

Fourier-Synthese von asymmetrischen optischen Potentialen für Atome

Dissertation
zur Erlangung des Grades eines
Doktors der Naturwissenschaften
der Fakultät für Mathematik und Physik
der Eberhard Karls Universität zu Tübingen

vorgelegt von
Gunnar Ritt
aus Hechingen

2007

EBERHARD KARLS
UNIVERSITÄT
TÜBINGEN



Tag der mündlichen Prüfung: 14. Dezember 2006

Dekan: Prof. Dr. N. Schopohl

1. Berichterstatter: Prof. Dr. M. Weitz

2. Berichterstatter: Prof. Dr. C. Zimmermann

3. Berichterstatter: Prof. Dr. K. Sengstock

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Theoretische Grundlagen	5
2.1	Optisches Dipolpotential	6
2.1.1	Wechselwirkung eines induzierten Dipolmoments mit einem Lichtfeld	6
2.1.2	Atomare Polarisierbarkeit	7
2.1.3	Dipolpotential und Streurrate	9
2.2	Optische Dipolfallen	12
2.3	Optische Gitter	13
2.4	Multiphotonen-Gitter	14
2.4.1	Vier-Photonen-Gitter	16
2.4.2	Multiphotonen-Gitter höherer Ordnung	24
2.5	Fourier-Synthese von asymmetrischen optischen Potentialen	24
3	Experimenteller Aufbau	29
3.1	Vakuumanlage	30
3.2	Magneto-optische Falle	34
3.2.1	Funktionsprinzip einer magneto-optischen Falle	34
3.2.2	Diodenlasersysteme und optischer Aufbau	37
3.3	Frequenzstabilisierung der Diodenlasersysteme	43
3.3.1	Frequenzmodulationsspektroskopie	44

3.3.2	Frequenzabstandsstabilisierung	46
3.3.3	Stabilisierungsmethode	49
3.3.4	Erreichte Frequenzstabilität	51
3.3.5	Frequenzsprünge	56
3.4	CO ₂ -Laser	58
3.5	Lasersystem zur Erzeugung optischer Multiphotonen-Gitter	60
3.6	Absorptionsabbildung	66
3.7	Experimentsteuerung und Datenerfassung	67
3.8	Ablauf eines Experiments	69
4	Optische Multiphotonen-Gitter	75
4.1	Beugung von Atomen an transienten optischen Potentialen	76
4.2	Konventionelle optische Gitter	80
4.3	Vier-Photonen-Raman-Übergänge	82
4.4	Vier-Photonen-Gitter	84
4.5	Fourier-Synthese von asymmetrischen optischen Potentialen	84
5	Zusammenfassung und Ausblick	93

1 Einleitung

In den letzten zwei Jahrzehnten wurden verschiedene Methoden zum Fangen und Manipulieren von ultrakalten, dichten atomaren Wolken entwickelt. So gelang es A. L. Migdall et al. 1985 zum ersten Mal, neutrale Atome in einer Magnetfalle zu fangen [1]. Ein Fallentyp der ohne magnetische Felder auskommt, ist die *optische Dipolfalle*. Optische Dipolfallen beruhen auf der Tatsache, dass man mit einem stark fokussierten Laserstrahl dielektrische Objekte im Größenbereich von Nanometern bis Mikrometern fangen und festhalten kann. Diese Technik wurde mittlerweile bei einer Vielzahl von Teilchen angewendet, angefangen bei kleinen dielektrischen Kügelchen über biologische Objekte wie Viren oder lebende Zellen bis herab zu Molekülen und neutralen Atomen [2].

In Atomen bewirkt das Lichtfeld des Lasers die Induktion eines elektrischen Dipolmoments, dessen Wechselwirkung mit dem Lichtfeld eine Energieverschiebung der atomaren Zustände zur Folge haben kann. Diese Energieverschiebung hängt von der Frequenz und der Intensität des Lichts ab und zwar so, dass Grundzustandsatome in einem Lichtfeld, dessen Frequenz kleiner ist als die Frequenz eines atomaren Übergangs, eine Kraft zu Raumpunkten mit höherer Intensität des Lichtfelds erfahren. Die erste experimentelle Realisierung einer optischen Dipolfalle für Atome gelang S. Chu et al. 1986 in einem Experiment, in dem 500 Natriumatome für mehrere Sekunden im Fokus eines Laserstrahls gefangen wurden [3].

Wird der Laserstrahl, der die optische Dipolfalle erzeugt, in sich selbst zurückreflektiert, so bildet sich eine stehende Lichtwelle, die räumlich feste Minima und Maxima der Lichtintensität aufweist.

1 Einleitung

Analog zur optischen Dipolfalle, lassen sich in den Maxima der stehenden Lichtwelle Atome fangen und man erhält eine Vielzahl von räumlich periodisch angeordneten Mikrofallen. Eine solche Anordnung von Mikrofallen wird als *optisches Gitter* bezeichnet und wurde zum ersten Mal 1987 von C. Salomon et al. realisiert [4].

Seither haben optische Gitter vielfältiges Interesse in der Forschung geweckt. Mit ultrakalten atomaren Gasen in optischen Gittern wurden z. B. Bloch-Oszillationen und die Mott-Insulator-Phase beobachtet [5, 6]. Optische Gitter wurden auch zur Realisierung von quantenlogischen Operationen vorgeschlagen [7, 8, 9, 10]. Die Verwendung einer solchen periodischen Fallenstruktur bietet dabei die Möglichkeit eines großen Parallelismus in Quantenoperationen und einer effizienten Fehlerkorrektur. Werden zur Erzeugung des optischen Gitters sehr weitverstimmte Lichtfelder benutzt, hat man außerdem den Vorteil einer äußerst geringen Kopplung der Atome an die Umgebung, wodurch Dekohärenzeffekte während der Durchführung der Quantenoperationen reduziert werden können. Wird zur Realisierung des optischen Gitters z. B. ein CO_2 -Laser mit einer Wellenlänge nahe $10,6 \mu\text{m}$ verwendet, so liegen die Gitterplätze rund $5,3 \mu\text{m}$ auseinander und können sogar mittels eines Mikroskops optisch aufgelöst werden [11, 12].

In konventionellen optischen Gittern ist das Fallenpotential sinusförmig, wobei die räumliche Periodizität der halben Wellenlänge des zur Erzeugung des optischen Gitters verwendeten Lichts entspricht. Eine interessante Frage ist, ob es möglich wäre, eine allgemeinere Klasse von periodischen optischen Potentialen für Atome zu erzeugen. Von speziellem Interesse wären beispielsweise asymmetrische Ratschenpotentiale. Solche Systeme wurden für klassische Teilchen bereits ausführlich studiert, unter anderem zur Erklärung der Arbeitsweise von biologischen Motoren in Zellen oder bei der Muskelkontraktion [13, 14, 15].

In quantenmechanischen Systemen erwartet man in asymmetrischen Potentialen neue Effekte. Während sich in einem klassischen

Ratschenpotential, das z. B. durch eine zeitlich periodische Verkipfung angetrieben wird, eine Bewegung der Teilchen in der Ratsche in Richtung der steileren Flanke ergibt, erwartet man für Atome in einem Ratschenpotential, bei dem Tunneleffekte eine Rolle spielen, eine Umkehr der Bewegungsrichtung, sobald die Atome stark abgekühlt werden [16].

Asymmetrische Potentiale wurden in dissipativen Systemen mit thermischen Atomen bereits untersucht. T. Pfau et al. untersuchten die Streuung von Heliumatomen an einem asymmetrischen magneto-optischen Potential [17]. C. Mennerat-Robilliard et al. beobachteten den Transport von Atomen in einem asymmetrischen, grauen optischen Gitterpotential [18]. Beide Experimente arbeiten jedoch mit nahresonantem Licht, was eine Verwendung von quantenentarteten Atomgasen verhindert.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein dissipationsarmes, asymmetrisches optisches Potential für kalte Atome erzeugt. Dazu wurde in einem ersten Schritt ein neuartiges optisches Gitter produziert, dessen räumliche Periodizität lediglich ein Viertel der Wellenlänge des zur Erzeugung verwendeten Lichts entspricht. Dies entspricht der Hälfte der Periodizität eines konventionellen optischen Gitters, das mit Licht der gleichen Wellenlänge gebildet wird. Die Erzeugung dieses neuen Typs von optischen Gitter wurde durch die Verwendung von zwei entarteten Raman-Übergängen erreicht. Es treten virtuelle Prozesse auf, bei denen vier Photonen beteiligt sind. In konventionellen optischen Gittern hingegen treten virtuelle Zwei-Photonen-Prozesse auf. Durch eine räumliche Überlagerung dieses optischen Gitters mit einem konventionellen optischen Gitter konnte – durch Wahl einer geeigneten Relativphase der beiden Gitterpotentiale – ein asymmetrisches optisches Potential gebildet werden. Durch Beugung eines Bose-Einstein-Kondensats aus Rubidiumatomen an dem kurzzeitig aktivierten, asymmetrischen Potential wurde die asymmetrische Struktur nachgewiesen.

1 *Einleitung*

Das Prinzip der Erzeugung dieses neuartigen optischen Gitters ist erweiterbar auf Übergänge, bei denen mehr als vier Photonen beteiligt sind, was optische Potentiale ermöglichen kann, die eine noch kleinere räumliche Periodizität aufweisen. Durch eine Überlagerung von mehreren optischen Gittern unterschiedlicher räumlicher Periodizität eröffnet sich dann die Möglichkeit durch eine Fourier-Synthese beliebig geformte, periodische optische Potentiale für Atome zu bilden.

2 Theoretische Grundlagen

Grau, teurer Freund, ist alle Theorie,
Und grün des Lebens goldner Baum.

Faust, Der Tragödie erster Teil

JOHANN WOLFGANG VON GOETHE

Zum Verständnis der durchgeführten experimentellen Arbeiten sind gewisse theoretische Grundlagen notwendig. Sowohl bei der Erzeugung des Bose-Einstein-Kondensats, mit dem die Experimente durchgeführt wurden, als auch bei der Erzeugung der asymmetrischen optischen Potentiale für Atome spielt das optische Dipolpotential eine wichtige Rolle. Das Dipolpotential wird in Abschnitt 2.1 beschrieben, wobei sich die Herleitung der Formeln dabei an Referenz [19] orientiert. In den Abschnitten 2.2 und 2.3 werden die mit Hilfe des Dipolpotentials gebildeten optischen Dipolfallen und optischen Gitter angesprochen. Anschließend wird in Abschnitt 2.4 auf die Erzeugung von optischen Potentialen eingegangen, die eine höhere räumliche Periodizität als konventionelle optischen Gitter besitzen. Die Überlagerung von optischen Potentialen unterschiedlicher räumlicher Periodizität ermöglicht die Erzeugung von asymmetrischen, periodischen Potentialen für Atome und wird in Abschnitt 2.5 besprochen.

Eine sehr ausführliche Darstellung von theoretischen Rechnungen zu den optischen Gittern mit höherer räumlicher Periodizität findet sich in der Diplomarbeit von Dipl.-Phys. T. Salger [20].

2.1 Optisches Dipolpotential

2.1.1 Wechselwirkung eines induzierten Dipolmoments mit einem Lichtfeld

Wird ein Atom einem Lichtfeld ausgesetzt, so induziert das elektrische Feld $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = E_0(\mathbf{r})\hat{\mathbf{e}} \cos(\omega t)$ im Atom ein elektrisches Dipolmoment $\mathbf{p}(\mathbf{r}, t) = p_0(\mathbf{r})\hat{\mathbf{e}} \cos(\omega t)$, das mit der gleichen Frequenz ω oszilliert wie das Lichtfeld. Der Einfachheit halber wird das Lichtfeld als linear polarisiert angenommen. Die Polarisations Ebene ist dabei durch den Einheitsvektor $\hat{\mathbf{e}}$ gegeben. Für die Amplituden des elektrischen Feldes E_0 und des elektrischen Dipolmoments p_0 gilt der Zusammenhang

$$p_0(\mathbf{r}) = \alpha(\omega)E_0(\mathbf{r}), \quad (2.1)$$

wobei α die frequenzabhängige Polarisierbarkeit des Atoms ist. Die atomare Polarisierbarkeit ist für ein isotropes Medium eine komplexe Größe und von der Frequenz ω des Lichtfelds abhängig. Die potentielle Energie des induzierten elektrischen Dipolmoments \mathbf{p} im elektrischen Feld \mathbf{E} ist gegeben durch

$$V_{\text{dip}} = -\frac{1}{2}\langle \mathbf{p}\mathbf{E} \rangle = -\frac{1}{2\epsilon_0 c}\text{Re}(\alpha)I. \quad (2.2)$$

Dabei bezeichnen die eckigen Klammern die zeitliche Mittelung über die schnell oszillierenden Terme und $I = \frac{1}{2}\epsilon_0 c|E_0|^2$ ist die Intensität des Lichtfelds. Der Faktor $\frac{1}{2}$ in Gleichung 2.2 berücksichtigt, dass es sich um ein induziertes elektrisches Dipolmoment handelt und nicht um ein permanentes¹. Die Kraft auf das elektrische Dipolmoment (*optische Dipolkraft*) ergibt sich aus dem Gradienten des Dipolpotentials V_{dip} :

$$\mathbf{F}_{\text{dip}}(\mathbf{r}) = -\nabla V_{\text{dip}}(\mathbf{r}) = \frac{1}{2\epsilon_0 c}\text{Re}(\alpha)\nabla I(\mathbf{r}) \quad (2.3)$$

¹ $dV = -p dE = -\alpha E dE \implies V = \int dV = \int -\alpha E dE = -\frac{1}{2}\alpha E^2$

Die Leistung, die vom Atom aus dem elektrischen Feld absorbiert und als Dipolstrahlung wieder reemittiert wird, ist gegeben durch

$$P_{\text{abs}} = \langle \dot{\mathbf{p}} \cdot \mathbf{E} \rangle = \frac{\omega}{\epsilon_0 c} \text{Im}(\alpha) I. \quad (2.4)$$

Die absorbierte Leistung kann als Absorption und anschließende Emission von Photonen gedeutet werden. Daraus ergibt sich eine Streurrate für Photonen

$$\Gamma_{\text{streu}} = \frac{P_{\text{abs}}}{\hbar \omega} = \frac{1}{\hbar \epsilon_0 c} \text{Im}(\alpha) I. \quad (2.5)$$

Sowohl das optische Dipolpotential bzw. die optische Dipolkraft als auch die Streurrate können auf die atomare Polarisierbarkeit $\alpha(\omega)$ und die Intensität des Lichtfeldes $I(\mathbf{r})$ zurückgeführt werden. Diese Ausdrücke gelten für alle neutralen, polarisierbaren Partikel in einem oszillierenden elektrischen Feld.

2.1.2 Atomare Polarisierbarkeit

Die atomare Polarisierbarkeit kann mit dem auf H. Lorentz zurückgehenden Modell des Atoms als klassischer Oszillator berechnet werden. In diesem Bild betrachtet man ein Elektron mit Masse m_e und Elementarladung e , das elastisch an den Atomkern gebunden ist. Die Eigenfrequenz der Oszillation des Elektrons sei ω_0 , was der Frequenz eines optischen Übergangs entspricht. Die abgegebene Strahlung des sich bewegenden Elektrons ergibt einen Dämpfungsterm Γ_ω , der durch die Formel

$$\Gamma_\omega = \frac{e^2 \omega^2}{6\pi \epsilon_0 m_e c^3} \quad (2.6)$$

beschrieben wird. Die Bewegungsgleichung des durch ein elektrisches Feld $E(t)$ angetriebenen Oszillators ist somit

$$\ddot{x} + \Gamma_\omega \dot{x} + \omega_0^2 x = -\frac{e}{m_e} E(t). \quad (2.7)$$

2 Theoretische Grundlagen

Zur Lösung dieser Bewegungsgleichung wird üblicherweise ein Ansatz bestehend aus einer homogenen Lösung und einer partikulären Lösung gewählt. Die homogene Lösung erfüllt die Bewegungsgleichung 2.7 für $E(t) = 0$, d. h. in Abwesenheit einer äußeren Kraftwirkung. Mit äußerer Krafteinwirkung klingt diese Lösung für $\Gamma_\omega \neq 0$ mit der Zeit ab, so dass nur die partikuläre Lösung übrig bleibt. Für die partikuläre Lösung wählt man den Ansatz $x(t) = x_0 e^{-i(\omega t + \varphi)}$. Durch Ausführen der Zeitableitungen $\dot{x}(t)$ und $\ddot{x}(t)$ und Einsetzen in Gleichung 2.7 erhält man

$$x(t) = -\frac{e}{m_e} \cdot \frac{1}{(\omega_0^2 - \omega^2) - i\omega\Gamma_\omega} \cdot E(t). \quad (2.8)$$

Das elektrische Dipolmoment ergibt sich aus $p(t) = -e \cdot x(t)$. Durch Vergleich mit Gleichung 2.1 erhält man für die atomare Polarisierbarkeit α das Ergebnis

$$\alpha = \frac{e^2}{m_e} \frac{1}{(\omega_0^2 - \omega^2) - i\omega\Gamma_\omega}. \quad (2.9)$$

Durch Einführen der Dämpfung auf der atomaren Resonanz $\Gamma = \Gamma_{\omega_0} = (\omega_0/\omega)^2 \Gamma_\omega$ erhält man Gleichung 2.9 in der Form

$$\alpha = 6\pi\epsilon_0 c^3 \frac{\Gamma/\omega_0^2}{(\omega_0^2 - \omega^2) - i(\omega^3/\omega_0^2)\Gamma}. \quad (2.10)$$

In einer halbklassischen Herleitung, bei der ein Zwei-Niveau-Atom in Wechselwirkung mit einem klassischen Strahlungsfeld betrachtet wird, kann die Polarisierbarkeit ebenfalls berechnet werden. Wenn man Sättigungseffekte vernachlässigt erhält man das gleiche Ergebnis wie aus der klassischen Herleitung mit dem Unterschied, dass die Dämpfungsrates bei Resonanz Γ , die die spontane Zerfallsrate des angeregten Zustand angibt, nicht mehr länger mit Gleichung 2.6 berechnet werden kann. Sie ist im Wesentlichen gegeben durch das Dipolmatrixelement $\langle a | \mu | g \rangle$ zwischen Grundzustand und angeregtem

Zustand, wobei μ der Dipoloperator ist. Es gilt dann:

$$\Gamma = \frac{\omega_0^3}{3\pi\epsilon_0\hbar c^3} |\langle a|\mu|g\rangle|^2 \quad (2.11)$$

Die klassisch hergeleitete Gleichung 2.10 ist bei hohen Intensitäten, d. h. wenn Sättigungseffekte auftreten, nicht mehr gültig. Wenn man jedoch mit Hilfe der optischen Dipolkraft Atome fangen möchte (*optische Dipolfalle*, siehe Abschnitt 2.2) werden von der atomaren Resonanz verstimmte Lichtfelder benutzt. Sättigungseffekte sind dann üblicherweise gering ($\Gamma_{\text{streu}} \ll \Gamma$) und Gleichung 2.10 kann als Näherung für die atomare Polarisierbarkeit herangenommen werden.

2.1.3 Dipolpotential und Streurrate

Aus den Gleichungen 2.2 und 2.5 für das Dipolpotential und die Streurrate können mit Gleichung 2.10 für die atomare Polarisierbarkeit die Ausdrücke

$$V_{\text{dip}}(\mathbf{r}) = -\frac{3\pi c^2}{2\omega_0^3} \left(\frac{\Gamma}{\omega_0 - \omega} + \frac{\Gamma}{\omega_0 + \omega} \right) I(\mathbf{r}), \quad (2.12)$$

$$\Gamma_{\text{streu}}(\mathbf{r}) = \frac{3\pi c^2}{2\hbar\omega_0^3} \left(\frac{\omega}{\omega_0} \right)^3 \left(\frac{\Gamma}{\omega_0 - \omega} + \frac{\Gamma}{\omega_0 + \omega} \right)^2 I(\mathbf{r}) \quad (2.13)$$

erhalten werden.

Nahresonante Lichtfelder:

Ist die Laserfrequenz relativ nahe der Frequenz einer atomaren Resonanz ($\Delta = \omega - \omega_0 \ll \omega_0$), kann der zweite Term in den Gleichungen 2.12 und 2.13 vernachlässigt werden (*Drehwellennäherung*) und es gilt $\omega/\omega_0 \approx 1$. Damit erhält man folgende Ausdrücke für

2 Theoretische Grundlagen

das Dipolpotential und die Streurrate:

$$V_{\text{dip}}(\mathbf{r}) = \frac{3\pi c^2}{2\omega_0^3} \frac{\Gamma}{\Delta} I(\mathbf{r}) \quad (2.14)$$

$$\Gamma_{\text{streu}}(\mathbf{r}) = \frac{3\pi c^2}{2\hbar\omega_0^3} \left(\frac{\Gamma}{\Delta}\right)^2 I(\mathbf{r}) \quad (2.15)$$

Diese beiden Gleichungen zeigen zwei wichtige Punkte des optischen Dipolpotentials. Ist die Laserfrequenz kleiner als die atomare Übergangsfrequenz (*Rotverstimmung*, $\Delta < 0$), so ist das Dipolpotential negativ. An Punkten maximaler Intensität entsteht ein Potentialminimum. Für Laserfrequenzen oberhalb der Resonanz (*Blauverstimmung*, $\Delta > 0$) wirkt eine abstoßende Kraft auf das elektrische Dipolmoment. Außerdem ist zu erkennen, dass für nahresonante Lichtfelder das Dipolpotential mit I/Δ skaliert und die Streurrate mit I/Δ^2 . Um die Streurrate bei gegebener Potentialtiefe gering zu halten, werden deshalb für optische Dipolfallen üblicherweise große Verstimnungen und hohe Intensitäten des Lichtfeldes gewählt.

Ein alternative Schreibweise für das Dipolpotential erhält man, in dem man die spontane Zerfallsrate aus Gleichung 2.11 und die Intensität $I = \frac{1}{2}\epsilon_0 c |E_0|^2$ in Gleichung 2.14 einsetzt. Mit der Definition der Rabi-Frequenz

$$\Omega = \frac{E_0}{\hbar} \langle a | \mu | g \rangle \quad (2.16)$$

ergibt sich dann

$$V_{\text{dip}} = \frac{\hbar\Omega^2}{4\Delta}. \quad (2.17)$$

Im Rahmen einer quantenmechanischen Behandlung eines Zwei-Niveau-Atoms in Wechselwirkung mit einem Lichtfeld mit der zeitabhängigen Störungstheorie (siehe z. B. Referenz [21]) erhält man das identische Ergebnis. Gleichung 2.17 wird hier als Energieverschiebung des Grundzustands $|g\rangle$ des Atoms interpretiert. Man spricht

in diesem Fall auch von *Lichtverschiebung* oder, da durch elektrische Wechselfelder verursacht, von der *ac-Stark-Verschiebung*. Für den angeregten Zustand $|a\rangle$ erhält man eine Lichtverschiebung die betragsmäßig der Lichtverschiebung des Grundzustands gleicht, jedoch umgekehrtes Vorzeichen besitzt.

Quasi-statische Approximation:

Ist die Frequenz des Laserlichts sehr viel kleiner als die Frequenz des optischen Übergangs (*quasi-statische Approximation*, $\omega \ll \omega_0$), so lässt sich Gleichung 2.12 folgendermaßen vereinfachen:

$$V_{\text{dip}}(\mathbf{r}) = -\frac{3\pi c^2 \Gamma}{\omega_0^4} I(\mathbf{r}) = -\frac{1}{2\epsilon_0 c} \alpha_s I(\mathbf{r}), \quad (2.18)$$

mit der statischen Polarisierbarkeit

$$\alpha_s = \frac{6\pi\epsilon_0 c^3 \Gamma}{\omega_0^4}, \quad (2.19)$$

die den Grenzfall von Gleichung 2.10 für $\omega \rightarrow 0$ darstellt. Für die Streurate erhält man in der quasi-statischen Approximation aus Gleichung 2.13

$$\Gamma_{\text{streu}}(\mathbf{r}) = \frac{6\pi c^2}{\hbar \omega_0^3} \left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)^3 \left(\frac{\Gamma}{\omega_0}\right)^2 I(\mathbf{r}). \quad (2.20)$$

Dipolfallen, die auf solchen weit verstimmtten Lichtfeldern basieren, nennt man *quasi-statische Dipolfallen*, da das Lichtfeld als ein quasi-statisches elektrisches Feld betrachtet werden kann. Vorteil dieser quasi-statischen Dipolfallen ist das geringe Auftreten von Heizprozessen aufgrund der nahezu vollständigen Abwesenheit von spontaner Photonenstreuung. Eine Dipolfalle diesen Typs wurde im Experiment durch Verwendung eines CO₂-Lasers mit einer Wellenlänge von rund 10,6 μm realisiert. Die Frequenz dieses Lichtfelds liegt mehr als eine Größenordnung unter den Frequenzen der optischen Übergänge von Rubidiumatomen im Grundzustand.

2.2 Optische Dipolfallen

Für Laserlicht, das gegenüber einer atomaren Resonanz rotverstimmt ist, zeigt die Dipolkraft in Richtung höherer Intensität des Lichtfeldes. Deshalb kann bereits der Fokus eines rotverstimmten Laserstrahls als Falle für Atome benutzt werden. Fallen dieser Art werden als *optische Dipolfallen* bezeichnet. Da die mit typischen Laserintensitäten erreichbaren Fallentiefen lediglich im Bereich von Millikelvin liegen, ist eine Kühlung der Atome im Vorfeld erforderlich.

Die räumliche Intensitätsverteilung eines in z-Richtung orientierten Laserstrahls mit der Leistung P und Gaußprofil ist gegeben durch

$$I(r, z) = \frac{2P}{\pi w^2(z)} \exp\left(-\frac{2r^2}{w^2(z)}\right), \quad (2.21)$$

wobei r die Radialkoordinate ist und w(z) den Radius angibt, bei dem die Intensität in radialer Richtung auf $1/e^2$ abgefallen ist. Es gilt

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_R}\right)^2}, \quad (2.22)$$

mit der *Strahltaille* w_0 , die den minimalen $1/e^2$ -Radius angibt. Für die sogenannte *Rayleigh-Länge* gilt $z_R = \pi w_0^2/\lambda$. Sie gibt die Entfernung von $z = 0$ an, in der sich der Strahlradius um den Faktor $\sqrt{2}$ aufgeweitet hat ($w(z_R) = \sqrt{2}w_0$).

Für das durch den Gaußstrahl erzeugte Dipolpotential ergibt sich aus den Gleichungen 2.18 und 2.21 für den Fall einer quasi-statischen Dipolfalle

$$V(r, z) = -V_{\max} \frac{w_0^2}{w^2(z)} \exp\left(-\frac{2r^2}{w^2(z)}\right), \quad (2.23)$$

mit der maximalen Potentialtiefe der Falle

$$V_{\max} = \frac{\alpha_s P}{\pi \epsilon_0 c w_0^2}. \quad (2.24)$$

2.3 Optische Gitter

Wird ein Laserstrahl in sich selbst zurückreflektiert, so bildet sich eine stehende Welle, die räumliche feste Minima und Maxima der Lichtintensität aufweist. Bei Rotverstimmung der Laserfrequenz bezüglich eines atomaren Übergangs stellen die Intensitätsmaxima Minima des optischen Dipolpotentials dar, in denen sich Atome fangen lassen. Eine solche räumlich periodische Anordnung von Mikrofallen für Atome wird *optisches Gitter* genannt.

