

Raman-Seitenbandkühlung von Rubidiumatomen

Simon Schroers

Bachelorarbeit in Physik
angefertigt im Institut für Angewandte Physik

vorgelegt der
Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der
Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität
Bonn

August 2022

Ich versichere, dass ich diese Arbeit selbstständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt sowie die Zitate kenntlich gemacht habe.

Bonn,
Datum

.....
Unterschrift

1. Gutachter: Prof. Dr. Sebastian Hofferberth
2. Gutachter: Prof. Dr. Dieter Meschede

Inhaltsverzeichnis

1	Rubidium	3
1.1	Atomare Struktur von Rubidium	3
1.1.1	Fein- und Hyperfeinstruktur von ^{87}Rb	3
1.1.2	Zeemanaufspaltung der Hyperfeinniveaus	5
2	Das Rubidium-Quanten-Optik-Experiment	6
2.1	Aufbau des Experimentes rund um die Experimentkammer	6
2.2	Experiment-Sequenz	6
2.3	Messung der Transmission bei Resonanz eines geschlossenen Überganges	7
2.4	Aufnahme von Absorptionsbildern	8
3	Optisches Pumpen	10
3.1	Hintergründe des optischen Pumpens	10
3.2	Aufbau	10
3.3	Messungen und Kalibrierungen	12
3.3.1	Magnetfeldkompensation	12
3.3.2	Optimierung von Polarisation und Strahlleistung des optischen Pumpens	14
4	Raman-Seitenbandkühlung	17
4.1	Theoretische Hintergründe	17
4.1.1	Interaktion der Rubidiumatome mit einem elektrischen Feld	17
4.1.2	Raman-Übergänge und die Entstehung von Seitenbändern	18
4.1.3	Der Kühlzyklus in einer Dimension	19
4.1.4	Lamb-Dicke-Regime	21
4.1.5	PID-Regler	21
4.1.6	Adiabatisches Auf- und Absenken einer optischen Falle	22
4.2	Aufbau	23
4.2.1	Optisches Gitter	23
4.2.2	Polarisierer	26
4.3	Berechnungen und Abschätzungen	26
4.3.1	Raman-Seitenbandkühlung in drei Dimensionen	26
4.3.2	Abschätzung der Kühlrate	28
4.4	Vorgenommene Messungen und Kalibrierungen	30
4.4.1	Polarisationsoptimierung	30
4.4.2	Einstellung der PID-Regelung zur Steuerung der Laserleistung für das optische Gitter	31

4.4.3	Anordnung der Gitter- und Polarisiererstrahlen	34
4.4.4	Überprüfung der Zustandsvorbereitung	35
4.5	Anwendung des Raman-Seitenbandkühlens	37
5	Fazit und Ausblick	43
6	Danksagung	44
	Literatur	45

Einführung

Schrödinger postulierte 1952, es sei nicht möglich ein Einzel-Partikel-Ereignis unter geplanten und regulierbaren Umständen zu beobachten und damit zu experimentieren [1]. Mit der Entwicklung der Laserkühlung in den 1970er Jahren [2–4] war jedoch der erste Schritt gemacht, um eben dies zu erreichen. Monochromatischen Laser waren in der Lage (hyper-)feine atomare Übergänge anzuregen, wodurch es möglich wurde Atome einzufangen, zu kühlen und mit ihnen ein breites Spektrum an Experimenten durchzuführen.

Unser Experiment beschäftigt sich mit der Untersuchung von Atomwolken aus Rubidium. Die Atome werden dafür zunächst mit Hilfe einer magnetooptischen Falle (MOT) eingefangen und in eine optische Dipolfalle (ODT) überführt. Anschließend werden die Atome in den gewünschten Zustand präpariert und gekühlt, um eine möglichst dichte Atomwolke zu erzeugen. Mithilfe von Zwei-Photonen-Anregungen werden dann die Atome in einen hochenergetischen „Rydbergzustand“ angeregt [5]. Das äußerste Elektron ist dabei weit vom Kern entfernt, wodurch sich das Atom wie ein Wasserstoffatom verhält. Zusätzlich verschiebt dieses die Energieniveaus nahe gelegener Atome, aufgrund des Stark-Effektes [6]. Dadurch können die anderen Atome nicht mehr angeregt werden, was als „Blockade-Effekt“ bezeichnet wird [7]. Auf Basis dieses Effektes lassen sich beispielsweise Quantengatter realisieren und nichtlineare Effekte beobachten [8, 9]. Die (angeregte) Atomwolke wird abschließend durch einen Beschuss mit wenigen Photonen auf ihre Absorptivität untersucht [10].

Im Zuge meiner Bachelorarbeit habe ich am Wiederaufbau des Rubidium-Quanten-Optik-Experiments (RQO) in Bonn nach Vorbild des Aufbaus in Odense (Dänemark) mitgewirkt. Im Zentrum des Aufbaus standen die Implementation des optischen Pumpens und der Raman-Seitenbandkühlung.

Optisches Pumpen ist eine weit verbreitete Technik, um Atome in einem bestimmten gewünschten (Hyperfein-)Zustand zu präparieren [11]. Dazu müssen nicht nur die Ausrichtung des Strahles, seine Polarisation und seine Leistung angepasst werden, sondern auch das Magnetfeld kalibriert und korrekt angelegt werden.

Durch Raman-Seitenbandkühlung sollen die Atome bis in den Bereich weniger Mikrokkelvin gekühlt werden ([12–14]). Dies ist keine Technik, die allein in Experimenten mit Rydbergatomen genutzt wird, sondern in vielen Experimenten mit kalten Atomen, wie zum Beispiel Atom-Tweezer-Experimenten oder der Erzeugung von Bose-Einstein-Kondensaten, ihre Verwendung findet. Effektive Kühlmethode sind elementar, um über viele Messzyklen gleiche Bedingungen zu schaffen und so ein große Menge an Experimenten unter möglichst gleichen Bedingungen durchzuführen.

Dazu wird ein optisches Gitter angelegt, welches sich in seinem Potentialminimum näherungsweise quadratisch verläuft. Dadurch verhalten sich die Atome in dem Potential wie Teilchen in einem harmonischen Oszillator und nehmen entsprechende Vibrationsenergieniveaus an. Durch Nutzung eines weiteren „Polarisierers“ und Anlegen eines Magnetfeldes ist es möglich, die Energie der Atome bis auf

Inhaltsverzeichnis

Temperaturen jenseits des Doppler-Limits zu verringern. Diese Arbeit beschreibt nicht nur die theoretischen Grundlagen dieser Kühlmethode und den experimentellen Aufbau, sondern auch die Schritte und Kalibrierungen die vorgenommen wurden, um das Kühlverfahren erfolgreich zu implementieren.

Rubidium

1.1 Atomare Struktur von Rubidium

Rubidium ist ein Alkalimetall mit der Ordnungszahl $Z = 27$. Es kommen lediglich die Isotope ^{87}Rb (27.83%) und ^{85}Rb (72.17%) natürlich vor [15]. Als Alkalimetall hat Rubidium ein einzelnes Außenelektron im $5S_{1/2}$ -Zustand, wodurch seine Struktur der des Wasserstoffatoms ähnelt. Die inneren Schalen sind vollständig gefüllt und tragen somit nicht zum Gesamtspin und Drehimpuls des Atoms bei. Das äußere Elektron wechselwirkt nicht nur mit dem Kern, sondern auch mit den Elektronen in den inneren Schalen. Es kann näherungsweise angenommen werden, dass die inneren Elektronen die Kernladung abschirmen und so die Bindungsenergie verringern. Die Stärke der Abschirmung ist abhängig vom Überlapp der Wellenfunktion des äußersten Elektrons mit den Wellenfunktionen der inneren Elektronen. Diesen Effekt berücksichtigt der Quantendefekt δ_l , mit dem die Energieaufspaltung der Grobstruktur korrigiert wird. Die Energieniveaus ergeben sich durch $E = -hc \frac{R_\infty}{(n-\delta_l)^2}$ [16]. Hierbei beschreibt die Hauptquantenzahl n , in welcher Schale sich das Elektron befindet. Desweiteren beschreiben R_∞ die Rydbergkonstante, h das Plancksche Wirkungsquantum und c die Lichtgeschwindigkeit. Der Quantendefekt ist abhängig vom Bahndrehimpuls des äußersten Elektrons, da dieser beeinflusst, wie weit der Erwartungswert der Wellenfunktion vom Kern entfernt liegt. Mithilfe dieser Näherung kann die Feinstruktur- und Hyperfeinstrukturaufspaltung berechnet werden.

1.1.1 Fein- und Hyperfeinstruktur von ^{87}Rb

Die Energie eines Elektrons wird durch seine Quantenzahlen beschrieben [17]. Die Hauptquantenzahl n gibt an in welcher Schale sich das Elektron befindet. L mit $|\vec{L}| = \hbar\sqrt{L(L+1)}$ beschreibt den Betrag des Bahndrehimpulses \vec{L} und S den Betrag des Spins \vec{S} (beim Elektron gilt $S = \frac{1}{2}$). Dabei kann L nur ganzzahlige Werte annehmen und stets kleiner als n sein. Zusätzlich beschreiben die Quantenzahlen m_L und m_S die z-Komponente von Bahndrehimpuls und Spin und dürfen maximal die Werte L bzw. S annehmen. Die Feinstrukturaufspaltung basiert auf der Kopplung des Drehimpulses \vec{L} und des Spins \vec{S} des Elektron zum Gesamtdrehimpuls des Elektrons $\vec{J} = \vec{L} + \vec{S}$. Dabei gilt $|L - S| \leq J \leq L + S$, wobei J den Betrag des Gesamtdrehimpulses beschreibt.

Befindet sich das Elektron von ^{87}Rb in der $5S$ -Schale, so hat es die Quantenzahlen $L = 0$ und es gibt zwei Zustände bei $J = \frac{1}{2}$ ($m_J = \pm\frac{1}{2}$). Ist das Elektron hingegen in der $5P$ -Schale ($L = 1$) so gibt es für J die Möglichkeiten $J = \frac{1}{2}$ ($m_J = \pm\frac{1}{2}$) und $J = \frac{3}{2}$ ($-\frac{3}{2} \leq m_J \leq \frac{3}{2}$). Die Korrektur der Feinstrukturaufspaltung

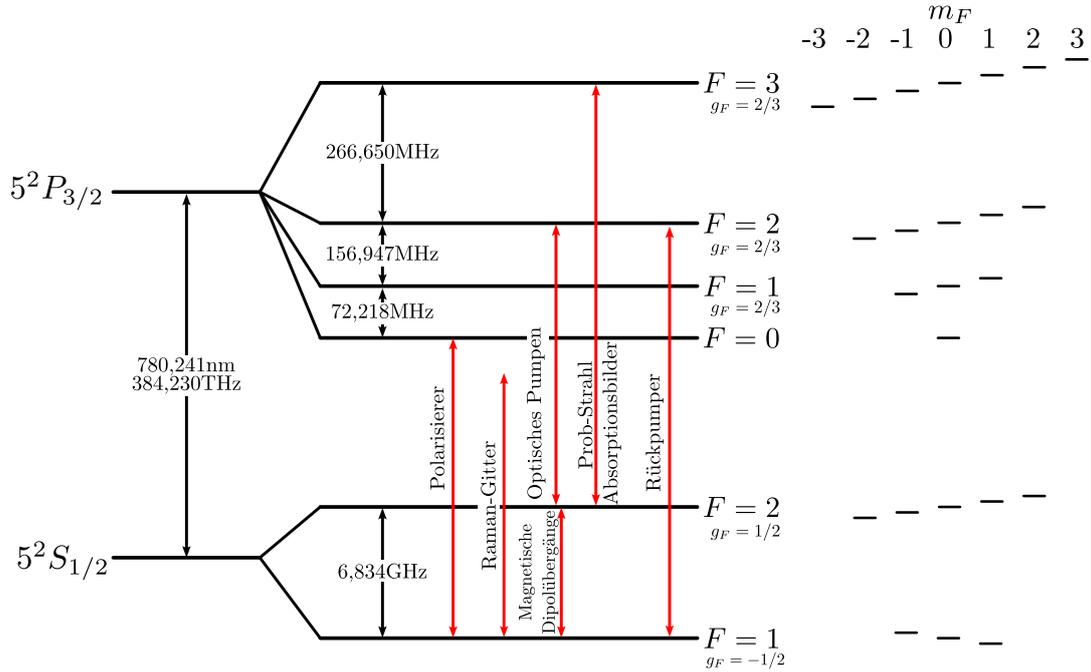


Abbildung 1.1: Die Abbildung zeigt die Hyperfeinstrukturaufspaltung der Niveaus von $|5S_{1/2}\rangle$ und $|5P_{3/2}\rangle$ von ^{87}Rb . Ganz links wird hier die Resonanzfrequenz des Überganges der D_2 -Linie aufgetragen. Der mittlere Bereich zeigt die Hyperfeinaufspaltung des Isotops inklusive der Frequenzen, mit denen Übergänge zwischen den Niveaus angeregt werden können. Zusätzlich ist dort eingetragen, welche Übergänge die verschiedenen genutzten Laser anregen. Auf der rechten Seite ist die Zeemanaufspaltung der m_F -Zustände bei Anlegen eines konstanten Magnetfeldes schematisch dargestellt, Linienpektren und Landé-Faktoren stammen aus [6].

kann näherungsweise durch die folgende Formel berechnet werden [16]:

$$\Delta E_{FS} = \alpha^2 hc R_\infty \frac{Z_i^2 Z_0^2}{(n - \delta_l)^3 L(L + 1)} \quad (1.1)$$

Dabei beschreibt Z_i die innere Kernladungszahl (was ungefähr der Kernladungszahl Z entspricht) und Z_0 die äußere Kernladungszahl ($Z_0 \approx 1$). Bei $\alpha = \frac{1}{137}$ handelt es sich um die Feinstrukturkonstante. So lange kein äußeres Magnetfeld angelegt wird, sind die verschiedenen m_j -Zustände entartet.

Der Atomkern verfügt über einen Spin \vec{I} (im Falle von ^{87}Rb gilt $I = \frac{3}{2}$), welcher mit dem Gesamtdrehimpuls des Elektrons \vec{J} zum Gesamtdrehimpuls des Atoms \vec{F} koppeln kann. Die Verschiebung der Energieniveaus ist um den Faktor $\frac{m_e}{M_p \cdot Z_i}$ schwächer, weswegen hier von der Hyperfeinstrukturaufspaltung gesprochen wird. Auch im Falle der Hyperfeinstruktur wird die Quantenzahl F , mit $|\vec{F}| = \hbar\sqrt{F(F + 1)}$ eingeführt und definiert durch

$$|J - I| \leq F \leq J + I. \quad (1.2)$$

In diesem Experiment wird ausschließlich der Übergang $|5S_{1/2}\rangle \rightarrow |5P_{3/2}\rangle$ von ^{87}Rb genutzt, der auch D_2 -Linie genannt wird. Die Lage der Energieniveaus von $|5S_{1/2}\rangle$ und $|5P_{3/2}\rangle$ von ^{87}Rb und die wesentlichen Übergänge in diesem Experiment wird in Abb. 1.1 dargestellt.

1.1.2 Zeemanaufspaltung der Hyperfeinniveaus

Legt man ein magnetisches Feld \vec{B} an, so spielt die Ausrichtung der magnetischen Momente von Kern und Elektron auch eine Rolle. Die verschiedenen m_F -Zustände sind dann nicht mehr entartet, was als Zeemann-Effekt bezeichnet wird. Für die Energieaufspaltung gilt:

$$E_Z = \frac{\mu_B}{\hbar} (g_S \vec{S} + g_L \vec{L} + g_I \vec{I}) \cdot \vec{B} \quad (1.3)$$

Die Landé-Faktoren g_L , g_S und g_I geben an, wie stark der Beiträge von Kern- und Elektronenspin sowie des Bahndrehimpulses sind. In dem Fall, dass diese Energieaufspaltung schwach im Vergleich zur Hyperfeinstruktur ist, kann die Energieverschiebung für ein Magnetfeld in z-Richtung geschrieben werden als:

$$\Delta E_Z = \frac{\mu_B}{\hbar} g_F B_z m_F \quad (1.4)$$

Dabei gilt für die Landé-Faktoren [6]:

$$\begin{aligned} g_L &\approx 1 \\ g_S &\approx 2 \\ g_J &\approx 1 + \frac{J(J+1) + S(S+1) - L(L+1)}{2J(J+1)} \\ g_F &\approx g_J \frac{F(F+1) - I(I+1) + J(J+1)}{2F(F+1)} \end{aligned} \quad (1.5)$$

Die Darstellung der Zeemanaufspaltung der Hyperfeinniveaus befindet sich ebenfalls in Abbildung 1.1. Durch Anlegen eines Magnetfeldes, welches eine Zeemanaufspaltung verursacht, die größer als die Fein- bzw. Hyperfeinaufspaltung ist, wird die Kopplung von \vec{I} und \vec{J} bzw. die Kopplung von \vec{L} und \vec{S} aufgehoben. Dann koppeln die magnetischen Momente alle einzeln mit dem externen Magnetfeld und es kommt in der Hyperfein- und Feinstruktur zur Aufspaltung in mehrere Unterniveaus. In diesem Falle spricht man vom Paschen-Back-Effekt [18].

Das Rubidium-Quanten-Optik-Experiment

In diesem Kapitel sollen die wesentlichen Komponenten des Experimentes und einige experimentelle Techniken eingeführt werden, um zu veranschaulichen, welche Rolle das optische Pumpen und die Raman-Seitenbandkühlung innerhalb des Experimentes einnehmen. Da die Anregung der Atome in den Rydbergzustand bei der Implementation von optischem Pumpen und Raman-Seitenband-Kühlung noch nicht eingesetzt wurde, wird diese in der Folge nicht weiter beschrieben.

2.1 Aufbau des Experimentes rund um die Experimentkammer

Das Experiment ist auf insgesamt zwei optischen Tischen aufgebaut. Auf dem Lasertisch befinden sich die meisten genutzten Laser und die Optiken zur Strahlaufteilung, Steuerung und Frequenzstabilisierung der Laser. Der Experimenttisch beherbergt hingegen den eigentlichen Aufbau inklusive der Einzelphotonenzähler und Kameras zur Analyse der Atomwolke. Das Herzstück des Experimentes stellt die Vakuumkammer dar, in welcher ein Druck von ca. $1 \cdot 10^{-9}$ mbar herrscht (s. Abb. 2.1). Mithilfe von erhitzbaren Rubidiumstäben wird dort ein Rubidiumdampf erzeugt. Die Atome dieses Dampfes werden mithilfe einer Magnetooptischen-Falle eingefangen, welche den Übergang $|5S_{1/2}, F = 2, m_F = 2\rangle \rightarrow |5P_{3/2}, F = 3', m'_F = 3\rangle$ nutzt. Die MOT besteht aus sechs Strahlen, die aus allen Raumrichtungen auf die Atome gerichtet werden. Darüber hinaus wird eine optische Dipolfalle genutzt, um die Atome ohne Nutzung eines Magnetfeldes festzuhalten. Diese basiert auf dem Effekt, der in Abschnitt 4.1.1 erklärt wird. Zwischen den Strahlen der Magnetooptischen Falle und der optischen Dipolfalle, sowie in z-Richtung, verlaufen die Strahlen, die für die Erzeugung des optischen Gitters zur Raman-Seitenbandkühlung verantwortlich sind. Ebenfalls in z-Richtung verläuft der Strahl des Polarisierers, auf den näher in Kapitel 4 eingegangen wird. Entlang der y-Achse verlaufen die beiden (antiparallelen) Probstrahlen für die Messung der Transmission der Atomwolke, sowie der Pump-Strahl des optischen Pumpens und der Rückpumper-Strahl.

2.2 Experiment-Sequenz

Jede experimentelle Sequenz beginnt mit einem Laden der Magnetooptischen Falle über einen Zeitraum von 600 ms. Danach werden die Feldstärke der Magnetfelder der MOT erhöht und die eingefangenen Atome komprimiert (120 ms). Während dieser gesamten Zeit ist die optische Dipolfalle bereits eingeschaltet,

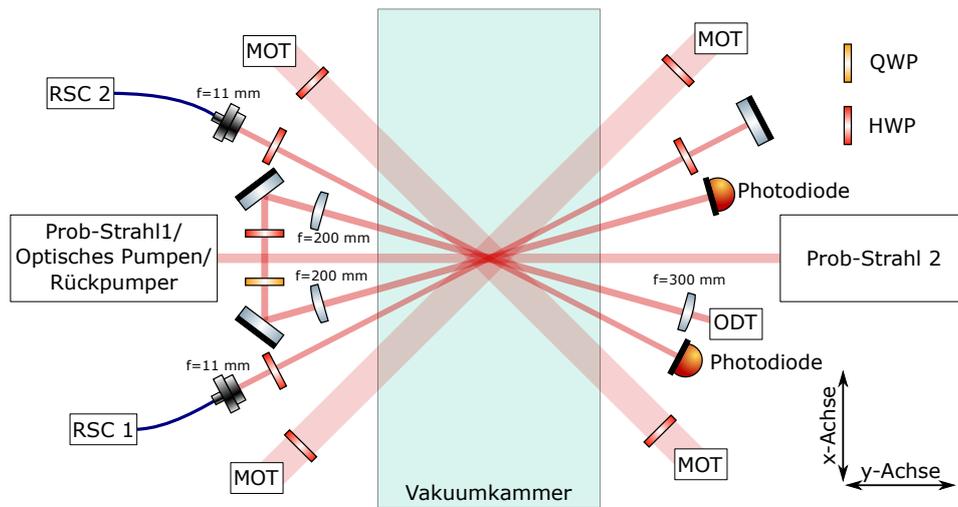


Abbildung 2.1: Anordnung der Laserstrahlen durch die Vakuummkammer in der xy -Ebene: Das Gas aus ^{87}Rb -Atomen wird mithilfe der Strahlen aus der magnetooptischen Falle eingefangen und anschließend mithilfe der optischen Dipolfalle festgehalten. Die Strahlen für die Erzeugung des optischen Gitters (RSC1 und RSC2) verlaufen zwischen den Strahlen von MOT und Dipolfalle. Entlang der y -Achse verlaufen die beiden Strahlen zur Messung des Transmission (Probstrahl 1 und 2), der Strahl für das optische Pumpen (Pump-Strahl) und der Rückpumper.

um Atome in diese zu laden. Nach Ausschalten der MOT folgt evaporatives Kühlen. Dies geschieht, indem die Leistung der Strahlen der Dipolfalle in zwei Stufen linear abgesenkt werden. Währenddessen werden die Atome in zwei Abschnitten mit einer Dauer von je 19 ms mittels Raman-Seitenbandkühlung gekühlt. Durch optisches Pumpen über eine Dauer von 0,1 ms werden die Atome in den Zustand $|5S_{1/2}, F = 2, m_F = 2\rangle$ gebracht.

