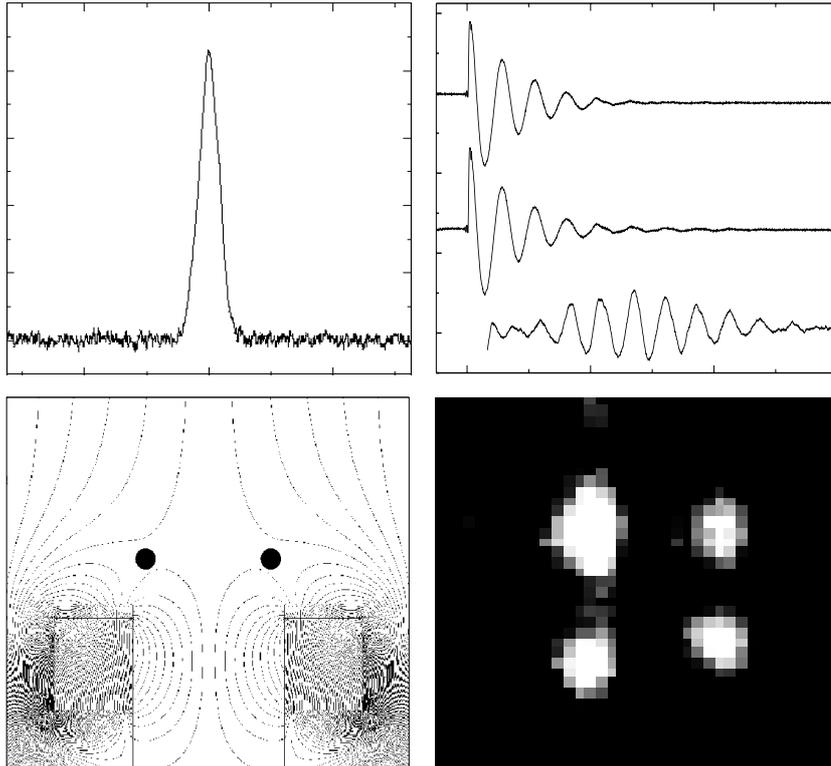


Kohärenz in miniaturisierten Speicher- und Leiterstrukturen für neutrale Atome



Vom Fachbereich Physik der Universität Hannover
zur Erlangung des Grades
Doktor der Naturwissenschaften
- Dr. rer. nat. -
genehmigte Dissertation

von
Felix B.J. Buchkremer, MSc
geboren am 26. August 1972 in Mülheim an der Ruhr

2001

Referent: Prof. Dr. Wolfgang Ertmer
Koreferent: Prof. Dr. Karsten Danzmann
Tag der Promotion: 19. Juni 2001

Für meine Eltern

Zusammenfassung

Die Untersuchung und Ausnutzung der Kohärenz in atomaren Systemen ist einer der Forschungsschwerpunkte in Atomphysik und Quantenoptik. Beispiele für das sich daraus ergebende Potential sind die Atominterferometrie und die Quanteninformationsverarbeitung. Weitere Fortschritte auf diesen Gebieten sind eng verknüpft mit der Entwicklung kohärenzerhaltender Speicher- und Leiterstrukturen für neutrale Atome. Aufgrund ihrer attraktiven Eigenschaften besteht dabei derzeit ein besonderes Interesse an miniaturisierten Konfigurationen, z.B. mikrostrukturierten magnetischen und optischen Fallen.

Die vorliegende Arbeit befasst sich mit Untersuchungen zu diesen Fragestellungen. Dabei liegt ein besonderes Augenmerk auf Untersuchungen zum Kohärenzerhalt in optischen Potentialen sowie auf der Entwicklung und Charakterisierung von mikrostrukturierten optischen und magnetischen Speicher- und Leiterstrukturen.

Den Ausgangspunkt für diese Untersuchungen stellt eine neu aufgebaute Apparatur zur Erzeugung kalter atomarer Ensembles von Rubidiumatomen dar. Zur Anregung von Superpositionen der Hyperfeinzustände des Grundzustands von ^{85}Rb wurde ein neuartiges Lasersystem aufgebaut, das die Erforschung der Dekohärenz interner Superpositionszustände erlaubt.

Zur Untersuchung der Dekohärenz externer Superpositionen in optischen Potentialen wurde der Zerfall von Wellenpaketoszillationen in nahresonanten optischen Gittern untersucht. Dazu wurde zum ersten Mal eine bislang nur theoretisch vorgeschlagene Echotechnik - vergleichbar mit Spinechos - experimentell nachgewiesen, mit der es gelang, Aussagen über die Kohärenzzeit der Atombewegung zu machen, die bislang nicht möglich waren. Der Echomechanismus wurde experimentell sowie mithilfe einer Quanten-Monte-Carlo-Wellenfunktions-Simulation auch numerisch untersucht.

Als Beispiel einer magnetischen Leiterstruktur wurde ein Speicherring, basierend auf einem ringförmigen Permanentmagneten und Elektromagneten, entwickelt. Zur Optimierung des Designs wurden umfangreiche Magnetfeldberechnungen mit der Methode der finiten Elemente durchgeführt. Die fertig aufgebaute Struktur weist bei moderaten Strömen ein ringförmiges Potentialminimum mit hohen Gradienten von einigen tausend G/cm auf.

Für die Realisierung einer neuartigen Klasse von optischen Potentialen wurde eine Reihe von Konzepten zum Einsatz mikrostrukturierter optischer Komponenten in der Atomoptik entwickelt sowie Experimente zur Speicherung von Atomen in einer Vielfachrealisierung von weitverstimmten Dipolpotentialen, basierend auf mikrooptischen Systemen, durchgeführt.

Schlagerwörter: Atomoptik, Dekohärenz, Mikrostrukturen

Abstract

Studying and employing coherence in atomic systems is one of the main research interests in atomic physics and quantum optics. Examples for the potential of these studies are atom interferometry and quantum information processing. Further progress in these fields is intimately linked to the development of coherence-preserving storage and guiding structures for neutral atoms. Due to their attractive features, miniaturised configurations, e.g. microstructured optical and magnetic traps, are currently heavily investigated.

This work studies coherence in miniaturised trapping potentials, with emphasis on studies concerning decoherence in optical potentials and the development and characterisation of microstructured optical as well as magnetic trapping and guiding potentials.

The prerequisite for these investigations is a newly built apparatus for the preparation of cold atomic samples of rubidium atoms. For the excitation of superpositions of the hyperfine groundstates of ^{85}Rb we developed and built a new laser system. This allows the investigation of the decoherence of internal superpositions.

The decoherence of external superpositions in optical potentials was investigated by studying the decay of wave packet oscillations in a near-resonant optical lattice. For this purpose we employed for the first time a new echo technique (analogous to spin echoes), which was theoretically predicted to occur for wave packet oscillations in optical lattices. With this technique it became possible to obtain information about the coherence time of the atomic motion, which was previously inaccessible. We studied the echo mechanism experimentally and - with a quantum Monte-Carlo wavefunction simulation - numerically.

As an example of a magnetic guiding structure a storage ring was developed, which is based on a ring-shaped permanent magnet and electromagnets. The optimisation of its design was carried out by extensive numerical calculations of the resulting magnetic fields with the finite element method (FEM). The storage ring is now built up and with moderate currents a ring-shaped potential minimum is obtained with gradients of a few thousand G/cm.

For the realisation of a new class of optical potentials we developed several concepts for the employment of microstructured optical components for atom optical purposes and carried out experiments demonstrating a multiple realisation of far-detuned dipole traps based on microoptical systems.

Keywords: atom optics, decoherence, microstructures

INHALTSVERZEICHNIS

Zusammenfassung	i
1 Einleitung	1
2 Experimentelle Grundlagen	7
2.1 Präparation des atomaren Ensembles	8
2.1.1 Grundlagen der Laserkühlung	8
2.1.2 ^{85}Rb	11
2.1.3 Vakuumapparatur und Rubidiumofen	12
2.1.4 Lasersysteme	14
2.1.5 Betrieb und Parameter der verwendeten MOT	18
2.2 Zwei-Photonen-Ramananregung von ^{85}Rb	20
2.2.1 Optischer Aufbau	21
2.2.2 Schwebungsmessungen	24
2.2.3 Diskussion	25
3 Wellenpaketechos in optischen Gittern	27
3.1 Dekohärenzuntersuchungen in optischen Dipolpotentialen	28
3.2 Nahresonante optische Gitter	31
3.2.1 Polarisationsgradientenkühlen	31
3.2.2 ^{85}Rb -Atome in einem lin \perp lin-Gitter	34
3.2.3 Experimente in optischen Gittern	35
3.3 Wellenpaketoszillationen in optischen Gittern	36
3.3.1 Anregung von Wellenpaketoszillationen	37
3.3.2 Numerische Simulationen	39
3.3.3 Experimentelle Realisierung	45
3.3.4 Beobachtung von Wellenpaketoszillationen	49
3.4 Echomechanismen	52
3.5 Echos in optischen Gittern	54
3.6 Ausblick	62

4	Ein magnetischer Speicherring	65
4.1	Magnetfallen	66
4.2	Die Konzeption des Speicherings	69
4.3	FEM-Berechnungen	71
4.3.1	Die Finite-Elemente-Methode	71
4.3.2	FEM-Berechnungen mit ANSYS	72
4.3.3	Optimierung des Designs	72
4.3.4	Die Endkonfiguration	74
4.4	Aufbau und Magnetfeldmessungen	77
5	Atomoptik mit Mikrooptiken	83
5.1	Konzepte	85
5.1.1	Vielfachrealisierung von Einzelfallen	85
5.1.2	Wellenleiter für Atome	90
5.1.3	Strahlteiler und Interferometer	93
5.1.4	Mikrostrukturierte Atomquellen	95
5.1.5	Integration	97
5.1.6	Experimentelle Realisierung	99
5.1.7	Diskussion	101
5.2	Untersuchung einer einzelnen Dipolfalle	102
5.2.1	Versuchsanordnung	103
5.2.2	Optimierung des Umladens	105
5.2.3	Eigenschaften der Dipolfalle	109
5.3	Vielfachrealisierung von Dipolfallen	110
5.3.1	Arrays von Dipolfallen	110
5.3.2	Einzeladressierung	112
6	Ausblick:	
	Mikrooptiken für die Quanteninformationsverarbeitung	115
	Literaturverzeichnis	121

Einleitung

Der Vorgang der Dekohärenz, d.h. der Zerfall von Superpositionszuständen eines quantenmechanischen Systems aufgrund von dissipativer Kopplung an seine Umgebung, ist einer der zentralen Begriffe für das Verständnis der Quantenmechanik: Der heute von der Mehrzahl der Physiker akzeptierte Zugang zum quantenmechanischen Messproblem [Whee83, Busc91] und das daraus resultierende Verständnis des Übergangs von der Quantenphysik zur klassischen Physik basieren auf der bis auf Ausnahmefälle unvermeidlichen Dekohärenz makroskopischer Quantenzustände [Zure91, Omne94]. Das in unserer Alltagserfahrung völlig fehlende Auftreten von Superpositionen makroskopischer Objekte (und der damit einhergehenden Interferenzeffekte) erklärt sich dabei aus den unbeobachtbar kurzen Dekohärenzzeiten. Für eine experimentelle Untersuchung der Dekohärenz und des Übergangs von der Quantenphysik zur klassischen Physik eignen sich daher besonders mesoskopische Systeme (wie z.B. Superpositionen von Bewegungszuständen gefangener Atome). In den letzten Jahren gab es eine Reihe von systematischen Untersuchungen [Chap95, Brun96, Duer98, Myat00], die unser prinzipielles Verständnis des quantenmechanischen Messprozesses erweitert haben.

Darüberhinaus ist es für viele Anwendungen, die das Vorhandensein von quantenmechanischen Superpositionszuständen benötigen, wichtig, die Dekohärenzmechanismen nicht nur zu kennen, sondern auch so weit wie möglich zu unterdrücken. Beispiele aus dem Gebiet der Atomphysik sind die Materiewelleninterferometrie [Berm97] sowie das noch junge und experimentell bislang nur an wenigen Systemen untersuchte Feld der Quanteninformationsverarbeitung [Stea98, Grus99, Bouw00]. Für die Quanteninformationsverarbeitung stellt die Dekohärenz ein erhebliches Problem dar, da die für die Ausnutzung der Quantenparallelität benötigten verschränkten Vielteilchenzustände sehr kurze Kohärenzzeiten haben, so dass trotz der Entwicklung

von Methoden zur Quantenfehlerkorrektur [Macc00, Stea00], die erfolgreiche Implementierung von Quantenalgorithmen erheblich von dem Vorhandensein kohärenzerhaltender experimenteller Realisierungen abhängt. Aber auch auf dem Gebiet der Materiewelleninterferometrie werden längere Kohärenzzeiten die schon jetzt beeindruckende Präzision atominterferometrischer Messsysteme erheblich verbessern.

Insbesondere im letzteren Bereich wurden in den vergangenen zwei Jahrzehnten große Fortschritte gemacht aufgrund der ständig wachsenden Möglichkeiten der Atommanipulation. Dies ist hauptsächlich zurückzuführen auf die spektakulären Entwicklungen in der Kühlung von Atomen mit Laserlicht [Metc99]. Das sich als Folge davon entwickelnde Forschungsgebiet der Atomoptik hat inzwischen zu einer Reihe von bemerkenswerten Resultaten geführt [Adam94]: Neben der Entwicklung einer ganzen Reihe von atomoptischen Komponenten wie Linsen, Spiegeln und Strahlteilern, sind verschiedene Typen von Atominterferometern realisiert worden [Berm97], mit denen eine Fülle von Präzisionsmessungen durchgeführt wurden.

Ein weiteres, spektakuläres Ergebnis der Laserkühlung ist die 1995 erstmals gelungene Bose-Einstein Kondensation in verdünnten atomaren Gasen [Ande95, Davi95, Brad95, Brad97]. Mit den damit zur Verfügung stehenden zuverlässigen Quellen für kohärente Materiewellen und der Entwicklung von laserartigen Atomstrahlen [Mewe97, Ande98, Hagl99, Bloc99, Burg00], eröffnet sich die Möglichkeit von neuartigen Messanordnungen, die die Eigenschaften der Vielteilchenwellenfunktion für noch genauere atomoptische Experimente ausnutzen [Bouy97].

All diese Messungen und Ergebnisse konnten bisher allerdings nur mit relativ aufwendigen Apparaturen in physikalischen Laboratorien erzielt werden. Daher besteht nun ein verstärktes Interesse an atomoptischen Systemen, die auch außerhalb dieser störungsfreien Umgebung und für eine breitere Klasse von Anwendungen zum Einsatz kommen können. Besonderes Augenmerk liegt dabei auf der Entwicklung von miniaturisierten und integrierten atomoptischen Aufbauten. Neben mikrofabrizierten mechanischen Strukturen, die in der Atomoptik schon seit einiger Zeit zum Einsatz kommen [Carn91a, Carn91b, Schm97, Clau97, Shim97], aber bisher nicht zu einer Reduzierung der Komplexität der Gesamtaufbauten geführt haben, wird derzeit von einer ganzen Reihe von Gruppen der Einsatz mikrofabrizierter geladener oder stromtragender Strukturen zur Speicherung oder Führung von Atomen untersucht („Atomchips“) [Hind99, Folm00, Muel00, Dekk00, Haen01, Enge01]. Die Attraktivität dieses Zugangs liegt darin begründet, dass aufgrund der vorteilhaften Skalierungsgesetze für mikrostrukturierte magnetische oder elektrische Strukturen [Wein95, Schm98], integrierte und stabile Gesamtaufbauten möglich werden. So ist es neben einer Reihe von Experimenten zum Transport bzw. Führen von Atomen, die allerdings noch aus

herkömmlichen Atomstrahlen stammen, zwei Gruppen gelungen, auch die Präparation des atomaren Ensembles mithilfe von auf dem Substrat befindlichen Strukturen zu erreichen [Reic99, Folm00]. Angestrebte Anwendungen liegen dabei in der Entwicklung von integrierten, atominterferometrischen Geometrien (z.B. für hochgenaue und kompakte Sensoren) und Untersuchungen zur Quanteninformationsverarbeitung.

Als alternativer Zugang zu miniaturisierten und integrierten atomoptischen Systemen wurde von uns der Einsatz mikrostrukturierter optischer Komponenten für die Manipulation von Atomen mit Laserlicht vorgeschlagen [Birk01]. Dabei soll für die Atomoptik die große Vielfalt von mikrooptischen Elementen ausgenutzt werden, die im Bereich der angewandten Optik entwickelt worden sind [Herz97, Sinz99] und dort schon zu einer Vielzahl von Anwendungen geführt haben, wie Strahlformung (Kollimation von astigmatischen Strahlen, Kombination von verschiedenen Laserstrahlen z.B. von Diodenlaserarrays, etc.), optische Interconnects, optische Datenspeicherung, verbesserte optische Abbildungen und mikrooptische Sensoren (z.B. Shack-Hartmann Wellenfrontsensoren). Beispiele für solche mikrooptische Komponenten, die auch für atomoptische Anwendungen zum Einsatz kommen können, sind refraktive oder diffraktive Mikrooptiken (Mikrolinsenarrays, zylindrische Mikrolinsen), computergenerierte Hologramme, Mikroprismen, Mikrospiegel, integrierte Wellenleiteroptik, Nahfeld-Optik, sowie integrierte Systeme wie planare Optik und sogenannte mikro-opto-electro-mechanische Systeme (MOEMS). Die besondere Attraktivität dieses Zugangs liegt dabei darin begründet, dass die meisten derzeit eingesetzten Techniken in der Atomoptik und Laserkühlung auf der optischen Manipulation von Atomen beruhen. Die Verwendung von mikrooptischen Komponenten ist daher in vielerlei Hinsicht die kanonische Erweiterung der herkömmlichen Techniken in das Mikrostruktur-Regime, was eine erhebliche Reduzierung des Volumens und der Kosten gegenüber den derzeitigen Aufbauten ermöglicht. Zusätzlich gibt es aufgrund der aus der Halbleiterverarbeitung übernommenen lithographischen Herstellungsprozesse für Mikrooptiken eine Reihe von weiteren Vorteilen, die herkömmliche optische Komponenten nicht bieten: So ist aufgrund der größeren Designflexibilität die Herstellung völlig neuartiger optischer Komponenten möglich, einzelne mikrooptische Systeme können leicht mit sehr vielen identischen Komponenten parallel auf einem Substrat gefertigt werden und die Integration mit optoelektronischen Komponenten (wie Detektoren und Laserquellen) und mikrostrukturierten magnetischen oder elektrischen Strukturen ist erreichbar. Aufgrund dieser Vorteile bieten Systeme basierend auf mikrooptischen Komponenten zusammen mit mikrofabrizierten geladenen oder stromtragenden Strukturen einen wichtigen Bestandteil der neueren Forschung auf dem Gebiet der Atomoptik.

Die vorliegende Arbeit befasst sich mit der Entwicklung von miniaturi-

sierten Speicher- und Leiterstrukturen für neutrale Atome unter besonderer Berücksichtigung der Dekohärenz in diesen Strukturen und behandelt somit ein Thema, das sich im Schnittfeld der beiden oben erwähnten Forschungsgebiete - Dekohärenzuntersuchungen und Entwicklung mikrostrukturierter atomoptischer Konfigurationen - befindet. Die Arbeit entstand im Rahmen des Sonderforschungsbereiches 407 „Quantenlimitierte Messprozesse mit Atomen, Molekülen und Photonen“. Ziel des Projektes ist das Studium der Wechselwirkung von atomaren Materiewellen mit externen Feldern sowie, darauf aufbauend, die Entwicklung von kohärenzerhaltenden Speicher- und Leiterstrukturen für die Atomoptik. Ein besonderes Augenmerk lag dabei auf Untersuchungen zum Kohärenzerhalt in optischen Potentialen sowie der Entwicklung und Charakterisierung von mikrostrukturierten optischen und magnetischen Speicher- und Leiterstrukturen im Hinblick auf Anwendungen für Atominterferometrie und die Quanteninformationsverarbeitung.

Die Arbeit ist folgendermaßen gegliedert: Ausgangspunkt für die Experimente zum Kohärenzerhalt und die Entwicklung von kohärenzerhaltenden Speicher- und Leiterstrukturen ist ein kaltes atomares Ensemble, das als Testobjekt in die zu untersuchenden Felder bzw. Strukturen geladen werden kann. Aus diesem Grund wurde zunächst eine sogenannte magnetooptische Falle (MOT) als Quelle kalter Atome (hier: ^{85}Rb) aufgebaut, für die neben der Laborinfrastruktur die Vakuumapparatur sowie die Lasersysteme aufgebaut werden mussten. Kapitel 2 beschreibt die experimentellen Grundlagen (Kapitel 2.1) sowie ein von uns entwickeltes, neuartiges Lasersystem zur Anregung von kohärenten Superpositionen der Hyperfeinzustände des Grundzustands von ^{85}Rb [Buch00a] (Kapitel 2.2).

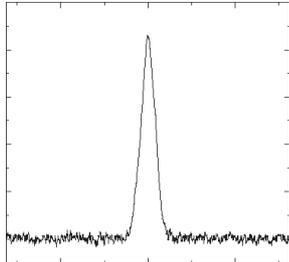
Als erste Untersuchungen zur Dekohärenz in optischen Potentialen wurde der Zerfall von externen Superpositionen in einem nahresonanten optischen Gitter untersucht (Kapitel 3). Mithilfe einer neuartigen Echotechnik [Bula98] gelang es erstmals, die Kohärenzzeit dieser Superpositionen zu bestimmen [Buch00b] (Kapitel 3.5). Der hierbei verwendete Echomechanismus wurde mithilfe einer Quanten-Monte-Carlo-Wellenfunktions Simulation auch numerisch untersucht [Dumk01].

Der in optischen Potentialen nur in einem begrenzten, durch die verfügbare Laserleistung vorgegebenen Rahmen unterdrückbare Verlust der Kohärenz durch spontane Photonenstreuung lässt sich in Magnetfallen vollständig vermeiden. Zur magnetischen Führung von Atomen und für Vergleichsuntersuchungen mit Dipolpotentialen wurde daher im Rahmen dieser Arbeit auch eine neuartige magnetische Leiterstruktur entwickelt, ein Speicherring. Kapitel 4 stellt dessen Prinzip sowie das mithilfe von ausführlichen Berechnungen mit der Methode der finiten Elemente optimierte Design und dessen Aufbau vor.

Für die Realisierung einer neuartigen Klasse von optischen Potentialen

wurde der Einsatz von mikrostrukturierten Komponenten in der Atomoptik untersucht (Kapitel 5). Dazu wurden eine Reihe von Konzepten zum Einsatz von Mikrooptiken in der Atomoptik entwickelt [Birk01], sowie Experimente zur Speicherung von Atomen in einer Vielfachrealisierung von weitverstimmen Dipolfallen durchgeführt [Buch01]. Diese Experimente, die den ersten Einsatz von derartigen Mikrooptiken in der Atomoptik darstellen, eröffnen die Möglichkeit der systematischen Untersuchung dieses Forschungsfeldes.

Die Arbeit schließt mit einem Ausblick auf die Möglichkeiten, die die Anwendung mikrooptischer Komponenten für das neue sich gegenwärtig explosionsartig entwickelnde Feld der Quanteninformationsverarbeitung bietet (Kapitel 6).



Experimentelle Grundlagen

Als Voraussetzung für die in den folgenden Kapiteln vorgestellten Untersuchungen wurde im Rahmen dieser Arbeit ein Experiment aufgebaut, das es erlaubt, Kohärenzuntersuchungen an lasergekühlten Atomen bei der Wechselwirkung mit externen Feldern durchzuführen, und, darauf aufbauend, miniaturisierte, kohärenzerhaltende Speicher- und Leiterstrukturen für neutrale Atome zu entwickeln. Aufgrund der relativ geringen Zahl von Arbeiten, die es bisher auf diesem Gebiet gibt, und der Vielfalt der sich eröffnenden Möglichkeiten wurde darauf geachtet, den Aufbau möglichst flexibel zu halten, so dass eine Vielzahl von unterschiedlichen Fragestellungen mit derselben Apparatur untersucht werden können. Dieses Kapitel beschreibt die einzelnen Komponenten des experimentellen Aufbaus. (Für zusätzliche Einzelheiten zum experimentellen Aufbau siehe auch die Diplomarbeiten [Pahl98, Wilk98].)

Die Grundlage für die durchgeführten Experimente stellt ein kaltes atomares Ensemble von Rubidiumatomen des Isotops ^{85}Rb dar. Dieses wird in einer magnetooptischen Falle gefangen und gekühlt, bevor es dann in die zu untersuchenden miniaturisierten Strukturen transferiert wird. Daher wird im Folgenden (Abschnitt 2.1) zunächst die Präparation dieses Ensembles mittels Laserkühlung und der dafür benötigte apparative Aufbau (Vakuumapparatur, Lasersysteme) behandelt und das so erhaltene atomare Ensemble charakterisiert. Um die Eigenschaften der miniaturisierten Speicher- und Leiterstrukturen im Hinblick auf den Kohärenzerhalt zu untersuchen, ist es nötig, kohärente Superpositionen der Rubidiumatome zu erzeugen und deren Verhalten zu beobachten. Dazu haben wir ein neuartiges Lasersystem zur Anregung von kohärenten Superpositionen der Hyperfeinzustände des Grundzustands von ^{85}Rb entwickelt [Buch00b]. Dieses wird in Abschnitt 2.2 vorgestellt.

2.1 Präparation des atomaren Ensembles

In dieser Arbeit werden verschiedene Methoden der Laserkühlung (Chirpkühlung, Magnetooptische Falle, Melassenkühlung) verwendet, um ein kaltes atomares Ensemble von einigen 10^7 ^{85}Rb -Atomen als Ausgangspunkt für die weiteren Experimente zur Verfügung zu stellen. Im Folgenden wird daher zunächst eine kurze Einführung in die Laserkühlung gegeben bevor dann die für die Experimente relevanten Eigenschaften von ^{85}Rb vorgestellt werden. Anschließend folgt eine kurze Beschreibung der Vakuumapparatur und der verwendeten Lasersysteme. Am Ende dieses Abschnitts wird dann das atomare Ensemble mithilfe verschiedener Detektionsmethoden charakterisiert.

2.1.1 Grundlagen der Laserkühlung

Das Forschungsgebiet der Kühlung von Atomen mit Laserlicht hat seit den ersten Vorschlägen 1975 [Haen75, Wine75] und den ersten Experimenten Anfang der 80er Jahre [Andr81, Phil83] eine stürmische Entwicklung vollzogen, deren spektakuläre Ergebnisse 1997 mit dem Nobelpreis für die Pionierarbeiten von S. Chu, W.D. Phillips und C.N. Cohen-Tannoudji gewürdigt wurden [Chu98, Cohe98, Phil98]. Im Rahmen dieser Arbeit kann nur ein kurzer Überblick über die hier relevanten Techniken gegeben werden. Eine didaktisch gut aufbereitete, ausführliche Darstellung des gesamten Gebietes findet man in [Metc99].

Die Grundidee der Laserkühlung beruht auf dem Nettoimpulsübertrag bei der Absorption eines Photons mit Impuls $\hbar\vec{k}$ durch ein Atom und der nachfolgenden spontanen Emission. Da bei der spontanen Emission keine Raumrichtung bevorzugt ist und der zeitlich gemittelte Impulsübertrag verschwindet, ergibt sich bei gerichteter Absorption im Mittel pro Absorptions- und Emissionszyklus ein Impulsübertrag von $\hbar\vec{k}$ auf das Atom. Die daraus resultierende Kraft (Spontankraft) beträgt für ein sich mit der Geschwindigkeit \vec{v} bewegendes Zwei-Niveau-Atom in einem gegenüber der Resonanzfrequenz ω_0 um $\Delta = \omega_L - \omega_0$ verstimmtten Lichtfeld mit der Intensität I und der Frequenz ω_L

$$\vec{F}(\vec{v}) = \frac{\hbar\vec{k}}{2\tau} \cdot \frac{\frac{I}{I_0}}{1 + \frac{I}{I_0} + \frac{(2(\Delta - \vec{k}\cdot\vec{v}))^2}{\Gamma^2}}, \quad (2.1)$$

mit der Sättigungsintensität $I_0 = \frac{\pi\hbar c}{3\lambda^3\tau}$ und $\Gamma = \frac{1}{\tau}$ der Linienbreite des atomaren Übergangs. Diese Kraft ist maximal, wenn die Verstimmung des Lichtfeldes gerade die Dopplerverschiebung kompensiert ($\Delta = \vec{k}\cdot\vec{v}$), fällt aber für größere und kleinere Geschwindigkeiten rasch ab. Für das Abbremsen eines thermischen Atomstrahls mit einem diesem entgegengerichteten Laserstrahl ist es daher nötig, die Laserfrequenz während des gesamten Abbremsvorgangs

mit den Atomen in Resonanz zu halten. Dies kann zum einen - wie im hier vorgestellten Experiment - durch eine zeitliche Variation der Laserfrequenz erfolgen (Chirpkühlung) [Ertm85], zum anderen durch eine Variation der atomaren Übergangsfrequenz mittels magnetischer Felder (Zeemankühlung) [Prod82].

Das Prinzip der Strahlkühlung kann auf drei Dimensionen erweitert werden, indem man aus drei zueinander senkrechten Raumrichtungen jeweils ein Paar gegenläufiger, rotverstimmt (d.h. $\Delta < 0$) Laserstrahlen auf die Atome richtet. Durch die rote Verstimmung erfährt ein Atom dabei stets aus den ihm entgegenlaufenden Laserstrahlen eine größere Spontankraft als aus den mitlaufenden Laserstrahlen. Die Geschwindigkeitskomponenten in allen drei Dimensionen werden also ausgedämpft. Da die Atome sich in diesem Lichtfeld bewegen wie Teilchen in einer viskosen Flüssigkeit, hat sich für diese und verwandte Konfigurationen der Name *optische Melasse* eingebürgert.

