Fit	25
6.2	Spektren der D1- und D2-Linie von Lithium-7	27
6.3	Spektren der D1- und D2-Linie von Lithium-6	29
6.4	Abhängigkeit der Linienbreite von der Pump-Leistung	31
6.5	Abhängigkeit der Linienbreite von der Probe-Leistung	32
6.6	Erklärung des residualen Dopplereffekts	32
6.7	Temperaturabhängigkeit des Spektrums der D1-Linie von Lithium-7	33
6.8	Abhängigkeit des Spektrums von der Betriebsdauer der Spektroskopiezelle	33
A.1	Aufbau der Spektroskopiezelle ohne Puffergas	36
A.2	Schaltplan der Schutzschaltung für die Laserdiode	38
A.3	Abhängigkeit der Linienbreite von der Pump-Leistung (2)	39
A.4	Abhängigkeit der Linienbreite von der Probe-Leistung (2)	39

Tabellenverzeichnis

2.1	Vergleich der Eigenschaften der Lithiumisotope	3
3.1	Durchmesser verschiedener Strahlprofile des Diodenlasers	15
6.1	Auflistung der einzelnen Übergänge der D-Linien von Lithium-7	27
6.2	Auflistung der einzelnen Übergänge der D-Linien von Lithium-6	29
A.1	Auflistung der Parameter des Diodenlasertreibers	37

1 Einleitung

Erste philosophische Überlieferungen über die Vorstellung des *Atoms*, einer unteilbaren Grundeinheit, aus der alle Materie aufgebaut ist, gehen bis zu den antiken Kulturen Griechenlands und Indiens zurück [1]. Seitdem ist viel Zeit vergangen, in der das Atom immer weiter untersucht wurde. J. J. Thomson entdeckte 1897 das negativ geladene Elektron als Bestandteil des Atoms [2], Ernest Rutherford konnte 1910 nachweisen, dass ein Atom über einen positiv geladenen Kern verfügt [3]. Niels Bohr postulierte 1913 in seinem Atommodell diskrete Bahnen, auf denen sich die Elektronen um den Atomkern bewegen und nahm an, dass die Elektronen zwischen zwei solchen Bahnen unter Absorption und Emission von Strahlung hin- und herspringen können [4]. Sein Postulat konnte kurz darauf von James Franck und Gustav Hertz experimentell bestätigt werden [5].

Die Quantenmechanik führte im frühen 20. Jahrhundert zu neuen theoretischen Erkenntnissen, doch erst die Entwicklung des Lasers im Jahr 1960 durch Theodore Maiman ermöglichte eine hoch präzise spektroskopische Untersuchung der Atome und führte somit zu neuen Entdeckungen [6].

Die Entwicklung schmalbandiger Diodenlaser wenige Jahre später [7] ermöglichte es, Atome gezielt in die nach Johannes Rydberg benannten Rydbergzustände anzuregen. Rydbergzustände zeichnen sich durch hohe Hauptquantenzahlen und damit durch enorm große Atomradien aus [8]. Rydbergatome sind bis heute Gegenstand intensiver Forschung [9–12]. Im weiteren Verlauf war die Untersuchung von homonuklearen Rydberg-Molekülen von Interesse, in denen ein neutrales Grundzustandsatom durch die Wechselwirkung mit dem Rydbergatom an das Rydbergatom gebunden ist [13–19].

In einem neuen Experiment am 5. Physikalisches Institut der Universität Stuttgart sollen erstmals heteronukleare Rydbergmoleküle hergestellt werden. Hierzu soll ein ultrakaltes Quantengasgemisch aus Rubidium-87 und Lithium-6 erzeugt werden, um Rb^*Li -Rydbergmoleküle anzuregen. Diese bestehen aus einem Lithiumatom (Li) als Grundzustandsatom und einem in den Rydbergzustand angeregten Rubidiumatom (Rb). Ultrakalte Bose-Fermi-Gemische der beiden Elemente wurden zwar bereits untersucht [20–22] und Techniken zur simultanen Kühlung von Rubidium und Lithium erarbeitet [23–25], heteronukleare Rydbergmoleküle konnten aber noch nicht produziert werden.

Ziel dieser Arbeit war es, einen schmalbandigen Diodenlaser mit einer Wellenlänge von 671 nm zu bauen, um die später verwendeten Kühlübergänge von Lithium zu spektroskopieren. Dazu wurde eine Spektroskopiezelle aus Edelstahl gebaut, in der dopplerfreie Sättigungsspektroskopie von Lithium betrieben werden kann. Da am Institut noch keine Experimente mit Lithium durchgeführt wurden, sollten im Zuge der Arbeit erste Erfahrungen im experimentellen Umgang mit Lithium gesammelt werden.

In der vorliegenden Ausarbeitung werden der Bau des Diodenlasers und der Spektroskopiezelle präsentiert und die Ergebnisse der dopplerfreien Sättigungsspektroskopie analysiert.

2 Physikalische Grundlagen

Bei der experimentellen Verwendung von Lithium ist es wichtig, dessen Eigenschaften zu kennen und zu wissen, welche Reaktionen es eingeht. Um einen Diodenlaser in Littrow-Anordnung zu bauen ist mehr als nur eine ruhige Hand gefragt. Für das Verständnis der dopplerfreien Sättigungsspektroskopie und deren Besonderheiten sind fundierte Grundkenntnisse notwendig. Die theoretischen Grundlagen für das Verständnis der vorliegenden Arbeit werden daher in diesem Kapitel vermittelt. Der Abschnitt 2.1 befasst sich mit dem Element Lithium. In Abschnitt 2.2 wird die Funktionsweise von Diodenlasern in Littrow-Konfiguration betrachtet, bevor abschließend in Abschnitt 2.3 die spektroskopische Technik der dopplerfreien Sättigungsspektroskopie vorgestellt wird.

2.1 Lithium

Im Folgenden wird auf die grundlegenden physikalischen Eigenschaften von Lithium eingegangen. Die im Rahmen dieser Arbeit relevanten chemischen Eigenschaften von Lithium werden ebenso behandelt wie das aus der Fein- und Hyperfeinstruktur folgende Termschema. Dieser Abschnitt dient dazu, einen Überblick über das Element Lithium zu erhalten. Für detaillierte Informationen sei auf Fachliteratur, zum Beispiel auf die Referenzen [26–28] verwiesen.

2.1.1 Physikalische Eigenschaften von Lithium

Lithium (vom Griechischen: *lithos*, „der Stein“) ist das leichteste bei Raumtemperatur feste Element des Periodensystems [28]. Es ist der Hauptgruppe der Alkalimetalle zugeordnet und verfügt in kristalliner Form über ein silbrig glänzendes Erscheinungsbild. Festes Lithium hat unter Normalbedingungen eine Dichte von $0,534 \text{ g/cm}^3$. Der Schmelzpunkt von festem Lithium liegt unter Normalbedingungen bei $180,5^\circ\text{C}$, flüssiges Lithium siedet bei 1342°C [28].

In der Natur kommen zwei stabile Lithiumisotope vor: Lithium-6 mit einer relativen Häufigkeit von 7,6 % besitzt drei Protonen und drei Neutronen. Lithium-7 indes verfügt über vier Neutronen und kommt mit einer natürlichen Häufigkeit von 92,4 % vor [28]. Lithium-6 als zusammengesetztes Fermion unterliegt der Fermi-Dirac-Statistik, während Lithium-7 wegen des zusätzlichen Neutrons als zusammengesetztes Boson der Bose-Einstein-Statistik gehorcht [29]. In Tabelle 2.1 sind ausgewählte Eigenschaften der beiden Lithiumisotope gegenübergestellt.

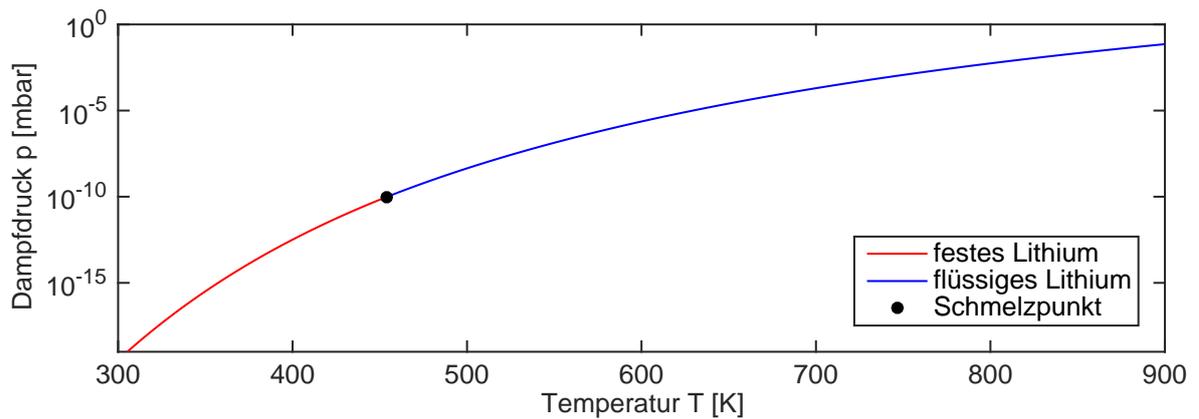


Abbildung 2.1: Dampfdruckkurve von Lithium in logarithmischer Darstellung. Der Schmelzpunkt liegt bei 453,65 K. Bei einer Temperatur von 350 °C \approx 623 K beträgt der Dampfdruck von Lithium etwa $5,5 \cdot 10^{-6}$ mbar.

Eine für die spektroskopische Untersuchung von Lithium äußerst relevante Eigenschaft ist der Dampfdruck. Nach Referenz [26] gilt für den Dampfdruck p von Lithium in Abhängigkeit der absoluten Temperatur T im festen Aggregatzustand

$$\log_{10} \left(1,33322 \cdot \frac{p_{\text{fest}}}{\text{mbar}} \right) = -54,87864 - \frac{6540,944 \text{ K}}{T} - 0,01487480 \cdot \frac{T}{\text{K}} + 24,82251 \cdot \log_{10} \left(\frac{T}{\text{K}} \right). \quad (2.1)$$

Der Dampfdruck von flüssigem Lithium wird durch

$$\log_{10} \left(1,33322 \cdot \frac{p_{\text{flüssig}}}{\text{mbar}} \right) = +10,34540 - \frac{8345,574 \text{ K}}{T} - 0,00008840 \cdot \frac{T}{\text{K}} - 0,68106 \cdot \log_{10} \left(\frac{T}{\text{K}} \right) \quad (2.2)$$

beschrieben. Die Dampfdruckkurve $p(T)$ für Lithium ist in Abbildung 2.1 logarithmisch dargestellt.

Eigenschaft	Lithium-6	Lithium-7	Referenz
Anzahl Protonen Z	3	3	[28]
Anzahl Neutronen N	3	4	[26]
Nukleonenzahl $A = Z + N$	6	7	[26]
Masse m	6 u = $9,9632 \cdot 10^{-27}$ kg	7 u = $1,1624 \cdot 10^{-26}$ kg	[30]
Elektronenspin S	1/2	1/2	[26]
Kernspin I	+1	-3/2	[28]

Tabelle 2.1: Vergleich ausgewählter Eigenschaften der Lithiumisotope Lithium-6 und Lithium-7.

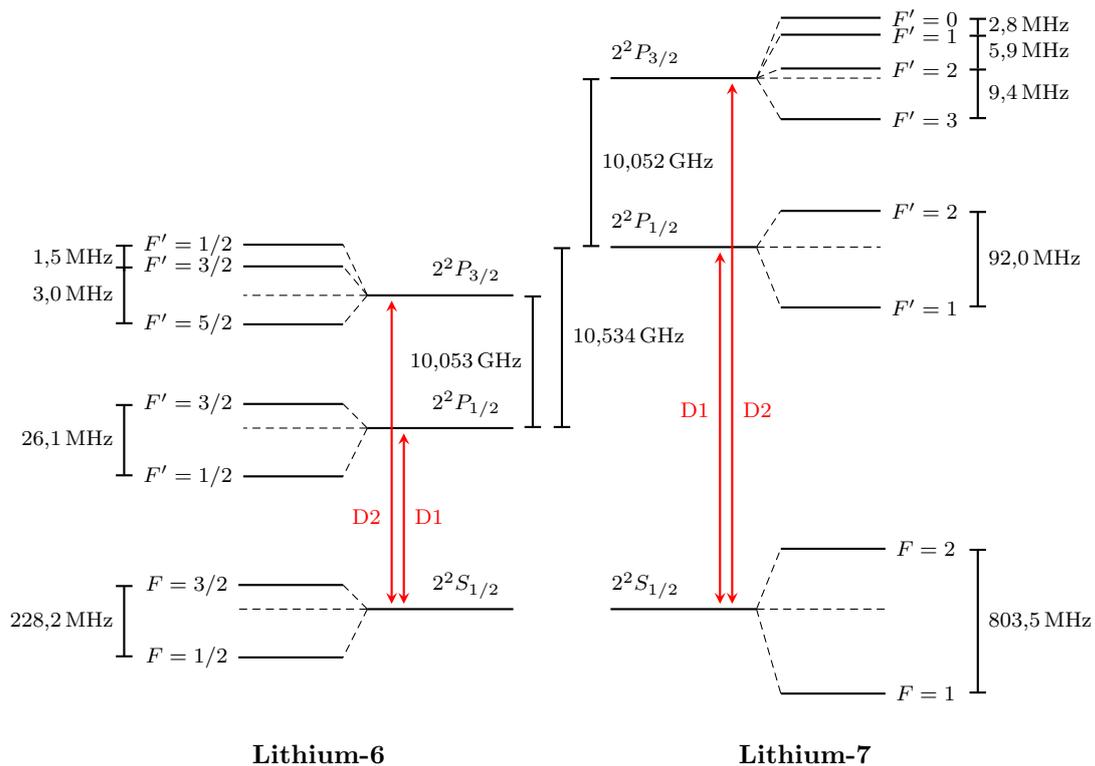


Abbildung 2.2: Termschemata von Lithium-6 und Lithium-7 mit Fein- und Hyperfeinstruktur. Die D1-Linie von Lithium-6 liegt bei 670,992 nm (446,789 597 791 THz), die D2-Linie von Lithium-6 bei 670,977 nm (446,799 650 653 THz). Die D1-Linie von Lithium-7 liegt bei 670,976 nm (446,800 132 006 THz), die D2-Linie von Lithium-7 bei 670,961 nm (446,810 184 005 THz). Die Isotopverschiebung der D1-Linie beträgt 10,534 GHz. Die Abbildung ist nicht maßstabsgetreu. Die Daten basieren auf Referenz [31].

2.1.2 Reaktionen von Lithium

Bei Lithium handelt es sich um ein sehr reaktives Element. Ab Temperaturen von 160 °C reagiert festes Lithium mit trockenem Stickstoff (N_2), ab 630 °C mit trockenem Sauerstoff (O_2). Durch Feuchtigkeit in diesen Gasen kommt es schon bei Raumtemperatur zu einer Reaktion mit festem Lithium. Bei einer Reaktion von feuchter Luft mit festem Lithium bildet sich auf diesem eine schwarze Schicht bestehend aus Lithiumnitrid (Li_3N), Lithiumhydroxid ($LiOH$) und Lithiumoxid (Li_2O) [27].

Lithium reagiert heftig mit Wasser, entzündet sich dabei aber nicht. Im Vergleich zu anderen Alkalimetallen wie Rubidium und Cäsium fällt die Reaktion von festem Lithium mit Wasser auch nicht so heftig aus.

In flüssigem Aggregatzustand ist Lithium extrem korrosiv und attackiert ab Temperaturen von 300 °C unter anderem Quarzglas, Borosilikatglas, Plastik, Porzellan, Keramik, Aluminium, die meisten Kupferlegierungen, sowie Gold, Silber und Platin. Die Materialien Edelstahl und reines Eisen werden bis zu Temperaturen von 600 °C von flüssigem Lithium nicht allzu stark zerstört [27, 28]. Sie scheinen damit geeignete Materialien zum Einschluss von Lithium zu sein und sind für Experimente in der Atomphysik prinzipiell geeignet.

2.1.3 Termschema von Lithium

Lithium verfügt als Alkalimetall über ein Valenzelektron. Weitere zwei Rumpfelektronen befinden sich in einer abgeschlossenen Schale. Es ergibt sich die Elektronenkonfiguration $[\text{He}]2s^1$. Mit den Hund'schen Regeln folgt für die Drehimpulsquantenzahl $L = 0$, für den Spin $S = 1/2$, für den Gesamtdrehimpuls $J = L + S = 1/2$ und damit für den elektronischen Grundzustand von Lithium $2^2S_{1/2}$. Hierbei wurde die spektroskopische Notation $n^{2S+1}L_J$ verwendet, wobei n die Hauptquantenzahl bezeichnet.

Die Abbildung 2.2 zeigt die Termschemata der Lithiumisotope Lithium-6 und Lithium-7 mit Fein- und Hyperfeinstruktur. In Lithium führt die Spin-Bahn-Kopplung zur Aufspaltung des $2P$ -Zustandes in die nicht-entarteten Zustände $2^2P_{1/2}$ und $2^2P_{3/2}$. Der Grundzustand erfährt keine Aufspaltung. Für beide Isotope liegt die Feinstrukturaufspaltung des angeregten Zustands bei etwa 10 GHz. Die Übergänge zwischen den Zuständen $2^2S_{1/2}$ und $2^2P_{1/2}$ respektive $2^2P_{3/2}$ werden als die D1- respektive D2-Linien bezeichnet. Für Lithium liegen die D-Linien bei einer Wellenlänge von ungefähr 671 nm und damit im sichtbaren Bereich. Aufgrund der unterschiedlichen Massen der beiden Lithiumisotope kommt es zur Isotopieverschiebung. Diese beträgt für die D1-Linie circa 10,5 GHz [31].

Die einzelnen Feinstrukturniveaus spalten weiter in die Hyperfeinstruktur auf. Für den Grundzustand liegt die Hyperfeinstrukturaufspaltung beider Isotope in der Größenordnung von einigen 100 MHz. Für den $2^2P_{3/2}$ -Zustand beträgt die Hyperfeinstrukturaufspaltung nur wenige MHz. Dies führt unter anderem dazu, dass die standardmäßige Laserkühlung, wie sie beispielsweise bei der Erzeugung ultrakalter Rubidiumquantengase Anwendung findet, bei Lithium weniger effizient ist. Für Lithium eröffnet sich mit der Technik der grauen Melasse dennoch die Möglichkeit einer effizienten Kühlung [32, 33].

2.2 Diodenlaser in Littrow-Anordnung

In diesem Abschnitt wird ein kurzer Überblick über die wichtigsten Eigenschaften eines Diodenlasers gegeben. Ein Diodenlaser verwendet als Lasermedium eine Halbleiterdiode. Am pn-Übergang des Halbleitermaterials kann zum Beispiel durch einen Diodenstrom eine Besetzungsinversion erzeugt werden. Bei der Rekombination von Elektronen aus dem Leitungsband mit Löchern im Valenzband kommt es zur Emission von Licht, dessen Frequenz ω_L der Bandlücke $E_B = \hbar\omega_L$ zwischen Valenz- und Leitungsband entspricht [34].

Damit stimulierte Emission stattfindet und Licht einer bestimmten Frequenz verstärkt wird, benötigt eine Laserdiode einen Resonator. Innerhalb eines solchen Resonators wird Licht beispielsweise zwischen zwei Spiegeln häufig hin- und her reflektiert. Es bilden sich stehende Wellen als Eigenmoden des Resonators aus, wenn die Bedingung für konstruktive Interferenz

$$\kappa \frac{\lambda}{2} = L \quad (2.3)$$

erfüllt ist [35]. Dabei ist κ eine ganze Zahl, λ die Wellenlänge¹ und L die Länge des Resonators. Aus Gleichung (2.3) folgt mit der Relation $c = f \cdot \lambda$ die Frequenz f der Mode, wobei c die

¹Alle in dieser Arbeit verwendeten Wellenlängen sind Vakuumwellenlängen.

