

Universität Stuttgart

Bachelorarbeit

**Inversionserzeugung durch
Kollisionsinduzierten Energietransfer
in Rb-P Zustände**

Alexander Currie

10. September 2019

Prüfer: Prof. Dr. Tilman Pfau

5. Physikalisches Institut
Universität Stuttgart

Eigenständigkeitserklärung

Hiermit bestätige ich, dass ich diese Arbeit eigenständig verfasst habe und keine anderen als die angegebenen Quellen benutzt habe. Aus Quellen entnommene Passagen sind als solche gekennzeichnet. Die Arbeit ist weder vollständig noch in wesentlichen Teilen, teil eines anderen Prüfungsverfahrens gewesen. Das elektronische Exemplar stimmt mit den anderen Exemplaren überein.

Alexander Currle

Stuttgart, den 10. September 2019

Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurde versucht, aus einer Rubidiumgaszelle, mit Stickstoff als Puffergas, ein Laser aufzubauen. Zu erst wurden die Ergebnisse aus [1], in der Fluoreszenz, versucht zu reproduzieren. Dafür wurde das Rubidium durch einen Laser angeregt und die Fluoreszenz bei verschiedenen Temperaturen beobachtet.

Der zweite Teil bestand darin, eine Besetzungsinversion über Spin-Flips zu kreieren. Dafür wurden zwei Laser, 780 nm (D_2 Linie) als Pumplaser und 795 nm (D_1 Linie) als Weak-Probe Laser, überlappt. In der D_2 Linie wurde auf den Übergang $5^2S_{1/2}(F=3) \leftrightarrow 5^2P_{3/2}(F=4)$ gelockt, um den Grundzustand $5^2S_{1/2}(F=3)$ so leer wie möglich zu halten. Über das Transmissionsspektrum der D_1 Linie konnte dann die Information gewonnen werden, ob sich eine Verstärkung in den $5^2S_{1/2}(F=3) \leftrightarrow 5^2P_{1/2}(F=2, (2,3), 3)$ Übergängen eingestellt hat. Da die Spin-Flip Übergänge mit höheren Temperaturen wahrscheinlicher werden, wurde das Verhalten der $5^2S_{1/2}(F=3) \leftrightarrow 5^2P_{1/2}(F=2, (2,3), 3)$ Übergänge für verschiedene Pumpleistungen bei steigenden Temperaturen untersucht.

Die Fluoreszenzergebnisse aus [1] konnten reproduziert werden.

Die Verstärkung konnte nicht nachgewiesen werden, da nicht bei ausreichend hohen Temperaturen gemessen werden konnte. Diese ist notwendig, dass eine ausreichend hohe Spin-Flip Rate erreicht wird. Eine Lösung ist entweder, die Pumpleistung zu erhöhen (über 800 mW), eine kürzere Zelle zu bauen (< 12 cm) oder einen höheren Puffergasdruck in der Zelle.

Abstract

The aim of this Bachelorthesis is to investigate the possibility to use a Rubidium vapor cell with Nitrogen as buffer gas as an active medium for a laser. The first goal was to reproduce the fluorescence results in [1]. For this, the spectrum with a 780 nm Laser was taken at different Temperatures.

The second part focused on the creating of an inversion by spin flipping processes. For this, a strong pump laser (780 nm) and weak-probe laser (795) were overlapped. The pump laser was locked on the $5^2S_{1/2}(F=3) \leftrightarrow 5^2P_{3/2}(F=4)$ transition, to keep the groundstate $5^2S_{1/2}(F=3)$ empty. With the transmission spectra of the D₁ Line, one could see if there is an amplification on the $5^2S_{1/2}(F=3) \leftrightarrow 5^2P_{1/2}(F=2, (2,3), 3)$ transitions or not. As the spin-flipping processes are temperature dependent, the transmission spectra were taken for different temperatures and different pump powers. The Fluorescence results of [1] could be reproduced.

The amplification could not yet been observed. This results out of the fact, that it was not possible to reach high enough temperatures where spin-flips take place at a sufficient rate. A solution would be to further increase the pump power (over 800 mW), to built a smaller vapor cell (< 12 cm) or to increase the Nitrogen pressure.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Zwei Level System	2
3	Rubidium	3
3.1	Feinstruktur und Hyperfeinstruktur von Rubidium	4
3.2	Spin-Flip Übergänge	6
3.3	Fluoreszenz Spektrum	8
3.4	Lebensdauer und mittlere Kollisionszeit	10
4	Laserspektroskopie	11
4.1	Aufbau der Experimente	11
4.2	Fluoreszenz	16
4.2.1	Aufbau	16
4.2.2	Auswertung	16
4.2.3	Fehleranalyse	18
4.2.4	Diskussion der Ergebnisse	19
4.3	Transmissionsspektrum	20
4.3.1	Aufbau	20
4.3.2	Auswertung	21
4.3.3	Fehleranalyse	23
4.3.4	Diskussion der Ergebnisse	25
5	Fazit	26
	Literatur	27

1 Einleitung

In dieser Arbeit sollte untersucht werden, ob in einer Rubidiumgaszelle, mit Stickstoff als Puffergas, ein Laser aufgebaut werden kann. Dabei werden auf Ergebnisse der Masterarbeit [1] zurückgegriffen. Hier wurde das Fluoreszenzsignal einer Rubidiumgaszelle über der Temperatur gemessen. Dabei wurden zwei Peaks aufgenommen, aufgrund von Spin-Flips. Ein Peak bei 780 nm (Eingangslaser) und ein Peak bei 795 nm. Die Stoß-Querschnitte, zwischen den Zuständen, wurden mit einer Abhängigkeit der Temperatur bestimmt. Daraus ergab sich eine mittlere Stoßrate, welche für höhere Temperaturen in der Größenordnung der Lebenszeit der Zustände ist. Des weiteren wurde die Intensität der Fluoreszenz als Verhältnis, angeregte über gepumpte Wellenlänge, aufgetragen. Bei einer Temperatur von etwa 360 Kelvin wurde ein Knick im Verhältnis festgestellt. Dieser bedeutete, dass die Intensität der angeregten Wellenlänge in der Fluoreszenz schwächer wurde. Aufgrund der errechneten mittleren Kollisionszeit, wurde dieser Knick einer gerichteten Ausbreitung durch stimulierte Emission zugeordnet. Erstes Ziel der Arbeit ist, die Ergebnisse in der Fluoreszenz zu reproduzieren. Dabei wird das Fluoreszenzsignal über ein Spektrometer aufgenommen und als Intensitätenverhältnis über der Temperatur aufgetragen.

Zweiter Teil ist es, die stimulierte Emission zu messen. Dafür werden zwei Laser, 780 nm als Pumplaser und 795 nm als Weak-Probe Laser, überlappt. Aus dem 795 nm Laser wird ein Transmissionsspektrum gewonnen, in welchem eine mögliche Verstärkung im $5^2S_{1/2}(F=3) \leftrightarrow 5^2P_{1/2}(F=2, (2,3), 3)$ Übergang erkannt werden kann.

2 Zwei Level System

Ein zwei Level System ist die einfachste Form einen optischen Übergang innerhalb eines Atoms zu beschreiben. Dabei wird von zwei unterschiedlichen Energieniveaus ausgegangen, aus Abbildung 1, E_1 und E_2 .

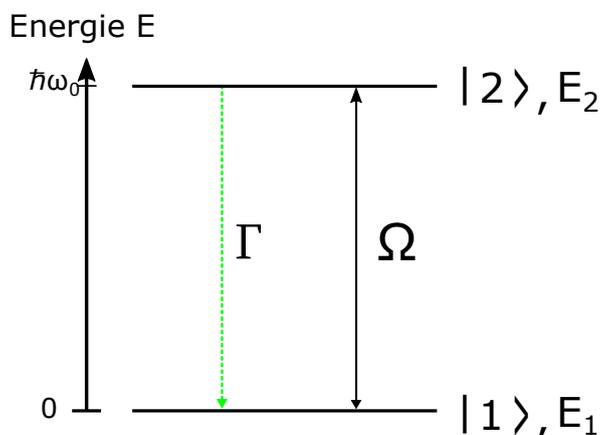


Abbildung 1: Schematischer Aufbau eines zwei Level Systems mit dem niedrig gelegenerem Energieniveau E_1 und dem höheren E_2 . Außerdem ist die Rabi-frequenz Ω und die Zerfallsrate Γ dargestellt.

Dabei gibt es eine Anregungsfrequenz ω_0 , durch welche das zwei Level System angeregt werden kann, wodurch dann der Zustand E_1 unbesetzt und der Zustand E_2 besetzt ist. Dieser Zustand ist jedoch nicht stabil und fällt nach der mittleren Lebensdauer τ ($\tau = \frac{2\pi}{\Gamma}$) wieder zurück auf seinen Ursprungszustand, hier E_1 , unter Abgabe eines Photons mit der Frequenz ω_0 . Dabei gibt es eine Frequenz Ω , welche die Zirkulation in der Besetzung der Energie Niveaus beschreibt. Diese Frequenz wird Rabi-Oszillation genannt und ist mit [2]

$$\Omega = \Gamma \cdot \sqrt{\frac{I}{2 \cdot I_{\text{sat}}}} \quad (1)$$

gegeben. Dabei beschreibt Γ die Dämpfung, I die eingestrahelte Intensität und I_{sat} die Intensität, bei welcher der angeregte Zustand zu 25% besetzt ist.

3 Rubidium

Rubidium ist ein Alkalimetall, womit es nur ein Valenzelektron besitzt. Dieses ist im Grundzustand im $5^2S_{1/2}$ Zustand lokalisiert. Weiter werden in diesem Abschnitt die wichtigsten Informationen über Rubidium gegeben.

Isotop	^{87}Rb	^{85}Rb
Protonen Anzahl	37	37
Neutronen Anzahl	50	48
Kernspin	$3/2$	$5/2$
D ₂ Übergang $5^2S_{1/2} \leftrightarrow 5^2P_{3/2}$		
Lebensdauer τ	26,24 ns	26,23 ns
Zerfallsrate Γ	$2\pi \cdot 6,065 \text{ MHz}$	$2\pi \cdot 6,066 \text{ MHz}$
D ₁ Übergang $5^2S_{1/2} \leftrightarrow 5^2P_{1/2}$		
Lebensdauer τ	27,70 ns	27,68 ns
Zerfallsrate Γ	$2\pi \cdot 5,746 \text{ MHz}$	$2\pi \cdot 5,750 \text{ MHz}$

Tabelle 1: Fundamentale Eigenschaften von Rubidium 85 und 87 [2], [3]

Der Dampfdruck von Rubidium ist über die empirische Formel [2] gegeben mit

$$p = 133,32 \cdot 10^{2,881+4,312-\frac{4040}{T}} \text{ Pa} . \quad (2)$$

Dieser ist Temperatur T abhängig und gültig für flüssiges Rubidium. Dabei ist 133,32 ein Umrechnungsfaktor von torr zu Pascal und die Zehner Potenz kommt aus dem Logarithmus (in [2] als Logarithmus angegeben).

Für die Dichte $n(T)$ folgt somit aus dem idealen Gasgesetz [4]

$$n(T) = \frac{N}{V} = \frac{1}{k_b T} 133,32 \cdot 10^{2,881+4,312-\frac{4040}{T}} \frac{1}{\text{m}^3} \quad (3)$$

mit N der Anzahl der Atome, V dem Volumen und k_b der Boltzmann Konstante.