Durch die ständig auftretenden spontanen Emissionen wirkt den gerade beschriebenen Kühlmechanismen ein Heizprozess entgegen. Die sich aus den zufälligen Sprüngen im Impulsraum (random walk) ergebende untere Grenztemperatur hängt von der Laserintensität und der Verstimmung Δ ab. Die Minimaltemperatur, die sogenannte Dopplertemperatur T_D , wird bei niedrigen Intensitäten und der Verstimmung $\Delta = -\Gamma/2$ erreicht und ist für ein Zwei-Niveau-Atom in einer drei-dimensionalen Anordnung [Gord80] gegeben durch:

$$\frac{1}{2}kT_D = \frac{\hbar\Gamma}{4}. \quad (2.2)$$

Das gerade vorgestellte Verständnis der Laserkühlung musste erweitert werden, als Ende der 80er Jahre in der Arbeitsgruppe von W. D. Phillips in optischen Melassen überraschenderweise Temperaturen gemessen wurden, die eindeutig unter dem Dopplerlimit lagen [Lett88]. Es wurde sehr schnell erkannt [Dali89, Unga89], dass dies mit der Mehrniveaustuktur der Atome zusammenhängt. Diese führt zu einem weiteren Kühlmechanismus in einer optischen Melasse, der sogenannten Polarisationsgradientenkühlung (vergleiche dazu auch Kapitel 3). Bei diesem Kühlmechanismus ist die Temperatur im Prinzip nur durch den Rückstoß eines einzelnen Photons begrenzt, und beträgt:

$$kT_{rec} = \frac{(\hbar k)^2}{2m}. \quad (2.3)$$

In einer optischen Melasse wirkt auf die Atome eine geschwindigkeitsabhängige Kraft. Um zu einer Falle für Atome zu gelangen, benötigt man eine ortsabhängige Kraft. Diese Kraft kann auf sehr elegante Weise aus einer optischen Melasse durch zusätzliches Anlegen eines inhomogenen Magnetfeldes erzeugt werden. Dies ist die Grundidee der sogenannten magnetooptischen Falle (kurz: MOT, von engl.: magneto-optical trap) [Raab87], die sich heute in

vielen Laboratorien weltweit als flexible und zuverlässige Quelle für kalte Atome durchgesetzt hat und inzwischen sogar in Praktikumsversuchen eingesetzt wird [Senf99]. Die Funktionsweise einer solchen MOT sei im Folgenden für den vereinfachten Fall eines $J = 0 \rightarrow J' = 1$ -Übergangs in einer Dimension dargestellt (siehe Abbildung 2.1a): Durch Anlegen eines ortsabhängigen Mag-

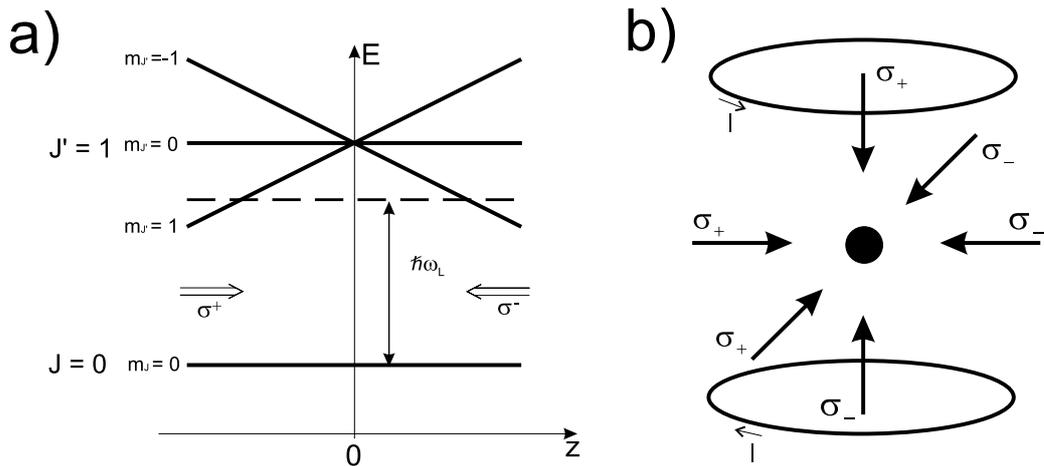


Abbildung 2.1: (a): Schematische Darstellung der Funktionsweise einer ein-dimensionalen MOT für einen $J = 0 \rightarrow J' = 1$ -Übergang. (b): Aufbau einer (dreidimensionalen) MOT

netfeldes wird die Spontankraft aufgrund der Zeemanaufspaltung der magnetischen Unterzustände ortsabhängig. Für das bei magnetooptischen Fallen verwendete Quadrupolfeld ergibt sich eine lineare Energieverschiebung der Unterzustände $J'=1, m_J = +1$ und $J'=1, m_J = -1$. Bei entgegengesetzten Strahlen, mit entgegengesetzter zirkularer Polarisation und roter Verstimmung gegenüber der atomaren Übergangsfrequenz, wirkt eine ortsabhängige Kraft, die die Atome auf das Zentrum mit $B=0$ zurücktreibt. Durch Verwendung eines sphärischen Quadrupolfeldes und dreier σ^+ - σ^- -Laserstrahlpaare kann diese Anordnung leicht auf drei Dimensionen erweitert werden (Abbildung 2.1b).

In magnetooptischen Fallen können einfach und bequem bis zu einigen 10^{10} Atome gefangen werden, so dass sie heute in sehr vielen Experimenten als Ausgangspunkt für Experimente mit kalten Atomen verwendet werden. Dabei können die magnetooptischen Fallen je nach den Anforderungen des Experiments mit Hilfe lasergekühlter Atomstrahlen oder direkt aus dem Hintergrundgas [Monr90] geladen werden, was einfache und kompakte Aufbauten ermöglicht.

2.1.2 ^{85}Rb

Als Element für die in den folgenden Kapiteln beschriebenen Experimente wurde Rubidium ausgewählt, weil es sich aus verschiedenen Gründen für die in diesem Projekt geplanten Arbeiten eignet: Für die Laserkühlung von Rubidium stehen kostengünstige und kompakte Diodenlaser zur Verfügung, die gerade auch im Hinblick auf spätere, integrierte Gesamtaufbauten von Vorteil sind. So bestehen denn auch alle in diesem Projekt verwendeten Lasersysteme aus Diodenlasern. Desweiteren ist das Isotop ^{87}Rb aufgrund seines ganzzahligen Gesamtpins und seiner günstigen Stoßparameter ein besonders beliebtes Element für die Bose-Einstein-Kondensation, so dass die hier entwickelten Speicher- und Leiterstrukturen auch mit kohärenten Vielteilchenensembles (BECs) untersucht werden können. In den im Folgenden vorgestellten Arbeiten, für die ein kohärentes Vielteilchenensemble nicht nötig ist, wurde ^{85}Rb verwendet aufgrund des Isotopenverhältnisses 72%:28% der stabilen Isotope ^{85}Rb : ^{87}Rb . Allerdings wurde darauf geachtet, die Aufbauten so flexibel zu gestalten, dass eine Umstellung auf ^{87}Rb jederzeit leicht möglich ist.

Abbildung 2.2 zeigt einen Ausschnitt aus dem Termschema von ^{85}Rb mit den in dieser Arbeit verwendeten Übergängen bei 780nm. Die Kühlung findet statt auf dem Übergang zwischen den beiden Hyperfeinniveaus $F=3$ und

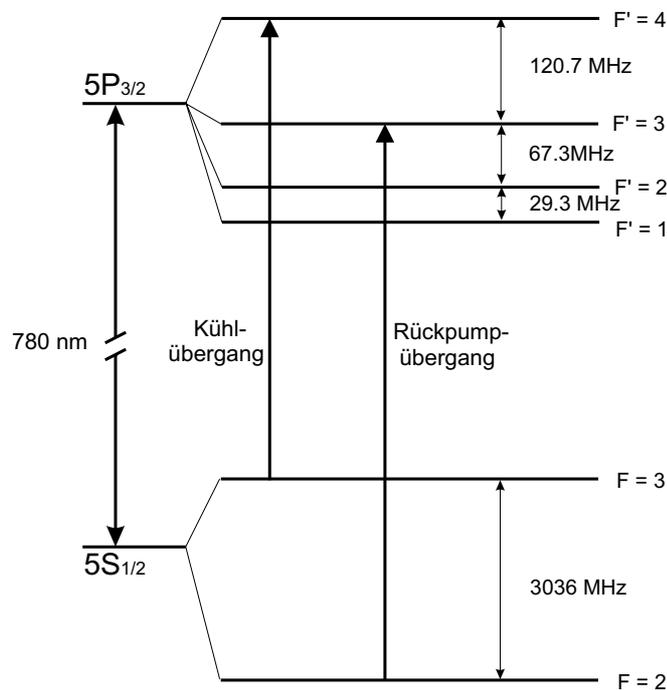


Abbildung 2.2: D_2 -Komponente des Übergangs $5^2S_{1/2} \rightarrow 5^2P_{3/2}$ von ^{85}Rb mit den für die Laserkühlung verwendeten Übergängen

$F'=4$ der D_2 -Linie ($5^2S_{1/2} \rightarrow 5^2P_{3/2}$) von ^{85}Rb (Kühlübergang). Eine Ansammlung von Atomen im $F=2$ -Zustand (durch nichtresonante Anregung in den $F'=3$ -Zustand) wird durch einen weiteren Laser (Rückpumlaser) verhindert, der die Atome aus dem $F=2$ -Zustand zurück in den $F'=3$ -Zustand transferiert. Von dort können die Atome wieder in den $F=3$ -Zustand zerfallen, so dass sie weiter gekühlt werden können. Sowohl für die Chirpkühlung als auch für den Betrieb der magnetooptischen Falle werden also jeweils zwei Laserquellen benötigt.

2.1.3 Vakuumapparatur und Rubidiumofen

Experimente zur Laserkühlung mit neutralen Atomen werden in Ultrahochvakuum-Apparaturen durchgeführt, da hierbei der direkte Kontakt zu makroskopischer Materie - zum Beispiel durch Stöße mit den ungekühlten Luftmolekülen - ausreichend vermieden werden kann: Das Gas wird thermisch von der Umgebung entkoppelt. Um am Ort des atomaren Ensembles einen möglichst geringen Hintergrundgasdruck zu haben, wird in unserem Experiment die magnetooptische Falle aus einem abgebremsten Atomstrahl geladen, wobei die Ofenkammer von der Hauptkammer durch eine differentielle Pump-

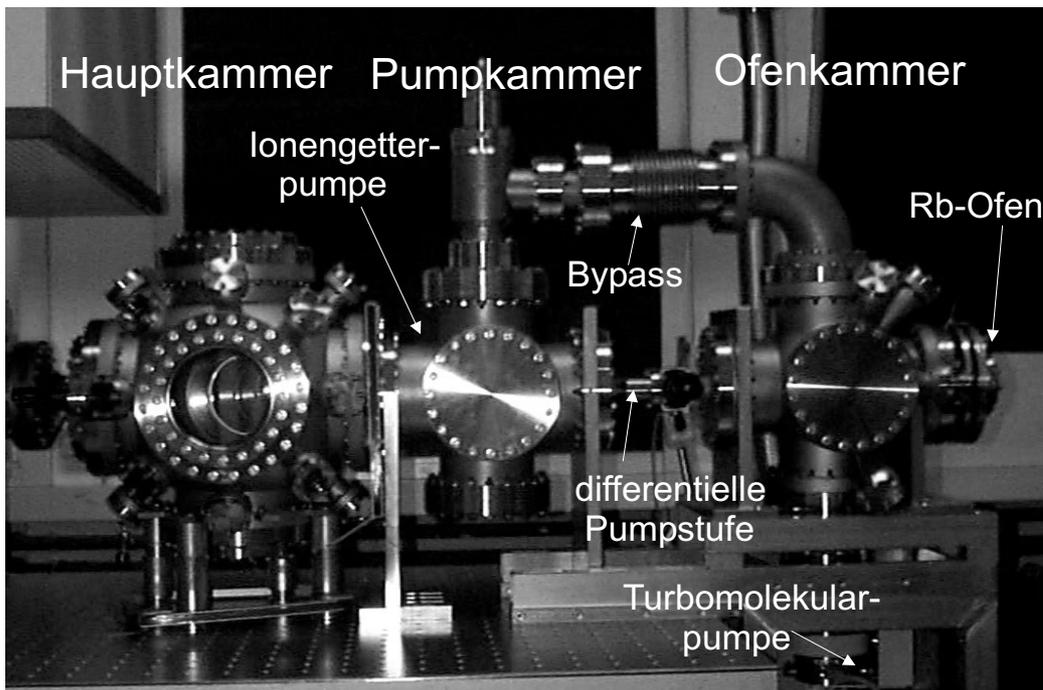


Abbildung 2.3: Aufbau der Vakuumapparatur. Die Ionengetterpumpe befindet sich - im Bild nicht sichtbar - hinter der Pumpkammer.

stufe (Länge 15 cm, Innendurchmesser 3 mm) getrennt ist (siehe Abbildung 2.3). Wir verwenden drei verschiedene Vakuumpumpen: Eine Turbomolekular-Druck-Pumpe (Pfeiffer Vacuum, TMU 260, 210 l/s (N_2)), der eine Drehschiebervakuumpumpe (Pfeiffer Vacuum, DUO 035D, $35 m^3/h$) vorgeschaltet ist, an der Ofenkammer und eine Ionengetterpumpe (Varian, Noble Diode) an der mit der Hauptkammer verbundenen Pumpkammer. Die Hauptkammer kann durch Schließen der beiden Ventile von der Ofenkammer isoliert werden. Für den täglichen Betrieb wird lediglich das Schiebeventil geöffnet, der Bypass (siehe Abbildung 2.3) wird nur beim Auspumpen der Hauptkammer nach Umbauarbeiten eingesetzt. Auf diese Weise erreichen wir in der Hauptkammer einen Druck von ca. $4 \cdot 10^{-10}$ mbar.

Der Atomstrahl wird durch Erhitzen von Rubidium in einem Ofen erzeugt [Wilk98] (Abbildung 2.4). Dieser kann mithilfe eines Verkippmechanismus auf die Achse der differentiellen Pumpstufe eingestellt werden. Um zu verhindern,

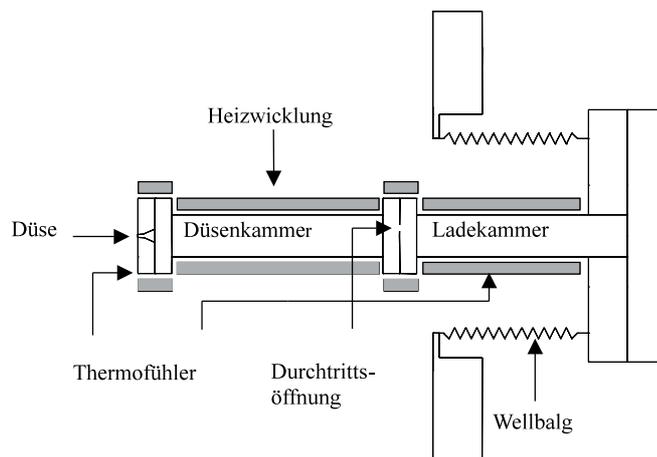


Abbildung 2.4: Schematische Darstellung des Ofens

dass flüssiges Rubidium aus dem Ofen in die Ofenkammer gelangt oder dass die Düse verstopft, besteht der Ofen aus zwei Kammern, der Ladekammer, die von außen mit Rubidium befüllt werden kann, und der Düsenkammer. Die beiden Kammern können durch zwei vakuumtaugliche Mantelheizleiter (Thermocoax, SEA 20/500, spezifischer Widerstand $\rho = 3\Omega/m$) unabhängig voneinander beheizt werden. Die Temperaturen bei den verschiedenen Experimenten betragen 100°C - 170°C für die Ladekammer, bzw. 110°C - 180°C für die Düsenkammer.

2.1.4 Lasersysteme

Die für die Chirpkühlung und den Betrieb der magnetooptischen Falle verwendeten Lichtfelder werden von Diodenlasern [Agra93, Kneu95] erzeugt. Für die hier benötigte Wellenlänge von 780 nm gibt es von einer Reihe von Herstellern Laserdioden, die im Monomodenbetrieb laufen und Ausgangsleistungen von 50-80 mW haben. Aufgrund ihrer Kompaktheit, der hohen Effizienz und ihres relativ niedrigen Preises erfreuen sich Diodenlaser großer und immer noch wachsender Beliebtheit, auch für Anwendungen in der Atomphysik [Camp85, Wiem91]. Freilaufende Laserdioden haben allerdings den Nachteil, dass die Frequenz des Ausgangslichtes sehr empfindlich ist auf Änderungen in der Temperatur und dem Injektionsstrom und nur über eingegrenzte Bereiche eingestellt werden kann, und dass die Laserlinienbreite von einigen 10MHz für viele Anwendungen zu groß ist. Diesen Nachteilen kann durch frequenzselektive Rückkopplung entgegengewirkt werden, meist mithilfe eines externen Resonator [Lude72, Flem81]. Besonders einfach ist dabei die sogenannte Littrow-Anordnung (siehe z.B. [Demt96]), die auch in den von uns verwendeten Lasersystemen zum Einsatz kommt. Dabei wird an einem extern angebrachten Gitter die erste Ordnung zurück in die Laserdiode gebeugt, während die nullte Ordnung aus dem Resonator herausreflektiert wird. Dies bewirkt eine erhebliche Reduktion der Linienbreite und ermöglicht die einfache Feineinstellung der Laserfrequenz (durch Variation der Resonatorlänge und Ändern des Winkels, unter dem das Gitter angebracht ist).

Abbildung 2.5 zeigt den Aufbau eines für unser Experiment aufgebauten gitterstabilisierten Diodenlasers (siehe auch [Burg96, Pahl98]). Das stark divergente Licht einer Laserdiode¹ wird von einem Objektiv (MellesGriot, 06GLC009, $f_0 = 3,7$ mm, $NA = 0.45$) kollimiert. In einer Entfernung von ca. 5 cm trifft es auf das Gitter (Spectrogon, 1200 Linien pro mm), das auf einen Piezokristall (PI, LVPZT-Translator 15 μ m, P-820.10) geklebt ist. Aufgrund der Rückkopplung in die Laserdiode ist es nicht möglich, die volle Ausgangsleistung der freilaufenden Laserdiode aus dem externen Resonator auszukoppeln, ohne den Laser zu beschädigen oder gar zu zerstören. Daher koppeln wir im Höchstfall 10mW aus den gitterstabilisierten Diodenlasern aus, was hohe Lebensdauern der von uns verwendeten Laser zur Folge hat (>3Jahre).

Um die Störung und Zerstörung der Laserdioden durch Rückreflexe zu vermeiden, wird der Diodenlaserstrahl durch einen optischen Isolator geschickt (Gsänger, FR 780/3, Extinktion > 35dB). In den Fällen, in denen

¹Aufgrund der sich im Laufe der Arbeiten an diesem Projekt ändernden Angebotssituation wurden von uns verschiedene Laserdioden verwendet: 1.: Mitsubishi, Typ ML 64114R, P = 50 mW; 2.: Hitachi, Typ HL 7851G, P = 50 mW; 3.: Sanyo, Typ DL-7140-201, P = 70 mW.

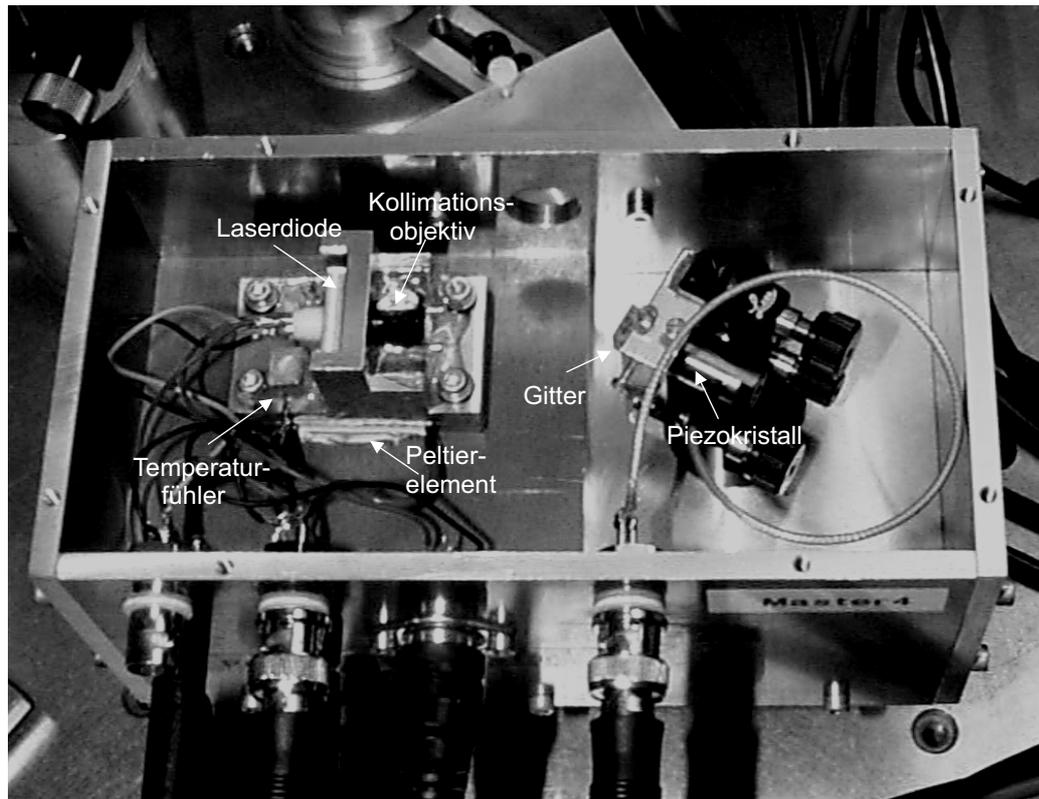


Abbildung 2.5: Aufbau eines von uns verwendeten gitterstabilisierten Diodenlasers (Masterlaser). Zu Einzelheiten des Designs siehe [Burg96, Pahl98].

wir höhere Leistung benötigen², koppeln wir über weitere optische Isolatoren einen Teil des Lichtes der gitterstabilisierten Diodenlaser (Masterlaser) in freilaufende Diodenlaser ein. Diese sogenannten Slavelaser übernehmen die guten spektralen Eigenschaften der Masterlaser, bei voller Ausgangsleistung (injection locking [Sieg86, Kneu95]). Die Kontrolle des Injection-Lockings erfolgt entweder durch einen Gittermonochromator, oder mithilfe von Monitorresonatoren.

Um die Frequenz der Diodenlaser möglichst stabil zu halten, verwenden wir hochgenaue Stromtreiber (Wavelength Electronics, LDD200-2P bzw. -1P). Zusätzlich werden alle Laserdioden mithilfe eines Peltierelements temperaturstabilisiert (siehe Abbildung 2.5). Die Regelung übernimmt dabei das Modul TEC 2000 von Wavelength Electronics. Die Messung der Temperatur erfolgt über eine Messung der Spannung, die an einem temperaturabhängigen Widerstand (NTC, Siemens Matsushita Components, B57087 M87, 10k Ω) bei

²Für den Betrieb der MOT sind dies Kühl- und Rückpumplaser, für die Chirpkühlung nur der Kühllaser.

einem festen Strom von 100 mA abfällt. Die anfangs verwendeten Temperaturmodule AD590 von Analog Devices wiesen zu starke Störungen durch die rf-Frequenzen der AOMs auf und wurden daher bei allen hier verwendeten Diodenlasern durch die temperaturabhängigen Widerstände ausgetauscht.

Die Frequenzstabilisierung der Diodenlaser erfolgt über Sättigungsspektroskopie (siehe z.B. [Demt96]). Dazu wird ein Teil des Lichtes aus dem Strahlengang ausgekoppelt, und nach doppeltem Durchgang durch eine Rubidiumzelle auf eine Photodiode gegeben. Die auf diese Weise gewonnenen Signale für die Kühl- und die Rückpumplinie sieht man in Abbildung 2.6. Die

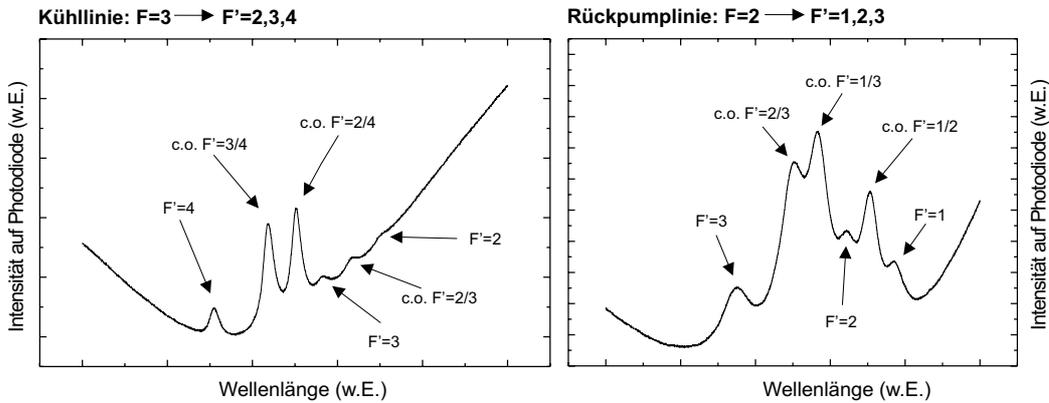


Abbildung 2.6: Sättigungsspektroskopiesignale für ^{85}Rb . Dargestellt sind sie Übergänge $F=3 \rightarrow F'=2,3,4$ und $F=2 \rightarrow F'=1,2,3$ der D_2 -Linie ($5^2S_{1/2} \rightarrow 5^2P_{3/2}$), sowie die entsprechenden cross-over Linien.

beiden Chirplaser sowie den MOT-Rückpumplaser stabilisieren wir auf Flanken der Lambdips, letzteren für die in Kapitel 3 vorgestellten Experimente sogar nur auf eine Flanke des Dopplerprofils. Bei dieser Art der Regelung erscheinen Intensitätsfluktuationen als Änderungen der Laserfrequenz, was dazu führt, dass auch die stabilisierte Laserfrequenz fluktuiert und somit die Genauigkeit der Regelung beeinträchtigt ist. Daher wird das Licht des MOT-Kühl lasers im Regelarm mithilfe eines akustooptischen Modulators (AOM) moduliert (Frequenzoffset: 109 MHz; Modulationsamplitude: 1,6 MHz; Modulationsfrequenz: 7kHz), so dass durch phasensensitive Detektion mithilfe eines Lock-In Verstärkers die Ableitung des Sättigungsspektroskopiesignals gewonnen wird. Die Stabilisierung erfolgt auf die cross-over Resonanz $F=3 \rightarrow F'=3/4$ der D_2 -Linie ($5^2S_{1/2} \rightarrow 5^2P_{3/2}$).

Die Frequenzen des Ausgangslichts des MOT-Kühl-Slavelasers und des MOT-Rückpump-Slavelasers werden auf die für den Betrieb der MOT benötigten Frequenzen verschoben mittels zweier weiterer AOMs (für die ausführlichen Strahlengänge siehe [Wilk98]), die auch zum Schalten der Intensitäten

der beiden MOT-Laser verwendet werden. Diese Variante des Frequenz-Offset-Locks ermöglicht ein flexibles Ändern der Frequenzen der beteiligten Laser. Daher benötigt der Umbau von einer ^{85}Rb -MOT zu einer ^{87}Rb -MOT lediglich das Umsetzen des AOMs im Kühllaserregelarm, so dass die Strahlage der MOT-Laserstrahlen nicht neu justiert werden muss.

Als Beispiel für die optischen Aufbauten der verschiedenen Lasersysteme zeigt Abbildung 2.7 den Strahlengang für das MOT-Kühllaser-System. Man beachte auch, dass ein Teil des Lichtes des Kühl-Masterlasers auch zum Locken des Gitterlasers verwendet wird (siehe Kapitel 3).

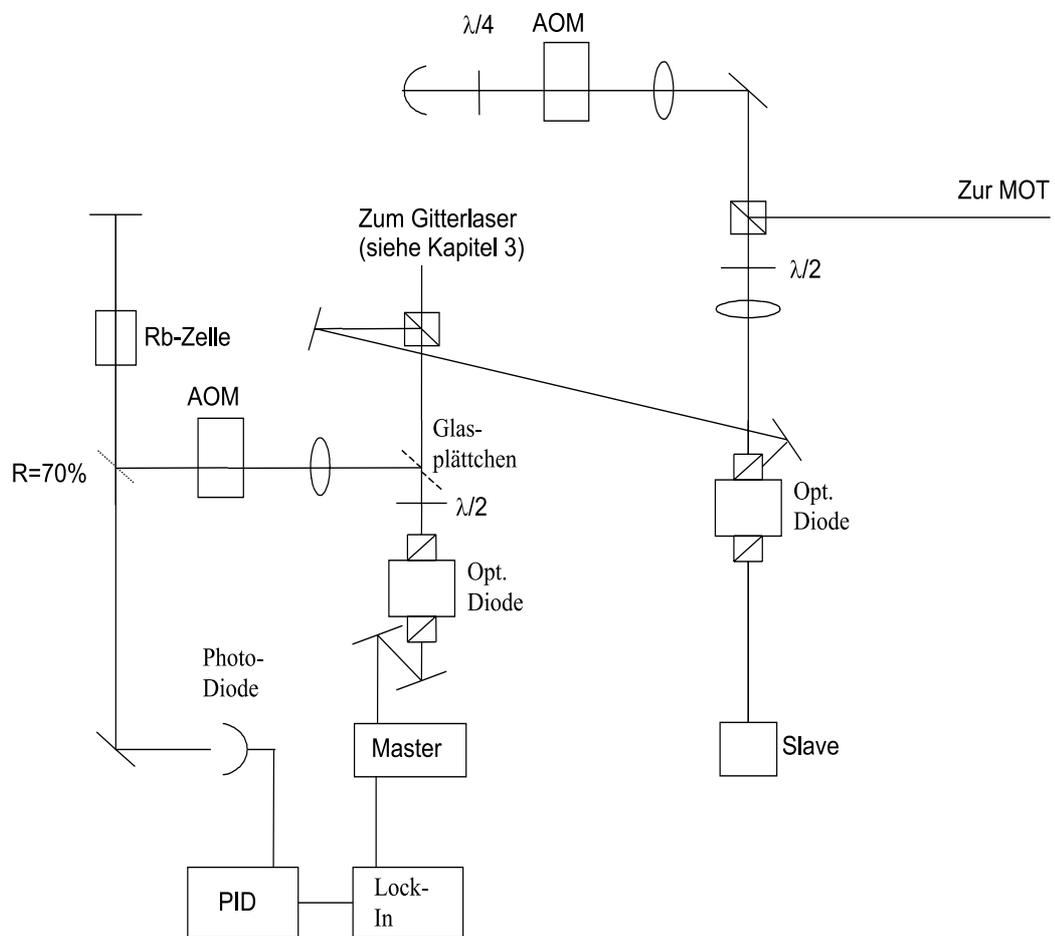


Abbildung 2.7: Aufbau des Gesamtlasersystems für den MOT-Kühllaser

2.1.5 Betrieb und Parameter der verwendeten MOT

Mit dem in den vorhergehenden Kapiteln beschriebenen Aufbau sind die Voraussetzungen für den experimentellen Betrieb der magnetooptischen Falle (MOT) gegeben. Bei typischen Betriebsparametern stellt sie nach einer Ladezeit von ca. 2 Sekunden ein Ensemble von einigen 10^7 kalten Atomen mit einer zentralen Dichte von bis zu 10^{10} cm^{-3} als Ausgangspunkt für die weiteren Experimente bereit. Tabelle 2.1 stellt typische Parameter für den Betrieb der MOT zusammen. Das Quadrupolfeld wird durch zwei Spulen in Anti-Helmholtz-Konfiguration (Radius = Abstand der Spulen = 2.5 cm) mit jeweils 10 Windungen erzeugt. Der Nullpunkt des Magnetfeldes befindet sich 4 mm unterhalb der Achse des Atomstrahls.