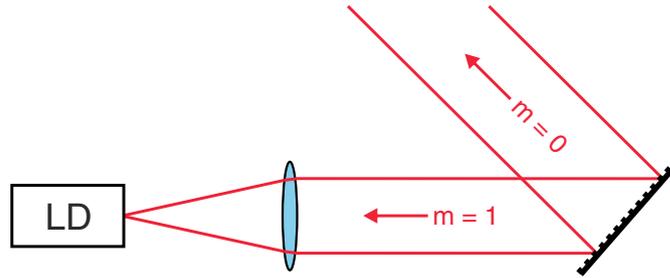


Abbildung 2.3: Schematische Darstellung der Littrow-Anordnung. Bei dieser trifft der kollimierte Lichtstrahl aus einer Laserdiode (LD) auf ein Beugungsgitter. Die erste Beugungsordnung ($m = 1$) wird in die Laserdiode zurück reflektiert, die nullte Ordnung ($m = 0$) wird aus dem Laser ausgekoppelt.

Lichtgeschwindigkeit im Vakuum bezeichnet. Es ist

$$f_{\kappa} = \frac{\kappa c}{2L}. \quad (2.4)$$

Der Abstand zweier benachbarter Moden eines Resonators wird freier Spektralbereich genannt [34] und berechnet sich durch

$$\Delta f_{\text{FSR}} = f_{\kappa+1} - f_{\kappa} = \frac{c}{2L}. \quad (2.5)$$

In einer Halbleiterdiode werden meist keine Spiegel verbaut, um einen Resonator zu erhalten. Vielmehr bilden die polierten Enden des Halbleitermaterials senkrecht zur Ausbreitungsrichtung des Lichtes selbst einen Resonator [34].

Um einen schmalbandigen Diodenlaser zu erhalten ist zusätzlich zum internen Resonator der Diode ein externer Resonator notwendig. Eine Möglichkeit einen externen Resonator zu erhalten ist durch die Littrow-Anordnung gegeben. Diese ist in Abbildung 2.3 schematisch dargestellt. In der Littrow-Anordnung trifft der kollimierte Laserstrahl aus der Halbleiterdiode auf ein optisches Reflexionsgitter mit kleiner Gitterkonstanten g . Das optische Gitter ist so ausgerichtet, dass die nullte Beugungsordnung den Laser verlässt, die erste Ordnung hingegen am Gitter gebeugt und zurück in die Diode reflektiert wird. Für die Beugung am Gitter gilt in diesem Fall die Bragg-Gleichung

$$2g \sin(\alpha) = m\lambda, \quad (2.6)$$

in der α den Einfallswinkel bezüglich der Gitternormalen bezeichnet [36].

Die Littrow-Anordnung stellt wegen der Rückreflexion der ersten Beugungsordnung in die Halbleiterdiode einen externen Resonator dar. Dieser verfügt aufgrund seiner großen Länge nach Gleichung (2.5) über einen viel kleineren freien Spektralbereich als der interne Resonator. Durch Variation des Gitterwinkels lassen sich nach Gleichung (2.6) auch die Frequenzen selektieren, die in die Laserdiode rückgekoppelt werden. So wird durch die Gitterposition diejenige Frequenz ausgewählt, die aus dem Lasersystem ausgekoppelt wird [7]. Für eine optimale Leistungsfähigkeit des Diodenlasers müssen sich die Maxima der Moden aus dem internen und dem externen Resonator überlagern.

Zusätzlich kommt es durch die bei einem Diodenlaser notwendige Verwendung einer Kollimationslinse [37] zur Ausbildung eines weiteren externen Resonators. Dieser verfügt über

andere Moden als der Resonator der Halbleiterdiode und des externen Resonators durch die Littrow-Anordnung. In der Regel werden Kollimationslinsen mit Antireflexbeschichtung verwendet, sodass der entstehende Resonator nur über eine geringe Güte verfügt und es in der Praxis zu keinen Problemen mit diesem zusätzlichen externen Resonator kommt.

An dieser Stelle sei auf eine tiefgründigere Behandlung von Diodenlasern in der Fachliteratur, zum Beispiel in den Referenzen [34] und [35], hingewiesen.

2.3 Dopplerfreie Sättigungsspektroskopie

Bei der Spektroskopie eines thermischen Gases führt der Dopplereffekt dazu, dass die Spektrallinien eines Übergangs im Spektrum verbreitert erscheinen. Mit der Technik der dopplerfreien Sättigungsspektroskopie lassen sich die Spektrallinien ohne ihre Dopplerverbreiterung auflösen. Oftmals können erst mit der dopplerfreien Sättigungsspektroskopie die Hyperfeinstrukturübergänge eines Elements präzise ausgemessen werden. Um ein grundlegendes Verständnis für die Funktionsweise dieser Art von Spektroskopie zu erhalten, wird im Folgenden, nach einer Einführung in das Modell des Zwei-Niveau-Systems, der Mechanismus der Dopplerverbreiterung kurz erläutert, bevor auf die Grundprinzipien der dopplerfreien Sättigungsspektroskopie eingegangen wird.

2.3.1 Das Zwei-Niveau-System

Atome verfügen im Allgemeinen über eine komplexe elektronische Struktur. Wird nur ein bestimmter Übergang betrachtet, der energetisch von den anderen Übergängen klar getrennt ist, so kann dieser Übergang modellhaft durch das sogenannte Zwei-Niveau-System (siehe Abbildung 2.4) beschreiben werden, wenn eine hinreichend gute spektrale Auflösung verfügbar ist.

Im Folgenden soll der Übergang zwischen den Niveaus $|1\rangle$ und $|2\rangle$ mit Licht der Frequenz ω_L getrieben werden. Für die Verstimmung Δ der Lichtfrequenz ω_L gegenüber der atomaren Übergangsfrequenz ω_0 gilt $\Delta = \omega_L - \omega_0$. Die natürliche Linienbreite des Übergangs von $|1\rangle$ nach $|2\rangle$ ist durch $\Gamma = 1/\tau$ gegeben, wobei τ die Lebensdauer des angeregten Zustands bezeichnet. Dieser Zustand zerfällt exponentiell mit der charakteristischen Zeit $t = \tau$. Im

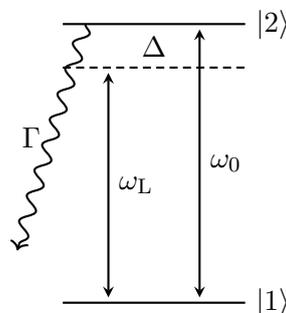


Abbildung 2.4: Zwei-Niveau-System mit dem Grundzustand $|1\rangle$ und dem angeregten Zustand $|2\rangle$, deren Energieaufspaltung $E = \hbar\omega_0$ beträgt.

Frequenzraum führt die Lösung der Rategleichung, die diesen Prozess beschreibt, für $\Gamma \ll \omega_0$ auf den Absorptionskoeffizienten α mit

$$\alpha(\omega_L, I) = n\sigma_0 \frac{\Gamma^2/4}{\Delta^2 + \Gamma^2/4 \cdot (1 + I/I_{\text{sat}})}. \quad (2.7)$$

Dabei ist n die atomare Dichte und σ_0 der maximale Absorptionswirkungsquerschnitt des Übergangs zwischen $|1\rangle$ und $|2\rangle$. Für einen Übergang zwischen den zwei Niveaus lässt sich die Sättigungsintensität I_{sat} durch

$$I_{\text{sat}} = \frac{\pi}{3} \frac{hc}{\lambda^3 \tau} \quad (2.8)$$

definieren [38], wobei h das Planck'sche Wirkungsquantum bezeichnet. Bei einer Lebensdauer des $2^2P_{1/2}$ -Zustandes von $\tau = 27,1$ ns [39] beträgt die Sättigungsintensität der D1-Linie von Lithium-7 ($\lambda = 670,976$ nm) damit gerade $I_{\text{sat}} = 2,54$ mW/cm². Die zugehörige natürliche Linienbreite beträgt $\Gamma = 5,9$ MHz.

Die Halbwertsbreite (FWHM) des lorentzförmigen Absorptionsprofils $\alpha(\omega_L, I)$ aus Gleichung (2.7) ist durch

$$\Delta f_A = \Gamma \sqrt{1 + \frac{I}{I_{\text{sat}}}} \quad (2.9)$$

gegeben. Für Intensitäten $I > I_{\text{sat}}$ kommt es zur Verbreiterung des Übergangs. Dies wird als Leistungsverbreiterung bezeichnet. Eine ausführliche Betrachtung des Zwei-Niveau-Systems kann in Referenz [38] oder [40] gefunden werden.

2.3.2 Dopplerverbreiterung

Bewegt sich ein Atom mit Geschwindigkeit v entlang der Ausbreitungsrichtung des Lichts, erscheint Licht der Frequenz ω_L im Ruhesystem des Atoms aufgrund des Dopplereffekts rot- oder blauverschoben. Damit das Atom in seinem Ruhesystem Licht der Frequenz ω_L absorbieren kann, muss für die Verstimmung Δ des Lichts

$$\Delta = \omega_L - \omega_0 = k \cdot v \quad (2.10)$$

gelten. Dabei ist $k = 2\pi/\lambda$ der Wellenvektor und es gilt die allgemeine Beziehung $\omega_0/k = c$.

Nicht alle Atome in einem Gas haben im thermischen Gleichgewicht die selbe Geschwindigkeit v . Vielmehr gehorchen die eindimensionalen Geschwindigkeiten der Atome einer Maxwell-Boltzmann-Verteilung, sodass für die Atome im Geschwindigkeitsintervall $[v, v + dv]$

$$f(v)dv = \frac{1}{\sqrt{2\pi k_B T/m}} \cdot \exp\left(-\frac{v^2}{2k_B T/m}\right) dv \quad (2.11)$$

gilt. Dabei bezeichnet k_B die Boltzmann-Konstante und m die Masse eines Atoms. Mit der wahrscheinlichsten Geschwindigkeit $u = \sqrt{2k_B T/m}$ und Gleichung (2.10) ergibt sich für die Absorption ein normiertes Gaußprofil der Form

$$g_D(\omega) = \frac{c}{u\omega_0\sqrt{\pi}} \cdot \exp\left(-\frac{c^2}{u^2} \left(\frac{\omega_L - \omega_0}{\omega_0}\right)^2\right), \quad (2.12)$$

dessen Maximum bei $\omega_L = \omega_0$ zu finden ist². Die Dopplerbreite entspricht der vollen Halbwertsbreite (FWHM) des Gaußprofils und lautet mit $\omega = 2\pi f$

$$\Delta f_D = \frac{f_0}{c} \sqrt{\frac{8k_B T \ln(2)}{m}}. \quad (2.13)$$

Für Lithium-7 beträgt die Dopplerbreite bei einer Wellenlänge von 671 nm und einer Temperatur von 350 °C gerade $\Delta f_D = 3$ GHz. Durch die Geschwindigkeitsverteilung der Lithium-Atome erscheinen die D-Linien um zwei bis drei Größenordnungen gegenüber der natürlichen Linienbreite eines einzelnen Atoms verbreitert.

Um im Experiment die Hyperfeinstrukturaufspaltungen der Grundzustände von Lithium-6 und Lithium-7, die in der Größenordnung von einigen 100 MHz liegen, auflösen zu können, ist es daher notwendig, dopplerfreie Sättigungsspektroskopie zu betreiben [38].

2.3.3 Grundprinzipien der dopplerfreien Sättigungsspektroskopie

Zur dopplerfreien Sättigungsspektroskopie sind zwei Laserstrahlen notwendig, die eine Spektroskopiezelle in entgegengesetzter Richtung durchlaufen und sich dabei überlappen. Ein Strahl wird als der Pump-Strahl bezeichnet. Dieser zeichnet sich dadurch aus, dass seine Intensität I_{pump} im Bereich der Sättigungsintensität I_{sat} des zu untersuchenden Übergangs oder darüber liegt ($I_{\text{pump}} \geq I_{\text{sat}}$). Der zweite Strahl, der sogenannte Abfrage- oder Probe-Strahl, wird bei niedrigen Intensitäten $I_{\text{probe}} < I_{\text{sat}}$ betrieben. Beide Strahlen haben idealerweise die gleiche Laserfrequenz ω_L . Experimentell kann eine derartige Konfiguration erreicht werden, indem ein einziger Laserstrahl an einem polarisierenden Strahlteiler in zwei Strahlen mit unterschiedlicher Intensität aufgetrennt wird.

Innerhalb der Spektroskopiezelle tritt der Pump-Strahl mit Atomen der Geschwindigkeit $v = (\omega_L - \omega_0)/k$ in Wechselwirkung.

Befinden sich die Grundzustandsübergänge im Atom in Resonanz zum Pump-Strahl, so pumpt dieser die Atome in den angeregten Zustand. In einem Zwei-Niveau-System können beide Zustände höchstens zu gleichen Teilen bevölkert werden. Der Übergang ist dann gesättigt und die Absorptionsfähigkeit des atomaren Ensembles stark reduziert. Im Absorptionsspektrum macht sich dies als Loch bemerkbar. Daher wird dieser Vorgang auch als Lochbrennen bezeichnet [41].

Der Probe-Strahl hingegen interagiert aufgrund der entgegengesetzten Richtung mit Atomen in der Spektroskopiezelle, deren Geschwindigkeit $v = -(\omega_L - \omega_0)/k$ beträgt. Ist die Frequenz des Lichtes ω_L resonant mit der Übergangsfrequenz ω_0 im Atom, so ist die Geschwindigkeit der Atome, mit denen sowohl der Probe- als auch der Pump-Strahl interagieren, gerade $v = 0$.

Die Absorption ist bei ω_0 wegen des Pump-Strahls gesättigt. Wird das Absorptionsspektrum des Probe-Strahls auf einem Detektor betrachtet, so ist an genau dieser Stelle ein Absorptionsminimum zu sehen, weil das Licht bei ω_0 transmittiert werden kann. Ein solches Minimum

²Gleichung (2.12) gilt unter der Annahme, dass die natürliche Linienbreite Γ klein gegenüber der Dopplerbreite ist.

wird Lamb-Dip³ genannt. Bei niedriger optischer Dichte ($OD \ll 1$) ist die Breite eines Lamb-Dips durch Gleichung (2.9) gegeben. Im allgemeinen Fall hoher optischer Dichten lässt sich diese Gleichung jedoch nicht mehr zur Beschreibung der Linienbreite eines Lamb-Dips heranziehen.

2.3.4 Die Stoßverbreiterung

Die Breite eines Lamb-Dips kann bei hohen optischen Dichten und hohen Drücken auch von der Stoßverbreiterung⁴ Δf_S abhängen. Die Größenordnung der Stoßverbreiterung berechnet sich nach Referenz [42] durch

$$\Delta f_S = p \cdot \sigma \sqrt{\frac{8}{m\pi k_B T}}, \quad (2.14)$$

wobei σ den Stoßquerschnitt der am Stoß beteiligten Atome und p den Druck bezeichnet.

2.3.5 Cross-over-Resonanzen

Cross-over-Resonanzen sind ein Effekt, der immer dann auftritt, wenn der Probe- und Pump-Strahl gleichzeitig Übergänge von Atomen treiben, die verschiedenen Geschwindigkeitsklassen angehören. Grundlage hierfür ist ein atomares Ensemble, in dem die Atome unterschiedliche Geschwindigkeiten haben. Dies ist beispielsweise gegeben, wenn die Geschwindigkeiten v einer Maxwell-Boltzmann-Verteilung folgen. Ein einzelnes Atom lässt sich auch mit dem Modell des Drei-Niveau-Systems beschreiben, wenn mehrere Übergänge von einem gemeinsamen Zustand aus betrachtet werden.

Werden zum Beispiel wie in Abbildung 2.5a in einem Drei-Niveau-System mit V-Konfiguration zwei Übergänge mit den Frequenzen ω_{13} und ω_{23} getrieben, die den Grundzustand $|3\rangle$ als gemeinsames Niveau besitzen, kommt es zu sogenannten Cross-over-Resonanzen (Überkreuzsignalen). Diese entstehen nur dann, wenn der Frequenzabstand der beiden angeregten Zustände $\Delta\omega_V = \omega_{23} - \omega_{13}$ kleiner ist als die Dopplerbreite $\Delta\omega_D$. Notwendigerweise müssen die beiden Übergänge über einen gemeinsamen Zustand verfügen.

Aufgrund des Dopplereffekts kann der Pump-Strahl mit dem Übergang von $|3\rangle$ zu $|1\rangle$ resonant sein, während der Probe-Strahl mit dem Übergang von $|3\rangle$ zu $|2\rangle$ resonant ist. Der Pump-Strahl pumpt die Atome in den angeregten Zustand und brennt an der Stelle des Übergangs ein Loch in das Absorptionsspektrum. Wegen des gemeinsamen Grundzustands wird die Absorption des Probe-Strahls vermindert, da die Population reduziert ist. Umgekehrt ist es auch möglich, dass der Pump-Strahl mit dem Übergang von $|3\rangle$ zu $|2\rangle$, der Probe-Strahl mit dem Übergang von $|3\rangle$ zu $|1\rangle$ resonant ist. So wechselwirken Probe- und Pump-Strahl auf zwei unterschiedlichen Übergängen mit den Atomen, aber vom gleichen Niveau aus. Die Interaktion findet hierbei nicht mit Atomen der Geschwindigkeit $v = 0$ statt. Vielmehr interagiert der Pump-Strahl mit der Geschwindigkeitsklasse $v = (\omega_{23} - \omega_{13})/(2k)$, der Probestrahl hingegen mit $v = -(\omega_{23} - \omega_{13})/(2k)$. Dadurch entsteht im Transmissionsspektrum neben den zwei Lamb-Dips, die zu den realen Übergängen im Atom gehören, durch die Cross-over-Resonanz

³Betrachtet werden in der Auswertung Transmissionsspektren. Hier und im Folgenden wird folgende Konvention verwendet: Ein Lamb-Dip macht sich im Transmissionsspektrum als lokales Maximum bemerkbar, als Lamb-Peak wird ein lokales Minimum bezeichnet.

⁴Die Bezeichnung Stoßverbreiterung ist äquivalent zur Druckverbreiterung.

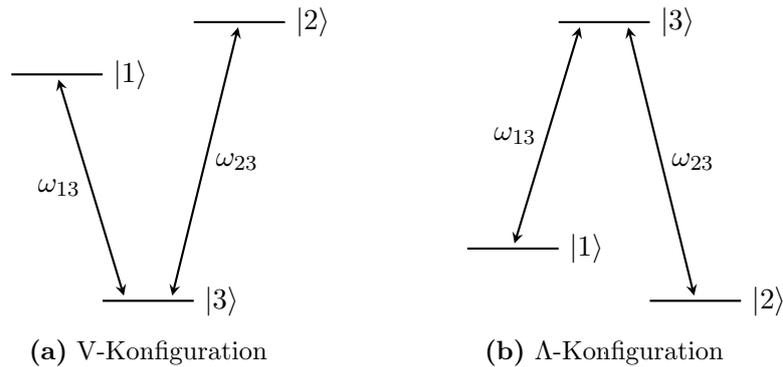


Abbildung 2.5: Drei-Niveau-System mit (a) V-Konfiguration und (b) Λ -Konfiguration. Übergänge zwischen $|1\rangle$ und $|2\rangle$ sind jeweils dipolverboten.

ein weiterer Lamb-Dip genau in der Mitte der beiden Übergangsfrequenzen, also bei einer Frequenz von $\omega = (\omega_{13} + \omega_{23})/2$.

Für Cross-over-Resonanzen ist es nicht zwingend erforderlich, dass es sich bei dem gemeinsamen Niveau um den Grundzustand handelt. Bei einem Drei-Niveau-System in Λ -Konfiguration, wie in Abbildung 2.5b gezeigt, kann auch der höchste angeregte Zustand als gemeinsames Niveau fungieren. In dieser Konfiguration kann der Pump-Strahl resonant mit dem Übergang von $|1\rangle$ nach $|3\rangle$ und der Probe-Strahl resonant mit dem Übergang von $|2\rangle$ nach $|3\rangle$ sein. Der Pump-Strahl pumpt in dieser Konfiguration die Atome in den gemeinsamen oberen Zustand $|3\rangle$. Diese angeregten Zustände können jedoch nach ihrer Lebensdauer in zwei verschiedene Niveaus $|1\rangle$ und $|2\rangle$ zerfallen. Aus $|1\rangle$ werden die Atome sofort wieder in den angeregten Zustand zurück gepumpt. Effektiv werden also die Atome von $|1\rangle$ nach $|2\rangle$ gepumpt. So erhöht sich die Absorption des Probe-Strahls. Auch im Fall der Λ -Konfiguration wechselwirken Pump- und Probe-Strahl mit einer Geschwindigkeitsklasse $v \neq 0$.