Die erzeugte Atomwolke kann durch Messung der Absorption und die Aufnahme von Absorptionsbildern untersucht werden, was klassischerweise hintereinander geschieht. In diesem Fall wird die Dipolfalle für jeweils $10\ \mu\text{s}$ abgeschaltet und die Transmission der Probstrahlen währenddessen gemessen. Diese Messung wird insgesamt 1000 mal mit jeweils $90\ \mu\text{s}$ Pause vorgenommen. Anschließend wird ein Bild der Atomwolke aufgenommen und die Falle für 10 ms ausgeschaltet. Während dieser Zeit verlassen die Atome die Falle aufgrund ihrer Restwärme und der Gravitation. Anschließend wird erneut in 1000 Pulsen die Transmission der Prob-Strahlen bei leerer Falle gemessen und ein Bild aufgenommen.

2.3 Messung der Transmission bei Resonanz eines geschlossenen Überganges

Um das Ensemble aus gekühlten ^{87}Rb -Atomen auf ihre Eigenschaften wie Dichte, Zustand und Teilchenzahl zu untersuchen, wird es mit zwei Prob-Lasern beschossen, die relativ zu den Teilchen σ^+ -polarisiert und resonant zum $|5S_{1/2}, F = 2, m_F = 2\rangle \rightarrow |5P_{3/2}, F' = 3, m'_F = 3\rangle$ -Übergang sind. Diese haben eine Leistung von jeweils $2,8 \cdot 10^{-12}\ \text{W}$, was ca. 110 Photonen pro $10\ \mu\text{s}$ -Puls entspricht. Die Anzahl der transmittierten Photonen wird mithilfe von Einzelphotonenzähler (*Single Photon Counting Modules* der Firma *Excelitas*) ermittelt. Nachdem die Atome angeregt wurden, zerfallen sie entweder über spontane Emission (der $|5P_{3/2}\rangle$ Zustand hat eine mittlere Lebensdauer von $(26,235 \pm 0,008)\ \text{ns}$

[6]) oder durch stimulierte Emission in den Zustand $|5S_{1/2}, F = 2, m_F = 2\rangle$. Andere Übergänge sind aufgrund der Auswahlregeln ($\Delta m_F = 0, \pm 1$) nicht möglich. Aus dem Grundzustand kann das Elektron erneut angeregt werden und so kommt es zu einem geschlossenen Übergang zwischen den beiden Niveaus. Die Richtung des Photons, das bei der spontanen Emission erzeugt wird, ist zufällig und wird daher nicht durch die genutzten Detektoren, die exakt auf die y-Achse des Experimentes ausgerichtet sind, detektiert. Es wird nun stets eine Messung der durchgelassenen Photonenzahl bzw. Lichtleistung mit und ohne Anwesenheit einer Atomwolke vorgenommen (I_{Atom} und I_0). Aus dem Verhältnis ergibt sich die Transmission T :

$$T = \frac{I_{\text{Atom}}}{I_0} \quad (2.1)$$

Für die Transmission in Abhängigkeit einer Verstimmung Δ rund um die Resonanzfrequenz eines Überganges der Atome gilt näherungsweise (nach [19]):

$$T(\Delta) = \exp\left(-\frac{OD}{1 + 4\frac{\Delta^2}{\Gamma^2}}\right) \quad (2.2)$$

Dabei beschreibt $\Gamma = 2\pi \cdot (6,0666 \pm 0,0018)$ MHz [6] die natürliche Lebensdauer des angeregten Zustandes und OD die optische Dichte, die angibt, wie stark ein Atomensemble das Licht des Probstrahls absorbiert. Die optische Dichte ist direkt proportional zur Teilchendichte $\frac{N}{V}$, dem Wirkungsquerschnitt σ_0 bei resonanter Streuung und der Länge L der Atomwolke in Richtung des Probstrahls [19]:

$$OD = \frac{N}{V} \sigma_0 L \quad (2.3)$$

2.4 Aufnahme von Absorption Bildern

Um zu überprüfen, wie gut einer der genutzten Strahlen die Atomwolke trifft, oder das zeitliche Ausbreiten einer Atomwolke bei Abwesenheit der optischen Falle zu untersuchen, werden Absorption Bilder von der Wolke gemacht [20]. Dazu werden die Atome nach Messung der Transmission mit den Probstrahlen aus der x- und der z-Richtung mit Licht aus einem *DLPro*-Laser von *TOPTICA* ([21]) bestrahlt. Diese sind auf den Übergang $|5S_{1/2}, F = 2\rangle \rightarrow |5P_{3/2}, F' = 3\rangle$ frequenzstabilisiert und ihre Strahlen werden mithilfe mehrerer Linsen aufgeweitet und kollimiert. Der transmittierte Lichtstrahl wird mithilfe von zwei Teleskopen zusätzlich verbreitert und mit *Pixelfly*-Kameras von *pco* aufgenommen [22]. Diese haben eine Pixelgröße von $6,45 \mu\text{m} \times 6,45 \mu\text{m}$ und ihre Auflösung wird durch Nutzung von Teleskopen zusätzlich verbessert. Diese Aufnahmen werden ebenfalls bei Abwesenheit einer Falle sowie bei geschlossener Kamerablende (zur Ermittlung des Hintergrundes) aufgenommen. Für jeden der Pixel wird nun aus den drei Bildern die optische Dichte berechnet (mit den Intensitäten I_{Atom} , I_0 und I_H für den Fall mit und ohne Atomwolke und bei geschlossener Blende):

$$OD = \log\left(\frac{I_0 - I_H}{I_{\text{Atom}} - I_H}\right) \quad (2.4)$$

Die optische Dichte wird dann in Form eines Absorption Bildes dargestellt (s. Abb. 2.2). Da die Intensität der genutzten Strahlen sehr groß ist, schießen diese die Atome aus ihrer ursprünglichen Lage weg, weshalb die Atome nicht mehr mit der optischen Dipolfalle eingefangen werden können. Daher kann

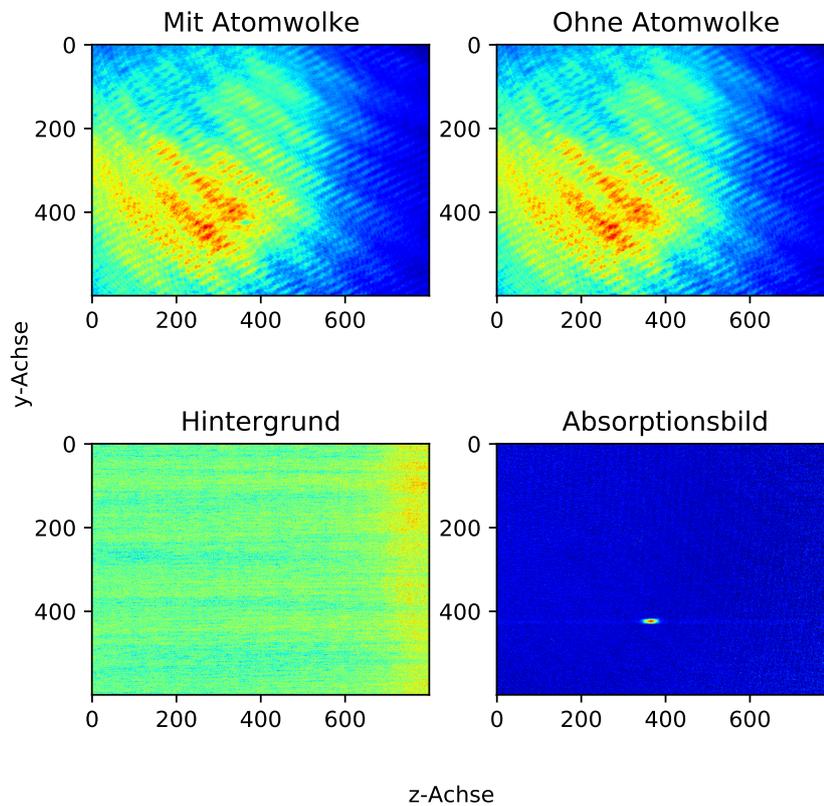


Abbildung 2.2: Aufnahmen der Absorptionskamera zur Erzeugung des Absorptionsbildes in der yz -Ebene: Die obere Zeile zeigt die Aufnahmen des transmittierten Lichtes mit und ohne Anwesenheit einer Atomwolke. Die Aufnahme des Hintergrundes geschieht bei geschlossener Kamerablende. Aus den drei Aufnahmen wird schließlich das Absorptionsbild (unten rechts) berechnet.

für jeden Messzyklus nur ein Absorptionsbild der Atomwolke aufgenommen werden. Will man zum Beispiel die zeitliche Entwicklung der Atomwolke ohne eine optische Falle untersuchen, so müssen mehrere Messzyklen vorgenommen werden.

Optisches Pumpen

3.1 Hintergründe des optischen Pumpens

Um die Absorption der σ^+ -polarisierten Probestrahlen zu erhöhen, sollen möglichst viele Atome in den Zustand $|5S_{1/2}, F = 2, m_F = 2\rangle$ gebracht werden. Dazu wird optisches Pumpen angewendet [11]. Dabei wird ein Magnetfeld angelegt, um eine Quantisierungsachse zu definieren und der Übergang $|5S_{1/2}, F = 2\rangle \rightarrow |5P_{3/2}, F' = 2\rangle$ mit σ^+ -polarisiertem Licht eines Pump-Lasers getrieben. Ein Pumpzyklus besteht aus einer Anregung und einem spontanen Zerfall. Bei der Anregung erhöht sich die m_F -Quantenzahl aufgrund der Polarisation des Lasers um eins. Aus dem angeregten Zustand zerfällt das Atom durch spontane Emission in die Zustände $|5S_{1/2}, F = 2\rangle$ oder $|5S_{1/2}, F = 1\rangle$. Dabei kann es, gemäß der Auswahlregeln, seine Magnetquantenzahl um eins erhöhen oder erniedrigen oder gar nicht ändern. Daher bleibt die Magnetquantenzahl bei der spontanen Emission im Mittel gleich ($\Delta m_F = 0$). Fällt das Atom in den $|5S_{1/2}, F = 1\rangle$ -Zustand, so kann es nicht erneut vom Pump-Laser angeregt werden. Daher muss zusätzlich ein σ^+ -polarisierter Rückpumper genutzt werden, der die Atome in den $|5P_{3/2}, F' = 2\rangle$ -Zustand anregt. Von dort können die Atome erneut nach $|5S_{1/2}, F = 2\rangle$ oder $|5S_{1/2}, F = 1\rangle$ zerfallen.

Der Zustand $|5S_{1/2}, F = 2, m_F = 2\rangle$ kann weder vom Rückpumper noch vom Pump-Laser angeregt werden, da es keinen Zustand mit $F' = 2$ und $m'_F = 3$ gibt. Daher wird dieser Zustand Dunkelzustand genannt und es sammeln sich dort im Falle perfekter Polarisation alle Atome [23]. Stoßen die Rubidiumatome jedoch miteinander, so ändern sie wiederum ihre Magnetquantenzahl hin zu einer Gleichverteilung der m_F -Quantenzahlen. Dieser Prozess verhindert, dass sich alle Atome im Dunkelzustand sammeln. Stattdessen nähert sich die Population asymptotisch einem Gleichgewicht aus optischem Pumpen und der Relaxation durch die Stöße an [24]. Zusätzlich ist die Population des gewünschten Zustandes stark davon abhängig, wie gut der Laser polarisiert ist und ob das Magnetfeld ausreichend stark ist.

3.2 Aufbau

Das Licht für das optische Pumpen wird mit einem *TApr02* von *TOPTICA* erzeugt, dem gleiche Laser, der die magneto-optische Falle mit Licht versorgt. Mit einem polarisierenden Strahlteiler (PBS) wird der Strahl aufgeteilt, um einen kleinen Teil des Lichtes zur Frequenzstabilisierung zu nutzen.

Dabei wird das Licht des Lasers mit einem Referenzlaser, dem „Masterlaser“, überlagert und eine Schwebung erzeugt. Der Diodenstrom des Lasers wird dann so gesteuert, dass die Schwebung stets die

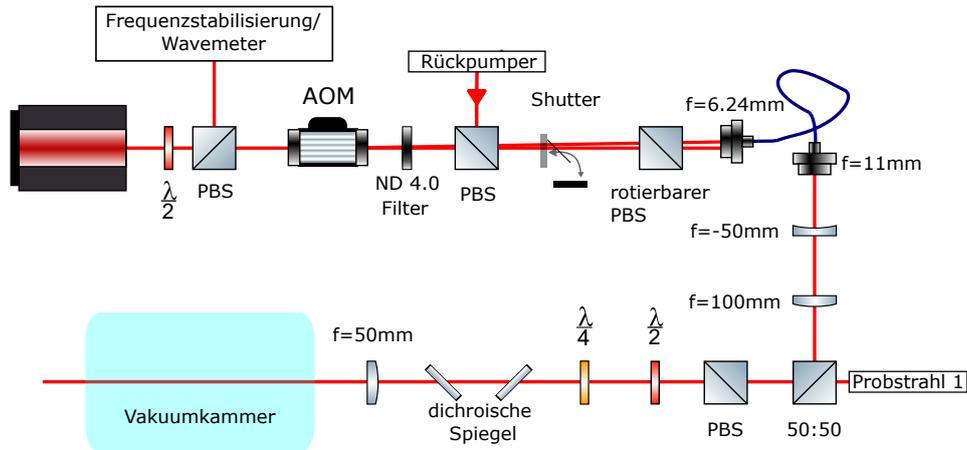


Abbildung 3.1: Schematische Darstellung des Strahlweges für das optische Pumpen: Der Strahl wird mithilfe eines Masterlasers frequenzstabilisiert und durch einen Shutter und einen AOM ein- und ausgeschaltet. Ein rotierbarer polarisierender Strahlteiler (PBS) sorgt dafür, dass die Einkopplung des Lichtes in die Faser polarisationsoptimiert ist (s. Abschnitt 4.4.1). Mithilfe des Teleskops hinter der Faser wird der Strahl so aufgeweitet, dass er in der Vakuunkammer kollimiert ist.

gleiche Frequenz hat [25]. Der Master-Laser ist auf den Crossover-Übergang von $|F = 3 \rightarrow F' = 3\rangle$ und $|F = 3 \rightarrow F' = 4\rangle$ stabilisiert, was einer Frequenz von 384,229181 THz entspricht.

Der (andere) Teil des Lichtes, der zum optischen Pumpen genutzt wird, wird durch einen Akustooptischen Modulator (AOM) und einen Shutter ein bzw. ausgeschaltet. Ein AOM ist ein Bauteil, welches aus einem Kristall besteht, der mit einem Piezoschwinger verbunden ist ([26]). Dieser versetzt den Kristall in Schwingungen und erzeugt Zonen verschiedener Brechungsindizes im Kristall. Diese wirken dadurch wie ein optisches Gitter und es kommt aufgrund von Beugung hinter dem Kristall zu einem Interferenzmuster. Die gestreuten Photonen in den Beugungsordnungen haben eine verschobene Frequenz (in diesem Experiment von ± 80 MHz für die ± 1 . Ordnung). Durch Einstellung des Einfallswinkels kann gesteuert werden, in welche Streuordnung das Licht überwiegend gebeugt wird. Durch Einkoppeln der ± 1 . Ordnung in eine Faser wird das Licht im Fall eines eingeschalteten Modulators eingekoppelt und bei ausgeschaltetem Modulator nicht eingekoppelt und es kann mithilfe einer eingestellten Spannung gesteuert werden, ob Licht in die Faser eingekoppelt wird.

Ein Filter mit einer optischen Dichte von vier (dies entspricht der Abschwächung der Intensität um einen Faktor 10^{-4}) verringert die Intensität des Lichtes so sehr, dass die Atome nicht aus der optischen Dipolfalle geschlagen werden. Da der Strahl für das optische Pumpen durch die gleiche Linse geht wie der Probstrahl, muss die Form des Strahles mit einer konkaven und einer konvexen Linse so angepasst werden, dass die Linse vor der Kammer den Strahl möglichst kollimiert. Die beiden dichroischen Spiegel dienen dazu, weitere Strahlen (zum Beispiel zur Rydberganregung) in die y-Achse einzukoppeln (s. Abb. 3.1).

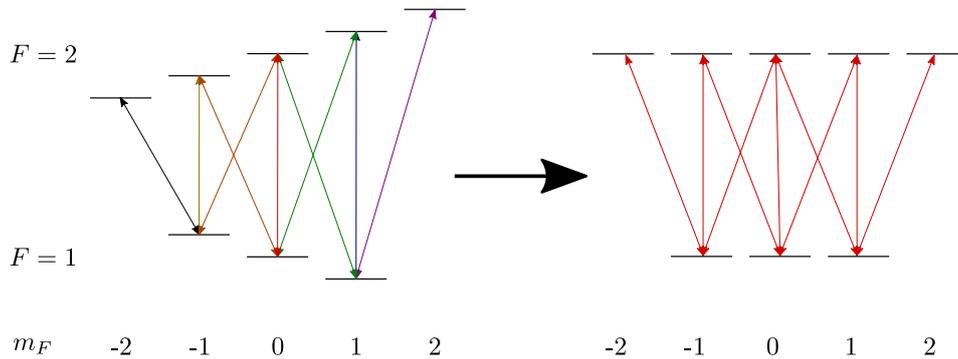


Abbildung 3.2: Vorgehen zur Kompensation magnetischer Streufelder: Die linke Seite zeigt den Fall eines existenten magnetischen Feldes mit einer Verschiebung der Energieniveaus gemäß des Zeemaneffektes. Der Rote Pfeil symbolisiert hier $|F = 1, m_F = 0\rangle \rightarrow |F = 2, m_F = 0\rangle$ bei 6,834 GHz. Die gleichfarbige Pfeile symbolisieren jeweils energetisch entartete Magnetisch Dipolübergänge, weshalb im Transmissionspektrum anstatt neun Linien nur sieben erkennbar sind. Im rechten Schema wurden die Magnetfelder kompensiert und alle Übergänge liegen bei 6,834 GHz. Hier ist nur noch eine Linie beobachtbar.

3.3 Messungen und Kalibrierungen

3.3.1 Magnetfeldkompensation

Um optisches Pumpen und Raman-Seitenbandkühlung zu ermöglichen, müssen die Magnetfelder sehr fein eingestellt und magnetische Streufelder, wie das Erdmagnetfeld, kompensiert werden. Dafür wird zunächst eine Atomwolke in die optische Dipolfalle geladen und mithilfe des Pumplasers ohne Anlegen eines Magnetfeldes in den $F = 1$ -Zustand gepumpt. Anschließend werden diese mit Mikrowellen bei einer Frequenz von 6,834 GHz bestrahlt, was der Grundzustandsaufspaltung von ^{87}Rb entspricht (s. Abb. 1.1). Diese werden mithilfe einer Mikrowellen-Antenne (von *FLANN Microwave*) erzeugt und der eingespeiste Radiofrequenz wird über einen *MG3692*-Funktionsgenerator von *Anritsu* geregelt.

Die Mikrowellen lösen Rabi-Oszillationen (durch magnetische Dipolübergänge) zwischen den Zuständen $|5S_{1/2}, F = 1\rangle$ und $|5S_{1/2}, F = 2\rangle$ aus (s. Abb. 3.2). Dabei wird die Bestrahlungszeit so gewählt, dass möglichst viele Atome in den Zustand $|5S_{1/2}, F = 2\rangle$ gepumpt werden. Anschließend werden die Atome mit dem Probstrahl bestrahlt und die Transmission gemessen. Befinden sich viele Atome, aufgrund der Mikrowellenstrahlung, im Zustand $|5S_{1/2}, F = 2\rangle$, so sinkt die Transmission des Probstrahls. Diese Messung wird nun für Verstimmungen der Mikrowellen rund um den Übergang $|5S_{1/2}, F = 1, m_F = 0\rangle \rightarrow |5S_{1/2}, F = 2, m_F = 0\rangle$ vorgenommen.

Aufgrund des Zeemaneffektes sind die m_F -Energieniveaus im Falle des Vorliegens eines magnetischen Feldes verschoben. Die Übergänge $|m_F = 0\rangle \rightarrow |m'_F = -1\rangle$ und $|m_F = -1\rangle \rightarrow |m'_F = 0\rangle$ sowie $|m_F = 0\rangle \rightarrow |m'_F = 1\rangle$ und $|m_F = 1\rangle \rightarrow |m'_F = 0\rangle$ sind jeweils entartet, weshalb es sieben Frequenzen gibt, bei denen Rabi-Oszillationen beobachtet werden (s. Abb. 3.2). Trägt man nun die beobachtete Transmission gegen die Verstimmung der Mikrowellen auf, so erkennt man an den Stellen der Resonanzen klare Linien im Transmissionspektrum (vgl. Abb. 3.3 oben). Nun wird das Magnetfeld der Bias-Spulen während der Bestrahlung mit den Mikrowellen so eingestellt, dass die Linien immer enger zusammenrücken. Das Ziel ist letztlich, die Linien vollkommen zu überlagern (vgl. Abb. 3.3 unten). Die Anpassung der Magnetfelder aller Raumrichtungen wurde schrittweise vorgenommen, um dies zu erreichen.