3.1 Feinstruktur und Hyperfeinstruktur von Rubidium

In Abbildung 2 und 3 ist die Atomstruktur von Rubidium 85 dargestellt, mit dem D_1 Übergang ($5^2S_{1/2} \leftrightarrow 5^2P_{1/2}$) und dem D_2 Übergang ($5^2S_{1/2} \leftrightarrow 5^2P_{3/2}$). Zusätzlich sind die verschiedenen Hyperfeinaufspaltungen eingezeichnet, welche jeweils mit F gekennzeichnet sind. F ist gegeben mit $F = L + I + S$, wobei L der Bahndrehimpuls, I der Kernspin und S der Spin des Elektrons ist.

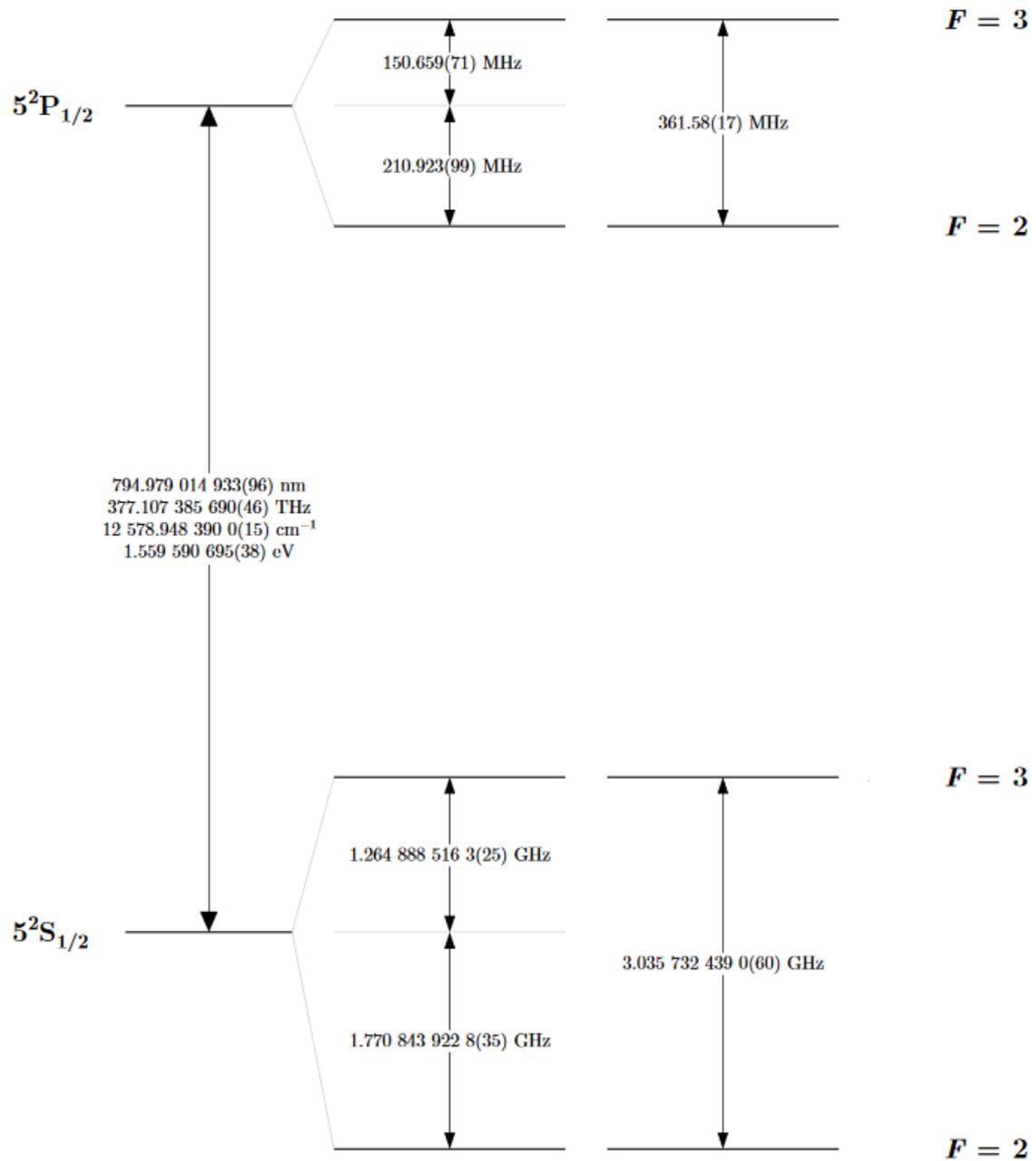


Abbildung 2: D_1 Übergang von Grundzustand $5^2S_{1/2}$ in angeregten Zustand $5^2P_{1/2}$ in ^{85}Rb . Dabei spaltet sich der Grund- und der angeregte Zustand in seine Hyperfeinzustände $F = 2,3$ auf. [2]

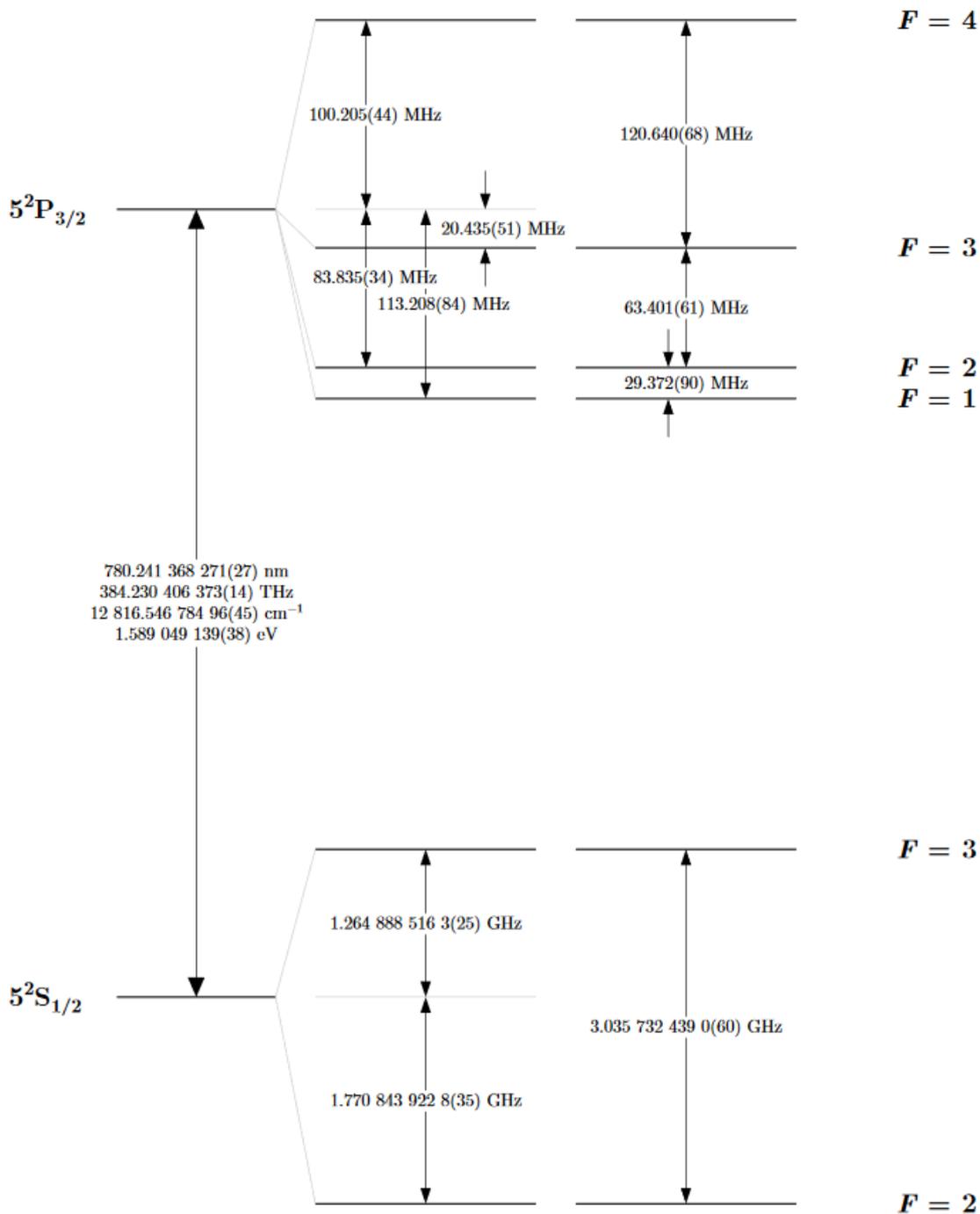


Abbildung 3: D₂ Übergang von Grundzustand $5^2S_{1/2}$ in angeregten Zustand $5^2P_{3/2}$ in ^{85}Rb . Dabei spaltet sich der Grundzustand in seine Hyperfeinzustände $F = 2, 3$ auf und der angeregte in $F = 1, 2, 3, 4$. [2]

3.2 Spin-Flip Übergänge

Spin-Flips sind Übergänge, bei denen durch Kollision ein Spin-Flip des angeregten Atoms stattfindet, bevor dieses zurück in den Grundzustand relaxieren kann. Befindet sich in der Zelle zusätzlich ein Puffergas, so können durch Kollision auch Energieniveaus des Puffergases angeregt werden. Dabei muss die Energie ΔE in etwa der Energie eines Vibrations- oder Rotationszustand entsprechen. Diese Übergänge werden Quenching

rates genannt, werden aber hier nicht genauer betrachtet.
 Ein Beispiel für Spin-Flips ist in Abbildung 4 dargestellt.

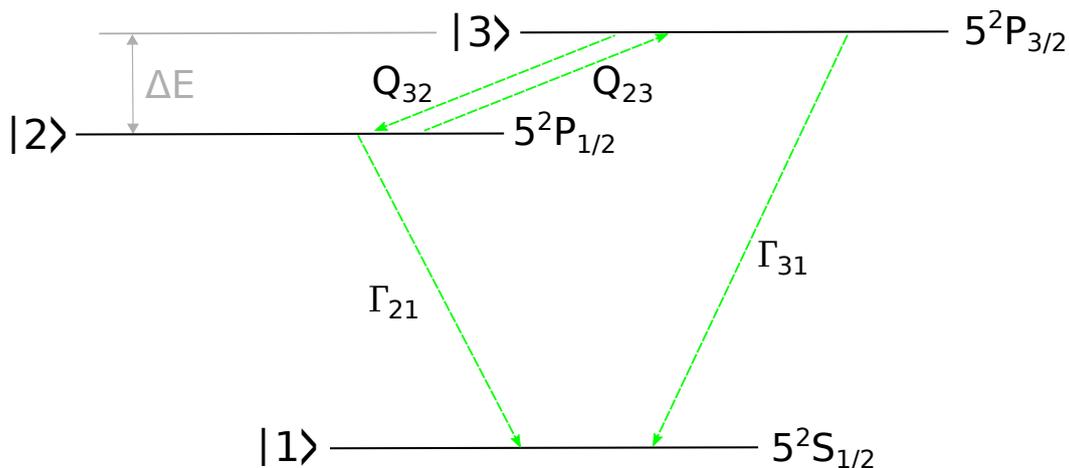
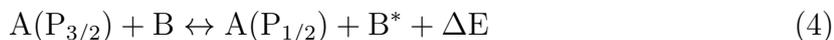


Abbildung 4: Level Schema von Rubidium. Γ_{21} und Γ_{31} beschreiben die Zerfallsraten der jeweiligen angeregten Zustände auf den Grundzustand und Q_{23} und Q_{32} beschreiben die Rate der Spin-Flips in den P-Zuständen

Hier ist ein Spin-Flip zwischen dem $P_{3/2}$ und dem $P_{1/2}$ Zustand dargestellt. Damit dieser Prozess möglich ist, muss eine Kollision zwischen einem angeregten ($P_{3/2}$ oder $P_{1/2}$) und einem im Grundzustand ($S_{1/2}$) sitzenden Atom oder einem Puffergas Molekül stattfinden. Dies lässt sich mit



beschreiben. Dabei steht A für ein Rubidiumatom und B für ein Puffergasmolekül oder ein Rubidiumatom im Grundzustand. B^* beschreibt die Veränderung des Kollisionspartner B. Ist B ein Puffergasmolekül, so ändert sich seine Vibrations- oder Rotationsenergie. Ist B ein Rubidiumatom im Grundzustand, so wird die zusätzliche Energie ΔE als thermische Energie frei. Findet umgekehrt ein Übergang von $P_{1/2} \rightarrow P_{3/2}$ statt, so muss ΔE von den Atomen A und B bereitgestellt werden, wodurch dieser Vorgang eine geringere Wahrscheinlichkeit besitzt.