Zu den Lamb-Dips bei den Frequenzen ω_{13} und ω_{23} kommt im Transmissionsspektrum also erneut eine Cross-over-Resonanz hinzu, die sich jedoch wegen des gemeinsamen oberen Niveaus im Fall der Λ -Konfiguration als Lamb-Peak bemerkbar macht [38, 41].

3 Aufbau und Charakterisierung des Diodenlasers

Das nachfolgende Kapitel widmet sich dem Aufbau und der Charakterisierung des selbstgebaute Diodenlasers mit einer Wellenlänge von 671 nm. Zunächst werden der Aufbau des Lasers und dessen einzelne Komponenten beschrieben, bevor auf die Charakterisierung der Laserdiode eingegangen wird. Schließlich wird der Einbau und die Justage des optischen Gitters dargestellt.

3.1 Aufbau des Lasers

In diesem Abschnitt wird der Aufbau des Diodenlasers beschrieben. Verwendet wird eine kommerziell erhältliche Halbleiterlaserdiode⁵, die zum Beispiel in DVD-Laufwerken Anwendung findet. Die Wellenlänge dieser Diode liegt bei 660 nm. Typischerweise lässt sich die Wellenlänge aber durch den Betrieb der Laserdiode bei hohen Temperaturen erhöhen. Deshalb wurde der Laser so konzipiert und gebaut, dass die Diode stabil bei einer Temperatur von 60 °C betrieben werden kann. Dies ermöglicht im Experiment die Spektroskopie von Lithium bei einer Wellenlänge von 671 nm.

Abbildung 3.1 zeigt den fertig aufgebauten Laser. Anhand dieser Abbildung werden die einzelnen Komponenten des selbstgebaute Lasers benannt und erklärt.

Die Laserdiode ist in die Diodenhalterung aus Neusilber eingefasst und wird dort mittels eines Rings und zwei Schrauben an Ort und Stelle gehalten. Vor der Laserdiode ist die Linsenhalterung angebracht, in die die Kollimationslinse eingeschraubt wurde. Bei der Linse handelt es sich um eine asphärische Linse⁶ mit einer Brennweite von $f = 3,3$ mm und einer numerischen Apertur von $NA = 0,47$. Die Position des Linsenhalters wurde senkrecht zur Ausbreitungsrichtung des Laserstrahls frei eingestellt und dann mit Hilfe von acht Schrauben fixiert. Anschließend wurde die in ein Gewinde eingebaute Linse so weit in den Block aus Neusilber eingeschraubt und befestigt, dass sich die Laserdiode gerade im Brennpunkt der Linse befand. Die Ausrichtung der Kollimationslinse wurde bei angeschalteter Laserdiode durchgeführt und der Strahldurchmesser in einem Abstand von etwa 5 m zur Laserdiode überprüft. Beim Justieren der Position der Linse wurde darauf geachtet, dass der Laserstrahl in dieser Entfernung möglichst gut kollimiert war und den Laser gerade auf Höhe der Laserdiode verlassen hat.

Die mit dem Diodenhalter verschraubte Linsenhalterung ist mit zwei Schrauben auf dem Laserblock aus Neusilber angebracht. Am Übergang dieser Bauteile wurde eine dünne Schicht

⁵opnext HL6545MG

⁶Thorlabs N414TM-B

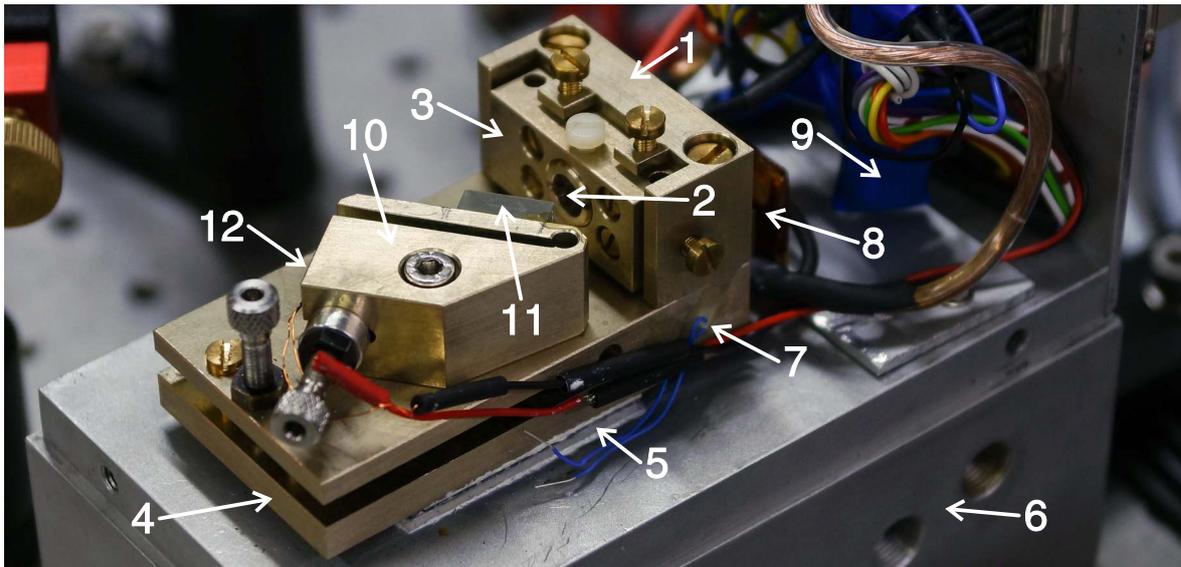


Abbildung 3.1: Aufbau des Lasers. Zu sehen sind (1) die Diodenhalterung, (2) die verstellbare Kollimationslinse, (3) die Linsenhalterung und (4) der Laserblock aus Neusilber. Weiterhin sichtbar: (5) das Peltier-Element, (6) der Aluminiumblock, (7) einer von zwei Thermistoren zur Temperaturmessung, (8) der Hochleistungswiderstand mit Halterung, (9) die isolierte Schutzschaltung, (10) der verstellbare Gitterhalter, (11) das optische Gitter und (12) der Piezoaktor (Position angedeutet)

Wärmeleitpaste aufgetragen, um einen guten Wärmefluss zu gewährleisten. Unterhalb des Laserblocks befindet sich ein $4\text{ cm} \times 4\text{ cm}$ großes Peltier-Element⁷. Dieses wird verwendet, um die Temperatur der Laserdiode zu stabilisieren. Beim Einbau wurde auf beiden Seiten des Peltier-Elements Wärmeleitpaste aufgetragen.

Zur Temperaturmessung wurden zwei Löcher in den Laserblock gebohrt und dort jeweils ein Thermistor⁸ eingebracht und verklebt. Da sich experimentell herausgestellt hat, dass das Peltier-Element nicht genügend Leistung aufbringen kann, um Temperaturen von 60 °C bis 70 °C stabil zu halten, wurde ein $2,2\ \Omega$ -Hochleistungswiderstand⁹ unterhalb der Laserdiode am Diodenhalter angebracht, um diesen zusätzlich zu heizen. Mit Hilfe dieses Widerstandes wird die Lasertemperatur mit einer Leistung von $14,8\text{ W}$ auf 60 °C gebracht. Die gewünschte Temperatur wird dann ausgehend davon mit dem Peltier-Element exakt eingestellt.

Zwischen der Laserdiode und dem Anschluss an die Lasersteuerung wurde eine Schutzschaltung (siehe Abbildung A.2) eingebaut. Diese schützt die Laserdiode vor zu hohen Spannungen und vor einer falschen Spannungspolung.

Auf dem Laserblock ist der Gitterhalter mittels einer Schraube angebracht. Auf diesem wurde ein optisches Reflexionsgitter¹⁰ (holografisch) mit 1800 Strichen pro mm vertikal aufgeklebt. In die Gitterhalterung ist ein Piezo-Kristall eingefasst, mit dem über Anlegen einer elektrischen Spannung der Winkel des optischen Gitters gegenüber der Mittelachse des Lasers verändert werden kann.

⁷RS-Peltiermodul TECB-3

⁸EPCOS NTC Resistor B57861S

⁹TE Connectivity $2,2\ \Omega/10\text{ W}$ -Lastwiderstand HSA05

¹⁰Thorlabs GH13-18V

Der Laserblock ist durch drei Schrauben mit einem großen Aluminiumblock verschraubt. Über den gesamten Laserblock wurde eine Hülle aus Aluminiumfolie angebracht, um die Laserdiode gegen äußere Einflüsse wie Luftströme zu isolieren. Eine zweite Schicht Aluminiumfolie wurde in den Gehäusedeckel eingebaut.

Darüber hinaus ist der gesamte Aluminiumblock mit dem Laser auf einer Plexiglasplatte auf dem optischen Tisch montiert. Durch die beschriebenen Maßnahmen wird eine hohe Temperaturstabilität des Lasers sichergestellt. Die Laserdiode und das Peltier-Element werden mit einem Thorlabs Pro8000-Controller mit ITC8052-Modul angesteuert. Dieses verfügt unter anderem über einen PID-Controller, mit dem die Temperatur des Peltier-Elements präzise eingestellt werden kann.

3.2 Charakterisierung der Halbleiterdiode

Zunächst wurde der Laser ohne optisches Gitter aufgebaut und die Halbleiterdiode analysiert. Dabei wurde insbesondere die Abhängigkeit der Wellenlänge von der Temperatur und vom Diodenstrom untersucht. Es wurde geprüft, ob die Diode bei einer Wellenlänge von 671 nm stabil betrieben werden kann und mit welchen Parametern dies zu erreichen ist.

In Abbildung 3.2 ist die Abhängigkeit der Wellenlänge vom Diodenstrom für vier verschiedene Temperaturen zu sehen. Aus den Steigungen der linearen Regressionsgeraden folgt, dass die Wellenlänge im Mittel mit 0,02 nm/mA steigt. Abbildung 3.3 zeigt die Abhängigkeit der Wellenlänge von der Temperatur für vier unterschiedliche Diodenströme. Für die Temperatur ergibt sich analog zum Diodenstrom eine mittlere Steigung der Wellenlänge von 0,18 nm/°C. Das für die Messungen verwendete Spektrometer¹¹ besitzt eine Auflösung von 2 nm.

Aus den beiden Messungen wurde ermittelt, dass die Laserdiode bei einer Temperatur von 67,5 °C und einer Stromstärke von etwa 175 mA Licht der Wellenlänge 670,9 nm emittiert. Diese Parameter wurden zur Justage des optischen Gitters (vergleiche Abschnitt 3.3) verwendet.

Abbildung 3.4 zeigt das Strahlprofil des Lasers für drei verschiedene Fälle. Links ist das Profil etwa 70 cm von der Laserdiode entfernt und ohne optisches Gitter zu sehen. In der Mitte ist das Strahlprofil ebenfalls ohne optisches Gitter 16 cm von der Laserdiode entfernt gezeigt. Das rechte Profil zeigt das Strahlprofil nach Installation des optischen Gitters etwa 10 cm von diesem entfernt. Mit Hilfe einer CCD-Kamera wurde der $1/e^2$ -Strahldurchmesser sowohl in x - als auch in y -Richtung für alle drei Fälle bestimmt. Tabelle 3.1 zeigt die gemessenen Werte für die jeweiligen Strahldurchmesser.

Weiterhin wurden für verschiedene Temperaturen P - I -Kennlinien der Laserdiode ausgemessen. Diese sind für den Fall ohne eingebautes optisches Gitter in Abbildung 3.5 (links) gezeigt. Mit zunehmender Temperatur verschiebt sich die Laserschwelle I_S , die den Punkt angibt, ab dem der Laser Licht durch stimulierte Emission emittiert, zu höheren Stromstärken. Bei einer Temperatur von 25 °C liegt die Laserschwelle bei 61 mA. Eine Erhöhung der Temperatur um 50 °C bewirkt, dass die Laserschwelle auf 94 mA steigt.

¹¹Thorlabs CCS200/M Compact Spectrometer

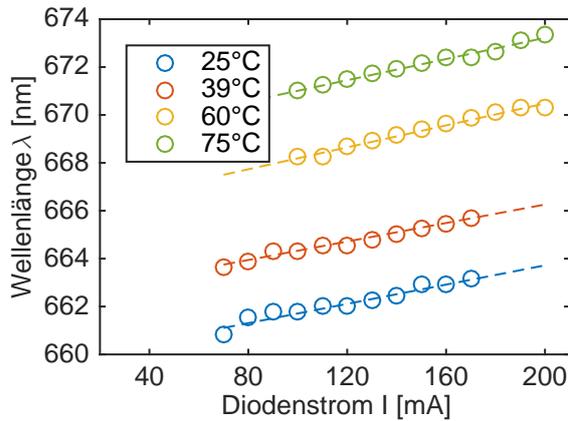


Abbildung 3.2: Abhängigkeit der Wellenlänge λ vom Diodenstrom I für vier verschiedene Temperaturen T . An die Messwerte wurden Geraden gefittet.

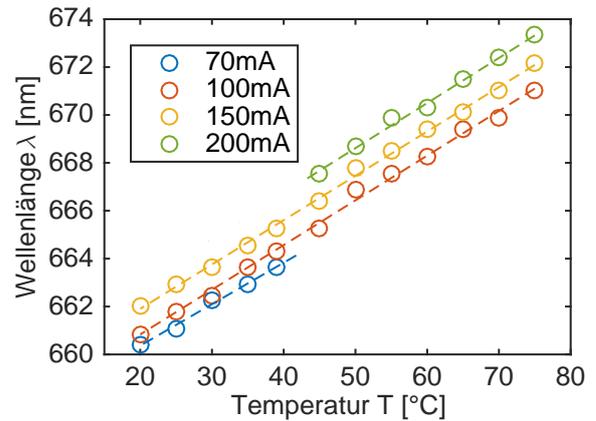


Abbildung 3.3: Abhängigkeit der Wellenlänge λ von der Temperatur T des Lasers für vier verschiedene Stromstärken I . An die Messwerte wurden Geraden gefittet.

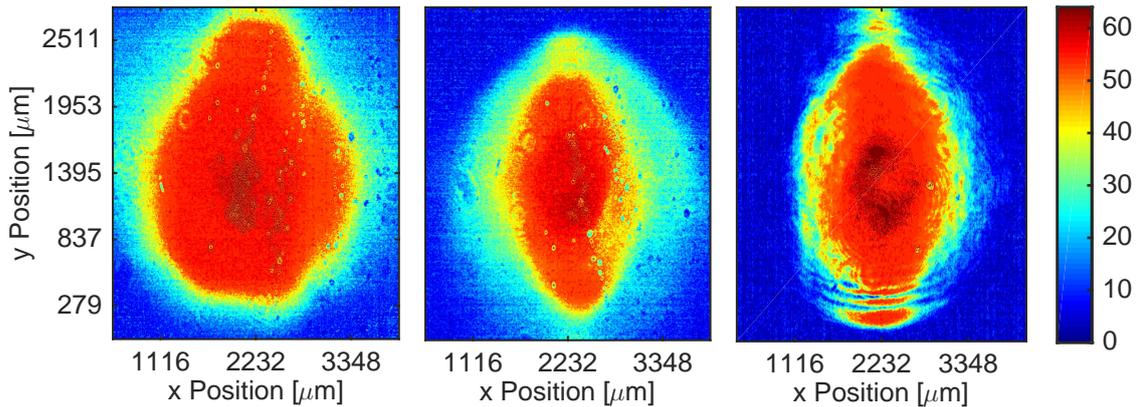


Abbildung 3.4: Strahlprofile des Diodenlasers für drei verschiedene Einstellungen. Links: Aufnahme des Strahlprofils 70 cm von der Laserdiode entfernt, ohne optisches Gitter. Mitte: Strahlprofil 16 cm von der Laserdiode entfernt, ohne optisches Gitter. Rechts: Strahlprofil 10 cm nach dem optischen Gitter. Der Laserstrahl hat eine leicht elliptische Form. Die Legende zeigt die Intensität des Profils in willkürlichen Einheiten. Die jeweiligen Strahldurchmesser sowie die Bedingungen, bei denen der Laser vermessen wurde, sind in Tabelle 3.1 abgedruckt.

Messung	Durchmesser $2w_x$	Durchmesser $2w_y$	Bemerkungen
70 cm von der Laserdiode entfernt	$1638 \pm 42 \mu\text{m}$	$1726 \pm 11 \mu\text{m}$	25°C , 40 mA
16 cm von der Laserdiode entfernt	$1264 \pm 10 \mu\text{m}$	$1501 \pm 19 \mu\text{m}$	25°C , 40 mA
mit optischem Gitter	$869 \pm 7 \mu\text{m}$	$1432 \pm 19 \mu\text{m}$	60°C , 80 mA

Tabelle 3.1: Die Tabelle zeigt die verschiedenen Strahldurchmesser ($1/e^2$) in x - und y -Richtung für drei verschiedene Strahlprofile. Weiterhin ist festgehalten, bei welcher Lasertemperatur und bei welchem Diodenstrom das jeweilige Profil vermessen wurde.

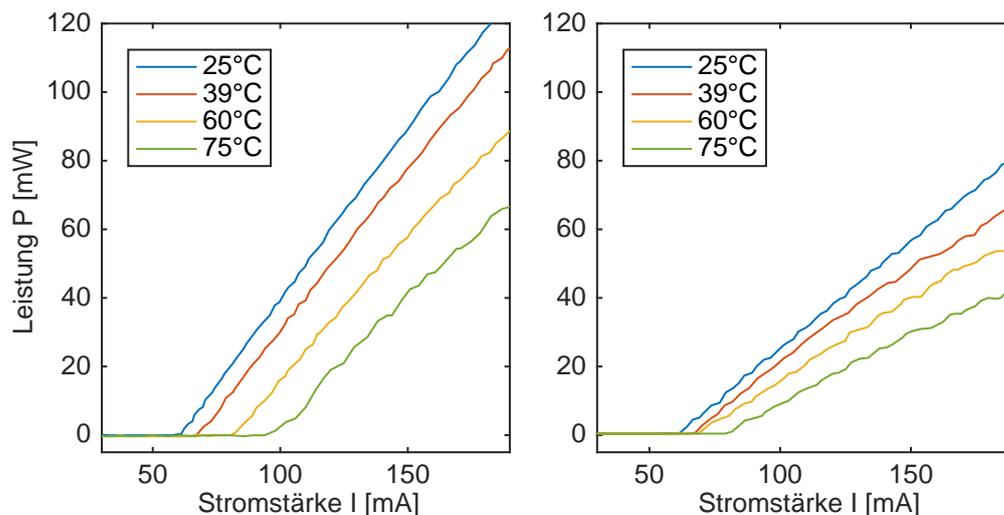


Abbildung 3.5: P - I -Kennlinie der Laserdiode für vier verschiedene Temperaturen. Die Laserschwelle I_S steigt für höhere Temperaturen an. Links ist die Kennlinie der Laserdiode ohne optisches Gitter zu erkennen. Die rechte Abbildung zeigt die Kennlinie nach Einbau des optischen Gitters. Bei gleicher Temperatur sinkt mit dem Gitter die Laserschwelle I_S .

3.3 Justage des optischen Gitters

Um einen gitterstabilisierten Diodenlaser zu erhalten, wurde ein optisches Gitter in Littrow-Anordnung (siehe Abschnitt 2.2) in den Laser eingebaut, auf dessen Justage im Folgenden eingegangen wird. Der Einbau des Gitters ist in Abschnitt 3.1 beschrieben. Nach Gleichung (2.6) muss das Licht aus der Laserdiode unter einem Winkel von $37,1^\circ$ auf das Gitter fallen, damit bei einer Wellenlänge von $670,9\text{ nm}$ die erste Beugungsordnung ($m = 1$) in die Laserdiode zurückreflektiert und die nullte Beugungsordnung ($m = 0$) über das Beugungsgitter aus dem Laser ausgekoppelt wird.