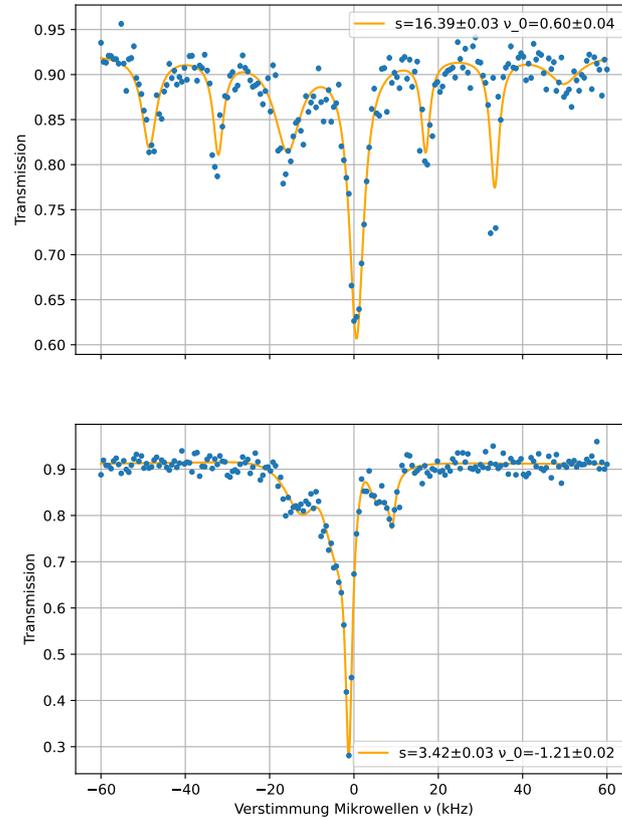


Abbildung 3.3: Kalibrierung der Magnetfelder mithilfe von Mikrowellenstrahlung mit den Datenpunkten (blau) und angepassten Kurven (orange). Die Verstimmung ist hier relativ zum Grundzustandsübergang aufgetragen und die Fehlerbalken sind kleiner als die Datenpunkte. Hier sind die Fehlerbalken kleiner als Datenpunkte und daher nicht erkennbar. Nach einer Präparation in Zustand $|5S_{1/2}, F = 1\rangle$ werden durch Mikrowellenstrahlung Übergänge zwischen $|5S_{1/2}, F = 1\rangle$ und $|5S_{1/2}, F = 2\rangle$ angeregt. Aufgrund des Zeemaneffektes sind diese bei einem existenten Magnetfeld nicht entartet und die verschiedenen Absorptionslinien bei Nutzung des Probstrahls sind erkennbar (oberer Graph). Ist das Magnetfeld hingegen (nahezu) kompensiert, so liegen alle Linien übereinander und es ist nur noch eine Linie beobachtbar (unterer Graph).

Die Aufspaltung der m_F -Niveaus folgt gemäß des Zeemaneffektes dem Zusammenhang [16]:

$$\Delta E = g_F \mu_B m_F B_z \quad (3.1)$$

Dabei beträgt der Landé-Faktor für $|5S_{1/2}, F = 1\rangle$ $g_F = -\frac{1}{2}$ und für $|5S_{1/2}, F = 2\rangle$ $g_F = \frac{1}{2}$ [6] bzw. $g_F \cdot \mu_B = \pm h \cdot 0,7 \text{ MHz/G}$. Somit lässt sich die Stärke des verbliebenen Magnetfeldes aus dem

Frequenzabstand s der Absorptionslinien berechnen durch (dafür wird $m_F = 1$ gewählt):

$$B_z = \frac{s}{0,7 \text{ MHz/G}} \quad (3.2)$$

Die Abbildung 3.3 zeigt eine Messung der Transmission des Probstrahls abhängig von der Verstimmung der Mikrowellen jeweils für kompensierte Magnetfelder (unten) und ein angelegtes Magnetfeld (oben). An die Daten wurde jeweils folgende Kurve angepasst:

$$f(\nu) = A + \sum_{i=-3}^{i=3} \frac{a_i}{1 + \left(\frac{\nu - \nu_0 - s \cdot i}{0,5 \cdot \sigma_i} \right)^2} \quad (3.3)$$

Dies ist eine Funktion, die sieben Absorptionslinien (Lorentzkurven s. [16]) mit dem Abstand s und dem Zentrum ν_0 besitzt. Der obere Fall in Abb. 3.3 entspricht $B = (23,41 \pm 0,04)$ mG und der untere (kompensierte) Fall $B = (4,9 \pm 0,1)$ mG. Das Erdmagnetfeld beträgt ca. 0,5 G [27]. Somit wurde in beiden Fällen bereits ein großer Teil der Störfelder kompensiert.

Es war nicht möglich ein perfektes Überlappen der Linien und somit ein vollkommen kompensiertes Magnetfeld zu erzielen ($s=0$). Dies könnte daran liegen, dass das elektrische Feld der Dipolfalle die Niveaus der Atome abhängig davon, wo sich die Atome in der Falle befinden, unterschiedlich verschoben hat. Der Einfluss dieses Effektes ließe sich durch besseres Kühlen verringern.

3.3.2 Optimierung von Polarisation und Strahlleistung des optischen Pumpens

Um optisches Pumpen effektiv anzuwenden, ist die korrekte Polarisation des Lichtes, das Anlegen eines starken Magnetfeldes (bei kompensierten Streufeldern) und die Wahl der richtigen Leistung des Pumpstrahls elementar. Die Güte des optischen Pumpens wird anhand der Absorption des Probstrahls überprüft.

Zunächst wurde die Polarisation des Pumpstrahles optimiert. Um dazu kleine Veränderungen in der Qualität des optischen Pumpens zu detektieren, wird der Problaser so verstimmt, dass der Übergang $|5S_{1/2}, F = 2\rangle \rightarrow |5P_{3/2}, F' = 2\rangle$ angeregt wird. Nun wird die Einstellung der Wellenplatten (bei eingeschaltetem Magnetfeld zur Definition einer Quantisierungsachse) so vorgenommen, dass die Transmission des Probstrahls maximal wird. Sind die Atome durch das optische Pumpen perfekt präpariert, so befinden sich alle im Zustand $|5S_{1/2}, F = 2, m_F = 2\rangle$. Dieser Zustand kann nicht vom σ^+ -polarisierten Probstrahl angeregt werden, da es keinen angeregten Zustand mit $m'_F = 3$ gibt. Im Falle einer optimalen Population des $|F = 2, m_F = 2\rangle$ käme es zu keiner Absorption bzw. die Transmission ist maximal.

Um zusätzlich die optimale Leistung für den Pump-Laser zu bestimmen, wurde eine Messung vorgenommen, bei der die Leistung des Pump-Lasers variiert wurde und die Absorption des Problasers bei verschiedenen Verstimmungen nahe des $|5S_{1/2}, F = 2\rangle \rightarrow |5P_{3/2}, F' = 2\rangle$ - (blau) und des $|5S_{1/2}, F = 2\rangle \rightarrow |5P_{3/2}, F' = 3\rangle$ -Überganges (orange/grün) gemessen wurde (s. Abbildung 3.4). Werden mehr Atome in den $m_F = 2$ -Zustand gepumpt, so sind die restlichen Grundzustände geringer besetzt. Dadurch absorbieren weniger Atome das Licht, das resonant zum Übergang $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 2\rangle$ ist. Darüber hinaus steigt die Absorption bei der $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 3\rangle$ -Resonanz, weil sich hier mehr Atome in dem geschlossenen Übergang befinden. Deshalb liegt der Optimalwert für die Leistung dort, wo die Transmission für den $|5S_{1/2}, F = 2\rangle \rightarrow |5P_{3/2}, F' = 2\rangle$ -Übergang maximal und für den $|5S_{1/2}, F = 2\rangle \rightarrow |5P_{3/2}, F' = 3\rangle$ -Übergang minimal ist, da dies die größte Population des $m_F = 2$ -Zustandes bedeutet. Im Falle dieser Messung beträgt dieser Wert ungefähr $(0,40 \pm 0,05)$ mW.

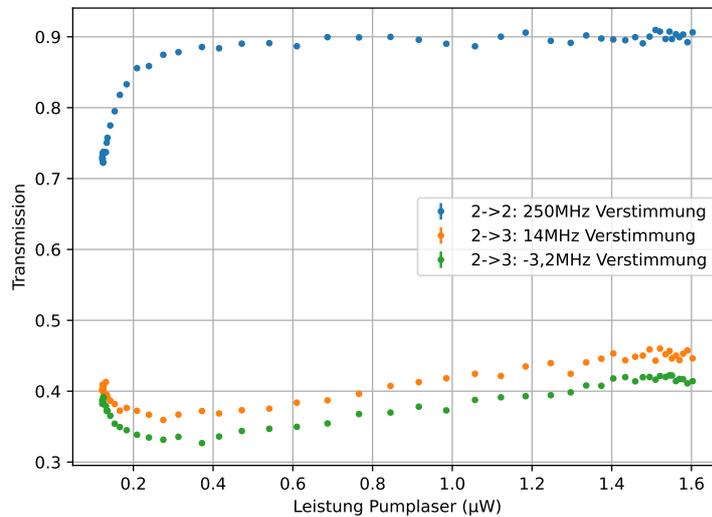


Abbildung 3.4: Einfluss der Leistung des Pumplasers für das optische Pumpen auf die Absorption des Probstrahles beim $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 2\rangle$ (blau) und den $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 3\rangle$ -Übergang (orange/grün): Die Leistung des Pumplasers beschreibt hier die Leistung, mit der die Atome bestrahlt werden. Die Verstimmungen wurden so gewählt, dass sie nicht exakt auf der Resonanz liegen, sondern auf einer der Flanken der Absorptionskurven. Dort sind die größten Veränderungen der Transmission zu erwarten. Die Fehlerbalken verschwinden unter den Markierungen der Datenpunkte, da diese jeweils 3000 mal gemessen wurden.

Die Abbildung 3.5 zeigt eine Messung nach der Optimierung des Pumpstrahles, die den Einfluss des optischen Pumpens verdeutlicht. Hier wird die Verstimmung des Problasers über die beiden Übergänge hinweg variiert und die Transmission gemessen. Eine Verstimmung von $\Delta = 5$ MHz entspricht dabei der Resonanzfrequenz des $|5S_{1/2}, F = 2\rangle \rightarrow |5P_{3/2}, F' = 3\rangle$ -Überganges und $\Delta = -260$ MHz der Resonanzfrequenz zum Übergang $|5S_{1/2}, F = 2\rangle \rightarrow |5P_{3/2}, F' = 2\rangle$. Die orangenen Datenpunkte zeigen den Fall mit und die blauen Datenpunkte den Fall ohne optisches Pumpen. An die Daten wurde eine Kurve folgender Form angepasst:

$$f(\nu) = \prod_{i=1}^2 A_i \cdot \exp\left(\frac{-OD_i}{1 + 4.0 \cdot ((\nu - d_i)/6.1)^2}\right) \quad (3.4)$$

Der Parameter OD beschreibt dabei die optische Dichte und d die Lage des Tiefpunktes bzw. der Resonanz. Bei Einsatz des optischen Pumpens steigt die optische Dichte des $|5S_{1/2}, F = 2\rangle \rightarrow |5P_{3/2}, F' = 3\rangle$ -Überganges und fällt im Falle des $|5S_{1/2}, F = 2\rangle \rightarrow |5P_{3/2}, F' = 2\rangle$ -Überganges. Somit hat das optische Pumpen dafür gesorgt, dass mehr Atome den Zustand $|5S_{1/2}, F = 2, m_F = 2\rangle$ bevölkern. Die Linie des $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 2\rangle$ -Überganges verschwindet nicht vollkommen, da einerseits die Atome miteinander stoßen und so ihre m_F -Zahl verringern und andererseits das Licht von Prob- und Pumpstrahl nicht perfekt σ^+ -polarisiert ist.

Anhand der optischen Dichte $OD = \frac{N}{V} L \sigma_0$ kann der Anteil der Atome im Zustand $|5S_{1/2}, F = 2, m_F = 2\rangle$,

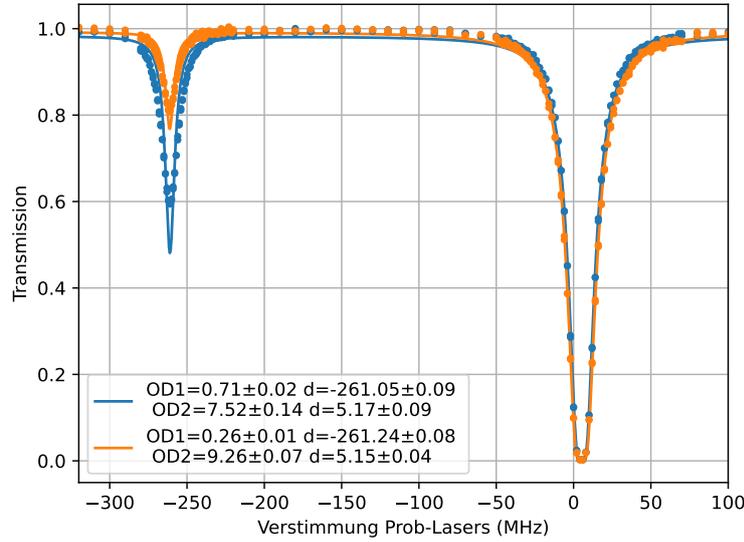


Abbildung 3.5: Transmission des Problasers in Abhängigkeit seiner Verstimmung zum Masterlaser: Die Verstimmung ist relativ zum Master-Laser angegeben, sodass eine Verstimmung von 5 MHz dem Übergang $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 3\rangle$ und eine Verstimmung von -260 MHz dem Übergang $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 2\rangle$ entspricht. Dabei beschreiben die orangenen Datenpunkte den Fall mit vorherigem optischen Pumpen und die blauen Datenpunkte den Fall ohne optisches Pumpen. An die Daten wurde jeweils eine gleichfarbige Kurve der Form 3.3.2 angepasst. Auch hier sind die Fehlerbalken kleiner als die Punkte, die genutzt wurden, um die Daten zu kennzeichnen. In diesem Experiment wurde der Probstrahl 1 verwendet, der parallel zum Pumpstrahl verläuft. Somit haben beide Strahlen die gleiche zirkuläre Polarisation (σ^+ -Polarisation).

unter der Annahme eines perfekt σ^+ -polarisierten Probstrahles abgeschätzt werden durch:

$$P_{m_F=2} = \frac{N(F = 2, m_F = 2)}{N(F = 2)} = \frac{\frac{OD_3}{\sigma_3} - \frac{OD_2}{\sigma_2}}{\frac{OD_3}{\sigma_3}} \quad (3.5)$$

Dabei beschreiben $OD_{F'}$ und $\sigma_{F'}$ die optische Dichte und den Wirkungsquerschnitt des Überganges mit dem Endzustand F' . Durch Nutzung der Wirkungsquerschnitte aus [6] ergibt sich bei Einsatz des optischen Pumpens $P_{m_F=2} = (94,0 \pm 0,2) \%$ und ohne optisches Pumpen $P_{m_F=2} = (79,8 \pm 0,6) \%$. Somit wurde der Anteil der Atome im $m_F = 2$ -Zustand um ca. 14% erhöht.

Nach einer Einstellung und Optimierung der Polarisation und der Leistung des Pumpstrahles war es also möglich zu zeigen, dass sich die Population des $|m_F = 2\rangle$ -Zustandes durch optisches Pumpen erhöhen lässt. Die Nutzung des optischen Pumpens ermöglichte Steigerung der optischen Dichte um 23 %, was nicht nur bessere Messergebnisse bei Absorptionsmessung bedeutet, sondern auch die Implementation weiterer Bestandteile des Experimentes erleichtert.

Raman-Seitenbandkühlung

Die Raman-Seitenbandkühlung (kurz RSC) ist eine von vielen Komponenten in dem Experiment und wird in Kombination mit evaporativem Kühlen [28] eingesetzt, um eine Atomwolke großer Dichte und niedriger Temperatur zu erzeugen. Um die Atome evaporativ zu kühlen, wird die Dipolfalle abgesenkt, wodurch die hochenergetischen bzw. heißen Atome die Falle verlassen. Durch die anschließende Thermalisierung sinkt so die Temperatur der gesamten Atomwolke.

Der Einfachheit halber wird bei den folgenden theoretischen Grundlagen und Berechnungen das Raman-Seitenbandkühlen alleine betrachtet und lediglich in den Messungen das Wechselspiel aus evaporativem Kühlen und Seitenbandkühlen diskutiert.

4.1 Theoretische Hintergründe

4.1.1 Interaktion der Rubidiumatome mit einem elektrischen Feld

Aufgrund ihres elektrischen Dipolmomentes wechselwirken Atome mit einem elektrischen Feld, das mit der Frequenz ω_E oszilliert, was zu einer Verschiebung der Energieniveaus führt. Die Energieverschiebung eines Energieniveaus $|i\rangle$ ergibt sich aus der zeitunabhängigen Störungstheorie zweiter Ordnung [14]:

$$\Delta E_i = \sum_{j \neq i} \frac{|\langle i | \hat{H}_1 | j \rangle|^2}{E_{0;i} - E_{0;j}} \quad (4.1)$$

Dabei beschreibt $\hat{H}_1 = -\hat{\vec{d}}\vec{E}$ den Hamiltonian der Interaktion aus dem Dipoloperator $\hat{\vec{d}}$ und dem elektrischen Feld \vec{E} . Zusätzlich beschreiben $E_{0;i}$ und $E_{0;j}$ die ungestörten Energien der verschiedenen Zustände $|i\rangle$ und $|j\rangle$.

Geht man davon aus, dass es sich bei dem Zustand $|i\rangle$ um den Grundzustand (mit der Energie $E_{0;i} = \hbar\omega_0$) handelt und die anderen Zustände (mit $E_{0;j} = \hbar\omega_E$) durch Absorption eines Photons des Lichtfeldes erreicht werden können, so ergibt sich für die Differenz $E_{0;i} - E_{0;j} = -\hbar(\omega_E - \omega_0) = -\hbar\Delta_{ij}$. Die Größe der Verstimmung und der damit verbundenen Energieverschiebung in Relation zu Feinstruktur- und Hyperfeinstrukturaufspaltung gibt an, inwiefern die Summe in Gleichung 4.1 vereinfacht werden kann. Für den Fall, dass die Verstimmung groß gegenüber der Feinstrukturaufspaltung des Atomes ist, sind nur die Verstimmungen gegenüber den Übergängen der Feinstrukturaufspaltung relevant. In der Folge steht $\Delta_{3/2}$ für die Verstimmung gegenüber dem Übergang $S_{1/2} \rightarrow P_{3/2}$ und $\Delta_{1/2}$ für die Verstimmung

gegenüber dem Übergang $S_{1/2} \rightarrow P_{1/2}$. Damit kann die Energieverschiebung berechnet werden durch aus Gleichung (4.1) [29]):

$$\Delta E_i = -\frac{\pi c^2 \Gamma}{2\omega_0} \left(\frac{2 + P g_F m_F}{\Delta_{1/2}} + \frac{1 - P g_F m_F}{\Delta_{3/2}} \right) I \quad (4.2)$$

Hierbei repräsentiert Γ die Zerfallsrate des angeregten Zustandes und $I = 2\epsilon_0 c |\vec{E}|^2$ die Intensität des Lichtes. P ist abhängig von der Polarisation des Lichtes relativ zum Atom und beträgt $P = 0, \pm 1$ für linear bzw. σ^+/σ^- -polarisiertes Licht. Ist die Intensität ortsabhängig, zum Beispiel weil zwei gegenläufige Strahlen eine stehende Welle erzeugen, so kann mithilfe der Intensität ein Potential für die Atome erzeugt werden:

$$U_E(\vec{r}) = \frac{\pi c^2 \Gamma}{2\omega_0} \left(\frac{2 + P g_F m_F}{\Delta_{2,F}} + \frac{1 - P g_F m_F}{\Delta_{1,F}} \right) I(\vec{r}) \quad (4.3)$$

Das Vorzeichen der Verstimmungen entscheidet dabei darüber, ob das Potential attraktiv oder repulsiv auf das Atom wirkt. Ist die Verstimmung Δ_i kleiner als null, so spricht man von „rotverstimmtem“ Licht und das Atom wird zu Intensitätsmaxima hingezogen. Für den Fall, dass die Verstimmung größer als null ist, ist das Licht „blauverstimmt“ und das Atom wird abgestoßen.

4.1.2 Raman-Übergänge und die Entstehung von Seitenbändern

Raman-Übergänge sind elementar für den Kühlzyklus. Dabei wechselwirkt das Atom mit zwei Photonen der Frequenzen ω_1 und ω_2 . Für die Betrachtung des Prozesses wird angenommen, dass ein Atom die Zustände $|1\rangle$ und $|2\rangle$ mit der Energiedifferenz $\Delta E_{12} = \hbar(\omega_1 - \omega_2)$ besitzt. Zusätzlich wird der „Zwischen“-Zustand $|i\rangle$ eingeführt, welcher nicht wirklich im Atom vorkommt, sondern lediglich für das Verständnis der Raman-Übergänge relevant ist und zu den Niveaus $|1\rangle$ und $|2\rangle$ einen energetischen Abstand von $\hbar\omega_1$ bzw. $\hbar\omega_2$ hat (s. Abb. 4.1). Die Lage dieses Zustandes bzw. ω_1 und ω_2 sind so gewählt, dass $|i\rangle$ weit von anderen Energiezuständen des Atomes entfernt ist, um zu verhindern, dass es zu einer Einzelphotonanregung in das nahegelegene Atomniveau kommt. Befindet sich nun ein Atom im Zustand $|1\rangle$, so kann es mithilfe eines Photons der Frequenz ω_1 in den (imaginären) Zustand $|i\rangle$ angeregt werden. Anschließend wird das Atom durch stimulierte Emission durch ein Photon (mit der Frequenz ω_2) in den Zustand $|2\rangle$ überführt. Die Raman-Übergänge zeichnen sich durch eine sehr schmale Linienbreite aus [16].