Gegeben seien eine in z -Richtung laufende ebene Lichtwelle \mathbf{E}_1 sowie eine in $-z$ -Richtung laufende ebene Lichtwelle \mathbf{E}_2 . Beide Lichtwellen sollen linear polarisiert sein sowie gleiche Frequenz ω und gleichen Wellenvektor $k = 2\pi/\lambda$ besitzen. Die elektrische Feldstärke dieser beiden Lichtwellen lässt sich schreiben als

$$\begin{aligned}\mathbf{E}_1 &= \hat{\mathbf{E}}_1 \cos(kz - \omega t + \varphi_1), \\ \mathbf{E}_2 &= \hat{\mathbf{E}}_2 \cos(kz + \omega t + \varphi_2).\end{aligned}\quad (2.25)$$

Die Intensität einer Lichtwelle ist gegeben durch $I = c\epsilon_0\langle \mathbf{E}^2 \rangle = \frac{1}{2}c\epsilon_0\hat{E}^2$, wobei $\langle \dots \rangle$ die zeitliche Mittelung bedeutet. Hiermit erhält man für die Intensität der Überlagerung beider Lichtwellen den Ausdruck

$$\begin{aligned}I(z) &= c\epsilon_0\langle \mathbf{E}^2 \rangle = c\epsilon_0\langle (\mathbf{E}_1 + \mathbf{E}_2)^2 \rangle \\ &= c\epsilon_0\langle \mathbf{E}_1^2 + \mathbf{E}_2^2 + 2\mathbf{E}_1\mathbf{E}_2 \rangle \\ &= I_1 + I_2 + I_{12}(z),\end{aligned}\quad (2.26)$$

wobei I_1 und I_2 die Einzelintensitäten der Lichtfelder aus Gleichungen 2.25 sind. Für den Interferenzterm I_{12} ergibt sich mit Hilfe der Additionstheoreme für trigonometrische Funktionen

$$I_{12}(z) = 2c\epsilon_0\langle \mathbf{E}_1\mathbf{E}_2 \rangle = 2\sqrt{I_1 I_2} \cos(2kz + \varphi_1 + \varphi_2). \quad (2.27)$$

2 Theoretische Grundlagen

Maxima der Intensität treten im Abstand der halben Wellenlänge auf. Im Spezialfall gleicher Intensitäten $I_1 = I_2 = I$ erhält man für die Intensitätsverteilung der stehenden Welle den Ausdruck

$$\begin{aligned} I(z) &= 2I + 2I \cos(2kz + \varphi_1 + \varphi_2) \\ &= 4I \cos^2\left(kz + \frac{\varphi_1 + \varphi_2}{2}\right). \end{aligned} \quad (2.28)$$

Das Intensitätsmaximum beträgt in diesem Fall das Vierfache der Intensität eines Einzelstrahls. Übertragen auf den Fall der Rückreflexion des fokussierten Laserstrahls mit Gaußprofil aus Abschnitt 2.2 erhält man die Intensitätsverteilung

$$\begin{aligned} V(r, z) &= -4V_{\max} \frac{w_0^2}{w^2(z)} \exp\left(-\frac{2r^2}{w^2(z)}\right) \cdot \\ &\quad \cdot \cos^2\left(kz + \frac{\varphi_1 + \varphi_2}{2}\right), \end{aligned} \quad (2.29)$$

wobei V_{\max} wiederum durch Gleichung 2.24 gegeben ist.

In einem atom-optischen Bild können die atomaren Vorgänge in einem optischen Gitter als Absorption eines Photons aus einem Lichtfeld und anschließender stimulierter Emission eines Photons durch das gegenläufige Lichtfeld interpretiert werden [21]. Bei so einem Zwei-Photonen-Prozess ändert sich der Impuls des Atoms um zwei Photonenrückstöße ($|\Delta p| = 2\hbar k$). Aus welchem der beiden Lichtfelder die Absorption erfolgt, bestimmt die Richtung der Impulsänderung und somit die der Kraft auf das Atom.

2.4 Multiphotonen-Gitter

In einem konventionellen optischen Gitter erhält man eine sinusförmige Potentialform mit einer räumlichen Periodizität, die der Hälfte der Wellenlänge der Lichtfelder entspricht, die zur Erzeugung des

Gitters verwendet wurden. Interessant wäre es, periodische Potentiale für Atome mit einer allgemeineren Form zu erzeugen, wie z. B. asymmetrische Ratschenpotentiale. Solche Systeme werden untersucht im Hinblick auf molekulare Motoren, die aus thermischer Energie eine gerichtete Bewegung ermöglichen können [13, 14].

Eine beliebige, periodische mathematische Funktion kann aus einer unendlichen Fourier-Reihe von harmonischen, sinusförmigen Funktionen entwickelt werden (siehe z. B. [22]). Für eine Fourier-Synthese von beliebig geformten, periodischen optischen Potentialen können im Prinzip die benötigten Harmonischen durch mehrere, gegenläufige Lichtfelder mit Wellenlängen λ/n erzeugt werden, die periodische Potentiale mit den räumlichen Perioden $\lambda/2n$ hervorrufen. Dabei ist n eine natürliche Zahl. Wenn mehrere Fourier-Komponenten gewünscht sind, erfordert dies experimentell eine Vielzahl an Laserquellen, was den Aufbau kompliziert und stör anfällig macht. Ein weiterer möglicher Ansatz wäre die Verwendung von Laserstrahlen gleicher Wellenlänge, die jedoch unter verschiedenen Winkeln geneigt eingestrahlt werden. So ein Aufbau benötigt jedoch eine aufwändige Justage und Phasenstabilisierung, vor allem, wenn viele Fourier-Komponenten benötigt werden. Prinzipiell ist eine solche Phasenstabilisierung jedoch möglich und wurde bereits realisiert [23].

Ein Potential mit räumlicher Periode $\lambda/2n$ kann jedoch auch dadurch hervorgerufen werden, dass jeder in einem optischen Gitter stattfindende Absorptions- und stimulierte Emissionsprozess durch einen Multiphotonen-Prozess mit n Photonen der fundamentalen Wellenlänge λ ersetzt wird (siehe Abbildung 2.1). Dadurch wird ein optisches Gitterpotential erzeugt, dessen räumliche Periodizität $\lambda_{\text{eff}}/2 = \lambda/2n$ beträgt, wobei λ_{eff} die effektive Wellenlänge des Lichtfelds bei einem n -Photonen-Prozess bezeichnet. Optische Gitter dieser Art werden im weiteren Verlauf dieser Arbeit als *Multiphotonen-Gitter* bezeichnet.

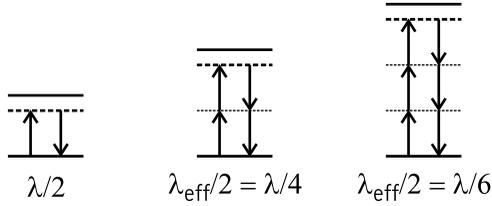


Abbildung 2.1: Links: Zwei-Photonen-Prozess in einem konventionellen optischen Gitter, der eine räumliche Periodizität des Gitterpotentials von $\lambda/2$ hervorruft. Mitte und rechts: Vier- bzw. Sechs-Photonen-Prozess, der ein Gitterpotential mit räumlicher Periodizität von $\lambda/4$ bzw. $\lambda/6$ erzeugt.

2.4.1 Vier-Photonen-Gitter

Der einfachste Ansatz zur Realisierung eines optischen Potentials mit räumlicher Periodizität $\lambda/4$ (*Vier-Photonen-Gitter*) wäre die Benutzung eines Doppler-sensitiven Ramanübergangs zwischen zwei stabilen Grundzuständen $|g_0\rangle$, $|g_1\rangle$ und einem angeregten Zustand $|a\rangle$ als Zwischenzustand, wie in Abbildung 2.2 gezeigt [24]. Der Übergang wird durch zwei Lichtfelder mit Frequenzen ω und ω' erzeugt, wobei $\omega \approx \omega'$ ist. Wenn die Ein-Photonen-Verstimmung Δ groß ist, kann der angeregte Zustand $|a\rangle$ adiabatisch eliminiert werden und man erhält einen effektiven Ein-Photonen-Übergang zwischen den Grundzuständen $|g_0\rangle$ und $|g_1\rangle$ mit der Effektivfrequenz $\omega_{\text{eff}} = \omega - \omega'$ und dem effektiven Wellenvektor $\mathbf{k}_{\text{eff}} = \mathbf{k} - \mathbf{k}' \approx 2\mathbf{k}$.

Allerdings treten bei dieser Konfiguration ebenfalls Prozesse zweiter Ordnung auf, die in Abbildung 2.2 rot gekennzeichnet sind. Diese sind die in einem konventionellen optischen Gitter stattfindenden Prozesse und erzeugen ein optisches Potential mit einer räumlichen Periodizität $\lambda/2$. Da die Prozesse zweiter Ordnung stärker auftreten als die Prozesse vierter Ordnung, würde das optische Gitter mit räumlicher Periodizität $\lambda/2$ das Vier-Photonen-Gitter mit räumli-

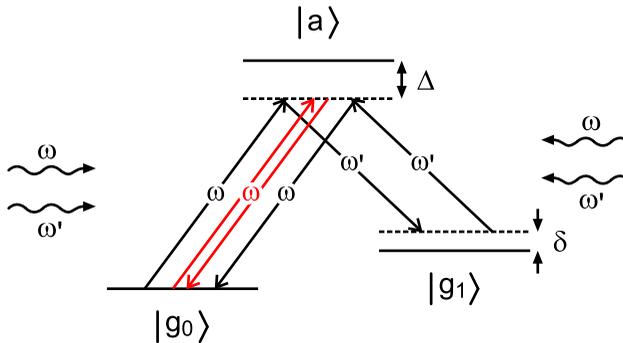


Abbildung 2.2: Drei-Niveau-Atom mit den beiden Grundzuständen $|g_0\rangle$, $|g_1\rangle$ und einem angeregten Zustand $|a\rangle$ im Lichtfeld von zwei stehenden Wellen mit Frequenzen ω und ω' . Mit Störungstheorie vierter Ordnung erhält man für den Grundzustand $|g_0\rangle$ ein Gitterpotential mit räumlicher Periode $\lambda/4$. Allerdings dominiert das konventionelle Gitterpotential mit räumlicher Periode $\lambda/2$ aufgrund von Prozessen zweiter Ordnung (rot eingezeichnete Pfeile).

Angenommen das Atom befinde sich zu Anfang im Zustand $|g_0\rangle$. Durch Absorption eines Photons mit Frequenz $\omega + \Delta\omega$ aus dem linken Lichtfeld und anschließender induzierter Emission eines Photons mit Frequenz ω durch das rechte Lichtfeld, gelangt das Atom in einen virtuellen Zustand mit Energie nahe der Energie von Zustand $|g_1\rangle$. Bis zu diesem Zeitpunkt hat das Atom eine Impulsänderung von zwei Photonenrückstößen erhalten. Ein stabiler Endzustand des Atoms kann erreicht werden, in dem das Atom weiterhin ein Photon mit Frequenz $\omega - \Delta\omega$ aus dem linken Lichtfeld absorbiert und anschließend wieder ein Photon mit Frequenz ω in das rechte Lichtfeld induziert emittiert. Das Atom endet dann wieder im internen Ausgangszustand $|g_0\rangle$, jedoch mit einer Impulsänderung von vier Photonenrückstößen ($|\Delta p| = 4\hbar k$).

Verschiedene theoretische Arbeiten haben gezeigt, dass mit dieser Methode in der Tat die Erzeugung von räumlich periodischen optischen Potentialen für Atome mit der Periodizität $\lambda/4$ bzw. im Falle eines $2n$ -Photonen-Prozesses $\lambda/2n$ möglich ist [25, 26, 27].

Die quantitative Analyse des Vier-Photonen-Prozesses erfolgt mit der zeitabhängigen Störungstheorie (siehe z. B. [28]). Dabei seien für einen zeitunabhängigen Hamiltonoperator H_0 die Eigenwerte und Eigenzustände bekannt:

$$H_0 |k\rangle = \hbar\omega_k |k\rangle \quad (2.30)$$

Wird eine zusätzliche zeitabhängige Störung $V(t)$ hinzugefügt, so gilt für den zeitabhängigen Hamiltonoperator H

$$H = H_0 + V(t). \quad (2.31)$$

Zur Lösung der zeitabhängigen Schrödingergleichung

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} |\Psi(t)\rangle = (H_0 + V(t)) |\Psi(t)\rangle \quad (2.32)$$

2 Theoretische Grundlagen

wird $|\Psi(t)\rangle$ nach den Eigenzuständen $|k\rangle$ der zeitunabhängigen Schrödingergleichung entwickelt:

$$|\Psi(t)\rangle = \sum_k c_k(t) e^{-i\omega_k t} |k\rangle \quad (2.33)$$

Für die Koeffizienten $c_k(t)$ erhält man dann durch Einsetzen von Gleichung 2.33 in die zeitabhängige Schrödingergleichung 2.32 die Differentialgleichung

$$i\hbar \dot{c}_m(t) = \sum_k c_k(t) e^{i\omega_{mk}t} \langle m|V(t)|k\rangle \quad (2.34)$$

mit $\omega_{mk} = \omega_m - \omega_k$.

Für das hier betrachtete Vier-Niveau-System gilt für den zeitunabhängigen Hamiltonoperator H_0

$$H_0 = \hbar\omega_{g1} |g_1\rangle \langle g_1| + \hbar\omega_{g2} |g_2\rangle \langle g_2| + \hbar\omega_{a1} |a_1\rangle \langle a_1| + \hbar\omega_{a2} |a_2\rangle \langle a_2|. \quad (2.35)$$

Die zeitabhängige Störung erfolgt durch Einstrahlen der Lichtfelder und ist gegeben durch die Wechselwirkung des Dipoloperators mit dem elektrischen Feld

$$V(t) = -e\mathbf{r}\mathbf{E}(t), \quad (2.36)$$

wobei

$$\begin{aligned} \mathbf{E}(t) &= \mathbf{E}_0 \cos(\omega t + kx) + \mathbf{E}_+ \cos((\omega + \Delta\omega)t - k_+x) + \\ &\quad + \mathbf{E}_- \cos((\omega - \Delta\omega)t - k_-x) \\ &= \frac{\mathbf{E}_0}{2} e^{i(\omega t + kx)} + \frac{\mathbf{E}_+}{2} e^{i((\omega + \Delta\omega)t - k_+x)} + \\ &\quad + \frac{\mathbf{E}_-}{2} e^{i((\omega - \Delta\omega)t - k_-x)} + \text{c.c.} \end{aligned} \quad (2.37)$$

Bei den in Gleichung 2.34 auftretenden Matrixelementen $\langle m|V|k\rangle$ müssen nur diejenigen Anteile des Lichtfelds berücksichtigt werden,

die die jeweilige Kopplung der Zustände $|m\rangle$ und $|k\rangle$ erzeugen. Mit den Rabi-Frequenzen Ω_0, Ω_+ und Ω_- für die entsprechenden Übergänge (vergleiche Abbildung 2.3) ergeben sich folgende Matrixelemente:

$$\begin{aligned}
 \langle g_1 | V(t) | a_1 \rangle &= \frac{1}{2} \langle g_1 | -e r \mathbf{E}_0 | a_1 \rangle \left(e^{i(\omega t + kx)} + \text{c.c.} \right) \\
 &= \frac{1}{2} \hbar \Omega_0 \left(e^{i(\omega t + kx)} + \text{c.c.} \right) \\
 \langle g_1 | V(t) | a_2 \rangle &= \frac{1}{2} \hbar \Omega_+ \left(e^{i((\omega + \Delta\omega)t + k_+ x)} + \text{c.c.} \right) \\
 \langle g_2 | V(t) | a_1 \rangle &= \frac{1}{2} \hbar \Omega_- \left(e^{i((\omega - \Delta\omega)t - k_- x)} + \text{c.c.} \right) \\
 \langle g_2 | V(t) | a_2 \rangle &= \frac{1}{2} \hbar \Omega_0 \left(e^{i(\omega t + kx)} + \text{c.c.} \right) \quad (2.38)
 \end{aligned}$$

Die Differenzfrequenzen der einzelnen Zustände können durch die Laserfrequenzen ω und $\omega \pm \Delta\omega$ sowie die Ein-Photonen-Verstimmung Δ und die Zwei-Photonen-Verstimmung δ ausgedrückt werden:

$$\begin{aligned}
 \omega_{a1} - \omega_{g1} &= \omega + \Delta \\
 \omega_{a1} - \omega_{g2} &= \omega - \Delta\omega + \Delta + \delta \\
 \omega_{a2} - \omega_{g1} &= \omega + \Delta\omega + \Delta \\
 \omega_{a2} - \omega_{g2} &= \omega + \Delta + \delta \quad (2.39)
 \end{aligned}$$

Mit den Gleichungen 2.38 für die Matrixelementen sowie Gleichungen 2.39 für die Differenzfrequenzen erhält man aus Gleichung 2.34 folgendes System aus gekoppelten Differentialgleichungen unter Vernachlässigung von schnell oszillierenden Phasentermen (*Drehwellennäherung*):

$$\begin{aligned}
 \dot{c}_{g1} &= -\frac{i}{2} \left(\Omega_0 e^{-i\Delta t + ikx} c_{a1} + \Omega_+ e^{-i\Delta t - ik_+ x} c_{a2} \right) \\
 \dot{c}_{g2} &= -\frac{i}{2} \left(\Omega_- e^{-i(\Delta + \delta)t - ik_- x} c_{a1} + \Omega_0 e^{-i(\Delta + \delta)t + ikx} c_{a2} \right)
 \end{aligned}$$

2 Theoretische Grundlagen

$$\begin{aligned}\dot{c}_{a1} &= -\frac{i}{2} \left(\Omega_0^* e^{i\Delta t - ikx} c_{g1} + \Omega_-^* e^{i(\Delta + \delta)t + ik_- x} c_{g2} \right) \\ \dot{c}_{a2} &= -\frac{i}{2} \left(\Omega_+^* e^{i\Delta t + ik_+ x} c_{g1} + \Omega_0^* e^{i(\Delta + \delta)t - ikx} c_{g2} \right) \quad (2.40)\end{aligned}$$

Da die Ein-Photonen-Verstimmung Δ groß sein soll, können die Gleichungen für \dot{c}_{a1} und \dot{c}_{a2} unter Annahme der adiabatischen Näherung (c_{g1}, c_{g2} nur langsam variabel) zeitlich integriert werden:

$$\begin{aligned}c_{a1} &= -\frac{\Omega_0^*}{2\Delta} e^{i\Delta t - ikx} c_{g1} - \frac{\Omega_-^*}{2(\Delta + \delta)} e^{i(\Delta + \delta)t + ik_- x} c_{g2} \\ c_{a2} &= -\frac{\Omega_+^*}{2\Delta} e^{i\Delta t + ik_+ x} c_{g1} - \\ &\quad -\frac{\Omega_0^*}{2(\Delta + \delta)} e^{i(\Delta + \delta)t - ikx} c_{g2} \quad (2.41)\end{aligned}$$

Die Gleichungen 2.41 eingesetzt in die Gleichungen 2.40 für \dot{c}_{g1} und \dot{c}_{g2} ergibt unter der Verwendung der Näherung $\Delta + \delta \approx \Delta$ im Nenner der Brüche sowie $k + k_{\pm} \approx 2k$:

$$\begin{aligned}\dot{c}_{g1} &= \frac{i}{2} \left[\frac{|\Omega_0|^2 + |\Omega_+|^2}{2\Delta} c_{g1} + \right. \\ &\quad \left. + e^{i\delta t} \left(\Omega_{\text{eff},-}^* e^{-i \cdot 2kx} + \Omega_{\text{eff},+} e^{-i \cdot 2kx} \right) c_{g2} \right] \\ \dot{c}_{g2} &= \frac{i}{2} \left[e^{-i\delta t} \left(\Omega_{\text{eff},-} e^{-i \cdot 2kx} + \Omega_{\text{eff},+}^* e^{i \cdot 2kx} \right) c_{g1} + \right. \\ &\quad \left. + \frac{|\Omega_-|^2 + |\Omega_0|^2}{2\Delta} c_{g2} \right] \quad (2.42)\end{aligned}$$

Dabei wurden folgende effektive Rabi-Frequenzen definiert:

$$\begin{aligned}\Omega_{\text{eff},+} &= \frac{\Omega_+ \Omega_0^*}{2\Delta} \\ \Omega_{\text{eff},-} &= \frac{\Omega_- \Omega_0^*}{2\Delta} \quad (2.43)\end{aligned}$$

Wenn die Zwei-Photonen-Verstimmung δ genügend groß ist, kann auch der Grundzustand $|g_2\rangle$ adiabatisch eliminiert werden. Unter Berücksichtigung das $c_{g2} \ll c_{g1}$ erhält man durch Zeitintegration von \dot{c}_{g2} den Ausdruck

$$c_{g2} = -\frac{e^{-i\delta t}}{2\delta} (\Omega_{\text{eff},-} e^{-i\cdot 2kx} + \Omega_{\text{eff},+}^* e^{i\cdot 2kx}) c_{g1} \quad (2.44)$$

Durch Einsetzen von Gleichung 2.44 in Gleichung 2.42 ergibt sich dann:

$$\begin{aligned} \dot{c}_{g1} = ic_{g1} & \left[\frac{|\Omega_0|^2 + |\Omega_+|^2}{4\Delta} - \frac{|\Omega_{\text{eff},+}|^2 + |\Omega_{\text{eff},-}|^2}{4\delta} - \right. \\ & \left. - \frac{\Omega_{\text{eff},+} \cdot \Omega_{\text{eff},-}}{2\delta} \cos(4kx) \right] \end{aligned} \quad (2.45)$$

In den Termen von Gleichung 2.45 können Energieverschiebungen des Grundzustands $|g_1\rangle$ identifiziert werden. Der erste Term gibt die positionsunabhängige ac-Stark-Verschiebung wieder (vergleiche mit Gleichung 2.17). Die beiden anderen Terme resultieren aus dem Prozess vierter Ordnung, wobei der letzte Term eine positionsabhängige Lichtverschiebung enthält. Diese zeigt die gewünschte räumliche Periodizität von $\lambda/4$. Die Potentialtiefe des Vier-Photonen-Gitters beträgt somit

$$V_{4\gamma} = \hbar \frac{\Omega_{\text{eff},+} \cdot \Omega_{\text{eff},-}}{2\delta}. \quad (2.46)$$

Die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführte experimentelle Realisierung eines Vier-Photonen-Gitters erfolgte mit ^{87}Rb -Atomen (siehe Abschnitt 4.4), wobei als Grundzustände $|g_0\rangle$ und $|g_1\rangle$ die Zeeman-Komponenten $m_F = -1$ und $m_F = 0$ des Grundzustands $F = 1$ des $5^2\text{S}_{1/2}$ -Niveaus gewählt wurden. Um die für das Schema aus Abbildung 2.3 notwendige Entartung der Grundzustände zu erreichen, wurde ein Magnetfeld benutzt, das eine Zeeman-Aufspaltung

von rund 805 kHz erzeugt. Übliche Werte für $\Delta\omega/2\pi$ lagen bei einem Megahertz, so dass die Zwei-Photonen-Verstimmung δ im Bereich von rund $200 \text{ kHz} \cdot 2\pi$ lag. Als angeregte Zustände wurden sowohl das $5^2P_{1/2}$ - als auch das $5^2P_{3/2}$ -Niveau genutzt. Die Wellenlängen der Laser zur Erzeugung der notwendigen Lichtfelder lagen dazu bei 798 nm bzw. 783 nm, d. h. jeweils 3 nm rotverstimmt von der D1- bzw. D2-Linie von Rubidium. Aufgrund dieser Verstimmung spielt die Hyperfeinstrukturaufspaltung der angeregten Zustände keine Rolle.

2.4.2 Multiphotonen-Gitter höherer Ordnung

Die in Abschnitt 2.4.1 beschriebene Methode zur Erzeugung eines Vier-Photonen-Gitters kann erweitert werden auf Prozesse höherer Ordnung, bei denen $2n$ Photonen beteiligt sind. Dies ermöglicht die Realisierung von Gitterpotentialen mit einer räumlichen Periodizität $\lambda/2n$. Dazu muss lediglich in Abbildung 2.3 das Lichtfeld mit der Frequenz $\omega + \Delta\omega$ durch ein Lichtfeld mit einer Frequenz $\omega + \Delta\omega/(n - 1)$ ersetzt werden.

Abbildung 2.4 zeigt das Niveauschema zur Erzeugung eines Sechs-Photonen-Gitters mit räumlicher Periodizität $\lambda/6$ sowie die allgemeine Erweiterung auf ein $2n$ -Photonen-Gitter.

2.5 Fourier-Synthese von asymmetrischen optischen Potentialen

Eine periodische Funktion $f(x)$ mit Periode $\Lambda > 0$ lässt sich durch eine Reihe von Cosinus-Schwingungen darstellen (*Fourier-Reihe*), deren Frequenzen alle ganzzahlige Vielfache der Frequenz $K = 2\pi/\Lambda$ sind:

$$f(x) = \frac{A_0}{2} + \sum_{n=1}^{\infty} A_n \cos(nKx + \varphi_n) \quad (2.47)$$

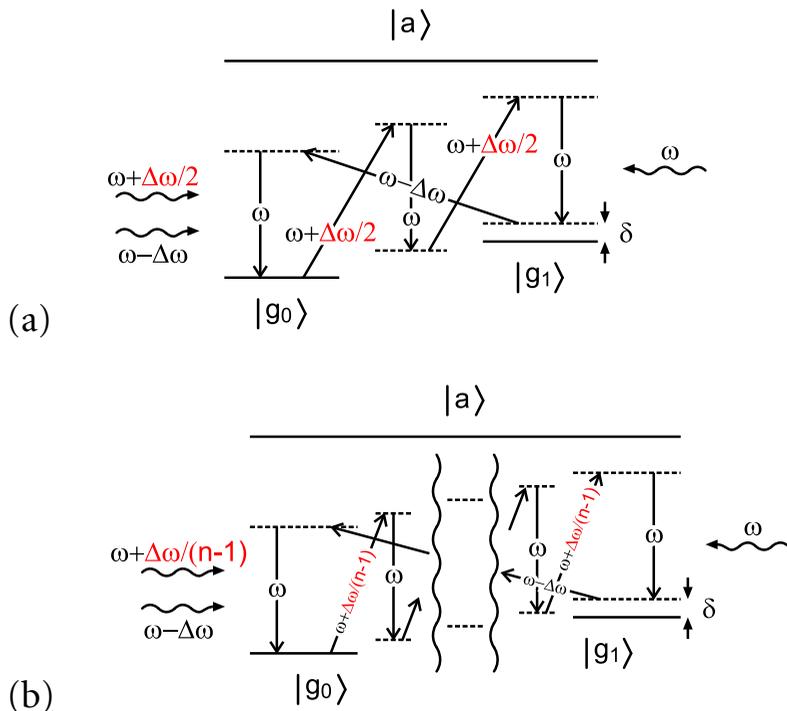


Abbildung 2.4: (a) Niveau-Schema wie in Abbildung 2.3, jedoch erweitert für einen Prozess sechster Ordnung, der eine räumliche Periode des Gitterpotentials von $\lambda/6$ zur Folge hat. Dazu wurde das Lichtfeld mit Frequenz $\omega + \Delta\omega$ aus dem Schema in Abbildung 2.3 durch ein Lichtfeld mit Frequenz $\omega + \Delta\omega/2$ ausgetauscht. (b) Niveau-Schema wie in (a), jedoch erweitert auf Prozesse $2n$ -ter Ordnung, die ein optisches Gitterpotential mit räumlicher Periode $\lambda/2n$ ergeben.