Der Laser wurde zur Einstellung des Gitters auf eine Temperatur von $67,5^\circ\text{C}$ aufgeheizt und es wurde ein Diodenstrom von 175 mA eingestellt (vergleiche Abschnitt 3.2). Nun wurde der berechnete Winkel des optischen Gitters grob eingestellt, indem der Gitterhalter in die richtige Position gedreht wurde. Diese wurde dadurch erkannt, dass die erste Beugungsordnung des Gitters in die Laserdiode reflektiert wurde. Der Gitterhalter wurde anschließend mit einer Schraube fixiert. Dann wurde der Diodenstrom bis kurz unter die Laserschwelle zurückgefahren. Durch Drehen an einer Feingewindeschraube am Gitterhalter konnte der Gitterwinkel leicht verändert und mit einer zweiten Feingewindeschraube am Laserblock die Neigung des Gitterhalters eingestellt werden. Die Leistung des ausgekoppelten Laserstrahls wurde gemessen und Gitterwinkel sowie Neigung so lange verändert, bis die Laserleistung sprunghaft anstieg. Daraufhin wurde der Strom wieder unter die Laserschwelle zurückgefahren und der Prozess unter Maximierung der Laserleistung einige Male iteriert. So wurde die Rückkopplung der ersten Beugungsordnung in den Laser optimiert.

Als Folge entstand zwischen der Laserdiode und dem optischen Gitter ein externer Resonator. Durch die Rückkopplung der ersten Beugungsordnung wurde die Laserschwelle zu niedrigeren Diodenströmen verschoben. In Abbildung 3.5 (rechts) ist dies gut zu erkennen. Im Vergleich

zur Laserdiode ohne Gitter konnte die Laserschwelle bei gleicher Temperatur um bis zu 16 % reduziert werden.

Der Piezokristall, mit dem der Winkel des Gitters sehr fein verändert werden kann, ist an einen externen Spannungsgenerator angeschlossen, der die Betriebsspannung des Piezoaktors liefert. Über einen Frequenzgenerator wird diese konstante Spannung, mit der die gewünschte Wellenlänge eingestellt werden kann, mit einer Dreiecksspannung moduliert. So kann die Frequenz des Lasers im Experiment um die gewünschte Wellenlänge verstimmt werden. Es wurden Verstimmungen von ± 2 GHz erreicht, ohne dass es zu Modensprüngen der Laserdiode kam. Mit einem Fabry-Pérot-Interferometer wurde sichergestellt, dass der Diodenlaser longitudinal im Single-Mode-Betrieb verwendet wird.

Die typische Konfiguration des Lasertreibers ist in Tabelle A.1 im Anhang A abgedruckt.

4 Aufbau der Lithium-Spektroskopiezelle

Alkalimetalle zeichnen sich durch einen niedrigen Schmelzpunkt aus [28]. Es liegt daher nahe, für die Spektroskopie dieser Elemente Dampfzellen zu verwenden. Für Rubidium (Rb) und Cäsium (Cs) bestehen diese Dampfzellen in der Regel aus Glas. Da Lithium sowohl mit Borosilikat- als auch Quarzglas reagiert [27], wurde für die dopplerfreie Sättigungsspektroskopie dieses Elements eine Spektroskopiezelle aus Edelstahl konstruiert. Diese ist in der Lage, das Lithium so einzuschließen, dass es nicht mit Glasfenstern oder anderen Bauteilen reagiert.

Im Folgenden wird der Aufbau einer mit Argon als Puffergas befüllten Spektroskopiezelle für Lithium beschrieben. Dabei wird auf die einzelnen Bauteile der Zelle ebenso eingegangen wie auf die Reinigung und das Einbringen des Lithiums in die Zelle.

4.1 Design der Spektroskopiezelle

Die Spektroskopiezelle ist in Abbildung 4.1 dargestellt. Sie besteht aus einem 50 cm langen, gezogenen Rohr aus Edelstahl (316L), an dessen Enden sich zwei CF40-Flansche¹² befinden. Dort sind zwei Glasfenster angebracht, die im Experiment den optischen Zugang zum Lithiumdampf in der Spektroskopiezelle ermöglichen. Um die Zelle abzudichten, wurden zwischen den Fenstern und dem Edelstahlrohr Dichtungsringe aus Kupfer verwendet.

In der Mitte der Spektroskopiezelle wurden mit Hilfe von metallischen Schlauchklemmen an der Außenseite fünf Heizstäbe¹³ angebracht, mit denen die Zelle auf eine Betriebstemperatur von 350 °C gebracht wurde. Hierfür war eine Leistung von etwa 96 W nötig. Beim Aufheizen der Zelle wurde darauf geachtet, dass diese sich nicht zu schnell erwärmt. Ein Temperaturanstieg von 2 °C pro Minute hat sich im Experiment als geeignet herausgestellt. Die Temperaturkontrolle war durch sechs Temperaturfühler gegeben, die entlang der Zelle platziert wurden.

Die Mitte der Zelle wurde über eine Länge von etwa 20 cm mit Aluminiumfolie eingewickelt, um Wärmeverluste nach außen möglichst gering zu halten und um die Umgebung der Zelle nicht zu stark zu erwärmen. Weiterhin wurde beidseitig ein Kühlmantel mit einem kleinen Abstand zur Aluminiumfolie montiert. Die mit 18 °C kaltem Kühlwasser durchflossenen Kupferrohre sorgen aktiv dafür, dass die Enden der Spektroskopiezelle stets auf Raumtemperatur bleiben. So wird verhindert, dass flüssiges Lithium an die Fenster gelangen kann.

Auf einer Seite der Spektroskopiezelle ist ein kurzes Rohrstück angeschweißt, an welchem ein dritter Flansch befestigt ist. An diesem wurde mit Hilfe eines CF40-CF16-Reduktionsflansches

¹²Die Abkürzung CF bezeichnet ConFlat-Vakuumflansche.

¹³Freek 100 W/24 V-Heizpatronen

ein CF16-Ventil¹⁴ angebracht. Über das Ventil kann die Spektroskopiezelle mittels eines kurzen CF16-Schlauches mit einer Hilfskonstruktion verbunden werden, über die die Zelle abgepumpt, Argon in die Zelle eingefüllt und der Druck gemessen werden kann.

Da eine Reaktion von Lithium mit den Fenstern der Spektroskopiezelle unerwünscht ist, wurden verschiedene Maßnahmen getroffen, um das Lithium in der Mitte der Zelle zu halten. Zum einen wurde Argon als Puffergas verwendet. Durch Stöße von Lithiumatomen an den deutlich schwereren Argonatomen werden die schnellen Lithiumatome aus der Mitte der Zelle abgebremst, sodass diese nicht das Ende der Zelle erreichen können. Zum anderen stellte sich in der Zelle ein steiler Temperaturgradient ein. Während es in der Mitte der Zelle 350 °C warm ist, fällt die Temperatur zum Ende der Zelle hin ab. So herrschte am Rand der Aluminiumummantelung nur noch eine Temperatur von 180 °C, die im Bereich der Schmelztemperatur von Lithium liegt. Unter der Annahme eines linearen Temperaturgefälles entspricht dies einem Temperaturgradienten von etwa 19 °C/cm. Lithium hat die Eigenschaft, einem solchen Temperaturgradienten zur hohen Temperatur in der Zellenmitte hinterherzufließen [43].

Innerhalb der Spektroskopiezelle befindet sich über eine Länge von 30 cm mittig platziert ein sehr engmaschig gewebtes Edelstahlgeflecht¹⁵ mit einer Drahtdicke von 0,127 mm und einer Maschenweite von 0,19 mm. Das Geflecht schafft innerhalb der Zelle eine höhere Oberfläche, die das Entlangfließen von Lithium am Temperaturgradienten begünstigt. Kommen die Lithiumatome mit den kalten Stellen des Edelstahlrohres in Berührung, werden sie an der Wand der Spektroskopiezelle adsorbiert [43, 44].

Abbildung 4.2 zeigt die Hilfskonstruktion zum Befüllen der Spektroskopiezelle mit Argon. Diese besteht aus einem kurzen CF16-Schlauch, mit dem die Spektroskopiezelle angeschlossen wird, einem Druckmessgerät¹⁶ und einem Nadelventil¹⁷, über welches Argon aus einer Gasflasche über einen Schlauch zugeführt werden kann. Darüber hinaus ist ein Ventil¹⁸ angebracht, das die Konstruktion mit einer Turbopumpe verbindet.

4.2 Reinigung des Lithiums

Bei dem im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Lithium handelt es sich um eine natürliche Isotopenmischung mit einem Reinheitsgrad von über 99,0 %, welche zu 92,4 % aus Lithium-7 und zu 7,6 % aus Lithium-6 besteht [28, 45]. Das stangenförmige Lithium wurde in Paraffinöl eingelegt geliefert, um eine Reaktion mit dem Sauerstoff und Stickstoff der Luft zu verhindern. Von diesem Paraffinöl musste das Lithium gereinigt werden.

Dafür wurde das Lithium erst mit einer Pinzette aus dem Gefäß genommen, dann mit einem flusenfreien Tuch abgetupft und anschließend in ein Becherglas mit wasserfreiem Toluol gelegt. Anschließend wurde die oberste, schwarz angelaufene Schicht des Lithiums mit einem scharfen Messer einmal vollständig abgekratzt, sodass das silbrig glänzende Lithium zum Vorschein kam. Dieses lief unter Luftatmosphäre sofort wieder dunkel an. Kurz bevor

¹⁴Varian 9515014

¹⁵Alfa Aesar, Produktnummer 13477

¹⁶Pfeiffer Vakuum Compact FullRange Gauge PKR261

¹⁷Balzers EVN 116

¹⁸Varian 9515027

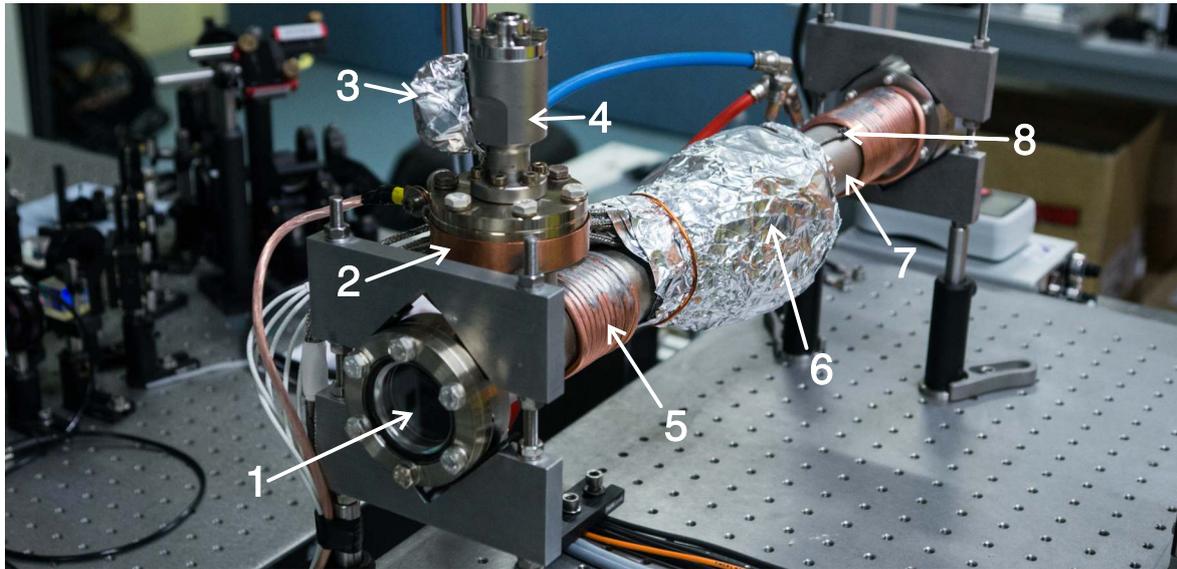


Abbildung 4.1: Bild der Lithium-Spektroskopiezelle. Zu sehen sind (1) ein Glasfenster der Zelle, (2) die Erdung der Zelle, die für die Heizung benötigt wird, (3) der Anschluss an die Hilfskonstruktion zum Befüllen mit Argon, (4) das CF16-Ventil der Spektroskopiezelle, (5) die Kupferrohre der Wasserkühlung, (6) die mit Aluminiumfolie umwickelten Heizstäbe, (7) das Edelstahlrohr der Spektroskopiezelle und (8) ein Temperatursensor.

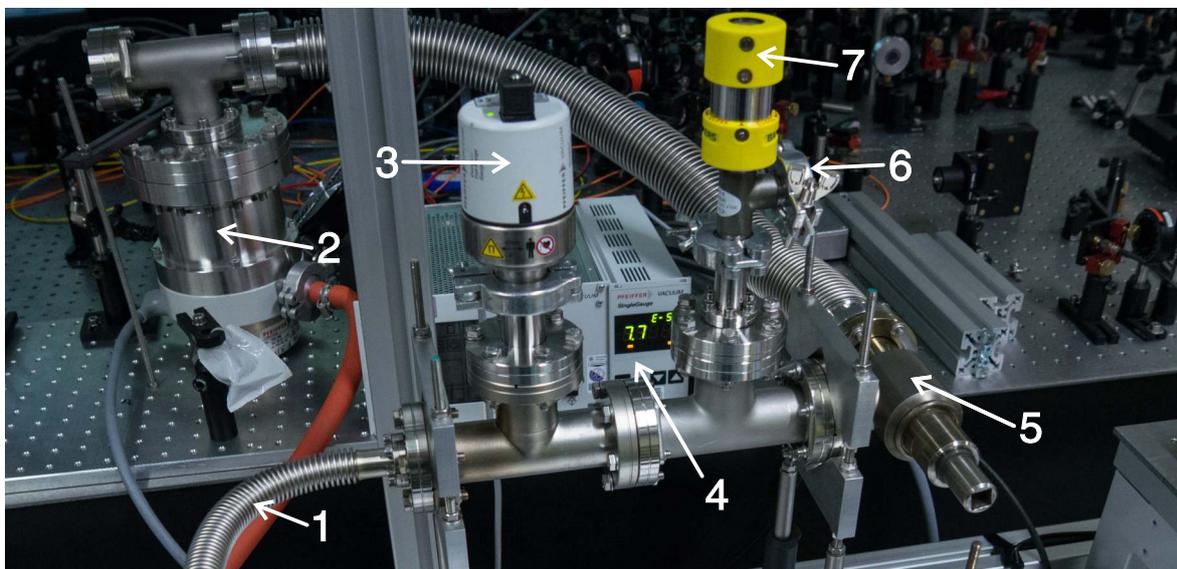


Abbildung 4.2: Bild der Hilfskonstruktion zum Befüllen der Spektroskopiezelle mit Argon. Zu sehen sind (1) der Anschluss an die Spektroskopiezelle, (2) die Turbopumpe, (3) das Druckmessgerät, (4) das Kontrollgerät des Druckmessers, (5) das Ventil zur Turbopumpe, (6) der Argon-Anschluss und (7) das Nadelventil für die Argon-Zufuhr.

es in die Spektroskopiezelle eingebracht wurde, wurde nochmals die oberste Schicht Lithium abgekratzt. Die Spektroskopiezelle wurde mit etwa 1 g Lithium befüllt.

4.3 Berechnung des Argondruckes

Argon, das wegen seiner Edelgaskonfiguration nicht mit Lithium in Reaktion tritt, soll innerhalb der Spektroskopiezelle als Puffergas agieren. Durch Stöße der Argonatome mit den Lithiumatomen wird deren mittlere freie Weglänge verkleinert. So soll verhindert werden, dass sich der Lithiumdampf in der Spektroskopiezelle auf den Fenstern absetzt. Nachfolgend wird mit Hilfe einer Abschätzung der mittleren freien Weglänge von Lithium unter Argonatmosphäre der Druck an Argon ermittelt, mit dem die Spektroskopiezelle befüllt wurde.

Für die mittlere freie Weglänge eines heteronuklearen Gasgemisches gilt nach Referenz [46]

$$\lambda_{\text{MFW}} = \frac{1}{n \cdot \sigma}. \quad (4.1)$$

Dabei bezeichnet n die Teilchendichte. Unter der Vereinfachung, dass es sich bei gasförmigem Lithium und Argon um elastisch stoßende Kugeln mit den Radien¹⁹ $r_{\text{Li}} = 182 \cdot 10^{-12} \text{ m}$ und $r_{\text{Ar}} = 188 \cdot 10^{-12} \text{ m}$ [47] handelt, kann ein geometrischer Wirkungsquerschnitt σ definiert werden, der dem Wirkungsquerschnitt einer harten Kugel folgt. Es ist mit Referenz [46]

$$\lambda_{\text{MFW}} = \frac{1}{n \cdot \pi (r_{\text{Li}} + r_{\text{Ar}})^2}. \quad (4.2)$$

Mit der idealen Gasgleichung

$$n = \frac{N}{V} = \frac{p}{k_{\text{B}}T}, \quad (4.3)$$

in der N die Teilchenzahl und V das Volumen bezeichnen, ergibt sich der Druck p zu

$$p = \frac{k_{\text{B}}T}{\lambda_{\text{MFW}} \cdot \pi (r_{\text{Li}} + r_{\text{Ar}})^2}. \quad (4.4)$$

Die mittlere freie Weglänge von Lithium soll in der Größenordnung von einem Zentimeter liegen. Dies gewährleistet, dass die Lithiumatome über die Länge der Zelle oft mit den Argonatomen stoßen. Der Abbildung 2.1 ist zu entnehmen, dass der Dampfdruck von Lithium bei Temperaturen von 350 °C weniger als 10^{-5} mbar beträgt und damit gegenüber dem einzufüllenden Argondruck vernachlässigt werden kann. Mit Gleichung (4.4) folgt dann für den Argondruck bei Raumtemperatur $p_{\text{Ar}} \approx 1 \cdot 10^{-2} \text{ mbar}$.

Das Argon wurde so eingefüllt, dass am Druckmessgerät ein Druck von $5 \cdot 10^{-2} \text{ mbar}$ angezeigt wurde.

Weiterhin kann gezeigt werden, dass dieser Druck selbst bei einer Temperatur von 400 °C nur zu einer vernachlässigbar geringen Stoßverbreiterung im Spektrum führt. Für die Größenordnung der Stoßverbreiterung Δf_{S} gilt mit den Gleichungen (2.14) und (4.2)

$$\Delta f_{\text{S}} = p \cdot (r_{\text{Li}} + r_{\text{Ar}})^2 \sqrt{\frac{2}{m\pi k_{\text{B}}T}}. \quad (4.5)$$

Unter diesen Annahmen ergibt sich eine Stoßverbreiterung von Lithium, die in der Größenordnung von 0,5 MHz liegt.

¹⁹Als Radien werden hier die van-der-Waals-Radien der jeweiligen Elemente verwendet.

4.4 Befüllen der Spektroskopiezelle mit Lithium

Bevor die Spektroskopiezelle mit Lithium gefüllt wurde, mussten einige Vorbereitungen getroffen werden. Zunächst wurde das Edelstahlgeflecht zugeschnitten und im Ultraschallbad mit Aceton und Isopropanol gereinigt. Dann wurde es so in die Zelle eingebracht, dass es die Innenwand über eine Länge von 30 cm vollständig bedeckt. Anschließend wurde die Spektroskopiezelle unter Vakuum zwei Tage lang bei einer Temperatur von ungefähr 250 °C ausgeheizt, um zum Beispiel Rückstände von Wasser aus der Luftfeuchtigkeit möglichst vollständig zu entfernen.

Die Spektroskopiezelle wurde mit der angeschlossenen Hilfskonstruktion vollständig mit Argon geflutet, sodass ein leichter Überdruck an Argon gegenüber der Atmosphäre entstand. Ein Fenster der Spektroskopiezelle wurde abgenommen, das gereinigte Lithium (siehe Abschnitt 4.2) in der Mitte der Zelle deponiert und die Zelle anschließend wieder verschlossen. Möglichst schnell wurde die Zelle dann wieder abgepumpt und abschließend Argon über das Nadelventil bis zu einem Argondruck von $5 \cdot 10^{-2}$ mbar eingelassen (vergleiche Abschnitt 4.3). Zuletzt wurde das CF16-Ventil an der Spektroskopiezelle geschlossen. Die Spektroskopiezelle konnte nun von der Hilfskonstruktion abgetrennt werden.