Für den Fall, dass die Zustände $|1\rangle$ und $|2\rangle$ eine Substruktur aus Vibrationseigenzuständen mit der Vibrationsquantenzahl $n = 0, 1, 2 \dots$ haben, kann durch Einstellung der Verstimmung $\delta = \omega_2 - \omega_1$ die Vibrationsquantenzahl erhöht, erniedrigt oder gleich gelassen werden (im letzten Fall spricht man von der „Trägerfrequenz“). So sind Raman-Übergänge für verschiedene Verstimmungen δ möglich und es sind mehrere Absorptionslinien in Abhängigkeit von δ beobachtbar. Die Linien, bei denen sich die Vibrationsquantenzahl verringert, werden als „kühlende Seitenbänder“ bezeichnet und die Linien, bei denen n steigt, als „heizende Seitenbänder“ (s. Abb. 4.1). Ziel der Raman-Seitenbandkühlung ist es, die Vibrationsquantenzahl zu verringern und somit das „kühlende Seitenband“ anzuregen. Bei der „aufgelösten Raman-Seitenbandkühlung“ [30] werden zwei Laser so verstimmt, dass das kühlende Seitenband angeregt wird.

Im Falle dieses Experimentes wird jedoch „entartete Raman-Seitenbandkühlung“ genutzt. Dazu wird ein Magnetfeld angelegt, dessen Stärke so gewählt wird, dass die Abstände der Energieniveaus durch den Zeemann-Effekt dem Abstand der Vibrationszustände entsprechen (vgl. Abbildung 4.2). In diesem Falle

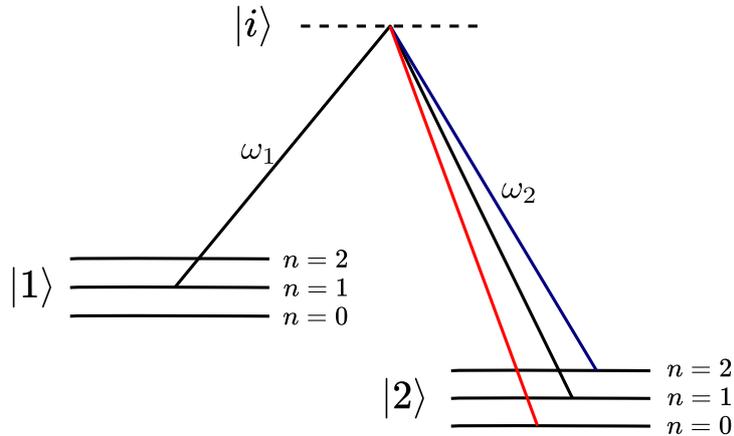


Abbildung 4.1: Schema eines Raman-Überganges: Das Atom wird durch ein Photon (mit ω_1) aus dem Zustand $|1\rangle$ in den imaginären Zustand $|i\rangle$ angeregt und zerfällt durch stimulierte Emission (eines Photons mit ω_2) in den Zustand $|2\rangle$. Durch Verstimmung der Frequenzen ω_1 und ω_2 kann gesteuert werden, ob ein kühlendes (roten), ein heizendes (blaues) Seitenband oder der Träger (schwarz) angeregt wird.

ist Licht einer einzigen Frequenz für die Übergänge nötig (d.h. $\omega_1 = \omega_2$).

4.1.3 Der Kühlzyklus in einer Dimension

Für die Raman-Seitenbandkühlung werden die ^{87}Rb -Atome zunächst mithilfe des Pump-Lasers ohne Nutzung des Rückpumpers in den $|5S_{1/2}, F = 1\rangle$ -Zustand gebracht. Die Atome werden aus vier Richtungen mit linear polarisiertem Licht bestrahlt, welches ein dreidimensionales optisches Gitter erzeugt und um 38 GHz zum $|F = 1\rangle \rightarrow |F' = 1\rangle$ -Übergang verstimmt ist. Zusätzlich werden die Atome mit rechtszirkular polarisiertem Licht eines „Polarisierers“ bestrahlt. Dieser Strahl hat zusätzlich einen kleinen linear polarisierten Anteil.

Hier soll zunächst der vereinfachte Fall eines eindimensionalen Potentials, bestehend aus einer stehenden Welle, betrachtet werden. Aufgrund der Dipolkraft des Gitters werden die Atome in einem Minimum des Gitter-Potentials gefangen (die Falle ist rotverstimmt und somit attraktiv). Dieses hat die Form $U(x) = U_0 \cdot \sin^2(2\pi \frac{x}{\lambda})$. Haben die Atome eine geringe kinetische Energie, so sammeln sich die Atome in der Nähe der Minima des Potentials. Mittels einer Kleinwinkelnäherung ergibt sich dann [31]:

$$U(x) \approx U_0 \left(2\pi \frac{r}{\lambda}\right)^2 \quad (4.4)$$

Daraus folgt der Energieoperator \hat{H} (mit $2\pi \frac{U_0}{\lambda} = \frac{\omega_i^2 m}{2}$):

$$\hat{H} = \frac{|\hat{p}|^2}{2m} + \frac{m}{2} \sum_{i=1}^3 \omega_i^2 \cdot r_i^2 \quad (4.5)$$

Das entspricht genau dem Energieoperator eines harmonischen Oszillators. Somit kann hier angenommen werden, dass sich die Atome wie Teilchen in einem harmonischen Oszillator verhalten und sich in Vibrationseigenzuständen mit den Quantenzahlen $n = 0, 1, 2, \dots$ anordnen [32]. Die Energie der Teilchen

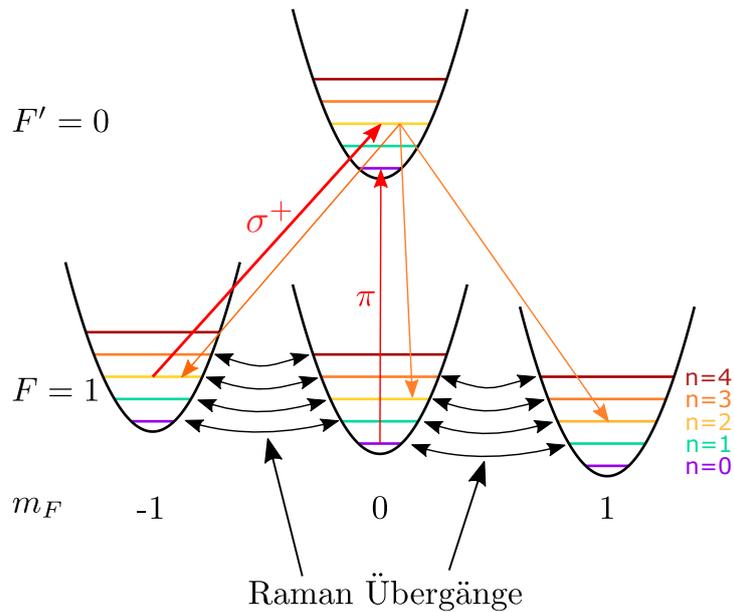


Abbildung 4.2: Schematischer Ablauf des Kühlzyklus bei der Raman-Seitenbandkühlung: Die horizontalen farbigen Linien markieren die Vibrationseigenzustände, rote Pfeile symbolisieren eine Anregung der Atome durch den Polarisierer, schwarze Pfeile Raman-Übergänge und orange Pfeile spontane Emission. Das Atom verringert seine Vibrationsquantenzahl durch Raman-Übergänge zwischen entarteten Niveaus verschiedener m_F -Zahl im Grundzustand ($F = 1$). Bei Erreichen des $m_F = -1$ -Zustandes werden die Atome vom Polarisierer angeregt und zerfallen anschließend mittels spontaner Emission in einen der drei Grundzustände. Am Ende einer optimalen Kühlung befinden sich alle Atome in $|F = 1, m_F = 1, n = 0\rangle$.

beträgt dann $E = \sum_{i=1}^3 \hbar\omega_i (\frac{1}{2} + n_i)$, wobei über die drei Raumrichtungen summiert wird. Je niedriger ihre Quantenzahl desto geringer ist die Energie der Atome. Ziel der Raman-Seitenbandkühlung ist es daher, die Vibrationsquantenzahl der Atome zu verringern. Es wird angenommen, dass sich ein Atom zu Beginn in dem Zustand $|F = 1, m_F = 1, n = 4\rangle$ befindet (s. Abb. 4.2). Es wird ein Magnetfeld angelegt, sodass die Zustände $|F = 1, m_F = 1, n = m\rangle$, $|F = 1, m_F = 0, n = m - 1\rangle$ und $|F = 1, m_F = -1, n = m - 2\rangle$ entartet sind. Dann kann das Atom durch einen Raman-Übergang in den Zustand $|F = 1, m_F = 0, n = 3\rangle$ übergehen. Anschließend kann es durch einen erneuten Raman-Übergang entweder zurück in den $|F = 1, m_F = 1, n = 4\rangle$ - oder den $|F = 1, m_F = -1, n = 2\rangle$ -Zustand übergehen. Erreicht das Atom den Zustand $|F = 1, m_F = -1, n = 2\rangle$, so kann es durch Absorption eines Photons des Polarisiererstrahls in den $|F' = 0\rangle$ -Zustand angehoben werden. Dabei ändert sich seine Vibrationsquantenzahl nicht, da sich das Atom im Lamb-Dicke-Regime befindet (s. Abschnitt 4.1.4). Aus dem $|F' = 0\rangle$ -Zustand kann das Atom mittels spontaner Emission in die Zustände $|F = 1, m_F = 1, n = 2\rangle$, $|F = 1, m_F = 0, n = 2\rangle$ oder $|F = 1, m_F = -1, n = 2\rangle$ zerfallen. Im Mittel wird pro Umlauf der Vibrationseigenzustand um eins verringert. Nach einigen Kühlzyklen sammeln sich die Atome im Zustand $|F = 1, m_F = 0, n = 0\rangle$. Der Polarisierer hat einen kleinen π -polarisierten Anteil, welcher die Atome aus dem $|F = 1, m_F = 1\rangle$ in den $|F = 0\rangle$ -Zustand pumpt, sodass sie letztlich im Zustand $|F = 1, m_F = 0, n = 0\rangle$ enden [14].

Während des Kühlvorganges wird darüber hinaus ein Laser genutzt, der resonant zum Übergang $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 2\rangle$ ist, und so den $|F = 2\rangle$ -Zustand entpumpt. Dadurch soll sichergestellt werden, dass sich möglichst alle Atom im $|F = 1\rangle$ -Zustand befinden und gekühlt werden.

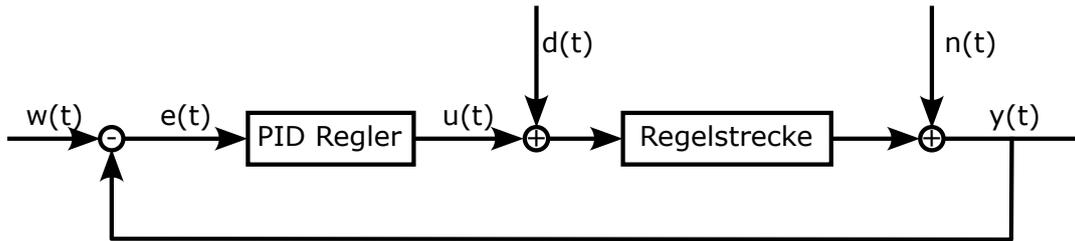


Abbildung 4.3: Schematische Darstellung der Funktionsweise eines PID-Reglers: Die Regeldifferenz $e(t)$ wird aus dem Sollwert $w(t)$ und der Regelgröße $y(t)$ berechnet. Der PID-Regler verarbeitet $e(t)$ und speist die Stellgröße $u(t)$ in die Regelstrecke ein. Abschließend wird die Regelgröße erneut gemessen und der Kreislauf wiederholt. Die Störgröße $d(t)$ und das Messrauschen $n(t)$ erschweren eine optimale Regelung.

4.1.4 Lamb-Dicke-Regime

Wichtig für die Funktionsweise des Kühlzyklus ist, dass sich die Vibrationsquantenzahl nur während der Raman-Übergänge ändert. Der Lamb-Dicke-Parameter η beschreibt, wie stark die Änderung der Vibrationsquantenzahl während eines atomaren Überganges unterdrückt ist. Er ergibt sich aus dem Abstand E_{vib} der Energieniveaus im harmonischen Oszillator und der Rückstoßenergie, die das Photon aus Gitter, Polarisierer oder spontaner Emission an das Atom überträgt [14]:

$$\eta = \sqrt{\frac{E_{Rck}}{E_{vib}}} = \sqrt{\frac{p_\gamma^2}{2m_{Rb}\hbar\omega_{vib}}} \quad (4.6)$$

Dabei ist p_γ der Impuls des ausgestoßenen Photons, m_{Rb} die Masse des Rubidiumatoms und ω_{vib} die Frequenz des harmonischen Oszillators. Gilt $\eta \ll 1$, so ist eine Änderung der Vibrationsquantenzahl stark unterdrückt [14]. Wird das Photon des Polarisierers oder der spontanen Emission mit einer Frequenz von $\omega_0 = 2\pi \cdot 384,23$ THz freigesetzt, so gibt es dem Atom einen Rückstoß von $E_{Rck} = \frac{\hbar^2\omega^2}{2m_{Rb}c^2} = \hbar \cdot 2\pi \cdot 3,77$ kHz. Somit sollte die Fallenfrequenz deutlich über $2\pi \cdot 3,77$ kHz liegen. Eine größere Fallenfrequenz bedeutet jedoch auch, dass die Rate der Raman-Übergänge und somit auch die Kühlrate sinkt (s. Gleichung (4.12)).

4.1.5 PID-Regler

Um die Leistung eingesetzter Laserstrahlen möglichst genau zu steuern, wird ein PID-Regler genutzt. Dieser hat den Zweck, einen Ausgangswert bzw. eine Regelgröße $y(t)$ einem zeitlich veränderlichen Sollwert $w(t)$ anzupassen [33]. Das geschieht, indem die Regeldifferenz $e(t) = w(t) - y(t)$ minimiert wird. Der Regler verarbeitet dafür die Regeldifferenz $e(t)$ und gibt den Stellwert $u(t)$ aus. Dieser wird in die Regelstrecke eingespeist (in diesem Experiment ist das der AOM, der die Leistung der Gitterstrahlen steuert). Abschließend wird das Ausgangssignal $y(t)$ gemessen. Durch einen kontinuierlichen Vergleich von $y(t)$ und $w(t)$ wird das Signal optimiert. Dieser Prozess wird zusätzlich von einer oder mehreren Störgrößen $d(t)$ vor und während der Regelstrecke und Messrauschen $n(t)$ gestört.

Um die Regeldifferenz $e(t)$ zu verarbeiten, verfügt der PID-Regler über drei Teile [33]:

1. Der Proportionalteil gibt ein Ausgangssignal proportional zum Fehlersignal aus ($u_P(t) = K_P \cdot e(t)$). Dieser Teil spricht bei großen Fehlern schnell an, hat jedoch den Nachteil, dass der Sollwert nie

erreicht wird, da $u_P(t)$ mit kleiner werdendem Fehler abfällt. Mit größer werdendem K_P nähert sich der $y(t)$ dem Sollwert asymptotisch an.

2. Der Integralteil gibt ein Ausgangssignal proportional zum Integral der Regeldifferenz aus ($u_I(t) = K_I \cdot \int e(\tau) d\tau$). Er registriert besonders kleine Werte der Regeldifferenz und ist daher gut geeignet um sich dem Sollwert anzunähern. Allerdings birgt dieser die Gefahr den Sollwert zu überschießen, wenn K_I zu groß gewählt wurde.
3. Das Signal des Differentialteils ist proportional zur Änderung der Regeldifferenz ($u_D(t) = K_D \cdot \frac{de(t)}{dt}$). Dieser Teil kann sich schnell an starke Veränderungen des Sollwertes anpassen. Allerdings ist er sehr sensibel gegenüber leichten Störungen bzw. einem Rauschen des Systems und reagiert darauf durch starkes Übersteuern.

Schaltet man alle Elemente parallel so ergibt sich:

$$u(t) = K_P \cdot e(t) + K_I \cdot \int e(\tau) d\tau + K_D \cdot \frac{de(t)}{dt} \quad (4.7)$$

Durch Einstellung der Proportionalitätskonstanten K_P , K_I und K_D kann gesteuert werden, wie schnell sich der Regelwert dem Sollwert annähert und ob es zu einem Übersteuern des Reglers kommt.

4.1.6 Adiabatisches Auf- und Absenken einer optischen Falle

Um die Atome während des Auf- und Absenkens des optischen Gitters für die Raman-Seitenbandkühlung nicht zu heizen, soll dieses möglichst adiabatisch auf- und abgesenkt werden. Das bedeutet, dass die Wirkung S konstant bleiben soll. Da ein adiabatischer Prozess unendlich lange dauern würde, dient hier als Kriterium, dass die relative Änderung der Oszillationsfrequenz ν innerhalb einer Periodendauer $T = \frac{1}{\nu}$ klein sein soll [34]:

$$\left| \frac{\dot{\nu}}{\nu} \right| \cdot T = \left| \frac{\dot{\nu}}{\nu^2} \right| \ll 1 \quad (4.8)$$

Unter der Bedingung, dass dieses Verhältnis konstant bleibt, ergibt sich bei Lösung der Differentialgleichung:

$$\nu(t) = \frac{1}{C + A \cdot t} \quad (4.9)$$

Dabei sind A und C beliebige Konstanten sind. Da das Potential des quantenmechanischen harmonischen Oszillators durch $U(x) = \frac{1}{2} U_0 m (2\pi x)^2 \cdot \nu^2$ gegeben ist, muss für dieses gelten:

$$U(t) = U_0 \frac{1}{(C + A \cdot t)^2} \quad (4.10)$$

Das Potential des harmonischen Oszillators ist direkt proportional zur Intensität der genutzten Gitterstrahlen (s. Abschnitt 4.1.1) und muss deshalb der obigen Abhängigkeit folgen.

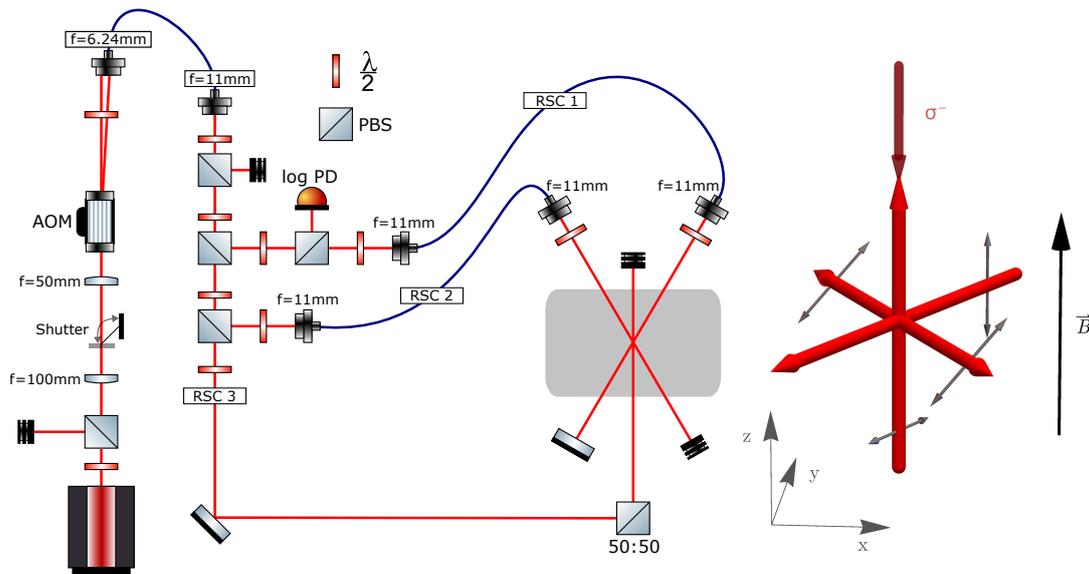


Abbildung 4.4: Schematische Abbildung des Strahlweges zur Erzeugung des optischen Gitters (links) und Polarisation der Gitterstrahlen (rechts, aus [31]): **Links:** Die roten Linien symbolisieren Laserstrahlen und blaue Linien repräsentieren optische Fasern. Der graue Kasten stellt die Vakuumkammer dar. Die Strahlen werden mithilfe der Optiken auf dem Laser-Tisch (vor der ersten Faser) ein- bzw. ausgeschaltet. Anschließend folgt auf dem Experimentiertisch die Aufteilung des Strahles in die drei Gitterstrahlen RSC1, RSC2 und RSC3. Die Strahlen RSC1 und RSC2 werden unter einem Winkel von 55° durch die Kammer geschossen, und im Falle von RSC1 zurück reflektiert. Der dritte Strahl verläuft in positive z-Richtung und somit in entgegengesetzte Richtung zum Polarisierer. Der Winkel der linearen Polarisation wird mithilfe der $\lambda/2$ -Platten eingestellt. **Rechts:** Hier sind die Gitterstrahlen (rote Pfeile) mit den gewünschten Polarisationsvektoren (grau) sowie die Richtung von Polarisierer (dunkelroter Pfeil) und angelegtem Magnetfeld (schwarzer Pfeil) aufgetragen. Der Strahl, der in beide Richtungen zeigt, ist RSC1.

4.2 Aufbau

4.2.1 Optisches Gitter

Die Quelle des Lichtes des optischen Gitters ist ein *TAPro*-Laser der Firma *TOPTICA*. Dieser wird auf einer Wellenlänge von 780,312 nm betrieben, was einer Verstimmung von 32 GHz zu $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 2\rangle$ und 38 GHz zu $|F = 1\rangle \rightarrow |F' = 1\rangle$ entspricht. Im Gegensatz zu den restlichen genutzten Lasern ist dieser nicht frequenzstabilisiert, sondern läuft frei.

Nach Verlassen des Lasers kann die Leistung des Strahles zunächst mit einer Kombination aus $\lambda/2$ -Platte und polarisierendem Strahlteiler (PBS) von Hand eingestellt wird (s. Abb. 4.4). Darüber hinaus wird die Polarisation des Strahles durch den PBS bereinigt. Anschließend wird der Strahl mithilfe eines Teleskops verschmälert (die Vergrößerung beträgt $V = \frac{1}{2}$). Ein Shutter und ein akustooptischer Modulator dienen dazu, das eingekoppelte Licht ein- oder auszuschalten. Dabei wird die -1. Ordnung des AOMs in die dahinter liegende Faser eingekoppelt. Die Leistung des eingekoppelten Lichtes ist von der Spannung abhängig, welche die Radiofrequenzleistung im AOM bestimmt (s. Abb. 4.5).