2 Theoretische Grundlagen

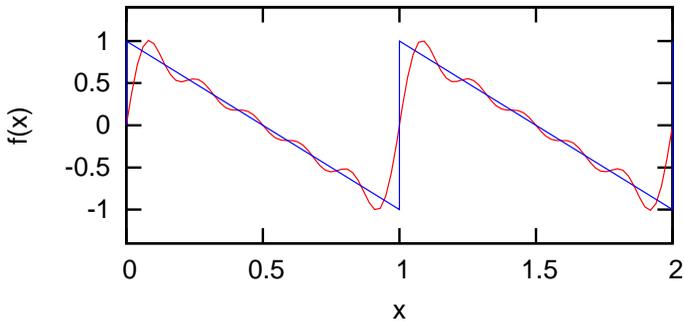


Abbildung 2.5: Ideale Sägezahnkurve (blau) mit Amplitude $A = 1$ und Periode $\lambda = 1$ sowie deren Näherung gemäß Gleichung 2.48 (rot) mit fünf Fourier-Komponenten.

Ein Funktion mit der Form einer wie in Abschnitt 2.4 angesprochenen Ratsche (Sägezahnkurve) lässt sich durch die Fourier-Reihe

$$f(x) = \frac{2A}{\pi} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n} \sin(nKx) \quad (2.48)$$

beschreiben, wobei A die Amplitude der Funktion ist. Abbildung 2.5 zeigt eine ideale Sägezahnkurve mit Amplitude $A = 1$ und Periode $\Lambda = 1$ (blaue Kurve). Ebenfalls ist eine Näherung der Sägezahnkurve durch eine Fourier-Reihe gemäß Gleichung 2.48 dargestellt (rote Kurve), wobei nur die ersten fünf Fourier-Komponenten verwendet wurden.

Durch eine Verschiebung $x \rightarrow x + \Lambda/4$ kann Gleichung 2.48 in eine für den weiteren Verlauf geschicktere Form gebracht werden:

$$f(x) = \frac{2A}{\pi} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n} \cos\left(nKx + (n-1)\frac{\pi}{2}\right) \quad (2.49)$$

Experimentell wurden im Rahmen dieser Arbeit konventionelle optische Gitter mit räumlicher Periode $\lambda/2$ und Vier-Photonen-Gitter

2.5 Fourier-Synthese von asymmetrischen optischen Potentialen

mit räumlicher Periode $\lambda/4$ erzeugt. Für die Potentiale $V_{2\gamma}(z)$ und $V_{4\gamma}(z)$ des optischen Gitters und des Vier-Photonen-Gitters gilt $V_{2\gamma}(z) \propto \cos(2kz)$ und $V_{4\gamma}(z) \propto \cos(4kz)$. Werden beide Gitter gleichzeitig erzeugt, stellen sie die ersten beiden Komponenten der Fourier-Reihe aus Gleichung 2.49 dar, wobei $\Lambda = \lambda/2$ und $K = 2\pi/\Lambda = 2k$ ist. k ist dabei der Wellenvektor und λ die Wellenlänge des Lichts, das zur Erzeugung der beiden Gitter verwendet wird.

Aus der Überlagerung des konventionellen optischen Gitters mit dem Vier-Photonen-Gitter ergibt sich das Potential

$$V = \frac{V_{2\gamma}}{2} \cos(2kx) + \frac{V_{4\gamma}}{2} \cos(4kx + \Phi). \quad (2.50)$$

Typische Werte für asymmetrische Potentiale mit zwei Harmonischen sind ein Verhältnis der Potentialtiefen $V_{4\gamma}/V_{2\gamma}$ von 0,25 und eine Phasenverschiebung Φ von $\pi/2$. Die asymmetrische Form kann durch eine Änderung der Phasenverschiebung Φ um den Wert π gespiegelt werden. Abbildung 2.6 zeigt das Ergebnis der Fourier-Synthese für diese Parameter.

Der experimentelle Nachweis eines asymmetrischen optischen Potentials erfolgte durch Beugung eines Bose-Einstein-Kondensats aus Rubidiumatomen an dem kurzzeitig aktivierten optischen Potential. Darauf wird ausführlich in Kapitel 4 eingegangen.

2 Theoretische Grundlagen

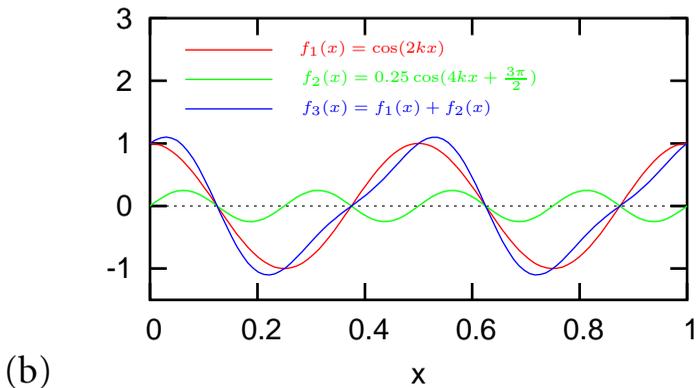
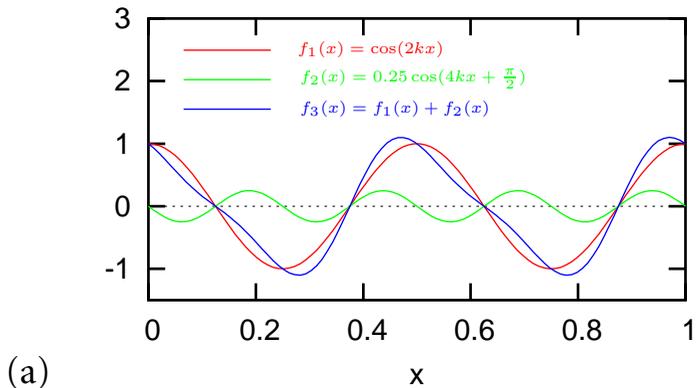


Abbildung 2.6: Fourier-Synthese einer periodischen, asymmetrischen Funktion $f_3(x)$ aus zwei Fourier-Komponenten $f_1(x)$ und $f_2(x)$. Die Komponente $f_2(x)$ besitzt die doppelte Periodizität und eine Faktor vier kleinere Amplitude als die Komponente $f_1(x)$. Für die Wellenlänge wurde $\lambda = 1$ genommen. Durch eine geeignete Änderung der Phasenverschiebung der Komponente $f_2(x)$ von (a) $\frac{\pi}{2}$ auf (b) $\frac{3\pi}{2}$ kann die asymmetrische Form von $f_3(x)$ gespiegelt werden.

3 Experimenteller Aufbau

Nur ein Narr macht keine Experimente.

CHARLES DARWIN

Die Erzeugung von Multiphotonen-Gittern ist im Grunde genommen mit vergleichsweise geringem experimentellen Aufwand verbunden. Ein Großteil des experimentellen Aufbaus dient zur Erzeugung eines Bose-Einstein-Kondensats aus Rubidiumatomen, mit dem die Multiphotonen-Gitter und die daraus Fourier-synthetisierten optischen Gitter nachgewiesen werden. Dazu wird in einer Vakuumkammer (Abschnitt 3.1) eine magneto-optische Falle erzeugt (Abschnitt 3.2). Die magneto-optische Falle sammelt Atome aus dem Hintergrundgas der Vakuumkammer und kühlt sie auf eine Temperatur von einigen Mikrokkelvin herunter. Zum Betreiben der magneto-optischen Falle sind zwei Lasersysteme notwendig, deren Frequenzen sehr genau kontrolliert werden müssen. In einem eigenen Abschnitt wurde besonderer Wert gelegt auf eine neue, einfache Methode zur Stabilisierung der Frequenz eines Lasers bezüglich der Frequenz eines Referenzlasers (Abschnitt 3.3). Die magneto-optische Falle dient als Quelle kalter Atome zum Laden einer optischen Dipolfalle, die durch das Licht eines CO₂-Lasers (Abschnitt 3.4) erzeugt wird. In der optischen Dipolfalle wird das Bose-Einstein-Kondensat mittels evaporativer Kühlung hergestellt. Das Bose-Einstein-Kondensat wird anschließend als Testobjekt für die optischen Multiphotonen-Gitter benutzt, die mit einem Titan-Saphir-Lasersystem bzw. mit einem Hochleistungs-Diodenlasersystem (Abschnitt 3.5) erzeugt wer-

den. Der Nachweis der Wirkung des optischen Multiphotonen-Gitters auf die Atome des Bose-Einstein-Kondensats erfolgt mit einer Absorptionsabbildung (Abschnitt 3.6). Das Kapitel schließt mit einer Beschreibung der Steuerung der experimentellen Apparatur und der Datenerfassung (Abschnitt 3.7) sowie dem typischen Ablauf eines Experiments (Abschnitt 3.8).

3.1 Vakuumapparatur

Die Vakuumapparatur ermöglicht mittels eines Ultrahochvakuums das Speichern von Atomen. Sie besteht aus einer Hauptkammer, in der die Atome gefangen und die Experimente durchgeführt werden und einer Pumpenkammer, die mit zwei Vakuumpumpen zur Erzeugung des Ultrahochvakuums ausgestattet ist. Die Hauptkammer besitzt zahlreiche optische Zugänge, durch die die Atome beobachtet und manipuliert werden können.

Abbildung 3.1 zeigt die aus Edelstahl gefertigte Hauptkammer. Sie hat die Form einer Kugel und ist mit mehreren aus der Kugel herausragenden Flanschen bestückt. Durch einen horizontal gelegenen Flansch (CF63) ist sie mit der Pumpenkammer verbunden. Diesem Flansch gegenüberliegend befindet sich ein antireflex-beschichtetes, großes Beobachtungsfenster. In der horizontalen Ebene sowie in der vertikalen Achse befinden sich vier Flansche (CF63), die mit Zinkselenid-Fenstern ausgestattet als optische Zugänge für die Strahlung des CO₂-Lasers dienen. Die Zinkselenid-Fenster sind nicht direkt auf den Flanschen angebracht, sondern jeweils über einen Membranfaltenbalg (CF63) mit den Flanschen verbunden (siehe Abbildung 3.2). Am Membranfaltenbalg ist an der Fensterseite jeweils ein in der Vakuumkammer gelegenes Rohrstück angebracht. Am Ende dieses Rohrstücks befindet sich eine Zinkselenid-Linse (Firma: Coherent, Typ: 45-3605, Durchmesser: 28 mm, Brennweite: 38,1 mm) die zur Fokussierung des CO₂-Laserstrahls dient. Die Position jeder

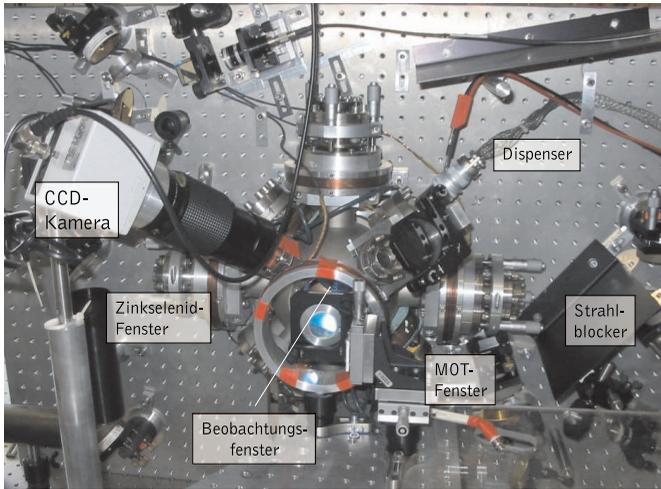


Abbildung 3.1: Aufnahme der Hauptkammer. MOT: Magneto-optische Falle.

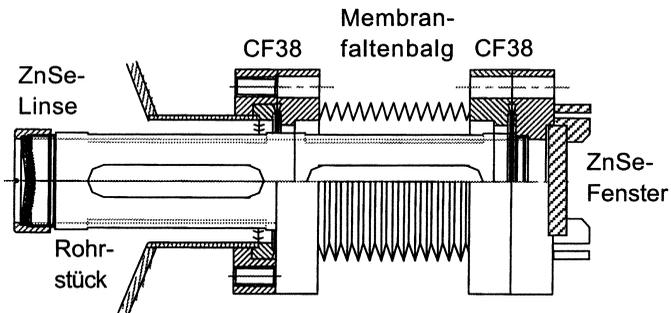


Abbildung 3.2: Justierhalterung für die Zinkselenid-Linse. Die Abbildung ist Referenz [29] entnommen.

3 Experimenteller Aufbau

Zinkselenid-Linse kann mittels dreier Mikrometerschrauben geändert werden, um die Lage der Brennpunkte der Zinkselenid-Linsen zu justieren. Zwischen den vier Zugängen für CO₂-Laserstrahlen liegen, unter einem Winkel von 45°, weitere vier CF63-Flansche. Davon bilden zwei gegenüberliegende Flansche, mit antireflex-beschichteten Fenstern bestückt, die Hauptachse für die magneto-optische Falle. Von den beiden anderen Flanschen ist einer mit Dispensern bestückt, die als Quelle für Rubidiumatome dienen. Der vierte Flansch steht für variable Anwendung zur Verfügung, z. B. zur Anbringung einer Antenne zur Erzeugung von atomaren Mikrowellenübergängen. Die Kammer besitzt acht weitere, tetraederförmig angeordnete Flansche, die jeweils einen Winkel von 45° zur vertikalen Kammerachse einschließen. Alle Flansche sind mit antireflex-beschichteten BK7-Fenstern ausgestattet. Zwei senkrecht zueinander liegende Paare mit gegenüberliegenden Fenstern, dienen als optischer Zugang für die weiteren Laserstrahlen der magneto-optischen Falle. Von den verbleibenden vier optischen Zugängen dient ein Zugang zur Beobachtung der magneto-optischen Falle mit einer CCD-Kamera (Firma: Philips, Typ: LDH 0702/20), ein weiterer ist zur Detektion des von den Atomen ausgestrahlten Fluoreszenzlichts mit einer Photodiode ausgestattet.

Zur Erzeugung des magnetischen Quadrupolfeldes für die magneto-optische Falle, sind auf den Flanschen der Hauptachse der magneto-optischen Falle zwei wassergekühlte Spulen mit je 360 Windungen in Anti-Helmholtz-Konfiguration angebracht. Bei einem elektrischen Strom von 4 A durch beide Spulen ergibt sich im Kammerzentrum ein magnetischer Feldgradient von 10 G/cm längs der Spulenachse. Zusätzlich befinden sich in allen drei Raumrichtungen weitere Spulenpaare in Helmholtz-Konfiguration. Diese dienen zur Kompensation des Erdmagnetfelds sowie zur Erzeugung eines Magnetfelds während der Durchführung der Experimente.

Die Pumpenkammer (Abbildung 3.3) besteht aus einem VA-Rohr dessen eine Seite abgeschlossen ist. Die andere Seite besitzt einen

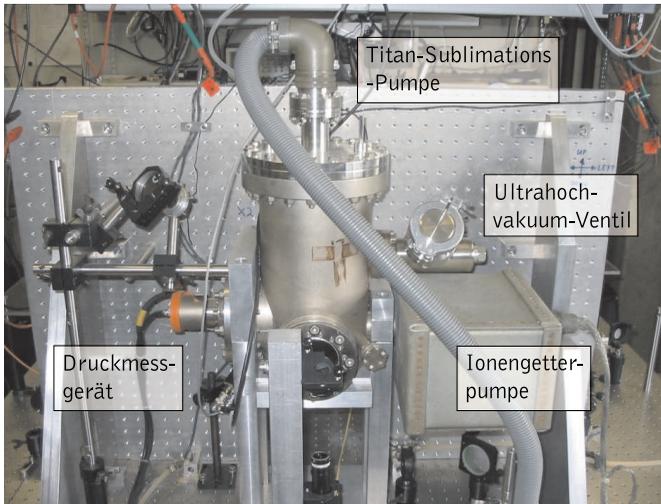


Abbildung 3.3: Aufnahme der Pumpenkammer der Vakuumapparatur.

CF100-Flansch, an dem die Titansublimationspumpe angebracht ist. Zwei gegenüberliegende CF63-Flansche dienen zum einen als Verbindung zur Hauptkammer, zum anderen, mit einem antireflex-beschichteten Fenster ausgestattet, als weiterer optischer Zugang. Dieser optische Zugang wird genutzt, um einen Laserstrahl durch die Pumpenkammer hindurch in die Hauptkammer einzustrahlen und wird für die Abbildung der Atome benutzt. An drei weiteren an der Pumpenkammer angebrachten Flanschen sind eine Ionengetterpumpe (VTS, 25 l/s), ein Druckmessgerät (Ionivac) und ein Ultrahochvakuum-Ventil zum Abpumpen der gesamten Vakuumapparatur angebracht. Die Ionengetterpumpe und die Titansublimationspumpe sind ständig in Betrieb. Zur Freisetzung von Titan werden die Titanstäbe der Titansublimationspumpe etwa alle zwei Wochen für einige Minuten erhitzt. Mit dem Pumpensystem lässt sich in der Vakuumapparatur ein Druck im Bereich von 10^{-10} mbar erreichen.

3.2 Magneto-optische Falle

3.2.1 Funktionsprinzip einer magneto-optischen Falle

Setzt man ein Atom einem nahresonanten Lichtfeld aus, so erfährt das Atom bei der Absorption und anschließenden spontanen Emission von Photonen eine Kraft (*Strahlungsdruck*) [30]. Diese Kraft wird maximal, wenn die Frequenz des Lichtfelds resonant mit einem optischen Übergang des Atoms ist. Aufgrund der Dopplerverschiebung ist die Kraft von der Geschwindigkeit des Atoms abhängig und kann somit zum Kühlen von Atomen benutzt werden [31]. Dazu werden drei Paare entgegenlaufender Laserstrahlen senkrecht zueinander stehend angeordnet und die Frequenz der Laserstrahlen so gewählt, dass sie unterhalb einer atomaren Resonanz liegt. Diese Anordnung wird auch *optische Melasse* genannt.

Die optische Melasse allein erzeugt nur eine geschwindigkeitsabhängige, jedoch keine ortsabhängige Kraft. Dadurch können die Atome zwar gekühlt, aber nicht räumlich festgehalten werden. Dies gelingt durch die zusätzliche Erzeugung eines magnetischen Quadrupolfeldes, dessen Nullpunkt mit dem Kreuzungspunkt der sechs Laserstrahlen zusammenfällt. Das magnetische Quadrupolfeld besitzt eine nach außen linear ansteigende magnetische Flussdichte $B = Ar$, wodurch die Zeeman-Niveaus der Atome ortsabhängig verschoben werden. Hierbei bezeichnet r die räumliche Koordinate entlang einer Achse. Die Polarisation der Lichtfelder wird nun so gewählt, dass die optische Übergangsfrequenz eines sich aus dem Zentrum bewegenden Atoms resonanter zu dem entgegenlaufenden Lichtfeld ist (siehe Abbildung 3.4). Das Atom erfährt somit einen Strahlungsdruck in Richtung des Zentrums des magnetischen Quadrupolfeldes. Dieser Aufbau wird *magneto-optische Falle* genannt. Wenn die Doppler- und Zeeman-Verschiebung klein gegenüber der Laserverstimmung ist, kann die Kraft auf die Atome in der magneto-optischen Falle durch die Gleichung $\mathbf{F} = -\beta\mathbf{v} - \kappa\mathbf{r}$ beschrieben werden [21].

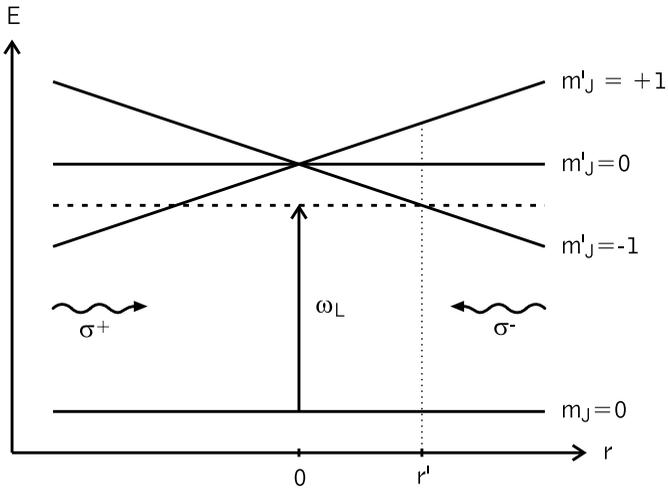


Abbildung 3.4: Funktionsprinzip der magneto-optischen Falle in einer Dimension am Beispiel eines Übergangs von $J = 0$ nach $J' = 1$. Die gestrichelte Linie deutet die Laserfrequenz ω_L im Ruhesystem des Atoms an. Aufgrund der Zeeman-Verschiebung durch das magnetische Quadrupolfeld, ist ein Atom am Ort $r = r'$ resonanter mit dem σ^- -polarisierten Laserstrahl als mit dem σ^+ -polarisierten Laserstrahl und erfährt daher eine in das Zentrum der magneto-optischen Falle gerichtete Strahlungskraft.

3 Experimenteller Aufbau

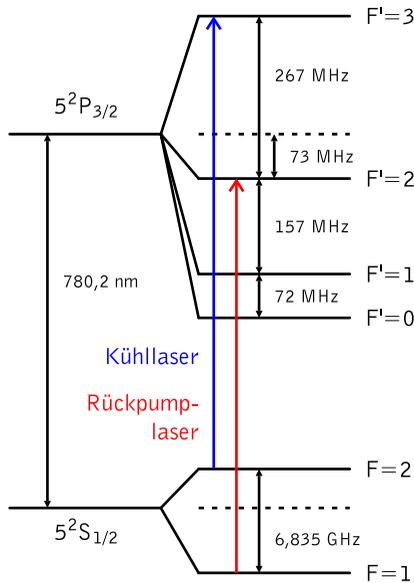


Abbildung 3.5: Termschema der D2-Linie von ^{87}Rb . Die farbigen Pfeile kennzeichnen die zur Erzeugung der magneto-optische Falle verwendeten Übergänge für den Kühlaser (blau) und den Rückpump-laser (rot). Der Kühlaser wird mit einer Rotverstimung von rund 18 MHz bezüglich des eingezeichneten Übergangs betrieben.

Zum Betrieb der magneto-optischen Falle werden für Rubidiumatome zwei nahresonante Lichtfelder benötigt (siehe Abbildung 3.5). Zum Kühlen und Fangen der ^{87}Rb -Atome wird ein *Kühlaser* benutzt, der üblicherweise mit einer Rotverstimmung von drei Liniensbreiten (rund 18 MHz) von der Resonanzfrequenz des Übergangs $F = 2 \implies F' = 3$ der D₂-Linie betrieben wird. Dabei kann es jedoch auch zu nichtresonanter Anregung der Atome in den Zustand $F' = 2$ kommen, mit einem anschließenden spontanen Zerfall in den Grundzustand $F = 1$. Da die Atome in diesem Zustand nicht mehr auf das Licht des Kühlasers reagieren, wird mit einem *Rückpumpaser* ein Lichtfeld eingestrahlt, das resonant zum Übergang $F = 1 \implies F' = 2$ der D₂-Linie ist, um die Atome wieder zurück in den Kühlkreislauf zu bringen.

3.2.2 Diodenlasersysteme und optischer Aufbau

Als Kühlaser wird ein Diodenlasersystem DLX 110 der Firma TOP-TICA Photonics benutzt, das aus einer Hochleistungs-Laserdiode mit externem Gitterresonator besteht. Das Lasersystem ist spezifiziert für eine Wellenlänge von 780 nm mit einer Ausgangsleistung von bis zu 440 mW. Die Wellenlänge λ des System lässt sich durchstimmen von 767 nm bis 784 nm.

Der zum Kühlaser gehörende optische Aufbau ist in Abbildung 3.6 dargestellt. Der vom Kühlaser emittierte Laserstrahl durchläuft zuerst einen optischen Isolator (Firma: Gsänger, Typ: FR 789 TS), der das Lasersystem vor zurückgestreuter Strahlung schützt. Anschließend werden zweimal mit Hilfe einer Kombination aus einem $\lambda/2$ -Plättchen und einem polarisierenden Strahlteilerwürfel einige Prozent der Leistung des Laserlichts aus dem Strahl ausgekoppelt. Der erste abgespaltene Teilstrahl geht zu einer Sättigungsspektroskopie [32], die lediglich zur Überwachung des störungsfreien Betriebs des Kühlasers dient. Der zweite abgespaltene Teilstrahl wird für die Frequenzstabilisierung des Kühlasers mit Hilfe einer Frequenzabstands-

3 Experimenteller Aufbau

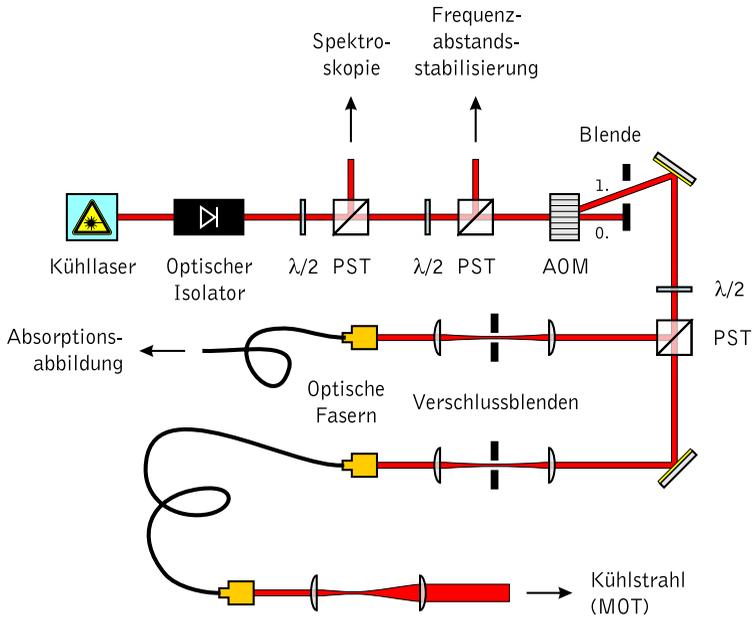


Abbildung 3.6: Schematischer Aufbau der zum Kühlaser gehörenden Optik. $\lambda/2$: $\lambda/2$ -Plättchen; PST: Polarisierender Strahlteilerwürfel; AOM: Akusto-optischer Modulator; MOT: Magneto-optische Falle.

stabilisierung benutzt. Dabei wird die Frequenz des Kühllasers mit einem vorgegebenen Abstand bezüglich der Frequenz des Rückpumpasers stabilisiert, der in der Größenordnung der Hyperfeinstrukturaufspaltung des Grundzustands von ^{87}Rb (rund 6,835 GHz) liegt. Dieses Verfahren wird ausführlich in Abschnitt 3.3.2 erläutert. Der Hauptstrahl des Kühllasers durchläuft im folgenden einen akusto-optischen Modulator (Firma: IntraAction, Typ: AOM-40N) der zur Intensitätsregulierung, sowie zum schnellen Ein- und Ausschalten des Kühlstrahls dient. Im Strahlengang nach dem akusto-optischen Modulator befindet sich dazu eine Blende, die lediglich die erste Beugungsordnung passieren lässt. Die nullte Beugungsordnung sowie evtl. auftretende weitere Beugungsordnungen werden von der Blende geblockt. Hinter der Blende wird anschließend aus dem Lichtstrahl mit Hilfe eines $\lambda/2$ -Plättchens und eines polarisierenden Strahlteilerwürfels erneut ein Teilstrahl abgespalten. Dieser Teilstrahl dient nach der Durchführung eines Experiments zum Nachweis der Atome mittels einer Absorptionsabbildung. Er durchläuft zuerst ein Teleskop, in dessen Brennebene eine Verschlussblende steht und wird anschließend in eine optische Faser eingekoppelt, mit dem der Abbildungsstrahl bequem zur Vakuumkammer geführt werden kann. Die Verschlussblende dient zusätzlich zum akusto-optischen Modulator zum Abschalten des Laserstrahls, um mittels einer mechanischen Vorrichtung eine Verringerung der Strahlintensität auf Null garantieren zu können. Auch der Hauptstrahl durchläuft ein Teleskop mit Verschlussblende in der Brennebene und wird ebenfalls in eine optische Faser eingekoppelt. Die optische Faser dient hier lediglich zur räumlichen Filterung des Lichtstrahls. Nach Durchlaufen der optischen Faser weist der Hauptstrahl ein perfektes Gaußprofil auf und besitzt eine Leistung von rund 80 mW. Mit Hilfe eines Teleskops wird der Strahl nach Verlassen der optischen Faser auf einen Durchmesser von rund 2 cm aufgeweitet.