Während des Heizens der Spektroskopiezelle auf die Betriebstemperatur konnten ab einer Temperatur von 200 °C erste Beobachtungen gemacht werden. Es war zu erkennen, wie flüssiges Lithium sich an mehreren Stellen am Edelstahlgeflecht hocharbeitete. Dabei konnte auch erkannt werden, dass die Lithiumstange leicht in sich zusammensank. Ab einer Temperatur von 220 °C waren erste Hyperfeinstrukturübergänge der D1-Linie von Lithium-7 zu beobachten. Um eine höhere optische Dichte und ein besseres Signal-Rauschen-Verhältnis zu erzielen, wurde die Spektroskopiezelle weiter aufgeheizt bis eine Temperatur von 350 °C in der Mitte der Zelle erreicht war.

5 Optischer Aufbau

In diesem kurzen Kapitel soll auf den optischen Aufbau des gesamten Experiments eingegangen werden. Hierfür ist die Anordnung aller Komponenten auf dem optischen Tisch in Abbildung 5.1 schematisch dargestellt.

Der Laserstrahl verlässt den Diodenlaser über zwei Spiegel und durchläuft dann einen optischen Isolator²⁰. Dieser verhindert, dass Licht von allen nachfolgenden Bauteilen in die Laserdiode zurück reflektiert wird. Bei einem Diodenstrom von 181,10 mA wurde nach dem optischen Isolator eine Laserleistung von 46,9 mW gemessen²¹.

Direkt nach dem optischen Isolator wird der größte Teil der Leistung mit Hilfe einer Kombination aus einem $\lambda/2$ -Plättchen und einem polarisierenden Strahlteiler in einen Seitenarm des Aufbaus gelenkt. Der Seitenarm wird in eine Multimode-Faser eingekoppelt, über die der Laser mit einem Wellenlängenmessgerät²² verbunden ist. Alternativ kann der Laserstrahl im Seitenarm über einen Klappspiegel umgelenkt und mittels einer Linse in ein Fabry-Pérot-Interferometer eingekoppelt werden. Dieses wird verwendet, um zu prüfen, ob der Laser im Single-Mode-Betrieb verwendet wird.

An einem zweiten polarisierenden Strahlteilerwürfel wird der Laserstrahl in einen Probe- und einen Pump-Strahl aufgeteilt, sodass mit den beiden Strahlen dopplerfreie Sättigungsspektroskopie betrieben werden kann.

Der Probe-Strahl durchquert den Strahlteiler ohne abgelenkt zu werden und wird dann mit einer Aufzugskonstruktion aus zwei Spiegeln auf die Höhe der Spektroskopiezelle gebracht. Nach dem Durchgang durch die Spektroskopiezelle wird der Probe-Strahl mittels einer zweiten Aufzugskonstruktion wieder auf die Ausgangshöhe zurück gebracht. Anschließend wird er mit einem Spiegel vom Pump-Strahl getrennt und auf eine Fotodiode²³ umgelenkt. Diese ist mit einem Oszilloskop verbunden, um die Transmissionsspektren zu messen.

Der Pump-Strahl wird im Strahlteiler abgelenkt und durch einen akustooptischen Modulator (AOM) hindurchfokussiert. In diesem wird mit Hilfe von Ultraschall ein laufendes optisches Gitter erzeugt, an dem der Laserstrahl gebeugt wird. Weiterhin wird dem Laserstrahl beim Durchgang durch den AOM eine Frequenz Ω aufmoduliert [35]. Bei dem im Experiment verwendeten AOM handelt es sich um ein Produkt²⁴, welches mit einer Frequenz $\Omega = 80$ MHz betrieben wird.

Die nullte Ordnung des Pump-Strahls wird vom AOM nicht abgelenkt und der Strahl anschließend über einen Klappspiegel und die schon beschriebene Aufzugskonstruktion durch

²⁰Gsänger FI 630-5 SV

²¹Der optische Isolator ist für eine Wellenlänge von 630 nm ausgelegt. Gemessen wurden 81 % Transmission und eine Isolation von 40 dB bei einer Wellenlänge von 671 nm.

²²Burleigh WA-20 Wavemeter

²³Thorlabs DET36A

²⁴Crystal Technology 3080-120

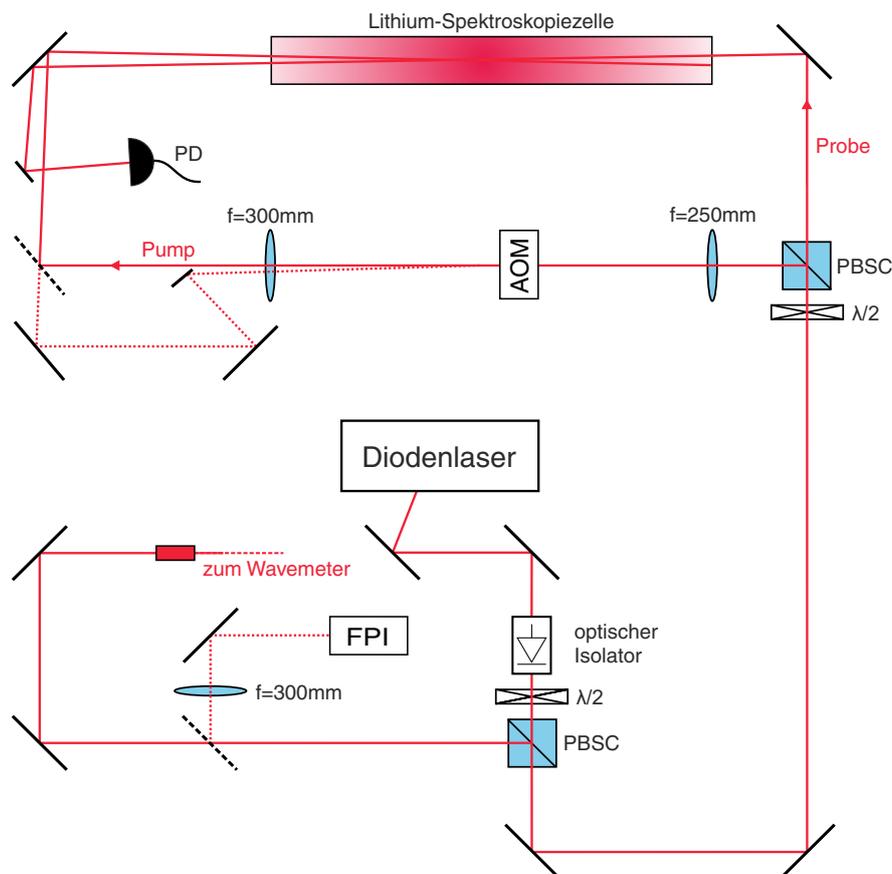


Abbildung 5.1: Schematische Darstellung des optischen Aufbaus des Experiments. In der Mitte ist der Diodenlaser zu sehen. Linsen sind mit ihren jeweiligen Brennweiten dargestellt. Spiegel sind durch schwarze Linien gekennzeichnet. Für die zwei umklappbaren Spiegel werden gestrichelte schwarze Linien verwendet. AOM bezeichnet den akustooptischen Modulator, FPI das Fabry-Pérot-Interferometer, $\lambda/2$ die Halbwellenlängenblättchen, PD die Fotodiode und PBSC die polarisierenden Strahlteilerwürfel. Die Darstellung ist angelehnt an Referenz [49].

die Spektroskopiezelle hindurch justiert. Pump- und Probe-Strahl wurden so durch die Spektroskopiezelle justiert, dass sie maximal überlappten, der Probe-Strahl aber vor der Fotodiode noch vom Pump-Strahl getrennt werden konnte. Die erste Ordnung des Pump-Strahles wird nach dem AOM mit einem kleinen Spiegel von der nullten Ordnung getrennt und über zwei weitere Spiegel so durch die Spektroskopiezelle geführt, dass der Pump-Strahl erster Ordnung exakt mit dem Pump-Strahl nullter Ordnung überlappt.

Diese Konstruktion erlaubt es, den Pump-Strahl bei Bedarf zu modulieren und so Spektroskopie entweder mit einer Laserfrequenz von ω_L oder von $\omega_L + \Omega$ zu betreiben²⁵. Eine Doppelpass-Konfiguration des AOM wurde bewusst vermieden, um die Modulationsfrequenz klein zu halten. Alternativ ist eine Modulation durch einen elektrooptischen Modulator (EOM) möglich, bei dem der modulierte Strahl nicht gebeugt wird. Ein solcher stand jedoch für das Experiment nicht zur Verfügung.

²⁵Spektroskopie, bei der die Frequenz des Pump-Strahls moduliert wird, wird Modulationstransferspektroskopie genannt [48].

6 Experimentelle Resultate der dopplerfreien Sättigungsspektroskopie

In diesem Kapitel werden die Ergebnisse der dopplerfreien Sättigungsspektroskopie an Lithium vorgestellt. Zunächst wird ein Spektrum im Hintergrund des Dopplerprofils gezeigt. Anschließend werden die Spektren der D1- und D2-Linie der beiden Lithiumisotope Lithium-7 und Lithium-6 genau analysiert sowie die unterschiedlichen Übergänge benannt. Die Messungen hierzu wurden allesamt bei einer Temperatur von 350 °C (gemessen in der Mitte der Spektroskopiezelle) durchgeführt. Abschließend werden anhand der D1-Linie von Lithium-7 die Abhängigkeiten der Linienbreite und des Spektrums von der Laserleistung, der Temperatur und der Betriebsdauer der Spektroskopiezelle untersucht.

6.1 Spektrum im Dopplerhintergrund

In Abschnitt 2.3 wurde beschrieben, wie es zur Dopplerverbreiterung einer Spektrallinie kommt und wie mit Hilfe der dopplerfreien Sättigungsspektroskopie atomare Übergänge im Hintergrund des gaußförmigen Dopplerprofils sichtbar gemacht werden können. Abbildung 6.1 zeigt die Lamb-Dips und Lamp-Peaks der Hyperfeinstrukturübergänge der D1-Linie von Lithium-7 und der D2-Linie von Lithium-6 im gaußförmigen Dopplerhintergrund. Das Spektrum wurde bei einer Temperatur von 350 °C aufgenommen. An die Messdaten wurde eine Gaußfunktion gefittet und deren Halbwertsbreite (FWHM) zu $\Delta f'_D = 2,99 \pm 0,02$ GHz bestimmt. Dieser Wert entspricht dem theoretisch hergeleiteten Wert von $\Delta f_D = 3$ GHz aus Abschnitt 2.3.2.

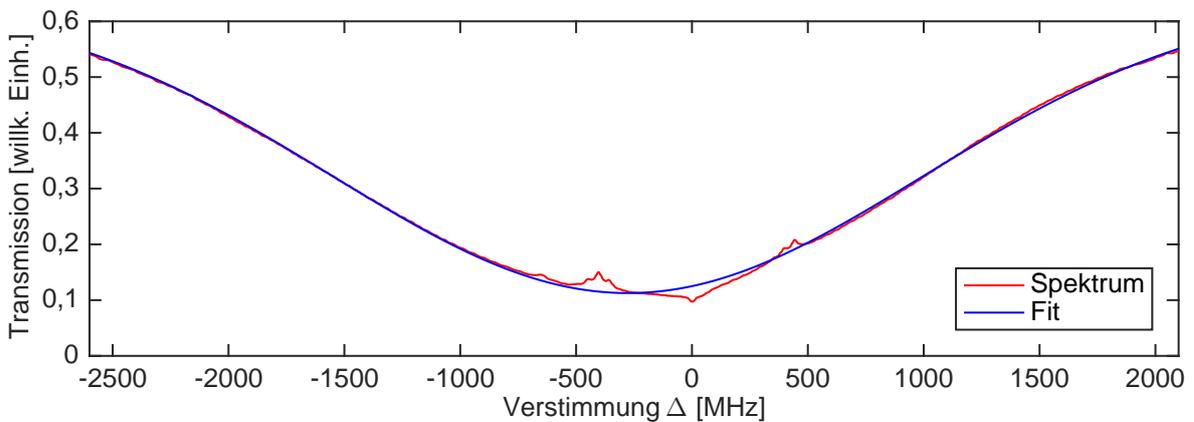


Abbildung 6.1: D1-Linie von Lithium-7 und die D2-Linie von Lithium-6 im Dopplerhintergrund. Der Gauß-Fit hat eine Halbwertsbreite (FWHM) von $\Delta f'_D = 2,99 \pm 0,02$ GHz.

6.2 Lithium-7

Die Wellenlänge der D1-Linie von Lithium-7 beträgt $\lambda = 670,976 \text{ nm}$ ²⁶. Für die hier beschriebenen Messungen wurde der Laser um diese Frequenz herum verstimmt. Ein resultierendes Transmissionsspektrum der D1-Linie von Lithium-7 ist in Abbildung 6.2 (oben) zu sehen. Im Dopplerhintergrund sind sechs Lamb-Dips und drei Lamb-Peaks zu erkennen. Nur vier dieser Lamb-Dips (1,3,7 und 9) gehören zu den Hyperfeinstrukturübergängen von Lithium-7 (siehe Abbildung 2.2 in Abschnitt 2.1.3). Bei den übrigen Peaks handelt es sich um Cross-over-Resonanzen zwischen den einzelnen Übergängen. Sowohl das Auftreten dieser Cross-over-Resonanzen als auch das Auftauchen von Lamb-Dips und Lamb-Peaks im Transmissionsspektrum wird im Abschnitt 2.3.5 genau beschrieben.

An dieser Stelle soll ein exemplarisches Beispiel für Lithium anhand der ersten Cross-over-Resonanz (2) im Spektrum der D1-Linie vom Lithium-7 gegeben werden. Bei dieser Cross-over-Resonanz ist der $2^2S_{1/2}$ ($F = 2$)-Zustand der gemeinsame Grundzustand, die Zustände $2^2P_{1/2}$ ($F' = 1$) und $2^2P_{1/2}$ ($F' = 2$) sind in dieser V-Konfiguration die angeregten Zustände. So können der Pump- und der Probe-Strahl mit zwei verschiedenen Übergängen in den Atomen resonant sein. Als Folge entsteht im Spektrum ein Lamb-Dip zwischen den beiden Übergängen 1 und 3.

Das Entstehen des Lamb-Peaks 5 in der Mitte des Spektrums lässt sich mit dem in Abschnitt 2.3.5 beschriebenen Zustandekommen von Cross-over-Resonanzen in der Λ -Konfiguration nicht vollständig erklären, da alle vier Hyperfeinstrukturübergänge nicht über ein gemeinsames oberes Niveau verfügen. Hier ist das Feinstrukturniveau $2^2P_{1/2}$ der gemeinsame Zustand.

Die Übergänge 3 und 9 sind im Spektrum 803,5 MHz voneinander entfernt, ebenso die Übergänge 1 und 7. Diese Frequenz entspricht der Hyperfeinaufspaltung des $2^2S_{1/2}$ -Grundzustands von Lithium-7 in die Niveaus $F = 1$ und $F = 2$. Zwischen den Übergängen 1 und 3 respektive 7 und 9 liegen 92,0 MHz, was mit der Hyperfeinaufspaltung des Zustandes $2^2P_{1/2}$ in $F' = 1$ und $F' = 2$ übereinstimmt [31]. Die einzelnen Übergänge in den Spektren von Lithium-7 sind in Tabelle 6.1 zusammengefasst.

Bei einer Wellenlänge von $\lambda = 670,961 \text{ nm}$ ist etwa 10 GHz gegenüber der D1-Linie verstimmt die D2-Linie von Lithium-7 zu finden²⁷. Bei den beiden Lamb-Dips 10 und 12 in Abbildung 6.2 (unten) handelt es sich mit einem Abstand von 803,5 MHz um die Übergänge der Hyperfeinstruktur-niveaus $F = 1$ und $F = 2$ des Grundzustandes $2^2S_{1/2}$ in den angeregten Zustand $2^2P_{3/2}$. Die Hyperfeinstruktur-niveaus $F' = 0, 1, 2, 3$ sind in diesem Zustand nur ungefähr 3 MHz bis 9 MHz voneinander getrennt [31] und liegen in derselben Größenordnung wie die natürliche Linienbreite $\Gamma = 5,9 \text{ MHz}$ des Übergangs [39]. Verbreiterungsmechanismen wie Stoßverbreiterung, Leistungsverbreiterung und die Bandbreite des Diodenlasers trugen im Experiment zusätzlich dazu bei, dass die Hyperfeinstruktur des Zustandes $2^2P_{3/2}$ im Spektrum nicht aufgelöst werden konnte.

Bei dem Lamb-Peak 11 handelt es sich um eine Cross-over-Resonanz zwischen den Übergängen 10 und 12.

²⁶Die Wellenlänge der D1-Linie von Lithium-7 korrespondiert mit einer Frequenz von $f = 446,800\,132\,006 \text{ THz}$.

²⁷D2-Linie Lithium-7: $f = 446,810\,184\,005 \text{ THz}$

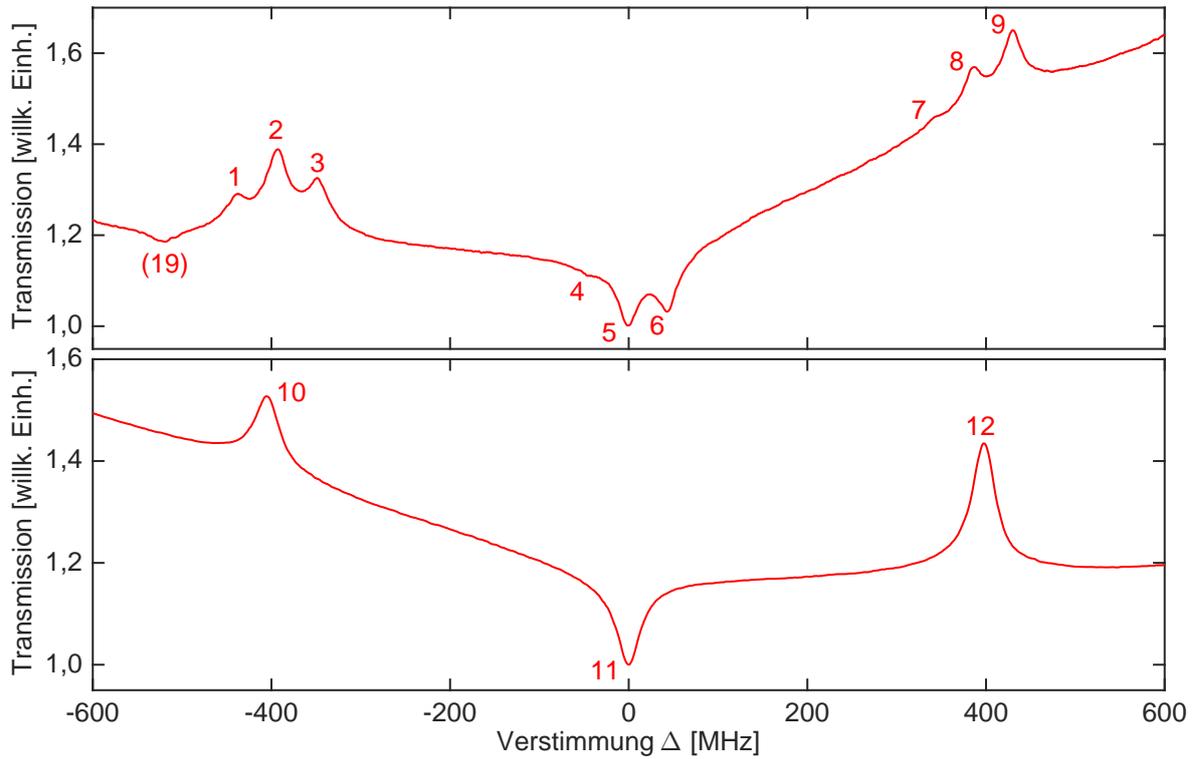


Abbildung 6.2: D1-Linie von Lithium-7 (oben, $\lambda = 670,976$ nm) bei einer Probe-Leistung von 0,3 mW und einer Pump-Leistung von 2,0 mW. D2-Linie von Lithium-7 (unten, $\lambda = 670,961$ nm) bei einer Probe-Leistung von 0,3 mW und einer Pump-Leistung von 1,0 mW. Die Messungen wurden bei $T = 350$ °C durchgeführt und die Kurven wurde über zwei Messungen gemittelt. Die Erläuterung der einzelnen durchnummerierten Übergänge findet sich in Tabelle 6.1.