Der Aufbau vor der ersten Glasfaser steht auf dem Lasertisch, während sich die restlichen Optiken auf dem Experimenttisch befinden. Dort wird der Strahl zunächst in seiner Polarisation bereinigt

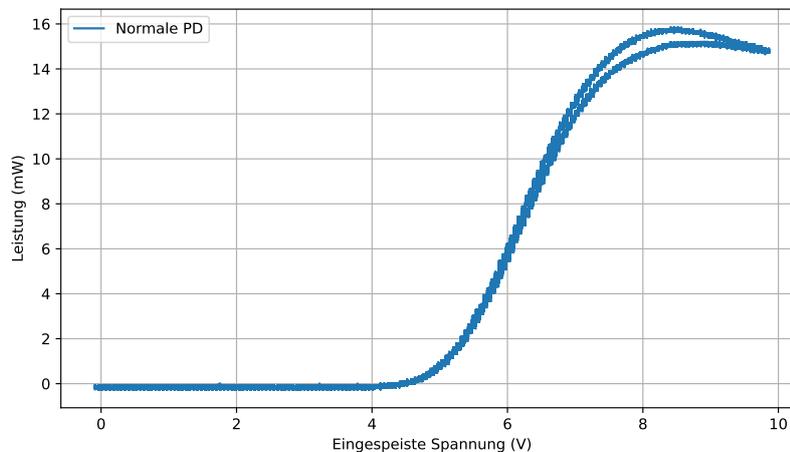


Abbildung 4.5: Kalibration des akustooptischen Modulators zur Steuerung der Lichtleistung in den Strahlen des optischen Gitters: Auf der x-Achse sind die Spannungen aufgetragen, die in die Steuerungselektronik des AOMs eingespeist wurden. Das Eingangssignal wurde durch Einspeisung eines Dreiecksignals zwischen 0 V und 10 V direkt in den AOM bei einer Frequenz von 1 Hz eingespeist und die Lichtleistung des RSC2-Strahles hinter der Experimentierkammer gemessen. Jeder Strahl des Gitters, weist einen Verlauf proportional zu dieser Kurve auf.

und anschließend mit $\lambda/2$ -Platten und polarisierenden Strahlteilern in die drei Gitterarme aufgeteilt (RSC1, RSC2 und RSC3). Hier wird ein Teil der Leistung des ersten Armes (RSC1) gemessen und als Feedbacksignal in den PID-Kreis eingespeist (s. Abschnitt 4.2.1), um damit die Leistung der Strahlen zu regulieren. Die Strahlen RSC1 und RSC2 werden über polarisationserhaltende Fasern zum Experiment geführt und dort in der xy-Ebene unter einem Winkel von 55° durch die Vakuumkammer geschossen. Dabei werden die Polarisationen mithilfe von $\lambda/2$ -Platten so angepasst, dass sie der Form aus dem rechten Teil von Abb. 4.4 entsprechen, um die gewünschte Gitterform zu erzielen [31]. Der Strahl RSC1 wird mithilfe eines Spiegels zurückgeworfen, um eine stehende Welle zu erzeugen. Der dritte Strahl (RSC3) wird über einen 50:50 Strahlteiler in die Vakuumkammer geführt und verläuft in positive z-Richtung. Die Einkopplung in alle Fasern wurde polarisationsoptimiert, damit die Leistung des Lichtes am Ende der Faser stabiler gegenüber äußeren Störungen, wie Erwärmen oder Biegungen der Faser, ist (s. Abschnitt 4.4.1). Die Kopplungseffizienzen der Faserkopplungen befinden sich in Tabelle 4.1.

Die Aufteilung der Strahlleistungen von RSC1, RSC2 und RSC3 wurde so gewählt, dass die Intensität der Lichtstrahlen aus den verschiedenen Richtungen gleich groß ist. Dabei muss beachtet werden, dass der Wert für den RSC3-Strahl vor dem 50:50-Strahlteiler gemessen wurde. Daher muss seine Leistung doppelt so hoch sein, wie die der anderen Strahlen (s. Tabelle 4.1).

Logarithmische Photodioden und der PID-Kreis

Um die Leistung der Strahlen, die das optische Gitter erzeugen, zu messen, wird ein Teil der Leistung mit einer Photodiode vermessen. Diese hat einen eingebauten logarithmischen Verstärker (*AD83087* von *Analog Devices*), was dafür sorgt, dass der ausgegebene Diodenstrom (bzw. die Spannung über dem Eingangswiderstand eines Messgerätes) proportional zum Logarithmus der eingestrahelten Leistung ist (s. Abb. 4.6). Dadurch ist die Photodiode sowohl im Bereich kleiner als auch großer Leistungen sensitiv.

Faser/Lichtarm	vor Faser	hinter Faser	Kopplungseffizienz	hinter Kammer
Laser-/Experimenttisch	(175±5) mW	(106±3) mW	68%	-
RSC 1	(22,4±0,7) mW	(16,0±0,5) mW	71%	(15,1±0,5) mW
RSC 2	(21,2±0,6) mW	(16,5±0,5) mW	78%	(15,2±0,5) mW
RSC 3	(44±1) mW	-	-	(17,2±0,5) mW
log PD	(6,6±0,2) mW	-	-	-

Tabelle 4.1: Leistungen in den Lichtarmen des optischen Gitters an verschiedenen Stellen des Experimentes: Im Falle der Strahlen RSC1 und RSC2 wurde die Leistung unmittelbar vor dem Einkoppler („vor Faser“) und hinter dem Auskoppler („hinter Faser“) gemessen. Im Falle des RSC3-Strahles beschreibt „vor Faser“ die Messung vor dem 50:50-Strahlteiler. Für alle Gitterstrahlen wurde die Leistung (für „hinter Kammer“) hinter der Vakuumkammer gemessen. Die Leistung, die auf die logarithmische Photodiode scheint, wurde vor dieser ohne Berücksichtigung der Öffnung der Blende der Photodiode gemessen. Alle Leistungen wurden mit einem Powermeter (*S121C*) von *Thorlabs* gemessen (Stand 09.06.2022).

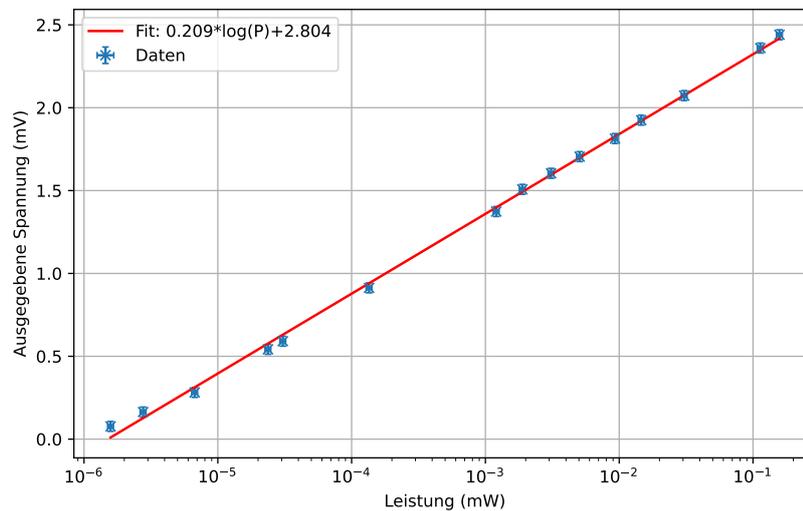


Abbildung 4.6: Charakterisierung der logarithmischen Photodiode: Die Diodenspannung (blau) wird gegen die eingestrahlte Leistung, gemessen mit einem Powermeter der Firma *Ophir Photonics*, aufgetragen. Um den logarithmischen Charakter der Diode zu überprüfen wurde an die Daten eine Exponentialkurve (rot) angepasst, welche aufgrund der logarithmisch skalierten x-Achse linear erscheint.

Das Signal der logarithmischen Photodiode wird verstärkt und in den PID-Kreis eingespeist. Dieses Signal wird von dem PID-Controller mit einem zweiten eingespeisten Signal aus einem Funktionsgenerator subtrahiert und so die Regeldifferenz $e(t)$ berechnet. Der PI(D)-Regler (der Differentialteil wird hier ausgeschaltet) verarbeitet $e(t)$, wie in den theoretischen Grundlagen erläutert, und gibt schließlich eine Spannung aus, die als Stellgröße $u(t)$ fungiert. Dieses Signal wird mithilfe eines speziellen Verstärkers aus einem Spannungsbereich zwischen -12 V und 12 V auf ein Spannungssignal zwischen 0 V und 10 V verschoben. Dies ist nötig, da in die Elektronik, die den AOM steuert, nur positive Spannungen zwischen 0 V und 10 V eingespeist werden können. Die eingespeiste Spannung beeinflusst wiederum, wie viel

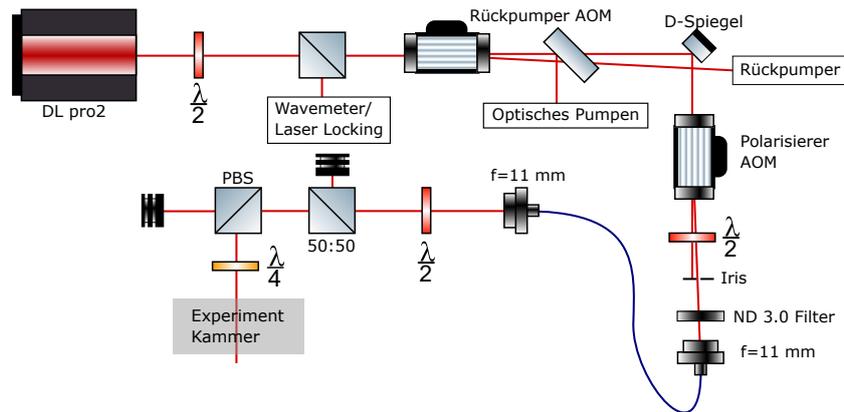


Abbildung 4.7: Schematische Abbildung des Strahlweges zur Erzeugung des Polarisierer-Strahles: Das Licht des frequenzstabilisierten Lasers wird sowohl für den Rückpumper als auch für den Polarisierer genutzt. Durch die Kombination der AOMs kann nur ein Strahl (von Rückpumper und Polarisierer) gleichzeitig mit Licht versorgt werden. Ein starker Filter sorgt für die gewünschte Intensität des Strahles. Die Kombination aus 50:50-Strahlteiler und PBS hinter der Faser sorgt für die Überlagerung des Strahles mit dem nach unten verlaufenden Strahl der MOT.

Leistung durch den AOM in die Faser zum Lasertisch eingespeist wird (s. Abb. 4.5). So soll erreicht werden, dass das gemessene Signal und das Signal des Funktionsgenerators sich in der Form entsprechen.

4.2.2 Polarisierer

Das Licht des Polarisierers wird von einem frequenzstabilisierten *TOPTICA DLpro* bereitgestellt, der ebenfalls das Licht für den Rückpumper liefert. Der Rückpumper wird während des Ladens der MOT, dem optischen Pumpen und zwischen den Prob-Abschnitten genutzt. Während des Raman-Seitenbandkühlens bleibt er hingegen aus. In diesem Falle bleibt der akustooptische Modulator (Rückpumper AOM) ausgeschaltet und das Licht wird nicht durch diesen abgelenkt (s. Abb. 4.7). Der nicht abgelenkte Strahl wird mithilfe eines Halbspiegels reflektiert und durch den Polarisierer-AOM gestrahlt. Dort wird die erste Ordnung in die Faser eingekoppelt. Dabei wird der Strahl mit einem Filter einer optischen Dichte von 3,0 abgeschwächt und seine Polarisation mithilfe einer $\lambda/2$ -Platte angepasst. Nach dem Auskoppeln folgen eine $\lambda/2$ -Platte, ein 50:50-Strahlteiler und ein polarisierender Strahlteiler, um den Strahl von oben in die Kammer zu führen. Die $\lambda/4$ -Platte unmittelbar vor der Vakuumkammer sorgt für die gewünschte zirkuläre Polarisation.

4.3 Berechnungen und Abschätzungen

4.3.1 Raman-Seitenbandkühlung in drei Dimensionen

Im vorangegangenen Theorieteil wurde stets der Fall einer eindimensionalen Falle betrachtet. Das im Experiment angewendete Potential ist jedoch dreidimensional und setzt sich aus insgesamt vier Strahlen zusammen, welche zudem nicht senkrecht zueinander verlaufen. Die Form des Potentials wird mithilfe eines *Mathematica*-Notebooks berechnet [31]. Die elektrischen Felder ebener Wellen linear polarisierter Strahlen haben die Form:

$$\vec{E}_i(\vec{r}) = E_0 \cdot \vec{p}_i \cdot \exp(i(\vec{k}_i \cdot \vec{r} + \phi_i)) \quad (4.11)$$

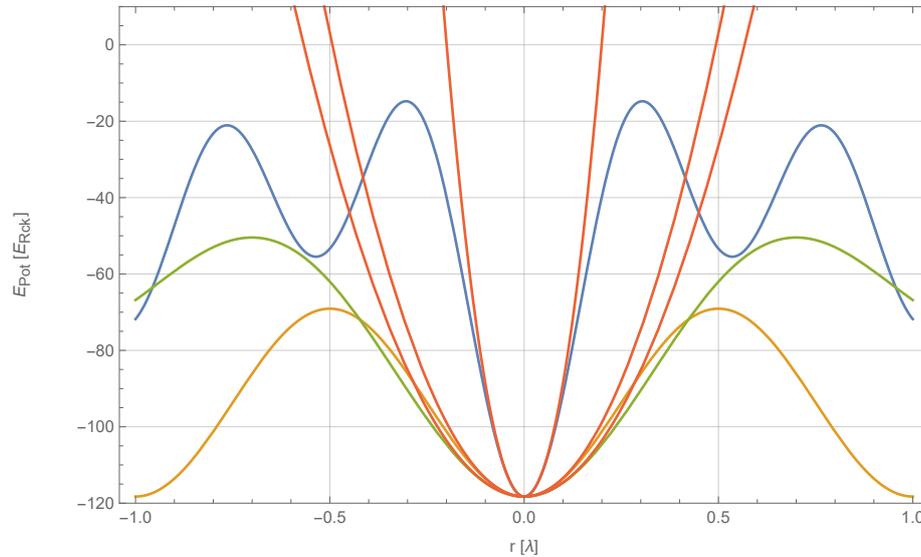


Abbildung 4.8: Verlauf der Gitterpotentiale in den verschiedenen drei Raumrichtungen bei einem Minimum des Potentials mit angepassten Parabeln: Dabei zeigt der blaue Graph das Potential in x-Richtung, der grüne Graph das Potential in y-Richtung und der gelbe Graph das Potential in z-Richtung. Zu jeder der Potentialverläufe wurde eine Parabel aus der angepassten Hyperfläche eingezeichnet (rot). Die potentiellen Energien ergeben sich aus den Summen der elektrischen Feldern der vier Strahlen mit einer Leistung von $P = 16,2 \text{ mW}$, einem Strahlradius von $w_0 = 1,1 \text{ mm}$ und einer Verstimmung von $\Delta = 38 \text{ GHz}$. Die potentielle Energie wird in Einheiten der Rückstoßenergie der Gitterphotonen gegen den Abstand vom Minimum in den verschiedenen Raumrichtungen in Einheiten der Wellenlänge der Gitterstrahlung aufgetragen.

Dabei beschreibt E_0 die Amplitude des Feldes, \vec{k}_i den Wellenvektor, \vec{p}_i den Polarisationsvektor und \vec{r} den Ortsvektor. Das resultierende Feld ergibt sich dann aus der Summe der verschiedenen Strahlen unter Beachtung ihrer Wellenvektoren. Die Intensitätsverteilung der Gaußschen Strahlen wird ignoriert, da angenommen wird, dass sich die Atome im Zentrum der Strahlen befinden. Aus dem Quadrat der elektrischen Feldstärke ergibt sich die Intensität ($I = \frac{1}{2}c\epsilon_0|\vec{E}|^2$) und somit auch das resultierende Potential.

Es wird ein Minimum des Potentials bestimmt und dort eine parabolische Hyperfläche angepasst. Diese hat die Form $f(x, y, z) = a_0 + a_1x + a_2x^2 + b_1y + b_2y^2 + c_1z + c_2z^2 + k_{ab}x \cdot y + k_{ac}x \cdot z + k_{bc}y \cdot z$. Die Abbildung 4.8 zeigt den Verlauf des Potentials in den verschiedenen Raumrichtungen und die Lage der Hyperfläche in den Raumrichtungen. Dort ist außerdem erkennbar, dass das Potential in z-Richtung nur etwa halb so hoch ist und deshalb weniger Energieniveaus in dieser Richtung verfügbar sind. Aus den Parabeln der Raumrichtungen können die Fallenfrequenzen für das Gitter berechnet werden [31]. Die Tabelle 4.2 enthält die berechneten Gittertiefen, Gitterfrequenzen sowie die Lamb-Dicke-Parameter aller drei Raumrichtungen für das im Experiment genutzte Gitter. Da der Lamb-Dicke-Parameter in allen Fällen unter eins liegt, ist eine Änderung der Vibrationquantenzahl bei der Anregung durch den Polarisierer und der spontanen Emission unterdrückt.

Größe	x-Richtung	y-Richtung	z-Richtung
Gittertiefe (E_{Rck})	-114.56	-99.14	-49.18
Gittertiefe (μK)	-20.74	-17.94	-8.90
Fallenfrequenz ω_{vib} ($2\pi \cdot \text{kHz}$)	65.30	26.41	22.98
Lamb-Dicke-Parameter η	0,41	0,38	0,24

Tabelle 4.2: Berechnete Größen für das Potential mit einer Strahlleistung für alle Strahlen von jeweils $P = 16,2$ mW, einem Strahlradius von $w_0 = 1,1$ mm und einer Verstimmung von $\Delta = 38$ GHz.

4.3.2 Abschätzung der Kühlrate

In diesem Abschnitt soll die Kühlrate und die Heizrate für die Raman-Seitenbandkühlung abgeschätzt werden. Im Falle der Kühlrate ist die Rate der Raman-Übergänge und der Anregungen durch den Polarisierer von Interesse. Erstere ist gegeben durch die Formel [35]:

$$\Omega_{eff} = \eta \sqrt{\bar{n}} \frac{\Omega_{2j} \Omega_{1j}}{2\Delta} \sqrt{X(m_F)} \quad (4.12)$$

Dabei beschreibt Δ die Verstimmung zwischen $|i\rangle$ (dem imaginären Zustand) und dem nächstgelegenen tatsächlichen Energieniveau $|j\rangle$ von Rubidium. Die Rabi-Frequenzen $\Omega_{2j} = \frac{e\langle 2|x|j\rangle|E_0|}{\hbar}$ und $\Omega_{1j} = \frac{e\langle j|x|1\rangle|E_0|}{\hbar}$ sind bezogen auf diesen Zustand $|j\rangle$. Die Frequenz der Raman-Übergänge hängt auch davon ab, in welchem Vibrationszustand sich das Atom vor dem Übergang befindet und wie groß der Lamb-Dicke-Parameter ist. Die Konstante $X(m_F)$ ist von der Polarisation und dem jeweiligen m_F -Zustand abhängig. In der Folge werden

$$\bar{n} = 4 \quad X(m_F = 0) = \frac{20}{288} \quad \eta = \sqrt{\frac{E_{Rck}}{E_{vib}}} = 0.315$$

genutzt, was sich aus dem Mittel der Werte aus Tabelle 4.2 ergibt (mit $\bar{\omega}_{vib} = 2\pi \cdot 38,228$ kHz). Die Stärke des elektrischen Feldes ergibt sich über die Intensität im Zentrum eines Gaußschen Strahles aus der Strahlleistung P_0 und dem Strahlradius w_0 [36]:

$$I = \frac{1}{2} c \epsilon_0 |E_0|^2 = \frac{2P_0}{\pi w_0^2} \iff |E_0| = \sqrt{\frac{4P_0}{\pi w_0^2 c \epsilon_0}} \quad (4.13)$$

Ausgehend davon, dass sich die Atomwolke im Zentrum aller Strahlen mit einem Strahlradius von $w_0 = 0,47$ mm¹ und einer Gesamtleistung von $P_0 = (64,8 \pm 1,0)$ mW befinden, ergibt sich für die Stärke des elektrischen Feldes $|E_0| = (5,1 \pm 0,1) \cdot 10^3$ V/m. Außerdem wird hier für $|j\rangle$ der $|P_{3/2}, F = 0\rangle$ -Zustand und für $|1\rangle$ und $|2\rangle$ $|S_{1/2}, F = 1\rangle$ gewählt. Mithilfe der Dipolmatrixelemente aus [6] ergibt sich $\Omega_{eff} = 2\pi \cdot (172 \pm 20)$ kHz.

Als zweites soll die Pump-Rate des Polarisierers abgeschätzt werden. Diese ergibt sich auch hier aus der Rabi-Frequenz bei einer Strahlleistung von 1,6 mW, einer Strahlbreite von 1,1 mm und beträgt $\Omega_{pol} = 2\pi \cdot (17,5 \pm 0,4)$ MHz.

Somit liegt die Rate für die Raman-Übergänge deutlich unter der Pump-Rate des Polarisierers sowie der

¹ berechnet mithilfe von GaussianBeam [37]

Zerfallsrate der spontanen Emission ($\Gamma = 2\pi \cdot 6,006$ MHz) und beschränkt die Höhe der Kühlrate. Da die Pump-Rate deutlich größer ist als die Rate der Raman-Übergänge, kann angenommen werden, dass die Atome angeregt werden, sobald sie den $m_F = -1$ -Zustand erreichen. Ausgehend von einer gleichmäßig zufälligen Verteilung der Anfangszustände durch die spontane Emission werden im Mittel fünf Raman-Übergänge benötigt, um mit mehr als 90% Wahrscheinlichkeit den $m_F = -1$ -Zustand zu erreichen. Es wird davon ausgegangen, dass sich die Atome in einem thermodynamischen Gleichgewicht befinden, da der Energieverteilung dann eine Temperatur zugeordnet werden kann. Da sich die Vibrationsquantenzahl im Mittel um eins ändert, gilt dann für die Änderung der Energie:

$$\dot{E} = \hbar\omega_{vib} \cdot \frac{\Omega_{eff}}{5} = \frac{1}{2} k_B \dot{T} \quad (4.14)$$

Daraus folgt eine Kühlrate von $\dot{T}_K = \frac{2\hbar\omega_{vib}}{5k_B} \cdot \Omega_{eff} = (126 \pm 15)$ mK/s. Geht man davon aus, dass diese Kühlrate konstant bleibt, so ergibt sich, dass während einer 38 ms Kühlphase die Temperatur des Gases um $(4,7 \pm 0,6)$ mK absinkt.