Die Energie ΔE lässt sich über die kinetische Energie der Teilchen beschreiben.

$$E_{kin} = \frac{1}{2}m\bar{v}^2 \quad (5)$$

Wobei als Geschwindigkeit v hier die mittlere Kollisionsgeschwindigkeit der Teilchen \bar{v} (vereinfacht in einer Dimension) im Gas genommen wird. Diese ist Boltzmann verteilt, woraus sich eine Abhängigkeit der mittleren Kollisionsgeschwindigkeit zu der Temperatur T mit

$$\bar{v}_{Rb,N_2} = \sqrt{\frac{8k_b T}{\pi \mu_{Rb,N_2}}} = \sqrt{\frac{8k_b T}{\pi} \left(\frac{85u + 28u}{85u \cdot 28u} \right)} \quad (6)$$

ergibt [4]. Dabei ist μ die reduzierte Masse und u die atomare Masseneinheit, mit $1 \cdot u = 1,66 \cdot 10^{-27}$ kg. Die reduzierte Masse setzt sich hier aus den Rubidiumatomen und den Puffergasmolekülen (Stickstoff) zusammen.

Die unterschiedliche Wahrscheinlichkeit in den Spin-Flip Übergängen ist über den Stoß-Querschnitt (cross-sections) gegeben, mit [1]

$$\sigma_{32} = \sigma_{23} \cdot e^{\frac{\hbar\omega}{k_b T}}. \quad (7)$$

Hier ist \hbar das reduzierte Plancksche Wirkungsquantum und ω die Kreisfrequenz. Diese Stoß-Querschnitte werden benötigt, um die Energieaustauschraten Q_{32} und Q_{23} zu bestimmen. Es ergibt sich in reinem Rubidium Gleichung (8) und in einem Rubidium Stickstoff Gemisch Gleichung (9) [1].

$$Q_{32} = n_{Rb} \bar{v}_{Rb} \sigma_{32}^{Rb} = \frac{1}{k_b T} 133,32 \cdot 10^{2,881+4,312-\frac{4040}{T}} \cdot \sqrt{\frac{8k_b T}{\pi \mu_{Rb}}} \cdot \sigma_{32}^{Rb} \quad (8)$$

$$Q_{32} = n_{Rb,N_2} \bar{v}_{Rb,N_2} \sigma_{32}^{Rb,N_2} = n_{Rb}(T) \bar{v}_{Rb}(T) \sigma_{32}^{Rb} + n_{N_2} \bar{v}_{Rb,N_2}(T) \sigma_{32}^{N_2} \quad (9)$$

3.3 Fluoreszenz Spektrum

Die Spin-Flips lassen sich in einer Fluoreszenzmessung nachweisen. Wird zum Beispiel eine reine Rubidium Zelle, beispielsweise auf der D_2 Linie gepumpt, so wird im Fluoreszenzspektrum Licht der Wellenlänge 780 nm und zusätzlich Licht der Wellenlänge 795 nm detektiert. Der zusätzliche Peak resultiert aus den Spin-Flips.

Wird weiter eine Rubidium Zelle mit Puffergas untersucht (zum Beispiel Stickstoff), so wird eine noch stärkere Intensität in der Fluoreszenz auf der angeregten Wellenlänge gemessen (795 nm). Diese beiden Ergebnisse sind in Abbildung 5 dargestellt, wobei für diese Schaubilder mit einem 780 nm Laser gepumpt wurde.

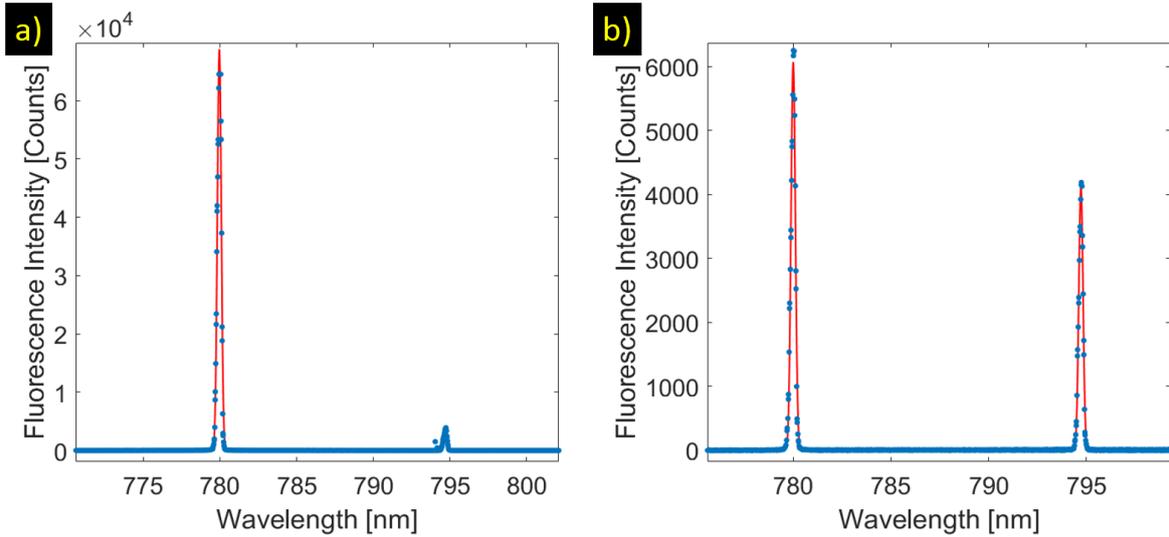


Abbildung 5: a) Fluoreszenzspektrum einer reinen Rubidium Zelle b) Fluoreszenzspektrum einer Rubidium Zelle gefüllt mit Stickstoff als Puffergas (bei 10 mbar). Diese Bilder sind aus [1].

Diese Tatsache geht aus [1] hervor. Es ist klar ersichtlich, dass die Zählrate der angeregten Wellenlänge bei einer Zelle mit Puffergas stärker ist. Dies resultiert daraus, dass durch die zusätzlichen Stickstoffmoleküle häufiger Kollisionen auftreten, welche Spin-Flips auslösen. Es ergibt sich, nach Gleichung 8 und 9, für höhere Temperaturen eine Verstärkung der Spin-Flip Übergänge.

Dieses Verhalten wurde in [1] aufgenommen. Jedoch wurde ein Knick in dem Intensitätsverhältnis bei etwa 360 Kelvin festgestellt (siehe Abbildung 6). Dieser wird im nächsten Abschnitt genauer betrachtet.

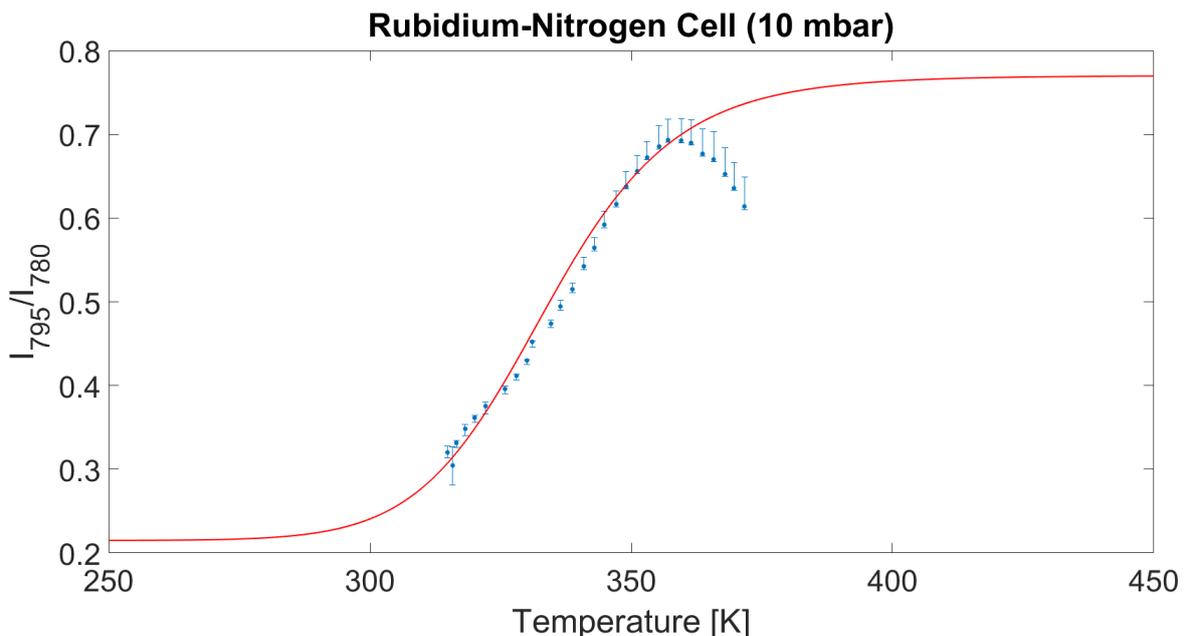


Abbildung 6: Das Verhältnis aus gepumpter Intensität und angeregter Intensität aufgetragen über der Temperatur in Kelvin und eine simulierte Funktion der erwarteten Kurve. Genommen aus der Fluoreszenz Messung aus [1]

3.4 Lebensdauer und mittlere Kollisionszeit

Eine mögliche Erklärung des Knicks aus Abschnitt 3.3 findet sich in der mittleren Kollisionszeit in der Zelle. Dabei ist die Grundidee, dass bevor die Zustände zurück in den Grundzustand fallen, eine Kollision, und somit ein Spin-Flip stattfindet.

Deswegen wurde in [1] die mittlere Kollisionszeit errechnet, in welcher Atome in einer Puffergaszelle kollidieren. Das Ergebnis ist in Abbildung 7 dargestellt.

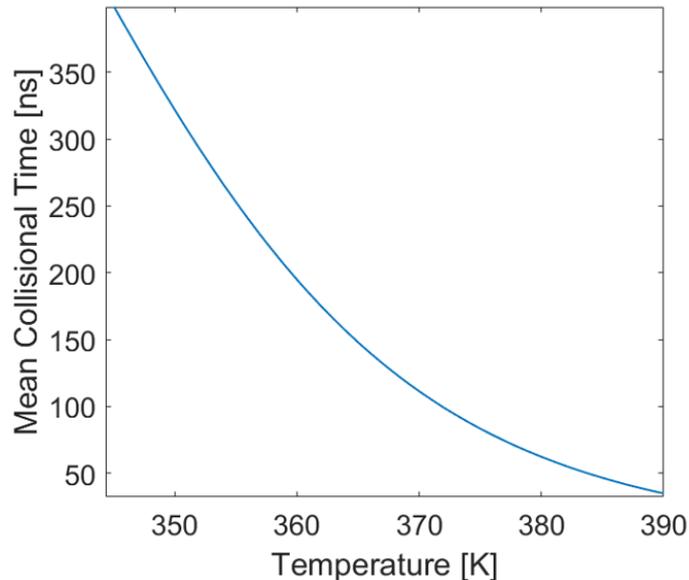


Abbildung 7: Berechnete mittlere Kollisionszeit in einer Rubidium Puffergas Zelle aus [1]

Es ist ersichtlich, dass bei genügend hohen Temperaturen die mittlere Kollisionszeit in der Größenordnung der Lebensdauer des $5^2P_{3/2}$ ($\tau = 26,23$ ns) oder des $5^2P_{1/2}$ ($\tau = 27,68$ ns) Zustandes liegt. Dadurch würde, der Theorie nach, bevor der Zustand zurückfällt auf seinen Grundzustand, ein Spin-Flip häufiger stattfinden, wodurch sich die Intensität der angeregten Wellenlänge erhöht. Da sich jedoch die Intensität der angeregten Wellenlänge verringert (Schlussfolgerung aus dem Knick aus Abbildung 6), wird dies einer gerichteten Ausbreitung zugeordnet, welche durch stimulierte Emission hervorgerufen wird.