#	D1-Linie
1	$2^2S_{1/2} (F = 2) \longleftrightarrow 2^2P_{1/2} (F' = 1)$
2	Cross-over-Resonanz zwischen $F = 2 \longleftrightarrow F' = 1$ und $F = 2 \longleftrightarrow F' = 2$
3	$2^2S_{1/2} (F = 2) \longleftrightarrow 2^2P_{1/2} (F' = 2)$
4	Cross-over-Resonanz zwischen $F = 2 \longleftrightarrow F' = 1$ und $F = 1 \longleftrightarrow F' = 1$
5	CO: $F = 2 \leftrightarrow F' = 1$ und $F = 1 \leftrightarrow F' = 2$ mit $F = 1 \leftrightarrow F' = 1$ und $F = 2 \leftrightarrow F' = 2$
6	Cross-over-Resonanz zwischen $F = 2 \longleftrightarrow F' = 2$ und $F = 1 \longleftrightarrow F' = 2$
7	$2^2S_{1/2} (F = 1) \longleftrightarrow 2^2P_{1/2} (F' = 1)$
8	Cross-over-Resonanz zwischen $F = 1 \longleftrightarrow F' = 1$ und $F = 1 \longleftrightarrow F' = 2$
9	$2^2S_{1/2} (F = 1) \longleftrightarrow 2^2P_{1/2} (F' = 2)$
D2-Linie	
10	$2^2S_{1/2} (F = 2) \longleftrightarrow 2^2P_{3/2}$ Multiplett ($F' = 1, 2, 3$)
11	Cross-over-Resonanz zwischen $F = 2 \longleftrightarrow F' = 1, 2$ und $F = 1 \longleftrightarrow F' = 1, 2$
12	$2^2S_{1/2} (F = 1) \longleftrightarrow 2^2P_{3/2}$ Multiplett ($F' = 0, 1, 2$)

Tabelle 6.1: Auflistung der einzelnen Übergänge der D1- und D2-Linie von Lithium-7 wie sie in Abbildung 6.2 vorkommen. F und F' bezeichnen dabei die Hyperfeinniveaus des Grundzustandes respektive des angeregten Zustandes (vergleiche das Termschema von Lithium-7 in Abbildung 2.2).

6.3 Lithium-6

Abbildung 6.2 (oben) zeigt das Spektrum der D1-Linie von Lithium-6 bei einer Wellenlänge von $\lambda = 670,992 \text{ nm}$ ²⁸. Auffällig ist das im Vergleich zu den D1- und D2-Linien von Lithium-7 schlechtere Signal-Rauschen-Verhältnis. Dieses resultiert daraus, dass nur etwa ein Zehntel des in der Spektroskopiezelle vorhandenen Lithiums zum Isotop Lithium-6 gehört. Ähnlich dem Spektrum der D2-Linie von Lithium-7 sind im Transmissionsspektrum der D1-Linie von Lithium-6 zwei Lamb-Dips und ein Lamb-Peak zu finden. Die beiden Lamb-Dips 14 und 17 mit einem Abstand von 228,2 MHz gehören zu den beiden Hyperfeinstrukturübergängen aus dem Grundzustand $2^2S_{1/2}$ mit $F = 1/2$ und $F = 3/2$ in den Hyperfeinzustand $F' = 3/2$ des angeregten Zustandes $2^2P_{1/2}$ [31]. Der Lamb-Peak 15 ist die Folge einer Cross-over-Resonanz zwischen den beiden beschriebenen Übergängen. Die einzelnen Linien in den Spektren von Lithium-6 sind in Tabelle 6.2 zusammengefasst.

Die Übergänge aus dem Grundzustand in den Zustand $2^2P_{1/2}$ ($F' = 1/2$) konnten im Spektrum nicht einzeln aufgelöst werden. Diese Übergänge haben einen Abstand von 26,1 MHz [31] zu den Grundzustandsübergängen in den Zustand $2^2P_{1/2}$ ($F' = 3/2$). Mögliche Ursachen sind, dass die optische Dichte des Lithium-6 in der Spektroskopiezelle nicht ausreichend ist, um die Übergänge sichtbar zu machen. Zudem besteht die Möglichkeit, dass die Übergänge aufgrund von Verbreitungsmechanismen wie Leistungs- und Druckverbreiterung oder aufgrund des residualen Dopplereffekts nicht auflösbar waren.

Bei einer Wellenlänge von $\lambda = 670,977 \text{ nm}$ sind gut 10 GHz zur D1-Linie verstimmt die Übergänge der D2-Linie von Lithium-6 auffindig zu machen²⁹. Allerdings sind diese teilweise von den Übergängen der D1-Linie von Lithium-7 überdeckt. In Abbildung 6.3 (unten) ist zu erkennen, wie der Übergang 20 (Position in der Abbildung durch einen Pfeil angedeutet) vom Zustand $2^2S_{1/2}$ ($F = 1/2$) in den angeregten Zustand $2^2P_{3/2}$ vom Übergang 1 des bosonischen Isotopes verdeckt wird. Da die Hyperfeinstrukturaufspaltung des $2^2P_{3/2}$ -Zustands [31] mit 4,5 MHz kleiner als die natürliche Linienbreite Γ ist, kann die Hyperfeinstruktur dieses Zustands ohne externe elektrische und magnetische Felder grundsätzlich nicht aufgelöst werden [50]. Die Übergänge 18 und 20 sind wie bei der D1-Linie von Lithium-6 228,2 MHz voneinander entfernt [31]. Diese Frequenz entspricht der Hyperfeinstrukturaufspaltung des $2^2S_{1/2}$ -Grundzustandes in die Niveaus $F = 1/2$ und $F = 3/2$.

6.4 Abhängigkeit der Linienbreite von der Laserleistung

In diesem Abschnitt wird auf die Abhängigkeit der Linienbreite von der Laserleistung eingegangen. Dafür wurden Messungen bei konstanter Probe-Leistung und variabler Pump-Leistung und umgekehrt ausgewertet. Die Linienbreite wurde für alle Messungen beim Übergang 9 ($\Delta \approx 450 \text{ MHz}$, siehe Abschnitt 6.2) bestimmt, da dieser Lamb-Dip in allen ausgewerteten Spektren gut ausgeprägt ist.

Abbildung 6.4a zeigt ein Spektrum der D1-Linie von Lithium-7 bei einer konstanten Probe-Leistung von 60 μW und fünf verschiedenen Pump-Leistungen. Die Leistungen wurden hierfür direkt vor den Glasfenstern der Spektroskopiezelle gemessen.

²⁸D1-Linie Lithium-6: $f = 446,789\,597\,791 \text{ THz}$

²⁹D2-Linie Lithium-6: $f = 446,799\,650\,653 \text{ THz}$

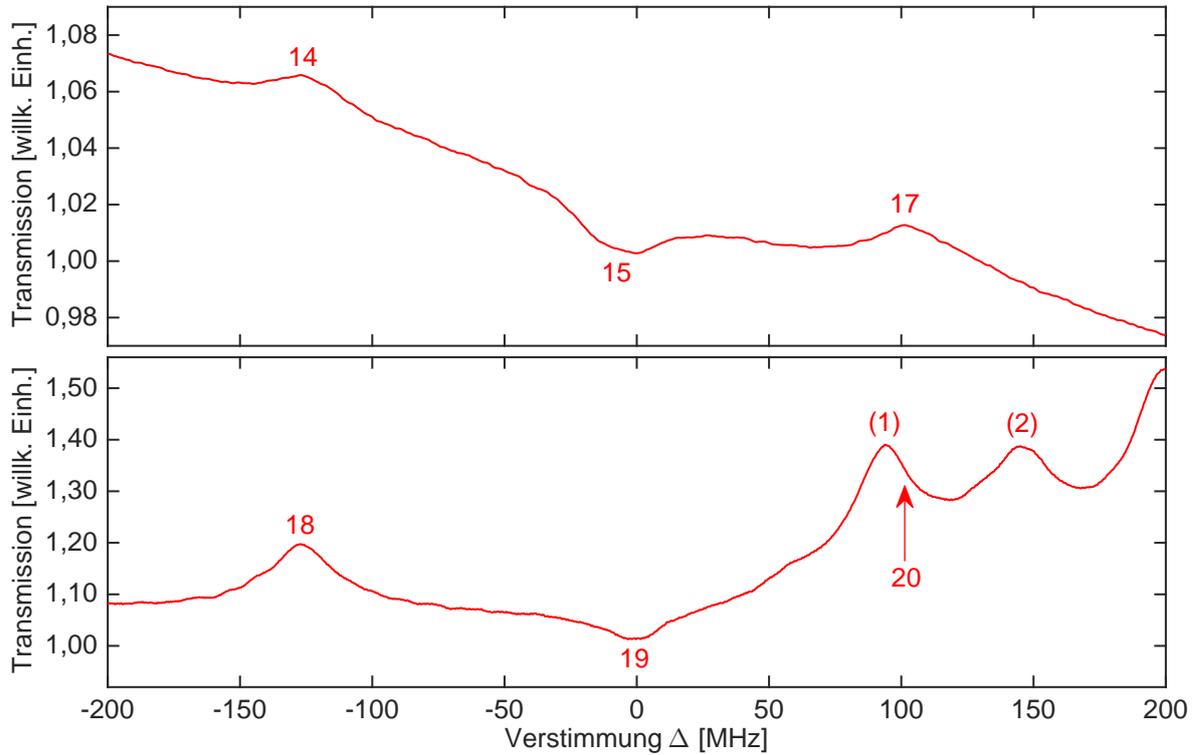


Abbildung 6.3: D1-Linie von Lithium-6 (oben, $\lambda = 670,992$ nm) und D2-Linie von Lithium-6 (unten, $\lambda = 670,977$ nm) bei einer Probe-Leistung von 0,3 mW und einer Pump-Leistung von 1,0 mW. Die Messungen wurden bei $T = 350$ °C durchgeführt und die Kurven wurden über zwei Messungen gemittelt. Die Erläuterung der einzelnen Übergänge findet sich in Tabelle 6.2.

#	D1-Linie
13	$2^2S_{1/2} (F = 3/2) \longleftrightarrow 2^2P_{1/2} (F' = 1/2)$
14	$2^2S_{1/2} (F = 3/2) \longleftrightarrow 2^2P_{1/2} (F' = 3/2)$
15	Cross-over-Resonanz: $F = 3/2 \longleftrightarrow F' = 1/2, 3/2$ und $F = 1/2 \longleftrightarrow F' = 1/2, 3/2$
16	$2^2S_{1/2} (F = 1/2) \longleftrightarrow 2^2P_{1/2} (F' = 1/2)$
17	$2^2S_{1/2} (F = 1/2) \longleftrightarrow 2^2P_{1/2} (F' = 3/2)$
#	D2-Linie
18	$2^2S_{1/2} (F = 3/2) \longleftrightarrow 2^2P_{3/2}$ Multiplett ($F' = 1/2, 3/2, 5/2$)
19	Cross-over-Resonanz: $F = 3/2 \longleftrightarrow F' = 1/2, 3/2$ und $F = 1/2 \longleftrightarrow F' = 1/2, 3/2$
20	$2^2S_{1/2} (F = 1/2) \longleftrightarrow 2^2P_{3/2}$ Multiplett ($F' = 1/2, 3/2$)

Tabelle 6.2: Auflistung der einzelnen Übergänge der D1- und D2-Linie von Lithium-6 wie sie in Abbildung 6.3 vorkommen. F und F' bezeichnen dabei die Hyperfeinniveaus des Grundzustandes respektive des angeregten Zustandes (vergleiche das Termschema von Lithium-6 in Abbildung 2.2). Die Übergänge 13 und 16 sind im Spektrum nicht aufgelöst.

Die Sättigungsintensität der D1-Linie von Lithium-7 ($\lambda = 670,976 \text{ nm}$) beträgt nach Gleichung (2.8) $I_{\text{sat}} = 2,54 \text{ mW/cm}^2$. Unter Berücksichtigung der Intensitätsverluste am Glasfenster und des Strahldurchmessers des Probe-Strahls direkt vor der Spektroskopiezelle entspricht diese Sättigungsintensität einer Leistung von $0,2 \text{ mW}$ vor der Zelle. In Abschnitt 2.3.3 wurde erläutert, dass die Intensität des Probe-Strahls bei der dopplerfreien Sättigungsspektroskopie kleiner sein sollte als die Sättigungsintensität. Die Auswertung der Linienbreite bei einer Probe-Leistung von $60 \text{ }\mu\text{W}$ erscheint damit sinnvoll, auch weil bei dieser Leistung der beste Kompromiss aus Signalhöhe und Linienbreite erzielt wurde.

Um die Linienbreite des Übergangs 9 von $2^2S_{1/2}$ ($F = 1$) nach $2^2P_{1/2}$ ($F' = 2$) in Abhängigkeit von Probe- und Pump-Leistung zu ermitteln, wurden zwei Lorentzkurven an die Lamb-Dips 8 und 9 gefittet und die Steigung des gaußförmigen Dopplerhintergrund im Bereich um die beiden Übergänge mit einem Polynom zweiten Grades angenähert. Während aufgrund der optischen Dichte (vergleiche Abschnitt 2.3.3) und der Verbreiterung der Linien durch den residualen Dopplereffekt (siehe Abschnitt 6.4.1) physikalisch keine reine Lorentzform der Lamb-Dips zu erwarten ist, erzielt diese Methode sehr gute Fitergebnisse (vgl. Abbildung 6.4b), sodass auf eine ausführliche Analyse verzichtet wurde.

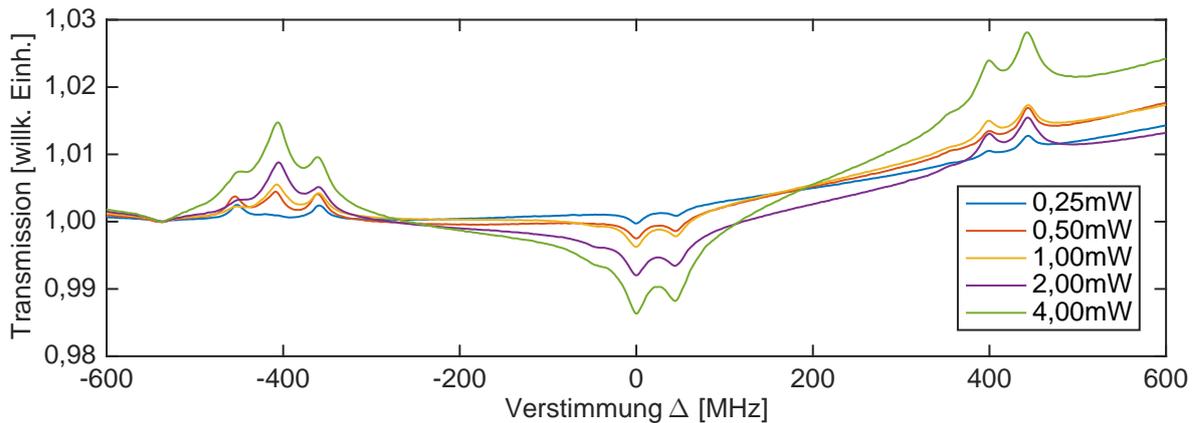
Für eine Pump-Leistung von $0,25 \text{ mW}$ ergibt sich eine Linienbreite von $\Gamma' = 19,5 \pm 0,1 \text{ MHz}$. In Abbildung 6.4c ist zu erkennen, dass die Linienbreite mit zunehmender Pump-Leistung zunimmt. Die gemessene minimale Linienbreite ist ungefähr drei mal höher als die natürliche Linienbreite $\Gamma = 5,9 \text{ MHz}$ des untersuchten Übergangs. Mögliche Ursachen hierfür werden im nächsten Abschnitts diskutiert.

Eine weitere Messung der Linienbreite wurde bei einer konstanten Probe-Leistung von $0,3 \text{ mW}$ durchgeführt. Die grafische Darstellung der Ergebnisse ist im Anhang in Abbildung A.3 zu finden. Erwartungsgemäß wurde eine höhere Linienbreite gemessen als bei niedrigerer Probe-Leistung. Für eine Pump-Leistung von $0,5 \text{ mW}$ ergibt sich bei einer Probe-Leistung von $0,3 \text{ mW}$ eine Linienbreite von $\Gamma' = 25,9 \pm 0,2 \text{ MHz}$. Bei gleicher Pump-Leistung beträgt die Linienbreite bei einer geringeren Probe-Leistung von $60 \text{ }\mu\text{W}$ gerade $\Gamma' = 21,6 \pm 0,1 \text{ MHz}$.

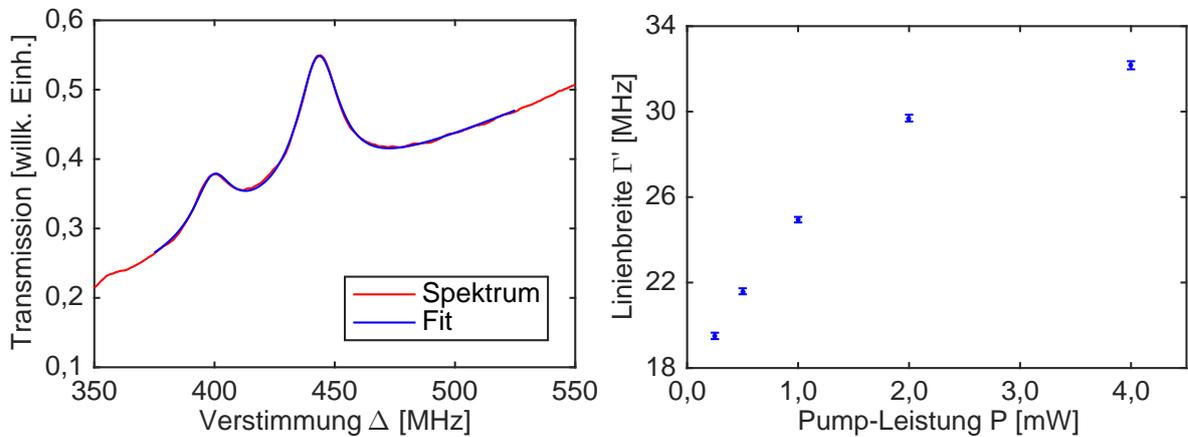
In Abbildung 6.5 ist die Abhängigkeit des Spektrums der D1-Linie von Lithium-7 sowie die Abhängigkeit der Linienbreite von der Probe-Leistung bei konstanter Pump-Leistung von $0,25 \text{ mW}$ dargestellt. Bei einer Probe-Leistung von $60 \text{ }\mu\text{W}$ ergibt sich eine minimale gemessene Linienbreite von $\Gamma' = 19,5 \pm 0,1 \text{ MHz}$. Bei einer Pump-Leistung von $1,0 \text{ mW}$ und gleicher Probe-Leistung beträgt die minimale Linienbreite $\Gamma' = 24,9 \pm 0,1 \text{ MHz}$ (vergleiche Abbildung A.4).

Mögliche Beiträge zur Verbreiterung der natürlichen Linienbreite sind die Stoßverbreiterung³⁰ und Leistungsverbreiterung sowie die Linienbreite des verwendeten Lasers. Zudem kommt es im Experiment zu einem Beitrag durch den residualen Dopplereffekt, der im Folgenden erklärt und abgeschätzt wird.

³⁰In Abschnitt 4.3 wurde die Stoßverbreiterung berechnet. Da der Druck in der Spektroskopiezelle nicht exakt bekannt ist, können im Experiment Abweichungen zu diesem Wert auftreten.



(a) Spektrum der D1-Linie von Lithium-7 für eine konstante Probe-Leistung von $60 \mu\text{W}$. Zur besseren Darstellung wurden die Spektren um Offsets bereinigt.