Dies wäre allerdings nur möglich, wenn das Potential des Gitters ebenfalls diese Tiefe aufweisen würde. Die Summe der Gittertiefen aller Raumrichtungen von $E_{tot} = 6,568 \cdot 10^{-22}$ J = $k_B \cdot 47,57$ μ K markiert hier jedoch die Obergrenze für die Kühlung. Dieser Wert ist jedoch nur für den Fall gültig, dass die Atome zu Beginn der Kühlens genau die richtige Energie haben, um den obersten Vibrationseigenzustand anzunehmen.

Neben dem Kühlprozess kommt es zusätzlich zum Heizen der Atome, wenn einzelne Photonen des Gitters mit den Atomen stoßen. Da die Falle stark verstimmt zu den Übergängen von Rubidium ist, streuen die Photonen an den Atomen elastisch [29]. Die übertragene Energie ist dann der Rückstoß der Photonen bei Absorption und Emission durch das Atom. Dabei wird pro Absorption und Emission die Temperatur der Atome um $T_{Rck} = \frac{E_{Rck}}{k_B} = \frac{h^2}{2m_{Rb}\lambda^2 k_B} = 0,362$ μ K erhöht. Die Rate mit der die Streuung geschieht, hängt von der Form der Falle, der Verstimmung und vor allem von der Gittertiefe ab. Diese kann angenähert werden durch:

$$\Gamma_S(\vec{r}) = \frac{3\pi c^2}{2\hbar\omega_0^3} \left(\frac{\Gamma}{\Delta}\right)^2 I(\vec{r}) \quad (4.15)$$

Auch hier wird davon ausgegangen, dass die Strahlen perfekt ausgerichtet wurden und die Atome exakt treffen (d.h. es gilt $I_0 = \frac{2P_0}{\pi w_0^2} = (34,1 \pm 0,3)$ kW/m²). Unter der Annahme, dass das Heizen isotrop geschieht, ergibt sich für die Heizrate [29]:

$$\dot{T}_H = \frac{2/3}{1+\kappa} T_{Rck} \Gamma_S \quad (4.16)$$

Der Faktor κ beschreibt dabei das Verhältnis aus kinetischer und potentieller Energie der Atome und beträgt im Falle eines dreidimensionalen harmonischen Gitters eins. Insgesamt ergibt sich hier eine Streurrate von $\Gamma_S = (414 \pm 4)$ Hz und eine Heizrate von $\dot{T}_H = (50,0 \pm 0,5)$ μ K/s. Somit ist die Heizrate deutlich geringer als die Kühlrate und spielt hier keine signifikante Rolle.

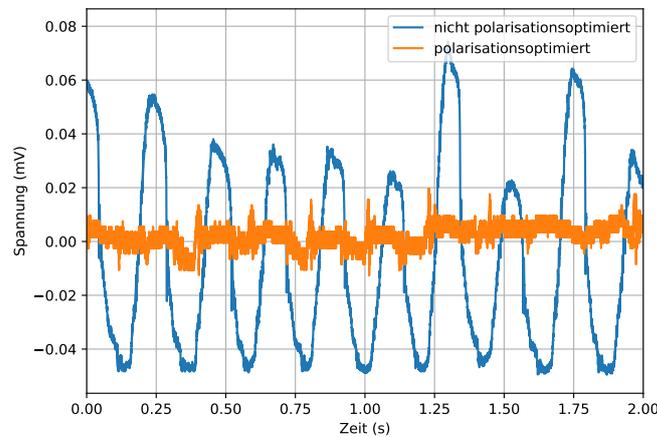


Abbildung 4.9: Oszillogramme aus der Polarisationsoptimierung des Polarisierstrahls: Es ist die Schwankung der Ausgangsspannung der Photodiode bei Knickung der dazugehörigen Faser aufgetragen. Die Spannungen sind jeweils die Differenzen zum Mittelwert aller Datenpunkte, um die Daten von Offsets zu bereinigen. Nach der Polarisationsoptimierung (orangene Daten) wird die Leistung, die die Photodiode erreicht, deutlich weniger von den äußeren Einflüssen beeinflusst.

4.4 Vorgenommene Messungen und Kalibrierungen

4.4.1 Polarisationsoptimierung

Die Einkopplung in alle Fasern muss polarisationsoptimiert werden. Dafür wird vor der Faser eine $\lambda/2$ -Platte eingebaut und dahinter eine $\lambda/2$ -Platte mit einem polarisierenden Strahlteiler. Der vom PBS durchgelassene (p-polarisierte) Anteil des Lichtes wird mithilfe einer Photodiode vermessen und die $\lambda/2$ -Platte hinter der Faser so eingestellt, dass möglichst wenig Licht durchgelassen wird. Durch vorsichtiges leichtes Biegen wird das eingekoppelte Licht entlang der schnellen und der langsamen Achse der Faser unterschiedlich verzögert, wodurch die gemessene Leistung schwankt (vgl. blaue Kurve in Abb. 4.9). Durch Einstellung der $\lambda/2$ -Platte vor der Faser wird das Licht genau entlang einer der beiden Achsen der Faser eingekoppelt. Dadurch wird die Polarisation am Ausgang der Faser deutlich weniger sensibel gegenüber äußeren Störungen (vgl. orangene Kurve in Abbildung 4.9).

Ein Maß für die Qualität der Polarisationsoptimierung ist die sog. „Polarization-Extinction-Ratio“ (kurz PER), die das Verhältnis aus minimaler und maximaler Strahlleistung bzw. Diodenspannung bei Drehen der $\lambda/2$ -Platte vor dem PBS beschreibt. Die genutzten polarisierenden Strahlteiler von *Thorlabs* lassen dabei p-polarisiertes Licht über 1000-mal stärker durch als s-polarisiertes Licht [38]. Somit liegt der Optimalwert für die PER bei ca. 10^{-3} . Die erzielten Werte befinden sich in Tabelle 4.3. Die Diskrepanzen zwischen den erzielten PERs sind auf die unterschiedliche Güte der genutzten Fasern und $\lambda/2$ -Platten zurückzuführen.

Faser	PER
RSC1	0.1%
RSC2	1%
Polarisierer	0.03 %

Tabelle 4.3: Erzielte „Polarization-Extinction-Ratio“ (PER) bei der Polarisationsoptimierung der Einkopplung in verschiedenen Fasern des Experimentes: Die PER beschreibt das Verhältnis der eingekoppelten Leistungen entlang der beiden Achsen der Fasern. Ein möglichst niedriger Wert entspricht hier einer guten Polarisationsoptimierung.

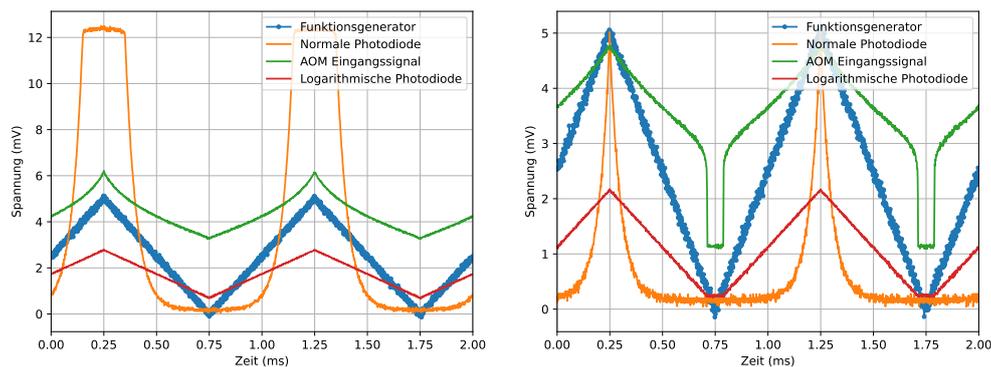


Abbildung 4.10: Einstellung des Offsets der Regeldifferenz durch Einspeisung eines Dreieckssignals: In beiden Oszillogrammen sind jeweils das eingespeiste Signal des Funktionsgenerators (blau), die Ausgangsspannungen von linearer und logarithmischer Photodiode (orange/rot) und die in den AOM eingespeiste Spannung (grün) aufgetragen. Im linken Oszillogramm ist der Offset so groß, dass der AOM nie vollkommen ausgeschaltet wird. Das rechte Oszillogramm zeigt die optimierte Einstellung.

4.4.2 Einstellung der PID-Regelung zur Steuerung der Laserleistung für das optische Gitter

Die Einstellung der Regelung zur Leistungsstabilisierung des optischen Gitter wird in drei Schritten vorgenommen.

Eine erste Einstellung des PID-Reglers wird vorgenommen, indem in den PID-Regler ein Dreieckssignal mit einer Frequenz von 1 kHz zwischen 0 V und 5 V eingespeist wird. Da sich das Signal aus dem Funktionsgenerator langsam ändert, ist hier die Einstellung der Konstanten des PID-Reglers (K_P , K_I und K_D) zunächst nicht nötig. Stattdessen wird der Offset der Regeldifferenz $e(t)$ eingestellt. Dies ist analog zum Hinzufügen eines Offsets zum Ausgangssignal der logarithmischen Photodiode. Die Abbildung 4.10 zeigt die Auftragung einer solchen Messung bei zwei verschiedenen Offsets. Dort ist das eingespeiste Dreieckssignal (blau), die ausgegebene Spannung der logarithmischen Photodiode (rot) und das Signal (grün), das in den AOM eingespeist wird, aufgetragen. Zusätzlich wird in den Strahlweg eine Photodiode mit einem optischen Filter eingebaut, deren Signal dort auch aufgetragen ist (orange). Ziel der Einstellung ist es, den Offset so einzustellen, dass ein großer Bereich der Strahlleistung abgedeckt wird und gleichzeitig das Signal des AOMs bis auf den Minimalwert abfällt und kein Licht durchgelassen wird (rechter Fall). Im linken Fall ist der Offset so groß eingestellt, dass der AOM die Leistung nie vollkommen ausschaltet (die rote und die grüne Kurve werden nicht flach). Anschließend

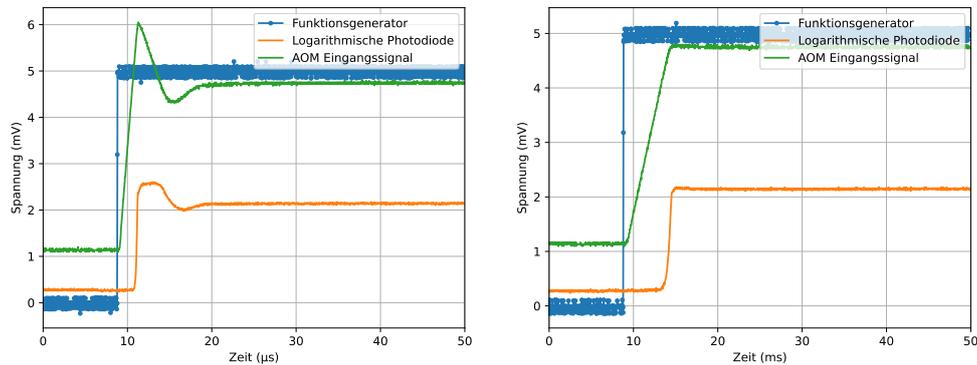


Abbildung 4.11: Anpassung der PID-Konstanten mithilfe eines Rechtecksignals: In beiden Oszillogrammen sind jeweils das Signal des Funktionsgenerators (blau), die Ausgangsspannung der logarithmischen Photodiode (orange) und die in den AOM eingespeiste Spannung (grün) aufgetragen. Das linke Oszillogramm zeigt den Fall in dem K_I zu groß gewählt wird und es so zu einem Überschiesßen des Signals kommt. Im rechten Oszillogramm ist der der optimierte Fall dargestellt.

werden die Konstanten des PID-Reglers eingestellt, indem ein Rechtecksignal mit einer Frequenz von 1 kHz und einer Amplitude von 5 V genutzt wird. Dabei wird der D-Teil ausgestellt, weil dieser sehr sensibel gegenüber Fluktuationen des Fehlersignals, zum Beispiel durch Streuung der Strahlen an einem Staubkorn oder durch Rauschen der Photodiode, ist. Da sich das Rechtecksignal deutlich schneller ändert als das zuvor genutzte Dreieckssignal, ist dieses besser geeignet, um die Konstanten K_P und K_I einzustellen. Hierbei hat die Einstellung von K_I einen größeren Einfluss auf die Qualität der Steuerung des PI-Reglers. Für eine große K_I -Konstante kommt es zu einem Überschiesßen des angepassten Signals (s. Abbildung 4.11 linkes Oszillogramm). Wählt man die Konstante hingegen zu gering, so dauert es sehr lange, bis sich die Strahlleistung auf den Sollwert eingestellt hat. Der Optimalfall beschreibt daher das schnellstmöglich Erreichen des Plateauniveaus ohne ein Überschiesßen (s. Abbildung 4.11 rechtes Oszillogramm).

Zuletzt wird die finale Pulsform, also ein Plateau, dessen Flanken gemäß

$$f(t) = \log \left(\frac{1}{\left(1 + \frac{\tau t}{\tau}\right)^2} \right) \quad (4.17)$$

auf- und absteigen, eingespeist (wobei t immer in positive Zeitrichtung verläuft). Hier muss die Verstärkung des Signales aus der logarithmischen Photodiode erhöht werden, da die Maximalspannung von 10 V in die Steuerungselektronik des AOMs eingespeist wird, während das Fehlersignal $e(t)$ noch nicht verschwindet. Zudem wird der Bereich erreicht, bei dem die Leistung am Ausgang des AOMs mit zunehmender Spannung abfällt (s. Abb. 4.5). Die Abbildung 4.12 zeigt das Oszillogramm bei Einspeisung des Pulssignals nach den Anpassungen. Nach Aufnahme des Oszillogrammes wird die Verstärkung noch einmal weiter verringert, um den vollen Bereich für die Amplitude des Eingangssignals (bis zu 10 V) ausnutzen zu können. Die Kurvenform der einzelnen Oszillogramme ändert sich dadurch allerdings nicht mehr, sondern lediglich die Spannungsamplitude.

Das adiabatische Absenken der Lichtleistung nach der Raman-Seitenbandkühlung ist elementar, um

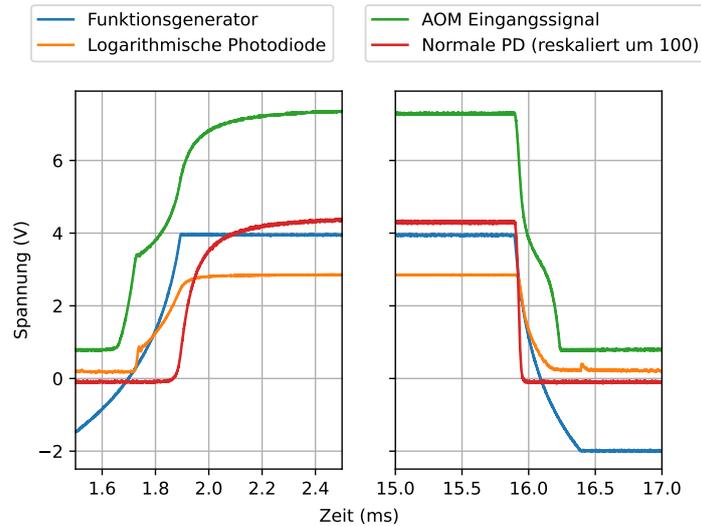


Abbildung 4.12: Ausgangssignal der logarithmischen Photodiode und des PID-Reglers bei Einspeisung des Signals, welches zum adiabatischen Auf- und Absenken der Falle genutzt wird: Beim Eingangssignal des Funktionsgenerators wird eine Maximalspannung von 4 V eingestellt und eine Abfallskonstante von $50 \mu\text{s}$ gewählt. Mithilfe einer lineare Photodiode wird die Leistung des RSC2-Strahles hinter der Experimentierkammer gemessen.

Photodiode	A	t_0	c
Linear	$(6,4 \pm 0,3) \cdot 10^{-3} \text{ V}$	$(15,9477 \pm 0,0005) \text{ ms}$	$(-3,0 \pm 0,1) \cdot 10^{-3} \text{ V}$
Logarithmisch	$24,5 \pm 0,2$	$(15,9106 \pm 0,0005) \text{ ms}$	$0,693 \pm 0,006$

Tabelle 4.4: Anpassungsparameter für die abfallende Laserleistung gemessen mit einer linearen und einer logarithmischen Photodiode beim Absenken des optischen Gitters für das Raman-Seitenbandkühlen

sicherzustellen, dass sich die Atome währenddessen möglichst wenig aufheizen. Um dies zu überprüfen, wird an die Daten des Abfalles in Abbildung 4.12 für die lineare und die logarithmische Photodiode jeweils eine Kurve folgender Form angepasst:

$$\text{logarithmisch: } f(t) = \ln \left(\frac{A}{\left(1 + \frac{t-t_0}{\tau}\right)^2} + c \right) \cdot 1 \text{ V} \quad (4.18)$$

$$\text{linear: } f(t) = \frac{A}{\left(1 + \frac{t-t_0}{\tau}\right)^2} + c \quad (4.19)$$

Die Abbildung 4.13 zeigt die Anpassung der Kurven an die Messdaten (Anpassungsparameter befinden sich in Tabelle 4.4). Anhand der von Abb. 4.13 ist erkennbar, dass die gemessene Leistung nicht den optimalen Verlauf aufweist. Die Gründe dafür sind vielfältig. Einerseits regelt der PID-Regler nicht perfekt nach, sondern hat eine Verzögerung und sorgt für eine leichte Verformung (s. Abb. 4.11). Darüber hinaus ist die vom AOM in durchgelassen Laserleistung nicht linear zur Eingangsspannung (s. Abbildung 4.5). Außerdem muss beachtet werden, dass das Signal des Funktionsgenerators auch in den negativen Bereich hineinverläuft (s. Abbildung 4.12), um sicherzustellen, dass der AOM das Licht vollkommen ausschaltet. Dies verursacht einen „Knick“ am Ende des gemessenen Leistungsabfalls, was

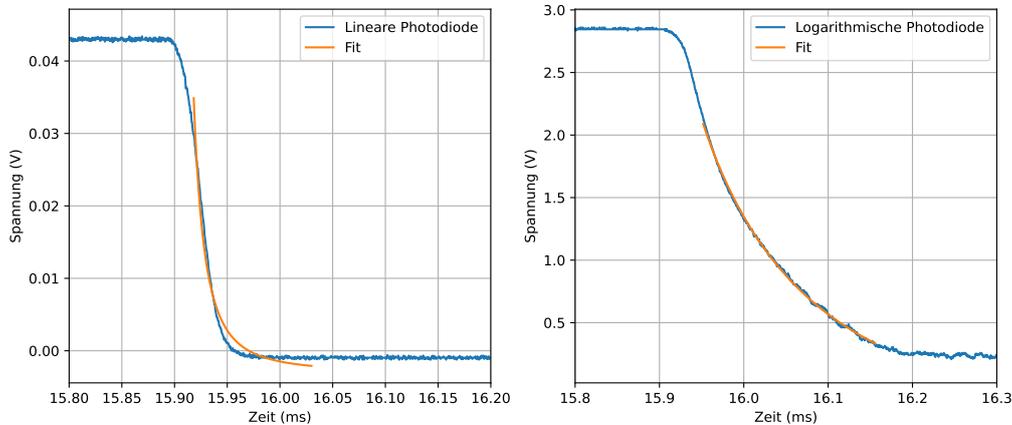


Abbildung 4.13: Anpassung der Kurven an die abfallende Intensität eines Gitterstrahles, gemessen mit einer logarithmischen (rechts) und einer linearen (links) Photodiode. Der Bereich der Messpunkte, die für den Fit genutzt werden, entsprechen dem Bereich in dem die angepasste Kurve aufgetragen ist. Die angepassten Kurven haben die Form der Gleichungen 4.19 und 4.19.

die Anpassung einer Kurve zusätzlich erschwert (s. Abb. 4.13 rechts). Dieser hat jedoch nur einen geringen Einfluss auf die Atome, da die Falle dort schon stark abgesenkt wurde. Bei Nutzung der linearen Photodiode ist dieser gar nicht erkennbar. Diese Effekte lassen sich nicht ohne weiteres beheben und daher nehmen wir hier an, dass die gemachten Einstellungen ausreichend gut sind.

4.4.3 Anordnung der Gitter- und Polarisiererstrahlen

Nachdem die Leistungen der Gitterstrahlen mithilfe der $\lambda/2$ -Platten und der polarisierenden Strahlteiler aufgeteilt wurden, müssen die Gitterstrahlen in der Vakuumkammer ausgerichtet werden, sodass die Atomwolke gut getroffen wird. Für die xy-Richtung gibt es hierfür bereits vorgebaute neigbare Auskoppler. In der z-Richtung wird der Strahl auf den 50:50-Strahlteiler geschossen, der sich unter der Experimentierkammer befindet.

Um die Strahlen exakt auf die Atomwolke in der Dipolfalle auszurichten, wird der *TAPro*-Laser zunächst resonant zum Übergang $|5S_{1/2}, F = 2\rangle \rightarrow |5S_{1/2}, F = 2\rangle$ eingestellt. Anschließend werden jeweils alle Strahlen bis auf einen geblockt. Mithilfe ihrer Stellschrauben werden die Auskoppler der Strahlen „RSC 1“ und „RSC 2“ so eingestellt, dass sie die Atomwolke optimal treffen und diese auf den Absorptionbildern nicht mehr sichtbar ist (s. Abb. 4.14 unten rechts). Dies liegt daran, dass die Atome durch die Anregung so erhitzt werden, dass sie die Falle verlassen und gleichzeitig in den, für Probstrahl und Absorptionbilder unsichtbaren, Zustand $|5S_{1/2}, F = 1\rangle$ gepumpt werden. Durch Verringern der Leistung der Gitter-Strahlen wird der Bereich kleiner, in dem die Atome weggeschossen werden, und die Ausrichtung exakter.