Der Rückpumpaser ist ein selbstgebautes System mit einer Laserdiode RLD78PZW2 der Firma Rohm. Die Laserdiode besitzt eine

3 Experimenteller Aufbau

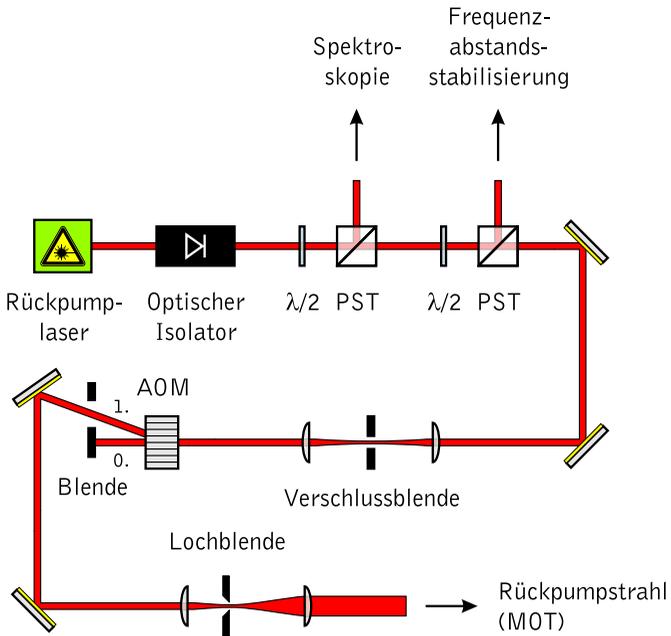


Abbildung 3.7: Schematischer Aufbau der zum Rückpump-laser gehörenden Optik. $\lambda/2$: $\lambda/2$ -Plättchen; PST: Polarisierender Strahlteilerwürfel; AOM: Akusto-optischer Modulator; MOT: Magneto-optische Falle.

nomielle Wellenlänge von 784 nm und eine maximale Dauerleistung im Bereich von 120 mW. Um die Laserdiode bei der für die magneto-optische Falle benötigten Wellenlänge 780,2 nm zu betreiben, wird die Laserdiode mit Hilfe eines Peltierelements auf eine Temperatur von 18 °C gekühlt. Außerdem ist sie in einen Aufbau mit externem Gitterresonator eingebaut, der die Laserwellenlänge vorgibt. Das Gitter sitzt dabei auf einer drehbar gelagerten Halterung, deren Drehwinkel mit einem Piezo elektrisch eingestellt werden kann. Eine detaillierte Beschreibung des Aufbaus befindet sich in Referenz [33].

Der optische Aufbau für den Rückpumpplaser ist in Abbildung 3.7 dargestellt und ähnelt dem optischen Aufbau des Kühllasers. Der Strahl des Rückpumpplasers durchläuft zum Schutz gegen unerwünschte Rückstreuung zuerst einen optischen Isolator (Firma: Gsänger, Typ: FR 789 TS). Anschließend werden mit zwei Kombinationen aus $\lambda/2$ -Plättchen und polarisierendem Strahlteilerwürfel zwei Teilstrahlen aus dem Hauptstrahl ausgekoppelt. Der erste Teilstrahl geht in eine Frequenzmodulationsspektroskopie, die zur Stabilisierung der Frequenz des Rückpumpplasers dient. Die Frequenzmodulationsspektroskopie wird in Abschnitt 3.3.1 näher beschrieben. Der zweite Teilstrahl ist für die Frequenzabstandsstabilisierung des Kühllasers (siehe Abschnitt 3.3.2). Der Hauptstrahl durchläuft im weiteren Verlauf ein Teleskop mit einer Verschlussblende in der Brennebene zum vollständigen Abschalten des Laserlichts. Anschließend passiert das Licht einen akusto-optischen Isolator (Firma: Crystal Technology, Typ: 3200-121) zum schnellen Schalten, sowie zur Intensitätsregulierung. Der von einer Blende durchgelassene Strahl der ersten Beugungsordnung des akusto-optischen Modulators wird mit einem Teleskop auf einen Strahldurchmesser von rund 2 cm aufgeweitet. Im Brennpunkt des Teleskops sitzt dabei eine Lochblende mit 50 μm Durchmesser zur räumlichen Filterung. Nach der Lochblende beträgt die Leistung des Rückpumpstrahls rund 15 mW.

Abbildung 3.8 zeigt den optischen Aufbau für die magneto-op-

3 Experimenteller Aufbau

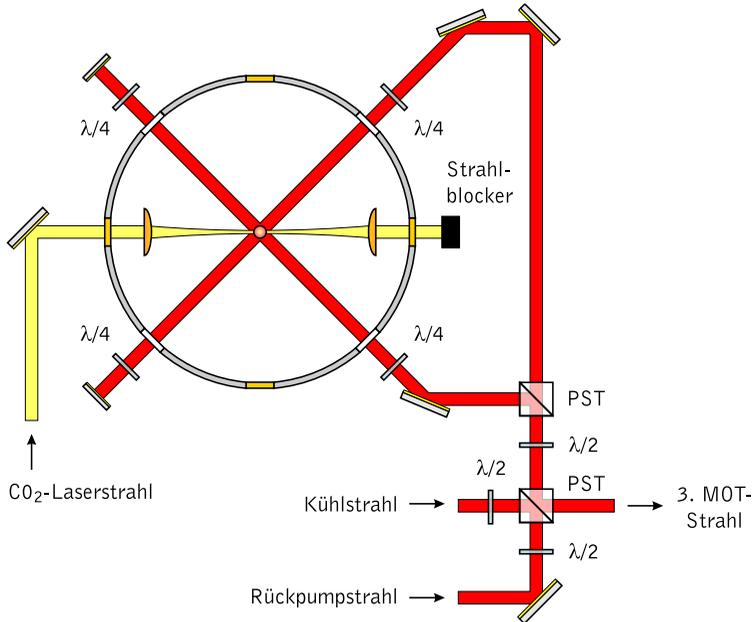


Abbildung 3.8: Schematischer Aufbau der Optik für die magneto-optische Falle. $\lambda/2$: $\lambda/2$ -Plättchen; $\lambda/4$: $\lambda/4$ -Plättchen; PST: Polarisierender Strahlteilerwürfel; MOT: Magneto-optische Falle.

tische Falle. Die beiden auf 2 cm aufgeweiteten Strahlen des Kühl-
lasers und des Rückpump lasers werden mit Hilfe zweier polarisie-
render Strahlteilerwürfel räumlich überlagert und in drei Strahlen
gleicher Intensität aufgeteilt. Diese werden über Spiegel zur Vaku-
umkammer geführt und in allen drei Raumrichtungen in die Kam-
mer eingestrahlt. Bei allen drei Teilstrahlen wird der gleiche optische
Aufbau verwendet. Alle durchlaufen hierbei ein $\lambda/4$ -Plättchen zur
Erzeugung des für die magneto-optische Falle notwendigen zirkular
polarisierten Lichts. Nach dem Austritt des Strahls aus der Kammer
am gegenüberliegenden Fenster durchlaufen die Strahlen ein weite-
res $\lambda/4$ -Plättchen und werden anschließenden mit einem Spiegel in
sich zurückreflektiert. Der zurückreflektierte Strahl ist nach dem er-
neuten Durchgang durch das $\lambda/4$ -Plättchen wiederum zirkular po-
larisiert und besitzt einen relativ zum hinlaufenden Licht gespiegel-
ten Drehsinn der Polarisation.

3.3 Frequenzstabilisierung der Diodenlasersysteme

Viele Anwendungen der Lasertechnik, z. B. bei der Laserspektrosko-
pie oder wie hier beschrieben zum Kühlen und Fangen von Atomen
mit Lasern, benötigen eine genaue Kontrolle und Stabilisierung der
Frequenzen der verwendeten Laser. Eine bewährte Technik ist z. B.
die Stabilisierung der Laserfrequenz auf eine Transmissionsresonanz
eines Fabry-Pérot-Interferometers [32]. Benötigt man jedoch eine
absolute Frequenzstabilisierung, so ist die Stabilisierung der Laser-
frequenz bezüglich eines atomaren Frequenzstandards oder alterna-
tiv bezüglich eines weiteren Lasers mit bekannter Frequenz geeigne-
ter. Beide Methoden werden zur Frequenzstabilisierung des Kühl-
und des Rückpump lasers für die magneto-optische Falle angewen-
det.

3 Experimenteller Aufbau

Die Frequenz des Rückpumpasers wird mit einer *Frequenzmodulationsspektroskopie* auf eine atomare Resonanz stabilisiert, die in Abschnitt 3.3.1 näher beschrieben wird. Diese Methode ist ähnlich zum Pound-Drever-Hall-Verfahren, das auf R. W. P. Drever zurück geht, der mit dieser Methode die Frequenz eines Lasers auf die Transmissionsresonanz eines Fabry-Pérot-Interferometers stabilisierte [34]. Hier wird dieses Verfahren mit einer Doppler-freien Sättigungsspektroskopie anstelle des Fabry-Pérot-Interferometers verwendet. Eine detaillierte Beschreibung sowohl der Sättigungsspektroskopie als auch des Pound-Drever-Hall-Verfahrens findet sich in Referenz [32].

Zur Stabilisierung der Frequenz des Kühllasers wird eine *Frequenzabstandsstabilisierung* benutzt. Dabei erfolgt die Frequenzstabilisierung mit einem vorgegebenen Abstand in der Größenordnung von 6,5 GHz bezüglich der Frequenz des frequenzstabilisierten Rückpumpasers. Für diese Stabilisierungsmethode wurde ein neues Verfahren zur Erzeugung eines frequenzabhängigen Fehlersignals entwickelt. Eine Beschreibung des Verfahrens sowie Untersuchungen zur Stabilität und zum Verhalten bei Frequenzsprüngen finden sich in den Abschnitten 3.3.2 bis 3.3.5.

3.3.1 Frequenzmodulationsspektroskopie

Der Aufbau für die Frequenzmodulationsspektroskopie zur Frequenzstabilisierung des Rückpumpasers ist in Abbildung 3.9 zu sehen. Für die Doppler-freie Sättigungsspektroskopie wird etwas Licht aus dem Hauptstrahl des Rückpumpasers mit einer Kombination aus $\lambda/2$ -Plättchen und polarisierendem Strahlteilerwürfel ausgekoppelt. Ein darauffolgender Strahlteiler spaltet einen Bruchteil des Spektroskopielichts ab (*Probestrahl*) und schickt es durch eine Rubidiumgaszelle auf eine Fotodiode. Der den Strahlteiler durchlaufende, größere Intensitätsanteil des Spektroskopielichts (*Sättigungsstrahl*) wird ebenfalls durch die Rubidiumgaszelle geschickt, jedoch so, dass er dem Probestrahl entgegenläuft und mit diesem räumlich überlagert

3.3 Frequenzstabilisierung der Diodenlasersysteme

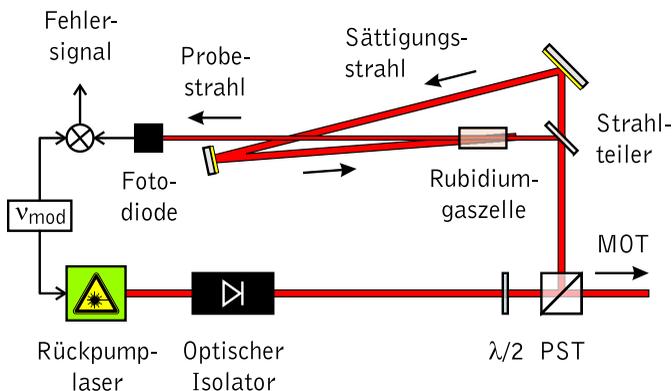


Abbildung 3.9: Schematischer Aufbau der Doppler-freien Frequenzmodulationsspektroskopie zur Stabilisierung der Frequenz des Rückpump-lasers. ν_{mod} : Spannungsgesteuerter Oszillator; $\lambda/2$: $\lambda/2$ -Plättchen; PST: Polarisierender Strahlteilerwürfel.

ist. Das Licht des Rückpump-lasers bei Frequenz $\nu = c/\lambda$ wird frequenzmoduliert mit einer Frequenz ν_{mod} , die hier 10 MHz beträgt. Zur Erzeugung der Frequenzmodulation wird das Ausgangssignal eines spannungsgesteuerten Oszillators abgeschwächt über ein sogenanntes *bias-tee* auf den Stromeingang des Diodenlasers gegeben. Das von der Laserdiode abgestrahlte Licht enthält somit zusätzlich zur Trägerfrequenz ν Seitenbänder mit den Frequenzen $\nu + \nu_{\text{mod}}$ und $\nu - \nu_{\text{mod}}$. Die Amplituden der beiden Seitenbänder sind gleich groß, besitzen jedoch eine Phasendifferenz von 180° [32]. Fällt das Licht des Probestrahls nach dem Durchlaufen der Rubidiumgaszelle auf eine Fotodiode, so enthält das Ausgangssignal der Fotodiode im Allgemeinen zwei Schwebungssignale bei der Frequenz ν_{mod} des Trägers und der beiden Seitenbändern. Fällt die Trägerfrequenz ν exakt mit der Resonanzfrequenz eines atomaren Übergangs von Rubidium zusammen, so werden beide Seitenbänder in der Gaszelle gleich stark abgeschwächt. Aufgrund der Phasendifferenz der bei-

den Seitenbänder von 180° hat das Ausgangssignal der Fotodiode in diesem Fall durch die Auslöschung beider Schwebungssignale keine Modulation mit Frequenz ν_{mod} . Wenn sich die Laserfrequenz jedoch von der atomaren Übergangsfrequenz entfernt, werden beide Seitenbänder unterschiedlich stark absorbiert, da die Frequenz eines Seitenbands nun näher am atomaren Übergang liegt, während die Frequenz des anderen Seitenbands davon wegrückt. Daraus resultiert ein Fotodiodensignal mit Frequenz ν_{mod} , das für kleine Differenzfrequenzen proportional zur Abweichung der Laserfrequenz von der Frequenz des atomaren Übergangs ist. Das Hochfrequenzsignal wird verstärkt und zur Umwandlung in ein Amplitudensignal mit dem Signal des spannungsgesteuerten Oszillators gemischt. Dieses Amplitudensignal wird als Eingangssignal für die Regelelektronik des Rückpumpasers benutzt.

3.3.2 Frequenzabstandsstabilisierung

Eine bewährte Technik zur Stabilisierung der Laserfrequenz ist die Stabilisierung bezüglich der Frequenz eines weiteren Lasers (*Referenzlaser*). Bei dieser Methode ist die Benutzung einer optischen *phase-locked loop* Schaltung eine mögliche Lösung [35]. Dazu wird entweder eine Regelelektronik mit hoher Bandbreite oder eine elektrische Schaltung mit großem Phasenspeicher [36] benötigt, um die Phasenkohärenz beider Laser zu gewährleisten. Dies macht den experimentellen Aufbau jedoch aufwendig.

Allerdings ist nicht in allen Anwendungen die Phasenkohärenz des zu stabilisierenden Lasers mit dem Referenzlaser notwendig. Oft genügt eine Frequenzstabilisierung. In diesem Fall werden einfachere Methoden wie die Frequenzabstandsstabilisierung bevorzugt, bei der geringere Anforderungen an die Bandbreite der Regelelektronik gestellt werden. Bei dieser Methode wird ein Schwebungssignal der Laserwellen des Referenzlasers und des zu stabilisierenden Lasers (*Folgelaser*) erzeugt, in dem Teile des Lichts beider Laser auf ei-

ner schnellen Fotodiode vereinigt werden. Durch Stabilisierung der Frequenz des Schwebungssignals auf einen konstanten Wert gewährleistet das Regelsystem einen festen Frequenzabstand zwischen Referenzlaser und Folgelaser.

Bei größeren Frequenzunterschieden der beiden Laser wird oft das Schwebungssignal der Fotodiode zur einfacheren elektronischen Verarbeitung auf eine niedrigere Frequenz heruntergemischt. Der Hauptunterschied zwischen den bekannten Stabilisierungssystemen für die Frequenzabstandsstabilisierung ist die Methode, wie aus diesem heruntergemischten Hochfrequenzsignal ein frequenzabhängiges Gleichspannungssignal (Fehlersignal) für die Regelelektronik zur Stabilisierung des Folgelasers erzeugt wird. Rutt [37] und Schünnemann et al. [38] benutzten eine elektrische Verzögerungsleitung, um eine frequenzabhängige Phasenverschiebung zu erzeugen, die anschließend mit einem Phasendetektor in ein Amplitudensignal umgewandelt wird. Beide Arbeiten zeigen eine erfolgreiche Frequenzstabilisierung. Ein Nachteil dieser Methode ist jedoch das Auftreten von mehreren Nulldurchgängen im Fehlersignal, was mehrere mögliche Stabilisierungspunkte zur Folge hat. Außerdem kann die Steigung des Fehlersignals am Nulldurchgang nicht unabhängig vom Einfangbereich des Systems eingestellt werden. Der Einfangbereich gibt an, bis zu welcher Höhe plötzlich auftretende Änderungen der Frequenzdifferenz der beiden Laser kompensiert werden können. Eine längere Verzögerungsleitung erhöht zwar die Steigung des Fehlersignals im Nulldurchgang, reduziert aber gleichzeitig den Einfangbereich und umgekehrt. Andere Ansätze benutzen einen Frequenz-Spannung-Wandler [39]. Bei hohen Frequenzen arbeitende, kommerzielle Frequenz-Spannung-Wandler sind jedoch schwer zu finden und nur mit begrenzter Frequenzbandbreite erhältlich. Dadurch wird ebenfalls der mögliche Einfangbereich des Stabilisierungssystem eingeschränkt.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein neues System zur Frequenzabstandsstabilisierung entwickelt, das auf der Erzeugung eines Feh-

3 Experimenteller Aufbau

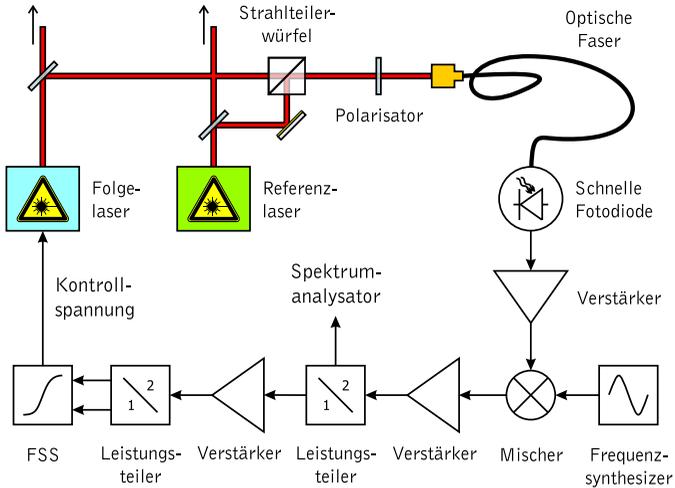


Abbildung 3.10: Schematischer Aufbau der Frequenzabstandsstabilisierung. FSS: Fehlersignalschaltung.

lersignals aus der Amplitudenantwort eines Hochpassfilters basiert. Dies ermöglicht eine große Steigung des Fehlersignals im Nulldurchgang und bietet gleichzeitig einen Eingangsbereich von mehreren hundert Megahertz. Das System wurde zur Stabilisierung des Kühllasers und des Rückpump lasers auf eine Differenzfrequenz von rund 6,5 GHz verwendet. Desweiteren konnten Frequenzsprünge bis zu 200 MHz in einem Zeitraum von einigen Millisekunden durchgeführt werden. Das Stabilisierungssystem wurde in Zusammenarbeit mit der Firma TOPTICA Photonics patentiert. Die Patentschrift wird unter der Nummer Nr. DE 103 53 908 B4 beim deutschen Patent- und Markenamt geführt.

3.3 Frequenzstabilisierung der Diodenlasersysteme

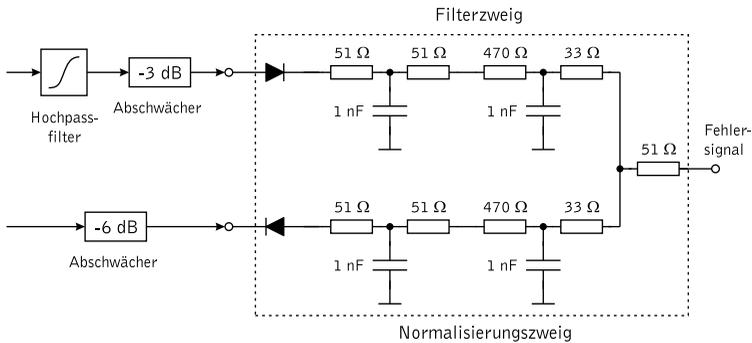


Abbildung 3.11: Elektronisches Layout der Fehlersignalschaltung. Die Bauteile im gestrichelten Rechteck sind auf einer in SMD-Technik gefertigten Leiterplatte angebracht.

3.3.3 Stabilisierungsmethode

Eine Abbildung des experimentellen Aufbaus zur Frequenzabstandsstabilisierung ist in Abbildung 3.10 gezeigt. Sowohl vom Referenzlaser als auch vom Folgelaser wird jeweils ein Teil des ausgehenden Laserlichts mit einem Strahlteiler aus dem Hauptstrahl abgezweigt. Beide Teilstrahlen werden mit einem polarisierenden Strahlteilerwürfel überlagert und durchlaufen anschließend einen Polarisator, der zur Angleichung der Polarisations Ebenen beider Teilstrahlen dient. Dies ist für die Erzeugung einer Schwebung im Interferenzsignal beider Laserwellen notwendig. Die Winkelstellung des Polarisators wird dabei üblicherweise so gewählt, dass die beiden Teilstrahlen nach dem Polarisator die gleiche Intensität aufweisen. Zur Messung der Schwebungsfrequenz werden die überlagerten Lichtstrahlen mit einer optischen Faser einer schnellen Fotodiode (Firma: New Focus, Typ: 1431-50) zugeführt. Das Ausgangssignal der Fotodiode bei der Frequenz nahe 6,5 GHz wird zuerst um 20 dB verstärkt (Firma: MIT-EQ, Typ: AFS4-00102000-30-10P-4) und anschließend mit dem fre-

3 Experimenteller Aufbau

quenzverdoppelten Signal eines Frequenzsynthesizers (Firma: Rhode & Schwarz, Typ: SMT 06) von 6,696 GHz zu einer niedrigeren Frequenz von rund 160 MHz heruntergemischt (Firma: Mini-Circuits, Typ: ZMX-10G). Nach der Verstärkung des Radiofrequenzsignals (Firma: Mini-Circuits, Typ: ZFL-1000LN) wird ein Teil des Signals zur Kontrolle der Stabilisierung durch einen Leistungsteiler (Firma: Mini-Circuits, Typ: ZFSC-2-4) einem Spektrumanalysator zugeführt. Das verbleibende Signal wird ein weiteres Mal verstärkt (Firma: Mini-Circuits, Typ: ZFL-1000LN) und wiederum durch einen Leistungsteiler (Firma: Mini-Circuits, Typ: ZFSC-2-4) in zwei Teilsignale aufgetrennt. Beide Teilsignale werden einer Fehlersignalschaltung zugeführt (siehe Abbildung 3.11), die zwei Zweige besitzt. Das Eingangssignal des ersten Zweigs (*Filterzweig*) wird durch ein Hochpassfilter (Firma: Mini-Circuits, Typ: SHP200) mit 3 dB-Punkt bei der Frequenz 164 MHz gefiltert und anschließend um 3 dB abgeschwächt. Das Signal des zweiten Zweigs (*Normalisierungszweig*) dient lediglich Normalisierungszwecken und wird um 6 dB abgeschwächt. Beide Signale durchlaufen anschließend dieselbe Anordnung von Diode, Widerständen und Kondensatoren um das hochfrequente Wechselspannungssignal in ein Gleichspannungssignal zu transformieren. Dabei ist zu beachten, dass die Durchlassrichtung der Diode im Normalisierungszweig invertiert zur Durchlassrichtung der Diode im Filterzweig ist. Dadurch erzeugt ein Zweig ein positives Gleichspannungssignal, der zweite ein negatives. Das Signal aus dem Filterzweig, der aufgrund des Hochpassfilters eine frequenzabhängige Antwort liefert, sowie das Normalisierungssignal werden addiert. Die beiden Abschwächer in der Fehlersignalschaltung dienen lediglich dazu die Position des Nulldurchgangs des Fehlersignals einzustellen. Indem eine der beiden Abschwächungen geändert wird, kann der Nulldurchgang des Fehlersignals in die Mitte der durch das Hochpassfilter erzeugten, steilen Flanke gesetzt werden.

Die resultierende Ausgangsspannung ist nun frequenzabhängig und dient als Fehlersignal für die Regelelektronik, die die Frequenz

des Lasers kontrolliert. Die Frequenz des Folgelasers kann in einfacher Weise durch eine Verstimmung der Frequenz des Frequenzsynthesizers geändert werden. Aufgrund der Regelelektronik, die einen konstanten Wert der heruntergemischten Schwebungsfrequenz erzwingt, wird die Frequenz des Folgelasers der Frequenzänderung des Frequenzsynthesizers nachgeführt.

Das Stabilisierungssystem wurde im Experiment getestet. Dabei diente der mit einer Frequenzmodulationsspektroskopie frequenzstabilisierte Rückpumpplaser immer als Referenzlaser, der Kühllaser war der Folgelaser. Im Laufe dieser Arbeit wurden als Kühllaser zwei verschiedenen Lasermodelle benutzt. In einer frühen Version des Experiments wurde mit einem selbstgebauten, gitterstabilisierten Diodenlaser gearbeitet, der in einem Aufbau mit *master/slave*-System als *master*-Laser diente [40]. In diesem Aufbau konnte mit dem hier beschriebenen System die Frequenz des Kühllasers stabilisiert werden. Dazu wurde die Frequenz des Kühllasers durch den Anstellwinkel des Gitters des externen Laserresonators gesteuert. Im späteren Verlauf dieser Arbeit wurde das *master/slave*-Lasersystem durch das kommerzielle Hochleistungs-Diodenlasersystem DLX 110 der Firma TOPTICA Photonics ersetzt. Bei diesem Laser wurde die Frequenz sowohl durch das Gitter des externen Resonators als auch durch Variation des Stroms durch die Diode geändert. Das zusätzliche Ansteuern des Diodenstroms ermöglichte eine höhere Regelbandbreite von 50 kHz, verglichen mit einer Regelbandbreite von rund 1 kHz bei ausschließlicher Stabilisierung durch Ansteuern des Piezos. Ausführliche Messungen zur Güte der Frequenzstabilisierung des Folgelasers wurden mit dem Hochleistungs-Diodenlasersystem DLX 110 durchgeführt und werden in Abschnitt 3.3.4 besprochen.