(b) Ausschnitt des Spektrums

(c) Darstellung der Linienbreite

Abbildung 6.4: (a) D1-Linie von Lithium-7 ($\lambda = 670,976 \text{ nm}$) bei konstanter Probe-Leistung von $60 \mu\text{W}$ und fünf verschiedenen Pump-Leistungen. Die Messung wurde bei $T = 350 \text{ }^\circ\text{C}$ durchgeführt. Zur besseren Darstellung wurden die Offsets der einzelnen Spektren angeglichen. Die Kurven wurden über zwei Messungen gemittelt. Für verschiedene Pump-Leistungen sind die Hyperfeinstrukturübergänge und Cross-over-Resonanzen unterschiedlich ausgeprägt. (b) An die Lamb-Dips 8 und 9 wurden Lorentzkurven gefittet. Die Pump-Leistung beträgt für die abgebildete Messung $0,5 \text{ mW}$. (c) Abhängigkeit der Linienbreite von der Pump-Leistung.

6.4.1 Der residuale Dopplereffekt

Anhand von Abbildung 6.6 wird erklärt, wie es zum residualen Dopplereffekt kommt. Bei der Erklärung der Dopplerverbreiterung von Spektrallinien in Abschnitt 2.3.2 wurde angenommen, dass Probe- und Pump-Strahl exakt antiparallel in der Spektroskopiezelle verlaufen. Im Experiment ist dies nicht der Fall. Probe- und Pump-Strahl kreuzen sich in der Mitte der Spektroskopiezelle und sind an den Fenstern der Zelle $\delta \approx 2,5 \text{ mm}$ voneinander getrennt, sodass der Probe-Strahl vom Pump-Strahl getrennt werden kann (vergleiche Kapitel 5). Der residuale Dopplereffekt lässt sich durch $\Delta\omega_R = k_\perp \cdot v_\perp$ berechnen. Dabei bezeichnen k_\perp und v_\perp die Komponenten des Wellenvektors und der Geschwindigkeit senkrecht zur Mittelachse

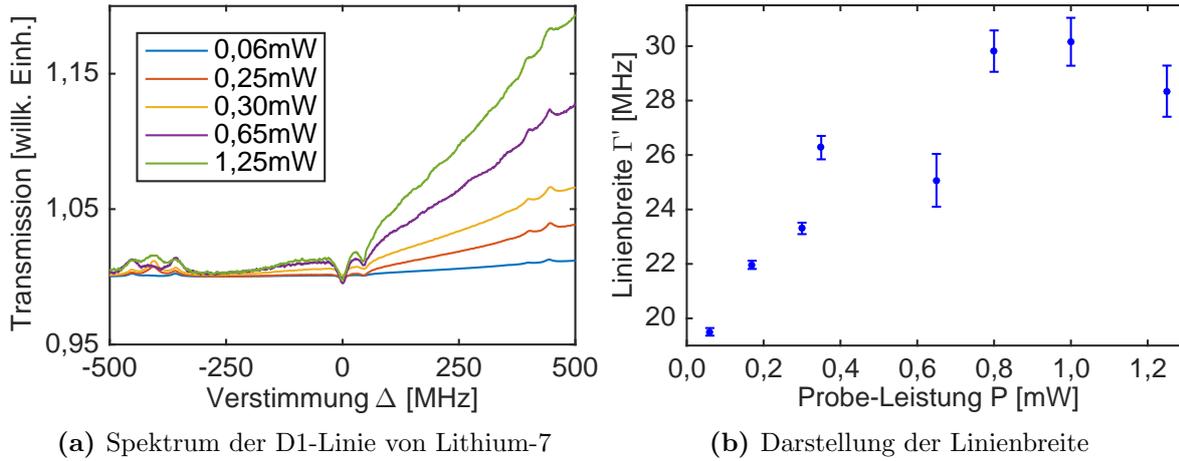


Abbildung 6.5: (a) D1-Linie von Lithium-7 ($\lambda = 670,976$ nm) bei konstanter Pump-Leistung von 0,25 mW und fünf verschiedenen Probe-Leistungen. Die Messungen wurden bei $T = 350$ °C durchgeführt. Zur besseren Darstellung wurden die Offsets der einzelnen Spektren angeglichen. Die Kurven wurden über zwei Messungen gemittelt. Für verschiedene Probe-Leistungen sind die Hyperfeinstrukturübergänge und Cross-over-Resonanzen unterschiedlich ausgeprägt. (b) Abhängigkeit der Linienbreite des Übergangs 9 von der Probe-Leistung.

der Spektroskopiezelle. Gemäß Abbildung 6.6 gilt $k_{\perp} = |\mathbf{k}_1| \cos(\beta)$, $\alpha = \arctan(\delta/L)$ und $\alpha + \beta = 90^\circ$. Die Spektroskopiezelle hat die Länge $L = 50$ cm. Für die residuale Dopplerverbreiterung folgt damit

$$\Delta\omega_R = |\mathbf{k}_1| \cdot v_{\perp} \cos(\beta) = k_1 u \sin(\alpha), \quad (6.1)$$

wobei für v_{\perp} die wahrscheinlichste Geschwindigkeit $u \approx 1200$ m/s bei 350 °C aus Abschnitt 2.3.2 eingesetzt wurde. Für die D1-Linie von Lithium-7 folgt mit Gleichung (6.1) eine residuale Dopplerverbreiterung in der Größenordnung von $\Delta f_R \approx 9$ MHz.

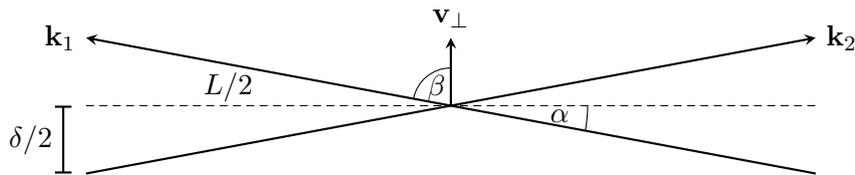


Abbildung 6.6: Schematische Darstellung des Strahlverlaufs in der Mitte der Spektroskopiezelle zur Erklärung des residualen Dopplereffekts. Probe- und Pump-Strahl sind dabei durch die Wellenvektoren \mathbf{k}_1 und \mathbf{k}_2 charakterisiert.

6.5 Abhängigkeit des Spektrums von der Temperatur

Die Hyperfeinstrukturübergänge und Cross-over-Resonanzen der D1-Linie von Lithium-7 wurden abhängig von der Temperatur (gemessen in der Mitte der Spektroskopiezelle) untersucht. In Abbildung 6.7 ist das Spektrum für vier verschiedene Temperaturen zwischen 350 und 400 °C dargestellt. Die Linienbreiten der Übergänge bei $\Delta \approx 450$ MHz wurden mit der in Abschnitt 6.4 beschriebenen Methode ermittelt und liegen zwischen 26 und 33 MHz.

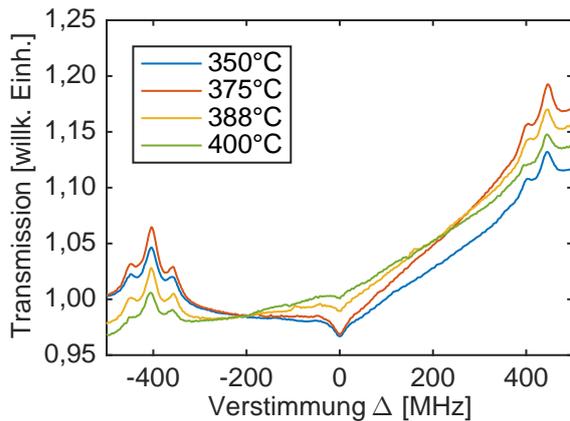


Abbildung 6.7: Temperaturabhängigkeit der D1-Linie von Lithium-7 bei einer Probe-Leistung von 0,3 mW und einer Pump-Leistung von 2,0 mW. Zur besseren Darstellung wurden die Offsets der einzelnen Spektren angeglichen. Die Kurven wurden über zwei Messungen gemittelt. Für verschiedene Temperaturen sind die Hyperfeinstrukturübergänge und Cross-over-Resonanzen unterschiedlich ausgeprägt.

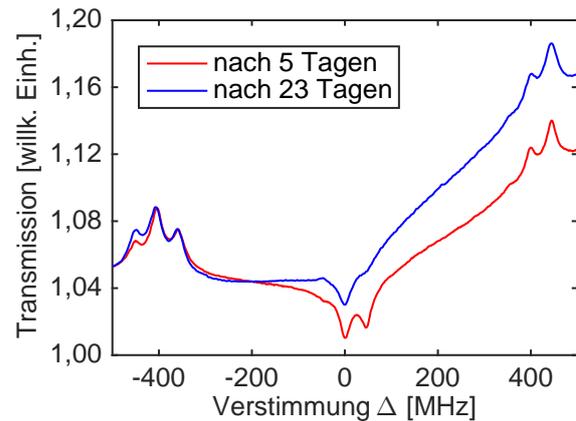


Abbildung 6.8: Spektrum der D1-Linie von Lithium-7 fünf respektive 23 Tage nachdem die Spektroskopiezelle in Betrieb genommen wurde. Beim Spektrum, welches 23 Tage nach Betriebsbeginn aufgenommen wurde, sind die Lamb-Dips und Lamb-Peaks etwas verbreitert und die Cross-over-Resonanz 6 ist kaum mehr zu erkennen. Die Messungen wurden bei einer Probe-Leistung von 0,3 mW und einer Pump-Leistung von 2,0 mW gemacht. Zur besseren Darstellung wurden die Offsets der beiden Spektren angeglichen. Die Kurven wurden über zwei Messungen gemittelt.

Da jedoch keine physikalische Abhängigkeit zwischen der Temperatur und der Linienbreite erkannt werden konnte, wurde auf eine grafische Darstellung verzichtet.

Die Abbildung zeigt, dass Temperaturen von 350 °C oder 375 °C ausreichen, um die meisten Lamb-Dips und Lamb-Peaks erkennbar gut aufzulösen. Möglicherweise kommt es bei Temperaturen über 400 °C zu stärkeren Linienverbreiterungen, da mit der Temperatur auch der Druck und damit die Stoßverbreiterung (vergleiche Gleichung (2.14)) zunimmt.

6.6 Abhängigkeit des Spektrums von der Betriebsdauer der Spektroskopiezelle

Es ist erforderlich, dass die in Kapitel 4 beschriebene Spektroskopiezelle über einen langen Zeitraum funktionstüchtig ist. Daher wurde 18 Tage nach der ersten Messung eine weitere Messung mit den exakt gleichen Parametern durchgeführt, um mögliche Änderungen des Spektrums zu ermitteln.

Es wurde festgestellt, dass noch genug elementares Lithium in der Spektroskopiezelle vorhanden ist und dieses die Fenster der Zelle nicht bedampft hat. Es wurde erneut ein Spektrum der D1-Linie von Lithium-7 aufgenommen. Dieses ist in Abbildung 6.8 dargestellt. Die Lamb-Dips und Lamb-Peaks der D1-Linie sind im Vergleich zur ersten Messung etwa 1 bis 1,5 MHz breiter. Möglicherweise ist es bei Temperaturen von 350 °C innerhalb der Spektroskopiezelle über

die Zeit zu Reaktionen des Lithiums mit residualen Verschmutzungen gekommen, die zu einer Stoßverbreiterung geführt haben. Für eine erneute Befüllung der Spektroskopiezelle wird daher empfohlen, diese nach dem Aufheizen auf Betriebstemperatur nochmals abzukühlen, abzupumpen und erneut mit Argon zu befüllen.

Der Lamb-Peak 6 einer Cross-over-Resonanz ist im Spektrum kaum mehr zu erkennen. Es lässt sich jedoch nicht abschließend beurteilen, ob dies in Reaktionen des Lithiums oder in einem Modensprung des Lasers begründet ist.

Insgesamt zeigt sich jedoch, dass die Spektroskopiezelle wie konzipiert funktioniert, keine Lecks aufweist und damit für den Dauerbetrieb geeignet zu sein scheint.

7 Zusammenfassung und Ausblick

In dieser Arbeit wurde ein schmalbandiger Diodenlaser in Littrow-Anordnung gebaut und charakterisiert. Durch den Betrieb des Lasers bei einer Temperatur von 60 °C konnte eine Wellenlänge von 671 nm erreicht werden. Es wurde eine Dampfzelle aus Edelstahl aufgebaut, um Spektroskopie von Lithium zu betreiben. Dazu wurde die Spektroskopiezelle auf 350 °C aufgeheizt. Die Enden der Zelle sind aktiv wassergekühlt und die Zelle ist mit Argon als Puffergas gefüllt, um ein Bedampfen der Fenster der Spektroskopiezelle mit dem hoch reaktiven Lithium zu verhindern.

Die Spektren der D1- und D2- Linien von Lithium-7 und Lithium-6 wurden mittels dopplerfreier Sättigungsspektroskopie aufgenommen und analysiert. Die Halbwertsbreite des gaußförmigen Dopplerprofils der D1-Linie von Lithium-7 wurde bei 350 °C zu $\Delta f_D \approx 3$ GHz bestimmt. Die Linienbreiten der Hyperfeinstrukturübergänge der D1-Linie von Lithium-7 wurden in Abhängigkeit der Laserleistung untersucht. Bei geringen Laserleistungen konnte für den Übergang von $2^2S_{1/2}$ ($F = 1$) nach $2^2P_{1/2}$ ($F' = 2$) eine Linienbreite von $\Gamma \approx 19,5$ MHz gemessen werden. Die Abweichung zur natürlichen Linienbreite des Übergangs ($\Gamma = 5,9$ MHz) wurde insbesondere durch den residualen Dopplereffekt hervorgerufen, der im Experiment zu einer Verbreiterung von $\Delta f_R \approx 9$ MHz geführt hat.

Die Funktionsfähigkeit der selbst gebauten Spektroskopiezelle konnte durch eine erneute Messung der Spektren der D-Linien von Lithium etwa drei Wochen nach Inbetriebnahme der Zelle bestätigt werden.

Der optische Aufbau des Experiments ermöglicht es, die Frequenz des Pump-Strahls mit Hilfe eines akustooptischen Modulators mit 80 MHz zu modulieren. Dies erlaubt es, Modulationstransferspektroskopie durchzuführen [48], welche die Frequenzstabilisierung des Lasers auf einen atomaren Übergang möglich macht. Im Experiment soll der aufgebaute Laser später als Frequenzreferenz dienen oder zum optischen Pumpen eingesetzt werden.

A Anhang

A.1 Spektroskopiezelle ohne Puffergas

Bevor die in Kapitel 4 beschriebene Spektroskopiezelle zusammgebaut und im Experiment verwendet wurde, wurden erste Erfahrungen mit der Spektroskopie von Lithium anhand einer bereits vorhandenen Testspektroskopiezelle gesammelt. Deren Charakteristika werden nachfolgend beschrieben.

In Abbildung A.1 ist links die Testspektroskopiezelle zu sehen. Diese zeichnete sich durch ihre gewinkelte Form aus. Probe- und Pump-Strahl wurden innerhalb eines CF40-T-Stückes mit Hilfe eines polierten Edelstahlspiegels um 90° umgelenkt. Dessen Reflektivität wurde im Experiment zu $R \approx 0,6$ bestimmt. Der optische Zugang zur Zelle war auf der am Edelstahlspiegel angrenzenden Seite durch ein CF16-Saphirfenster gegeben. Auf der andern Seite war ein CF40-Fenster aus Borosilikatglas angebracht. Zwischen der Mitte der Zelle und dem CF40-Fenster war eine Apertur mit einem Durchmesser von etwa 1 cm eingebaut. Durch die kleine Apertur war die Wahrscheinlichkeit reduziert, dass Lithium in die Nähe des CF40-Fensters gelangen konnte.

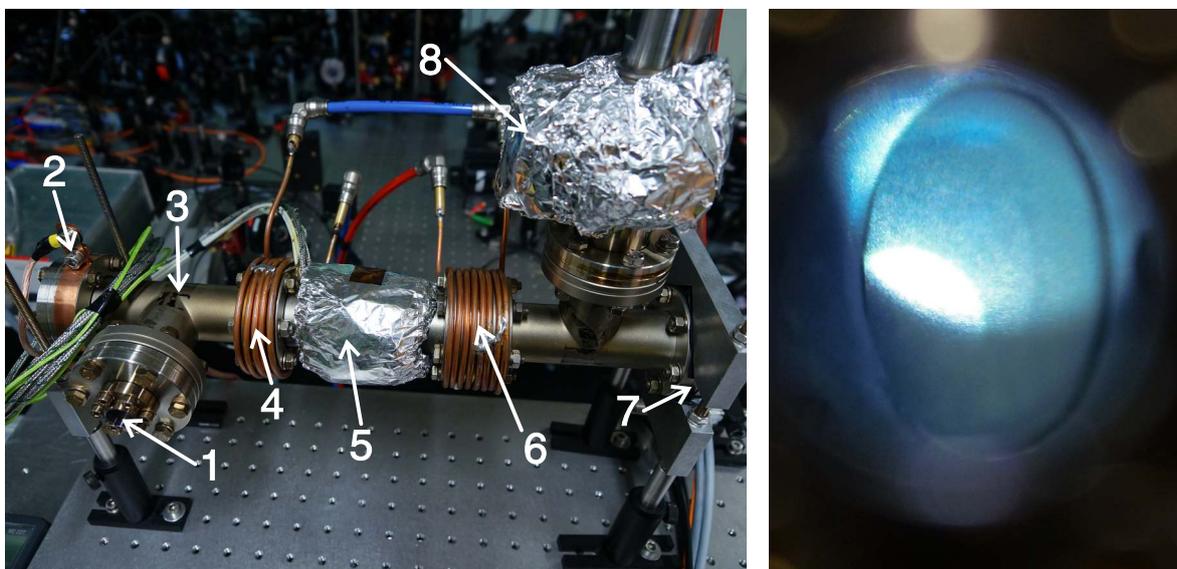


Abbildung A.1: Links: Bild der ersten Lithium-Spektroskopiezelle. Zu sehen sind (1) ein CF16-Saphirfenster, (2) die Erdung der Zelle, (3) die Position, an der der Edelstahlspiegel innerhalb der Zelle angebracht ist, (4) die Wasserkühlung der Zelle, (5) die mit Aluminiumfolie umwickelten Heizstäbe, (6) die Position der Apertur, (7) das CF40-Glasfenster und (8) ein in Aluminiumfolie gewickeltes CF40-Ventil. Rechts: Der Edelstahlspiegel, nachdem dieser mit Lithium benetzt wurde. Das Lithium bildet auf dem Edelstahlspiegel eine ungleichmäßige Struktur.

Die Spektroskopiezelle wurde ohne ein Puffergas betrieben, der Druck war nicht bekannt. Bei dem verwendeten Lithium handelte es sich um dieselbe Isotopenmischung, die auch im Experiment verwendet wurde.

Bei einer Temperatur von 464 °C (gemessen in der Mitte Zelle) wurde ein Spektrum der D2-Linie von Lithium-6 und der D1-Linie von Lithium-7 aufgenommen. Bei höheren Temperaturen kam es zur Benetzung des Edelstahlspiegels mit Lithium, wie in Abbildung A.1 rechts zu sehen ist. Die Reflektivität des Spiegels betrug anschließend nur noch $R \approx 0,07$. Dies machte den Bau einer neuen Spektroskopiezelle notwendig.

Mit der Testspektroskopiezelle konnte gezeigt werden, dass beim Bedampfen von polierten Edelstahloberflächen mit Lithium eine ungleichmäßige Struktur entsteht, die sich nicht als Spiegel eignet.

A.2 Laser-Einstellungen

Die relevanten Betriebseinstellungen des Diodenlasers sind in Tabelle A.1 aufgelistet.

Gerät	Bezeichnung	einzustellender Parameter	Einheit
Thorlabs ITC8052-Modul (Pro8000-Controller)	I_{LD}	181,08	mA
	T_S	60,00	°C
	TEC	ON	–
	I_{max}	200,00	mA
	I_{LIM}	200,00	mA
	Mode	Iconst	–
	LDPOL	CG	–
	Twin	OFF	–
	$I_{TE,LIM}$	1,250	A
	Psh	50,0	%
	Ish	10,0	%
	Dsh	5,0	%
	Ishare	ON	–
	Temperaturkontrolle	Thermistor	–
		R_0	10,00
	T_0	25,00	°C
	B	3988,0	kΩ
Heizwiderstand	I_H cc	2,35	A
Frequenzgenerator und Piezosteuerung	f	10,0	Hz
	U_{pp}	0,10	V
	Signalform	Dreieck	–
	Offset	80,0	V

Tabelle A.1: Auflistung der Parameter des Diodenlasertreibers

A.3 Schutzschaltung der Laserdiode

Abbildung A.2 zeigt den Schaltplan der Schutzschaltung, mit der die Laserdiode vor Überspannung und einer falschen Polung der Spannung geschützt wird.