4 Laserspektroskopie

4.1 Aufbau der Experimente

In diesem Abschnitt wird der generelle Aufbau für beide Experimente beschrieben. Das Experiment gliedert sich in zwei verschiedene Messreihen. Als erstes wird versucht die oben genannten Erkenntnisse in der Fluoreszenz (siehe Abschnitt 3.3) zu überprüfen. Des Weiteren wird aufgrund der oben genannten Ergebnisse aus [1], versucht die zugrunde liegende Hypothese zu bestätigen. Ein schematischer Aufbau findet sich in Abbildung 8.

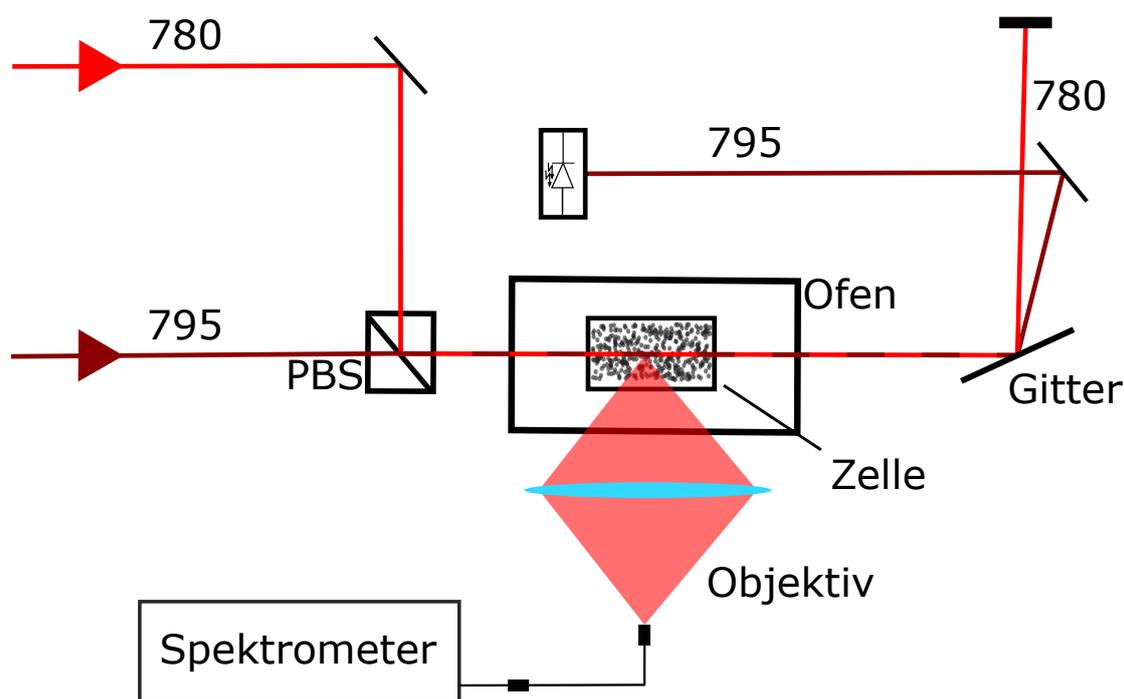


Abbildung 8: Der schematische Aufbau beider Experimente. Orthogonal zum Laserstrahl findet die Fluoreszenz Messung statt und dahinter die Transmissionsmessung, nachdem die Laserstrahlen (Pumplaser und Weak-Probe Laser) voneinander durch ein Gitter getrennt wurden.

Der Aufbau wird für beide Messungen verwendet, wodurch die Fluoreszenzspektren und die Transmissionspektren beide nahezu gleichzeitig aufgenommen werden und somit bei beiden Messungen eine fast identische Temperatur in der Zelle vorliegt. Um die Zelle auf eine bestimmte Temperatur zu erhitzen, wird diese über Heizstäbe mit einem Netzteil verbunden. Bei diesem wird dann manuell über die Spannung die Temperatur gesteuert. Während des Erhitzens der Zelle wird die Temperatur über eine Digitalanzeige, welche verbunden ist mit einem PT100 Element, ausgelesen. Da das PT100 Element die Temperatur über einen Temperatur abhängigen Widerstand misst, sind die angezeigten Temperaturen, aufgrund von hohen Offset Werten (lange und dünne Kupferdrähte etc.) ungenau. Die aktuelle Temperatur, zum Zeitpunkt des Messens, in der Zelle, wird deswegen später über das Transmissionspektrum ermittelt.

Um ein Transmissionsspektrum zu bekommen, bei welchem keiner der Übergänge gepumpt wird, muss zuvor ermittelt werden, ab welcher Leistung des Laser (auch Spannung auf dem Detektor), der Strahl in das sogenannte Weak-Probe Regime übergeht. Dafür wird für verschiedene Absorptionsfilter, sprich für verschieden hohe Leistungen, ein Spektrum aufgenommen. In diesen Spektren wird am Computer ein konkreter Punkt ausgewählt, wobei dieser Punkt bei allen der selbe sein muss (zum Beispiel am Scananfang). Der Scan ist der Verlauf des Lasers, in welcher Weise er die Frequenzen abfährt (scannt). Es wird dann die Spannung auf dem Detektor ermittelt und über den Absorptionsfiltern in Abbildung 9 aufgetragen.

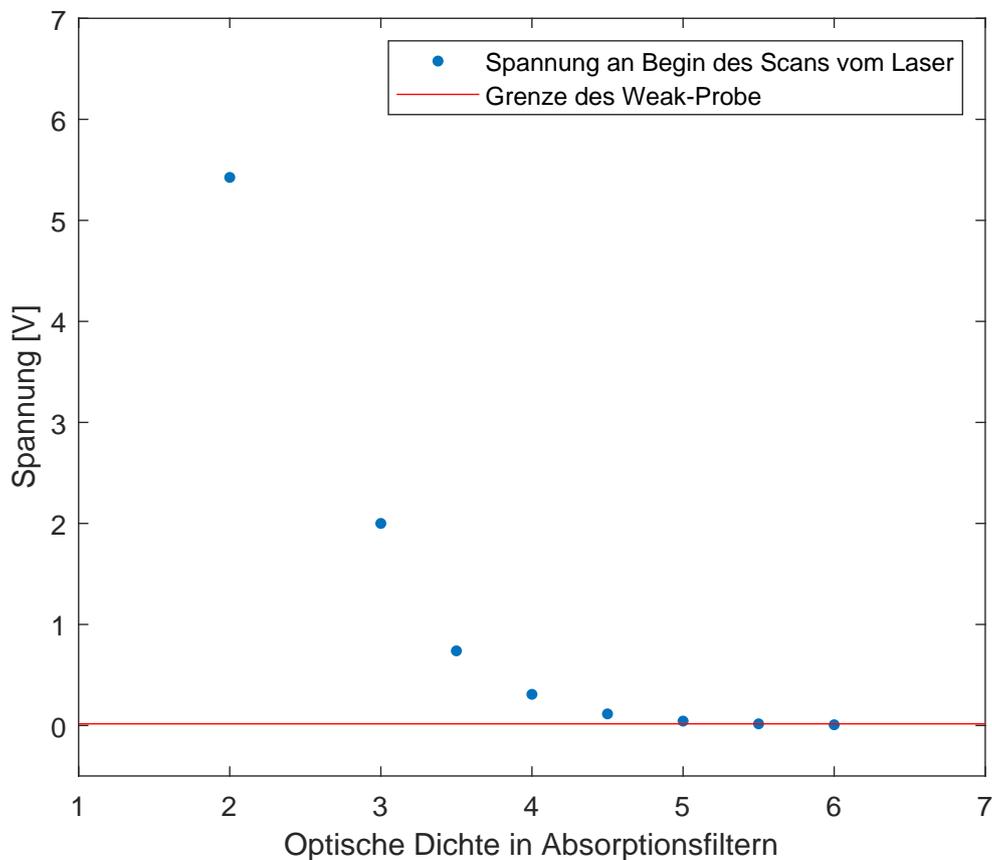


Abbildung 9: Darstellung der Spannung über den Absorptionsfilter am Transmissionsspektrum Anfang (Scan Anfang)

Der Bereich in welchem der Laser in den Weak-Probe Bereich übergeht, ist an der Stelle, an welcher die Spannung sich einem nahezu konstantem Wert nähert (rote Linie). Dieser ist bei der verwendeten Zelle (dargestellt in Abbildung 10), mit einem Füllgas von 10 mbar Stickstoff, bei etwa 16 mV (Scan Beginn).



Abbildung 10: Bild der verwendeten Zelle. Diese ist 12 cm lang und hat ein natürliches Verhältnis von ^{85}Rb zu ^{87}Rb .

Die silbern scheinenden Plättchen sind kondensiertes Rubidium, welches beim Erhitzen in die Gasphase übergeht. Dabei liegt ein natürliches Verhältnis zwischen ^{85}Rb zu ^{87}Rb vor.

Wird nun die Zelle auf eine bestimmte Temperatur erhitzt, so erhöht sich der Gasanteil an Rubidiumatomen in der Zelle. Diese Informationen sind im Transmissionsspektrum enthalten, woraus dann die Temperatur des Gases bestimmt werden kann (vgl. Abbildung 11).

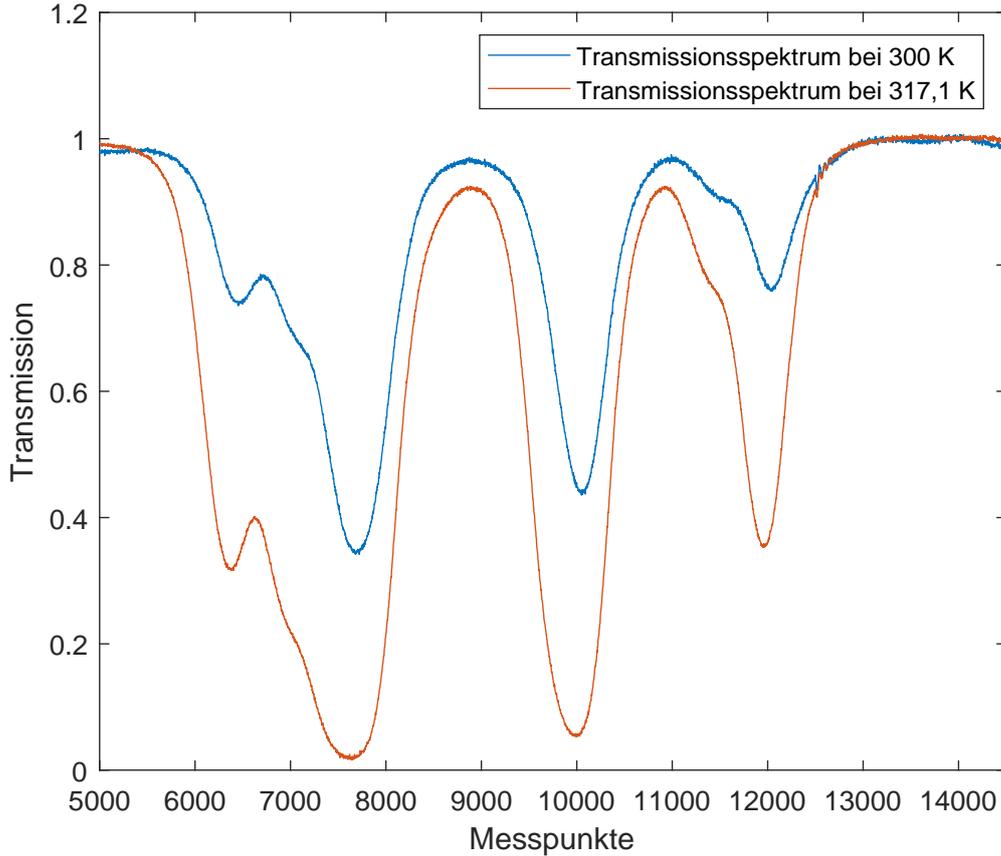


Abbildung 11: Vergleich zweier Transmissionsspektren bei Temperatur 300 K und Temperatur 317,1 K

Die Transmission der Übergänge sinkt mit zunehmender Temperatur, da mehr Rubidiumatome vorhanden sind um die eingehende Strahlung zu absorbieren (höhere optische Dichte). Die Temperatur selbst wird über das sogenannte Voigt Profil berechnet [5]. Bei diesem werden zu erst die Eigenzustände des Gases numerisch berechnet. Diese werden dann, mit einem Lorentzfit für die natürliche Linienbreite (Abhängig von der Zerfallsrate Γ) und einem Gaußfit für die Dopplerverbreiterung (Abhängig von der Temperatur), gefaltet.