Leistung pro Kühlstrahl	9 mW
$\frac{1}{e^2}$ -Durchmesser der Kühlaserstrahlen	0.8 cm
Intensität pro Kühlaserstrahl	36 mW/cm^2
Verstimmung Δ der Kühlaserstrahlen	$2\pi \cdot (-10 \text{ MHz}) \approx -1.3 \Gamma$
Gesamtintensität des Rückpumpasers	3 mW/cm^2
Strom durch die Quadrupolspulen	6 A
Axialer Magnetfeldgradient $\frac{\partial B_a}{\partial z}$	6 G/cm
Radialer Magnetfeldgradient $\frac{\partial B_r}{\partial z}$	3 G/cm

Tabelle 2.1: Typische Betriebsparameter der MOT

Die Atomzahl und das Lade- und Speicherverhalten der MOT werden mithilfe von Fluoreszenzmessungen gewonnen. Dabei bildet eine Linse (Durchmesser $d = 25.4 \text{ mm}$, Abstand vom Fallenzentrum $a = 290 \text{ mm}$) das von den gefangenen Atomen emittierte Fluoreszenzlicht auf eine Photodiode ab. Abbildung 2.8 zeigt die auf diese Art gewonnene Lade- und Zerfallskurve der MOT. Die Ladezeit (1/e-Wert) beträgt 2 s, die Speicherzeit beträgt 6 s.

Mit dem so aufgenommenen Fluoreszenzsignal lässt sich auch die absolute Teilchenzahl bestimmen. Sie ergibt sich durch den Vergleich der abgestrahlten Leistung eines Atoms,

$$P_{Atom} = \frac{\hbar\omega_0}{\tau} = \hbar\omega_0 \frac{\Gamma}{2} \frac{\frac{I_{ges}}{I_0}}{1 + \frac{I_{ges}}{I_0} + \frac{(2\Delta)^2}{\Gamma^2}}, \quad (2.4)$$

die sich aus den Betriebsdaten der MOT berechnen lässt, mit der abgestrahlten Leistung des gesamten Ensembles P_{ges} (für Gleichung 2.4 siehe auch Abschnitt 3.1). P_{ges} lässt sich unter Berücksichtigung des Raumwinkels $(\pi(\frac{d}{2})^2)/(4\pi a^2)$ und des Eichfaktors der Photodiode $\gamma = P_{PD}/U_{PD}$ berechnen zu:

$$P_{ges} = \frac{4\pi a^2}{\pi(\frac{d}{2})^2} \gamma U_{PD}. \quad (2.5)$$

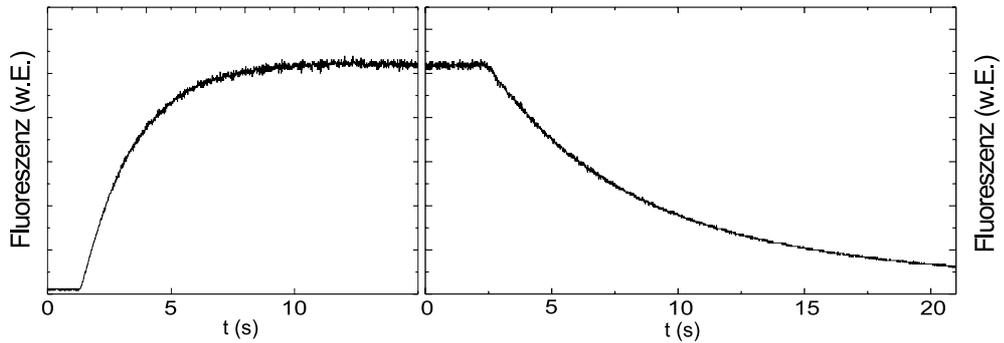


Abbildung 2.8: Ladekurve (a) und Zerfallskurve (b) der MOT. Aufgetragen ist jeweils das von einer Photodiode gemessene Fluoreszenzsignal nach An- bzw. Abschalten des Atomstrahls.

Für die Parameter aus Tabelle 2.1 ergibt sich:

$$N = \frac{P_{ges}}{P_{Atom}} \approx \frac{3.1 \cdot 10^{-4} W}{4.4 \cdot 10^{-12} W} = 7 \cdot 10^7. \quad (2.6)$$

Die Dichte n des atomaren Ensembles ergibt sich durch zusätzliche Bestimmung des Volumens der Atomwolke durch Aufnahme von Bildern der MOT mithilfe einer CCD-Kamera und Anfitzen einer Gaußfunktion. Je nach experimentellen Parametern erreichen wir Dichten bis zu

$$n = 10^{10} cm^{-3}. \quad (2.7)$$

Die Temperatur des atomaren Ensembles ermitteln wir mithilfe von Flugzeitmessungen. Dazu wird die MOT für kurze Zeit abgeschaltet und die Radien der Atomverteilung durch Anblitzen mit den MOT-Laserstrahlen nach verschiedenen langen Abschaltzeiten bestimmt. Abbildung 2.9 zeigt die zeitliche Entwicklung der Radien des atomaren Ensembles nach dem Abschalten

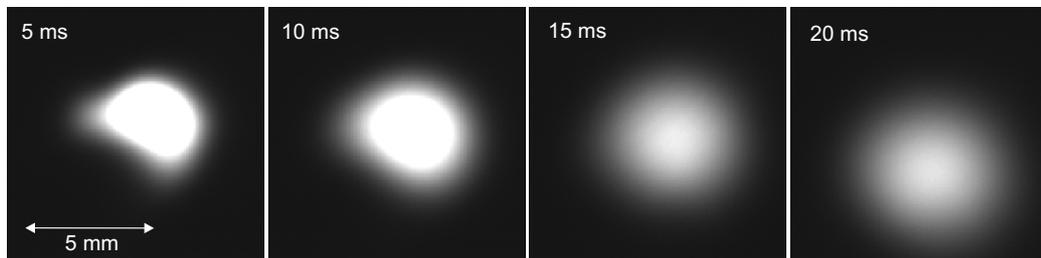


Abbildung 2.9: Zeitliche Entwicklung der Atomwolke nach dem Abschalten der MOT

der MOT. Aus den durch Anfitzen einer Gaußfunktion erhaltenen Werten für σ für verschiedene Flugzeiten t erhält man die Temperatur T nach:

$$T = \frac{m}{k_B} \frac{(\sigma(t))^2 - (\sigma(0))^2}{t^2}. \quad (2.8)$$

Für die Messung in Abbildung 2.9 erhalten wir eine Temperatur von

$$T = (121 \pm 36) \mu K. \quad (2.9)$$

Um zu tieferen Temperaturen zu gelangen, als sie in einer MOT möglich sind, folgt in vielen der hier durchgeführten Experimente der MOT-Phase eine einige Millisekunden dauernde Melassenphase. Dazu wird das Magnetfeld ausgeschaltet und die Verstimmung des Kühllasers erhöht, um die Subdopplerkühlung zu optimieren. Auf diese Weise steht somit ein kaltes atomares Ensemble hoher Dichte für die in den folgenden Kapiteln behandelten Experimente zur Verfügung.

2.2 Zwei-Photonen-Ramananregung von ^{85}Rb

Zur Untersuchung der Dekohärenz interner Superpositionen in mikrostrukturierten Speicher- und Leiterstrukturen wurde im Rahmen dieser Arbeit ein Lasersystem zur Anregung von kohärenten Superpositionen der Hyperfeinzustände des Grundzustands von ^{85}Rb entwickelt. Für ^{85}Rb beträgt die Aufspaltung des Grundzustandes 3.04GHz. Die Wellenlänge dieses Übergangs liegt mit 9.8cm im Mikrowellenbereich, so dass in den derzeit verwendeten Rb-Standards Mikrowellenresonatoren zum Einsatz kommen (allerdings meist für ^{87}Rb mit 6.8GHz Hyperfeinstrukturaufspaltung, siehe z.B. [Majo98]). Neben der relativ aufwendigen Mikrowellentechnik gibt es allerdings noch eine andere, oft unkompliziertere Möglichkeit, die auch in zahlreichen Alkali-Atominterferometern zum Einsatz kommt: die Zwei-Photonen-Ramananregung mit optischen Pulsen. Dazu benötigt man zwei phasenge-lockte Laserstrahlen mit der Differenzfrequenz der Aufspaltung des Grundzustandes. Zur Herstellung dieser Lichtfelder gibt es eine ganze Reihe von verschiedenen, zum Teil aufwendigen oder kostenintensiven Verfahren, z.B. den Einsatz von hochfrequenten akustooptischen Modulatoren (AOMs) [Thom82] oder elektrooptischen Modulatoren (EOMs) [Kase91], elektronische Methoden, wie die Phasenanbindung mittels Servoschleifen [Wyna99], oder die Anbindung an verschiedene longitudinale Moden eines durchstimmbaren Fabry-Perot-Resonators (siehe z.B. [Reic86, Nico89]). Bei Verwendung von Diodenlasern existiert außerdem die Möglichkeit der direkten Modulation des Injektionsstroms [Myat93, Hemm93].

In diesem Abschnitt wird eine neuartige, einfache Methode vorgestellt, Frequenzdifferenzen von einigen GHz zu erhalten. Im Gegensatz zu den oben

aufgeführten Methoden benötigt sie lediglich Standard-Niederfrequenzkomponenten und stellt damit eine preiswerte Alternative zu den genannten Methoden dar.

2.2.1 Optischer Aufbau

In unserem Aufbau werden die zwei phasengelockten Lichtfelder mit einer Frequenzdifferenz von 3.036 GHz erzeugt, indem das Licht eines von einem gitterstabilisierten Masterlasers injection-gelockten Slavelasers in zwei Teile aufgeteilt wird, von denen jeder um 1.518 GHz in entgegengesetzte Richtungen frequenzverschoben wird.

In jedem Arm wird die Frequenzverschiebung erreicht, indem ein akustooptischer Modulator, der bei 253 MHz betrieben wird, sechsmal durchlaufen wird. Dieser Vielfachdurchgang wird dadurch erreicht, dass die drei Paare von Laserstrahlen, die zu den drei doppelten Durchgängen gehören, den AOM unter verschiedenen Winkeln durchlaufen. Dadurch weisen sie nach dem Durchgang durch den AOM einen Strahlversatz auf und können so voneinander getrennt werden. Abbildung 2.10 zeigt den optischen Aufbau eines Arms unseres Aufbaus. Das aus dem Slavelaser stammende Licht wird nach Durchgang durch einen Polarisationsstrahlteilerwürfel von einer Linse (Brennweite 200 mm) in einen AOM (Crystal Technology Inc., Modell 3200, Zentralfrequenz 200 MHz) fokussiert. Der AOM erzeugt eine Frequenzverschiebung um

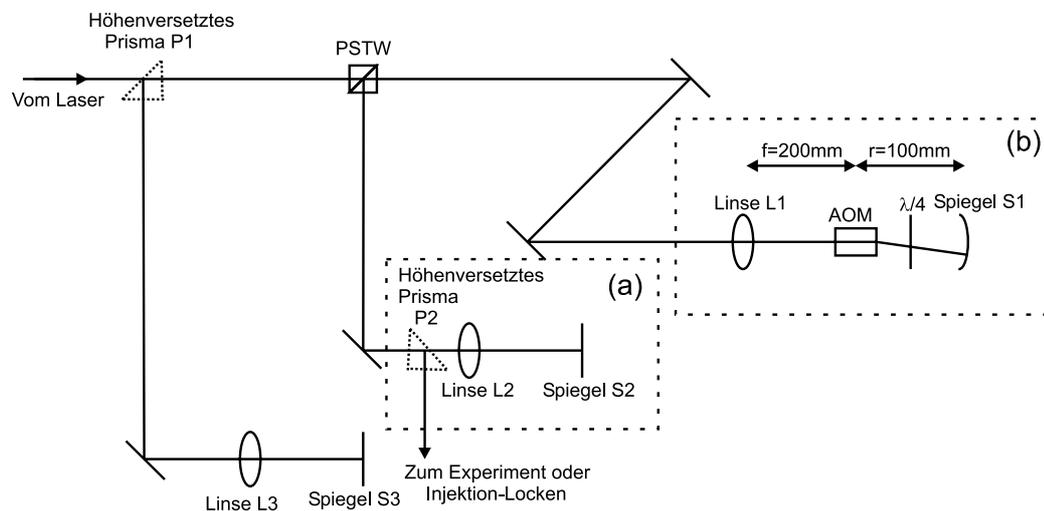


Abbildung 2.10: Optischer Aufbau zur Verschiebung der Frequenz eines Laserfeldes um 1.518 GHz, unter Verwendung eines einzelnen niederfrequenten AOMs. Der AOM wird bei einer Frequenz von 253 MHz im sechsfachen Durchgang betrieben.

253 MHz. Bei dieser Frequenzverschiebung können immer noch Beugungseffizienzen von 82% in der ersten Ordnung erzielt werden. Der um 253 MHz frequenzverschobene Laserstrahl passiert eine $\lambda/4$ -Platte und wird dann von einem gekrümmten Spiegel (Radius 100 mm) zurück in den AOM fokussiert, so dass sich die Änderung der Polarisation und die Frequenzverschiebung wiederholen. Der zur ersten Ordnung gehörige Laserstrahl wird von der Linse L1 rekollimiert und läuft dem einkommenden Strahl entgegen, wird allerdings aufgrund seiner um 90° gedrehten Polarisation am Polstrahlteilerwürfel reflektiert (und nicht transmittiert wie der einkommende Strahl) und kann so vom einlaufenden Strahl getrennt werden.

Mithilfe einer Linse (L2, Brennweite $f = 100$ mm) und eines Spiegels (S2) wird der Laserstrahl um 3-4 mm vertikal versetzt (siehe Abbildung 2.11a) und zurückgeschickt in den AOM. Aufgrund des vertikalen Strahlversatzes durchläuft er den AOM für den jetzt folgenden dritten und vierten Durchgang unter einem leicht anderen Winkel (siehe Abbildung 2.11b). Nach dem

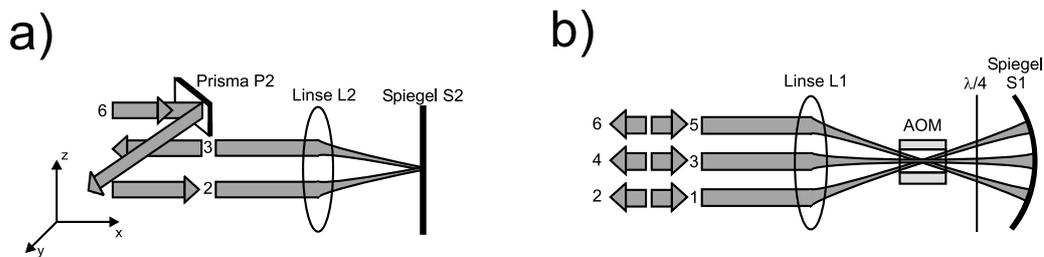


Abbildung 2.11: (a): Vertikaler Strahlversatz mithilfe einer Linse. Dargestellt ist die Seitenansicht des Ausschnitts (a) aus Abbildung 2.10. (b): Seitenansicht des Ausschnitts (b) aus Abbildung 2.10. Die drei Laserstrahlpaare durchlaufen den AOM unter verschiedenen Winkeln.

vierten Durchgang wird er wegen seiner erneut gedrehten Polarisation vom Polstrahlteilerwürfel transmittiert, kann aber aufgrund seiner gegenüber dem einlaufenden Strahl geänderten Höhe von diesem mithilfe eines Prismas (P1) getrennt werden. Der Strahl wird dann wiederum vertikal versetzt (L3,S3), erfährt eine fünfte und sechste Frequenzverschiebung und trifft aufgrund des nun zweifachen Höhenversatzes das Prisma P2 und kann so aus dem Aufbau ausgekoppelt werden.

Mit diesem Aufbau erreichen wir eine maximale Gesamteffizienz von 24% für die Frequenzverschiebung von 1.518 GHz. Bei nur kleinem täglichen Justageaufwand lässt sich eine Effizienz von 15% erreichen, wobei normalerweise ein leichtes Nachstellen des konkaven Spiegels S1 ausreicht. Die Beugungseffizienz, die für die ersten vier Durchgänge noch jeweils über 75% beträgt, fällt für den fünften und sechsten Durchgang leicht ab (ca. 70%), wahrscheinlich aufgrund der Tatsache, dass der Höhenversatz zu groß ist, um die optimale

Beugungseffizienz zu erreichen. Ein identischer Aufbau wird für den zweiten Arm verwendet, in dem das Licht um -1.518 GHz frequenzverschoben wird. Auf diese Weise erhalten wir zwei phasengelockte Laserstrahlen mit einer Frequenzdifferenz von 3.036 GHz.

Der Gesamtaufbau ist in Abbildung 2.12 dargestellt. Die beiden AOMs

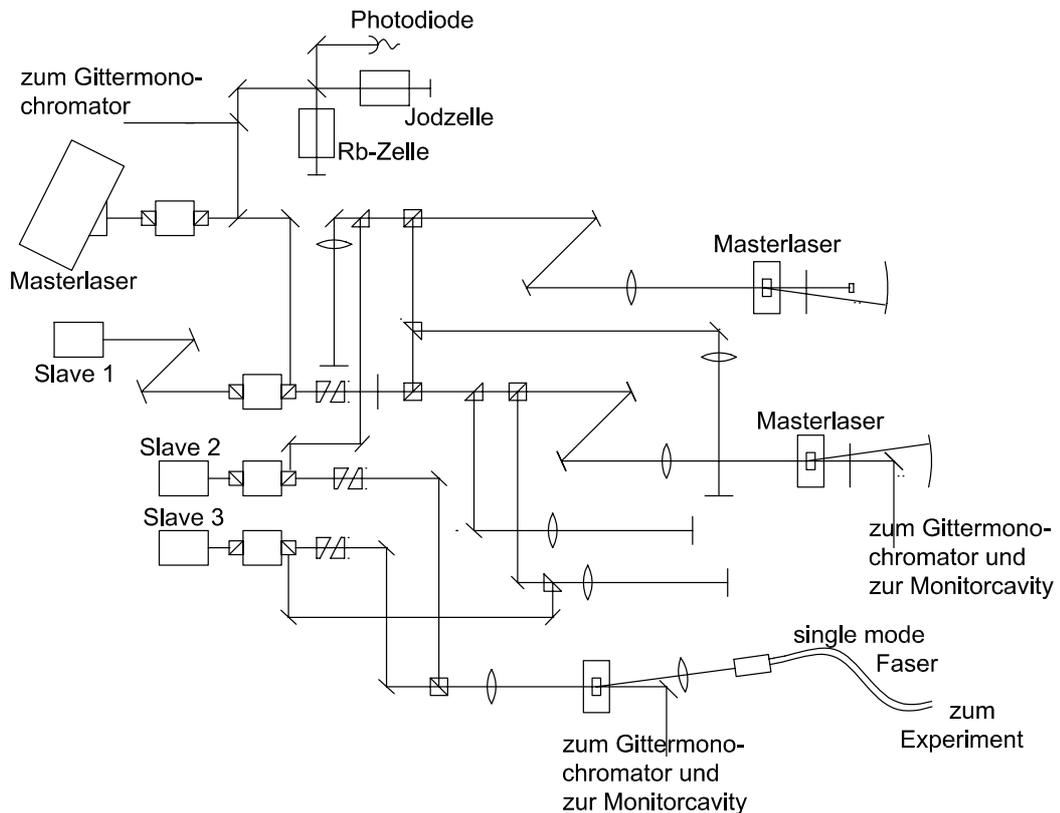


Abbildung 2.12: Der gesamte optische Aufbau in Aufsicht. Man beachte auch die beiden Gaszellen am oberen Rand der Abbildung, die es ermöglichen, die Absolutfrequenz zu stabilisieren.

werden von einem Radiofrequenz-Synthesizer (Rohde&Schwarz, Signal Generator 801.0001.43) angesteuert. Für alle Diodenlaser dieses Aufbaus verwenden wir Laserdioden der Firma Hitachi (Typ HL 7851G, $P = 50$ mW). Nach dem sechsfachen Durchgang steht also bei einer Beugungseffizienz von 15% noch eine Leistung von jeweils 3 mW pro Strahl zur Verfügung. Um auch mit größeren Laserleistungen experimentieren zu können, nutzen wir die beiden Laserstrahlen, um damit zwei weitere Slavelaser injection zu locken, und erhalten so zwei phasengelockte Laserstrahlen mit einer Frequenzdifferenz von 3.036 GHz und einer Leistung von jeweils 40 mW. Um bei fest einstellbaren Verstimmungen zur atomaren Resonanz experimentieren zu können, kann

der Masterlaser, der die Absolutfrequenz festsetzt, mithilfe von Sättigungsspektroskopie an einer Rubidiumzelle oder einer Jodzelle frequenzstabilisiert werden (siehe Abbildung 2.12).

2.2.2 Schwebungsmessungen

Zur Charakterisierung des Lasersystems, haben wir Schwebungsmessungen des Lichtes der beiden Ausgangsstrahlen der Slavelaser (Slaves 2 und 3) durchgeführt. Dazu wurden die beiden Laserstrahlen auf einer schnellen Photodiode (New Focus, Modell 1437) überlagert und das Schwebungssignal mithilfe eines rf-Spektralanalysators analysiert (siehe Abbildung 2.13). Die

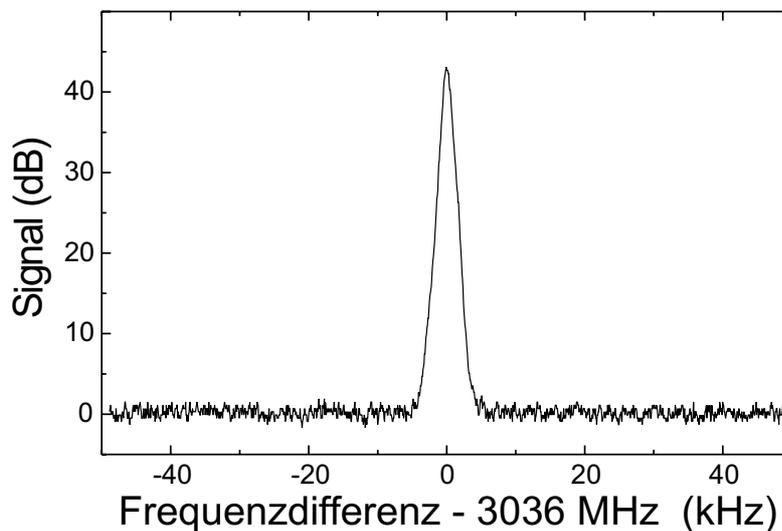


Abbildung 2.13: Schwebungsmessung des Lichtes der beiden Slavelaser 2 und 3 aus Abbildung 2.12. Die gemessene Linienbreite von 300 Hz (FWHM) ist gegeben durch die Auflösungsbandbreite des Spektralanalysators (300 Hz).

Messung zeigte eine - durch das Auflösungsvermögen des Spektralanalysators begrenzte - spektrale Breite des Schwebungssignals von 300 Hz und ein Signal-zu-Rausch-Verhältnis von 43 dB. Es können keine Seitenbänder oberhalb des Rauschpegels beobachtet werden (siehe auch Abbildung 2.14). Die Drift der Frequenzdifferenz ist gegeben durch die Drift der Ausgangsfrequenz der RF-Quelle.

Mit dem für die Differenzfrequenz von 3.036 GHz optimierten Aufbau können allerdings auch andere Differenzfrequenzen eingestellt werden: Durch einfaches Verstellen der Ausgangsfrequenz des Synthesizers konnten wir die Differenzfrequenz in einem Intervall von 2.51 GHz bis 3.17 GHz variieren (Abbildung 2.14). Dieser Durchstimmbereich lässt sich noch erweitern durch

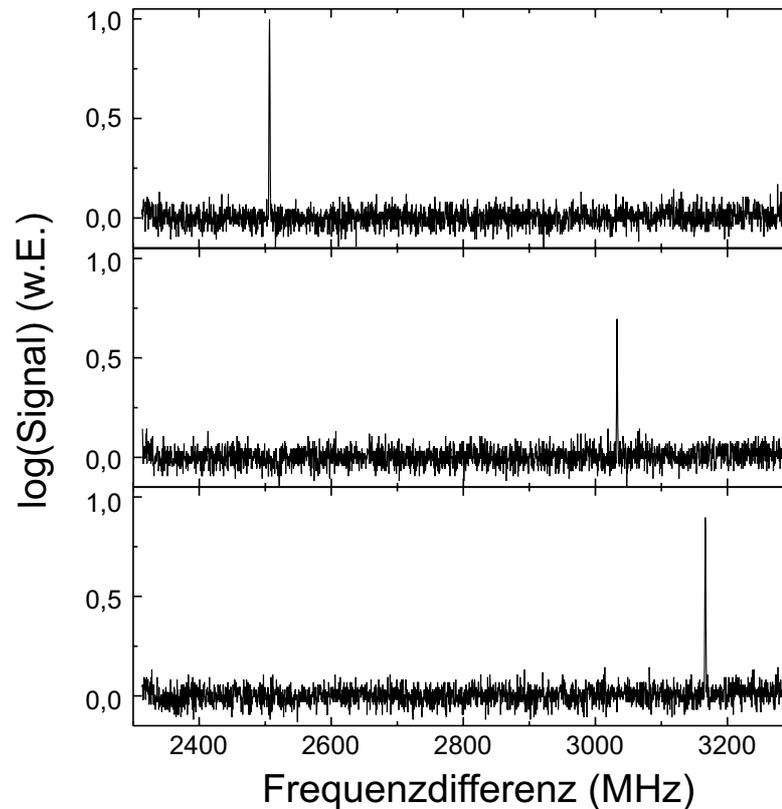


Abbildung 2.14: Schwebungsmessungen des Lichtes der Slavelaser 2 und 3 aus Abbildung 2.12 für drei verschiedene Ausgangsfrequenzen des RF-Synthesizers. Die gemessenen Schwebungsfrequenzen sind 2.508, 3.036 und 3.168 GHz.

Nachjustage der Lage der beiden Laserstrahlen, die in die beiden Slavelaser (Slaves 2 und 3) injiziert werden.

2.2.3 Diskussion

Das hier vorgestellte Lasersystem stellt mit seiner vergleichsweise hohen Effizienz und seinem großen Durchstimmbereich eine attraktive Alternative dar zu anderen Methoden, phasengelockte Laserstrahlen mit Differenzfrequenzen im GHz-Bereich zu erhalten. Gegenüber diesen weist es eine Reihe von Vorzügen auf:

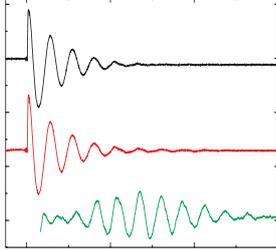
- **Kosten:** Nur Standard-Niederfrequenzkomponenten werden verwendet, so dass keine teuren Komponenten wie Hochfrequenz-rf-Quellen und Hochfrequenz-AOMs oder -EOMs bzw. Detektoren benötigt werden.

Außerdem können alle Komponenten für andere Umbauten wieder verwendet werden, falls das Lasersystem nicht mehr benötigt wird.

- **Flexibilität:** Mit leicht zu bewerkstellenden Umbauten kann unser Aufbau alle Frequenzdifferenzen von 0 bis 3.2 GHz zur Verfügung stellen, ohne dass weitere AOMs oder EOMs gekauft werden müssen.
- **Keine Seitenbänder:** Im Vergleich zu Systemen, die EOMs oder die direkte Modulation des Diodenlaser-Injektionsstroms verwenden, treten in unserem System keine Seitenbänder auf, die für eine Reihe von Anwendungen, wie z.B. Injection-Locking, störend sein können.

Weitere Vorteile bestehen darin, dass nur ein Masterlaser verwendet wird (im Vergleich zu den zwei Masterlasern, die bei elektronischen Servoloops verwendet werden [Wyna99]), und dass die Qualität des Phasenlocks nicht durch die Bandbreite des Servoloops begrenzt ist.