Die Abbildung 4.14 zeigt die Transmission des Probstrahles in Abhängigkeit der Laserleistung bei vorheriger Bestrahlung der Wolke mit einem der Gitter-Strahlen. Während sich die Transmission im Falle geringer Lichtleistung kaum ändert, beeinflusst der Gitter-Laser ab einer Leistung von ca. $10 \mu\text{W}$ die Transmission zunehmend. Bei Erreichen von 3 mW wird die gesamte Atomwolke in den dunklen Zustand gepumpt oder aus der Falle geheizt. In diesem Fall wird kein Licht des Probstrahls wird

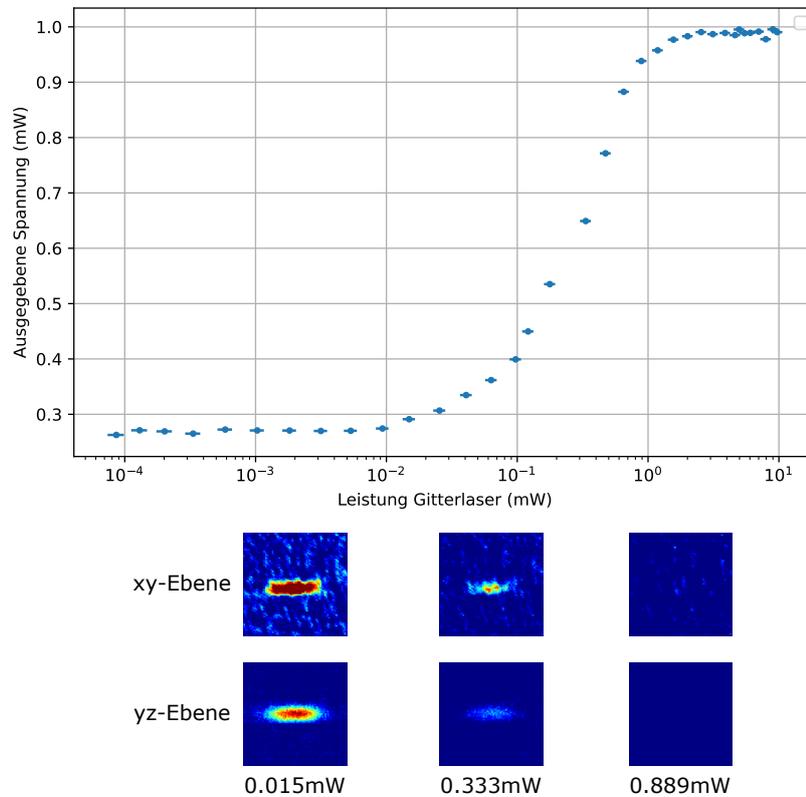


Abbildung 4.14: **Oben:** Transmission des Probstrahls ($|5S_{1/2}, F = 2\rangle \rightarrow (5S_{1/2}, F = 3)$ -Übergang) bei vorheriger Bestrahlung der Atomwolke mit einem der Gitterlaser bei variabler Leistung. **Unten:** Absorptionsbilder der Atomwolke bei verschiedenen Intensitäten des Gitterstrahles in den beiden Aufnahmeebenen.

absorbiert.

Der Spiegel zur Rückreflektion des „RSC 1“-Strahls wird ausgerichtet, indem das Licht zurück in die Faser eingekoppelt wird und am Strahlteiler vor der logarithmischen Photodiode mithilfe einer Photodiode vermessen wird. Der Spiegel wird so eingestellt, dass die gemessene Leistung maximal wird. Zur Ausrichtung des Strahles für das optische Gitter, der in positive z-Richtung verläuft, (RSC3) wird dieser zunächst mit dem Strahl der magnetooptischen Falle, der in entgegengesetzter Richtung verläuft, überlagert. Anschließend wird dieser analog zu den anderen Strahlen anhand der Absorptionsbilder ausgerichtet (s. Abb. 4.14).

Der Polarisiererstrahl wird ausgerichtet, indem er mit dem Strahl der magnetooptischen Falle, der von unten nach oben verläuft, überlagert wird. Anschließend wird auch hier zur Ausrichtung die Atomwolke mithilfe des Strahles weggeschossen.

4.4.4 Überprüfung der Zustandsvorbereitung

Damit das Raman-Seitenbandkühlen effektiv funktioniert, ist es wichtig, dass die Atome mithilfe des Pumplasers zuvor in den Zustand $|F = 1\rangle$ gebracht werden. Um dies zu überprüfen wird die Transmission

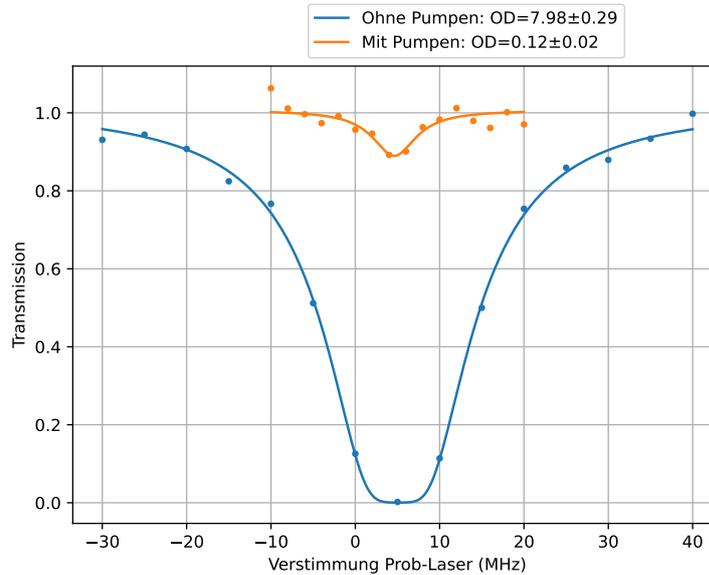


Abbildung 4.15: Hier wird überprüft inwiefern die Atome für das Raman-Seitenbandkühlen vorbereitet werden können. Die Transmission des Probstrahls ($|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 3\rangle$) wird mit (orange Punkte bzw. oranger Graph) und ohne (blaue Punkte bzw. blauer Graph) vorherigem Bestrahlen der Atom mit dem Pumpstrahl ($|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 2\rangle$) gemessen. Die starke Verringerung der optischen Dichte bei Nutzung des Pumpstrahls bedeutet eine starke Population des $|5S_{1/2}, F = 2\rangle$ -Zustandes durch selbigen. Die Verstimmung des Probstrahls ist relativ zum Master-Laser angegeben.

des Probstrahls einmal mit und einmal ohne vorheriges Bestrahlen der Atome mit dem Pumpstrahl² vorgenommen, der resonant zum Übergang $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 2\rangle$ ist. Die Atome werden solange in den $|F' = 2\rangle$ -Zustand angeregt, bis sie aus dem angeregten Zustand mittels spontaner Emission in den Zustand $|5S_{1/2}, F = 1\rangle$ gelangen. Dieser Zustand ist ein Dunkelzustand für den Probstrahl, der resonant zu $|5S_{1/2}, F = 2\rangle \rightarrow |5P_{3/2}, F' = 3\rangle$ ist. Die Abbildung 4.15 zeigt die gemessene Transmission in Relation zur Verstimmung des Probstrahls mit jeweils einer angepassten Absorptionskurve (s. Gleichung (2.2)). Um zu berechnen, wie stark sich die Population des $|F = 2\rangle$ -Zustandes ändert, nutzen wir $OD = \frac{N}{V} L \sigma_0$. Da sich V , L und σ_0 in beiden Fällen entsprechen, weil in die gleiche Atomwolke untersucht wird, ergibt sich das Verhältnis der Populationen aus dem Verhältnis der optischen Dichten (OD_{pump} und N_{pump} entsprechen dem Fall mit und OD_0 und N_0 dem Fall ohne Pumplaser):

$$\frac{OD_{\text{pump}}}{OD_0} = \frac{N_{\text{pump}}}{N_0} = (1,5 \pm 0,2)\% \quad (4.20)$$

Unter der Annahme, dass sich zuvor alle Atome im Zustand $|5S_{1/2}, F = 2\rangle$ befinden und die Atome aufgrund des Pumpstrahls nicht so stark geheizt werden, dass sie die Falle verlassen³, ergibt sich, dass sich mindestens $P_{F=1} = (98,5 \pm 0,2)\%$ der Atome nach dem Pumpen im $|F = 1\rangle$ -Zustand befinden.

² ohne Nutzung eines Rückpumpers

³ Diese Annahme ist aufgrund der Einstellung der Leistung des Pumpstrahles zulässig

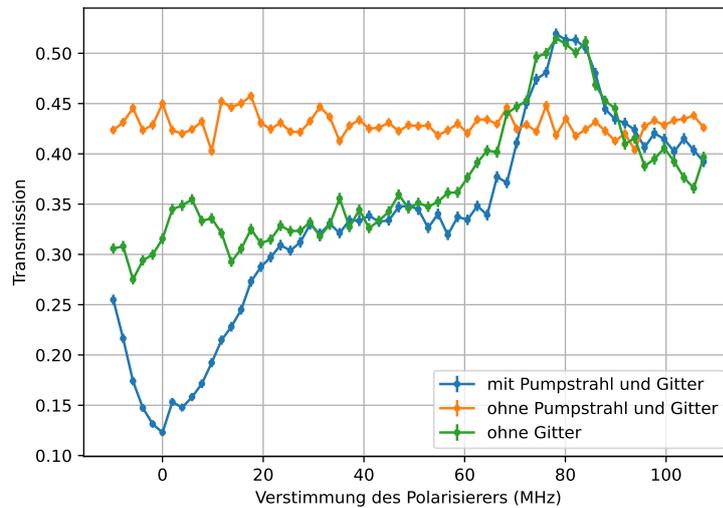


Abbildung 4.16: Messung der Transmission des Probstrahls durch die Atomwolke bei Variation der Verstimmung des Polarisierers relativ zum kühlenden Übergang: Es werden die drei Fälle untersucht: Zunächst werden sowohl Pumpstrahl als auch Gitterstrahlen ein- (blau) bzw. ausgeschaltet (orange). Zuletzt bleibt der das Gitter aus und nur das optische Gitter eingeschaltet (grün).

4.5 Anwendung des Raman-Seitenbandkühlens

Nach den gemachten Kalibrierungen und Messungen im Vorfeld soll nun die Raman-Seitenbandkühlung angewendet werden. Dazu werden die Magnetfelder (auf Basis der Magnetfeldkalibration) so eingestellt, dass Streufelder kompensiert werden und die Linienaufspaltung durch den Zeemaneffekt $\Delta E = h \cdot 100 \text{ kHz}$ ⁴ beträgt: $B_x = 120 \text{ mG}$, $B_y = 78 \text{ mG}$ und $B_z = 440 \text{ mG}$. Anschließend wird die Verstimmung des Polarisierers variiert und die Transmission des Probstrahles gemessen. Dieser ist so verstimmt ($\Delta = 12 \text{ MHz}$ zum Master-Laser), dass er sich auf dem ansteigenden Teil der Transmissionkurve befindet (vgl. Abb. 4.15). Bei dieser Verstimmung ist der Einfluss der Kühlung auf die Transmission am besten erkennbar. Die Messung wird mit und ohne Einschalten von Gitter und Pumpstrahl vorgenommen. Dabei beträgt die Amplitude des Signals aus dem Funktionsgenerator 5 V und die Leistung des Pumpstrahls $P_{\text{pump}} = 0,14 \mu\text{W}$ (s. Abb. 4.16).

Für den Fall, dass sowohl das Gitter als auch der Pumpstrahl ausgeschaltet bleiben, macht sich keine Abhängigkeit der Transmission von der Verstimmung des Polarisierers bemerkbar. Dies deutet darauf hin, dass der Polarisierer die Atome nicht beeinflusst, da diese (aufgrund der Abwesenheit des Pumpstrahles) größtenteils im $|F = 2\rangle$ -Zustand sind. Andernfalls wird lediglich der Zustand $|5S_{1/2}, F = 1, m_F = -1\rangle$ entpumpt, was die Transmission des Probstrahles aufgrund des optischen Pumpens vor der Messung nicht beeinflusst.

Bei Nutzung des Pumpstrahles und des Polarisierers befindet sich die Transmission deutlich unter dem Wert bei der alleinigen Nutzung des Polarisierers. Lediglich bei einer Verstimmung von ca. 80 MHz macht sich eine Erhöhung der Transmission bemerkbar, was auf ein Erhitzen der Atome hindeutet. Bei

⁴ Dies ist ein Erfahrungswert aus vorangegangenen Experimenten.

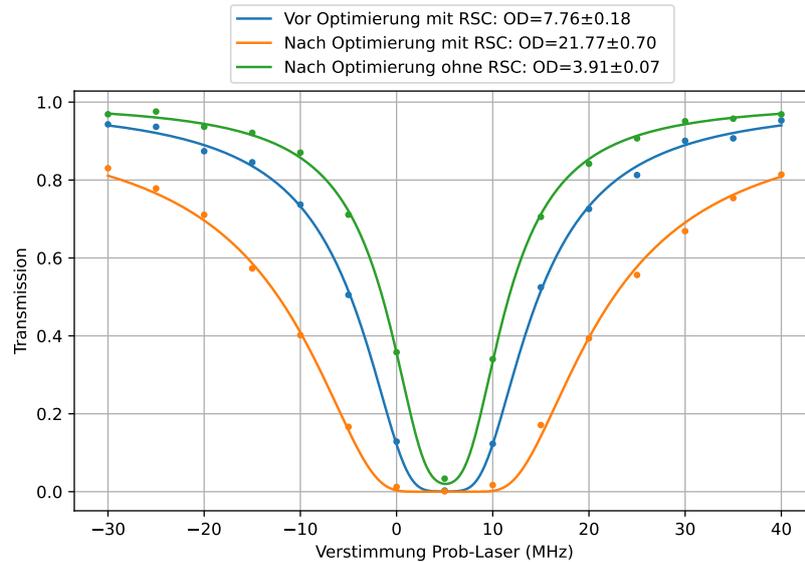


Abbildung 4.17: Auswirkung der Optimierung der Kühlparameter auf die optische Dichte: Die Transmission bei variabler Verstimmung des Probstrahles relativ zum Master-Laser vor der Optimierung bei Nutzung der Raman-Seitenbandkühlung (blau) und nach der Optimierung mit (orange) und ohne (grün) Raman-Seitenbandkühlung. An die Daten wurde jeweils eine (gleichfarbige) Absorptionskurve angepasst und die optische Dichte bestimmt. Die optische Dichte hat sich durch die Optimierung ungefähr verdreifacht. Darüber hinaus ist erkennbar, dass das Raman-Seitenbandkühlen die optische Dichte stark steigert.

einer Verstimmung von 72 MHz erwarten wir, dass der Polarisierer den Übergang $|F = 1\rangle \rightarrow |F' = 1\rangle$ treibt. Von dort können die Atome mittels spontaner Emission in den Zustand $|F = 2\rangle$ zerfallen und werden von dort wiederum durch den Pump Laser angeregt. Durch die vielen Anregungen wird ein Teil der Atome so stark erhitzt, dass sie die optische Dipolfalle verlassen und deshalb nicht zur Absorption des Problichtes beitragen. Dies steigert die Transmission.

Bei der zusätzlichen Nutzung des Gitters wird ein tiefes Transmissionsminimum beobachtbar. Dies deutet darauf hin, dass die Atome hier durch Raman-Seitenbandkühlen gekühlt werden, da dies für eine dichtere Atomwolke sorgt. Auch in dem Fall der Verwendung des Gitters ist das Erhitzen bei einer starken Verstimmung des Polarisierers beobachtbar.

Nachdem nun gezeigt wurde, dass das Raman-Seitenbandkühlen einen positiven Einfluss auf die Absorption bzw. die optische Dichte der Atomwolke hat, werden die Parameter so optimiert, dass die optische Dichte einen möglichst großen Wert annimmt bzw. die Transmission minimal wird. Dazu wird der jeweilige Parameter in einem Wertebereich variiert und die Transmission gemessen. Schließlich wird der Wert gewählt bei dem die Transmission minimal wird.

Optimiert wurden dabei die Lichtleistungen der optischen Dipolfalle beim evaporativen Kühlen, die Leistung des Polarisierers, die Leistung und Verstimmung des Pumpstrahles und die verschiedenen Magnetfelder. Aufgrund des Stark-Effektes [6] müssen für die Verstimmungen und Magnetfelder während der beiden Kühlabschnitte verschiedene Werte genutzt werden. Die Leistung der optischen Dipolfalle wird hier zunächst von $P_1 = (10,2 \pm 0,5) \text{ W}$ auf $P_2 = (7,1 \pm 0,4) \text{ W}$ und dann auf $P_2 = (3,0 \pm 0,2) \text{ W}$ abgesenkt. Besonders betroffen ist davon die Verstimmung des Polarisierers, weshalb diese während des Kühlens linear abgesenkt wird. Die Verschiebung der Energieniveaus aufgrund der angelegten

Messung	OD	Horizontal		Vertikal		\bar{T} (μK)
		T_x (μK)	T_y (μK)	T_y (μK)	T_z (μK)	
1	11,69±0,16	81,1±9,9	27,9±7,0	35,9±4,9	38,5±2,3	45,9±3,3
2a	6,25±0,06	24,5±2,3	6,4±1,2	7,5±0,5	13,8±0,8	10,2±0,7
2b	2,28±0,03	10,1±1,9	2,4±1,1	1,7±0,8	5,7±0,3	5,0±1,3
3a	47,16±0,53	8,4±0,4	5,7±0,6	5,6±0,5	6,9±0,3	6,7±0,2
3b	22,72±0,25	3,8±0,2	2,1±0,2	2,0±0,3	3,2±0,9	2,8±0,2
4	21,21±0,29	55,6±6,2	26,0±5,0	27,3±0,9	29,0±0,7	34,5±2,0

Tabelle 4.5: Bestimmte optische Dichten und Temperaturen für die verschiedenen Messungen. \bar{T} beschreibt den Mittelwert für alle Bildachsen und „Horizontal“ die xy-Ebene und „Vertikal“ die yz-Ebene.

Magnetfelder in den beiden Kühlphasen $\Delta E_{Z1} = h \cdot \Delta_{Z1}$ und $\Delta E_{Z2} = h \cdot \Delta_{Z1}$ müssen ebenfalls sorgfältig gewählt werden. Die Abbildung 4.17 zeigt die Verbesserung der optischen Dichte nach der gemachten Optimierung und darüber hinaus den signifikanten positiven Einfluss des Raman-Seitenbandkühlens auf selbige.

Nach diesen Anpassungen wird die Polarisation der Strahlen zur Erzeugung der Dipolfalle angepasst. Dies beeinflusst den Effekt des Raman-Seitenbandkühlens nicht unmittelbar, sorgt aber dafür, dass die optische Dichte in der Folge noch einmal stark (bis zu $OD = 50$) anstieg. Dies liegt daran, dass bei nicht orthogonaler Polarisation der Dipolfallenstrahlen ein Gitter erzeugt wird, das die Atome heizt. Dies sorgt für eine starke Verringerung der optischen Dichte.

Um die Temperatur nach der Raman-Seitenbandkühlung, sowie dem gleichzeitigen evaporativen Kühlen, zu messen, wird eine spezielle Sequenz genutzt. Diese beginnt analog zur Sequenz der Messung der Transmission der Atomwolke mit dem Laden und Komprimieren der MOT und optischen Dipolfalle mit anschließendem Raman-Seitenbandkühlen (inklusive evaporativem Kühlen) und optischem Pumpen. Danach wird die Dipolfalle ausgeschaltet und zwei Absorptionbilder (in x- und in z-Richtung) nach einer bestimmten Flugzeit (*time of flight*) aufgenommen. Diese Messung wird für verschiedene Flugzeiten durchgeführt.

Die Absorptionbilder werden mithilfe eines Analyseprogrammes ausgewertet, welches zunächst über die Bilder mit gleicher Flugzeit mittelt. Anschließend werden die Absorptionswerte der Pixel in einem engen Bereich um die Atomwolke einmal spalten- und einmal zeilenweise aufsummiert. So entsteht aus dem zweidimensionalen Absorptionbild eine eindimensionale Absorptions- bzw. Atomverteilung entlang der beiden Bildachsen. An diese wird für jede Flugzeit, jede Aufnahme richtung und für jede Bildachse eine Gaußkurve angepasst. Da die Vergrößerung der Kamera bekannt ist, kann aus der Breite der Gaußkurve in Pixeln die Größe der Atomwolke berechnet werden.

Die Breite der Atomwolke wird gegen die Flugzeit aufgetragen und daran eine Gerade angepasst. Die Steigung v der Geraden entspricht genau der Geschwindigkeit, mit der sich die Wolke ausbreitet. Daraus ergibt sich die Temperatur für jede Richtung eines Bildes durch [39]:

$$T = \frac{m_{87\text{Rb}} \cdot v^2}{2k_B} \quad (4.21)$$

Eine Messung von Temperatur und optischer Dichte wird für folgende Kombinationen von evaporativem Kühlen und Raman-Seitenbandkühlung vorgenommen:

- Messung 1: Kein evaporatives oder Raman-Seitenbandkühlen (Die Dipolfalle bleibt konstant auf 10,2 W.)
- Messung 2: Evaporatives Kühlen ohne Raman-Seitenbandkühlung
 1. a: mit flacher Leistungsrampe ($P_1 = (10,2 \pm 0,5) \text{ W} \rightarrow P_2 = (7,1 \pm 0,4) \text{ W} \rightarrow P_3 = (3,0 \pm 0,2) \text{ W}$)
 2. b: mit steiler Leistungsrampe ($P_1 = (10,2 \pm 0,5) \text{ W} \rightarrow P_2 = (5,4 \pm 0,3) \text{ W} \rightarrow P_3 = (1,2 \pm 0,1) \text{ W}$)
- Messung 3: Evaporatives Kühlen und Raman-Seitenbandkühlung
 - a: mit flacher Leistungsrampe ($P_1 = (10,2 \pm 0,5) \text{ W} \rightarrow P_2 = (7,1 \pm 0,4) \text{ W} \rightarrow P_3 = (3,0 \pm 0,2) \text{ W}$ mit $\Delta_{Z1} = 153,5 \text{ kHz}$ und $\Delta_{Z2} = 80,1 \text{ kHz}$)
 - b: mit steiler Leistungsrampe ($P_1 = (10,2 \pm 0,5) \text{ W} \rightarrow P_2 = (5,4 \pm 0,3) \text{ W} \rightarrow P_3 = (1,2 \pm 0,1) \text{ W}$ mit $\Delta_{Z1} = 153,5 \text{ MHz}$ und $\Delta_{Z2} = 49,3 \text{ MHz}$)
- Messung 4: Raman-Seitenbandkühlung ohne evaporatives Kühlen (Die Dipolfalle bleibt konstant auf 10,2 W und es gilt $\Delta_{Z1} = 153,5 \text{ kHz}$ und $\Delta_{Z2} = 80,1 \text{ kHz}$)

Die angegebenen Aufspaltungen durch die Magnetfelder sind auch mit Fehlern behaftet. Diese hängen von der Genauigkeit der Stromversorgung für die Spulen, der Ausrichtung der Spulen und der Lage der Atome innerhalb des Magnetfeldes ab. Die Abbildung 4.19 zeigt Absorptionbilder der Messungen und Tabelle 4.5 enthält die berechneten Temperaturen und optischen Dichten. Darüber hinaus zeigt Abbildung 4.18 die Messung der Absorptionskurven zur Bestimmung der optischen Dichte des Gases.