Bei niedrigen Temperaturen wird außerdem der Shift und die zusätzliche Verbreiterung durch das Puffergas bestimmt und mit den Literaturwerten [6] verglichen. Für den Shift ergibt sich $\delta = -70,18$ MHz ($\delta = -55,58$ MHz) und für die zusätzliche Verbreiterung ergibt sich $\gamma = 154,28$ MHz ($\gamma = 122,25$ MHz). Dabei sind die Werte in Klammern die Literaturwerte. Wird für hohe Temperaturen gemessen, so ergeben sich andere Werte für den Shift und die zusätzliche Verbreiterung. Da sich aber der Shift wie auch die zusätzliche Verbreiterung nur minimal mit der Temperatur verändern, werden diese konstant gelassen, sobald ein Übergang optisch dicht ist (Transmission = 0). Für höhere Temperaturen wird dann nur noch über die Temperatur gefittet.

Es wird später (Abbildung 14, 16(b), 20 und 21) in 0,5 V Schritten, der Heizspannung, die Temperatur eingestellt. Jedoch muss nach Einstellen der gewünschten Temperatur,

etwas mehr als eine Stunde gewartet werden, bis sich ein konstanter Dampfdruck in der Zelle eingestellt hat. Dieser Verlauf ist beispielsweise bei der Erhöhung von 300,5 K auf 303,4 K in Abbildung 12 dargestellt.

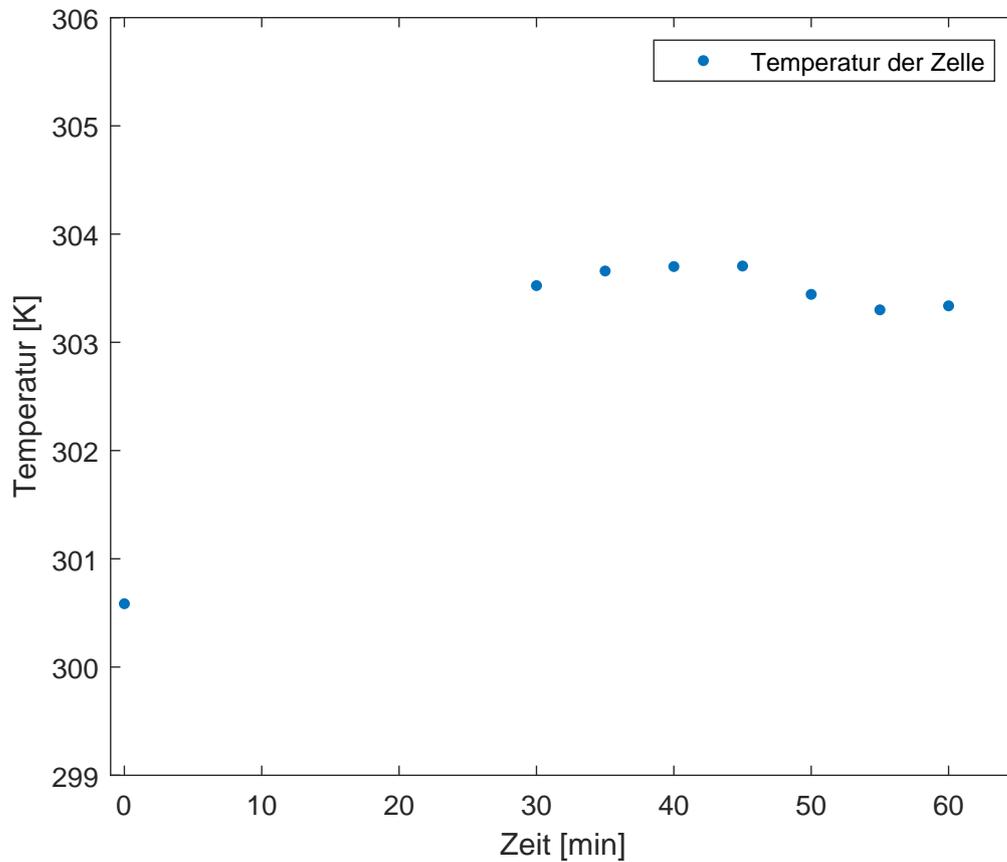


Abbildung 12: Einstellung eines thermischen Gleichgewichts (von 300,5 K auf 303,4 K) nach Erhöhung der Spannung über die Zeit in Minuten. Die Temperatur wurde über das Transmissionsspektrum bestimmt.

4.2 Fluoreszenz

4.2.1 Aufbau

Die Fluoreszenz wird von der Seite aus gemessen, während ein Pumplaser (780 nm) durch die Zelle propagiert. Es wird wie in Abbildung 13 dargestellt aufgebaut.

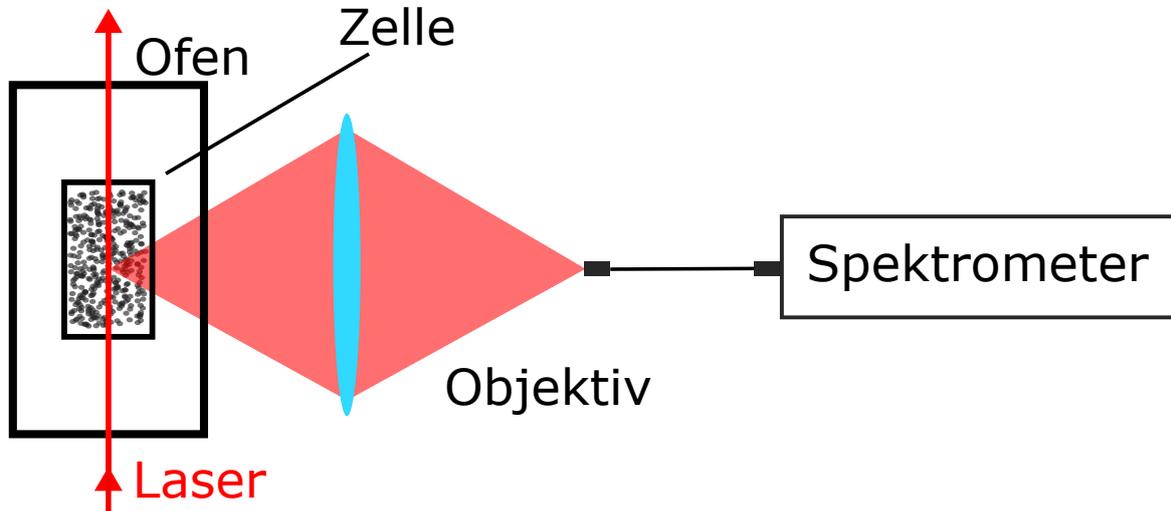


Abbildung 13: Aufbau zu Messung der Fluoreszenz. Die Linse spiegelt das Konstrukt aus zwei Linsen wider (Objektiv), welches das Fluoreszenzlicht aus der Zelle aufsammelt.

Dabei werden zwei Linsen benutzt um das Fluoreszenz Signal über eine Faser zum Spektrometer ein zu koppeln. Die Messwerte selber werden über wenige Millisekunden aufgenommen und über eine Dauer von etwa einer Sekunde gemittelt.

4.2.2 Auswertung

Das gemessene Spektrum (Abbildung 14) wird über folgende Funktion über Matlab gefittet.

$$I(\lambda) = A_{780} \cdot e^{-\left(\frac{\lambda - \Delta_{780}}{\delta_{780}}\right)^2} + A_{795} \cdot e^{-\left(\frac{\lambda - \Delta_{795}}{\delta_{795}}\right)^2} + O \quad (10)$$

Hierbei werden zwei Gaußfunktionen gefittet, da zwei Peaks im Spektrum aufgenommen wurden. Dabei steht A jeweils für die Amplitude der Peaks, Δ für die Position der Peaks ($\Delta_{780} \approx 780$ nm, $\Delta_{795} \approx 795$ nm) und δ für die Halbwertsbreite (FWHM) und O für einen bestimmten Offset des Spektrometers.

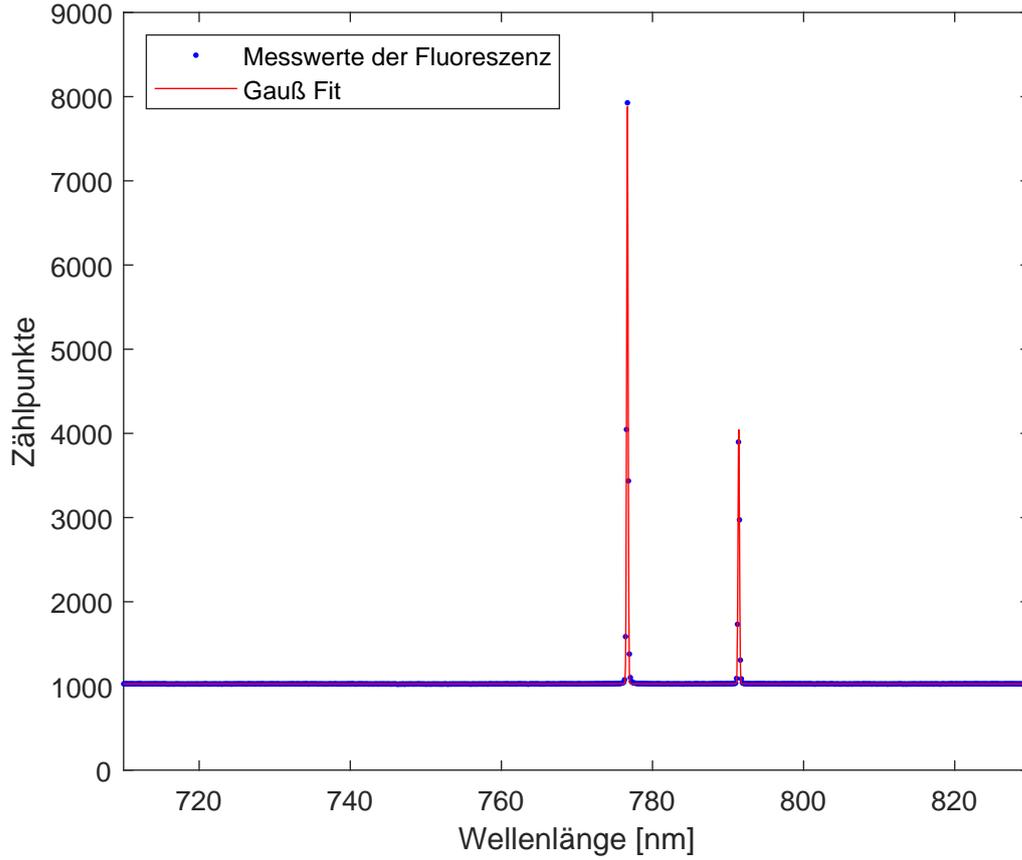


Abbildung 14: Fluoreszenzmessung bei einer Temperatur von 363,19 K mit Funktion (10) als Fitfunktion

Aus den Spektren wird dann das Verhältnis der Intensitäten der beiden Fluoreszenzpeaks gebildet. Diese lassen sich wie folgt berechnen,

$$\frac{I_{angeregt}}{I_{gepumpt}} = \frac{\int_0^{\infty} A_{795} \cdot e^{-\left(\frac{\lambda-\Delta_{795}}{\delta_{795}}\right)^2} d\lambda}{\int_0^{\infty} A_{780} \cdot e^{-\left(\frac{\lambda-\Delta_{780}}{\delta_{780}}\right)^2} d\lambda} = \frac{A_{795} \cdot \sqrt{\pi \delta_{795}^2}}{A_{780} \cdot \sqrt{\pi \delta_{780}^2}} = \frac{A_{795} \cdot \delta_{795}}{A_{780} \cdot \delta_{780}}, \quad (11)$$

wobei die Daten aus der Fitfunktion (10) bekannt sind.