3.3.4 Erreichte Frequenzstabilität

Abbildung 3.12 zeigt die Ausgangsspannung der Fehlersignalschaltung als Funktion der Eingangsfrequenz für verschiedene Eingangs-

3 Experimenteller Aufbau

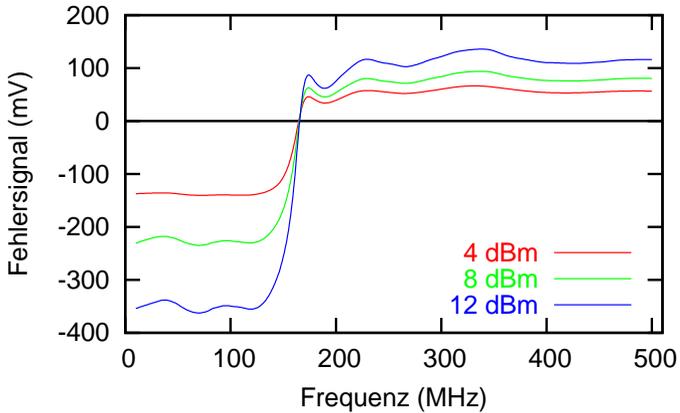


Abbildung 3.12: Ausgangssignal der Fehlersignalschaltung als Funktion der Frequenz des Eingangssignals für verschiedene Leistungen (4 dBm, 8 dBm und 12 dBm). Die angegebenen Werte entsprechen den Leistungen des Eingangssignals, das dem der Fehlersignalschaltung vorgeschalteten Leistungsteiler zugeführt wurde.

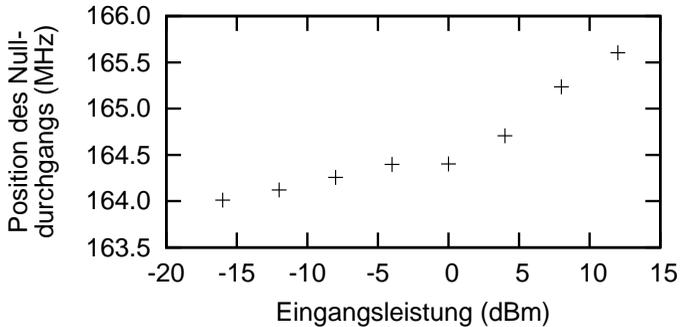


Abbildung 3.13: Frequenz des Nulldurchgangs des Fehlersignals als Funktion der Leistung des Eingangssignals.

3.3 Frequenzstabilisierung der Diodenlasersysteme

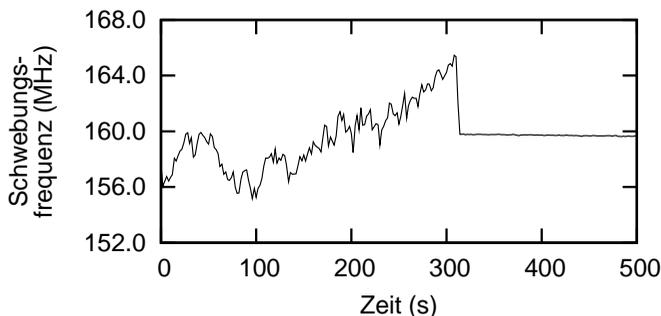


Abbildung 3.14: Frequenz des heruntergemischten Schwungungssignals als Funktion der Zeit, aufgenommen mit einem Frequenzzähler des Typs Hameg HM8021-3 (Messzeit pro Frequenzmessung 1 s). Die Frequenzstabilisierung wurde nach 312 s eingeschaltet.

leistungen (4 dBm, 8 dBm und 12 dBm), die dem Leistungsteiler vor der Fehlersignalschaltung zugeführt wurden. Für diese Messung wurde das Eingangssignal mit einem Frequenzsynthesizer erzeugt und die Frequenz von 10 MHz bis 500 MHz abgetastet. Das Fehler-signal weist eine große Steigung nahe dem Nulldurchgang auf, was eine genaue Frequenzstabilisierung ermöglicht. Obwohl sich die Gesamtform des Fehlersignals mit wechselnder Eingangsleistung verändert, ist die Position des Nulldurchgangs nur wenig abhängig von der Eingangsleistung (siehe Abbildung 3.13). Die Abhängigkeit ist nichtlinear und beträgt ungefähr 30 kHz/dB für Eingangsleistungen von -16 dBm bis zu 0 dBm. Für höhere Eingangsleistungen (bis zu 12 dBm) erhöht sich die Abhängigkeit auf ungefähr 100 kHz/dB. Somit ändern Schwankungen der Ausgangsleistung von Referenz- und Folgelaser die Position des Stabilisierungspunktes nur schwach. Für hochpräzise Anwendungen könnte man in der Zukunft die verbleibende Abhängigkeit durch einen elektronischen Begrenzer vor der Fehlersignalschaltung eliminieren.

Um die erreichte Frequenzstabilität des Systems abzuschätzen, wur-

3 Experimenteller Aufbau

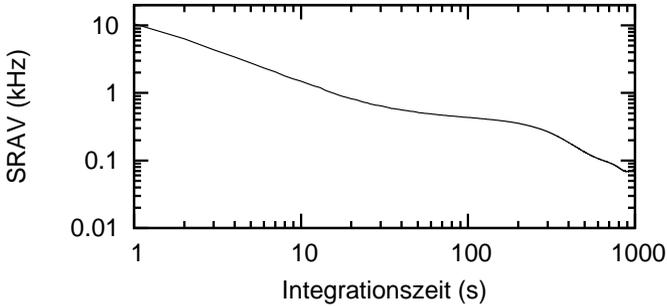


Abbildung 3.15: Allan-Varianz des heruntergemischten Fehlersignals in Frequenzeinheiten als Funktion der Integrationszeit.

de das heruntergemischte Schwebungssignal mit einem Frequenzzähler (Firma: Hameg, Typ: HM8021-3) aufgezeichnet. Abbildung 3.14 zeigt ein Diagramm der mit dem Frequenzzähler gemessenen Frequenz des heruntergemischten Schwebungssignal für eine Messzeit pro Frequenzmessung von 1 s. Der Effekt des Umschaltens vom un-stabilisierten zum frequenzstabilisierten Zustand nach 312 s ist deutlich sichtbar. In einer weiteren Messung wurde die Frequenz über einen Zeitraum von einer halben Stunde aufgezeichnet. Gemäß Referenz [41] wurde für das Schwebungssignal die *Allan-Varianz* bestimmt. Die Allan-Varianz wird üblicherweise im Zusammenhang mit Uhren und Präzisionsoszillatoren benutzt und ist ein Maß für deren Langzeit-Frequenzstabilität. Hier gibt sie Auskunft über die Langzeitstabilität der Differenzfrequenz von Referenz- und Folgelaser. In Abbildung 3.15 ist die Allan-Varianz des Schwebungssignals in Frequenzeinheiten als Funktion der Integrationszeit aufgetragen. Nach einigen Sekunden Integrationszeit fällt die Allan-Varianz unter ein Kilohertz bei einer Differenzfrequenz von rund 6,8 GHz.

Um die Kurzzeitstabilität beurteilen zu können, wurde das Leistungsspektrum des heruntergemischten Schwebungssignals mit einem Spektrumanalysator (Firma: Hameg, Typ: HM5012, Frequenz-

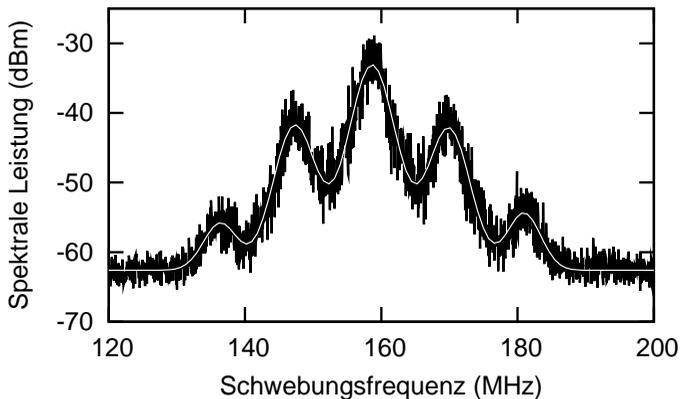


Abbildung 3.16: Leistungsspektrum des heruntergemischten Schwebungssignal. Das Diagramm zeigt den Mittelwert von fünf mit einem Spektrumanalysator (Firma: Hameg, Typ: HM5012, Frequenzspannweite: 100 MHz, Auflösungsbandbreite: 120 kHz) aufgenommenen Einzelspektren. Die weiße Kurve ist eine Anpassungskurve aus fünf Gaußkurven. Die volle Halbwertsbreite der mittleren Spitze der Anpassungskurve beträgt 3,4 MHz.

spannweite: 100 MHz, Auflösungsbandbreite: 120 kHz) untersucht. Abbildung 3.16 zeigt den Durchschnitt von fünf Einzelmessungen, sowie eine Anpassungskurve aus fünf Gaußkurven. Die volle Halbwertsbreite der mittleren Spitze der Anpassungskurve ist 3,4 MHz, was auf verbleibende hochfrequente Fluktuationen der Differenzfrequenz der beiden Lasersysteme zurückzuführen ist. Die seitlichen Spitzen in Abständen von 10 MHz resultieren vom Referenzlaser, bei dem für die Frequenzmodulationsspektroskopie (siehe Abschnitt 3.3.1) Seitenbänder im Abstand von 10 MHz aufmoduliert wurden.

3.3.5 Frequenzsprünge

Um die für Frequenzsprünge notwendige Zeit zu bestimmen, wurden Frequenzsprünge mit unterschiedlicher Sprungweite durchgeführt und dabei das von der Regelelektronik ausgegebene Regelsignal aufgezeichnet. Abbildung 3.17 zeigt das Regelsignal nach Frequenzsprüngen von 56 MHz bzw. 160 MHz. Dabei wurde das Verhalten sowohl mit als auch ohne Ansteuerung des Diodenstroms zur Frequenzregelung des Folgelasers untersucht. Die für die Rückkehr des Regelsignals zu einem Wert nahe Null notwendige Zeit, entspricht dabei der Zeit, bis das System wieder mit der gewünschten Differenzfrequenz läuft. Ohne Ansteuerung des Diodenstroms, d. h. bei reiner Frequenzregelung des Folgelasers über das Gitter des externen Laserresonators, wurden für Frequenzsprünge von 56 MHz etwa 6 ms benötigt, für Frequenzsprünge von 160 MHz etwa 10 ms. Deutlich sichtbar ist, dass die zusätzliche Ansteuerung des Diodenstroms zwar die Frequenzstabilität erhöht (geringeres Rauschen des Regelsignals), jedoch das Sprungverhalten negativ beeinflusst. Durch eine geeignete Anpassung der Fehlersignalschaltung und der Regelungselektronik an das Lasersystem dürfte allerdings auch dieses Problem lösbar sein.

Im weiteren Verlauf dieser Arbeit wurde die Fehlersignalschaltung durch ein von PD Dr. M. Brendle am Physikalischen Institut der

3.3 Frequenzstabilisierung der Diodenlasersysteme

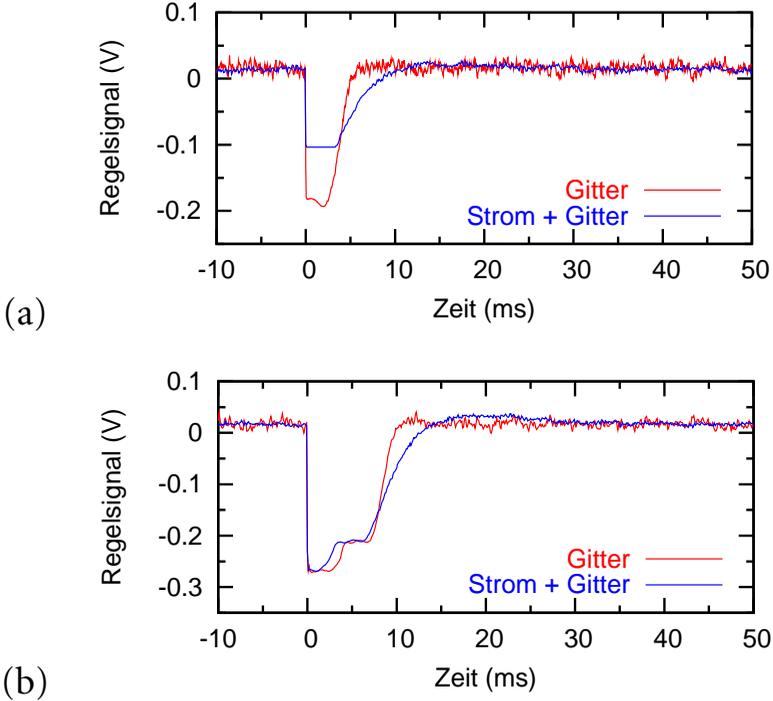


Abbildung 3.17: Ausgangssignal der Regelelektronik bei Frequenzsprüngen von (a) 56 MHz und (b) 160 MHz. Die Frequenzsprünge wurden sowohl mit (blaue Kurven) als auch ohne (rote Kurven) Ansteuerung des Diodenstroms zur Frequenzregelung des Folgelaser durchgeführt.

Universität Tübingen entwickeltes, digitales System ersetzt [42, 43], mit dem sich bei dem von uns verwendeten Lasersystem DLX 110 noch etwas schnellere Frequenzsprünge realisieren ließen.

3.4 CO₂-Laser

Zur Erzeugung der optischen Dipolfalle für die Rubidiumatome wird ein CO₂-Laser (Firma: Coherent, Typ: GEM-50S) verwendet. Es handelt sich dabei um eine für wissenschaftliche Zwecke abgewandelte Version eines Industrielasers. Der Laser besitzt einen Resonator an dessen einen Ende ein Gitter angebracht ist, mit dem der Laser auf verschiedene Linien zwischen 9,2 μm und 10,6 μm abgestimmt werden kann. Bei der verwendeten Rotationslinie 10P20 besitzt der CO₂-Laser eine maximale Ausgangsleistung von fast 55 W. Die Strahltaille des Laserstrahls in einem Abstand von 60 cm beträgt rund 3,3 mm.

Der Aufbau der Optik für den CO₂-Laser ist in Abbildung 3.18 zu sehen. Der Strahl des CO₂-Lasers passiert zuerst einen wassergekühlten akusto-optischen Modulator (Vertrieb: Weiss & Schulz Enterprises, Typ: ML206-8) zur Schaltung des Laserstrahls, sowie zur Intensitätsregelung. Der akusto-optische Modulator wird durch einen ebenfalls wassergekühlten Radiofrequenzgenerator mit Frequenz 40 MHz und bis zu 65 W Ausgangsleistung angetrieben. Nach dem akusto-optischen Modulator durchläuft der Laserstrahl ein 1:2-Teleskop. Die aus Zinkselenid bestehenden Linsen mit Brennweiten 63,5 mm und 127 mm sind auf einer Justageschiene verschiebbar gelagert und erlauben eine kontrollierte Änderung der Divergenz des Laserstrahls. Dem CO₂-Laserstrahl wird anschließend mit einer Strahlüberlagerungsplatte der Strahl eines Helium-Neon-Lasers überlagert. Die Strahlüberlagerungsplatte ist transparent für die Strahlung des CO₂-Lasers, wirkt jedoch als Spiegel für das Licht des Helium-Neon-Lasers. Der mit einer Wellenlänge von 632,8 nm sichtbare

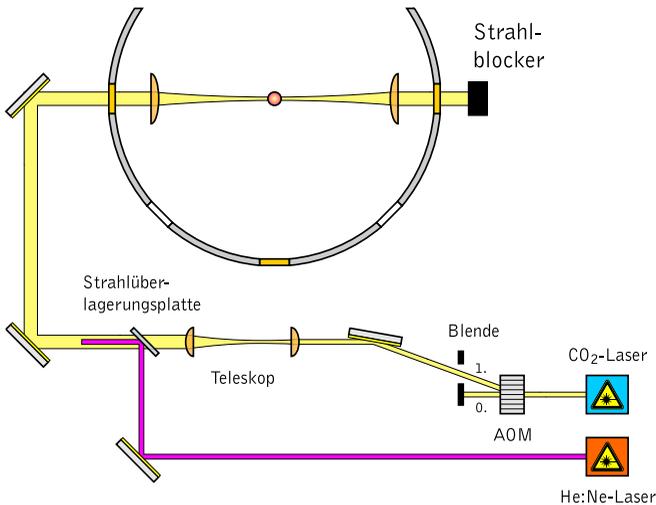


Abbildung 3.18: Schematischer Aufbau der Optik für den CO₂-Laser. AOM: Akusto-optischer Modulator.

Strahl des Helium-Neon-Lasers ermöglicht eine einfachere Justage der nachfolgenden Optik des nicht sichtbaren CO₂-Laserstrahls. In der Vakuummkammer wird der CO₂-Laserstrahl durch eine Zinkselenid-Linse (Firma: Coherent, Typ: 45-3605, Brennweite: 38,1 mm) fokussiert (siehe Abschnitt 3.1). Der Strahldurchmesser des Laserstrahls im Fokus der Linse hat typischerweise eine Größe von 30 µm und kann durch Verschieben einer Linse des Teleskops (und somit durch eine Änderung des Strahldurchmessers auf der Fokussierlinse) bequem im Bereich von 20 µm bis 50 µm eingestellt werden. Durch eine zweite in der Vakuummkammer angebrachte Linse gleichen Typs wird der CO₂-Laserstrahl vor dem Austritt aus der Vakuummkammer wieder kollimiert und trifft außerhalb der Vakuummkammer auf einen Strahlblocker. Der Aufbau bietet auch die Möglichkeit den CO₂-Laserstrahl außerhalb der Vakuummkammer wieder in sich selbst zurück zu reflektieren anstatt ihn zu blockieren und erlaubt

somit die Realisierung eines optischen Gitters, dessen Gitterplätze in diesem Fall rund $5,3 \mu\text{m}$ getrennt liegen. Ein solches mesoskopisches Gitter ermöglicht die optische Auflösung einzelner Gitterplätze mit einem Mikroskop und deren individuelle Manipulation [11, 12].

3.5 Lasersystem zur Erzeugung optischer Multiphotonen-Gitter

Zur Erzeugung der Multiphotonen-Gitter wird ein Titan-Saphir-Laser (Firma: Coherent, Typ: MBR 110) bei einer Wellenlänge von 798 nm benutzt, was einer Rotverstimmung von ca. 3 nm bezüglich der Rubidium-D1-Linie entspricht. Der Titan-Saphir-Laser wird von einem frequenzverdoppelten Nd:YVO₄-Laser (Firma: Coherent, Typ: Verdi V8) mit Wellenlänge 532 nm und einer maximalen Ausgangsleistung von $8,5 \text{ W}$ gepumpt. Mit einer üblichen Pumpleistung von ungefähr 7 W betrug die Ausgangsleistung des Titan-Saphir-Lasersystems rund 600 mW .

Zur Erzeugung von Multiphotonen-Gittern mit einer Laserwellenlänge nahe der D2-Linie von Rubidium wird optional zum Titan-Saphir-Lasersystem ein Hochleistungs-Diodenlasersystem des Typs DLX 110 der Firma TOPTICA Photonics verwendet. Ein Lasersystem gleichen Typs ist auch als Kühlaser eingesetzt und wurde bereits in Abschnitt 3.2.2 beschrieben. Die eingestellte Wellenlänge für das Diodenlasersystem beträgt 783 nm , d. h. es wird wie bei der Verwendung des Titan-Saphir-Lasers mit einer Rotverstimmung von 3 nm gearbeitet.

Der optische Aufbau für das Lasersystem zur Erzeugung optischer Multiphotonen-Gitter ist in Abbildung 3.19 zu sehen. Aus dem Laserstrahl wird zur Kontrolle der Wellenlänge des Lasers zuerst ein geringer Anteil der Leistung mit einer Kombination aus $\lambda/2$ -Plättchen und polarisierendem Strahlteilerwürfel abgezweigt, der anschließend in eine optische Faser eingekoppelt und einem Wellenlängenmess-

3.5 Lasersystem zur Erzeugung optischer Multiphotonen-Gitter

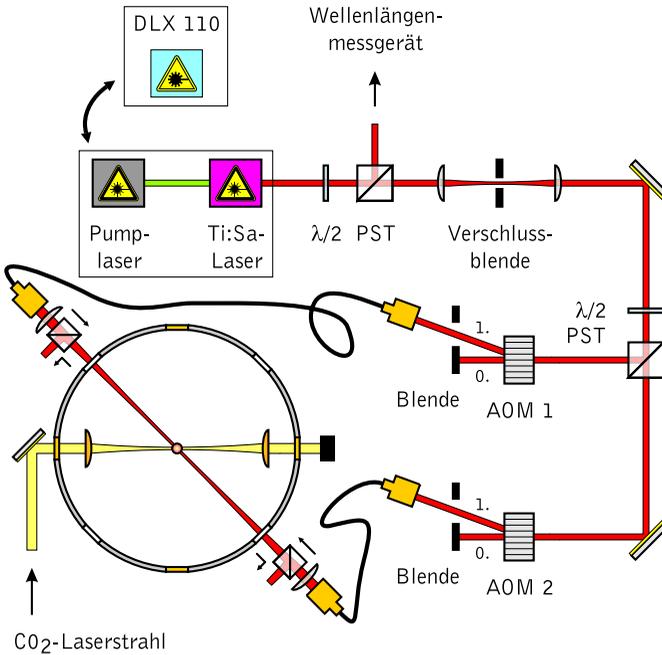


Abbildung 3.19: Schematischer Aufbau der Optik zur Erzeugung optischer Multiphotonen-Gitter. Das Titan-Saphir-Lasersystem kann optional durch ein Hochleistungs-Diodenlasersystem ersetzt werden.

3 Experimenteller Aufbau

gerät (Firma: Highfinesse, Typ: WS-6) zugeführt wird. Der Hauptstrahl durchläuft im folgenden ein 1:1-Teleskop mit einer Verschlussblende in der Brennebene zum Ein- und Ausschalten des Laserstrahls. Anschließend wird der Strahl mit einer weiteren Kombination aus $\lambda/2$ -Plättchen und polarisierendem Strahlteilerwürfel in zwei Strahlen gleicher Leistung aufgespalten. Die beide Strahlen durchlaufen anschließend einen in beiden Fällen identischen optischen Aufbau bestehend aus einem akusto-optischem Modulator (Firma: Crystal Technology, Typ: 3200-121) und einer Blende, die nur die erste Beugungsordnung passieren lässt. Danach werden die Strahlen jeweils in eine polarisationserhaltende, optische Einmodenfasern eingekoppelt, mit denen sie zur Vakuumkammer geführt werden. Nach dem Austritt aus der optischen Faser werden beide Strahlen durch eine Mikrofokus-Optik (Firma: Schäfer + Kirchhoff, Typ: 13M-S500, Brennweite: 500 mm) auf einen Strahldurchmesser von rund $80 \mu\text{m}$ fokussiert. Die Laserstrahlen werden gegenläufig mit gemeinsamem Brennpunkt in die Vakuumkammer eingestrahlt, wobei der gemeinsame Brennpunkt mit der optischen CO_2 -Laser-Dipolfalle überlagert ist. Die Einstrahlung erfolgt, abgesehen von einer kleinen Winkeldifferenz von 4° , in Richtung der Hauptachse der magneto-optischen Falle. Die Laserstrahlen für das optische Multiphotonen-Gitter schließen somit einen Winkel von 41° mit dem CO_2 -Laserstrahl ein. Die Laserstrahlen besitzen eine senkrecht aufeinanderstehende, lineare Polarisation.

Während des Aufbaus des Experiments wurde festgestellt, dass die beiden Laserstrahlen jeweils an der gegenüberliegenden Faseroptik zurückreflektiert werden. Durch die Rückreflexion entsteht ein ungewolltes optisches Gitter. Zur Vermeidung dieser Rückreflexion wurde in beiden Strahlengängen nach der Mikrofokus-Optik ein polarisierender Strahlteilerwürfel so angebracht, dass der in die Vakuumkammer einlaufende Strahl ihn passieren kann, der aus der Kammer austretende Strahl jedoch um 90° abgelenkt wird.

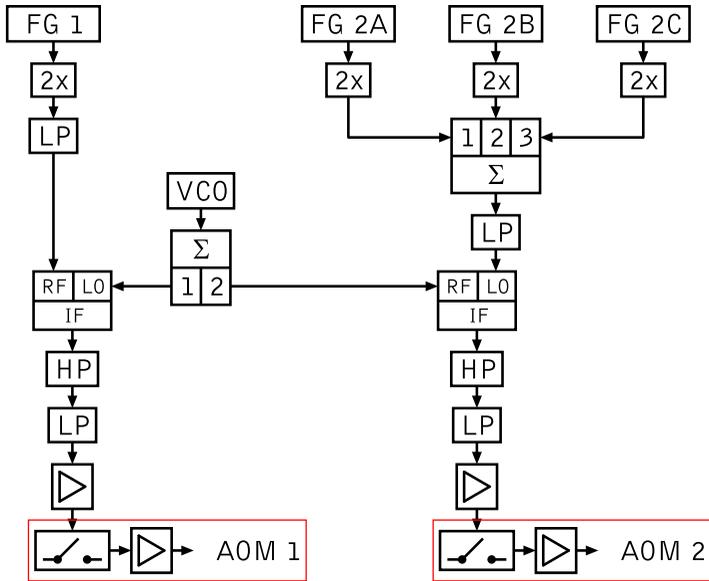
Die akusto-optischen Modulatoren im Aufbau arbeiten bei einer

3.5 Lasersystem zur Erzeugung optischer Multiphotonen-Gitter

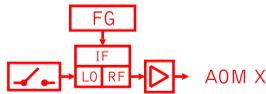
Zentralfrequenz von 200 MHz und dienen zur Intensitätsregelung und zum schnellen Schalten beider Laserstrahlen. Bei einem der beiden Strahlen dient der akusto-optische Modulator (AOM 2, siehe Abbildung 3.19) außerdem zur gleichzeitigen Generierung mehrerer Lichtfelder verschiedener Frequenz, was für die Erzeugung eines optischen Multiphotonen-Gitters nach dem Schema aus Abbildung 2.3 notwendig ist. Dazu wird dieser akusto-optische Modulator mit mehreren Radiofrequenzsignalen gleichzeitig angesteuert.