Unter den möglichen Anwendungen des hier vorgestellten Aufbaus befinden sich neben der hier beabsichtigten Erzeugung von kohärenten Superpositionszuständen, Raman-Kühlverfahren, aber auch die Dopplerkühlung (vergleiche Unterabschnitt 2.1.1), in Fällen, in denen ein zusätzlicher Rückpumper benötigt wird. Die Hyperfeinaufspaltungen des Grundzustandes der häufig zur Laserkühlung verwendeten Alkaliatome reichen von 228 MHz für ${}^6\text{Li}$ bis 9.2 GHz für ${}^{133}\text{Cs}$. Die Differenzfrequenzen für ${}^6\text{Li}$ (228 MHz), ${}^7\text{Li}$ (804 MHz), ${}^{23}\text{Na}$ (1.772 GHz), ${}^{39}\text{K}$ (462 MHz), ${}^{40}\text{K}$ (1.286 GHz), ${}^{41}\text{K}$ (254 MHz) und ${}^{85}\text{Rb}$ (3.036 GHz) können mit unserem Aufbau einfach erzielt werden. Differenzfrequenzen oberhalb 3 GHz können zwar im Prinzip erreicht werden, durch Erhöhung der Anzahl der Durchgänge, die 6.835 GHz für ${}^{87}\text{Rb}$ und die 9.192 GHz für ${}^{133}\text{Cs}$ benötigen aber wahrscheinlich einen weiteren Satz Slavelaser und AOMs.



Wellenpaketechos in optischen Gittern

In diesem Kapitel wird eine neue Methode beschrieben zur Bestimmung der Zeitkonstante der Dekohärenz (homogener Zerfall) von Oszillationen neutraler Atome in externen Potentialen bei gleichzeitig vorhandenem starkem inhomogenem Zerfall des Oszillationssignals. Die von uns untersuchte experimentelle Realisation stellen dabei in einem nahresonanten optischen Gitter gefangene Atome dar. In diesem System war es aufgrund der starken Dephasierung der Oszillationen bisher nicht möglich gewesen, die Kohärenzzeit zu bestimmen. Im Rahmen dieser Arbeit ist es nun erstmals gelungen, dies zu tun [Buch00b], unter Verwendung eines kürzlich für optische Gitter vorgeschlagenen Echomechanismus' [Bula98]. Dazu regen wir durch nicht-adiabatisches Verschieben des Gitters Superpositionszustände der Atombewegung an und kehren den starken inhomogenen Zerfall des daraus resultierenden Oszillationssignals durch eine zweite Verschiebung zum Zeitpunkt Δt nach der ersten Verschiebung teilweise um. Dadurch kommt es zu einer partiellen Wiederkehr des Oszillationssignals zum Zeitpunkt $2\Delta t$. Dies ermöglicht die Bestimmung der Kohärenzzeit (τ_2). Diese ist für die stark gebundenen Atome in einem optischen Gitter viel länger als das Inverse der spontanen Streurrate τ_{sc} ($\tau_2 \approx 50\tau_{sc}$) mit der interne Superpositionen zerfallen.

Im Folgenden wird kurz auf die Besonderheiten von Kohärenzuntersuchungen in optischen Dipolpotentialen eingegangen (Abschnitt 3.1), bevor dann die Charakteristika der von uns gewählten experimentellen Realisation (eindimensionales, nahresonantes optisches Gitter) beschrieben und deren Vorzüge aufgeführt werden (Abschnitt 3.2). In Abschnitt 3.3 werden dann die Anregung der Wellenpaketoszillationen, das von uns benutzte Detektionsverfahren, und der Zerfall des Oszillationssignals behandelt, sowie die Programme für die numerischen Simulationen vorgestellt, die wir zur detaillierten

Untersuchung des Experiments durchgeführt haben [Dumk01]. Es folgt eine kurze Einführung in den Echomechanismus (Abschnitt 3.4), bevor dann in Abschnitt 3.5 ausführlich die experimentelle und numerische Untersuchung der Wellenpaketechos in optischen Gittern sowie deren Ergebnisse beschrieben werden. Abschnitt 3.6 schließlich gibt einen kurzen Ausblick auf weitere Systeme, in denen der hier untersuchte Echomechanismus angewendet werden kann.

3.1 Dekohärenzuntersuchungen in optischen Dipolpotentialen

Dekohärenzuntersuchungen: Systematische Untersuchungen zur Dekohärenz erfordern die gezielte Kopplung eines isolierten Quantensystems an ein Reservoir mit einstellbaren Eigenschaften. Als Messsysteme dienen dabei kohärente Superpositionszustände von Quantensystemen, deren Zerfall in Abhängigkeit der Eigenschaften des Reservoirs und der Stärke der Kopplung untersucht wird. Dabei zerfallen makroskopische Superpositionen in der Regel so rasch, dass die Dynamik der Dekohärenz nicht beobachtet werden kann. Aus diesem Grund werden für Dekohärenzuntersuchungen häufig mesoskopische Systeme herangezogen, die es ermöglichen, Dekohärenzphänomene direkt zu beobachten. Beispiele für solche Untersuchungen sind:

- Das Studium des Kohärenzverlustes durch Photonenstreuung in Atominterferometern („Welcher-Weg Experimente“) [Chap95, Duer98]
- Untersuchungen von Photonenzuständen in der Resonator-Quantenelektrodynamik [Brun96]
- Die Interferometrie mit C_{60} -Molekülen, die sich aufgrund ihrer Größe in besonderem Maße zur Untersuchung fundamentaler Fragen zum Übergang von der Quantenmechanik zur klassischen Physik eignen [Arnd99]
- Die gezielte Kopplung von einzelnen Ionen an speziell erzeugte thermische Reservoirs und die Bestimmung der Abhängigkeit der Dekohärenzzeit von der Amplitude des Superpositionszustandes [Myat00].

In diesem Kapitel werden Untersuchungen zur Kopplung von in Potentialen gebundenen, neutralen Atomen an ein Lichtfeld mit definierbaren Eigenschaften vorgestellt. Als Fallenpotentiale kommen dabei optische Dipolpotentiale zum Einsatz.

Dipolpotentiale: Die optische Dipolkraft kann verstanden werden als das

Ergebnis der Umverteilung von Photonen zwischen verschiedenen Moden eines Strahlungsfeldes durch stimulierte Raman-Prozesse. Der intuitiv am einfachsten verständliche Fall ist dabei die Umverteilung in einer Stehwelle: Die Dipolkraft kommt dort zustande durch wiederholte Zyklen von Absorption aus dem einen und nachfolgender stimulierter Emission in den jeweils anderen von zwei einander entgegenlaufenden Laserstrahlen, die die Stehwelle bilden. Aber auch in anderen inhomogenen Laserfeldern, wie z.B. in den in Kapitel 4 diskutierten fokussierten Laserstrahlen, resultiert eine Kraft \vec{a} aus der Summe der Umverteilungen von Photonen zwischen verschiedenen \vec{k} -Vektoren. Neben dem konservativen Anteil gibt es aufgrund von Zyklen von Absorption und nachfolgender spontaner Emission auch einen dissipativen Anteil.

Aber auch eine andere Betrachtungsweise führt zu einer Erklärung der Dipolkraft. Danach resultiert die Dipolkraft aus der elektrischen Wechselwirkung zwischen einem Lichtfeld und dem durch das Lichtfeld induzierten Dipolmoment eines Atoms. Liegt die Frequenz ω_L des Lasers unterhalb der Resonanzfrequenz ω_0 des Atoms¹ ($\omega_L < \omega_0$, „rote Verstimmung“), so ist das Dipolmoment in Phase mit dem treibenden Feld, die Wechselwirkungsenergie ist also negativ, so dass das Atom in inhomogenen Feldern in Bereiche hoher Intensität des Feldes gezogen wird. Für den umgekehrten Fall einer Laserfrequenz, die oberhalb der Resonanzfrequenz liegt ($\omega_L > \omega_0$, „blaue Verstimmung“), sind Feld und atomares Dipolmoment außer Phase, die Wechselwirkungsenergie ist positiv, und das Atom wird in inhomogenen Feldern in Bereiche niedriger Intensität gezogen.

Die Dipolkraft kann von einem Potential, dem Dipolpotential, abgeleitet werden. Für den Fall großer Verstimmung ($|\Delta| \gg \Gamma$) und geringer Sättigung ($\Gamma_{sc} \ll \Gamma$), lassen sich Potential und Steurrate berechnen mithilfe des Modells eines klassischen atomaren Oszillator, der einem klassischen Strahlungsfeld ausgesetzt ist (siehe z.B. [Grim00]). Man erhält für das Dipolpotential:

$$U(\mathbf{r}) = -\frac{3\pi c^2}{2\omega_0^3} \left(\frac{\Gamma}{\omega_0 - \omega_L} + \frac{\Gamma}{\omega_0 + \omega_L} \right) I(\mathbf{r}), \quad (3.1)$$

mit $I(\mathbf{r})$ der ortsabhängigen Laserintensität, und für die spontane Streurrate:

$$\Gamma_{sc}(\mathbf{r}) = \frac{3\pi c^2}{2\hbar\omega_0^3} \left(\frac{\omega_L}{\omega_0} \right)^3 \left(\frac{\Gamma}{\omega_0 - \omega_L} + \frac{\Gamma}{\omega_0 + \omega_L} \right)^2 I(\mathbf{r}). \quad (3.2)$$

In den meisten experimentellen Realisierungen liegt die Laserfrequenz ω_L relativ nahe bei der Resonanzfrequenz ω_0 , so dass gilt: $|\Delta| \ll \omega_0$. In diesem

¹Um die Notation zu vereinfachen, werden die Atome in diesem Unterkapitel als Zwei-Niveau-Atome behandelt. Die Formeln für Mehr-Niveau-Atome erhält man aus den hier angegebenen Formeln leicht durch Summation der Beiträge aller relevanter Übergänge.

Fall lassen sich die Gleichungen 3.1 und 3.2 vereinfachen zu („rotating wave approximation“):

$$U(\mathbf{r}) = -\frac{3\pi c^2}{2\omega_0^3} \left(\frac{\Gamma}{\Delta}\right) I(\mathbf{r}), \quad (3.3)$$

und

$$\Gamma_{sc}(\mathbf{r}) = \frac{3\pi c^2}{2\hbar\omega_0^3} \left(\frac{\omega_L}{\omega_0}\right)^3 \left(\frac{\Gamma}{\Delta}\right)^2 I(\mathbf{r}). \quad (3.4)$$

Eine *quantenmechanische* Behandlung der Dipolkraft ist für die im Bereich der Atomoptik üblichen hohen Lichtintensitäten nicht mehr durch eine einfache Störungsrechnung möglich. Daher bedient man sich des sogenannten „dressed-atom-Modells“ [Dali85], das durch geeignete Wahl der Zustandsbasis eine quantitative Berechnung des Dipolpotentials ermöglicht. Für den Fall $|\Delta| \ll \omega_0$, ergibt sich für das Dipolpotential:

$$U(\mathbf{r}) = \frac{\hbar\Delta}{2} \ln\left(1 + \frac{\frac{I(\mathbf{r})}{I_0}}{1 + \frac{I(\mathbf{r})}{I_0} + \frac{(2\Delta)^2}{\Gamma^2}}\right), \quad (3.5)$$

mit der Sättigungsintensität I_0 , wobei für die Streurrate gilt (vergleiche auch Gleichung 2.4):

$$\Gamma_{sc} = \frac{\Gamma}{2} \frac{\frac{I(\mathbf{r})}{I_0}}{1 + \frac{I(\mathbf{r})}{I_0} + \frac{(2\Delta)^2}{\Gamma^2}}. \quad (3.6)$$

Für den Fall großer Verstimmung ($|\Delta| \gg \Gamma$) und geringer Sättigung ($\Gamma_{sc} \ll \Gamma$) gehen die Gleichungen 3.5 und 3.6 in die auf klassischem Weg erreichten Gleichungen 3.3 und 3.4 über.

Aus den oben aufgeführten Gleichungen zeigt sich, dass die Kopplung von in Dipolpotentialen gefangenen Atomen an deren Umgebung durch zwei jeweils frei einstellbare Parameter definiert ist: Die Intensität I und die Verstimmung Δ des Lichtfeldes. Dabei unterscheiden sich die Abhängigkeiten des konservativen Dipolpotentials ($U \propto I/\Delta$, für $\Gamma \ll |\Delta| \ll \omega_0$ und $\Gamma_{sc} \ll \Gamma$) und der dissipativen Kopplung an das Reservoir ($\Gamma_{sc} \propto I/(\Delta)^2$ für $\Gamma \ll |\Delta| \ll \omega_0$ und $\Gamma_{sc} \ll \Gamma$). Diese Tatsache macht Atome in Dipolpotentialen zu einem idealen Testsystem für Untersuchungen zur Dekohärenz: Der kohärente und der dissipative Anteil sind getrennt einstellbar, wodurch ein detailliertes Studium der kohärenten und dissipativen Dynamik möglich wird.

3.2 Nahresonante optische Gitter

Optische Gitter² bestehen aus in periodischen Dipolpotentialen lokalisierten Atomen. Der Begriff selbst entstand Anfang der 90er-Jahre, als erste Experimente die Lokalisation von Atomen in Stehwellen demonstrierten [West90, Verk92, Jess92]. Die dieser Lokalisation zugrundeliegenden Mechanismen waren allerdings schon einige Jahre zuvor verstanden worden, in der Erklärung der Subdoppler-Kühlmechanismen [Dali89, Unga89], die in optischen Melassen wirken: Die Atome werden dabei in den Stehwellenfeldern mit Polarisationsgradienten so lange gekühlt, bis ihre kinetische Energie nicht mehr zum Verlassen eines Topfes des periodischen Potentials ausreicht. Tatsächlich können für nahresonante Lichtfelder³ die Bezeichnungen optische Melasse und optisches Gitter oft auf dieselben physikalischen Systeme angewendet werden. Welchen der beiden Ausdrücke man verwendet, hängt lediglich davon ab, ob man die Dämpfung der Geschwindigkeit oder die Lokalisation der Atome betonen möchte.

Gemäß dieser Unterscheidung ist auch dieses Unterkapitel gegliedert: Abschnitt 3.2.1 behandelt den Mechanismus der Polarisationsgradientenkühlung für die von uns verwendete Strahlkonfiguration („lin⊥lin“-Konfiguration) am einfachen und didaktisch instruktiven Beispiel eines Zwei-Niveau-Atoms mit Drehimpulsen des Grundzustands $J_g = 1/2$ und des angeregten Zustands $J_e = 3/2$, während Abschnitt 3.2.2 die lin⊥lin-Konfiguration für den Fall der von uns verwendeten ⁸⁵Rb-Atome behandelt. Abschnitt 3.2.3 diskutiert dann einige sich aus der Lokalisation der Atome ergebende Experimente, die zeigen, dass optische Gitter attraktive Testsysteme zum Verständnis der Laserkühlung, für die Festkörperphysik und für allgemeine Fragestellungen wie z.B. Kohärenzuntersuchungen sind.

3.2.1 Polarisationsgradientenkühlen

Die einfachste Strahlkonfiguration für ein eindimensionales Polarisationsgradientengitter besteht aus der sogenannten lin⊥lin-Konfiguration. Sie wird gebildet aus zwei einander entgegenlaufenden Laserstrahlen (hier: entlang der z-Achse) gleicher Intensität $I_{1,2} = |E|^2$ und Frequenz ω_L , die rotverstimmt und zueinander orthogonal polarisiert sind. Für das resultierende elektrische Feld ergibt sich:

$$E(z) = \frac{E}{2} e^{i\omega_L t} \sqrt{2} [\vec{e}_- \cos(kz + \phi) + i\vec{e}_+ \sin(kz + \phi)] + c.c. \quad (3.7)$$

²Eine einfache Einführung zu optischen Gittern findet man in [Meac98], ausführliche Übersichtsartikel in [Jess96, Guid99, Gryn01].

³Auch mit weitverstimmtten Lichtfeldern können optische Gitter realisiert werden, allerdings muss die Geschwindigkeitsdämpfung durch andere Methoden erzielt werden.

mit

$$\vec{e}_{\pm} = \mp \frac{(\vec{e}_x \pm i\vec{e}_y)}{\sqrt{2}}.$$

Man beachte, dass eine Phasenverschiebung in einem der beiden Laserstrahlen lediglich zu einer Translation des Gitters führt. Im Folgenden wird der Ursprung der z-Achse so gewählt, dass die relative Phase ϕ Null ist. Das resultierende Feld ist also eine Superposition zweier stehender Felder reiner σ_+ und σ_- Polarisation, die um $\lambda/4$ gegeneinander verschoben sind, so dass die Bäuche der einen Stehwelle mit den Knoten der anderen zusammenfallen. Die Intensität ist in dieser Konfiguration überall konstant, lediglich die Polarisation ändert sich von rechts zirkularer über lineare zu links zirkularer Polarisation für eine Translation um $\lambda/4$ entlang z.

Befindet sich nun ein Atom mit Grundzustandsdrehimpuls $J_g=1/2$ und Drehimpuls des angeregten Zustands $J_e=3/2$ in diesem Lichtfeld (siehe Abbildung 3.1a), so hängen die Energien der beiden Grundzustände von seiner Position z ab. So weist z.B. für ein (ruhendes) Atom an einem Ort reiner σ_- -Polarisation der $m_g = -1/2$ -Zustand eine um einen Faktor 3 geringere Sättigungsintensität auf, als der $m_g = +1/2$ -Zustand, so dass er nach Gleichung 3.5 energetisch dreimal so stark abgesenkt ist. An Orten reiner σ_+ -Polarisation ist die Situation genau umgekehrt. Im Limit geringer Sättigung erhält man damit für die Potentiale der beiden Grundzustände [Dali89]:

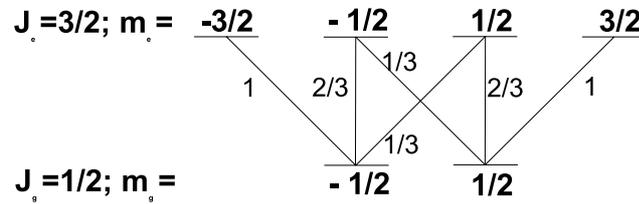
$$\begin{aligned} U_{+1/2}(z) &= \frac{2}{3}U_0 \cos^2(kz) + \frac{1}{3}U_0 \\ U_{-1/2}(z) &= \frac{2}{3}U_0 \sin^2(kz) + \frac{1}{3}U_0, \end{aligned} \quad (3.8)$$

mit $U_0 = \frac{\hbar\Delta}{2} \frac{I/I_0}{1+(2\Delta/\Gamma)^2}$, I der Intensität beider Gitterstrahlen, $I = I_1 + I_2$, und I_0 der Sättigungsintensität des $m_g = +1/2 \rightarrow m_e = +3/2$ -Übergangs an Orten reiner σ^+ -Polarisation (siehe Abbildung 3.1b).

Der Kühlprozess basiert nun auf optischem Pumpen zwischen den atomaren Grundzuständen und lässt sich in der hier gewählten Darstellung elegant veranschaulichen (Abbildung 3.1b): Wir betrachten ein Atom im Zustand $m_g = +1/2$ an einem Ort reiner σ^+ -Polarisation, das sich entlang der z-Achse bewegt. Während es sich vom σ^+ -Bauch wegbewegt, wandelt es seine kinetische Energie in potentielle um. Zugleich erhöht sich aber auch die Wahrscheinlichkeit für optisches Pumpen in den $m_g = -1/2$ -Zustand. Dies passiert mit der größten Wahrscheinlichkeit an Orten reiner σ^- -Polarisation, wo es vom Maximum des Potentials $U_{+1/2}$ in das Minimum des Potentials $U_{-1/2}$ gepumpt wird. Dieser Vorgang wiederholt sich nun für den $m_g = -1/2$ -Zustand.

Im Schnitt läuft das Atom mehr Potentiale hinauf, als es hinunterläuft, es verliert also beständig kinetische Energie (die an das Lichtfeld abgegeben

a)



b)

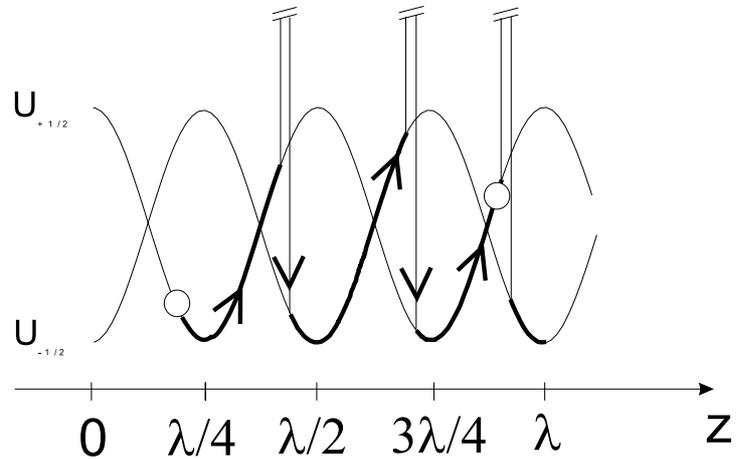


Abbildung 3.1: (a) Niveauschema eines $J_g=1/2 \rightarrow J_e=3/2$ Zwei-Niveau-Atoms mit den Quadraten der Clebsch-Gordan-Koeffizienten. (b) Sisyphus-Kühl-Mechanismus für ein $J_g=1/2 \rightarrow J_e=3/2$ Zwei-Niveau-Atom in einer $lin \perp lin$ -Konfiguration. Durch wiederholtes Umpumpen zwischen den beiden magnetischen Unterniveaus verliert das Atom kinetische Energie.

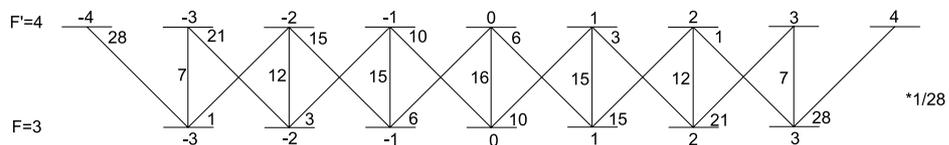


Abbildung 3.2: Niveauschema des $|F = 3 \rangle \rightarrow |F' = 4 \rangle$ -Übergangs von ^{85}Rb mit den Quadraten der Clebsch-Gordan-Koeffizienten.

wird), solange, bis das Atom so langsam ist, dass seine kinetische Energie nicht mehr ausreicht, eine Potentialmulde zu verlassen. Dieses Bild liefert auch eine Abschätzung der Größenordnung der Temperatur, die mit diesem Kühlmechanismus erreichbar ist: Die mittlere kinetische Energie der Atome liegt im Bereich der Potentialtiefe, in dem Bereich in dem die Kühlung noch funktioniert. Damit ist die erreichbare Temperatur proportional zur Laserintensität und umgekehrt proportional zur Verstimmung [Dali89].

3.2.2 ^{85}Rb -Atome in einem $\text{lin}\perp\text{lin}$ -Gitter

Aufgrund der größeren Zahl von Unterniveaus von ^{85}Rb ist die Lage hier etwas komplizierter als im vorhergehenden Unterabschnitt. Allerdings sind viele der qualitativen Eigenschaften ähnlich und erlauben ein intuitives Verständnis des Systems.

Abbildung 3.2 zeigt die Clebsch-Gordan Koeffizienten des $|F = 3 \rangle \rightarrow |F = 4 \rangle$ -Übergangs von ^{85}Rb . Wenn wir zunächst die Kopplung zwischen verschiedenen Grundzuständen durch stimulierte Raman-Übergänge vernachlässigen, so lässt sich in Analogie zu Gleichung 3.8 ein Satz von optischen Potentialen für die verschiedenen Unterzustände des Grundzustands angeben. Für die beiden extremen m_F -Zustände, $m_F = \pm 3$, betragen sie im Fall vernachlässigbarer Sättigung (siehe auch [Pahl98]):

$$\begin{aligned} U_{+3}(z) &= \frac{U_0}{2}(1 - \cos(2kz)) - \frac{226U_0}{224} \\ U_{-3}(z) &= \frac{U_0}{2}(1 - \sin(2kz)) - \frac{226U_0}{224}, \end{aligned} \quad (3.9)$$

mit $U_0 = \frac{27}{224} \frac{\hbar\Gamma^2}{|\delta|} \frac{I}{I_0}$ und der Sättigungsintensität von ^{85}Rb , $I_0 = 1.6\text{mW}/\text{cm}^2$.

Für eine vollständige Beschreibung des Systems wird es nun nötig, die Kopplung der verschiedenen m_F -Unterzustände durch stimulierte Raman-Übergänge zu berücksichtigen. Dies kann, unter Vernachlässigung spontaner Emissionen, getrennt für die beiden Familien von ungeradzahligem m_F , $\{m_F; m_F = \pm 3, \pm 1\}$, und von geradzahligem m_F , $\{m_F; m_F = \pm 2, 0\}$, getan werden, indem man die angeregten Zustände adiabatisch eliminiert und einen effektiven Hamiltonoperator \hat{H}_{eff} konstruiert [Jess93] (siehe auch [Levs00]). Die optischen Potentiale („adiabatische Potentiale“) und internen Zustände erhält man dann aus den Eigenwerten und Eigenvektoren von \hat{H}_{eff} . Abbildung 3.3 zeigt die so erhaltenen adiabatischen Potentiale für ^{85}Rb -Atome in einem $\text{lin}\perp\text{lin}$ -Gitter. Man sieht, dass die Kopplung zwischen den verschiedenen m_F -Unterzuständen zu erheblich verformten Potentialen geführt hat. Eine Ausnahme bildet lediglich das adiabatische Potential mit der niedrigsten Energie $U_{ad,-3}$, das die diabatischen Potentialen $U_{\pm 3}$ (vgl. Gleichung 3.9) an den Orten, wo diese ihre Minima haben, sehr gut nähert. Für die stark lokalisierten Atome in optischen Gittern, die sich in der überwiegenden Mehrzahl

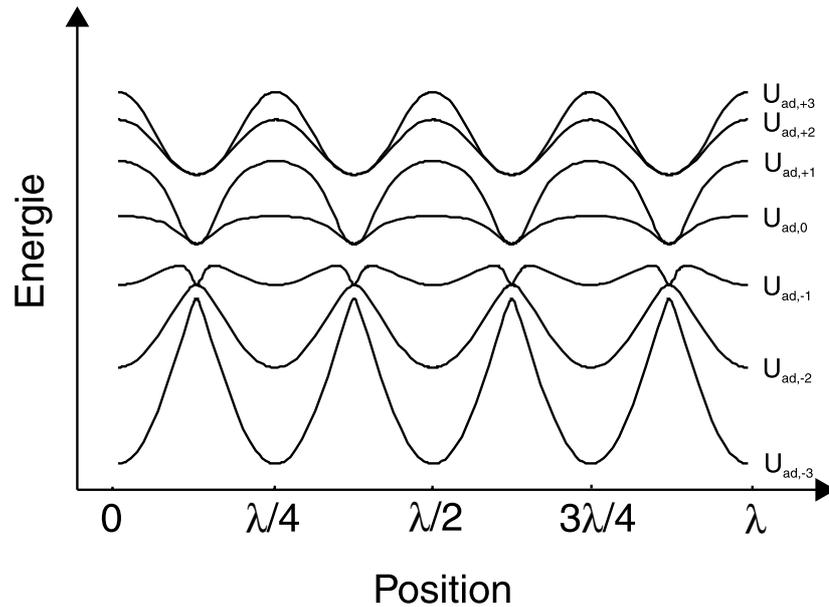


Abbildung 3.3: Adiabatische Potentiale für ^{85}Rb -Atome in einem $\text{lin}\perp\text{lin}$ optischen Gitter.

in $U_{ad,-3}$ aufhalten, sind also die in Gleichung 3.9 aufgeführten diabatischen Potentiale in vielen Fällen eine gute Näherung, um das Oszillationsverhalten der Atome in den Potentialtöpfen zu beschreiben.

3.2.3 Experimente in optischen Gittern

Aufgrund ihrer Eigenschaften sind optische Gitter⁴ ein attraktives Testsystem für eine Vielfalt von Fragestellungen:

- Untersuchungen an optischen Gittern konnten unser Verständnis der Laserkühlung erweitern: So konnten die Temperatur, Lokalisation und Vibrationsfrequenzen von in optischen Gittern gefangenen Atomen experimentell bestimmt werden. Für den Fall eines eindimensionalen, $\text{lin}\perp\text{lin}$ -Gitter ergibt sich die Temperatur zu [Gatz97]:

$$k_B T_k \approx 0.16 U_0, \quad (3.10)$$

⁴Einige der im Folgenden zitierten Arbeiten beziehen sich wegen der besseren Kohärenzeigenschaften auf weitverstimte optische Gitter, sind hier aber der Vollständigkeit halber dennoch aufgeführt.

in guter Übereinstimmung mit den Vorhersagen der Theorie dieser Konfiguration [Cast91], die Lokalisation zu [Gatz97]:

$$z_{rms} = \lambda/18 \quad (3.11)$$

und die mittlere Vibrationsfrequenz zu [Rait97b]:

$$\omega_{vib}/\omega_R = 0.86\sqrt{4U_0/E_R}, \quad (3.12)$$

mit der Rückstoßenergie $E_R = \frac{(\hbar k)^2}{2m}$ und der Rückstoßfrequenz $\omega_R = E_R/\hbar$. (Für die Werte von E_R und ω_R für ^{85}Rb siehe Anhang A.) Der Unterschied zwischen ω_{osc} aus Gleichung 3.12 und der harmonischen Vibrationsfrequenz $\omega_{harm}/\omega_R = \sqrt{4U_0/E_R}$ resultiert aus der Anharmonizität des Potentials des optischen Gitters.

- Aufgrund ihrer Periodizität können optische Gitter aber auch als Testsystem für die Festkörperphysik herangezogen werden: So konnte die Gitterstruktur in optischen Gittern mithilfe von Bragg-Streuung nachgewiesen werden [Birk95, Weid95] und verschiedene weitere Phänomene, die mit der Bandstruktur zusammenhängen und in ähnlicher Form auch in Festkörpern vorhanden sind, konnten untersucht werden, wie z.B. Bloch-Oszillationen [BenD96], Wannier-Stark-Leitern [Wilk96] und Landau-Zener-Tunneln [Ande98].
- Die Flexibilität, mit der in optischen Gittern das Potential eingestellt werden kann durch Variation einer Vielzahl von Parametern, wie Intensität, Verstimmung, Polarisation, Phase oder Geometrie der Laserstrahlen, machen optische Gitter aber auch zu einem beliebten System für „Quanten-Zustands-Engineering“, das gezielte Einstellen und Manipulieren von Quantenzuständen. Dies hat zum einen dazu geführt, dass es für optische Gitter inzwischen eine Reihe von Vorschlägen zur Quanteninformationsverarbeitung gibt [Bren99, Jaks99, Hemm99]. Aber auch für grundlegende Untersuchungen wie z.B. zur Dekohärenz sind optische Gitter hervorragend geeignet [Deut98, Klap98], wie auch in den Experimenten der nächsten Unterabschnitte deutlich werden wird.