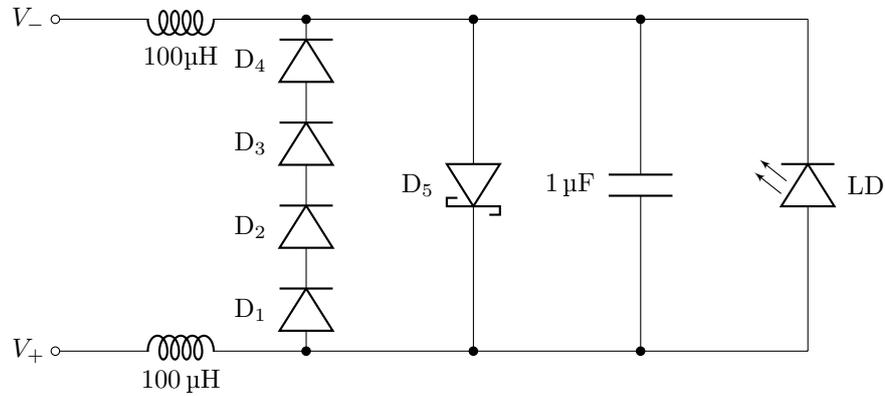


Abbildung A.2: Schaltplan der Schutzschaltung der Laserdiode (LD), bestehend aus vier 1N4148-Dioden (D_1 bis D_4), einer Schottky-Diode 1N5711 (D_5), zwei Spulen mit $L = 100\mu\text{H}$, sowie einem Bipolarkondensator mit $C = 1\mu\text{F}$. Die Schaltung schützt die Laserdiode vor falscher Spannungspolung und Überspannungen.

A.4 Abhängigkeit der Linienbreite von der Laserleistung

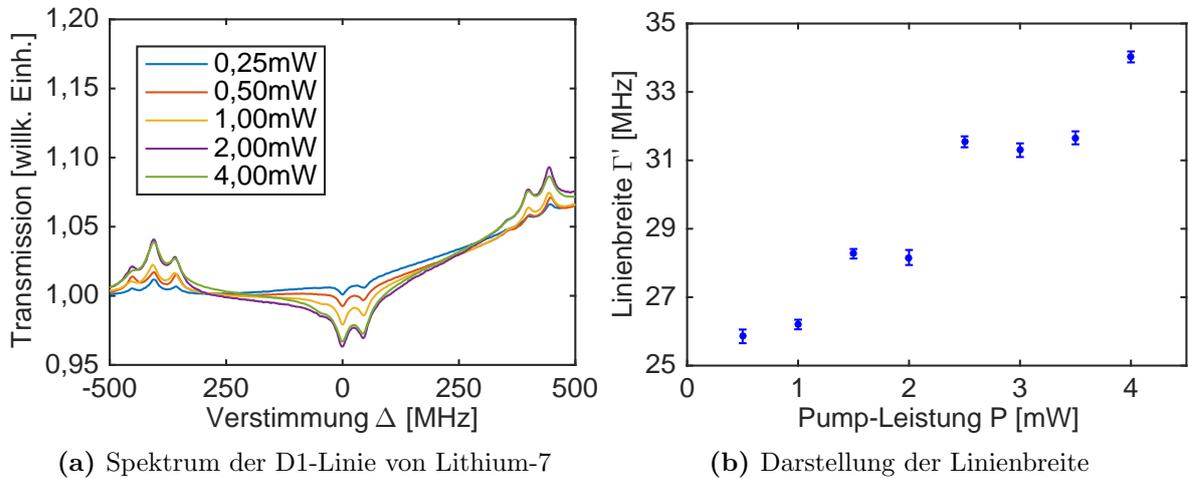


Abbildung A.3: (a) D1-Linie von Lithium-7 ($\lambda = 670,976$ nm) bei konstanter Probe-Leistung von 0,3 mW und fünf verschiedenen Pump-Leistungen. Die Messung wurde bei $T = 350$ °C durchgeführt. Zur besseren Darstellung wurden die Offsets der einzelnen Spektren angeglichen. Die Kurven wurden über zwei Messungen gemittelt. Für verschiedene Pump-Leistungen sind die Hyperfeinstrukturübergänge und Cross-over-Resonanzen unterschiedlich ausgeprägt. (b) Abhängigkeit der Linienbreite des Übergangs 9 von der Pump-Leistung.

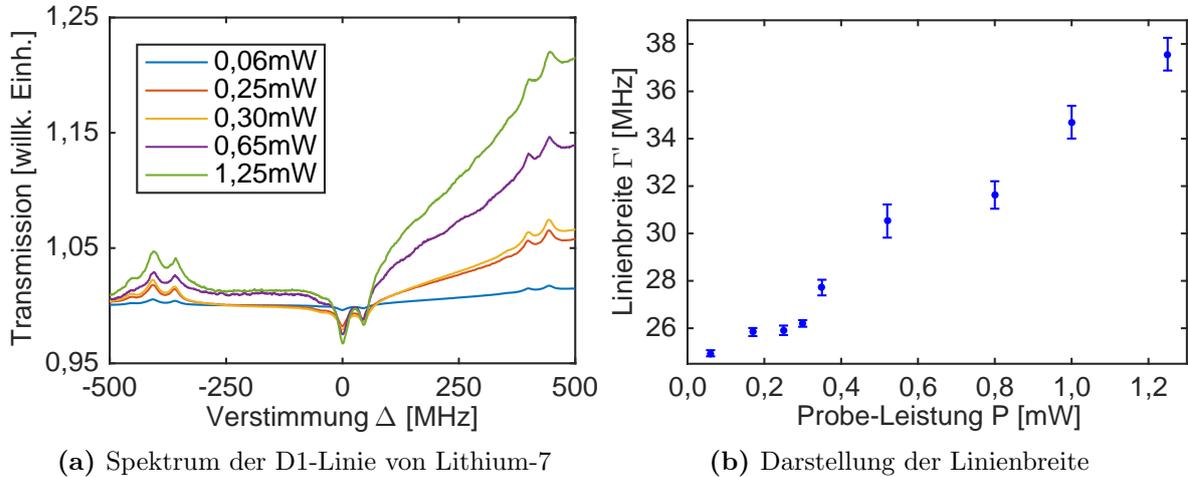


Abbildung A.4: (a) D1-Linie von Lithium-7 ($\lambda = 670,976$ nm) bei konstanter Pump-Leistung von 1,0 mW und fünf verschiedenen Probe-Leistungen. Die Messungen wurde bei $T = 350$ °C durchgeführt. Zur besseren Darstellung wurden die Offsets der einzelnen Spektren angeglichen. Die Kurven wurden über zwei Messungen gemittelt. Für verschiedene Probe-Leistungen sind die Hyperfeinstrukturübergänge und Cross-over-Resonanzen unterschiedlich ausgeprägt. (b) Abhängigkeit der Linienbreite des Übergangs 9 von der Probe-Leistung.

Literaturverzeichnis

- [1] D. TERESI: *Lost discoveries: The ancient roots of modern science – from the Babylonians to the Maya*, Simon & Schuster, New York, 2002.
- [2] E. A. DAVIS und I. J. FALCONER: *J.J. Thomson and the discovery of the electron*, Taylor & Francis, London, 1997.
- [3] E. RUTHERFORD: *LXXIX. The scattering of α and β particles by matter and the structure of the atom*. In: *Philosophical Magazine Series 6* **21**, 125, 669–688. 1911.
- [4] N. BOHR: *On the Constitution of Atoms and Molecules, Part I*. In: *Philosophical Magazine* **26**, 1–25. 1913.
- [5] J. FRANCK und G. HERTZ: *Über Zusammenstöße zwischen Elektronen und Molekülen des Quecksilberdampfes und die Ionisierungsspannung desselben*. In: *Verh. Dtsch. Phys. Ges.* **16**, 457–467. 1914.
- [6] T. MAIMAN: *Stimulated Optical Radiation in Ruby*. In: *Nature* **187**, 4736, 493–494. 1960.
- [7] D. MESCHÉDE: *Optik, Licht und Laser*. 3. Auflage, Vieweg+Teubner Verlag, Wiesbaden, 2008.
- [8] T. F. GALLAGHER: *Rydberg atoms*. 1. Auflage, Cambridge University Press, 2005.
- [9] J. B. BALEWSKI, A. T. KRUPP, A. GAJ, D. PETER, H. P. BÜCHLER, R. LÖW, S. HOFFERBERTH und T. PFAU: *Coupling a single electron to a Bose-Einstein condensate*. In: *Nature* **502**, 7473, 664–667. 2013.
- [10] M. SAFFMAN, T. G. WALKER und K. MØLMER: *Quantum information with Rydberg atoms*. In: *Reviews of Modern Physics* **82**, 2313. 2010.
- [11] H. GORNIACZYK, C. TRESP, J. SCHMIDT, H. FEDDER und S. HOFFERBERTH: *Single-photon transistor mediated by interstate Rydberg interactions*. In: *Physical review letters* **113**, 053601. 2014.
- [12] T. KARPIUK, M. BREWCZYK, K. RZAZEWSKI, A. GAJ, J. B. BALEWSKI, A. T. KRUPP, M. SCHLAGMÜLLER, R. LÖW, S. HOFFERBERTH und T. PFAU: *Imaging single Rydberg electrons in a Bose-Einstein condensate*. In: *New Journal of Physics* **17**, 053046. 2015.
- [13] C. H. GREENE, A. S. DICKINSON und H. R. SADEGHPOUR: *Creation of polar and nonpolar ultra-long-range rydberg molecules*. In: *Physical review letters* **85**, 2458. 2000.
- [14] V. BENDKOWSKY, B. BUTSCHER, J. NIPPER, J. P. SHAFFER, R. LÖW und T. PFAU: *Observation of ultralong-range Rydberg molecules*. In: *Nature* **458**, 7241, 1005–1008. 2009.

-
- [15] A. T. KRUPP, A. GAJ, J. B. BALEWSKI, P. ILZHOFER, S. HOFFERBERTH, R. LÖW, T. PFAU, M. KURZ und P. SCHMELCHER: *Alignment of D-state Rydberg molecules*. In: *Physical review letters* **112**, 143008. 2014.
- [16] D. BOOTH, S. T. RITTENHOUSE, J. YANG, H. R. SADEGHPOUR und J. P. SHAFFER: *Production of trilobite Rydberg molecule dimers with kilo-Debye permanent electric dipole moments*. In: *Science* **348**, 6230, 99–102. 2015.
- [17] H. SASSMANNSHAUSEN, F. MERKT und J. DEIGLMAYR: *Experimental characterization of singlet scattering channels in long-range Rydberg molecules*. In: *Physical review letters* **114**, 133201. 2015.
- [18] A. GAJ, A. T. KRUPP, P. ILZHOFER, R. LOW, S. HOFFERBERTH und T. PFAU: *Hybridization of Rydberg Electron Orbitals by Molecule Formation*. In: *Physical review letters* **115**, 023001. 2015.
- [19] B. J. DESALVO, J. A. AMAN, F. B. DUNNING, T. C. KILLIAN, H. R. SADEGHPOUR, S. YOSHIDA und J. BURGDÖRFER: *Ultra-long-range Rydberg molecules in a divalent atomic system*. In: *Physical Review A* **92**, 031403(R). 2015.
- [20] C. SILBER, S. GUNTHER, C. MARZOK, B. DEH, P. W. COURTEILLE und C. ZIMMERMANN: *Quantum-degenerate mixture of fermionic lithium and bosonic rubidium gases*. In: *Physical review letters* **95**, 170408. 2005.
- [21] B. DEH, C. MARZOK, C. ZIMMERMANN und P. W. COURTEILLE: *Feshbach resonances in mixtures of ultracold Li6 and Rb87 gases*. In: *Physical Review A* **77**, 010701(R). 2008.
- [22] R. A. W. MAIER, M. EISELE, E. TIEMANN und C. ZIMMERMANN: *Efimov Resonance and Three-Body Parameter in a Lithium-Rubidium Mixture*. In: *Physical review letters* **115**, 043201. 2015.
- [23] K. LADOUCEUR, B. G. KLAPPAUF, J. VAN DONGEN, N. RAUHUT, B. SCHUSTER, A. K. MILLS, D. J. JONES und K. W. MADISON: *Compact laser cooling apparatus for simultaneous cooling of lithium and rubidium*. In: *Journal of the Optical Society of America B* **26**, 2, 210–217. 2009.
- [24] G. E. MARTI, R. OLF, E. VOGT, A. ÖTTL und D. M. STAMPER-KURN: *Two-element Zeeman slower for rubidium and lithium*. In: *Physical Review A* **81**, 043424. 2010.
- [25] W. BOWDEN, W. GUNTON, M. SEMCZUK, K. DARE und K. W. MADISON: *An adaptable dual species effusive source and Zeeman slower design demonstrated with Rb and Li*. In: *The Review of scientific instruments* **87**, 043111. 2016.
- [26] M. E. GEHM: *Preparation of an Optically-Trapped Degenerate Fermi Gas of 6Li: Finding the Route to Degeneracy*. Doktorarbeit, Duke University, Durham, NC. 2003.
- [27] D. W. JEPSON, J. L. BALLIF, W. W. YUAN und B. E. CHOU: *Lithium literature review: lithium's properties and interactions*. 1978.
- [28] D. R. LIDE: *CRC Handbook of Chemistry and Physics*. 84. Auflage, CRC Press, 2003–2004.

- [29] I. FERRIER-BARBUT: *Mixtures of Bose and Fermi superfluids*. Doktorarbeit, École normale supérieure, Paris. 2014.
- [30] P. J. MOHR, D. B. NEWELL und B. N. TAYLOR: *CODATA Recommended Values of the Fundamental Physical Constants: 2014*.
- [31] D. DAS und V. NATARAJAN: *Absolute frequency measurement of the lithium D lines: Precise determination of isotope shifts and fine-structure intervals*. In: *Physical Review A* **75**, 052508. 2007.
- [32] A. T. GRIER, I. FERRIER-BARBUT, B. S. REM, M. DELEHAYE, L. KHAYKOVICH, F. CHEVY und C. SALOMON: *Λ -enhanced sub-Doppler cooling of lithium atoms in D1 gray molasses*. In: *Physical Review A* **87**, 063411. 2013.
- [33] A. BURCHIANTI, G. VALTOLINA, J. A. SEMAN, E. PACE, M. DE PAS, M. INGUSCIO, M. ZACCANTI und G. ROATI: *Efficient all-optical production of large Li6 quantum gases using D1 gray-molasses cooling*. In: *Physical Review A* **90**, 043408. 2014.
- [34] E. HECHT: *Optics*. 4. Auflage, Addison-Wesley, San Francisco, 2010.
- [35] B. E. A. SALEH und M. C. TEICH: *Fundamentals of photonics*, Wiley, New York, 1991.
- [36] S. HUNKLINGER: *Festkörperphysik*. 2. Auflage, Oldenbourg, München, 2009.
- [37] D. MESCHÉDE: *Gerthsen Physik*. 25. Auflage, Springer Spektrum, Berlin, 2015.
- [38] C. J. FOOT: *Atomic physics*, Oxford University Press, Oxford und New York, 2005.
- [39] W. I. MCALEXANDER, E. R. I. ABRAHAM und R. G. HULET: *Radiative lifetime of the 2P state of lithium*. In: *Physical Review A* **54**, R5(R). 1996.
- [40] M. ORSZAG: *Quantum optics*. 3. Auflage, Springer, Cham, 2016.
- [41] W. DEMTRÖDER: *Laserspektroskopie: Grundlagen und Techniken*. 5 Auflage, Springer-Verlag, Berlin, 2007.
- [42] A. M. FOX: *Quantum optics: An introduction*, Oxford University Press, Oxford und New York, 2007.
- [43] U. EISMANN: *A novel all-solid-state laser source for lithium atoms and three-body recombination in the unitary Bose gas*. Doktorarbeit, Université Pierre et Marie Curie, Paris. 2012.
- [44] C. H. SKINNER, A. M. CAPECE, J. P. ROSZELL und B. E. KOEL: *Spreading of lithium on a stainless steel surface at room temperature*. In: *Journal of Nuclear Materials* **468**, 26–30. 2016.
- [45] MERCK: *Produktinformationen Lithium*. Online verfügbar unter http://www.merckmillipore.com/DE/de/product/Lithium,MDA_CHEM-805660#. Abgerufen am 14.07.2016.
- [46] W. DEMTRÖDER: *Elektrizität und Optik*. 3. Auflage, Springer-Verlag, Berlin, 2004.

- [47] A. BONDI: *van der Waals Volumes and Radii*. In: *The Journal of Physical Chemistry* **68**, 3, 441–451. 1964.
- [48] JON H. SHIRLEY: *Modulation transfer processes in optical heterodyne saturation spectroscopy*. In: *Optics Letters* **7**, 11, 537–539. 1982.
- [49] N. ZUBER: *Design and Setup of an Ultracold Dual-species Rydberg Experiment*. Masterarbeit, Universität Stuttgart, Stuttgart. 2016.
- [50] L. WINDHOLZ, H. JÄGER, M. MUSSO und G. ZERZA: *Laserspectroscopic investigations of the lithium-D-lines in magnetic fields*. In: *Zeitschrift für Physik D Atoms, Molecules and Clusters* **16**, 1, 41–47. 1990.

Danksagung

Am Ende des Werkes möchte ich mich bei all denjenigen bedanken, die mich bei dieser Arbeit unterstützt und zu ihrem Gelingen beigetragen haben.

PROF. DR. TILMAN PFAU danke ich für die Atomphysikvorlesung, die mein Interesse für dieses Themengebiet geweckt hat, für die freundliche Aufnahme am 5. Physikalischen Institut und für sein Interesse am „Lithium-Laser“.

Mein größter Dank gilt meinem hervorragenden Betreuer CHRISTIAN VEIT, der sich praktisch immer Zeit für mich genommen hat, meine Fragen beantwortet hat und von dem ich sehr viel über Atomphysik gelernt habe. Danke für das intensive Korrekturlesen meiner Arbeit und die Zeit, die du für mich geopfert hast!

Ich bedanke mich bei THOMAS SCHMID und NICOLAS ZUBER für ihre große Hilfsbereitschaft und die immer professionelle Zusammenarbeit im RybliLab.

Dem gesamten 5. PHYSIKALISCHEN INSTITUT danke ich für die angenehme Arbeitsatmosphäre, für die Hilfe bei verschiedensten Problemen und den coolen Institutsausflug.

Meinen Kommilitonen und Bachelorkollegen ANDRÉ, DANIEL, MARIAN, PATRICK, REBECCA, TOBIAS und TOBIAS danke ich für die gemeinsame Studienzeit und die Gespräche am Institut.

Ohne meine Freunde JULIAN, MAX, STEFAN und STEPHAN wäre die unphysikalische Zeit lange nicht so kurzweilig und spannend gewesen. Danke für all die Grillabende, Risikopartien und gemeinsamen Ausflüge!

Ich danke meiner FAMILIE, die mir das Studium ermöglicht und mich immer dabei unterstützt hat.

JULIA danke ich von Herzen für die gemeinsame Zeit und für ihr Verständnis, wenn die Physik mal wieder Vorrang hatte.

Ehrenwörtliche Erklärung

Hiermit versichere ich gemäß §24 Absatz 7 der Prüfungsordnung 2012, dass ich diese Arbeit selbständig verfasst habe, dass ich keine anderen als die angegebenen Quellen benutzt und alle wörtlich oder sinngemäß aus anderen Werken übernommenen Aussagen als solche gekennzeichnet habe. Ich versichere, dass die eingereichte Arbeit weder vollständig noch in wesentlichen Teilen Gegenstand eines anderen Prüfungsverfahrens gewesen ist und dass ich die Arbeit weder vollständig noch in Teilen bereits veröffentlicht habe, es sei denn, der Prüfungsausschuss hat die Veröffentlichung vorher genehmigt. Weiterhin versichere ich, dass der Inhalt des elektronischen Exemplars mit dem des Druckexemplars übereinstimmt.

Christian Tomschitz
Stuttgart, den 05. August 2016