Der elektronische Aufbau zur Ansteuerung der akusto-optischen Modulatoren ist in Abbildung 3.20 zu sehen. Um die Radiofrequenzsignale für die akusto-optischen Modulatoren zu erzeugen werden vier Funktionsgeneratoren (Firma: Stanford Research Systems, Typ: DS345) verwendet, die in Abbildung 3.20 als FG 1, FG 2A, FG 2B, FG 2C benannt wurden. Funktionsgenerator FG 1 ist dabei für den akusto-optischen Modulator AOM 1 zuständig, die Funktionsgeneratoren FG 2A, FG 2B und FG 2C für den akusto-optischen Modulator AOM 2. Alle vier Funktionsgeneratoren wurden an den gleichen Referenzoszillator (Firma: Rhode & Schwarz, Typ: SMT 06) angeschlossen, um die Phasenstabilität zwischen den einzelnen Generatoren zu gewährleisten. Alle Ausgangssignale werden zuerst frequenzverdoppelt (Firma: Mini-Circuits, Typ: FD-2). Ein Leistungsaddierer (Firma: Mini-Circuits, Typ: ZSC-3-1) vereint die Ausgangssignale der Funktionsgeneratoren FG 2A, FG 2B und FG 2C zu einem Signal. Sowohl dieses Signal, als auch das Signal von Funktionsgenerator FG 1 werden mit einem Tiefpassfilter (Firma: Mini-Circuits, Typ: BLP-70) von höheren Harmonischen der Frequenzverdoppler befreit. Anschließend werden beide Signale mit Frequenzen im Bereich 50 MHz mit dem Ausgangssignal eines spannungsgesteuerten Oszillators (Firma: Mini-Circuits, Typ: ZOS-200) mit einer Frequenz von 150 MHz gemischt (Firma: Mini-Circuits, Typ: ZAD-1). Die Ausgangssignale der beiden Mischer enthalten somit Frequenzkomponenten bei 100 MHz und 200 MHz, sowie Harmonische geringer Leistung. Um das für die akusto-optischen Modula-

3 Experimenteller Aufbau



Erweiterter Aufbau:



Legende

HP	Hochpassfilter	RF LO IF	Mischer
LP	Tiefpassfilter	Σ	Leistungs- teiler /-addierer
▷	Verstärker	1 2	
⚡	Schalter	FG X	Funktionsgenerator
2x	Frequenz- verdoppler	VCO	Spannungsgesteuerter Oszillator

Abbildung 3.20: Aufbau der Elektronik zur Ansteuerung der akusto-optischen Modulatoren zur Erzeugung optischer Multiphotonen-Gitter. Die Elektronik im eingerahmten Bereich wurde in späteren Arbeiten jeweils durch den darunter dargestellten, erweiterten Aufbau ersetzt.

3.5 Lasersystem zur Erzeugung optischer Multiphotonen-Gitter

toren notwendige Steuerungssignal der Frequenz 200 MHz zu extrahieren, werden beide elektrische Signale mit einer Kombination aus einem Hochpass (Firma: Mini-Circuits, Typ: BHP-200) und einem Tiefpass (Firma: Mini-Circuits, Typ: BLP-250) gefiltert.

Das verbleibende Signal wird zuerst vorverstärkt (Firma: Mini-Circuits, Typ: ZFL-500LN) und anschließend jeweils mit einem Hochleistungsverstärker (Firma: Mini-Circuits, Typ: ZHL-1-2W) auf die für die akusto-optischen Modulatoren notwendige Leistung verstärkt. Zwischen dem Vorverstärker und dem Hochleistungsverstärker sitzt jeweils noch ein elektronischer Schalter, um die akusto-optischen Modulatoren gezielt schalten zu können. Als Schalter wurde in einem ersten experimentellen Aufbau eine Kombination aus zwei Schaltern des Typs ZMSW-1111 der Firma Mini-Circuits verwendet, in einem späteren Aufbau ein Schalter des Typs ZYSWA-2-50-DR der gleichen Firma. Die beiden Schaltertypen unterscheiden sich in der Eingangs/Ausgangs-Isolation und vor allem in den Schaltzeiten, die 4 μs für den Schalter des Typs ZMSW-1111 und maximal 5 ns für den Schalter des Typs ZYSWA-2-50-DR betragen. Der Schalter des Typs ZYSWA-2-50-DR erlaubt kürzere Pulszeiten für das Multiphotonen-Gitter.

In einem verbesserten elektronischen Aufbau (in Abbildung 3.20 rot gekennzeichnet) wurde in jedem Signalzweig vor den Hochleistungsverstärker ein Mischer (Firma: Mini-Circuits, Typ: ZFM-2) eingebaut, der hier als elektronisch gesteuerter, variabler Abschwächer arbeitet. In dieser Konfiguration wird als Signaleingang der LO-Eingang des Mixers und als Signalausgang der RF-Eingang des Mixers verwendet. Ein am IF-Eingang anliegendes Signal bestimmt in dieser Konfiguration die Dämpfung und somit Einhüllende des Ausgangssignals. Mit diesem Aufbau ist es möglich, direkt die Pulsform des Steuerungssignals für die akusto-optischen Modulatoren vorzugeben, was sich auf die Pulsform der Lichtpulse überträgt. Dieser Aufbau wurde benutzt um mit einem weiteren Funktionsgenerator (Firma: Stanford Research Systems, Typ: DS345) Blackman-Pulse zu

3 Experimenteller Aufbau

erzeugen. Blackman-Pulse haben die Form

$$f(t) = 0.42 + 0.5 \cos\left(\frac{2\pi t}{T}\right) + 0.08 \cos\left(\frac{4\pi t}{T}\right),$$
$$t \in \left[-\frac{T}{2}, +\frac{T}{2}\right], \quad (3.1)$$

wobei T die Pulslänge ist. Blackman-Pulse haben den Vorteil, dass die Fouriertransformierte nur sehr geringe Seitenbänder aufweist [44], was eine nichtresonante Anregung anderer Zustände verringert.

3.6 Absorptionsabbildung

Die Detektion der Atome nach einem durchgeführten Experiment erfolgt durch eine Absorptionsabbildung [45]. Dabei wird der Schattenschwurf in einem auf die Atomwolke gerichteten, kollimierten, resonanten Laserstrahl auf einer CCD-Kamera abgebildet. Der über eine optische Faser zur Vakuumkammer geleitete Abbildungsstrahl besitzt ein Strahlprofil in Gaußform mit einem $1/e^2$ -Durchmesser von rund 11 mm. Außerhalb der Vakuumkammer im Abstand von rund 13,5 cm von der Atomwolke sitzt vor dem Beobachtungsfenster ein achromatisches Dublett der Brennweite 100 mm, das die Atomwolke mit einer Vergrößerung von 1:3 auf die CCD-Kamera abbildet. Die CCD-Kamera (Firma: Sony, Typ: XC-55) besitzt eine Auflösung von 659×494 Pixel der Größe $7,4 \mu\text{m}$ und hat eine Signaltiefe von 8 Bit. Die von der CCD-Kamera aufgenommenen Bilder werden über eine Bilderfassungskarte (Firma: Eltec, Typ: p3i_ASYNC) ausgelesen und auf dem Messrechner (siehe Abschnitt 3.7) abgespeichert.

Der Abbildungsvorgang einer Atomwolke erfolgt über eine Zeitdauer von rund 160 ms, wobei bei jedem experimentellen Durchlauf drei Bilder (Belichtungszeit jeweils $100 \mu\text{s}$) aufgenommen werden. Nach der Aufnahme des Absorptionssignals der Atomwolke $I_{\text{Sig}}(x, y)$

wird nach einer Zeit von 80 ms ein weiteres Bild mit angeschaltetem Abbildungsstrahl aufgenommen. Zu diesem Zeitpunkt sind alle Atome bereits aus dem Bildfeld der Kamera verschwunden, so dass dieses Bild den sogenannten *Offset* $I_{\text{Off}}(x, y)$ ergibt. Nach weiteren 80 ms wird ein Bild $I_{\text{Unt}}(x, y)$ ohne Abbildungsstrahl aufgenommen. Dieses Bild stellt den Untergrund dar, der aufgrund von Dunkelströmen im CCD-Chip und des trotz abgedunkeltem Labor vorhandenen Restlichts in jedem aufgenommenen Bild enthalten ist. Durch die drei Aufnahmen kann die in Richtung des Abbildungsstrahls integrierte, optische Dichte der Atomwolke bestimmt werden.

Fällt ein Lichtstrahl in z -Richtung auf die Atomwolke ein, so gilt für die Intensität des Lichtstrahls nach dem Durchlaufen der Atomwolke nach dem Absorptionsgesetz

$$I(x, y) = I_0(x, y)e^{-\sigma \int_z n(x, y, z) dz}, \quad (3.2)$$

wobei $I_0(x, y)$ die einfallende Intensität, σ der Photonenstreuquerschnitt und $n(x, y, z)$ die Teilchendichte der Rubidiumgaswolke ist. Für die in z -Richtung integrierte optische Dichte gilt dann:

$$\begin{aligned} D(x, y) &= \sigma \int_z n(x, y, z) dz = -\ln \frac{I(x, y)}{I_0(x, y)} \\ &= -\ln \frac{I_{\text{Sig}}(x, y) - I_{\text{Unt}}(x, y)}{I_{\text{Off}}(x, y) - I_{\text{Unt}}(x, y)}. \end{aligned} \quad (3.3)$$

Die optische Dichte dient als Ausgangspunkt zur Bestimmung von Atomzahlen sowie der Temperatur von thermischen Atomwolken.

3.7 Experimentsteuerung und Datenerfassung

Zur Steuerung des Experiments sind eine Vielzahl von TTL-Pulsen und Steuerspannungen notwendig. Um flexibel auf Änderung des

3 Experimenteller Aufbau

experimentellen Aufbaus bzw. der Experimentparameter reagieren zu können, wird das Experiment durch ein Echtzeitsystem ADwin-Pro der Firma Jäger Computergesteuerte Messtechnik gesteuert. Das System ADwin-Pro ist modular erweiterbar und besteht aus einem Gehäuse mit eingebauter Stromversorgung und mehreren Steckplätzen, die mit Modulen verschiedenster Art bestückt werden können. Das verwendete Gehäuse des Typs Pro-light besitzt sieben Steckplätze und ist mit fünf Modulen ausgestattet.

Das Herz des Systems ist das Prozessormodul Pro-CPU-T9 mit einem Prozessor des Typs ADSP21062 (40 MHz) und einem Speicher von 16 MByte. Das Prozessormodul steuert die Ausgabe von digitalen bzw. analogen Werten über die weiteren im Gehäuse verbauten Module. Die Programmierung des Prozessormoduls erfolgt an einem Rechner über eine eigene, BASIC-ähnliche Programmiersprache (ADbasic). Die von einem Compiler erzeugten Binär-Dateien werden in das Prozessormodul geladen, das an den Rechner über eine Ethernet-Schnittstelle angeschlossen ist. Dort laufen die Programme unabhängig vom Rechner anschließend als eigenständige Prozesse ab.

Mit zwei digitalen Ein- und Ausgabemodule des Typs Pro-DIO-32 stehen insgesamt 64 TTL-Leitungen zur Verfügung, die einzeln als Ein- oder Ausgang gewählt werden können. Da das ADwin-System im experimentellen Aufbau jedoch nur zur Steuerung des Experiments verwendet wird, wurden alle Leitungen als Ausgänge gewählt. Die digitalen Module geben Triggerimpulse unter anderem für die CCD-Kamera, die Verschlussblenden, die akusto-optischen Modulatoren und die Funktionsgeneratoren. Zwei analoge Ausgabemodule des Typs Pro-AOut-8/16 stellen jeweils acht analoge Ausgänge zur Verfügung, die Spannungen im Bereich von -10 V bis +10 V mit einer Auflösung von 16 Bit ausgeben können. Der Ausgabebereich könnte zur Erhöhung der Auflösung auf einen Arbeitsbereich von 0 V bis +10 V oder von -5 V bis +5 V eingeschränkt werden.

Auf dem System wird ein am Physikalischen Institut der Univer-

sität Tübingen von Dipl.-Phys. M. Ruder programmiertes Steuerprogramm verwendet, das für die schnelle Änderung der Ausgabewerte der digitalen und analogen Module optimiert wurde [46]. Es erlaubt die Änderungen eines analogen Werts innerhalb eines Zeitraums von $4\ \mu\text{s}$ und eines digitalen Kanals in $2\ \mu\text{s}$. Die Anpassung der Programmierung des ADwin-Systems für verschiedene experimentelle Fragestellungen wird nicht direkt in der Programmiersprache ADbasic vorgenommen, sondern erfolgt über eine von Dipl.-Phys. C. Geckeler entworfene Programmierschnittstelle in Python [47]. Diese erlaubt nicht nur die Programmierung des ADwin-Systems, sondern auch die Programmierung und das Auslesen einer Vielzahl weiterer Geräte (Funktionsgeneratoren, Speicheroszilloskope, etc.) über eine GPIB-Schnittstelle (IEEE 488).

Die Messdatenerfassung erfolgt durch eine Absorptionsabbildung der Atome. Die mit der CCD-Kamera aufgenommenen Bilder werden über die Bilderfassungskarte (Firma: Eltec, Typ: p3i_ASYNC) ausgelesen und anschließend, wie in Abschnitt 3.6 beschrieben, bearbeitet. Alle Experimentparameter werden zusammen mit den jeweiligen Bildern gespeichert.

3.8 Ablauf eines Experiments

Ein typisches Experiment benötigt eine Zeit von rund 45 s, beginnend mit dem Sammeln und Kühlen der Atome in der magneto-optischen Falle bis zum Abschluss des Experiments durch die Absorptionsabbildung.

Zuerst werden in einer 30 s dauernden Phase Rubidiumatome in der magneto-optischen Falle vorgekühlt und im Zentrum der Vakuumkammer gesammelt. Die Rubidiumatome stammen dabei aus dem durch einen erhitzten Rubidiumdispenser erzeugten Hintergrundgas. Der Strom durch den Dispenser (5,6 A) wird zeitgleich mit der magneto-optischen Falle angeschaltet, jedoch bereits 5 s vor

3 Experimenteller Aufbau

Ende der Ladephase der magneto-optischen Falle deaktiviert, um aus dem Dispenser austretende thermische Atome während der späteren Dipolfallenphase zu reduzieren. Für die magneto-optische Falle ist der Kühllaser rund 18 MHz rotverstimmt vom Übergang $F = 2 \implies F' = 3$ der D₂-Linie, während der Rückpump Laser resonant mit dem Übergang $F = 1 \implies F' = 2$ der D₂-Linie ist. Durch die magneto-optische Falle werden rund $6 \cdot 10^7$ Atome gesammelt.

Der magneto-optischen Falle schließt sich eine 60 ms dauernde *dunkle magneto-optische Falle* an [48]. Während dieser Phase wird die Rotverstimmung des Kühllasers auf 160 MHz erhöht und gleichzeitig die Intensität des Rückpump Lasers um einen Faktor 100 erniedrigt. Die Atome werden somit in den Grundzustand $F = 1$ gepumpt und sind aus dem Kühlkreislauf entkoppelt, was zur Reduktion von Stößen zwischen Grundzustandsatomen und angeregten Atomen [49] sowie von lichtinduzierten Verlusten [50] führt. Dies ermöglicht höhere atomare Dichten [48] und ist für eine effektive Umladung der Atome aus der magneto-optischen Falle in die CO₂-Laser-Dipolfalle notwendig. Nach der 60 ms dauernden dunklen magneto-optischen Falle werden der Kühl- und der Rückpumpstrahl durch Schließen der Verschlussblenden und Abschalten der entsprechenden akusto-optischen Modulatoren ausgeschaltet. Der Laserstrahl des CO₂-Lasers war bis zu diesem Zeitpunkt immer aktiv, so dass nach Abschluss der dunklen magneto-optischen Falle rund 10^6 Atome in der optischen Dipolfalle verbleiben.

Zur Erzeugung eines Bose-Einstein-Kondensats schließt sich eine 13 s dauernde evaporative Kühlphase an. Dabei wird die Intensität des CO₂-Laserstrahls abgesenkt, was eine Reduktion der Potentialtiefe der Dipolfalle zur Folge hat. Heissere Atome können somit der Dipolfalle entkommen. Eine Rethermalisierung des Ensembles erfolgt durch elastische Stöße, was in einer geringeren mittleren Temperatur der in der Dipolfalle verbleibenden Atome resultiert. Die Absenkung der Intensität erfolgt durch Änderung des Steuersignals des Radiofrequenztreibers für den akusto-optischen Modulator des

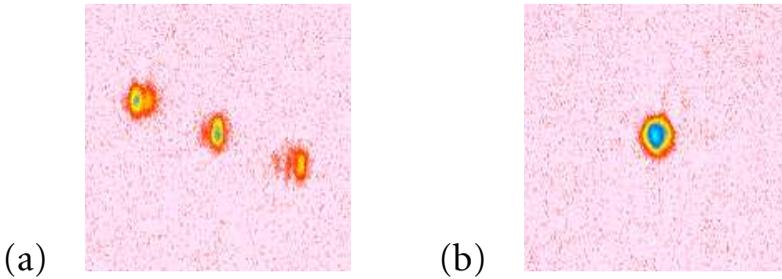


Abbildung 3.21: (a) In Falschfarben kodierte Absorptionssaufnahme eines Bose-Einstein-Kondensats nach einer Flugzeit von 15 ms. Während der Flugzeit wurde ein Stern-Gerlach-Feld aktiviert. Die drei Komponenten des Bose-Einstein-Kondensats mit $m_F = 0, \pm 1$ werden räumlich getrennt. (b) Wie in (a), jedoch wurde während der Evaporationsphase ein magnetisches Gradientenfeld angelegt. In diesem Fall wurde ein Bose-Einstein-Kondensat im reinen Zustand $m_F = 0$ erzeugt.

CO₂-Lasers gemäß der Gleichung

$$V(t) = \frac{V_0}{(1 + t/\tau)^\beta}, \quad (3.4)$$

was ein konstantes Verhältnis $\eta = V/k_B T$ zwischen Potentialtiefe und atomarer Temperatur gewährt [51]. Am Ende der Evaporationsphase erhält man ein Bose-Einstein-Kondensat mit bis zu 15 000 Atomen. Eine detaillierte Beschreibung zur Erzeugung des Bose-Einstein-Kondensats in der CO₂-Laser-Dipolfalle findet sich in den Referenzen [40, 52].

Da in CO₂-Laser-Dipolfallen Atome in allen Hyperfein- und Zeeman-Zuständen gefangen werden, setzt sich das Bose-Einstein-Kondensat üblicherweise aus Atomen im Zustand $F = 1$ mit allen Zeeman-Zuständen $m_F = 0, \pm 1$ zusammen. Durch Anlegen eines magnetischen Gradientenfeldes während der Evaporationsphase ist es jedoch möglich bestimmte Zeeman-Zustände zu bevorzugen (siehe

3 Experimenteller Aufbau

Abbildung 3.21). Dabei unterstützt die durch das magnetische Gradientenfeld erzeugte, zusätzliche spinabhängige Kraft Atome mit bestimmtem m_F -Zustand beim Verbleib in der Dipolfalle. Das magnetische Gradientenfeld wird durch die Spulen zur Erzeugung des magnetischen Quadrupolfeldes für die magneto-optische Falle erzeugt. Um einen bestimmten Zeeman-Zustand zu selektieren, wird das Gradientenfeld mit Hilfe der Erdfeldkompensationsspulen manipuliert. Für die hier vorgestellten Experimente wurden die Atome üblicherweise im Zustand $m_F = -1$ präpariert. Das magnetische Gradientenfeld wird 400 ms vor dem Ende der Evaporationsphase abgeschaltet.

Der Evaporationsphase folgt eine 800 ms dauernde Phase, in der die Intensität des CO_2 -Lasers konstant gehalten wird. In dieser Zeit wird langsam (300 ms) ein Magnetfeld angeschaltet, das eine Zeeman-Aufspaltung der m_F -Zustände von 805 kHz erzeugt. Diese Aufspaltung ist für das verwendete Schema zur Erzeugung des Multiphotonenprozesses aus Abbildung 2.3 notwendig. Das Magnetfeld ist unter einem Winkel von etwa 45° zur Einstrahlachse der linear polarisierten Gitterstrahlen ausgerichtet, so dass die Atome sowohl σ^\pm - als auch π -Licht sehen. Nach der Einschaltphase des Magnetfeldes wird der CO_2 -Laser abgeschaltet.

Die optischen Strahlen zur Erzeugung der Multiphotonen-Gitter werden entweder kurz vor oder auch nach dem Abschalten des CO_2 -Lasers aktiviert. Die Einstrahldauer der Gitterstrahlen liegt dabei üblicherweise im Bereich von einigen Mikrosekunden. Aufgrund der nach dem Abschalten der CO_2 -Laserstrahlen nicht mehr vorhandenen Dipolkraft fallen die Atome von der Gravitation beschleunigt. Der Nachweis der Atome erfolgt anschließend mit einer Absorptionsabbildung (siehe Abschnitt 3.6) nach einer variablen Fallzeit von bis zu 16 ms. Bei längeren Fallzeiten entschwinden die Atome aus dem Bildfeld der CCD-Kamera und können nur noch nach Verschiebung der Kameraposition detektiert werden. Um eventuelle, durch das Gitterlichtfeld verursachte Änderungen des Zeeman-

Zustands der Atome zu erkennen, kann während der Fallzeit optional ein magnetisches Gradientenfeld angelegt werden (Stern-Gerlach-Experiment). Durch das Gradientenfeld erfahren Atome mit unterschiedlichem Zeeman-Zustand unterschiedliche Kräfte und werden während der Flugzeit räumlich getrennt.

Durch die Auswahl von verschiedenen Amplituden A_X für die Funktionsgeneratoren FG X, die die akusto-optischen Modulatoren des Lasersystems zur Erzeugung der optischen Multiphotonen-Gitter ansteuern (siehe Abschnitt 3.5), können unterschiedliche Gitterkonfigurationen erzeugt werden:

- $A_1 \neq 0, A_{2B} \neq 0, A_{2A} = A_{2C} = 0$:
Konventionelles optisches Gitter mit räumlicher Periode $\lambda/2$.
- $A_1 \neq 0, A_{2B} = 0, A_{2A} \neq 0, A_{2C} \neq 0$:
Vier-Photonen-Gitter mit räumlicher Periode $\lambda/4$.
- $A_1 \neq 0, A_{2B} \neq 0, A_{2A} \neq 0, A_{2C} \neq 0$:
Überlagerung aus konventionellem optischen Gitter und Vier-Photonen-Gitter, d. h. Fourier-Synthese eines optischen Gitters mit zwei Fourierkomponenten.

Durch Änderung der Phase von Funktionsgenerator FG 2B kann bei der Fourier-Synthese die Form des synthetisierten optischen Gitters bestimmt werden.

4 Optische Multiphotonen-Gitter

Freude an der Arbeit lässt das Werk trefflich geraten.

ARISTOTELES

Hier werden experimentelle Ergebnisse vorgestellt, die mit dem in Kapitel 3 beschriebenen experimentellen Aufbau gemessen wurden. Das Kapitel beginnt mit der theoretischen Beschreibung der Beugung eines Bose-Einstein-Kondensats an transienten (kurzzeitigen) optischen Potentialen (Abschnitt 4.1). Mit Hilfe dieser Theorie lassen sich die gewonnenen Messdaten interpretieren und Rückschlüsse auf die Potentialtiefen der erzeugten optischen Multiphotonen-Gitter gewinnen. Ergebnisse für ein konventionelles optisches Gitter mit räumlicher Periodizität $\lambda/2$ werden in Abschnitt 4.2 gezeigt. Danach werden Vier-Photonen-Raman-Übergänge vorgestellt (Abschnitt 4.3), die als Vorversuche zur Erzeugung eines Vier-Photonen-Gitters durchgeführt wurden. Anschließend werden die mit Multiphotonen-Übergängen erzeugten Vier-Photonen-Gitter präsentiert (Abschnitt 4.4). Den Abschluss bilden Messungen, bei denen durch Überlagerung eines konventionellen optischen Gitters (im weiteren Verlauf auch als *Zwei-Photonen-Gitter* bezeichnet) mit einem Vier-Photonen-Gitter asymmetrische optische Potentiale Fourier-synthetisiert wurden (Abschnitt 4.5).

4.1 Beugung von Atomen an transienten optischen Potentialen

Kapitza und Dirac sagten 1933 voraus, dass in einem auf eine stehende Lichtwelle einfallenden Elektronenstrahl stimulierte Compton-Streuung erfolgt und die Elektronen dadurch reflektiert werden [53]. Diese Art der Streuung wird *Kapitza-Dirac-Streuung* bezeichnet und zeichnet sich dadurch aus, dass die Teilchenbewegung während der Wechselwirkungszeit vernachlässigt werden kann, was kurze Wechselwirkungszeiten erfordert. Als Bedingung dafür gilt, dass die Wechselwirkungszeit T sehr viel geringer ist als der Kehrwert der Rückstoßfrequenz des Atoms ($T \ll \omega_{\text{rec}}$). Mathematisch wird dies durch Vernachlässigung der kinetischen Energie im Hamiltonoperator ausgedrückt (*Raman-Nath-Näherung*).

Es sei $|\Psi_0\rangle$ die Wellenfunktion der Atome zum Zeitpunkt $t = 0$. Für die Wellenfunktion nach der Wechselwirkung mit einem Potential $V(z, t)$ gilt in der Raman-Nath-Näherung

$$|\Psi(t)\rangle = |\Psi_0\rangle e^{-\frac{i}{\hbar} \int_0^t V(z,t) dt}. \quad (4.1)$$

Werden die Gitterstrahlen in Form eines Rechteckpulses mit Dauer T eingestrahlt, ergibt sich

$$|\Psi(t)\rangle = |\Psi_0\rangle e^{-\frac{i}{\hbar} V(z)T}. \quad (4.2)$$

Wäre die atomare Wellenfunktion nach der Wechselwirkung mit dem Potential bekannt, so könnte auf das Potential zurückgeschlossen werden. Allerdings wird durch eine Messung immer die Wahrscheinlichkeitsdichte $|\Psi(t)|^2$ bestimmt. Unter der Annahme, dass das Potential Fourier-entwickelbar ist und die Relativphasen der Fourier-Komponenten bekannt sind, ist jedoch trotzdem eine Aussage über das Potential möglich.