Kühlt man das Gas lediglich durch Raman-Seitenbandkühlung, ohne zusätzliches evaporatives Kühlen, so verringert sich die Temperatur des Gases um $(11,4 \pm 2,4) \mu\text{K}$. Dies sind rund 23% der abgeschätzten maximalen Kühlrate und entspricht einer mittleren Verringerung der Vibrationsquantenzahl für alle Raumrichtungen von $\bar{n} = 9,2 \pm 2,0$. Die Kühlung sorgt dafür, dass sich die Atome bei Aufnahme der Absorptionbilder deutlich langsamer ausbreiten und die Atomwolke länger erkennbar bleibt (s. Abb. 4.19 erste und letzte Zeile der Absorptionbilder). Darüber hinaus ist die gekühlte Atomwolke deutlich dichter und ihre optische Dichte ist somit größer ($OD_4 = 21,21 \pm 0,29$ statt $OD_1 = 11,69 \pm 0,16$).

Bei alleiniger Nutzung des evaporativen Kühlens lassen sich deutlich niedrigere Temperaturen, als durch Raman-Seitenbandkühlung, erzielen (vgl. Tabelle 4.5). Auch ist auf den Absorptionbildern erkennbar, dass für den Fall der steilen Rampe (Messung 2b) die Atomwolke länger erkennbar ist als im Falle der flachen Rampe (Messung 2a), obwohl zu Beginn weniger Atome vorhanden sind. Auch dies deutet auf die niedrigere Temperatur der Atome bei Nutzung der steilen Rampe hin. Das Absenken der optischen Dipolfalle hat jedoch auch zur Folge, dass die Anzahl der Atome stark abfällt, da die heißen Atome nicht von der Falle festgehalten werden können und diese verlassen. Dies macht sich auch in der niedrigen optischen Dichte bemerkbar ($OD_{2a} = 6,25 \pm 0,06$ bzw. $OD_{2b} = 2,28 \pm 0,03$).

Mithilfe einer Kombination von Raman-Seitenbandkühlung und evaporativem Kühlen lassen sich sowohl die niedrigsten Temperaturen als auch die größte optische Dichte erzielen (Messung 3a und 3b). Dies liegt daran, dass die heißen Atome mithilfe der Raman-Seitenbandkühlung stärker gekühlt werden, während sich die Falle absenkt. Das ist besonders gut anhand der Absorptionbilder erkennbar: Bei einer Flugzeit von 0,02 ms sehen die Atomwolken der Messungen 1 und 3 ähnlich groß und dicht aus. Nach längerer Flugzeit bleiben die gekühlten Wolken deutlich länger erkennbar. Da die Atomwolke stark abgekühlt wurde, bleibt sie auch bei einer Messung der Absorption deutlich dichter, was für eine größere optische

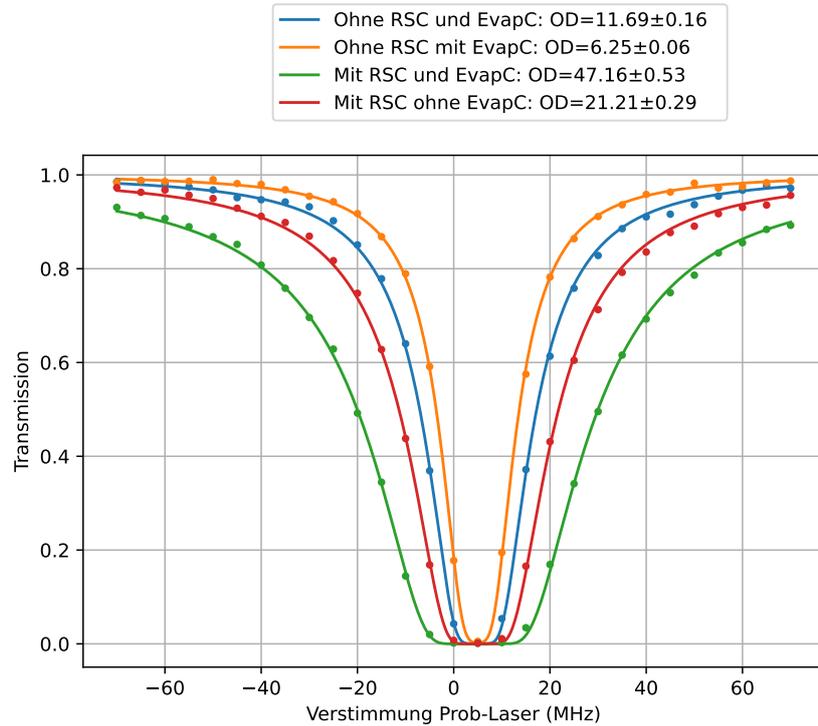


Abbildung 4.18: Transmission des Probstrahles bei vorheriger Präparation der Atome durch Raman-Seitenbandkühlung (RSC) und evaporatives Kühlen (EvapC): Die Transmission wird für die verschiedenen Kombinationen der Kühlarten gemessen und eine Absorptionskurve angepasst. Die Verstimmung des Probstrahls wird relativ zum Master-Laser angegeben. Die Fälle einer steilen Leistungsrampe werden hier der Übersichtlichkeit halber weggelassen.

Dichte sorgt (vgl. Abb. 4.18). Wählt man die flache Leistungsrampe so bleiben mehr Atome in der Falle gefangen und die optische Dichte ist größer ($OD_{3a} = 47,16 \pm 0,53$ statt $OD_{3b} = 22,72 \pm 0,25$). Die Wahl der steilen Rampe hat wiederum den Vorteil, dass hier eine Temperatur der Atomwolke erzielt werden kann, die etwa halb so groß ist wie bei der flachen Rampe ($\bar{T}_{3b} = (2,8 \pm 0,2) \mu\text{K}$ statt $\bar{T}_{3a} = (6,7 \pm 0,2) \mu\text{K}$). Somit erweist sich die Kombination aus evaporativem Kühlen und Raman-Seitenbandkühlung als sehr effektiv.

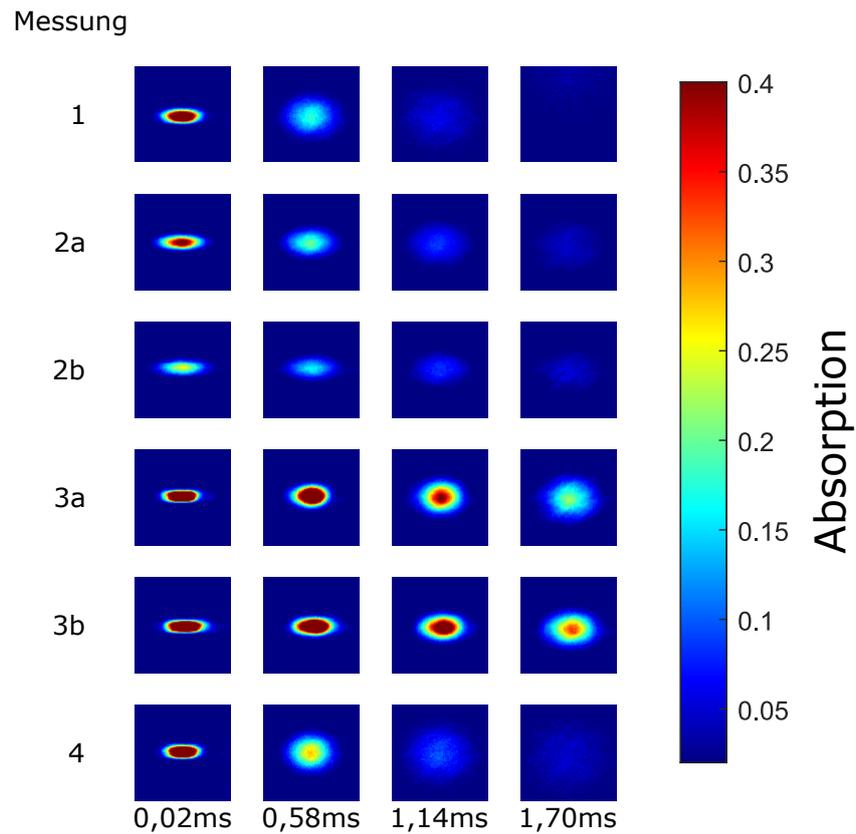


Abbildung 4.19: Absorptionsbilder der Atomwolke für die verschiedenen Messungen mit evaporativem Kühlen und Raman-Seitenbandkühlung für verschiedene Flugzeiten: Die Bilder einer Spalte wurden jeweils für eine Flugzeit aufgenommen. Jedes Bild hat eine Abmessung von $382 \mu\text{m} \times 382 \mu\text{m}$. Die Farbskala gibt die Absorption des Kameralichtes pro Pixel an. Diese entspricht der Dichte der Atome im $|F = 2\rangle$ -Zustand.

Fazit und Ausblick

Innerhalb dieser Arbeit wurden optisches Pumpen und Raman-Seitenbandkühlung im Kontext des Rubidium-Quanten-Optik-Experimentes vorgestellt. Zunächst wurde das Experiment mit seinen wichtigsten Bestandteilen, der Absorptionsmessung und der Aufnahme von Absorptionbildern, als Techniken zur Analyse der Atomwolke, kurz erläutert. Um optisches Pumpen zu ermöglichen, wurde eine Magnetfeldkalibration durch Mikrowellenspektroskopie durchgeführt. Anschließend wurde die optimale Polarisation und Leistung des Pumpstrahls bestimmt. Danach konnte abgeschätzt werden, wie gut das optische Pumpen die Population des $|F = 2, m_F = 2\rangle$ -Zustandes verbessert ($P_{m_F=2} = (94,0 \pm 0,2) \%$ statt $P_{m_F=2} = (79,8 \pm 0,6) \%$). Für das Raman-Seitenbandkühlen wurden die Eigenschaften des optischen Gitters näherungsweise berechnet und eine Obergrenze für die Kühlrate abgeschätzt. Nach einer Polarisationsoptimierung der Fasern, einer Einstellung der PID-Regler, genauer Ausrichtung aller Strahlen und Vermessung der Zustandsvorbereitung durch den Pumpstrahl $P_{F=1} = (98,5 \pm 0,2) \%$, war es möglich Raman-Seitenbandkühlung anzuwenden. Die erzielte Kühlrate, bei alleiniger Nutzung des Raman-Seitenbandkühlens, lag unter der zuvor abgeschätzten Obergrenze. Dennoch erwies sich speziell die Kombination aus Raman-Seitenbandkühlung und evaporativem Kühlen als effektiv und es ließen sich, im Vergleich zur Messung ohne Kühlung ($OD = 11,69 \pm 0,16$ und $\bar{T} = (45,9 \pm 3,3) \mu\text{K}$), eine viermal größere optische Dichte und eine um den Faktor 16 kleinere Temperatur erzielen ($OD = 47,16 \pm 0,53$ und $\bar{T} = (2,8 \pm 0,2) \mu\text{K}$). Für den größten Teil der Kühlung war das evaporative Kühlen verantwortlich, während die Raman-Seitenbandkühlung dafür sorgt, dass möglichst wenige Atome die Falle verlassen.

Die Implementierungen von optischem Pumpen und Raman-Seitenbandkühlung markieren wichtige Schritte zur Herstellung einer kalten und dichten Wolke aus ^{87}Rb -Atomen. Besonders eine niedrige Temperatur ist wichtig, um für 1000 Absorptionsmessungen möglichst gleiche Bedingungen zu haben. Durch Erzeugung von Rydbergatomen wird eine deutlich genauere Magnetfeldkompensation ermöglicht werden, da die Hyperfeinstruktur mithilfe der Zweiphotonanregung besser aufgelöst werden kann. Dies käme besonders der Effektivität des optischen Pumpens zugute. Langfristig besteht außerdem die Möglichkeit den Gitterlaser in seiner Frequenz zu stabilisieren. Dadurch wird der Aufbau noch einmal unabhängiger gegenüber äußeren Einflüssen. Dies bedeutet jedoch auch, dass eine Verstimmung von maximal 10 GHz zum Master-Laser und somit den Übergänge des Rubidium möglich ist, was sich in einer Steigerung der Heiz- und Kühlrate bemerkbar macht. Zudem wäre eine Charakterisierung des optischen Gitters durch Bestimmung der Gitterfrequenzen und der Vergleich mit den gemachten Berechnungen interessant.

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei allen bedanken, die mich beim Anfertigen dieser Arbeit unterstützt haben. Mein Dank gilt insbesondere:

- Professor Hofferberth für die Möglichkeit diese Arbeit unter seiner Betreuung zu schreiben, Teil seiner Arbeitsgruppe zu werden und physikalische Forschung erleben zu können, was mir viel Spaß bereitet hat.
- Professor Meschede für die Übernahme der der Zweitkorrektur und die Vermittlung seines Optik-Wissens im Zuge der Experimentalphysik-III-Vorlesung. Dies hat mir die Arbeit im Labor erheblich erleichtert.
- Dem gesamten NQO-Team bestehend aus Lukas T., Florian G., Jasper, Hannes P., Thilina, Jonas, Panagiota, Xin, Emil, Hannes B., Florian P., Cedric, Tore, Julia, Lukas A., Nina, Jan, Tina und Sebastian für eine angenehme Arbeitsatmosphäre und viele spannende Gespräche.
- Eduardo, den ich immer wieder zu Feinheiten der Raman-Seitenbandkühlung fragen konnte.
- Lukas A. und Nina für eine tolle Betreuung meiner Bachelorarbeit auf fachlicher aber auch auf persönlicher Ebene. Ihr wart immer für mich ansprechbar und die Arbeit im Labor voller Humor und guter Laune hat mir immer sehr viel Freude bereitet.
- Allen, die Teile dieser Arbeit für mich korrekturgelesen haben. Insbesondere gilt hier mein Dank Marina, Konstantin, Nick, Julia, Robin, Fritz und Lukas.
- Meinen Freunden und meiner Familie, die mir stets gut zugeredet und mich motiviert haben, was mir beim Anfertigen dieser Arbeit sehr geholfen hat.

Literatur

- [1] E. Schrödinger, *Are there quantum jumps? Part II*,
The British Journal for the Philosophy of science **3** (1952) 233.
- [2] A. L. Robinson, *Sodium Atoms Trapped With Laser Light*, Science **233** (1986) 623.
- [3] T. W. Hänsch und A. L. Schawlow, *Cooling of gases by laser radiation*,
Optics Communications **13** (1975) 68.
- [4] W. D. Phillips, *Nobel Lecture: Laser cooling and trapping of neutral atoms*,
Reviews of Modern Physics **70** (1998) 721.
- [5] T. F. Gallagher, *Rydberg atoms*, Reports on Progress in Physics **51** (1988) 143.
- [6] Steck, Daniel A., *Rubidium 87 D Line Data*,
URL: <http://steck.us/alkalidata> (besucht am 13. 07. 2022).
- [7] J. D. Pritchard u. a., *Cooperative atom-light interaction in a blockaded Rydberg ensemble*,
Physical review letters **105** (2010) 193603.
- [8] M. Saffman, T. G. Walker und K. Mølmer, *Quantum information with Rydberg atoms*,
Reviews of modern physics **82** (2010) 2313.
- [9] O. Firstenberg, C. S. Adams und S. Hofferberth,
Nonlinear quantum optics mediated by Rydberg interactions,
Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics **49** (2016) 152003.
- [10] H. M. Gorniaczyk,
Single Photon Transistor mediated by electrically tunable Rydberg-Rydberg interactions,
Verlag Dr. Hut, 2017.
- [11] W. Happer, *Optical pumping*, Reviews of Modern Physics **44** (1972) 169.
- [12] V. Vuletić, C. Chin, A. J. Kerman und S. Chu,
Degenerate Raman sideband cooling of trapped cesium atoms at very high atomic densities,
Physical Review Letters **81** (1998) 5768.
- [13] A. J. Kerman, V. Vuletić, C. Chin und S. Chu, *Beyond optical molasses: 3D Raman sideband
cooling of atomic cesium to high phase-space density*, Physical review letters **84** (2000) 439.
- [14] S. Fölling, *3D Raman sideband cooling of rubidium*,
Diss.: Diplomarbeit, Ruprecht-Karls Universität Heidelberg, 2003.
- [15] J. E. Sansonetti, *Wavelengths, transition probabilities, and energy levels for the spectra of
rubidium (Rb I through Rb XXXVII)*,
Journal of physical and chemical reference data **35** (2006) 301.
- [16] C. J. Foot, *Atomphysik*, De Gruyter Oldenbourg, 2020.

- [17] A. Sommerfeld,
Zur feinstruktur der wasserstofflinien. geschichte und gegenwärtiger stand der theorie,
Naturwissenschaften **28** (1940) 417.
- [18] D. Harting und P. Klinkenberg,
The quadratic Zeeman-effect in the principal series of caesium, rubidium and potassium,
Physica **14** (1949) 669.
- [19] C. Tresp, *Rydberg polaritons and Rydberg superatoms-novel tools for quantum nonlinear optics*,
(2017).
- [20] G. Reinaudi, T. Lahaye, Z. Wang und D. Guéry-Odelin,
Strong saturation absorption imaging of dense clouds of ultracold atoms,
Optics letters **32** (2007) 3143.
- [21] TOPTICA Photonics AG, *Datenblatt: DL Pro*,
URL: <https://www.toptica.com/products/tunable-diode-lasers/ecdl-dfb-lasers/dl-pro> (besucht am 19.07.2022).
- [22] Excelitas PCO GmbH, *Datenblatt: pco.pixelfly usb*,
URL: https://www.pco.de/fileadmin/user_upload/pco-product_sheets/DS_PCOPIXELFLYUSB_V104.pdf (besucht am 19.07.2022).
- [23] TEACHSPIN, INC, *Optical Pumping of Rubidium*,
URL: https://web.physics.indiana.edu/courses/p451/background_info/TeachSpin_Manual_Optical_Pumping_of_Rubidium.pdf (besucht am 19.07.2022).
- [24] W. Franzen und A. Emslie, *Atomic orientation by optical pumping*,
Physical Review **108** (1957) 1453.
- [25] J. Gamper, *Frequenzstabilisierung zur Laserkühlung von Rubidium*,
Bachelor Thesis. Bonn: Universität Bonn (2022).
- [26] R. Paschatta, *RP Photonics Encyclopedia: Acousto-optic modulators*,
URL: https://www.rp-photonics.com/acousto_optic_modulators.html (besucht am 25.07.2022).
- [27] Physikalisch-Technische Bundesanstalt, *Messung des Erdmagnetfeldes in der PTB*,
URL: <https://www.ptb.de/cms/nc/ptb/fachabteilungen/abt2/fb-25/ag-251/live-daten-erdmagnetfeldmessung.html> (besucht am 01.08.2022).
- [28] C. S. Adams, H. J. Lee, N. Davidson, M. Kasevich und S. Chu,
Evaporative cooling in a crossed dipole trap, Physical review letters **74** (1995) 3577.
- [29] R. Grimm, M. Weidemüller und Y. B. Ovchinnikov, „Optical dipole traps for neutral atoms“,
Advances in atomic, molecular, and optical physics, Bd. 42, Elsevier, 2000 95.
- [30] E. Uruñuela u. a., *Raman imaging of atoms inside a high-bandwidth cavity*,
Physical Review A **105** (2022) 043321.
- [31] C. Braun und T. Pfau, *Implementation of a Raman Sideband Cooling for 87Rb*,
Bachelor Thesis. Stuttgart: Universität Stuttgart (2015).
- [32] T. Fließbach, *Quantenmechanik: Lehrbuch zur Theoretischen Physik III*, Springer-Verlag, 2018.

- [33] W. Z. Megede, *Einführung in die Technik selbsttätiger Regelungen*, De Gruyter, 2019, ISBN: 9783111365275, URL: <https://doi.org/10.1515/9783111365275>.
- [34] W. Alt, *Optical control of single neutral atoms*, Diss.: Universitäts-und Landesbibliothek Bonn, 2004.
- [35] I. Dotsenko, *Raman spectroscopy of single atoms*, Diplom Theses, Bonn University (2002).
- [36] Edmund Optics, *Ausbreitung gaußscher Strahlen*, URL: <https://www.edmundoptics.de/knowledge-center/application-notes/lasers/gaussian-beam-propagation/> (besucht am 25.07.2022).
- [37] Jérôme Lodewyck, *GaussianBeam.exe*, URL: <https://sourceforge.net/projects/gaussianbeam/> (besucht am 25.07.2022).
- [38] Thorlabs: *Broadband Polarizing Beamsplitter Cubes*, URL: https://www.thorlabs.com/newgrouppage9.cfm?objectgroup_id=739 (besucht am 16.07.2022).
- [39] N. Wheeler, *Measurement of the temperature of trapped atom populations*, Reed College Physics Department (2003).