In Abbildung 15 ist der Verlauf der Intensitätenverhältnisse für Temperaturen zwischen 300 K und 380 K aufgetragen, wobei jeder Punkt ein Verhältnis zu einer Temperatur darstellt.

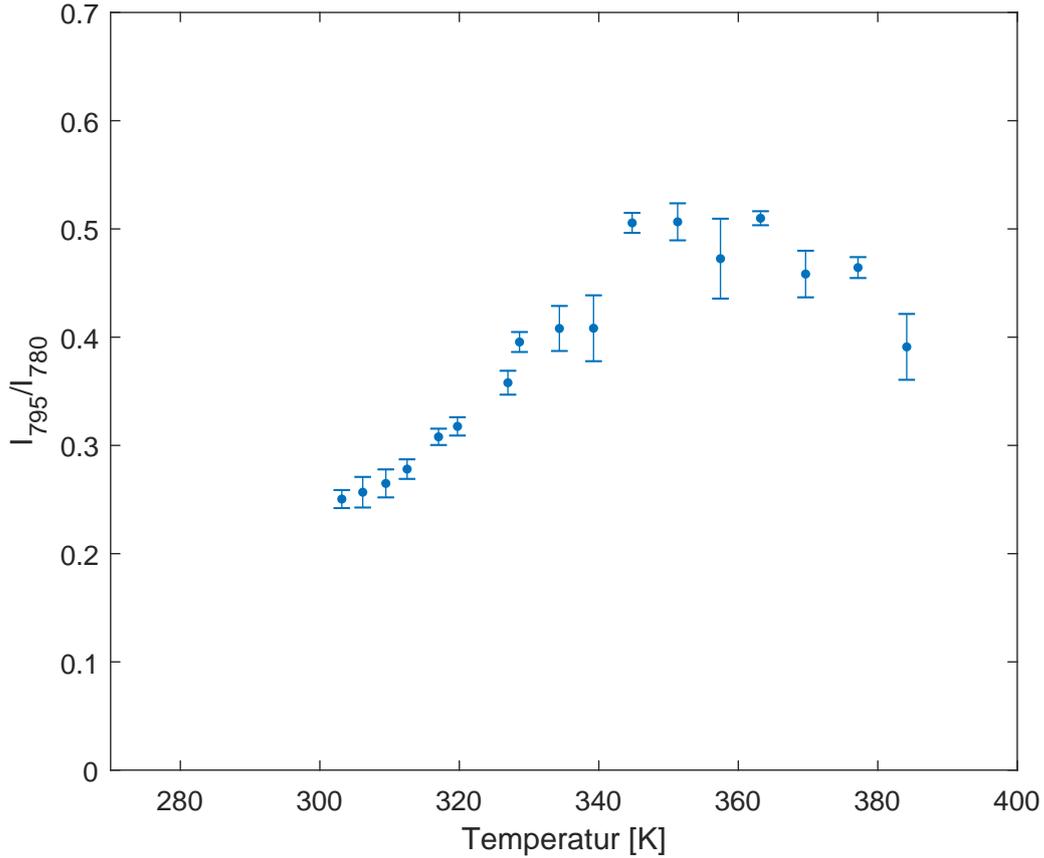


Abbildung 15: Das Verhältnis der Intensitäten bei gepumptem D_2 Übergang, bei einem Puffergasdruck von 10 mbar, und deren Fehlerbalken

4.2.3 Fehleranalyse

Die fehlerbehafteten Größen sind die Amplitude A und die Halbwertsbreite δ (FWHM). Diese sind aus einem Fit entnommen, womit eine bestimmte Unsicherheit verbunden ist. Diese Unsicherheit wird direkt aus dem Fitergebnis abgelesen. Über eine Fehlerfortpflanzung wird dann der entstandene Fehler für alle Intensitäten ausgerechnet. Nach [7] ergibt sich für die Fehlerfortpflanzung

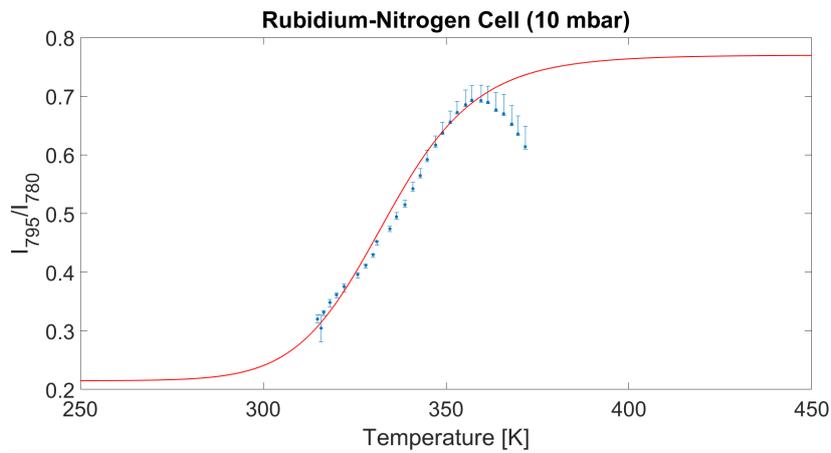
$$\Delta \frac{I_1}{I_2} = \left| \frac{\delta_1}{A_2 \cdot I_2} \right| \cdot \Delta A_1 + \left| \frac{A_1}{A_2 \cdot I_2} \right| \cdot \Delta \delta_1 + \left| \frac{A_1 \cdot \delta_1}{A_2^2 \cdot I_2} \right| \cdot \Delta A_2 + \left| \frac{A_1 \cdot \delta_1}{A_2 \cdot I_2^2} \right| \cdot \Delta \delta_1. \quad (12)$$

Die Fehlerbalken sind teilweise größer bei unterschiedlichen Temperaturen. Dies resultiert aus der Anzahl der detektierten Zählpunkte aus dem Spektrometer. Wird zum Beispiel das Verhältnis 3:1 bei 30000 Zählern zu 10000 Zählern detektiert, so ergibt sich ein größerer Fehler, wie bei 3000 zu 1000 Zählern.

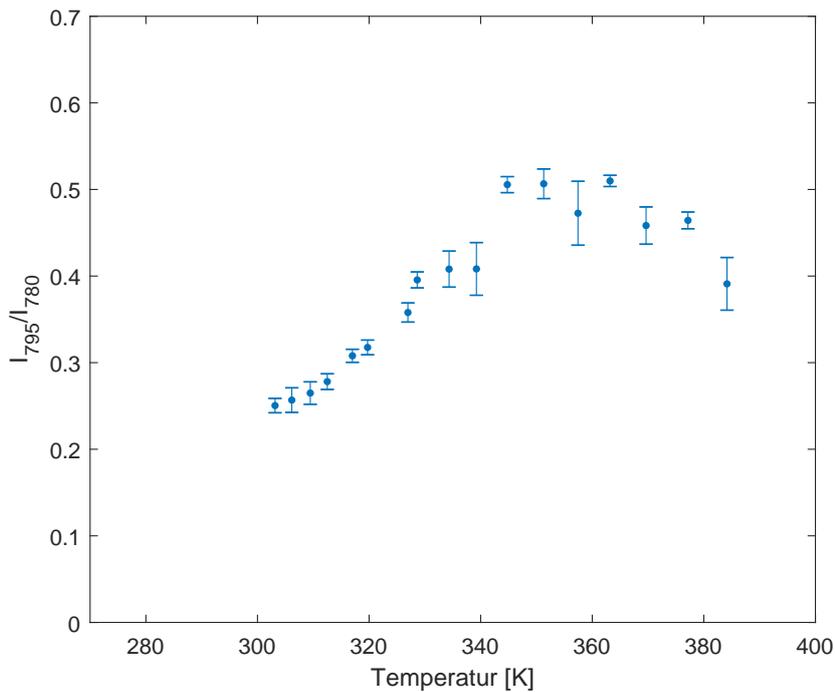
Der Grund für die teilweise unterschiedliche Anzahl an Zählpunkten, liegt einerseits daran, dass das Spektrometer nicht immer auf den selben Bereich in der Zelle gerichtet ist, und andererseits, wenn mit unterschiedlichen Leistungen gepumpt wird.

4.2.4 Diskussion der Ergebnisse

In Abbildung 16 ist das Spektrum aus [1] und das gemessene Spektrum dargestellt.



(a) Das Verhältnis aus gepumpter Intensität und angeregtem Intensität aufgetragen über der Temperatur in Kelvin und eine simulierte Funktion der erwarteten Kurve [1].



(b) Das Verhältnis der Intensitäten bei gepumptem D_2 Übergang, bei einem Puffergasdruck von 10mbar, und deren Fehlerbalken

Abbildung 16: Vergleich zwischen erwartetem und gemessenem Fluoreszenzspektrum, bei gepumpter D_2 Linie

Es ergibt sich, innerhalb der Fehlergrenzen, ein ähnliches Bild der Fluoreszenz Messung. Außerdem ist der Knick bei beiden Messungen an der selben Stelle, bei etwa 360 Kelvin.

4.3 Transmissionsspektrum

4.3.1 Aufbau

Das Ziel in diesem Aufbau liegt darin, in dem Transmissionsspektrum eine stimulierte Emission der Spin-Flip Übergänge zu sehen. Dafür wird der Weak-Probe Laser (795 nm) mit dem Pumplaser (780 nm) über ein polarisierenden Strahlteiler (PBS), wie in Abbildung 17 dargestellt. Da bei hohen Temperaturen die Probe optisch Dicht wird, ist vor dem PBS ein Laser Verstärker vom Typ BoosTA 780 von Toptica (TA) eingebaut, um höhere Leistungen zu erreichen.