4.1 Beugung von Atomen an transienten optischen Potentialen

Für eine optische Stehwelle kann das durch die Dipolkraft bewirkte Gitterpotential dargestellt werden durch

$$V(z) = V_0 \sin^2(kz) = \frac{V_0}{2} (1 - \cos(2kz)). \quad (4.3)$$

Die Wellenfunktion nach der Wechselwirkung mit dem Gitterpotential ist dann durch

$$|\Psi(t)\rangle = |\Psi_0\rangle e^{-\frac{i}{\hbar}V_0T} e^{\frac{i}{\hbar}V_0T \cos(2kz)} \quad (4.4)$$

gegeben. Mit der Jacobi-Anger-Entwicklung

$$e^{i\alpha \cos(\beta)} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} i^n J_n(\alpha) e^{in\beta}, \quad (4.5)$$

kann die atomare Wellenfunktion geschrieben werden als

$$\begin{aligned} |\Psi(t)\rangle &= |\Psi_0\rangle e^{-\frac{i}{\hbar}V_0T} \sum_{n=-\infty}^{\infty} i^n J_n\left(\frac{V_0T}{2\hbar}\right) e^{in \cdot 2kz} \\ &= e^{-\frac{i}{\hbar}V_0T} \sum_{n=-\infty}^{\infty} i^n J_n\left(\frac{V_0T}{2\hbar}\right) |g, 2n\hbar k\rangle, \end{aligned} \quad (4.6)$$

wobei die Ortsraumdarstellung der Impulszustände

$$|g, p\rangle = \mathcal{N} e^{ipz/\hbar} \quad (4.7)$$

benutzt wurde [54]. Dabei ist \mathcal{N} ein Normierungsfaktor und $|\Psi_0\rangle = |g, 0\rangle$. Die Wahrscheinlichkeit ein Atom im Impulszustand $2N\hbar k$ zu finden ist nun gegeben durch ([55])

$$P_N = J_N^2\left(\frac{S}{2}\right), \quad N = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \quad \text{mit} \quad (4.8)$$

$$S = \frac{V_0T}{\hbar}. \quad (4.9)$$

4 Optische Multiphotonen-Gitter

Für das in dieser Arbeit verwendete Fourier-synthetisierte optische Potential mit Komponenten mit räumlicher Periode $\lambda/2$ und $\lambda/4$ kann man die erwartete Wahrscheinlichkeit, das Atom in einem bestimmten Impulszustand zu finden, in analoger Weise ableiten. Dazu geht man von einem Potential

$$V(z) = \frac{V_{2\gamma}}{2} (1 - \cos(2kz)) + \frac{V_{4\gamma}}{2} (1 - \cos(4kz + \Phi)) \quad (4.10)$$

aus. Dabei sind $V_{2\gamma}$ und $V_{4\gamma}$ jeweils die Potentialtiefe des Zwei-Photonen- und des Vier-Photonen-Gitters. Φ ist eine beliebige Phasenverschiebung des Vier-Photonen-Gitters und bestimmt die räumliche Form des Fourier-synthetisierten optischen Gitters. Die Wellenfunktion der Atome nach Streuung an diesem optischen Gitter lässt sich schreiben als

$$\begin{aligned} |\Psi(t)\rangle &= |\Psi_0\rangle e^{-\frac{i}{2}(S_{2\gamma}+S_{4\gamma})} \cdot \left(\sum_{m=-\infty}^{\infty} i^m J_m \left(\frac{S_{2\gamma}}{2} \right) e^{im \cdot 2kz} \right) \cdot \\ &\quad \cdot \left(\sum_{n=-\infty}^{\infty} i^n J_n \left(\frac{S_{4\gamma}}{2} \right) e^{in(4kz+\Phi)} \right) \\ &= e^{-\frac{i}{2}(S_{2\gamma}+S_{4\gamma})} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \sum_{n=-\infty}^{\infty} i^{m+n} J_m \left(\frac{S_{2\gamma}}{2} \right) \cdot \\ &\quad \cdot J_n \left(\frac{S_{4\gamma}}{2} \right) \cdot e^{i(m+2n)2kz} e^{in\Phi}. \end{aligned} \quad (4.11)$$

Sei $a = m + 2n$, so ist die Impulsdarstellung die Wellenfunktion gegeben durch

$$\begin{aligned} |\Psi(t)\rangle &= e^{-\frac{i}{2}(S_{2\gamma}+S_{4\gamma})} \sum_{a=-\infty}^{\infty} \sum_{n=-\infty}^{\infty} i^{a-n} \cdot \\ &\quad \cdot J_{a-2n} \left(\frac{S_{2\gamma}}{2} \right) J_n \left(\frac{S_{4\gamma}}{2} \right) e^{in\Phi} |g, 2a\hbar k\rangle. \end{aligned} \quad (4.12)$$

4.1 Beugung von Atomen an transienten optischen Potentialen

Damit erhält man in diesem Fall für die erwartete Wahrscheinlichkeit, das Atom im Zustand mit Impuls $2N\hbar k$ zu finden den Ausdruck

$$P_N = \left| \sum_{n=-\infty}^{\infty} i^{N-n} J_{N-2n} \left(\frac{S_{2\gamma}}{2} \right) J_n \left(\frac{S_{4\gamma}}{2} \right) e^{in\Phi} \right|^2. \quad (4.13)$$

Diese Gleichung kann genutzt werden, um aus den im Experiment gewonnenen Absorptionenaufnahmen die Größen $S_{2\gamma}$ und $S_{4\gamma}$ und somit die Potentialtiefen zu bestimmen. Dazu werden aus den Absorptionenaufnahmen die Atomzahlen in den einzelnen Beugungsordnungen bestimmt. Dividiert mit der Gesamtzahl der Atome in der Aufnahme erhält man die Beugungseffizienz für die verschiedenen Beugungsordnungen, die der Wahrscheinlichkeit entspricht, ein Atom im entsprechenden Impulszustand zu finden. Anschließend wird eine Anpassung der auf die endliche Summe von $n = -5$ bis $n = +5$ reduzierten Gleichung 4.13 mit $S_{2\gamma}$ und $S_{4\gamma}$ als Anpassungsparameter durchgeführt. Terme mit größeren Betragswerten von n können vernachlässigt werden, da die Argumente der Besselfunktionen bei den experimentell erreichbaren Potentialtiefen in der Größenordnung von eins sind.

Eine Durchführung der Anpassung ist bei bekannter Phase Φ gut möglich. Diese entspricht jedoch nicht der am Funktionsgenerator FG 2B eingestellten Phase Φ_{FG} . Aufgrund des Frequenzverdopplers im elektronischen Aufbau (siehe Abbildung 3.20) muss die am Gerät eingestellte Phase Φ_{FG} mit einem Faktor zwei multipliziert werden. Außerdem ist zu beachten, dass eine Änderung der Phase von Funktionsgenerator FG 2B eine Phasenverschiebung des Zwei-Photonen-Gitters hervorruft. Eine Phasenverschiebung des Zwei-Photonen-Gitters entspricht effektiv der doppelten Phasenverschiebung für das Vier-Photonen-Gitter aufgrund der halben räumlichen Periode des Vier-Photonen-Potentials. Um die für Gleichung 4.13 benötigte Phase des Vier-Photonen-Gitters Φ zu erhalten, müssen somit die expe-

rimentell am Funktionsgenerator FG 2B eingestellten Werte vervierfacht werden.

Des weiteren gibt es einen Phasenoffset, der durch die relativen Weglängen des Radiofrequenzaufbaus bedingt ist. Dieser kann durch eine Messreihe bestimmt werden, bei der die am Funktionsgenerator FG 2B eingestellte Phase abgetastet wird. Für jede Absorptionaufnahme dieser Messreihe kann die Beugungseffizienz für die verschiedenen Beugungsordnungen bestimmt werden. Trägt man nun die Beugungseffizienz über der mit Funktionsgenerator FG 2B eingestellten Phase auf, so kann der Phasenoffset ermittelt werden. Eine Messreihe, die zur Ermittlung dieses Phasenoffsets genutzt werden kann, wird in Abschnitt 4.5 gezeigt.

4.2 Konventionelle optische Gitter

Abbildung 4.1(a) zeigt ein typisches Bild einer Absorptionaufnahme der Beugung des Bose-Einstein-Kondensats an einem konventionellen optischen Gitter (Zwei-Photonen-Gitter) für eine Flugzeit der Atome nach dem Abschalten der optischen Dipolfalle von 10 ms. Zur Erzeugung dieses Zwei-Photonen-Gitters waren nur zwei gegenläufige Lichtfelder gleicher Frequenz notwendig, d. h. es wurden lediglich die Funktionsgeneratoren FG 1 und FG 2B zur Ansteuerung der akusto-optischen Modulatoren für die Gitterstrahlen benutzt (vergleiche Abschnitt 3.5 und 3.8). Die Einstrahlachse der Gitterstrahlen schließt einen Winkel von 41° zur horizontalen Einstrahlrichtung des CO_2 -Lasers ein, der die optische Dipolfalle erzeugt. Die Einstrahldauer der Lichtfelder zur Erzeugung des optischen Gitters betrug $10 \mu\text{s}$ nach Abschalten der optischen Dipolfalle. Als Laser zur Erzeugung der Gitterstrahlen wurde hier das bei 783 nm arbeitende Diodenlasersystem DLX 100 verwendet. Die Leistungen der beiden Laserstrahlen zur Erzeugung des Gitters betragen jeweils rund 20 mW .

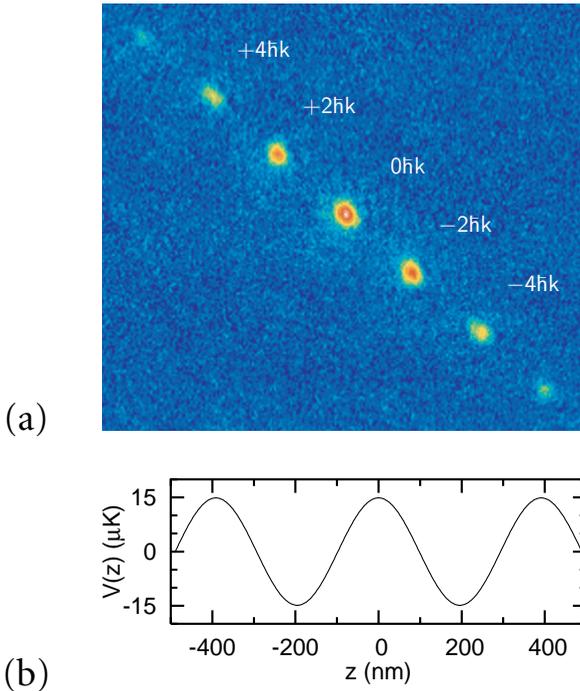


Abbildung 4.1: (a) In Falschfarben kodierte Absorptionaufnahme der Beugung eines Bose-Einstein-Kondensats an einem Zwei-Photonen-Gitter. Die Gitterstrahlen mit Wellenlänge 783 nm wurden für eine Dauer von $10 \mu\text{s}$ angeschaltet. Die weiße Beschriftung bezeichnet die durch die Wechselwirkung mit dem optischen Gitter hervorgerufene Impulsänderung der Atome. (b) Aus Bild (a) rekonstruierter Potentialverlauf.

Abbildung 4.1(b) zeigt den Potentialverlauf wie er aus den experimentellen Daten rekonstruiert wurde. Die errechnete Potentialtiefe $V_{2\gamma}$ beträgt rund $30 \mu\text{K} \cdot k_B$.

4.3 Vier-Photonen-Raman-Übergänge

Als Vorversuche für die Erzeugung eines Vier-Photonen-Gitters (siehe Abschnitt 4.4) wurden Vier-Photonen-Raman-Übergänge untersucht. Während die Erzeugung des Vier-Photonen-Gitters im Raman-Nath-Bereich erfolgte, d. h. für sehr kurze Einstrahldauern der Gitterlaser im Bereich von einigen Mikrosekunden, wurden die Vier-Photonen-Raman-Übergänge für Einstrahldauern von mehreren hundert Mikrosekunden untersucht. In diesem Fall kann die kinetische Energie der Atome nicht vernachlässigt werden.

Für zwei gegenläufige Lichtfelder mit Frequenzen ω und $\omega + \delta$ sind die Vorgänge für lange Einstrahldauern wohlbekannt und werden als *Bragg-Streuung* bezeichnet. Den Atomen wird dabei, abhängig von der Frequenzdifferenz δ der beiden Lichtfelder, ein unidirektionaler Impulsübertrag mitgegeben, der ein ganzzahliges Vielfaches von zwei Photonenrückstößen ist. Die Streuung tritt genau dann auf, wenn die Frequenzdifferenz der beiden Lichtfelder zur aufgenommenen kinetischen Energie der Atome passt. Für die Bragg-Streuung n -ter Ordnung, bei der $2n$ Photonen beteiligt sind, gilt [56]

$$\frac{(n \cdot 2\hbar k)^2}{2M} = \hbar\delta_n, \quad (4.14)$$

wobei M die Masse des Atoms bezeichnet. Das Vorzeichen von δ bestimmt die Richtung der Streuung.

Gleichung 4.14 ist auch für den Fall des Vier-Photonen-Raman-Übergangs ($n = 2$) mit drei Lichtfeldern gemäß dem Schema aus Abbildung 2.3 gültig. Für ^{87}Rb -Atome ergibt sich eine erwartete Verstimmung δ_2 von $57,7 \text{ kHz} \cdot 2\pi$ für eine Wellenlänge der Lichtfelder von 798 nm .

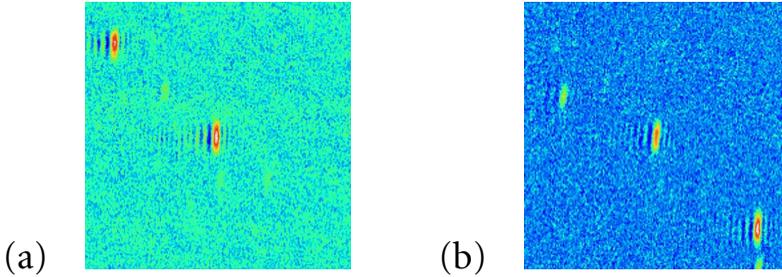


Abbildung 4.2: In Falschfarben kodierte Absorptionaufnahme der Atome eines Bose-Einstein-Kondensats nach einem Vier-Photonen-Raman-Übergang. Dazu wurden Lichtfeldern gemäß dem Schema aus Abbildung 2.3 eingestrahlt. Durch eine zusätzliche Verstimmung (a) des Lichtfeldes mit Frequenz $\omega + \Delta\omega$ um $+57 \text{ kHz} \cdot 2\pi$ bzw. (b) des Lichtfeldes mit Frequenz $\omega - \Delta\omega$ um $-57 \text{ kHz} \cdot 2\pi$, erhalten die Atome einen unidirektionalen Impulsübertrag. Die Einstrahldauer der Lichtfelder mit Wellenlänge 798 nm betrug 210 ms .

Abbildung 4.2 zeigt Absorptionaufnahmen der Atome eines Bose-Einstein-Kondensats nach einem Vier-Photonen-Raman-Übergang, bei dem die Bedingung aus Gleichung 4.14 erfüllt wurde. Die Flugzeit der Atome nach dem Ausschalten der optischen Dipolfalle bis zur Aufnahme betrug 10 ms . Die Lichtfelder wurden mit dem Titan-Saphir-Lasersystem mit Wellenlänge 798 nm erzeugt und für eine Dauer von $210 \mu\text{s}$ gemäß dem Schema aus Abbildung 2.3 eingestrahlt, wobei in Teilbild (a) das Lichtfeld mit Frequenz $\omega + \Delta\omega$ eine zusätzliche Verstimmung von $+57 \text{ kHz} \cdot 2\pi$ erhielt und in Teilbild (b) das Lichtfeld mit Frequenz $\omega - \Delta\omega$ eine zusätzliche Verstimmung von $-57 \text{ kHz} \cdot 2\pi$. Als Frequenzverstimmung $\Delta\omega$ wurde $1000 \text{ kHz} \cdot 2\pi$ gewählt. Die Leistungen der Laserstrahlen betragen rund 32 mW für das unverstimmte Lichtfeld sowie jeweils rund 12 mW für die Lichtfelder mit den Verstimmungen $\pm\Delta\omega$. Die schwächeren Signale in Teilbild (b) zeigen Atome im Zeeman-Zustand $m_F = 0$.

4.4 Vier-Photonen-Gitter

Abbildung 4.3(a) zeigt eine Absorptionsaufnahme der Beugung des Bose-Einstein-Kondensats an einem Vier-Photonen-Gitter, erzeugt gemäß dem Schema aus Abbildung 2.3. Dazu wurden experimentell die Funktionsgeneratoren FG 1A sowie FG 2A und FG 2C zur Ansteuerung der akusto-optischen Modulatoren für die Gitterstrahlen benutzt. Die Flugzeit der Atome nach dem Abschalten der optischen Dipolfalle betrug 10 ms. Die Gitterstrahlen wurden mit dem bei einer Wellenlänge von 798 nm arbeitenden Titan-Saphir-Lasersystem erzeugt. Die Einstrahldauer der Gitterstrahlen war $7 \mu\text{s}$, wobei übliche Leistungen der Lichtfelder etwa 25 mW für das unverstimmte Lichtfeld und jeweils 20 mW für die beiden um $\pm\Delta\omega$ verstimmten Lichtfelder betragen. Als Frequenzverstimmung $\Delta\omega$ für die Gitterstrahlen wurde $1100 \text{ kHz} \cdot 2\pi$ gewählt. Bei einer Hyperfeinstrukturaufspaltung von 805 kHz entspricht dies einer Ramanverstimmung δ von $295 \text{ kHz} \cdot 2\pi$.

Verglichen mit dem Bild der Beugung am Zwei-Photonen-Gitter (Abbildung 4.1), ist deutlich die doppelte räumliche Trennung der Beugungsordnungen zu sehen, was direkt die einen Faktor zwei kleinere räumliche Periodizität des Gitterpotentials widerspiegelt. Der aus der Absorptionsabbildung bestimmte Potentialverlauf ist in Abbildung 4.3(b) dargestellt. Die Potentialtiefe beträgt etwa $2,5 \mu\text{K} \cdot k_B$ und ist erwartungsgemäß für den Prozesse vierter Ordnung geringer als für den Zwei-Photonen-Prozess aus Abschnitt 4.2.

4.5 Fourier-Synthese von asymmetrischen optischen Potentialen

Durch gleichzeitige Erzeugung eines Zwei-Photonen-Gitters und eines Vier-Photonen-Gitters können, bei entsprechender Wahl der relativen Phasenlage der Gitter, asymmetrische optische Potentiale er-

4.5 Fourier-Synthese von asymmetrischen optischen Potentialen

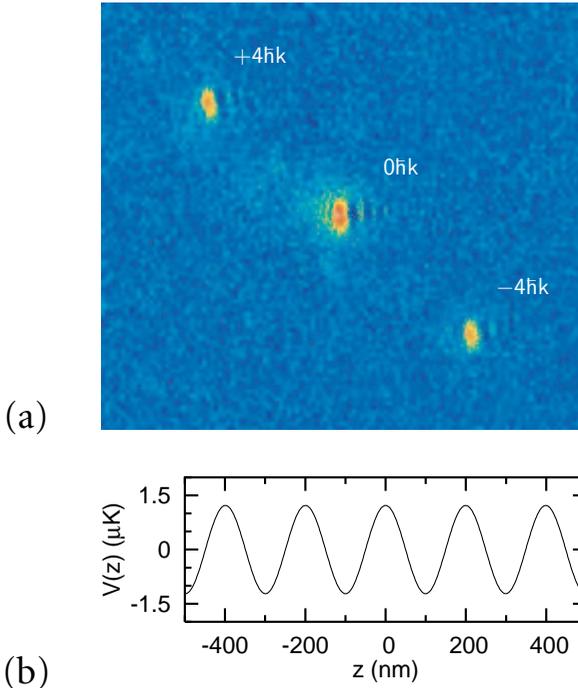


Abbildung 4.3: (a) In Falschfarben kodierte Absorptionaufnahme der Beugung eines Bose-Einstein-Kondensats an einem Vier-Photonen-Gitter. Die Gitterstrahlen mit Wellenlänge 798 nm wurden für eine Dauer von 7 μs angeschaltet. Die weiße Beschriftung bezeichnet die durch die Wechselwirkung mit dem optischen Gitter hervorgerufene Impulsänderung der Atome. (b) Aus Bild (a) rekonstruierter Potentialverlauf.

4 Optische Multiphotonen-Gitter

zeugt werden. Dazu werden nun alle vier Funktionsgeneratoren für die akusto-optischen Modulatoren der Gitterstrahlen verwendet. Auf geeignete Signalamplituden der Funktionsgeneratoren muss geachtet werden, um ein Verhältnis der Potentialtiefen von Vier- und Zwei-Photonen-Gitter $V_{4\gamma}/V_{2\gamma}$ im gewünschten Bereich von 0,25 zu erhalten.

Abbildung 4.4 zeigt eine Absorptionsaufnahme der Beugung eines Bose-Einstein-Kondensats an einem asymmetrischen optischen Potential. Für die Leistungen der Lichtfelder zur Erzeugung des Vier-Photonen-Gitters wurden die in Abschnitt 4.4 genannten Werte gewählt. Für das zur Erzeugung des konventionellen, optischen Gitters zusätzliche Lichtfeld mit Frequenz ω betrug die Leistung etwa 10 mW. Die Flugzeit der Atome nach Abschalten der optischen Dipolfalle betrug 10 ms. Die Einstrahldauer der mit dem Titan-Saphir-Lasersystem erzeugten Gitterstrahlen war 8 μ s. Die am Funktionsgenerator FG 2B eingestellte Phase betrug 0° . Deutlich ist eine asymmetrische Verteilung der gebeugten Atome zu sehen.

Eine weitere Absorptionsaufnahme der Beugung eines Bose-Einstein-Kondensats an einem asymmetrischen Gitter ist in Abbildung 4.5 zu sehen. Bis auf die am Funktionsgenerator FG 2B eingestellte Phase, entsprechen die experimentellen Parameter denen, wie sie zur Aufnahme von Abbildung 4.4 verwendet wurden. Die Phase von Funktionsgenerator FG 2B betrug hier 45° , was somit eine Phasenverschiebung des Vier-Photonen-Gitters von 180° bedeutet. Auch hier ist eine asymmetrische Verteilung der Atome sichtbar, jedoch in umgekehrter Richtung verglichen mit Abbildung 4.4.

Es wurden eine Vielzahl von Messungen durchgeführt, bei der die Phase von Funktionsgenerator FG 2B abgetastet wurde. Für jede Einzelmessung wurde die Beugungseffizienz für die verschiedenen Beugungsordnungen ermittelt. Abbildung 4.6 zeigt die Beugungseffizienz in die Ordnungen mit Impuls $\pm 2\hbar k$ und $\pm 4\hbar k$ als Funktion der Phasenverschiebung des Vier-Photonen-Gitters. Jeder Datenpunkt

4.5 Fourier-Synthese von asymmetrischen optischen Potentialen

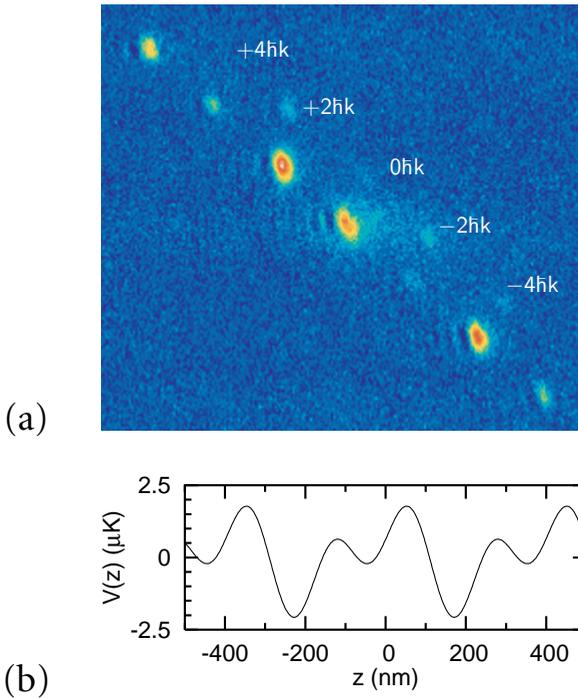


Abbildung 4.4: (a) In Falschfarben kodierte Absorptionaufnahme der Beugung eines Bose-Einstein-Kondensats an einem asymmetrischen Gitter für eine Phasenverschiebung des Vier-Photonen-Gitters von 0° . Die Gitterstrahlen mit Wellenlänge 798 nm wurden für eine Dauer von $8 \mu\text{s}$ angeschaltet. Die weiße Beschriftung bezeichnet die durch die Wechselwirkung mit dem optischen Gitter hervorgerufene Impulsänderung der Atome. (b) Aus Bild (a) rekonstruierter Potentialverlauf.

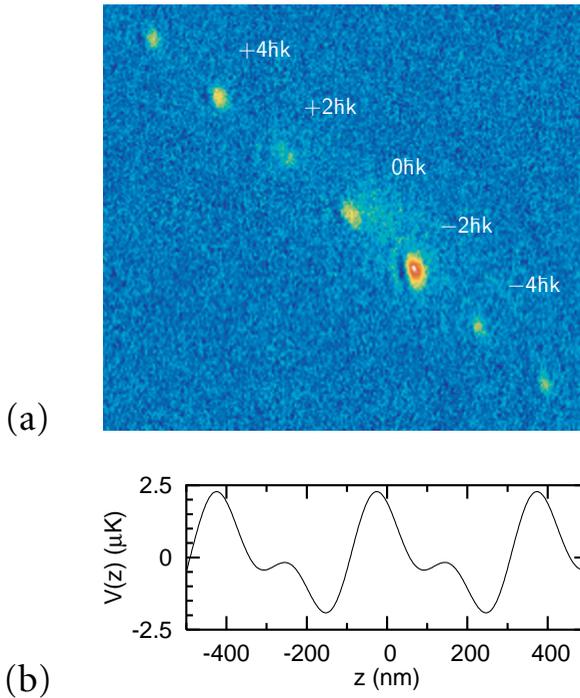


Abbildung 4.5: (a) In Falschfarben kodierte Absorptionaufnahme der Beugung eines Bose-Einstein-Kondensats an einem asymmetrischen Gitter für eine Phasenverschiebung des Vier-Photonen-Gitters von 180° . Die Gitterstrahlen mit Wellenlänge 798 nm wurden für eine Dauer von $8 \mu\text{s}$ angeschaltet. Die weiße Beschriftung bezeichnet die durch die Wechselwirkung mit dem optischen Gitter hervorgerufene Impulsänderung der Atome. (b) Aus Bild (a) rekonstruierter Potentialverlauf.

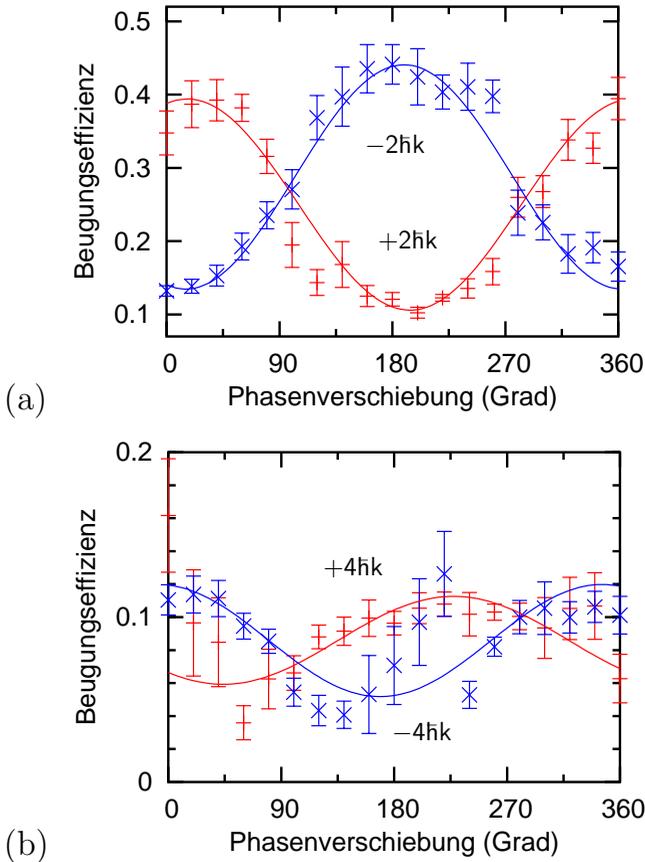


Abbildung 4.6: Beugungseffizienz in die Ordnungen (a) mit Impuls $+2\hbar k$ (rot) und $-2\hbar k$ (blau) sowie (b) mit Impuls $+4\hbar k$ (rot) und $-4\hbar k$ (blau) als Funktion der elektronischen Phasenverschiebung des Vier-Photonen-Gitterpotentials. Jeder Datenpunkt entspricht dem Mittelwert von zehn Einzelmessungen. An die Messdaten wurden sinusförmigen Kurven angepasst.

entspricht dabei dem Mittelwert aus zehn Einzelmessungen. Die Einstrahldauer der Gitterlaser betrug für diese Messungen $36 \mu\text{s}$. Die Ursache für diese vergleichbar lange Einstrahldauer liegt im ersten elektronischen Aufbau zur Ansteuerung der akusto-optischen Modulatoren zur Erzeugung der Multiphotonen-Gitter, der noch keine Kontrolle der optischen Pulsform zuließ (siehe Abschnitt 3.5).