3.3 Wellenpaketoszillationen in optischen Gittern

In optischen Gittern können durch nicht-adiabatisches Ändern des Potentials symmetrische und asymmetrische Wellenpaketoszillationen angeregt werden [Kozu96, Goer97, Rait97b, Rudy97, Buch00b]. Die Untersuchung solcher Oszillationen sowie ihres Zerfalls ist das Thema dieses Abschnitts.

Dazu wird zunächst in Unterabschnitt 3.3.1 eine kurze Einführung in die verschiedenen Arten, diese Oszillationen anzuregen und zu beobachten, gegeben. Unterabschnitt 3.3.2 behandelt dann zwei verschiedene numerische Methoden zur Simulation von solchen Oszillationen in optischen Gittern, die auch in den folgenden Abschnitten wieder verwendet werden. Nach der Beschreibung des experimentellen Aufbaus in 3.3.3 werden dann in 3.3.4 die experimentellen Ergebnisse vorgestellt. Das Hauptresultat dieser Experimente, die Dominanz des inhomogenen Zerfalls (Dephasierung) über den homogenen Zerfall (Dekohärenz), führt dann über zu einer neuartigen Messmethode, die es erstmals ermöglicht, die Kohärenzzeit von Wellenpaketoszillationen in optischen Gittern direkt zu bestimmen (Abschnitte 3.4 und 3.5).

3.3.1 Anregung von Wellenpaketoszillationen

Durch nicht-adiabatisches Ändern des Gitterpotentials werden die ursprünglichen atomaren Wellenfunktionen, die jeweils inkohärente Summen der Eigenfunktionen des alten Potentials waren, auf die Eigenfunktionen des neuen Potentials projiziert. Dadurch entstehen kohärente Superpositionen von Eigenfunktionen des neuen Potentials, und die Quanteninterferenzen zwischen den verschiedenen Eigenfunktionen führen zu Wellenpaketoszillationen.

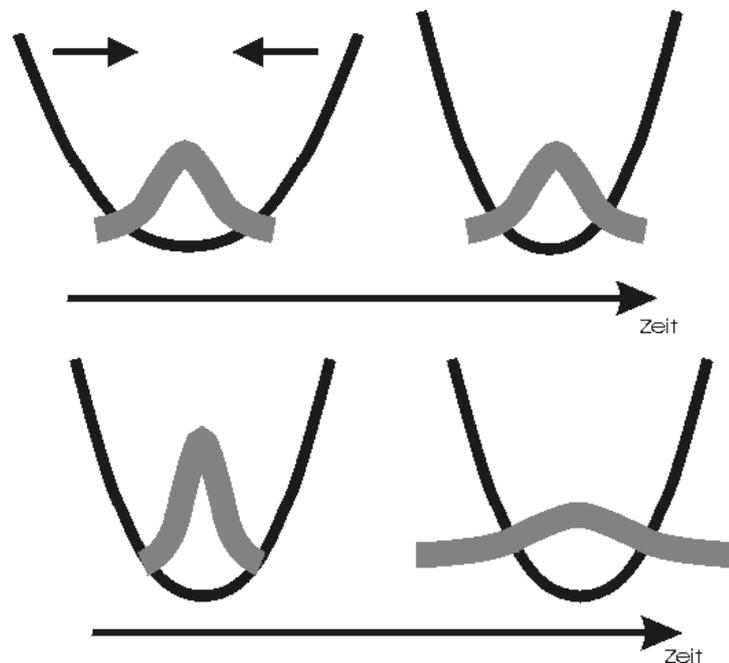


Abbildung 3.4: Erzeugung von symmetrischen Wellenpaketoszillationen in optischen Gittern durch nicht-adiabatische Änderung der Potentialtiefe

Dabei führt eine plötzliche Änderung der Potentialtiefe zu symmetrischen Wellenpaketoszillationen („Atmungszosillationen“, siehe Abbildung 3.4): Die atomaren Wellenpakete ziehen sich zusammen und dehnen sich wieder aus, es kommt zu einer Oszillation der mittleren quadratischen Abweichung des Ortes, $\langle z^2 \rangle(t)$, um die Symmetrieachse des Potentials mit der doppelten Vibrationsfrequenz $\omega_{osc} = 2\omega_{vib}$. Experimentell wird die Änderung der Potentialtiefe am einfachsten durch Variation der Intensität der Gitterlaser erreicht. Die Detektion kann zum einen über eine zeitaufgelöste Messung der Fluoreszenz erfolgen [Rudy97, West97]. Eine andere Nachweismethode beruht auf der Messung der lokalisationsabhängigen Intensität der ersten Ordnung bei der Bragg-Streuung [Birk95, Goer97, Rait97b].

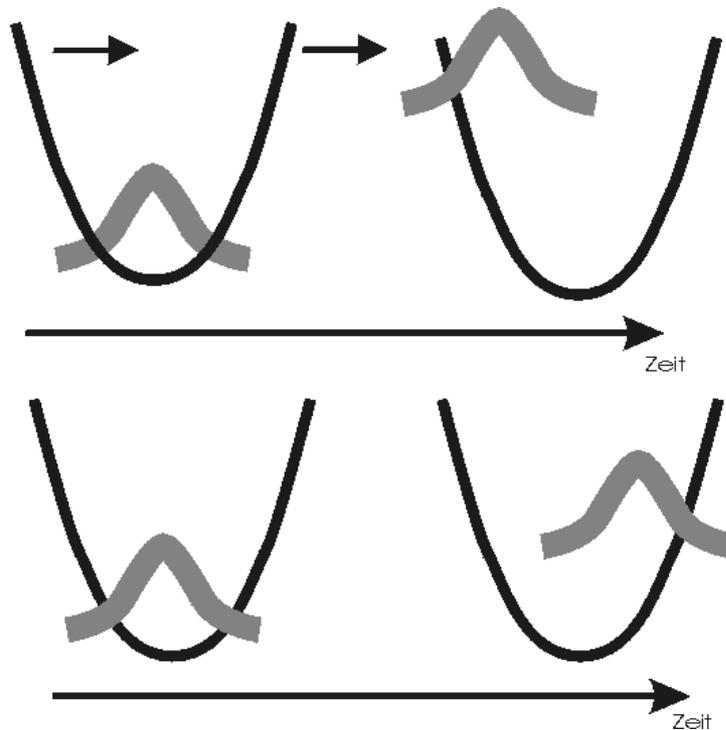


Abbildung 3.5: Erzeugung von asymmetrischen Wellenpaketoszillationen in optischen Gittern durch nicht-adiabatische Translation des Potentials

Im Vergleich zu diesen relativ aufwendigen Messmethoden gibt es für asymmetrische Wellenpaketoszillationen eine einfache und elegante Detektionsmöglichkeit. Asymmetrische Wellenpaketoszillationen können erzeugt werden durch nicht-adiabatische Translation des Gitterpotentials um $0 < dz < 0.25\lambda$ (siehe Abbildung 3.5). Es kommt zu einer Oszillation des Erwartungswertes des Ortes $\langle z \rangle(t)$ mit der Vibrationsfrequenz: $\omega_{osc} = \omega_{vib}$. Diese Oszillation kann sehr elegant nachgewiesen werden durch Messung der Photo-

nenumverteilung: Da die Oszillation eines atomaren Wellenpakets asymmetrisch zum Potentialminimum erfolgt, mitteln sich für einen festen Zeitpunkt die Intensitätsänderungen in den Gitterstrahlen aufgrund der Umverteilung von Photonen durch stimulierte Raman-Prozesse (vergleiche Abschnitt 3.1) nicht weg und können zur Bestimmung von $\langle z \rangle(t)$ verwendet werden: Misst man die Leistungsdifferenz $\Delta P(t)$ der Gitterstrahlen nach dem Durchgang durch das atomare Ensemble, so erhält man nach

$$\Delta P(t) = -Nc \langle \nabla U(z) \rangle (t) = Nc \langle \dot{p} \rangle (t), \quad (3.13)$$

wobei N die Anzahl der Atome und c die Lichtgeschwindigkeit ist, eine Aussage über die Ableitung des Impulses $\langle \dot{p} \rangle(t)$ und damit über $\langle z \rangle(t)$ [Kozu96, Rait98], wobei $\langle \rangle$ jeweils das Ensemblemittel bezeichnet. Da sich Schwankungen in der Gesamtintensität (z.B. durch Schwankungen in der Ausgangsleistung des Gitterlasers) durch die Subtraktion aufheben, erhält man auf einfache Art und Weise ein Signal mit einem sehr guten Signal-zu-Rausch-Verhältnis, so dass wir diese Detektionsmethode gewählt haben, um die Untersuchungen der Wellenpaketoszillationen in optischen Gittern durchzuführen.

3.3.2 Numerische Simulationen

Um zu einem besseren qualitativen und quantitativen Verständnis des Verhaltens von Wellenpaketoszillationen in optischen Gittern und des weiter unten behandelten Echomechanismus zu gelangen, wurden im Rahmen zweier Diplomarbeiten [Pahl98, Levs00] zwei verschiedene Verfahren zur numerischen Simulation der Dynamik von ^{85}Rb -Atomen in einem lin \perp lin-Gitter durchgeführt.

Lösung der klassischen Bewegungsgleichung

Der im Folgenden untersuchte Echomechanismus ist ein klassischer Effekt, daher sollte schon eine einfache Integration der klassischen Bewegungsgleichung von Punktmassen in einem sinusförmigen Potential zu wertvollen Einsichten in den Echoeffekt führen. Aus diesem Grund wurde ein Simulationsprogramm geschrieben (für den Quelltext siehe [Pahl98]), das mithilfe eines Runge-Kutta Verfahrens vierter Ordnung (siehe z.B. [Pres92]) die Bewegungsgleichung eines klassischen Massepunktes löst, der sich im Potential U_0 befindet (siehe Gleichung 3.9):

$$m\ddot{x} = -\frac{\partial}{\partial z}U(z) = -kU_0 \sin(2kz), \quad (3.14)$$

mit $U_0 = \frac{27}{224} \frac{\hbar\Gamma^2}{|\delta|} \frac{I}{I_0}$ und der Sättigungsintensität von ^{85}Rb , $I_0 = 1.6\text{mW}/\text{cm}^2$.

Dabei wird die Bewegungsgleichung für alle Werte gelöst, die die Anfangsbedingungen (Ort und Energie) des Atoms annehmen können (typischerweise werden jeweils 100 gleichmäßig verteilte Werte für Energie und Anfangsort verwendet). Das Gesamtergebn ergibt sich dann aus der gewichteten Mittelung über die Anfangsbedingungen, wobei für die Energiewerte die Maxwell-Boltzmann-Verteilung mit der für die hier vorliegende Situation experimentell bestimmten Temperatur $k_B T = 0,08 U_0$ (siehe Gleichung 3.10) benutzt wird. Die Verteilung der Anfangsorte wird vom Programm für jeden Energiewert aus den klassischen Aufenthaltswahrscheinlichkeiten der Teilchen an diesen Orten berechnet.

Abbildung 3.6 zeigt die Ergebnisse dieser Simulationen für symmetrische

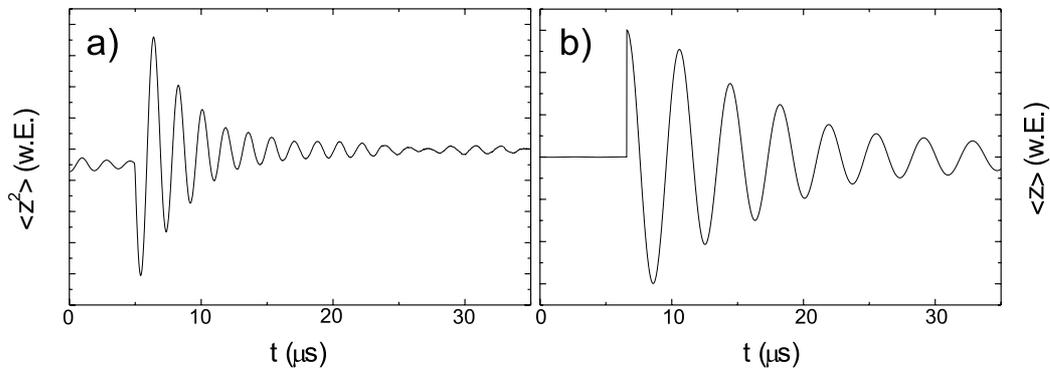


Abbildung 3.6: Ergebnisse der klassischen Simulation für symmetrische (a) und asymmetrische (b) Wellenpaketoszillationen in einem optischen Gitter mit $U_0 = 1490E_R$. Die symmetrischen Oszillationen wurden angeregt durch kurzzeitige (80ns) Erhöhung des Gitterpotentials (auf $U_0 = 3725E_R$), die asymmetrischen Oszillationen wurden angeregt durch nicht-adiabatisches (in der Simulation: instantanes) Verschieben des Gitterpotentials um $dz = 0.1 \lambda$.

(Abbildung 3.6a) und asymmetrische (Abbildung 3.6b) Wellenpaketoszillationen für ein optisches Gitter mit einer Potentialtiefe von $U_0 = 1490E_R$ ($I = 100mW/cm^2 = 62I_0$, $\Delta = -7.8\Gamma$). Die symmetrischen Wellenpaketoszillationen in Abbildung 3.6a wurden angeregt, indem für eine kurze Zeit von 80ns die Potentialtiefe auf $U_0 = 3725E_R$ erhöht wurde. Zu beobachten sind durch die Anharmonizität des Potentials zerfallende Oszillationen (vergleiche Unterabschnitt 3.2.3) mit einer (durch einen Fit bestimmten) Oszillationsfrequenz von $\omega_{osc} = 3.47 \cdot 10^6 s^{-1} = 2\pi \cdot 552kHz$, was dem doppelten Wert von $0.93 \cdot \omega_{harm}$ mit $\omega_{harm} = 1.87 \cdot 10^6 s^{-1} = 2\pi \cdot 298kHz$ entspricht, was innerhalb der Fehlergrenzen gut mit dem (experimentell ermittelten) Wert von Gleichung 3.12 übereinstimmt. Die asymmetrischen Oszillationen in Abbildung 3.6b wurden angeregt durch Translation des Potentials um $dz = 0.1\lambda$. In die-

sem Fall beträgt die Oszillationsfrequenz $\omega_{osc} = 1.67 \cdot 10^6 s^{-1} = 2\pi \cdot 266 kHz = 0.89 \cdot \omega_{harm}$, wiederum in guter Übereinstimmung mit Gleichung 3.12.

Die einfache Lösung der Bewegungsgleichung liefert also schon eine gute Beschreibung des Systems und kann somit zu Untersuchungen des Echoeffektes herangezogen werden (vgl. Unterkapitel 3.4). Für eine auch quantitativ richtige numerische Untersuchung des Systems, insbesondere des Einflusses spontaner Prozesse, ist aber eine quantenmechanische Behandlung unumgänglich:

Quanten-Monte-Carlo-Wellenfunktions-Simulation

Aus diesem Grund wurde ein Programm entwickelt und implementiert (für den Quelltext siehe [Levs00]), das die numerische Integration der Schrödingergleichung (kohärente Dynamik) des hier untersuchten Systems erlaubt, unter zusätzlicher Berücksichtigung der spontanen Emissionen (inkohärente Dynamik). Die Grundzüge dieses Programms, das eine vollständige Quanten-Monte-Carlo-Wellenfunktions Simulation darstellt, werden hier nur kurz skizziert, Einzelheiten finden sich in [Levs00].

Das Grundprinzip der Quanten-Monte-Carlo-Wellenfunktions-Simulation eines quantenmechanischen Systems mit dissipativen Prozessen wurde in [Dali92] entwickelt (siehe auch [Dum92]). Dabei erhält man die Gesamtevolution des Systems aus der Mittelung über eine große Zahl von deterministischen Evolutionen der Schrödingergleichung, die in zufälligen Intervallen durch Quantensprünge („quantum jumps“) unterbrochen werden. Das numerische Problem lässt sich also in folgende zwei Teile aufteilen: Lösung der Schrödingergleichung und Implementierung der Quantensprünge. Diese beiden Schritte werden in der hier durchgeführten Simulation dadurch vereinfacht, dass wir nur den Fall geringer Sättigung betrachten, d.h. die angeregten Zustände adiabatisch eliminieren und annehmen, dass die Atome im Grundzustand verbleiben [Mart93a, Mart93b]. Auf diese Weise verbleiben nur die magnetischen Unterzustände des Grundzustandes (Anzahl im Falle von ^{85}Rb : 7) als mögliche interne Zustände.

Lösung der Schrödingergleichung: Die zeitliche Entwicklung ist durch den Hamiltonoperator

$$\hat{H} = \hat{T} + \hat{V} \quad (3.15)$$

gegeben, der aus dem Term $\hat{T} = \hat{p}^2/2m$ für die kinetische Energie und aus dem Wechselwirkungsoperator \hat{V} der Atome mit dem Lichtfeld besteht. Für das hier vorliegende Problem besteht \hat{V} aus einer 7x7-Matrix, deren Elemente $V_{ij}(z)$ die ortsabhängigen Wahrscheinlichkeitsamplituden für alle erlaubten kohärenten Übergänge von einem magnetischen Grundzustand m_j in einen

anderen m_i darstellen [Cohe92a, Jess93]:

$$\begin{aligned} \frac{V_{ij}(z)}{U_0} = & (c_j^-)^2 \cos^2(kz) \delta_{ij} \\ & + (c_j^+)^2 \sin^2(kz) \delta_{ij} \\ & + c_j^- c_i^+ \cos(kz) \sin(kz) \delta_{i-2,j} \\ & + c_j^+ c_i^- \sin(kz) \cos(kz) \delta_{i+2,j} \end{aligned} \quad (3.16)$$

(siehe auch [Levs00]), wobei c_j^+ (c_j^-) den Clebsch-Gordan-Koeffizienten für einen Übergang von einem Grundzustand m_j in einen angeregten Zustand $m_j + 1$ ($m_j - 1$) bezeichnet (siehe Abbildung 3.2) und $U_0 = \frac{27}{224} \frac{\hbar \Gamma^2}{|\delta|} \frac{I}{I_0}$ (vergleiche Gleichung 3.9) mit der Sättigungsintensität $I_0 = 1.6 \text{mW/cm}^2$.

Die numerische Integration der Schrödingerleichung

$$i\hbar \frac{d\psi}{dt} = \hat{H}\psi = (\hat{T} + \hat{V})\psi, \quad (3.17)$$

erfolgt mithilfe der Split-Operator-Methode [Kosl94]. Die dabei benutzte Näherung,

$$\exp\left(-\frac{i}{\hbar}(\hat{T} + \hat{V})\Delta t\right) \approx \exp\left(-\frac{i}{\hbar}\hat{T}\Delta t\right) \cdot \exp\left(-\frac{i}{\hbar}\hat{V}\Delta t\right), \quad (3.18)$$

ist für numerische Implementierungen genauer als die Entwicklung der Exponentialfunktion in eine Taylorreihe bis zum linearen Term, wenn die Exponentialfunktionen präzise berechnet werden können. Dies ist der Fall, wenn sich die Operatoren als Diagonalmatrizen darstellen lassen⁵. Daher muss die Matrix $V(z)$ diagonalisiert werden (bei Darstellung im Impulsraum ist T eine Diagonalmatrix). Diese Diagonalisierung muss jedoch nur einmal durchgeführt werden und kann dann für alle Berechnungen einfach abgerufen werden (siehe dazu [Levs00]).

Implementierung der Quantensprünge: Für den hier verwendeten Fall adiabatisch eliminiertes angeregter Zustände sind spontane Emissionen das Resultat instantaner, spontaner Übergänge zwischen Grundzuständen. Diese Übergänge werden beschrieben durch die 7×7 -Matrix $B^\sigma(z)$, wobei der Index σ die Polarisation des spontan emittierten Photons bezeichnet ($\sigma = -1, 0, 1$ für σ^- -, π^- -, oder σ^+ -polarisierte Photonen). Für die Wellenfunktion direkt nach der spontanen Emission, $\psi(z, t^+)$, gilt:

$$\psi(z, t^+) = \exp\left(i\frac{-p}{\hbar}\right) B^\sigma(z) \psi(z, t^-), \quad (3.19)$$

⁵In diesem Fall erfolgt die Exponentiation der Matrix einfach durch Exponentiation der Diagonalelemente.

wobei $\psi(z, t^-)$ die Wellenfunktion direkt vor der spontanen Emission bezeichnet, der Faktor $\exp(-ipz/\hbar)$ den Impulsübertrag des spontan emittierten Photons ausdrückt und für die Matrixelemente von $B^\sigma(z)$ gilt:

$$\begin{aligned} B_{ij}^{\sigma=0}(z) &= c_j^- c_i^0 \cos(kz) \delta_{i-1,j} + c_j^+ c_i^0 \sin(kz) \delta_{i+1,j} \\ B_{ij}^{\sigma=-1}(z) &= (c_i^-)^2 \cos(kz) \delta_{i,j} + c_j^+ c_i^- \sin(kz) \delta_{i+2,j} \\ B_{ij}^{\sigma=+1}(z) &= (c_i^+)^2 \sin(kz) \delta_{i,j} + c_j^- c_i^+ \cos(kz) \delta_{i-2,j}, \end{aligned} \quad (3.20)$$

mit den Clebsch-Gordan Koeffizienten c_j^+ , c_j^0 und c_j^- für Übergänge von einem Grundzustand m_j zu einem angeregten Zustand m_j+1 , m_j und m_j-1 .

Die Wahrscheinlichkeitsdichte $P(p, t, \sigma)$ für eine spontane Emission mit Impuls p zum Zeitpunkt t und der Polarisation σ ist dann gegeben durch [Mart93a]:

$$P(p, t, \sigma) = \Gamma_{sc} \cdot \|B^\sigma(z)\psi(z, t)\|^2 \cdot N_\sigma(p), \quad (3.21)$$

mit

$$\Gamma_{sc} = \frac{\Gamma}{2} \frac{\frac{I(\mathbf{r})}{I_0}}{1 + \frac{I(\mathbf{r})}{I_0} + \frac{(2\Delta)^2}{\Gamma^2}}, \quad (3.22)$$

und

$$\begin{aligned} N_0(p) &= \frac{3}{4k} \left(1 - \left[\frac{p}{\hbar k}\right]^2\right) \\ N_{\pm 1}(p) &= \frac{3}{8k} \left(1 + \left[\frac{p}{\hbar k}\right]^2\right). \end{aligned} \quad (3.23)$$

Dabei drücken die ersten beiden Faktoren in Gleichung 3.21 die Wahrscheinlichkeitsdichte für die Polarisation und den Zeitpunkt der spontanen Emission aus, bestimmen also die Häufigkeit mit der im Programm die - mithilfe eines Zufallsgenerators- stochastisch verteilten spontanen Prozesse auftreten. Der dritte Faktor, $N_\sigma(p)$, bestimmt die Wahrscheinlichkeitsdichte für die Impulse p für die Polarisation σ .

Abbildung 3.7 zeigt die mit dieser Simulation erhaltene Dichteverteilung (hellere Regionen entsprechen einer höheren Dichte) der atomaren Wellenfunktion in einem Potentialtopf eines optischen Gitters mit $U_0 = 407E_R$. Zu beobachten sind die Kühlung der Atome nach dem Anschalten des Lichtfeldes bei $t = 0$ (Verringerung von $\langle z^2 \rangle$), sowie die Oszillationen und deren Zerfall nach der Verschiebung des Gitterpotentials bei $t = 50 \mu s$. Zur quantitativen Auswertung gibt das Programm auch den quantenmechanischen Mittelwert $\langle z \rangle$ aus. Um die experimentellen Gegebenheiten möglichst genau zu simulieren, können in der Simulation außerdem auch die Größen der Gauss-Verteilungen für die Atomwolke und das Gitterstrahlprofil eingegeben werden. Zwei auf diese Art erhaltene Kurven sind in Abbildung 3.8 dargestellt für ein optisches Gitter mit $I = 56.5 mW/cm^2$ und $\Delta = -7.8\Gamma$

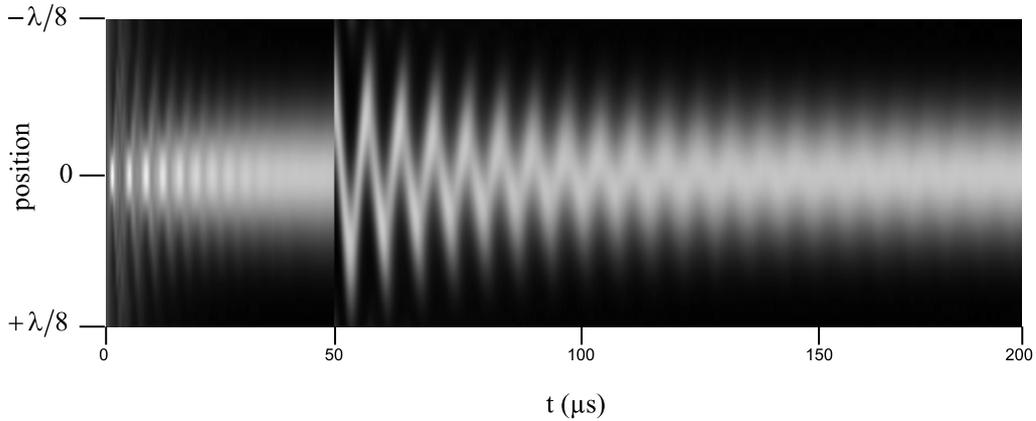


Abbildung 3.7: Atomare Dichteverteilung in einem Potentialtopf eines optischen Gitters. Klar zu erkennen sind die anfängliche Kühlphase im Polarisationsgradientenfeld, sowie die asymmetrischen Wellenpaketoszillationen nach dem Verschieben des Gitterpotentials bei $t = 50 \mu\text{s}$.

($\Rightarrow U_0 = 823E_R$), wobei in Abbildung 3.8b die spontane Streurrate um den Faktor 1000 heruntergesetzt ist. Die Oszillationen haben eine Frequenz von $\omega_{osc} = 1.13 \cdot 10^6 \text{ s}^{-1} = 2\pi \cdot 180 \text{ kHz} = 0.81\omega_{harm}$, wiederum in guter Übereinstimmung mit Gleichung 3.12, wobei die Diskrepanz zu den dort angegebenen 86% aus der zusätzlichen Berücksichtigung des Laserstrahlprofils herrührt, wie es im Experiment gegeben ist ($1/e^2$ -Durchmesser der Atomwolke: 3.04 mm, $1/e^2$ -Durchmesser der Gitterstrahlen: 5.5 mm). Die daraus resultierende Dephasierung führt zu einem etwas schnelleren Zerfall des Oszillationssignals,

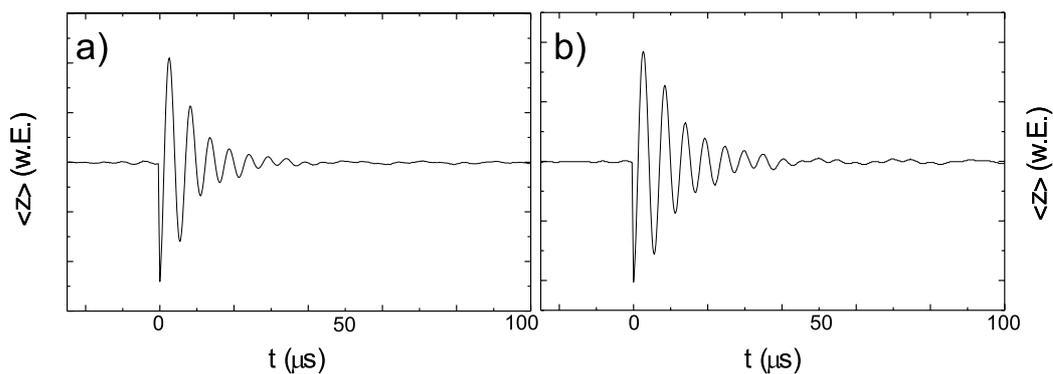


Abbildung 3.8: Ergebnisse der QMCWF Simulation für asymmetrische Wellenpaketoszillationen in einem optischen Gitter ($U_0 = 823E_R$). Die Rate der spontanen Prozesse wurde in (b) künstlich um den Faktor 1000 reduziert.

ein Fit an die beiden Kurven ergibt eine Zerfallszeit von $\tau_1 = 10.2\mu\text{s}$ für Abbildungen 3.8a und b. Dieses Ergebnis der numerischen Simulation nimmt das im Folgenden experimentell nachgewiesene Resultat vorweg, dass der Zerfall der Oszillationen durch die Dephasierung aufgrund der Anharmonizität des Potentials dominiert wird, während die Kohärenzzeit erheblich länger als die Dephasierungszeit ist.

3.3.3 Experimentelle Realisierung

Wie in Abschnitt 3.2 erläutert, benötigt man zur Bildung eines eindimensionalen $\text{lin}\perp\text{lin}$ -Gitters zwei Laserstrahlen, die zueinander orthogonal polarisiert sind. Diese Laserstrahlen gewinnen wir aus einem Diodenlaser, der ein wie in Unterabschnitt 2.1.4 beschriebener Slavelaser ist (Hitachi, Typ HL 7851G, $P = 50\text{ mW}$). Der gesamte optische Aufbau des Gitters ist in Abbildung 3.9 dargestellt (für weitere Details siehe auch [Dumk99]). Der Gitterlaser wird injection-geockt auf die Frequenz des MOT-Kühlasers. Um die Intensität der Gitterstrahlen ein- und ausschalten und die Frequenz einstellen zu können, so dass Messungen bei verschiedenen Verstimmungen möglich werden, passiert er einen AOM. Anschließend wird er in eine polarisationserhaltende Single-Mode Faser eingekoppelt. Diese dient zum einen der Reinigung des transversalen Modenprofils, zum anderen der Strahlagenstabilisierung. Das aus der Faser ausgekoppelte Licht passiert dann einige optische Komponenten zur Strahlformung und zur Festlegung der Polarisation (zur Funktion des EOMs als Phasenschieber, siehe übernächsten Abschnitt), bevor es dann mithilfe eines Polstrahlteilerwürfels in zwei orthogonal zueinander linear polarisierte Strahlen aufgeteilt wird, die dann aus entgegengesetzten Richtungen am Ort der MOT zur Überlagerung gebracht werden. Der Strahldurchmesser von 5.5 mm ($1/e^2$ -Durchmesser) ist dabei groß gegenüber dem $1/e^2$ -Durchmesser der atomaren Wolke von 3.04 mm .