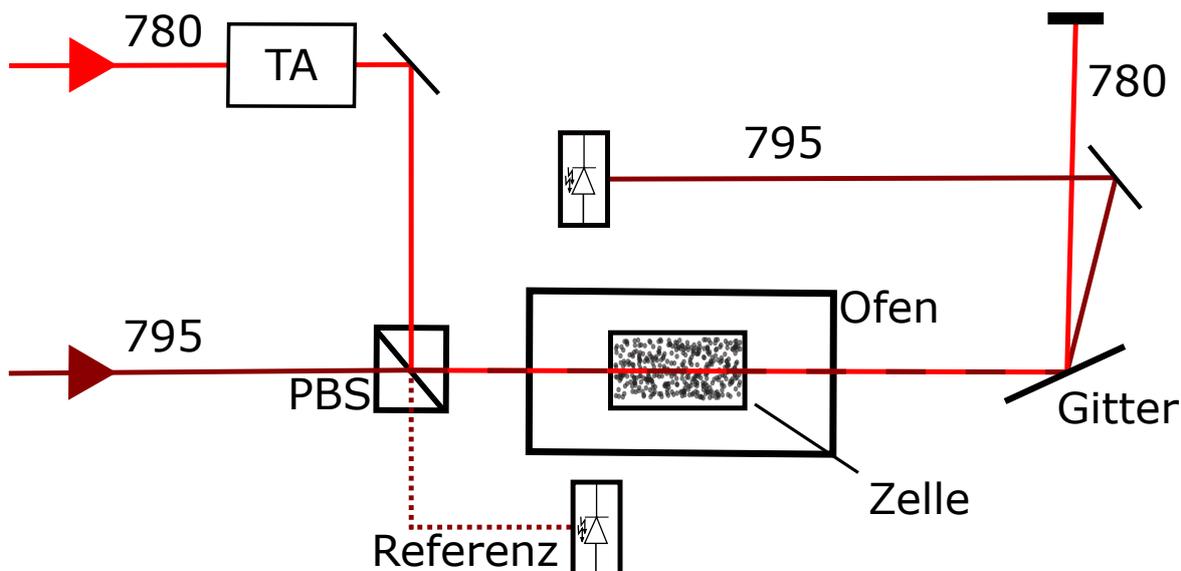


Abbildung 17: Schematischer Aufbau für ein Transmissionsspektrum. Dabei wird der Pumplaser (verstärkt durch einen BoosTA 780 von Toptica (TA)) und der Weak-Probe Laser, vor der Zelle, mit einem polarisierenden Strahlteiler (PBS) überlappt und hinter der Zelle über ein Gitter getrennt. Außerdem wird noch eine Referenzmessung vor der Zelle gemacht.

Dabei wird hinter der Zelle ein Gitter verwendet, um den starken Pumplaser vom schwachen Weak-Probe Laser zu trennen. Die Diode (PDA36A-EC) wird mit einem Oszilloskop verbunden, bei welchem, bei Temperaturen unter 340 K 50 mal und für alle höheren Temperaturen 100 mal gemittelt wird. Des weiteren, wird jeweils ein Spektrum ohne Pumplaser aufgenommen, um die aktuelle Temperatur ermitteln zu können. Außerdem wird noch eine Referenzmessung (Background) vor der Zelle gemacht, um den Scanverlauf des Weak-Probe Lasers zu ermitteln. Dieser sagt aus in welcher Form der Laser die Frequenzen durchläuft und wird später benötigt, um die Daten zu normalisieren.

Gemessen wird für verschiedene Temperaturen bei gleichbleibender Leistung des Pumplasers (für alle Experimente der 780 nm Laser). Dabei wird darauf geachtet, dass sich im Transmissionsspektrum des Weak-Probe Lasers (für alle Experimente der 795 nm

Laser), beim Übergang $5^2S_{1/2}(F=3) \leftrightarrow 5^2P_{1/2}(F=2, (2,3), 3)$ eine sichtbare stärkere Transmission einstellt (siehe Abbildung 18). Diese Verstärkung durch den Pumplaser resultiert daraus, dass der Pumplaser auf den Übergang $5^2S_{1/2}(F=3) \leftrightarrow 5^2P_{3/2}(F=4)$ gelockt ist. Dadurch werden ein Großteil der Elektronen aus dem $5^2S_{1/2}(F=3)$ Zustand weggepumpt und fallen in den $5^2S_{1/2}(F=2)$ Zustand.

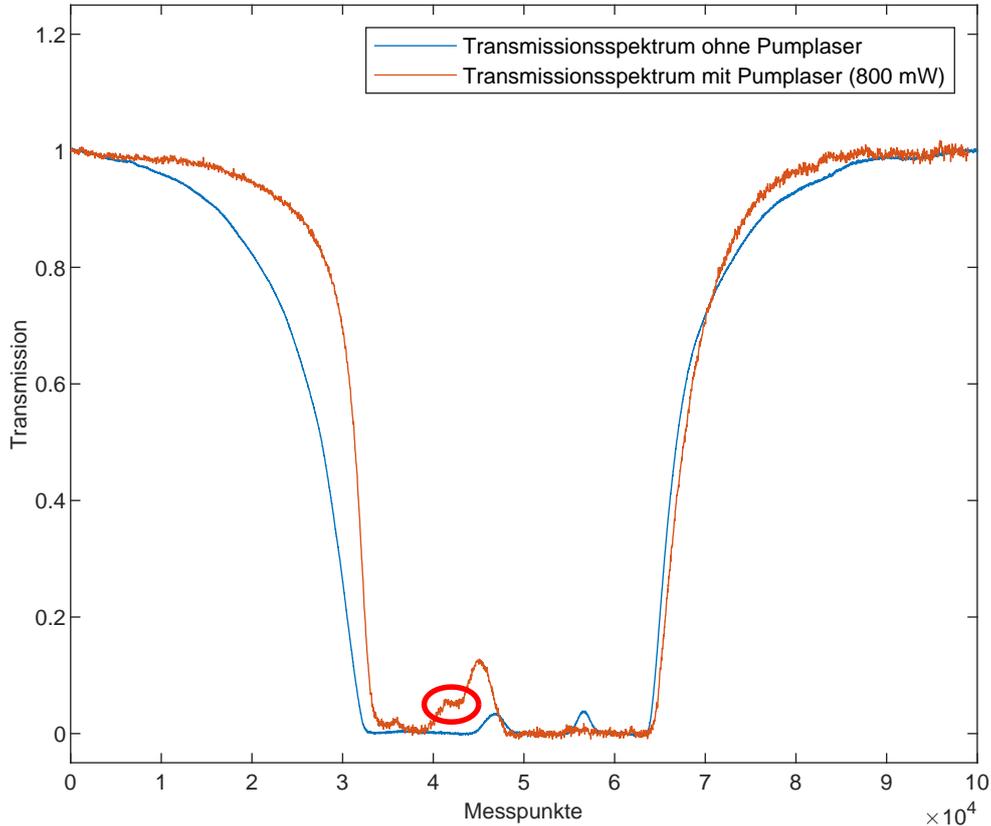


Abbildung 18: Zwei Transmissionsspektren, einmal mit und einmal ohne Pumplaser. Roter Bereich kennzeichnet die Veränderung durch den Pumplaser

4.3.2 Auswertung

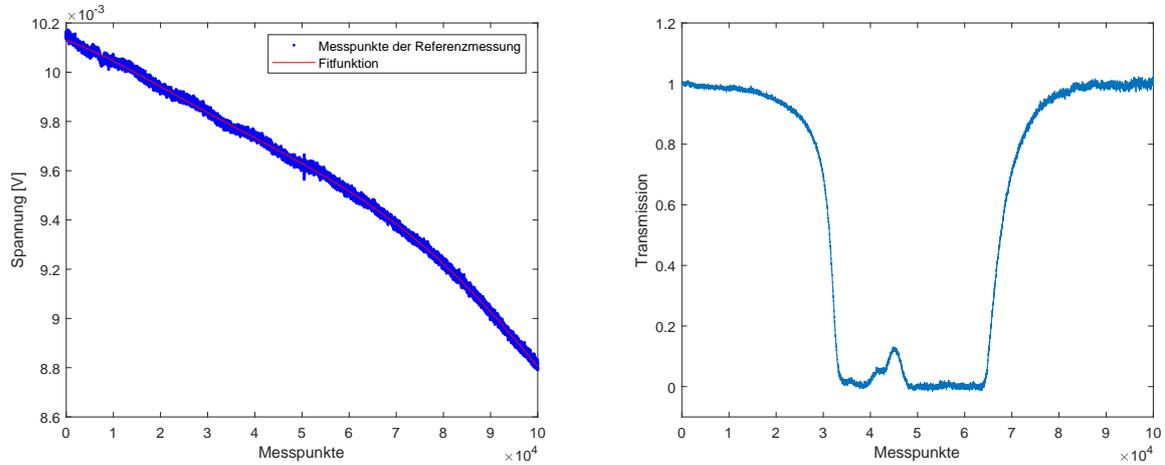
Bei höheren Temperaturen muss zu erst der Offset des Detektors entfernt werden, da die Zelle optisch dicht wird, das heißt, dass kein Licht dieser Frequenz mehr transmittiert wird. Danach wird an das gemessene Referenzsignal, ein Polynom fünften Grades gefittet. Aufgrund des Lambert-Beer'schen Gesetztes [8],

$$\frac{I}{I_0} = e^{-\alpha \Delta z}, \quad (13)$$

werden die gemessenen Daten durch das Referenzsignal (Eingangsintensität I_0) geteilt, sodass ein normalisiertes Transmissionsspektrum gewonnen wird. Dabei ist I die transmittierte Intensität, α der Absorptionskoeffizient und Δz die zurückgelegte Strecke im

absorbierenden Medium.

In Abbildung 19 ist einmal der Verlauf des Scans (Referenzsignal) und ein Normalisiertes und Offset korrigiertes Transmissionsspektrum bei einer Temperatur von 363,2 K zu sehen.



(a) Das gemessene Referenzsignal mit der gefitteten Funktion

(b) Das Background und Offset korrigierte Transmissionsspektrum

Abbildung 19: Referenzsignal und Background und Offset korrigiertes Transmissionsspektrum bei einer Temperatur von 363,2 K bei einer Pumplaser Leistung von 800 mW.

Nach der Korrektur des Transmissionsspektrum, wurde der Peak (in Abbildung 19 ungefähr bei Messpunkt 42000), mittels Peakfinder in Matlab bestimmt. Dies wurde für Temperaturen zwischen 300 K und 380 K, jedoch für angepasste Leistungen, gemessen. Es wurden Messreihen der Leistungen 60 mW, 80 mW, 400 mW und 800 mW angelegt. Sobald der Peak nicht mehr unterscheidbar war, von dem Hintergrundrauschen, wurde diese Leistung nicht weiter untersucht. Das Ergebnis findet sich in Abbildung 20.