Der frühere elektronische Aufbau erlaubte zwar die Erzeugung von Multiphotonen-Gittern, die Pulsform der eingestrahnten Lichtfelder wies dabei jedoch eine unregelmäßige Form auf, die zu Beginn nur sehr geringe Intensitäten hatte und erst nach rund $25 \mu\text{s}$ stark anstieg. Dies hatte zur Folge, dass Einstrahldauern im Bereich von $35 \mu\text{s}$ und mehr zur Erzeugung der Multiphotonen-Gitter notwendig waren. Eine Auswertungen der Absorptionenaufnahmen zur Rekonstruktion der Potentialform des Multiphotonen-Gitters (siehe Abschnitt 4.1) ist durch so eine Pulsform nicht möglich. Der Nachweis von asymmetrischen Gittern wird dadurch allerdings nicht beeinträchtigt.

Für die erwartete Wahrscheinlichkeit ein Atom im Zustand mit Impuls $+2\hbar k$ zu finden gilt nach Gleichung 4.13

$$P_1 = \left| \sum_{n=-\infty}^{\infty} i^{1-n} J_{1-2n} \left(\frac{S_{2\gamma}}{2} \right) J_n \left(\frac{S_{4\gamma}}{2} \right) e^{in\Phi} \right|^2. \quad (4.15)$$

Die dimensionslose Größe $S_{2\gamma}$ liegt üblicherweise im Bereich von eins, die Größe $S_{4\gamma}$ eine Größenordnung darunter. Deshalb können in der unendlichen Summe alle Terme mit Besselfunktionen $J_n(S_{2\gamma}/2)$ mit $|n| \geq 3$ bzw. $J_n(S_{4\gamma}/2)$ mit $|n| \geq 2$ in erster Näherung vernachlässigt werden. Man erhält dann für die Wahrscheinlichkeit P_1 den Ausdruck

$$P_1 \simeq \left| i J_1 \left(\frac{S_{2\gamma}}{2} \right) J_0 \left(\frac{S_{4\gamma}}{2} \right) + J_{-1} \left(\frac{S_{2\gamma}}{2} \right) J_1 \left(\frac{S_{4\gamma}}{2} \right) e^{i\Phi} \right|^2$$

4.5 Fourier-Synthese von asymmetrischen optischen Potentialen

$$\begin{aligned}
 &= \left(J_1 \left(\frac{S_{2\gamma}}{2} \right) J_0 \left(\frac{S_{4\gamma}}{2} \right) \right)^2 \left(J_{-1} \left(\frac{S_{2\gamma}}{2} \right) J_1 \left(\frac{S_{4\gamma}}{2} \right) \right)^2 + \\
 &\quad + 2J_1 \left(\frac{S_{2\gamma}}{2} \right) J_0 \left(\frac{S_{4\gamma}}{2} \right) J_{-1} \left(\frac{S_{2\gamma}}{2} \right) J_1 \left(\frac{S_{4\gamma}}{2} \right) \sin \Phi \\
 &= A_{2\gamma} + B_{2\gamma} \sin \Phi. \tag{4.16}
 \end{aligned}$$

Für die Wahrscheinlichkeit P_2 das Atom im Zustand mit Impuls $+4\hbar k$ zu finden, erhält man auf gleiche Art und Weise den Ausdruck

$$\begin{aligned}
 P_2 &\simeq \left| -J_2 \left(\frac{S_{2\gamma}}{2} \right) J_0 \left(\frac{S_{4\gamma}}{2} \right) + iJ_0 \left(\frac{S_{2\gamma}}{2} \right) J_1 \left(\frac{S_{4\gamma}}{2} \right) e^{i\Phi} \right|^2 \\
 &= \left(J_2 \left(\frac{S_{2\gamma}}{2} \right) J_0 \left(\frac{S_{4\gamma}}{2} \right) \right)^2 \left(J_0 \left(\frac{S_{2\gamma}}{2} \right) J_1 \left(\frac{S_{4\gamma}}{2} \right) \right)^2 + \\
 &\quad + 2J_2 \left(\frac{S_{2\gamma}}{2} \right) J_0 \left(\frac{S_{4\gamma}}{2} \right) J_0 \left(\frac{S_{2\gamma}}{2} \right) J_1 \left(\frac{S_{4\gamma}}{2} \right) \sin \Phi \\
 &= A_{4\gamma} + B_{4\gamma} \sin \Phi. \tag{4.17}
 \end{aligned}$$

Für die erwartete Besetzungswahrscheinlichkeit der Ordnungen mit Impuls $-2\hbar k$ und $-4\hbar k$ gilt mit den durch Gleichungen 4.16 und 4.17 definierten Größen $A_{2\gamma}$, $A_{4\gamma}$, $B_{2\gamma}$ und $B_{4\gamma}$

$$P_{-1} = A_{2\gamma} - B_{2\gamma} \sin \Phi, \tag{4.18}$$

$$P_{-2} = A_{4\gamma} - B_{4\gamma} \sin \Phi. \tag{4.19}$$

Die Beugungseffizienz in die Ordnungen mit Impuls $\pm 2\hbar k$ und $\pm 4\hbar k$ zeigt also eine sinusförmige Abhängigkeit von der Phasenverschiebung des Vier-Photonen-Gitters. Für die verwendeten Potentialtiefen liegen die Argumente der Besselfunktionen im Bereich $0 \leq x \leq 2$. In diesem Bereich gilt $J_0(x), J_1(x), J_2(x) > 0$ und $J_{-1}(x) < 0$. Daraus ergibt sich, dass $B_{2\gamma} < 0$ und $B_{4\gamma} > 0$. Die Beugung in die Impulszustände mit $+2\hbar k$ und $+4\hbar k$ sollte also in Abhängigkeit von der Phasenverschiebung Φ entgegengesetzt erfolgen, d. h. eine hohe Besetzung der Beugungsordnung mit Impuls $\pm 2\hbar k$

4 *Optische Multiphotonen-Gitter*

geht einher mit einer hohen Besetzung der Beugungsordnung mit Impuls $\mp 4\hbar k$.

An die Messdaten in Abbildung 4.6 wurden sinusförmige Kurven angepasst. Sie zeigen in Übereinstimmung mit der theoretischen Vorhersage diese entgegengesetzte Besetzung der Beugungsordnungen.

5 Zusammenfassung und Ausblick

Anfangs wollt ich fast verzagen,
Und ich glaubt, ich trüg es nie;
Und ich hab es doch getragen –
Aber fragt mich nur nicht, wie?

Buch der Lieder
HEINRICH HEINE

In der vorliegenden Arbeit wurde ein Verfahren zur Fourier-Synthese prinzipiell beliebig geformter, periodischer optischer Potentiale für kalte Atome entwickelt. Dazu wurde in einem ersten Schritt ein neuartiges optisches Gitter erzeugt, das eine räumliche Periodizität besitzt, die lediglich dem Viertel der Wellenlänge λ des Lichts entspricht, das zur Erzeugung des Gitters verwendet wurde. Die räumliche Periodizität ist somit nur halb so groß wie in konventionellen optischen Gittern, die mit Licht gleicher Wellenlänge erzeugt werden. Ermöglicht wurde die geringere räumliche Periodizität durch Verwendung von zwei entarteten Raman-Übergängen, bei denen virtuelle Prozesse mit vier beteiligten Photonen auftreten, im Gegensatz zum virtuellen Zwei-Photonen-Prozess, der in einem konventionellen optischen Gitter auftritt.

Die Erzeugung dieses *Vier-Photonen-Gitters* wurde mit drei Lichtfeldern unterschiedlicher Frequenz realisiert, die auf zwei gegenläufige Lichtstrahlen verteilt waren. Das Verfahren ermöglicht durch die entsprechende Wahl der Lichtfrequenzen eine Unterdrückung von

störenden Prozessen zweiter Ordnung. Die Erzeugung der unterschiedlichen Lichtfrequenzen erfolgte ausgehend von dem Licht eines leistungsfähigen Titan-Saphir-Lasers mit akusto-optischen Modulatoren, die durch eine geeignete Radiofrequenz angetrieben wurden. Somit konnte eine experimentelle Apparatur vermieden werden, die eine Vielzahl an Laserquellen oder unter verschiedenen Winkeln geneigt eingestrahlte Lichtstrahlen benötigt. Der experimentelle Aufbau ist dadurch sehr zuverlässig und benötigt einen vergleichbar geringen Justageaufwand.

Im weiteren Verlauf dieser Arbeit wurde, durch räumliche Überlagerung eines konventionellen optischen Gitters mit räumlicher Periodizität $\lambda/2$ und dem Vier-Photonen-Gitter mit räumlicher Periodizität $\lambda/4$, ein asymmetrisches optisches Potential Fourier-synthetisiert. Durch entsprechende Wahl der Relativphase der beiden Gitterkomponenten konnte die Asymmetrie dieses optischen Potentials geändert werden. Die Asymmetrie des optischen Potentials wurde durch Beugung eines Bose-Einstein-Kondensats aus Rubidiumatomen an dem kurzzeitig aktivierten Gitter nachgewiesen.

Die Wellenlänge des Lichts, das zur Erzeugung der optischen Potentiale verwendet wurde, war um 3 nm gegenüber der Frequenz eines optischen Übergangs der Atome verstimmt. Das optische Potential war dadurch erheblich dissipationsärmer als die in früheren Experimenten erzeugten asymmetrischen Potentiale, bei denen Verfahren eingesetzt wurden, die nahresonante Lichtfelder erforderten.

Als Fortsetzung der bisherigen Arbeit könnten optische Potentiale mit noch kleinerer räumlicher Periodizität durch Multiphotonen-Übergänge höherer Ordnung erzeugt werden. Das Verfahren zur Erzeugung des Vier-Photonen-Gitters kann in einfacher Weise auf solche Prozesse höherer Ordnung verallgemeinert werden, indem die Frequenz eines der Lichtfelder entsprechend verändert wird. Dazu sind keinerlei Änderungen des optischen Aufbaus notwendig, lediglich die Frequenz der Funktionsgeneratoren zur Ansteuerung der

akusto-optischen Modulatoren muss angepasst werden. Durch die gleichzeitige Erzeugung von mehreren optischen Potentialen unterschiedlicher räumlicher Periodizität wäre somit die Fourier-Synthese von dissipationsarmen, beliebig geformten optischen Potentialen für kalte Atome möglich.

Das im Rahmen dieser Arbeit realisierte asymmetrische optische Gitter ermöglicht die Untersuchung von neuartigen Quantentransportphänomenen in Ratschenpotentialen. Für quantenmechanische Teilchen in einem angetriebenen Ratschenpotential erwartet man bei Vorhandensein von Tunneleffekten unter bestimmten Voraussetzungen eine Umkehr der Transportrichtung, verglichen mit dem Verhalten von klassischen Teilchen.

Eine weitere Perspektive der optischen Multiphotonen-Gitter wäre die Realisierung von neuartigen, zustandsabhängigen optischen Gittern für die Quanteninformationsverarbeitung.

Literaturverzeichnis

- [1] MIGDALL, A. L. ; PRODAN, J. V. ; PHILLIPS, W. D. ; BERGEMAN, T. H. ; METCALF, H. J.: First Observation of Magnetically Trapped Neutral Atoms. In: *Phys. Rev. Lett.* **54** (1985), S. 2596
- [2] ASHKIN, A.: Optical trapping and manipulation of neutral particles using lasers. In: *Proc. Natl. Acad. Sci. USA* **94** (1997), S. 4853
- [3] CHU, S. ; BJORKHOLM, J. E. ; ASHKIN, A. ; CABLE, A.: Experimental Observation of Optically Trapped Atoms. In: *Phys. Rev. Lett.* **57** (1986), S. 314
- [4] SALOMON, C. ; DALIBARD, J. ; ASPECT, A. ; METCALF, H. ; COHEN-TANNOUJDI, C.: Channeling atoms in a laser standing wave. In: *Phys. Rev. Lett.* **59** (1987), S. 1659
- [5] DAHAN, M. B. ; PEIK, E. ; REICHEL, J. ; CASTIN, Y. ; SALOMON, C.: Bloch Oscillations of Atoms in an Optical Potential. In: *Phys. Rev. Lett.* **76** (1996), S. 4508
- [6] GREINER, M. ; MANDEL, O. ; ESSLINGER, T. ; HÄNSCH, T. W. ; BLOCH, I.: Quantum phase transition from a superfluid to a Mott insulator in a gas of ultracold atoms. In: *Nature* **415** (2002), S. 39
- [7] BRENNEN, G. K. ; CAVES, C. M. ; JESSEN, P. S. ; DEUTSCH, I. H.:

- Quantum Logic Gates in Optical Lattices. In: *Phys. Rev. Lett.* **82** (1999), S. 1060
- [8] JAKSCH, D. ; BRIEGEL, H.-J. ; CIRAC, J. I. ; GARDINER, C. W. ; ZOLLER, P.: Entanglement of Atoms via Cold Controlled Collisions. In: *Phys. Rev. Lett.* **82** (1999), S. 1975
- [9] BRENNEN, G. K. ; DEUTSCH, I. H. ; WILLIAMS, C. J.: Quantum logic for trapped atoms via molecular hyperfine interactions. In: *Phys. Rev. A* **65** (2002), S. 022313
- [10] HEMMERICH, A.: Quantum entanglement in dilute optical lattices. In: *Phys. Rev. A* **60** (1999), S. 943
- [11] SCHEUNEMANN, R.: *Lichtgebundene Atome: Manipulation kalter Atome in mesoskopischen optischen Gittern*, Ludwig-Maximilians-Universität München, Diss., Dezember 2000
- [12] SCHEUNEMANN, R. ; CATALIOTTI, F. S. ; HÄNSCH, T. W. ; WEITZ, M.: Resolving and addressing atoms in individual sites of a CO₂-laser optical lattice. In: *Phys. Rev. A* **62** (2000), S. 051801
- [13] ASTUMIAN, R. D. ; HÄNGGI, P.: Brownian Motors. In: *Physics Today* **55** (2002), S. 33
- [14] ASTUMIAN, R. D.: Thermodynamics and Kinetics of a Brownian Motor. In: *Science* **276** (1997), S. 917
- [15] ASTUMIAN, R. D.: Making molecules into motors. In: *Scientific American* (2001), July, S. 57
- [16] REIMANN, P. ; GRIFONI, M. ; HÄNGGI, P.: Quantum Ratchets. In: *Phys. Rev. Lett.* **79** (1997), S. 10
- [17] PFAU, T. ; KURTSIEFER, Ch. ; ADAMS, C. S. ; SIGEL, M. ; MLYNEK, J.: Magneto-optical beam splitter for atoms. In: *Phys. Rev. Lett.* **71** (1993), S. 3427

- [18] MENNERAT-ROBILLIARD, C. ; LUCAS, D. ; GUIBAL, S. ; TABOSA, J. ; JURCZAK, C. ; COURTOIS, J.-Y. ; GRYNBERG, G.: Ratchet for Cold Rubidium Atoms: The Asymmetric Optical Lattice. In: *Phys. Rev. Lett.* **82** (1999), S. 851
- [19] GRIMM, R. ; WEIDEMÜLLER, M. ; OVCHINNIKOV, Y. B.: Optical dipole traps for neutral atoms. In: *Adv. At. Mol. Opt. Phys.* **42** (2000), S. 95
- [20] SALGER, T.: *Bose-Einstein-Kondensate in asymmetrischen optischen Gitterpotentialen*, Eberhard Karls Universität Tübingen, Diplomarbeit, April 2006
- [21] METCALF, H. J. ; STRATEN, P. van d.: *Laser Cooling and Trapping*. 1st edition. Springer, 1999
- [22] BUTZ, T.: *Fouriertransformation für Fußgänger*. 4. Auflage. Teubner, 2005
- [23] STÜTZLE, R. ; GÖBEL, M. C. ; HÖRNER, Th. ; KIERIG, E. ; MOURACHKO, I. ; OBERTHALER, M. K.: Observation of Nonspreading Wave Packets in an Imaginary Potential. In: *Phys. Rev. Lett.* **95** (2005), S. 110405
- [24] KASEVICH, M. ; D. S. WEISS, E. R. ; MOLER, K. ; KASAPI, S. ; CHU, S.: Atomic velocity selection using stimulated Raman transitions. In: *Phys. Rev. Lett.* **66** (1991), S. 2297
- [25] BERMAN, P. R. ; DUBETSKY, B. ; COHEN, J. L.: High-resolution amplitude and phase gratings in atom optics. In: *Phys. Rev. A* **58** (1998), S. 4801
- [26] DUBETSKY, B. ; BERMAN, P. R.: $\lambda/4$, $\lambda/8$, and Higher Order Atom Gratings Via Raman Transitions. In: *Laser Physics* **12** (2002), S. 1161

- [27] WEITZ, M. ; CENNINI, G. ; RITT, G. ; GECKELER, C.: Optical multiphoton lattices. In: *Phys. Rev. A* **70** (2004), S. 043414
- [28] FLIESSBACH, Torsten: *Quantenmechanik*. BI-Wissenschaftsverlag, 1991
- [29] FRIEBEL, S.: *Mikrofallen aus Licht zur Speicherung kalter Atome*, Ludwig-Maximilians-Universität München, Diss., April 1998. – veröffentlicht als MPQ-Report 236
- [30] ASHKIN, A.: Trapping of Atoms by Resonance Radiation Pressure. In: *Phys. Rev. Lett.* **40** (1978), S. 729
- [31] HÄNSCH, T. W. ; SCHAWLOW, A. L.: Cooling of gases by laser radiation. In: *Opt. Comm.* **13** (1975), S. 68
- [32] DEMTRÖDER, W.: *Laser Spectroscopy: Basic Concepts and Instrumentation*. 3rd edition. Springer, 2002
- [33] RICCI, L. ; WEIDEMÜLLER, M. ; ESSLINGER, T. ; HEMMERICH, A. ; ZIMMERMANN, C. ; VULETIC, V. ; KÖNIG, W. ; HÄNSCH, T.: A compact grating-stabilized diode laser system for atomic physics. In: *Opt. Comm.* **117** (1995), S. 541
- [34] DREVER, R. W. P. ; HALL, J. L. ; KOWALSKI, F. V. ; HOUGH, J. ; FORD, G. M. ; MUNLEY, A. J. ; WARD, H.: Laser phase and frequency stabilization using an optical resonator. In: *Appl. Phys. B* **31** (1983), S. 97
- [35] SANTARELLI, G. ; CLAIRON, A. ; LEA, S. N. ; TINO, G. M.: Heterodyne optical phase-locking of extended-cavity semiconductor lasers at 9 GHz. In: *Opt. Comm.* **104** (1994), S. 339
- [36] PREVEDELLI, M. ; FREEGARDE, T. ; HÄNSCH, T. W.: Phase locking of grating-tuned diode lasers. In: *Appl. Phys. B* **60** (1995), S. 241

- [37] RUTT, H. N.: A heterodyne frequency offset locking technique for pulsed or cw lasers. In: *J. Phys. E* **17** (1984), S. 704
- [38] SCHÜNEMANN, U. ; ENGLER, H. ; GRIMM, R. ; WEIDEMÜLLER, M. ; ZIELONKOWSKI, M.: Simple scheme for tunable frequency offset locking of two lasers. In: *Rev. Sci. Instrum.* **70** (1999), S. 242
- [39] STACE, T. ; LUITEN, A. N. ; KOVACICH, R. P.: Laser offset-frequency locking using a frequency-to-voltage converter. In: *Meas. Sci. Technol.* **9** (1998), S. 1635
- [40] CENNINI, G.: *Field-Insensitive Bose-Einstein Condensates and an All-Optical Atom Laser*, Eberhard Karls Universität Tübingen, Diss., 2004
- [41] HOWE, D. A. ; ALLAN, D. W. ; BARNES, J. A.: Properties of Signal Sources and Measurement Methods. In: *Proceedings of the 35th Annual Symposium on Frequency Control*, 1981, S. 1
- [42] BRENDLE, M.: Stabilisierung der Frequenz eines Dioden-Lasers mit der Frequenz-Spannungs-Wandler-Methode / Physikalisches Institut der Universität Tübingen. 2004. – Forschungsbericht
- [43] DONNER, T.: *Erzeugung ultrakalter Gemische aus fermionischen und bosonischen Atomen*, Eberhard Karls Universität Tübingen, Diplomarbeit, April 2004
- [44] KAMMEYER, K. D. ; KROSCHER, K.: *Digitale Signalverarbeitung*. 5. Auflage. B.G. Teubner, 2002
- [45] KETTERLE, W. ; DURFEE, D. S. ; STAMPER-KURN, D. M.: Making, probing and understanding Bose-Einstein condensates. In: INGUSCIO, M. (Hrsg.) ; STRINGARI, S. (Hrsg.) ; WIEMAN,

- C. (Hrsg.): *Bose-Einstein Condensation in Atomic Gases* Bd. 140
International School of Physics Enrico Fermi, IOS Press, 1999
- [46] RUDER, M.: *Lichtmoden eines Ringresonators hoher Güte als Dipolfallen für ultrakalte Rubidium-Atome*, Eberhard Karls Universität Tübingen, Diplomarbeit, April 2002
- [47] GECKELER, C.: *Ultrakalte Rubidiumatome in einer CO₂-Laser Dipolfalle*, Eberhard Karls Universität Tübingen, Diplomarbeit, November 2002
- [48] KETTERLE, W. ; DAVIS, K. B. ; JOFFE, M. A. ; MARTIN, A. ; PRITCHARD, D. E.: High densities of cold atoms in a dark spontaneous-force optical trap. In: *Phys. Rev. Lett.* **70** (1993), S. 2253
- [49] PRENTISS, M. G. ; CABLE, A. ; BJORKHOLM, J. E. ; CHU, S. ; RAAB, E. L. ; PRITCHARD, D. E.: Atomic-density-dependent losses in an optical trap. In: *Opt. Lett.* **13** (1988), S. 452
- [50] WALKER, T. ; SESKO, D. ; WIEMAN, C.: Collective behavior of optically trapped neutral atoms. In: *Phys. Rev. Lett.* **64** (1990), S. 408
- [51] O'HARA, K. M. ; GEHM, M. E. ; GRANADE, S. R. ; THOMAS, J. E.: Scaling laws for evaporative cooling in time-dependent optical traps. In: *Phys. Rev. A* **64** (2001), S. 051403
- [52] CENNINI, G. ; RITT, G. ; GECKELER, C. ; WEITZ, M.: Bose-Einstein Condensation in a CO₂-laser optical dipole trap. In: *Appl. Phys. B* **77** (2003), S. 773
- [53] KAPITZA, P. L. ; DIRAC, P. A. M.: The reflection of electrons from standing light waves. In: *Proc. Cambridge Philos. Soc.* **29** (1933), S. 297

- [54] GUPTA, S. ; LEANHARDT, A. E. ; CRONIN, A. D. ; PRITCHARD, D. E.: Coherent manipulation of atoms with standing light waves. In: *Comptes rendus de l'Académie des sciences, Série IV* **2** (2001), S. 479
- [55] OVCHINNIKOV, Yu. B. ; MÜLLER, J. H. ; DOERY, M. R. ; VREDENBREGT, E. J. D. ; HELMERSON, K. ; ROLSTON, S. L. ; PHILLIPS, W. D.: Diffraction of a Released Bose-Einstein Condensate by a Pulsed Standing Light Wave. In: *Phys. Rev. Lett.* **83** (1999), S. 284
- [56] KOZUMA, M. ; DENG, L. ; HAGLEY, E. W. ; WEN, J. ; LUTWAK, R. ; HELMERSON, K. ; ROLSTON, S. L. ; PHILLIPS, W. D.: Coherent Splitting of Bose-Einstein Condensed Atoms with Optically Induced Bragg Diffraction. In: *Phys. Rev. Lett.* **82** (1999), S. 871

Danksagung

Ich danke Herrn Prof. Dr. Martin Weitz, der mir diese Arbeit ermöglicht und mich viele Jahre betreut hat.

Für die angenehme Zusammenarbeit danke ich den Mitarbeitern am Experiment Giovanni Cennini, Carsten Geckeler, Tobias Salger sowie den übrigen Mitgliedern der Arbeitsgruppe Christian Bolkart, Alexander Gatto, Leon Karpa, Michael-Arthur Janzer, Ulrich Vogl und allen ehemaligen Mitgliedern. Dank auch an die Mitglieder der Arbeitsgruppe von Herrn Prof. Dr. Claus Zimmermann.

Stellvertretend für alle Mitarbeiter der Feinmechanikwerkstatt, der Elektronikwerkstatt und der Verwaltung danke ich Herrn Günther Brodbeck, Herrn Hans Schreyer und Herrn Dr. Heinrich Lindel.

Meinen Eltern Marianne und Klaus Ritt sowie Simone Stankewitz danke ich für die Durchsicht dieser Arbeit.

Lebenslauf

Persönliche Daten

Gunnar Ritt, geboren am 22. März 1974
in Hechingen, Baden-Württemberg

Berufliche Tätigkeit

- | | |
|-------------------|-----------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|
| seit 12/2001 | Wissenschaftlicher Mitarbeiter am Physikalischen Institut der Universität Tübingen und am Institut für Angewandte Physik der Universität Bonn; Anfertigung der Dissertation <i>Fourier-Synthese von asymmetrischen optischen Potentialen für Atome</i> unter Anleitung von Prof. Dr. M. Weitz |
| 10/1999 - 11/2001 | Wissenschaftlicher Mitarbeiter am Forschungsinstitut für Optronik und Mustererkennung der Forschungsgesellschaft für Angewandte Naturwissenschaften e. V.; Durchführung von Untersuchungen zur Detektion von Minen sowie ihrer Zündungsdrähte |

Studium

- | | |
|-------------------|---------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|
| 10/1994 - 09/1999 | Studium der Physik an der Universität Tübingen; Anfertigung der Diplomarbeit <i>Untersuchung von Grundzustandskohärenzen an Rubidium</i> unter Anleitung von Prof. Dr. W.-D. Hartmann |
|-------------------|---------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|

Wehrdienst

07/1993 - 06/1994 Wehrdienst im Panzergrenadierbataillon 294 in Stetten am kalten Markt

Schulausbildung

1990 - 1993 Gymnasium Hechingen, Abschluss Abitur

1984 - 1990 Progymnasium Burladingen

1980 - 1984 Grundschule Burladingen

Akademische Lehrer

Prof. Dr. M. Baumann, Prof. Dr. F. Gönnerwein, Prof. Dr. W.-D. Hartmann, Prof. Dr. R. P. Hübener, Prof. Dr. H. Kaul, Prof. Dr. P. Kramer, Prof. Dr. W. Küchlin, Prof. Dr. O. Lutz, Prof. Dr. H. Mauder, Prof. Dr. W. Nakel, Prof. Dr. E. Plies, Prof. Dr. N. Schopohl, Prof. Dr. A. Schwenk, Prof. Dr. G. J. Wagner, Prof. Dr. M. Weitz, Prof. Dr. K. Werner, Prof. Dr. M. Wolff, Prof. Dr. C. Zimmermann

Tübingen, Mai 2006