Das aus der Faser ausgekoppelte Licht weist erhebliche Intensitäts- und Polarisationschwankungen auf (Intensitätsschwankungen über 10%, mit einer Zeitkonstanten im Sekunden-Bereich). Dabei führen Intensitätsschwankungen zu Schwankungen in der Intensität beider Gitterstrahlen, während Polarisationschwankungen aufgrund der Aufteilung mittels eines Polstrahlteilerwürfels zu Schwankungen in der Intensitätsdifferenz der beiden Laserstrahlen führen. Beide Effekte führen zu Fluktuationen in der Potentialtiefe und damit der Oszillationsfrequenz, was wiederum zu einem Auswaschen des von uns gemessenen Oszillationssignals führt, da wir für jede aufgenommene Kurve jeweils 128 Messungen mitteln und die Zeitkonstante der Schwankungen im Bereich der Repetitionsrate des Experimentes liegt (vgl. auch Abbildung 3.11). Daher stabilisieren wir die absolute und relative Intensität der Gitterstrahlen, indem wir das ausgekoppelte Licht durch einen Polstrahlteilerwürfel

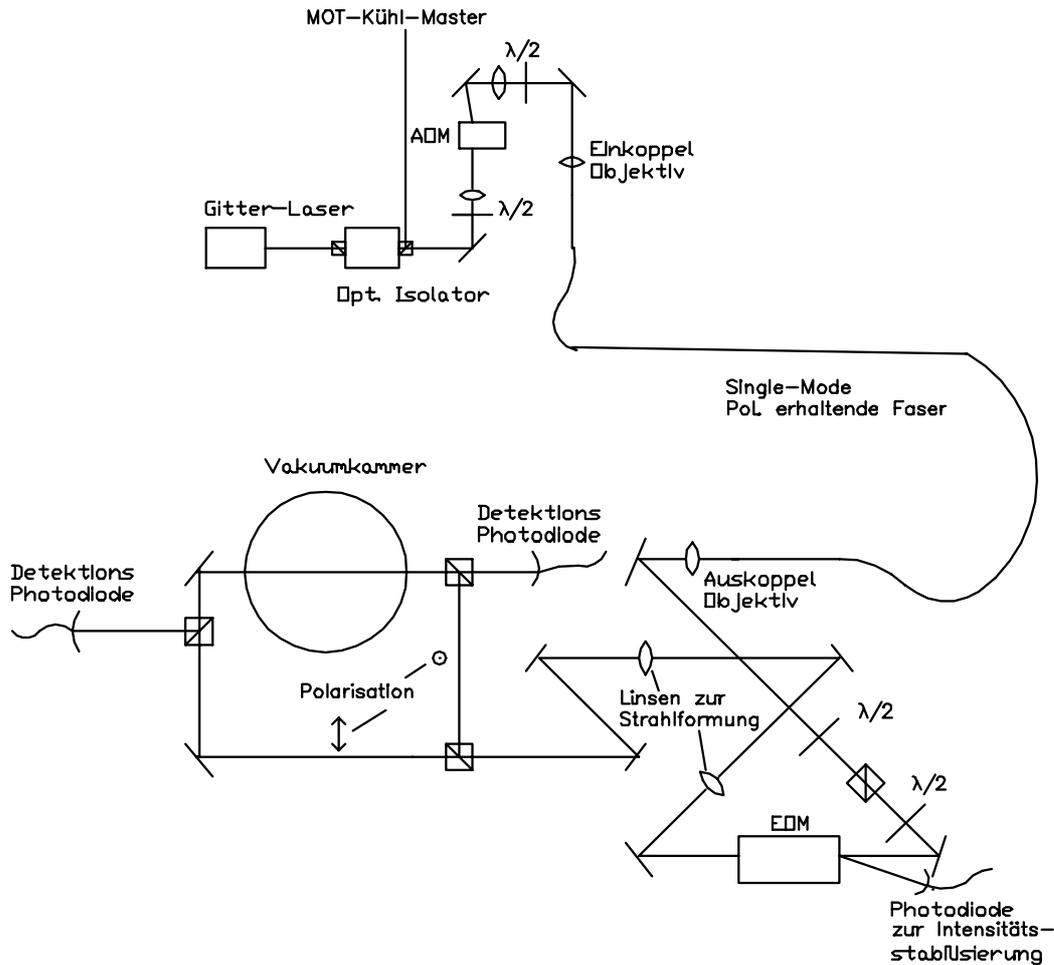


Abbildung 3.9: Gesamtaufbaus zur Erzeugung des optischen Gitters

senden (wodurch die Polarisationschwankungen in zusätzliche Intensitätsschwankungen umgewandelt werden) und einen Bruchteil des transmittierten Lichtes auf eine Photodiode schicken. Das Photodiodensignal dient als Fehlersignal für einen PI-Regler, der über die Steuerung der Beugungseffizienz des AOMs, die Intensität der Gitterstrahlen stabilisiert ($\frac{\Delta I}{I} < 2\%$).

Die Translation des Gitterpotentials zur Anregung der asymmetrischen Wellenpaketoszillationen realisieren wir mithilfe eines elektrooptischen Modulators (EOM, siehe Abbildung 3.9). Wie aus Gleichung 3.7 ersichtlich, bewirkt eine Phasenverschiebung für einen der beiden Gitterstrahlen eine Translation des optischen Gitters. Diese Phasenverschiebung kann z.B. dadurch erreicht werden, dass sich in einem der beiden Gitterarme ein EOM befindet, der die Phase des Gitterstrahls um einen von der an den EOM angelegten Spannung abhängigen Betrag verschiebt. Allerdings müsste da-

zu der bereits aufgeweitete Laserstrahl aufgrund seiner Größe in den EOM hineinfokussiert werden, was es erschweren würde, dass beide Gitterstrahlen am Ort des atomaren Ensemble dasselbe Strahlprofil aufweisen. Daher befindet sich in dem von uns gewählten Aufbau der EOM im Strahlengang vor der Aufweitung und Aufteilung der Gitterstrahlen, allerdings wurde er so gedreht, dass die Hauptachsen des doppelbrechenden Kristalls mit den Achsen des nachfolgenden Polstrahlteilerwürfels zur Aufteilung der Gitterstrahlen zusammenfallen. Auf diese Weise erfahren die Gitterstrahlen eine von der angelegten Spannung abhängige relative Phasenverschiebung. Für den von

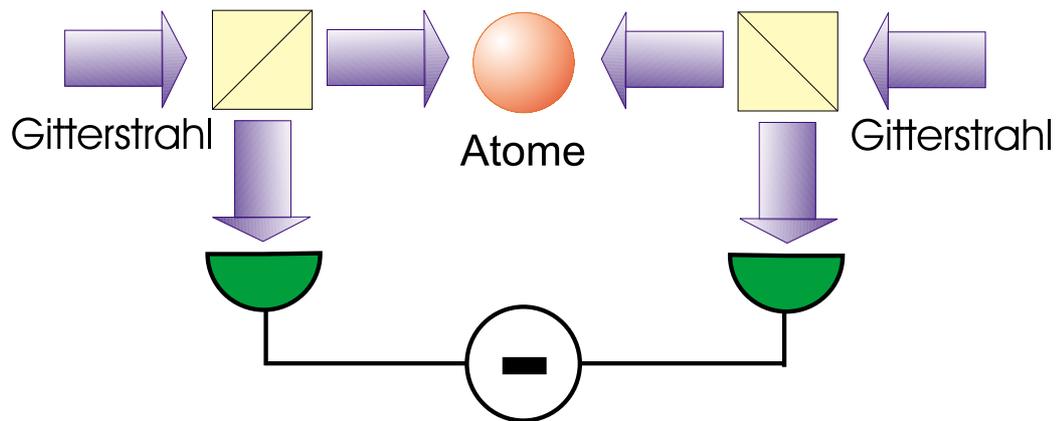


Abbildung 3.10: Schematische Darstellung der Messung der Leistungsdifferenz ΔP der Gitterlaserstrahlen aufgrund der Photonenumverteilung: Da die Gitterstrahlen orthogonal zueinander linear polarisiert sind, lassen sie sich leicht mithilfe von Polstrahlteilerwürfeln nach dem Durchgang durch das atomare Ensemble vom jeweils anderen (einlaufenden) Strahl trennen.

uns verwendeten EOM (Gsaenger, Modell LM 0202) gilt für die Translation des Potentials:

$$dz = \frac{U_{EOM} + 16.6V}{271,66V} \lambda/2. \quad (3.24)$$

Die Nicht-Adiabatizität der daraus resultierenden Translation des Gitters ist gewährleistet, da die Schaltzeit des EOMs (1/e-Zeit) mit $0.4\mu s$ erheblich kürzer als die Oszillationsperioden der Atome im Gitter (einige μs) ist.

Die Messung der durch die Photonenumverteilung bedingten Leistungsdifferenz erfolgt durch Trennung der beiden Gitterlaserstrahlen nach dem Durchgang durch das atomare Ensemble. Dies lässt sich, wie in Abbildung 3.10 schematisch dargestellt, einfach bewerkstelligen, da die beiden Laserstrahlen orthogonal zueinander linear polarisiert sind, und als jeweils letztes (bzw. vorletztes) optisches Element vor der Vakuumkammer Polstrahlteilerwürfel als Spiegel verwendet werden (in Abbildung 3.10 sind die Polstrahlteilerwürfel der besseren Darstellung wegen in Transmission gezeichnet). Die

Leistungen der beiden Gitterlaserstrahlen werden von zwei Photodioden detektiert und die Signale der beiden Photodioden werden dann von einem elektronischen Subtrahierer voneinander abgezogen und die Differenz auf einem Oszilloskop (Tektronix, Modell TDS 220) dargestellt.

Der zeitliche Ablauf des Experiments (siehe Abbildung 3.11) wird von einem digitalen Pulsgenerator (Stanford Research Systems, Modell DG535) oder, mithilfe des Programms LABVIEW, vom Computer gesteuert. Jeder Durchlauf beginnt mit einer MOT-Phase, in der für 250 ms Atome aus dem

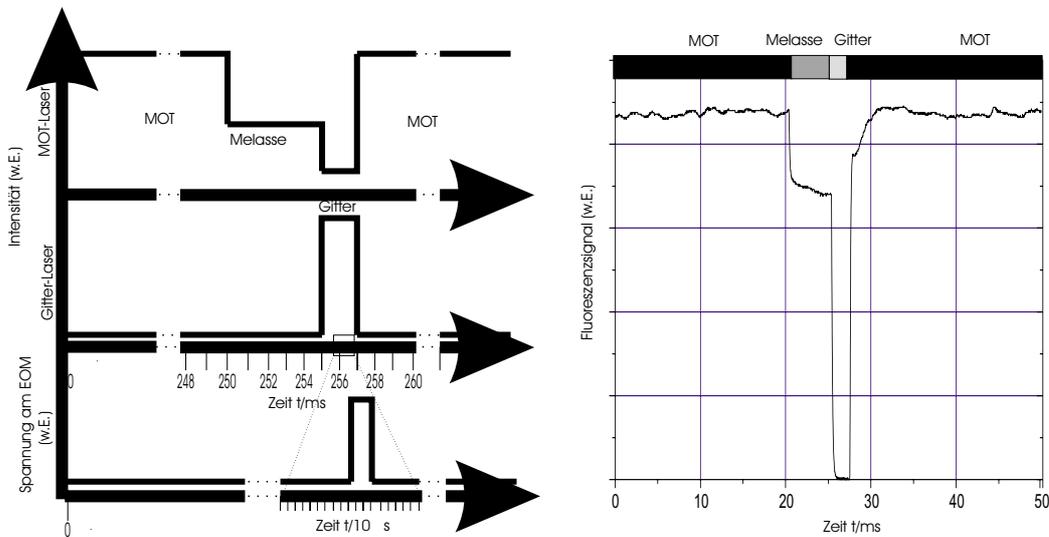


Abbildung 3.11: Zeitlicher Ablauf des Experiments: (a) Timing-Diagramm; (b) resultierendes Fluoreszenzsignal

Atomstrahl (nach-)geladen werden. Das für diese Experimente verwendete atomare Ensemble hatte dabei eine Teilchenzahl von ca. 10^7 , bei einer zentralen Dichte von 10^9 Atome/cm⁻³. Nach der Ladephase wird das Magnetfeld ausgeschaltet und die Intensität der MOT-Kühlaserstrahlen verringert, um optimale Kühlung des atomaren Ensembles zu erreichen. Nach der 5 ms dauernden Melassenphase werden dann die beiden Gitterlaserstrahlen angeschaltet. Auf eine Kühlzeit von 2 ms, in der die Atome im optischen Gitter gekühlt werden, so dass sie jeweils um die Potentialminima herum lokalisiert sind, folgt dann die Translation des Gitters durch den EOM, was die asymmetrischen Wellenpaketoszillationen induziert. Dieser Ablauf wird jeweils 128-mal hintereinander wiederholt und die aufgenommenen Kurven direkt vom Oszilloskop gemittelt. Die gemittelten Kurven werden dann über eine IEEE-Schnittstelle ausgelesen.

3.3.4 Beobachtung von Wellenpaketszillationen

Abbildung 3.12 zeigt typische Oszillationskurven, die auf die oben geschilderte Weise aufgenommen wurden. Aufgetragen ist die gemessene Leistungsdiffe-

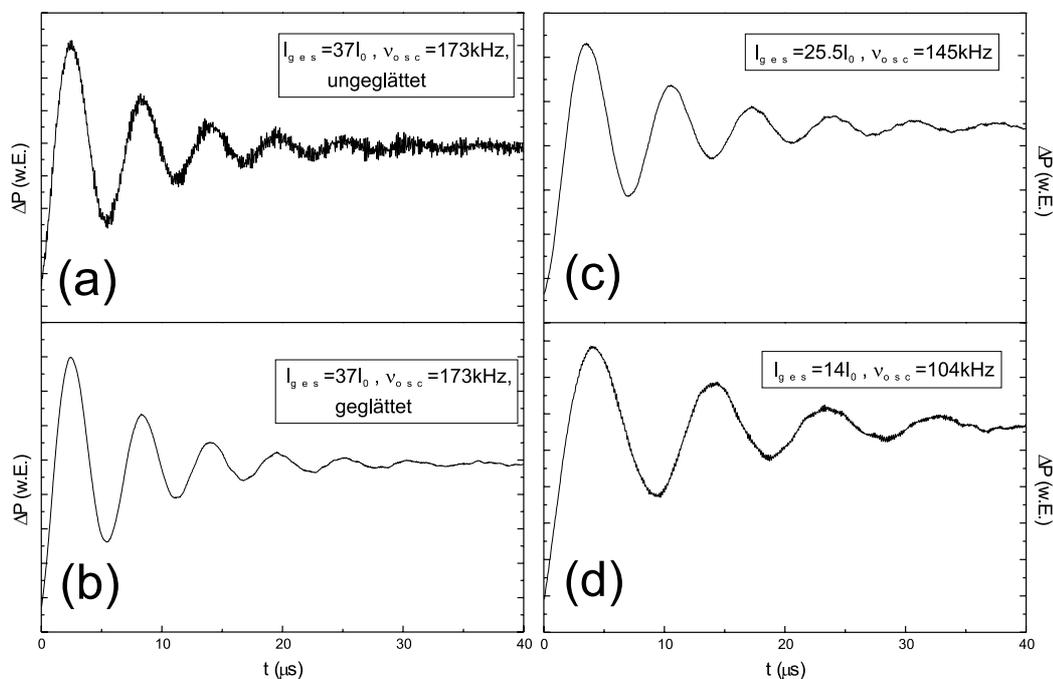


Abbildung 3.12: *Asymmetrische Wellenpaketszillationen nach einer Translation des Gitterpotentials um $dz = 0.125 \lambda$, bei einer Verstimmung der Gitterlaser von $\Delta = -9\Gamma$, für verschiedene Potentialtiefen*

renz ΔP der beiden Gitterstrahlen nach der Translation des Gitterpotentials um $dz=0.125\lambda$ für drei verschiedene Intensitäten bei einer Verstimmung von $\Delta = -9\Gamma$. Wie oben dargestellt wurde, ist ΔP ein Maß für das Ensemblemittel $\langle z \rangle$. Zur besseren Darstellung glätten wir die Kurven. Die Abbildungen 3.12a und b zeigen zum Vergleich die unglättete und die geglättete Kurve für die gleichen, dort angegebenen Parameter.

Die Oszillationsfrequenzen erhalten wir durch einen Fit der Funktion

$$\Delta P(t) = A \cdot \sin(\omega_0 t) e^{-\frac{t}{\tau_1}} + \Delta P_0 \quad (3.25)$$

an die Messkurven. Für die Parameter von Abbildung 3.12a und b erhalten wir eine Oszillationsfrequenz von $1.09 \cdot 10^6 s^{-1} = 2\pi \cdot 173 kHz$, was einer Periodendauer von $5.8 \mu s$ entspricht.

Abbildung 3.13 zeigt die auf diese Weise erhaltenen Oszillationsfrequenzen als Funktion der aus der Intensität der Gitterstrahlen errechneten Po-

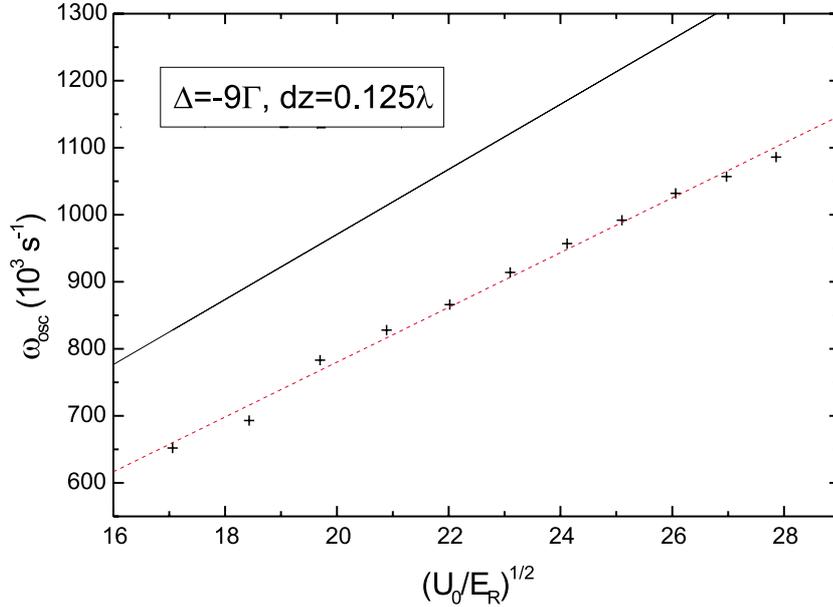


Abbildung 3.13: Oszillationsfrequenzen der Wellenpaketoszillationen für eine Verstimmung von $\Delta = -9\Gamma$ in Abhängigkeit der aus der Messung der Intensität der Gitterstrahlen errechneten Potentialtiefe (nach Gleichung 3.9). Die durchgezogene Linie bezeichnet die Werte der harmonischen Frequenzen ω_{harm} . Die gestrichelte Linie ist ein Fit an die Daten und ergibt: $\omega_{\text{osc}} = 0.80\omega_{\text{harm}}$.

tentialtiefe (nach Gleichung 3.9). Wir erhalten eine Abweichung von 20% von den harmonischen Frequenzen: $\omega_{\text{osc}} = 0.80\omega_{\text{harm}}$ (gestrichelte Linie in Abbildung 3.13). Diese Abweichung resultiert hauptsächlich aus der Anharmonizität des Potentials (vgl. Gleichung 3.12). Der Unterschied zu den dort angegebenen 86% beruht auf der Variation der Gitterstrahlintensität über die Atomverteilung. Im Folgenden bestimmen wir die Oszillationsfrequenzen aus einem Fit von Gleichung 3.25 an die Oszillationskurven und berechnen daraus die Potentialtiefe nach der Gleichung

$$U_0/E_R = [1/(0.86)^2](\omega_{\text{osc}}/2\omega_R)^2 \quad (3.26)$$

(vergleiche [Rait97b] und Gleichung 3.12).

Die beobachteten Ensemblemittel der Wellenpaketoszillationen zerfallen nach wenigen Oszillationsperioden, in Abbildung 3.12a beträgt die Zerfallszeit τ_1 beispielsweise $7.5 \mu\text{s}$. Die Dämpfung des Oszillationssignals erfolgt dabei durch zwei prinzipiell verschiedene Mechanismen: Die spontane Streuung von Photonen sorgt für einen homogenen Zerfall des Oszillationssignals. Dabei wird ein Atom aus der ursprünglichen Superposition von Vibrationszuständen in einen einzigen Vibrationszustand transferiert, die Superpositi-

on und damit auch die zeitliche Entwicklung von $\langle z \rangle$ geht damit verloren. Neben diesem Prozess, der der eigentliche Vorgang ist, den man für Kohärenzuntersuchungen studieren möchte, können allerdings auch inhomogene Zerfallsprozesse auftreten. In optischen Gittern ist es dabei ein bekanntes Phänomen, dass es aufgrund der Anharmonizität des Potentials zu einer starken Dephasierung der Oszillationen für verschiedene Vibrationszustände kommt.

Um diesen Effekt zu untersuchen, haben wir die Zerfallszeiten τ_1 der asymmetrischen Wellenpaketoszillationen als Funktion der Potentialtiefe für verschiedene Verstimmungen Δ bestimmt (Abbildung 3.14). Für einen Zerfall,

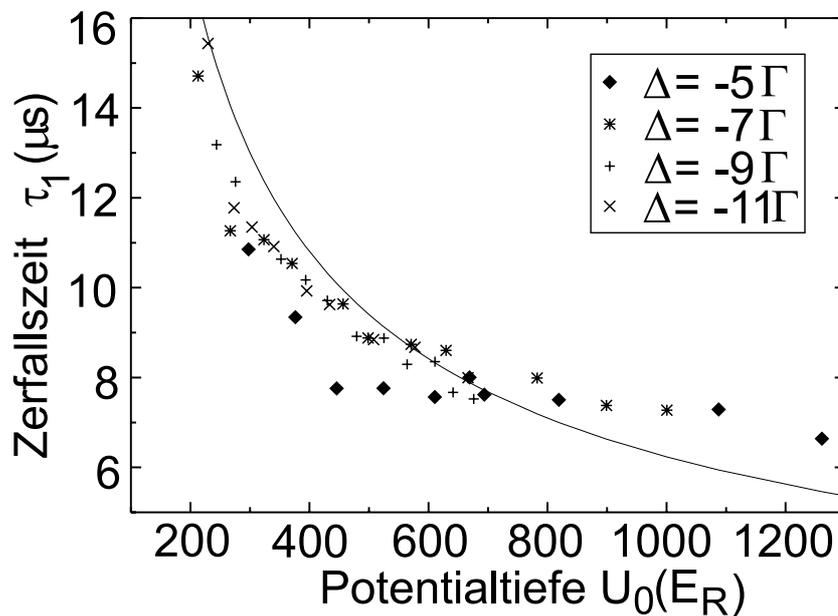


Abbildung 3.14: Zerfallszeiten der asymmetrischen Wellenpaketoszillationen als Funktion der Potentialtiefe für die angegebenen Verstimmungen. Die durchgezogene Linie zeigt die berechnete Zerfallszeit für einen Zerfall, der ausschließlich durch die Dephasierung aufgrund der Anharmonizität gegeben ist.

der bestimmt ist durch den homogenen Zerfall durch spontane Streuung von Photonen, sollte man für verschiedene Verstimmungen bei fixer Potentialtiefe unterschiedliche Zerfallszeiten beobachten, im Idealfall sollte die Zerfallszeit proportional zur Photonenstreurate sein. Dies kann in Abbildung 3.14 nicht beobachtet werden.

Auf der anderen Seite sollte ein durch die Anharmonizität verursachter Zerfall zu Zerfallszeiten führen, die gegeben sind durch das Inverse der mittleren Breite $\Delta\omega_{osc}$ der im anharmonischen Potential auftretenden Vibrationsfrequenzen. Diese kann genähert werden durch die mittlere Abweichung

der Oszillationsfrequenzen von der harmonischen Frequenz minus der Rückstoßfrequenz, und man erhält für die Dephasierungszeit τ :

$$\tau = 1/\Delta\omega_{osc} = 1/(0.14\omega_{osc} - \omega_R). \quad (3.27)$$

Die durchgezogene Linie in Abbildung 3.14 zeigt die Werte von τ als Funktion der Potentialtiefe U_0 . Im Rahmen der 20%igen Unsicherheit unserer Messwerte für τ_1 stimmen die Daten mit dieser Berechnung überein. Der Zerfall der asymmetrischen Wellenpaketoszillationen ist also dominiert durch die Dephasierung aufgrund der Anharmonizität des Potentials. Aus der Beobachtung der Zerfallskurve kann man also nur eine - vermutlich deutlich zu kleine - untere Grenze für die Kohärenzzeit angeben, eine genaue Bestimmung der Kohärenzzeit durch einfache Anregung der Oszillationen und Beobachtung des Zerfalls ist nicht möglich.

3.4 Echomechanismen

Die im vorhergehenden Kapitel offenbar gewordene Beschränkung des Studiums der Dekohärenz durch gleichzeitig vorhandenen, den Zerfall des Messsignals dominierenden, inhomogenen Zerfall, ist ein aus anderen Gebieten der Physik wohlbekanntes Phänomen. In den Bereichen der Kernspin- und optischen Resonanz wird das Problem gelöst durch Anwendung der Techniken des Spin- bzw. Photonenechos [Hahn50, Kurn64, Alle87]. Diese Techniken basieren auf der Beobachtung, dass der inhomogene Zerfall aufgrund der Dephasierung ein reversibler Vorgang ist. Dadurch wird es durch geeignete Manipulation von Superpositionen zum Zeitpunkt Δt nach ihrer Präparation möglich, die Dephasierung teilweise oder komplett umzukehren und so zum Zeitpunkt $2\Delta t$ eine stimulierte makroskopische Wiederkehr des Messsignals (Echo) zu induzieren. Schon Hahn hat in seinem Vorschlag zum Spinecho 1950 erkannt, dass dieser Effekt die Möglichkeit bietet, die Kohärenzzeit auch in Gegenwart von starkem inhomogenem Zerfall zu bestimmen [Hahn50].

Für symmetrische Wellenpaketoszillationen in optischen Gittern wurde 1998 vorgeschlagen, durch eine zweite Anregung den Effekt der Dephasierung umzukehren und ein stimuliertes Wiederaufleben der Oszillationen zu induzieren [Bula98]. Der Echoeffekt wurde dort numerisch für sehr kalte Atome in einem weitverstimmtten optischen Gitter untersucht, so dass das Problem durch Lösung der klassischen Bewegungsgleichung behandelt werden konnte. In Analogie dazu kann die im vorigen Abschnitt erwähnte klassische Simulation benutzt werden, um den Echomechanismus - unter Vernachlässigung spontaner Emissionen - für ^{85}Rb -Atome in einem nahresonanten Gitter zu untersuchen. Abbildung 3.15 zeigt die Ergebnisse dieser Simulation für ein optisches Gitter mit $I = 40\text{mW/cm}^2 = 24.7I_0$ und eine Verstimmung

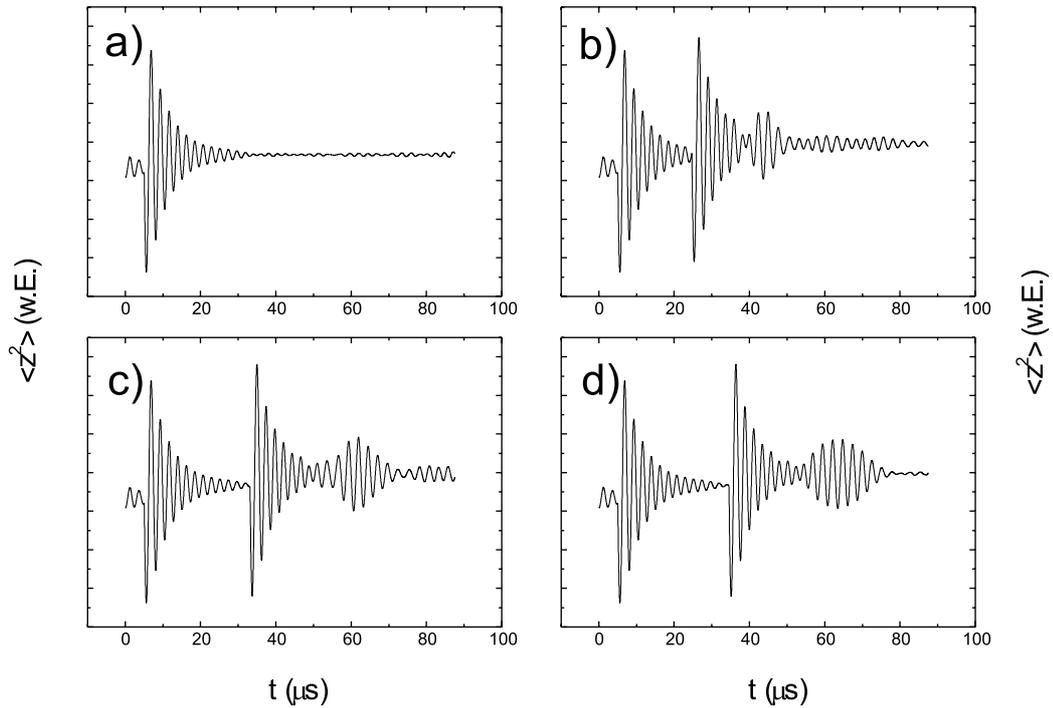


Abbildung 3.15: Ergebnisse der klassischen Simulation für ein optisches Gitter mit $U_0 = 920E_R$ und verschiedene zeitliche Abläufe. (a) Eine Anregung, (b)-(d) zwei Anregungen, zweite Anregung nach $\Delta t = 24 \mu\text{s}$ (b), $32 \mu\text{s}$ (c) und $33 \mu\text{s}$ (d). Die Anregungen erfolgen durch kurzzeitige Erhöhung der Potentialtiefe um einen Faktor 2.5. Klar zu sehen ist die Wiederkehr der Oszillationen zum Zeitpunkt $2\Delta t$ nach der ersten Anregung.

von $\Delta = -5\Gamma$ ($\Rightarrow U_0 = 920E_R$). Die Oszillationen werden jeweils angeregt durch kurzzeitige (Pulsdauer: 80 ns) Erhöhung der Potentialtiefe um einen Faktor 2.5 (auf $U_0 = 2300E_R$). Zu erkennen sind die symmetrischen Wellenpaketoszillationen und deren Zerfall, sowie - durch die zweite Anregung - die Wiederkehr des Oszillationssignals zum Zeitpunkt $2\Delta t$ nach der ersten Anregung.