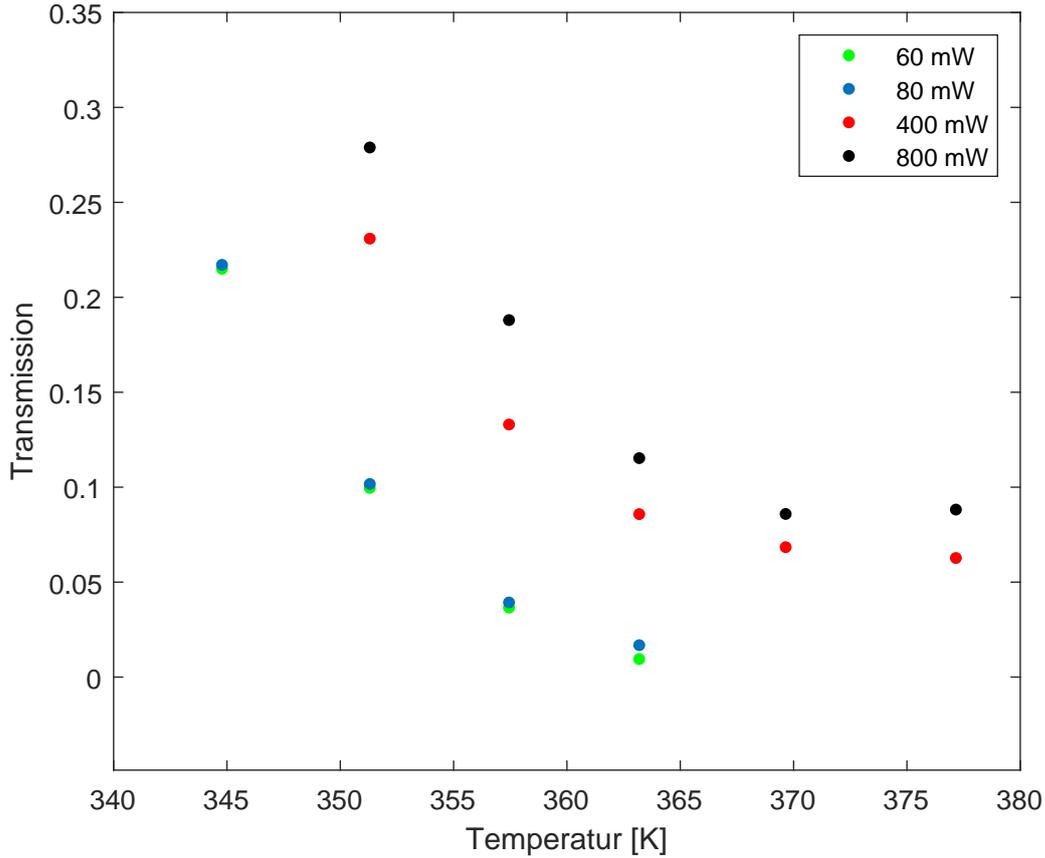


Abbildung 20: Die Transmission für den Peak bei dem $5^2S_{1/2}(F=3) \leftrightarrow 5^2P_{1/2}(F=2, (2,3), 3)$ Übergang, mit verschiedenen Pump Leistungen des 780 nm Lasers

4.3.3 Fehleranalyse

Die hier fehlerbehaftete Größe ist die Aufnahmequalität des Detektors. Im Versuch wurde das Transmissionsspektrum mit einer Verstärkung von 70 dB und der Background mit 0 dB aufgenommen. Nach [9] liegt der Fehler des Detektors (PDA36A-EC, Si Amplified) bei elektronischem Hintergrundrauschen, bei einer Verstärkung von 70 dB, bei $\Delta U_P = \pm 1,1 \text{ mV}$ und, bei einer Verstärkung von 0 dB, bei $\Delta U_B = \pm 300 \mu\text{V}$. Der Fehler auf das Endergebnis wird wieder mittels einer Fehlerfortpflanzung ermittelt. Dabei wird kurz auf das Vorgehen zur Ermittlung des Transmissionswertes zurückgegriffen.

$$T_{\text{Transmission}} = \frac{P}{B} \quad (14)$$

Hierbei steht P für den Peak im Offset korrigierten Transmissionsspektrum (in Volt) und B für den äquivalenten Punkt im Referenzsignal (Background, in Volt). Über die Fehlerfortpflanzung ergibt sich somit

$$\Delta T_{\text{Transmission}} = \left| \frac{1}{B} \right| \cdot \Delta U_P + \left| \frac{P}{B^2} \right| \cdot \Delta U_B = \left| \frac{1}{B} \right| \cdot \Delta U_P. \quad (15)$$

Dabei wird der zweite Term vernachlässigt, da der Fehler des ersten Terms im mV Bereich und der Fehler des zweiten Terms im μV Bereich liegt. Die Änderung im resultierenden Fehler wäre also extremst klein und somit vernachlässigbar. Es ergibt sich dann folgendes Schaubild.

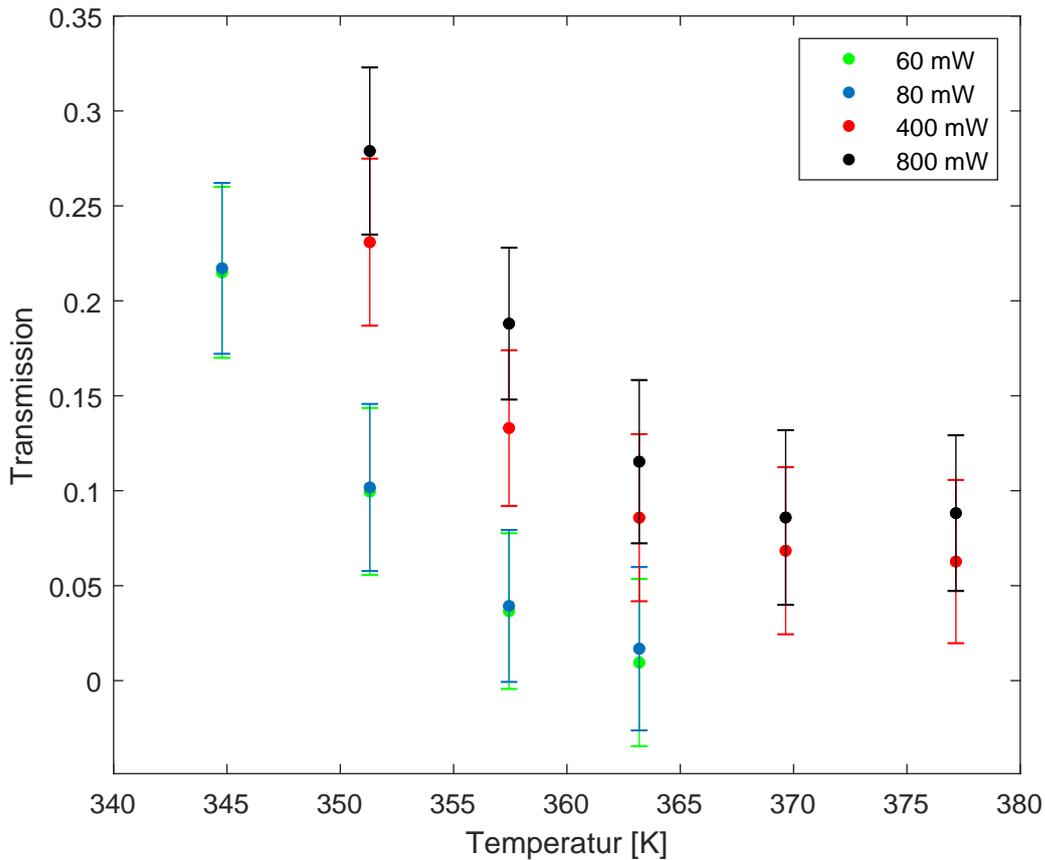


Abbildung 21: Die Transmission für den Peak bei dem $5^2\text{S}_{1/2}(F=3) \leftrightarrow 5^2\text{P}_{1/2}(F=2, (2,3), 3)$ Übergang, mit verschiedenen Pump Leistungen des 780 nm Lasers und deren Fehlerbalken

Der Grund für den großen Offset Wert zwischen den 60, 80 mW und den 400, 800 mW Messreihen liegt darin, dass bei höheren Temperaturen das Messsignal immer kleiner wird und somit das Hintergrundrauschen des Detektors im Verhältnis immer größer.

4.3.4 Diskussion der Ergebnisse

Es wurden mehrere Messreihen gemacht um den Verlauf des $5^2S_{1/2}(F=3) \leftrightarrow 5^2P_{1/2}(F=2, (2,3), 3)$ Übergang zu untersuchen (siehe Abbildung 20). Diese wurden dann abgebrochen sobald der Peak im Rauschen unterging.

Dass die verschiedenen Messreihen zu verschiedenen konstanten Werten laufen, liegt daran, dass bei höheren Temperaturen das Rauschen des Detektors im Verhältnis immer größer wird, und somit die Peaks schon bei höheren Transmissionen nicht mehr unterscheidbar sind.

Die erwartete Verstärkung durch stimulierte Emission konnte nicht beobachtet werden. Diese sollte im statistischen Mittel jedoch auch erst bei ca. 390 K einsetzen (siehe Abbildung 7). Das Problem bei diesen Temperaturen ist, dass die Übergänge optisch dicht wurden (Transmission = 0) und somit kein Signal detektiert werden kann. Eine mögliche Lösung ist, die Leistung des Pumpasers so weit zu erhöhen, bis wieder ein Signal ankommt. Da die maximale Leistung des Lasers erreicht wurde, konnte somit nicht weiter gemessen werden. Eine zweite Lösung ist, den Druck des Stickstoffes in der Zelle zu erhöhen. Dadurch wird die mittlere Kollisionszeit gesenkt und die Verstärkung sollte schon bei niedrigeren Temperaturen detektierbar sein. Eine weitere Lösung ist, die Länge der Zelle zu reduzieren. Hier war die Zelle 12 cm lang. Da die Effekte auch schon bei kürzeren Zellen zu sehen sein müssten, kann mit kleineren Zellen bei höheren Temperaturen gemessen werden und bestätigen ob oder ob nicht eine Verstärkung durch stimulierte Emission stattfindet.

5 Fazit

Bei der Fluoreszenz Messung wurde das Verhältnis der Intensitäten, angeregte zu gepumpter Wellenlänge, in Abbildung 16 aufgetragen. Somit konnte das Ergebnis aus [1] reproduziert werden.

Die daraus gemachte Annahme, dass die Fluoreszenz abnimmt aufgrund einer gerichteten Ausbreitung, ausgelöst durch stimulierte Emission, konnte nicht nachgewiesen werden. Jedoch konnte, aufgrund von technischen Einschränkungen, nicht bei ausreichend hohen Temperaturen gemessen werden, an welchen ein deutlicher Effekt zu sehen sein sollte. Die technischen Einschränkungen können aber, durch mehr Leistung des Pumplasers, eine kürzere Zelle mit gleichem Puffergasdruck oder einer gleich langen Zelle mit höherem Puffergasdruck umgangen werden.

Die gewonnenen Ergebnisse bestätigen zwar nicht die Annahme aus [1], widerlegen sie aber auch nicht. Für genauere Informationen, im interessanten Temperaturbereich, müssen weitere Messungen mit, zum Beispiel, obigen Verbesserungen gemacht werden.

Literatur

- [1] Ralf Albrecht. Integrated and Time-Resolved Measurements of Collisional Energy Transfer in Rubidium P-States, 2017.
- [2] Daniel A. Steck. Rubidium 85 D Line Data. <https://steck.us/alkalidata/rubidium85numbers.pdf>. (revision 2.1.6, 20 September 2013).
- [3] Daniel A. Steck. Rubidium 87 D Line Data. <https://www.steck.us/alkalidata/rubidium87numbers.1.6.pdf>. (revision 1.6, 14 October 2003).
- [4] Wolfgang Demtröder. Experimentalphysik 1 : Mechanik und Wärme. 8. Auflage 2018.
- [5] Mark A. Zentile, James Keaveney, Lee Weller, Daniel J. Whiting, Charles S. Adams, Ifan G. Hughes. ElecSus: A program to calculate the electric susceptibility of an atomic ensemble. 26 November 2014.
- [6] MATTHEW D. ROTONDARO and GLEN P. PERRAM. COLLISIONAL BROADENING AND SHIFT OF THE RUBIDIUM D₁ AND D₂ LINES ($5^2S_{1/2} \rightarrow 5^2P_{1/2}, 5^2P_{3/2}$) BY RARE GASES, H₂, D₂, N₂, CH₄ AND CF₄. 12. August 1996.
- [7] Michael Grabe. Grundriss der Generalisierten Gauß'schen Fehlerrechnung, 2011.
- [8] Wolfgang Demtröder. Experimentalphysik 2 : Elektrizität und Optik. 7. Auflage 2017.
- [9] Manual. <https://www.thorlabs.com/drawings/dcceb2126815bfd3-05E97404-EA9B-C5F6-F952DAD3492EAAEA/PDA36A-EC-Manual.pdf>.