Dies zeigt einen Ausweg aus dem im vorigen Kapitel behandelten Problem des starken inhomogenen Zerfalls auf: Falls dieser Echomechanismus auch für asymmetrische Wellenpaketoszillationen auftritt, wird dadurch eine Bestimmung der Kohärenzzeit für die Ankopplung von Atomen an das Lichtfeld möglich.

3.5 Echos in optischen Gittern

Nach den im vorigen Unterkapitel angestellten Überlegungen sollte es also möglich sein, durch eine zweite nicht-adiabatische Translation ein stimuliertes Wiederaufleben der Oszillationen zu beobachten und damit Aussagen über die Dekohärenzzeit zu gewinnen. Dies ist im Rahmen dieser Arbeit erstmals gelungen und wird im Folgenden beschrieben.

Abbildung 3.16 zeigt ein experimentell bestimmtes Oszillationssignal ΔP für Messungen zu Wellenpaketechos: Nach dem erstmaligen nicht-adiabati-

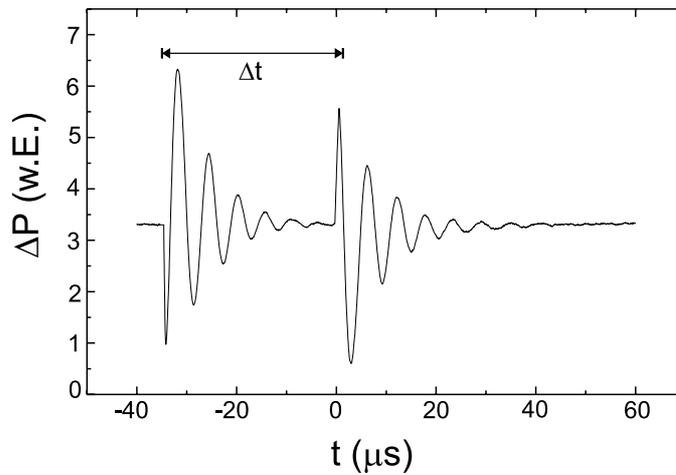


Abbildung 3.16: Zeitlicher Verlauf des Oszillationssignals bei den Messungen zu Wellenpaketechos in optischen Gittern. Das Gitter wird zum Zeitpunkt $t = -\Delta t$ um dz und dann zum Zeitpunkt $t = 0$ um den gleichen Betrag zurückverschoben.

schen Verschieben des Gitterpotentials um $0 < dz < 0.25\lambda$ zum Zeitpunkt $t = -\Delta t$ kommt es zu den in Unterkapitel 3.3 beschriebenen Oszillationen und deren Zerfall. Nach einem variablen Zeitintervall Δt schieben wir das Gitter nicht-adiabatisch um dz auf seine ursprüngliche Position zurück (der Zeitpunkt des zweiten Verschiebens wird als $t = 0$ gewählt) und beobachten die daraus resultierenden Oszillationen und deren Zerfall (zum Experimentverlauf siehe auch Abbildung 3.11). Für Zeiten um $t \approx \Delta t$ sind im Vergleich zum ersten Verschieben höhere Oszillationsamplituden zu erkennen. Die Verdeutlichung und somit die experimentelle Demonstration des Echoeffektes zeigt Abbildung 3.17⁶. Die Signalkurve, Abbildung 3.17b, zeigt die Oszillationen nach dem zweiten Verschieben des Gitters für $\Delta t = 32 \mu s$. Als Referenzkurve,

⁶Um Fluktuationen in der Atomzahl zu vermeiden, wurden die Anfangsamplituden der Wellenpaketoszillationen normiert. Die hier gezeigten Kurven sind zur besseren Darstellung vertikal gegeneinander verschoben.

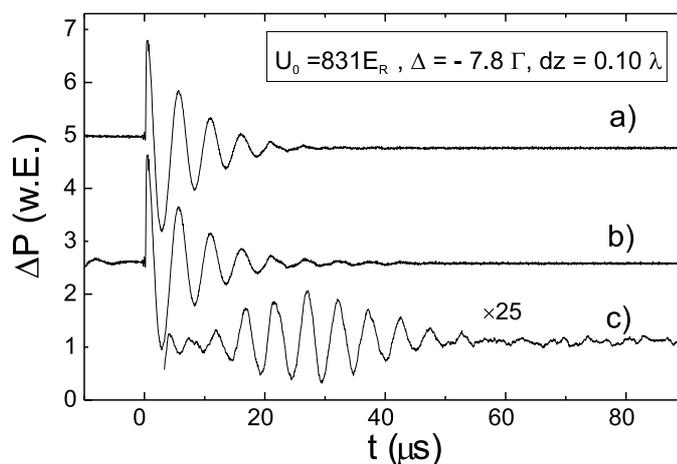


Abbildung 3.17: Wellenpaketoszillationen ohne (Kurve a) und mit (Kurven b und c) Echo. Abgebildet sind die Oszillationen nach dem zweiten Verschieben (bei $t = 0$) für $\Delta t = 108 \mu\text{s}$ (a, Referenzkurve, vollständige Dekohärenz vor dem zweiten Verschieben) und $\Delta t = 32 \mu\text{s}$ (b, Signalkurve). Die Differenz zwischen den Kurven b und a (c, Echokurve) zeigt das Wellenpaketecho.

Abbildung 3.17a, wurden Wellenpaketoszillationen von Atomen aufgenommen, die sich zum Zeitpunkt des zweiten Verschiebens in Eigenzuständen des Potentials befinden. Zur Verringerung systematischer Ungenauigkeiten wurde auch diese Kurve nach zwei Verschiebungen aufgenommen, allerdings wurde das Zeitintervall mit $\Delta t = 108 \mu\text{s}$ so lang gewählt, dass die Kohärenz zum Zeitpunkt des zweiten Verschiebens vollständig verloren gegangen ist und die Atome den thermischen Gleichgewichtszustand erreicht haben. Im Vergleich mit der Referenzkurve zeigt die Signalkurve zusätzliche Oszillationen für die Zeit um $t = \Delta t = 32 \mu\text{s}$. Um diese genauer untersuchen zu können, wurde die Kurve (a) von Kurve (b) abgezogen. Abbildung 3.17c zeigt die um den Faktor 25 vergrößerte Differenzkurve. Klar sichtbar ist die Wiederkehr von Oszillationen, d.h. das Wellenpaketecho, zu einem Zeitpunkt um $t = 32 \mu\text{s}$. Dieser Zeitpunkt entspricht einer Zeit von $t_{\text{gesamt}} = 32 \mu\text{s} + \Delta t = 64 \mu\text{s} = 2\Delta t$ nach dem ersten Verschieben, der charakteristischen Zeit für den erwarteten Echoeffekt⁷.

Abbildung 3.18 zeigt zum Vergleich das Ergebnis der in Unterabschnitt 3.3.2 beschriebenen Quanten-Monte-Carlo-Simulation für die Parameter der experimentellen Kurve 3.17. In Abbildung 3.18a ist die spontane Streurrate erheblich herabgesetzt ($\Gamma_{sc} \rightarrow \Gamma_{sc}/1000$), um die für den Echoeffekt verantwortliche kohärente Dynamik zu betonen. Die Wiederkehr der Oszillationen

⁷Die Tatsache, dass die Oszillationen des Echos ihr Maximum zu einem leicht früheren Zeitpunkt als $2\Delta t$ nach dem ersten Verschieben haben, ist das Ergebnis von Dekohärenz.

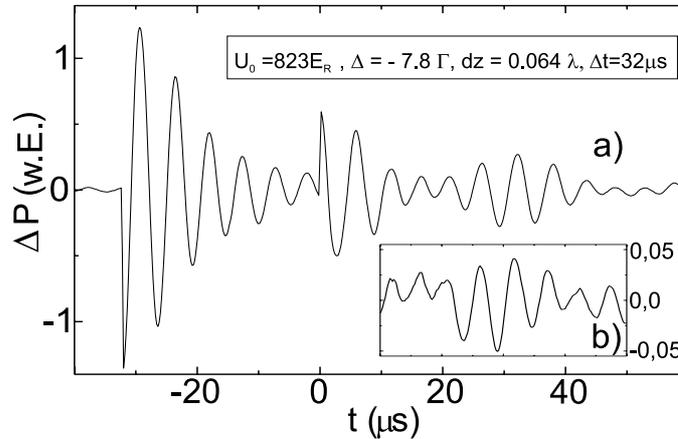


Abbildung 3.18: Quanten-Monte-Carlo-Simulationen des Echoexperiments. Mit reduzierter Streurrate ($\Gamma_{sc} \rightarrow \Gamma_{sc}/1000$) ist ein deutliches Echo zu sehen (a). Die reguläre Streurrate führt zu einer erhebliche Reduktion der Echoamplitude (b).

zum Zeitpunkt $t = 32 \mu\text{s}$ ist klar zu erkennen. Die gegenüber dem Experiment deutlich größere Echoamplitude der Kurve 3.18 erklärt sich aus den (fast völlig) fehlenden spontanen Emissionen, die im Experiment zu einem Zerfall der externen Superpositionen und damit zu einer Reduzierung der Echoamplitude führen. Dies lässt sich auch in der Simulation beobachten, bei der die nichtreduzierte Streurrate zu einer deutlich geringeren Echoamplitude führt (siehe Abbildung 3.18b). Abbildung 3.18a zeigt aber im Vergleich mit Abbildung 3.16 auch, dass die spontanen Prozesse neben der Verringerung der Echoamplitude aufgrund ihrer Kühlwirkung noch zusätzliche Einflüsse auf die Dynamik des Gesamtexperimentes ausüben: Die Amplitude der Oszillationen nach dem zweiten Verschieben ist in der Abwesenheit von spontanen Emissionen um einen Faktor von ca. 2 geringer als die Amplitude nach dem ersten Verschieben, da Atome mit zu hohen Vibrationsquantenzahlen beim zweiten Verschieben das Potential verlassen. Im Experiment (Abbildung 3.16) ist der Unterschied in den beiden Oszillationsamplituden deutlich geringer (ein Faktor von ca. 1.2), da hier die Atome zwischen den beiden Translationen zu einem großen Teil wieder zu niedrigeren Vibrationsquantenzahlen gekühlt werden. Zusätzlich wirken sich Variationen der Experimentparameter wie z.B. die Phasenlage des zweiten Verschiebens deutlich stärker als im Experiment auf den Verlauf des Oszillationssignals aus.

Die Auswirkungen der spontanen Emissionen auf die Echoamplitude lassen sich auch experimentell untersuchen, indem die Amplitude des Echos bei verschiedenen Verstimmungen aber gleichen Potentialtiefen untersucht wird. Abbildung 3.19 zeigt das Ergebnis der Messung der Echoamplitude als Funk-

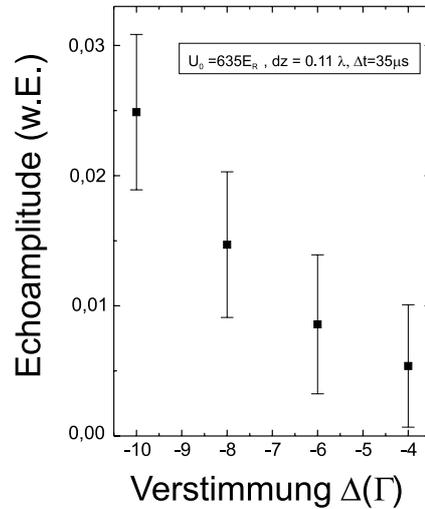


Abbildung 3.19: Abhängigkeit der Echoamplitude von der Gitterverstimmung Δ für die angegebenen Parameter.

tion der Verstimmung Δ für eine feste Potentialtiefe von $U_0 = 635E_R$ und ein festes Zeitintervall $\Delta t = 35 \mu s$ zwischen den Translationen. Wie erwartet, nimmt die Echoamplitude mit abnehmender Verstimmung ab, was ebenfalls auf einen durch spontane Photonenstreuung verursachten Zerfall hindeutet, da (für geringe Sättigung) die Streurrate Γ_{sc} umgekehrt proportional zur Verstimmung Δ ist:

$$\Gamma_{sc} = \frac{U_0 \Gamma}{\hbar |\Delta|} \quad (3.28)$$

(vgl. Gleichungen 3.5 und 3.6).

Neben der Anharmonizität des Gitterpotentials können auch andere Effekte zu einem inhomogenen Zerfall des Oszillationssignals führen. Um zu untersuchen, ob sich auch in diesem Fall ein Echo beobachten lässt, haben wir das transversale Intensitätsprofil der Gitterstrahlen erheblich verengt, so dass Atome, die sich an unterschiedlichen Stellen im Intensitätsprofil der Gitterstrahlen befinden, stark unterschiedliche Potentialtiefen U_0 erfahren (Abbildung 3.20).

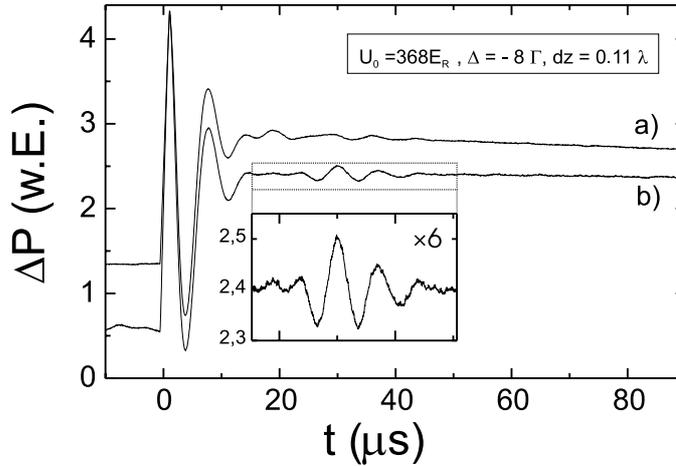


Abbildung 3.20: Wellenpaketoszillationen und Echo für erhöhte Dephasierung. Die Referenzkurve (a, $\Delta t = 132 \mu\text{s}$) zeigt den schnelleren Zerfall des Oszillationssignals, in der Signalkurve (b, $\Delta t = 30 \mu\text{s}$) ist ein freistehendes Echo zu sehen.

Die dadurch eingeführte zusätzliche Inhomogenität verstärkt den inhomogenen Zerfall, wie auch an der Referenzkurve, Abbildung 3.20a, zu sehen ist: Schon nach weniger als zwei Oszillationen ist das Signal zerfallen. Das freistehende Echo in der Signalkurve, Abbildung 3.20b (keine Subtraktion von Signal- und Referenzkurve nötig!) ist deutlich zu erkennen und zeigt, dass sich die Methode der Wellenpaketechos auch auf andere Systeme übertragen lässt, in denen die räumliche Variation in der kohärenten Dynamik der Hauptgrund für die Dephasierung des Oszillationssignals ist (siehe auch Abschnitt 3.6).

Die Physik des Echomechanismus' sagt voraus, dass sich der Zeitpunkt, an dem das Echo auftritt, vorbestimmen lässt durch Variation des Zeitintervalls Δt zwischen den beiden Translationen. Abbildung 3.21a zeigt die Echokurven (Differenzen aus Signal- und Referenzkurve, wie in Abbildung 3.17c) für ein nahezu homogenes Intensitätsprofil (Parameter wie in Abbildung 3.17), Abbildung 3.21b zeigt die Signalkurven für das stark inhomogene Intensitätsprofil (Parameter wie in Abbildung 3.20), jeweils für die angegebenen Werte für das Zeitintervall Δt . Die Messungen zeigen, dass der Echozeitpunkt für größer werdende Werte von Δt zeitlich nach hinten wandert, und das Maximum der Echoamplitude etwa zum Zeitpunkt $t_{\text{gesamt}} = 2\Delta t$ erreicht wird, in Analogie zu Spin- und Photonenechos. Im Gegensatz zu den alleine aus den diskreten Energieniveaus resultierenden spontanen Revivals, wie sie in [Goer97, Rait97b, Rait98] gemessen wurden, lässt sich also der Zeitpunkt des Auftretens des Echos frei einstellen und ist nicht durch die jeweilige Potentialtiefe vorgegeben.

Wie man aus Abbildung 3.21 sehen kann, nimmt die Echoamplitude für

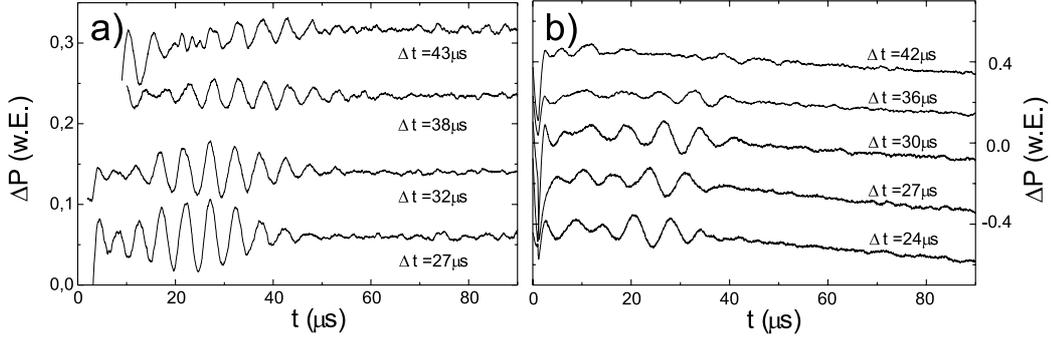


Abbildung 3.21: *Abhängigkeit des Zeitpunkts des Auftretens des Echos und Verringerung der Echoamplitude für größer werdendes Δt . (a) Echokurven für die Parameter von Abbildung 3.17 (homogenes Intensitätsprofil). (b) Signalkurven für die Parameter von Abbildung 3.20 (inhomogenes Intensitätsprofil).*

steigendes Δt ab. Diesen Effekt kann man nun nutzen, um die Kohärenzzeit der atomaren Bewegung zu bestimmen. Abbildung 3.22a zeigt dies für die Daten aus Abbildung 3.21a. Ein exponentieller Fit an die Daten ergibt eine $1/e$ -Zerfallszeit von $\tau_2 = (27 \pm 3)\mu\text{s}$, was erheblich länger als die dazugehörige Dephasierungszeit von $\tau_1 = 7\mu\text{s}$ ist. Dies zeigt, dass die kohärente Bewegung auch zu Zeiten, an denen das makroskopische Oszillationssignal schon zerfallen ist, immer noch existiert. Der große Unterschied der Zeitkonstanten (τ_2 deutlich größer als τ_1) erklärt auch, warum der einfache Zerfall der Oszillationskurven so deutlich durch die Dephasierungszeit dominiert ist.

Drückt man die Zerfallszeit in Einheiten der spontanen Streurrate $\tau_{sc} = 1/\Gamma_{sc}$ aus, so erhält man für die Daten von Abbildung 3.22a einen Wert von $\tau_2 = (68 \pm 10)\tau_{sc}$. In einer Reihe von Messungen analog zu Abbildung 3.21a für $-10\Gamma < \Delta < -4\Gamma$ finden wir Werte für τ_2/τ_{sc} , die weitgehend unabhängig von der Potentialtiefe U_0 und der Verstimmung Δ sind und nur wenig um den gemeinsamen Mittelwert

$$\tau_2 = (49 \pm 7)\tau_{sc} \quad (3.29)$$

streuen (siehe Abbildung 3.22b).

Die Interpretation der Zerfallszeit des Echosignals als Kohärenzzeit ist strenggenommen nur dann richtig, wenn es keine anderweitigen Mechanismen gibt, die zu einem Zerfall des Echosignals führen. Um dies zu untersuchen, haben wir das Verhalten des Echos für den Fall einer erheblich reduzierten Streurrate (Faktor 1000) mithilfe der QMCWF Simulation numerisch untersucht. Abbildung 3.23 zeigt die Abhängigkeit der Echoamplitude von Δt für die Daten von Abbildung 3.18 für eine erheblich reduzierte spontane Streurrate ($\Gamma_{sc} \rightarrow \Gamma_{sc}/1000$). Es zeigt sich, dass auch bei nicht vorhandenen spon-

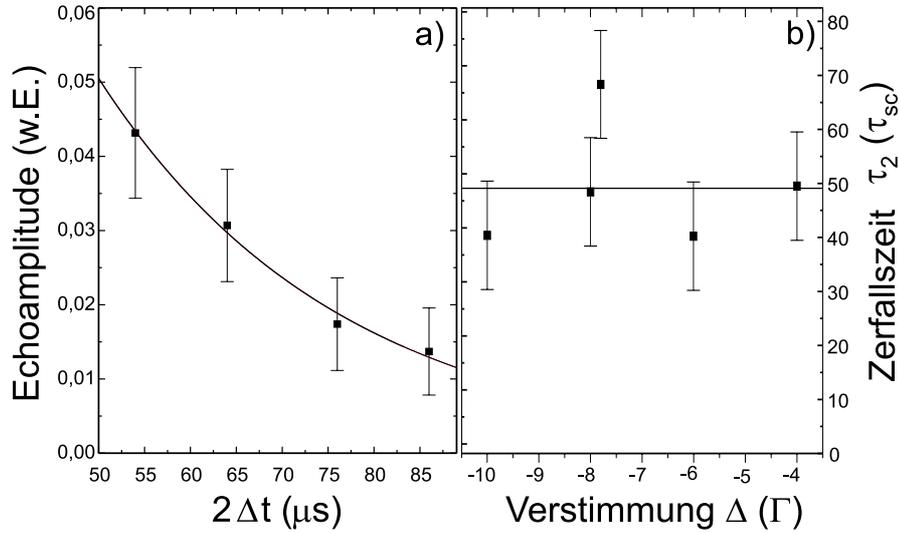


Abbildung 3.22: (a) Abhängigkeit der Echoamplitude von Δt für die Daten von Abbildung 3.21a. Die Linie ist ein exponentieller Fit an die Daten. (b) Zerfallszeit des Echos τ_2 in Einheiten der spontanen Streurrate τ_{sc} als Funktion der Gitterverstimmung Δ .

tanen Prozessen die Echoamplitude als Funktion von Δt abnimmt, im angegebenen Beispiel erhält man für die Zerfallszeit $\tau_3 = (54 \pm 10)\mu\text{s}$. Da die experimentell bestimmte Zerfallszeit für diese Potentialtiefe $\tau_2 = (27 \pm 3)\mu\text{s}$ beträgt, würde das - bei der Annahme eines multiplikativen Zusammenwirkens beider als exponentiell angenommenen Zerfalleffekte - auf eine Kohärenzzeit von $54 \mu\text{s}$ führen, doppelt so lang, wie der gemessene Zerfall der Echoamplitude. Allerdings sollte die Interpretation dieser Ergebnisse der Simulation mit Vorsicht betrachtet werden, da es - aufgrund der für die Untersuchung des dissipationsfreien Echozerfalls heruntergesetzten spontanen Prozesse - nicht möglich ist, die Kühlung durch die spontanen Prozesse zu berücksichtigen, was wie oben gesehen zu einem unterschiedlichen Verhalten der experimentell bzw. theoretisch ermittelten Echoamplituden führt, wobei ein einfaches Zusammenbringen beider Effekte nicht ohne weiteres möglich ist.

Die Tatsache, dass eine so große Zahl von spontanen Emissionen benötigt wird, um die kohärenten Superpositionen zu zerstören, lässt sich mithilfe zweier verschiedener Mechanismen erklären: Zum einen sollten nur inelastisch - d.h. die Vibrationsquantenzahl ändernde - gestreute Photonen zu Dekohärenz führen. Aufgrund der starken Lokalisation der Atome ($z_{rms} = \lambda/18$) werden die meisten Photonen aber elastisch gestreut (Lamb-Dicke Effekt) [Dick53, Cour92]. Die Rate Γ' der inelastisch gestreuten Photonen ist deut-

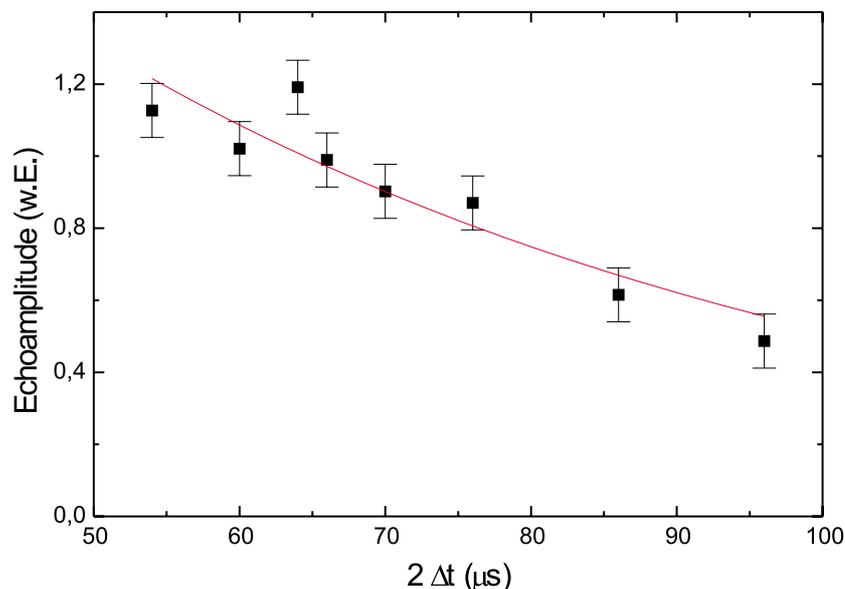


Abbildung 3.23: Ergebnis der QMCWF Simulation für die Abhängigkeit der Echoamplitude von Δt mit reduzierter Streurrate ($\Gamma_{sc} \rightarrow \Gamma_{sc}/1000$). Der exponentielle Fit an die Daten ergibt eine Zerfallszeit von $\tau_3 = (54 \pm 10)\mu\text{s}$.

lich kleiner als Γ_{sc} :

$$\Gamma' = \eta^2 \Gamma_{sc} = 0.12 \Gamma_{sc}, \quad (3.30)$$

mit dem Lamb-Dicke Parameter $\eta = 2\pi z_{rms}/\lambda = 0.35$. Diese Reduktion der Streurrate führt aber immer noch auf 6 inelastisch gestreute Photonen innerhalb der Kohärenzzeit:

$$\tau_2 = 6\tau_{inelastisch}, \quad (3.31)$$

so dass ein weiterer Mechanismus zu den langen Kohärenzzeiten beitragen muss.

Dieser Mechanismus ist der Transfer der Kohärenz zwischen unterschiedlichen Vibrationsniveaus in (nahezu) harmonischen Potentialen [Cohe92b] (siehe Abbildung 3.24). In harmonischen Potentialen wirken aufgrund der äquidistanten Energieniveaus auch inelastische spontane Prozesse auf alle Anteile der Superpositionszustände in etwa gleich, so dass spontane Prozesse die Kohärenz nicht zerstören, sondern die Kohärenz von der anfänglichen in die resultierende Superposition transferieren. Dies hat zur Folge, dass die Kohärenzzeit erheblich länger als die (inelastische) Streuzzeit ist.

Aus diesem Grund wurde darauf hingewiesen, dass sich für einen harmonischen Oszillator die Kohärenzzeit nicht aus dem einzelnen Populations-transfer zwischen Vibrationsniveaus ergibt, sondern aus der Gesamtzeit für

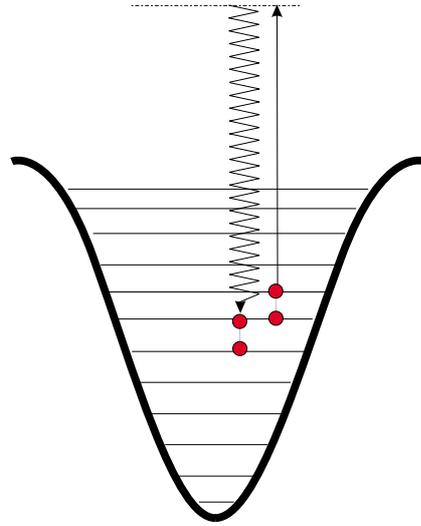


Abbildung 3.24: *Transfer der Kohärenz in (nahezu) harmonischen Potentialen. Aufgrund der Äquidistanz der Energieniveaus wirken spontane inelastische Prozesse auf alle Anteile einer Superposition gleich und transferieren die Kohärenz zwischen der anfänglichen und der resultierenden Superposition.*

die Dämpfung der Energie des Oszillators, und deshalb verknüpft ist mit der Zeitkonstanten für die Kühlung der Atome [Phil97, Cohe92b, Cira93]. Wie theoretisch gezeigt wurde, sollte für den idealen harmonischen Oszillator die Kohärenzzeit τ_2 doppelt so groß wie die Kühlzeit τ_{Kuehl} der Atome sein:

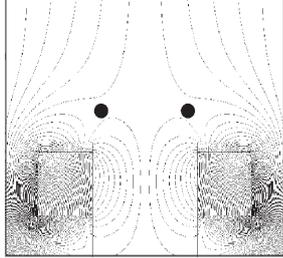
$$\tau_2 = 2\tau_{Kuehl}. \quad (3.32)$$

Für ein eindimensionales lin- \perp -lin-Gitter von Caesiumatomen wurde die Kühlzeit kürzlich zu $\tau_{Kuehl} = 30\tau_{sc}$ bestimmt [Rait97a]. Da aufgrund der Skalierungsgesetze in optischen Gittern eine ähnliche Zahl auch für Rubidium zu erwarten ist, ist unsere Messung der Zerfallszeit des Echsignals $\tau_2 = (49 \pm 7)\tau_{sc}$ in guter Übereinstimmung mit der theoretischen Voraussage von Gleichung 3.32. Wir erwarten, dass die Beziehung $\tau_2 = 2\tau_{Kuehl}$ universelle Gültigkeit hat für (nahezu) harmonische Fallenpotentiale in denen die Atombewegung an ein dissipatives Reservoir gekoppelt ist (siehe auch [Phil97]).

3.6 Ausblick

Der hier erstmals untersuchte Echomechanismus wurde erforscht an einem nahresonanten optischen Polarisationsgradientengitter, in dem der inhomogene Zerfall hauptsächlich durch die Anharmonizität des Gitterpotentials gegeben ist. Wie allerdings in Abschnitt 3.5 gezeigt wurde, können auch durch

andere Effekte verursachte Dephasierungen rückgängig gemacht werden, so dass die Echomethode unabhängig von der spezifischen experimentellen Realisierung des Fallenpotentials zum Einsatz kommen kann. Im Bereich der Atomoptik gibt es eine ganze Reihe von Fallengeometrien, die Inhomogenitäten aufweisen und in denen daher der Echomechanismus zur Untersuchung der Kohärenz gewinnbringend eingesetzt werden kann, wie z.B. einzelne Dipol- oder Magnetfallen, aber auch kompliziertere Strukturen wie die in Kapitel 5 behandelten Arrays von Atomfallen.



Ein magnetischer Speicherring

Im vorliegenden Kapitel wird eine neuartige Leiterstruktur für neutrale Atome vorgestellt: ein magnetischer Speicherring basierend auf einem ringförmigen Permanentmagneten. Die Motivation für die Verwendung eines magnetischen Fallen- bzw. Speicherpotentials liegt dabei im Fehlen spontaner Emissionsprozesse begründet - im Gegensatz zu optischen Potentialen. Wie im vorigen Kapitel untersucht wurde, führen diese spontanen Emissionen zum Verlust der atomaren Kohärenz. Zwar lassen sich in Dipolpotentialen die spontanen Prozesse durch Erhöhung der Verstimmung des Lichtfeldes im Prinzip beliebig weit unterdrücken, in der Praxis ist aber gerade bei den oft benötigten hohen Kräften eine Grenze für die erreichbaren Kohärenzzeiten durch die verfügbare Laserleistung vorgegeben.

Allerdings sind nun aber für eine Reihe von Anwendungen lange Kohärenzzeiten eine notwendige Bedingung, um das volle Potential der Verwendung kalter Atome ausnutzen zu können. So lassen sich in Analogie zu Lasergyroskopen mit neutralen Atomen Sagnac-Interferometer realisieren [Rieh91, Lene97, Gust97]. Die Sensitivität von Licht- bzw. Atom-Sagnac-Interferometern hängt dabei neben der eingeschlossenen Fläche A von der Geschwindigkeit v und der Wellenlänge λ der verwendeten Teilchen ab:

$$\Delta\Phi = \frac{4\pi}{\lambda v} A\Omega, \quad (4.1)$$

wobei $\Delta\Phi$ die durch die Drehung des Interferometers verursachte Phasenänderung und Ω die Winkelgeschwindigkeit darstellen. Die Produkte λv für Licht und lasergekühlte Atome unterscheiden sich um den Faktor $mc^2/\hbar\omega \approx 10^{11}$ [Gust97] (m ist die Masse des verwendeten Atoms, ω die Frequenz des Photons). Obwohl optische Gyroskope einen höheren Teilchenfluss und größere eingeschlossene Flächen bieten, sollten atomare Sagnacinterferometer daher

ultimativ eine um mehrere Größenordnungen höhere Sensitivität aufweisen können. Die Voraussetzung dafür ist eine große eingeschlossene Fläche A , der einzige freie Parameter aus Gleichung 4.1, der sich mit der derzeitigen Technologie relativ leicht verbessern lässt¹. Aus diesem Grund weisen die besten derzeit verwendeten atomaren Sagnac-Interferometer eine große Länge auf (einige m), da die laterale Aufspaltung, die man mit den verwendeten Strahlteilern erhält, relativ gering ist, so dass sich die Größe der Fläche (typischerweise einige 10 mm^2) nur durch Verlängern des Interferometers erreichen lässt.

Grundvoraussetzung für solche Interferometrie-Experimente ist dabei der Erhalt der Kohärenz. Um kohärentes Führen über weite Distanzen untersuchen zu können, wurde daher der in diesem Kapitel behandelte Speicherring entwickelt und aufgebaut, der aufgrund seiner geschlossenen Struktur die Untersuchung kohärenten Führens über lange Beobachtungszeiten erlaubt, und zudem bei kompaktem Aufbau eine große eingeschlossene Fläche aufweist.

Im Folgenden wird zunächst auf die Besonderheit von magnetischen Speicher- und Leiterstrukturen eingegangen (Abschnitt 4.1), bevor dann in Abschnitt 4.2 das Konzept des Speicherrings vorgestellt wird. Zur Optimierung der Eigenschaften des Speicherrings wurden umfangreiche Berechnungen mithilfe der numerischen Methode der finiten Elemente (FEM) durchgeführt. Die Ergebnisse dieser Berechnungen werden in Abschnitt 4.3 vorgestellt. Abschnitt 4.4 stellt dann den auf der Grundlage dieser Resultate erfolgten Aufbau des Speicherrings vor sowie die Messungen der Magnetfelder für verschiedene Parameter.

4.1 Magnetfallen

Atome, die ein magnetisches Moment $\vec{\mu}$ besitzen, lassen sich in inhomogenen Magnetfeldern aufgrund der Wechselwirkung zwischen dem magnetischen Moment $\vec{\mu}$ und dem Magnetfeld $\vec{B}(\vec{r})$ fangen. Die Wechselwirkung resultiert in dem Potential $V(\vec{r})$:

$$V(\vec{r}) = -\vec{\mu} \cdot \vec{B}(\vec{r}). \quad (4.2)$$

Der Betrag und das Vorzeichen von $\vec{\mu}$ hängen dabei vom Zustand ab, in dem sich das Atom befindet. Da statische Magnetfelder im freien Raum keine Maxima besitzen können [Wing84], lassen sich in zeitunabhängigen Magnetfeldern nur Teilchen mit antiparallel zum Magnetfeld ausgerichtetem Dipolmoment fangen, sogenannte „low-field-seeker“.

¹Für den anderen freien Parameter, die Masse m der verwendeten Teilchen, würde sich eine Verbesserung nur durch Verwendung von schwereren Teilchen (z.B. Molekülen) bewerkstelligen lassen. Dies ist beim gegenwärtigen Stand der Forschung noch nicht möglich.

Für schwache Magnetfelder ist die Größe des magnetischen Moments gegeben durch

$$|\vec{\mu}| = \mu_F = -g_F m_F \mu_B, \quad (4.3)$$

wobei $g_F \approx g_J \frac{F(F+1)+J(J+1)-I(I+1)}{2F(F+1)}$ der Landé-Faktor des Hyperfeinstruktur-niveaus und $\mu_B = 9.274 \cdot 10^{-24} J/T$ das Bohrsche Magneton ist. Das magnetische Moment führt eine Präzessionsbewegung um die durch das Magnetfeld am Ort des Atoms vorgegebene Achse durch, mit der Larmorfrequenz

$$\omega_L = g_F \mu_B B / \hbar. \quad (4.4)$$

Für den Fall, dass das magnetische Moment dem Magnetfeld adiabatisch folgen kann, solange also die Larmorfrequenz ω_L sehr viel größer als die Fallenfrequenz ω_T ist:

$$\omega_L \gg \omega_T, \quad (4.5)$$

lässt sich das Potential aus Gleichung 4.2 vereinfachen zu:

$$V(\vec{r}) = -\mu_F |\vec{B}(\vec{r})|. \quad (4.6)$$

Analog zur einfachen Gleichung 4.6 lässt sich auch für starke Magnetfelder die energetische Aufspaltung der verschiedenen magnetischen Unterzustände einfach angeben, für den Übergang zwischen schwachem und starkem Magnetfeld muss man im Allgemeinen aber auf Näherungen zurückgreifen. Für den wichtigen Fall von Niveaus mit Hüllendrehimpuls $J=1/2$ (also auch für die beiden Hyperfeinniveaugrundzustände von ^{85}Rb) lässt sich die Energie der Aufspaltung in einem Magnetfeld beliebiger Stärke allerdings analytisch mithilfe der Breit-Rabi-Formel angeben [Maye97]:

$$\Delta E = -\frac{\Delta E_0}{2} \left(\frac{1}{2I+1} \pm \sqrt{1 + \frac{4m_F}{2I+1} x + x^2} \right), \quad (4.7)$$

mit $x = B \frac{g_J \mu_B}{\Delta E_0}$ und ΔE_0 der Hyperfeinstrukturaufspaltung für $\vec{B} = 0$. Abbildung 4.1 zeigt den Verlauf der Zeeman-Aufspaltung der HFS-Niveaus $5^2S_{1/2}$ $F=2$ und $F=3$ von ^{85}Rb . Die speicherbaren magnetischen Unterzustände des Grundzustands von ^{85}Rb sind also: $F=2$, $m_F = -2, -1$ und $F=3$, $m_F = 1, 2, 3$. Für spektroskopische Untersuchungen sind dabei insbesondere die beiden Niveaus $F=2$, $m_F = -1$ und $F=3$, $m_F = +1$ interessant, da sie auch noch für relativ starkes Magnetfeld annähernd parallel verlaufen, wodurch die Verbreiterung des Übergangs durch unterschiedliche energetische Verschiebungen der beiden Niveaus reduziert wird.

Die einfachste aller möglichen Magnetfallen wird gebildet aus zwei identischen Spulen, die von entgegengesetzten Strömen durchflossen werden. Der Betrag des Magnetfeldes ist Null im Zentrum der Falle zwischen den beiden

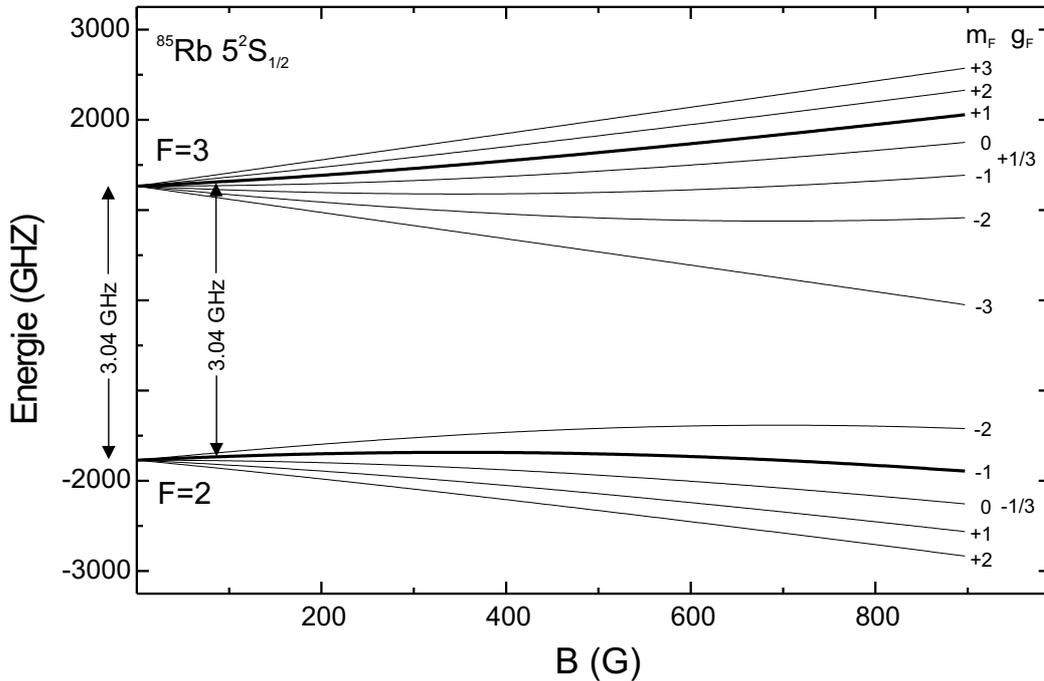


Abbildung 4.1: Zeeman-Aufspaltung der Hyperfeinstrukturgrundzustände von ^{85}Rb im Magnetfeld. Die zwei fett eingezeichneten Niveaus ($F=2$, $m_F = -1$ und $F=3$, $m_F = 1$) erfahren für kleines B eine gleiche Energiewerschiebung.

Spulen und steigt von dort in allen Richtungen an. Diese Konfiguration war denn auch die erste, in der die Speicherung lasergekühlter neutraler Atome nachgewiesen werden konnte [Migd85] (vgl. aber auch [Paul90]), und stellt auch das Grundprinzip der von uns untersuchten Konfiguration dar.

Als gravierender Nachteil dieser Konfiguration ergibt sich allerdings die hohe Verlustrate aufgrund von Spin-Umorientierung (sogenannte Majorana-Spinflips): Für Atome, die durch das feldfreie Zentrum ($B=0$) der Falle fliegen, ist die Abiabzitätsbedingung (Gleichung 4.5) nicht mehr erfüllt, das magnetische Moment kann sich frei umorientieren, wodurch das Atom in einen („high-field-seeking“-)Zustand transferiert werden kann, so dass es aus der Falle heraus beschleunigt wird. Diese Verluste, die für sehr kalte Atome gravierend sein können, lassen sich durch ein magnetisches Offsetfeld $B \neq 0$ vermeiden. Eine häufig verwendete Methode, dieses Offsetfeld zu erzeugen ist die Superposition des Quadrupolfeldes mit einem schnell oszillierenden transversalen Offsetfeld in sogenannten TOP-Fallen (von engl. „time-averaged orbiting potential“) [Petr95]. Die Addition des transversalen Offsetfeldes führt zwar zu jedem beliebigen Zeitpunkt nur zu einer einfachen Translation des Potentials, ist die Frequenz der Rotation des Offsetfeldes aber groß gegenüber

den Fallenfrequenzen, so erfahren die Atome ein gemitteltes Potential, mit einem nicht-verschwindenden Magnetfeld im Potentialminimum. Diese Methode, die Verluste durch Spin-Umorientierung zu minimieren, kann auch in der hier vorgestellten Konfiguration angewendet werden (vgl. Abschnitt 4.4).

4.2 Die Konzeption des Speicherings

Die Motivation zu den Arbeiten in diesem Kapitel ist die Untersuchung der kohärenten Führung von Materiewellen in miniaturisierten linearen Magnetstrukturen. Die von uns entwickelte Leiterstruktur muss dabei eine Reihe von Voraussetzungen erfüllen, die die Konzeption beeinflusst haben:

- Um zu **langen Beobachtungszeiten** zu gelangen, wurde von uns eine **geschlossene Struktur**, ein Speicherring, gewählt.
- Die für die später angestrebten atominterferometrischen Untersuchungen wichtige **Einmoden-Führung** von Atomen erfordert hohe Gradienten. Dies ist in der hier untersuchten Struktur gewährleistet durch die **Verwendung von Permanentmagneten**.
- Die z.B. für das Laden der Struktur benötigten **Variationsmöglichkeiten des Potentials** werden möglich gemacht durch die zusätzliche **Verwendung von Elektromagneten**.

Als Ausgangspunkt für unsere Konzeption diene dabei die in der Arbeitsgruppe von Professor T.W. Hänsch entwickelte sogenannte „Tip-Falle“ [Vule96, Vule98], deren Prinzip in Abbildung 4.2a dargestellt ist: Das star-

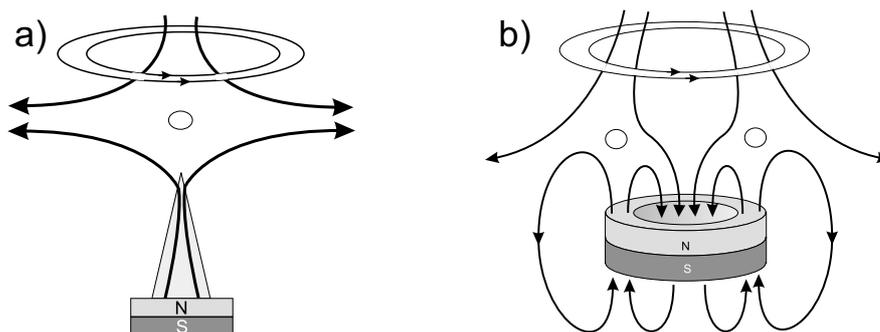


Abbildung 4.2: (a) Konzept der sogenannten „Tip-Falle“. Das Magnetfeld einer durch einen Permanentmagneten stark magnetisierten Stahlspitze wird durch das Gegenfeld eines Elektromagneten am Ort des Fallenzentrums kompensiert. (b) Erweiterung der Tip-Falle auf zwei Dimensionen: durch Verwendung eines ringförmigen Permanentmagneten entsteht ein torusförmiges Potentialminimum.

ke, durch eine scharfe Stahlnadel zusätzlich komprimierte, von der Spitze der Stahlnadel an schnell abfallende Magnetfeld eines Permanentmagneten wird durch das homogene Gegenfeld von zwei Elektromagneten (in Abbildung 4.2a durch die obere Spule angedeutet) an einem Ort kompensiert, so dass das Magnetfeld dort verschwindet, $|B|$ aber von dort in allen Richtungen ansteigt. Die Gradienten in dieser Falle können Werte von $3 \cdot 10^5 G/cm$ erreichen [Vule98].

Abbildung 4.2b zeigt die Erweiterung dieses Prinzips durch Verwendung eines ringförmigen Permanentmagneten. Durch die gegenüber Abbildung 4.2a geänderte Form des Permanentmagneten ergibt sich keine Punktfalle mehr, sondern ein ringförmiges Potentialminimum.

Der Gesamtaufbau unserer Konzeption ist in Abbildung 4.3 zu sehen. Das homogene Gegenfeld wird von zwei Spulen mit hochpermeablen Metallkernen erzeugt. Der Permanentmagnet ist in einen der beiden Metallkerne eingelassen und mit einem Metallring versehen, der das magnetische Feld des Magneten analog zur Nadel in Abbildung 4.2a führen soll. Die Variation des Potentials kann durch Ändern des Stroms durch die beiden Spulen erreicht

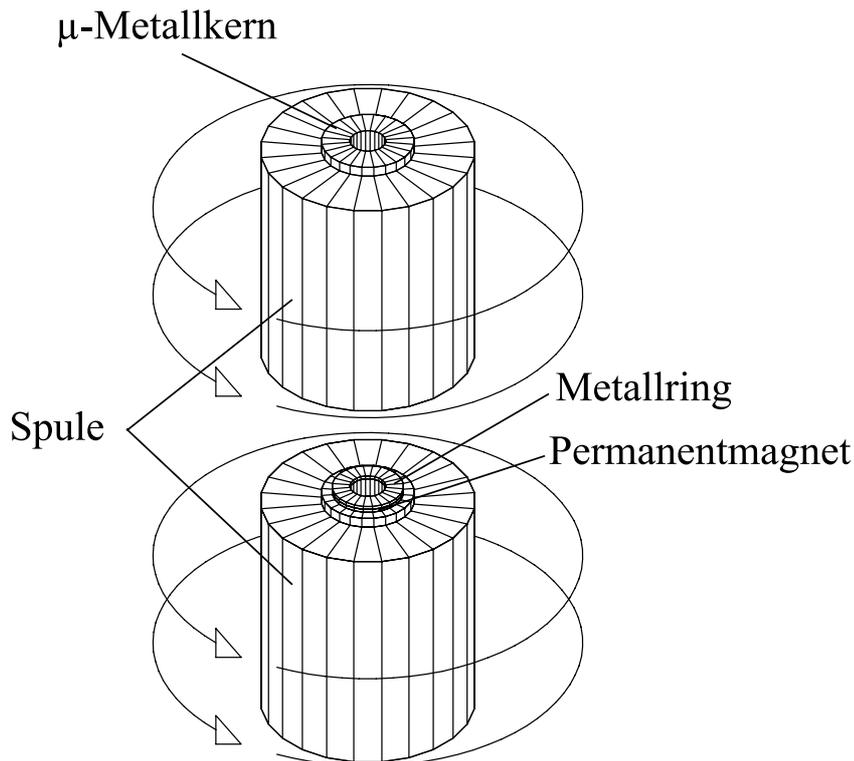


Abbildung 4.3: Aufbau des Speicherrings. Das Gegenfeld der beiden Spulen wird durch zwei hochpermeable Metallkerne verstärkt. In einen der beiden Metallkerne ist der Permanentmagnet eingelassen.

werden. Analog zur Tip-Falle sollten höhere Ströme zu einem stärkeren Gegenfeld und damit zu einem näher am Magneten gelegenen Potentialminimum mit stärkeren Gradienten führen, während sich bei schwächeren Strömen ein Quadrupolfeld in der Nähe der oberen Spule ausbilden sollte. Dieses Quadrupolfeld könnte dann genutzt werden, um Atome in einer MOT zu fangen und sie anschließend durch Erhöhen der Spulenströme in den Speicherring zu transferieren.

Die Überprüfung dieser Designgrundlage sowie die genaue Festlegung der einstellbaren Parameter, wie Stromstärken durch die beiden Spulen, Materialien und geometrische Größen, wie die optimale Einsenktiefe des Permanentmagneten, können aufgrund der Komplexität des Problems nicht analytisch erfolgen. Daher wurden im Rahmen zweier Diplomarbeiten ausführliche Magnetfeldberechnungen mithilfe der numerischen Methode der finiten Elemente durchgeführt [Wilk98, Bugg00]. Die Ergebnisse dieser Berechnungen sowie die daraus resultierende Endkonfiguration werden im nächsten Abschnitt vorgestellt.

4.3 FEM-Berechnungen

4.3.1 Die Finite-Elemente-Methode

Für die in Abschnitt 4.2 beschriebene Konfiguration lässt sich die räumliche Magnetfeldverteilung durch Lösung des durch die makroskopischen Maxwellgleichungen vorgegebenen partiellen Differentialgleichungssystems mit den durch die Geometrie vorgegebenen Randbedingungen bestimmen. Aufgrund der Komplexität der zu untersuchenden Struktur ist ein analytisches Verfahren zur Feldberechnung nicht möglich. Eine Möglichkeit zur numerischen Berechnung des Magnetfelds stellt die hier verwendete Methode der finiten Elemente (auch: Finite Elemente Methode, kurz: FEM) dar. Die Vorgehensweise bei der Methode der finiten Elemente lässt sich grob in 5 Schritte unterteilen²:

- Das Gebiet, auf dem das Magnetfeld berechnet werden soll, wird in kleine (finite) Elemente E_i zerlegt.
- Für jedes einzelne Element E_i wird eine Interpolationsfunktion mit freien Parametern angesetzt, die den Verlauf der Lösungsfunktion auf E_i approximieren soll.

²Auf Details dieses Verfahrens kann in dieser Arbeit nicht eingegangen werden, den interessierten Leser verweise ich auf die Diplomarbeiten [Wilk98, Bugg00], sowie, für allgemeinere Einführungen, auf [Kost94, Muel97] und die dort und in [Wilk98, Bugg00] angegebenen Literaturhinweise.

- Das Differentialgleichungssystem wird in eine Integralgleichung umgeschrieben
- Die Interpolationsfunktionen werden in die Differentialgleichung eingesetzt. Dies liefert ein Gleichungssystem für die unbekanntenen Koeffizienten.
- Das Gleichungssystem wird iterativ gelöst.

4.3.2 FEM-Berechnungen mit ANSYS

Die FEM-Berechnungen des Magnetfelds des Speicherrings wurden mit der kommerziellen Software ANSYS (Version 5.5.3, Hersteller: ANSYS Inc.) durchgeführt. Dabei gliedert sich die Bearbeitung des Problems in drei Teilschritte, die Vorbearbeitungsphase, in der der Benutzer ein Modell der zu berechnenden Struktur (Geometrie, Materialeigenschaften etc.) in den Computer eingibt, die Lösungsphase, in der ANSYS das Magnetfeld nach der Methode der finiten Elemente berechnet, und die Nachbearbeitungsphase, in der die vom Benutzer benötigten Daten aus den berechneten Urdaten beschafft werden. Abbildung 4.4 zeigt das in ANSYS eingegebene Modell für den Speicherring. Da die Rotationssymmetrie des Aufbaus auf das Magnetfeld übergeht und ANSYS zweidimensionale Modelle als rotationssymmetrisch ansehen kann, genügt es, das Modell für einen radialen Schnitt einzugeben. Abbildung 4.4a zeigt die Zerlegung des Modells eines solchen radialen Schnitts in Flächen. Diese Zerlegung sowie die Festsetzung der unterschiedlichen Materialeigenschaften wird vom Benutzer vorgenommen. Die anschließende Aufteilung der einzelnen Flächen in die finiten Elemente (Abbildung 4.4b) erfolgt dann durch ANSYS, wobei die Anzahl der Elemente pro Fläche (und damit die Rechengenauigkeit) vom Benutzer bestimmt werden kann. In den im Folgenden aufgeführten Berechnungen wurden 12 x 12 Elemente pro Fläche verwendet (Gesamtzahl der Elemente: 11500), der besseren Darstellung wegen zeigt Abbildung 4.4b 6 x 6 Elemente pro Fläche.

4.3.3 Optimierung des Designs

Im Hinblick auf die Festlegung des endgültigen Aufbaus des Speicherrings gilt es eine Reihe von wünschenswerten Eigenschaften zu optimieren, die zum Teil im Widerspruch zueinander stehen und sich gegenseitig beschränken. Daher wurde eine Reihe von Berechnungen durchgeführt, um den Einfluss verschiedener einstellbarer Parameter (unter der Randbedingung der verfügbaren Komponenten) auf diese Eigenschaften zu untersuchen und zu einem möglichst guten Kompromiss zwischen den erwünschten hohen Magnetfeldgradienten auf der einen Seite und einer vertretbaren Größe, einem guten

optischem Zugang und niedrigen Stromstärken auf der anderen Seite zu gelangen. Dazu wurden folgende Parameter variiert (für Einzelheiten verweise ich auf [Bugg00]):

- Größe des Ringmagneten
- Material der Metallkerne
- Tiefe der Einsenkung des Magneten in den Metallkern

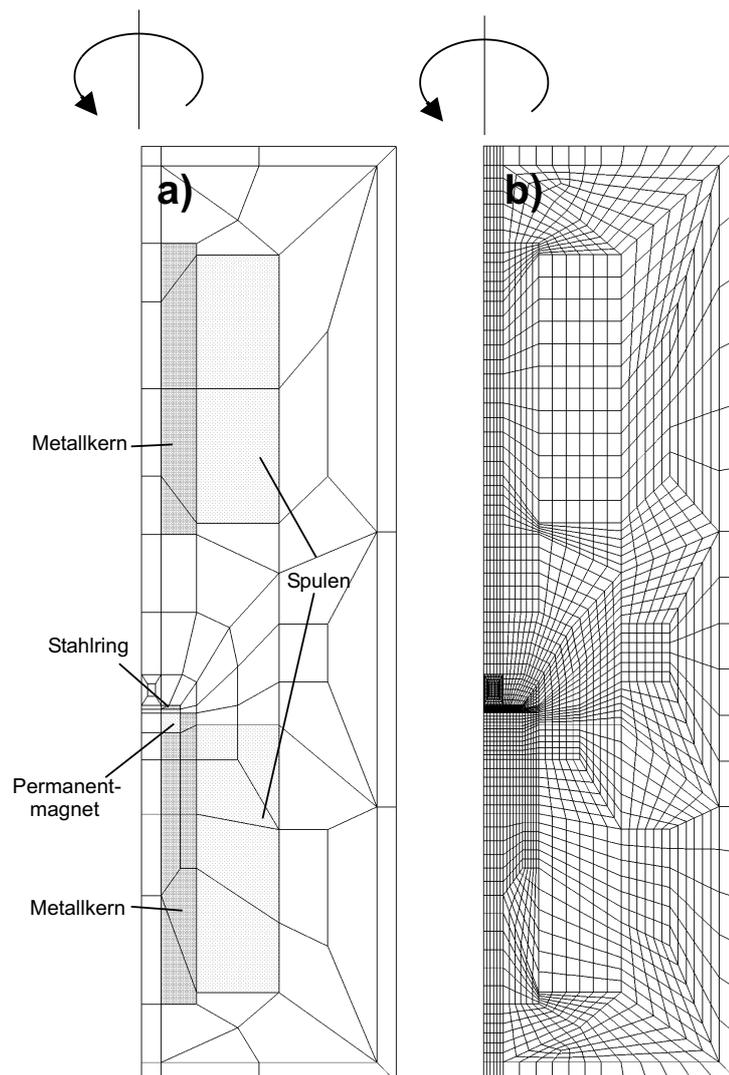


Abbildung 4.4: Aufteilung des rotationssymmetrischen Modells des Speicherringes in Flächen (a) und Elemente (b). In (a) sind die unterschiedlichen Materialien durch verschiedene Graustufen gekennzeichnet.

- Abstand der Spulen
- Geometrie des Stahlrings

Die Optimierung dieser Parameter führte dann zu dem endgültigen Aufbau, der im Folgenden vorgestellt wird.

4.3.4 Die Endkonfiguration

Die geometrischen Daten der sich aus den Berechnungen ergebenden Endkonfiguration sind in Abbildung 4.5 dargestellt. Der Permanentmagnet, ein NdFeB-Ringmagnet mit einem Außenradius von 20 mm, einem Innenradius von 10mm und einer Höhe von 6mm, wird 5mm tief in einen der Metallkerne

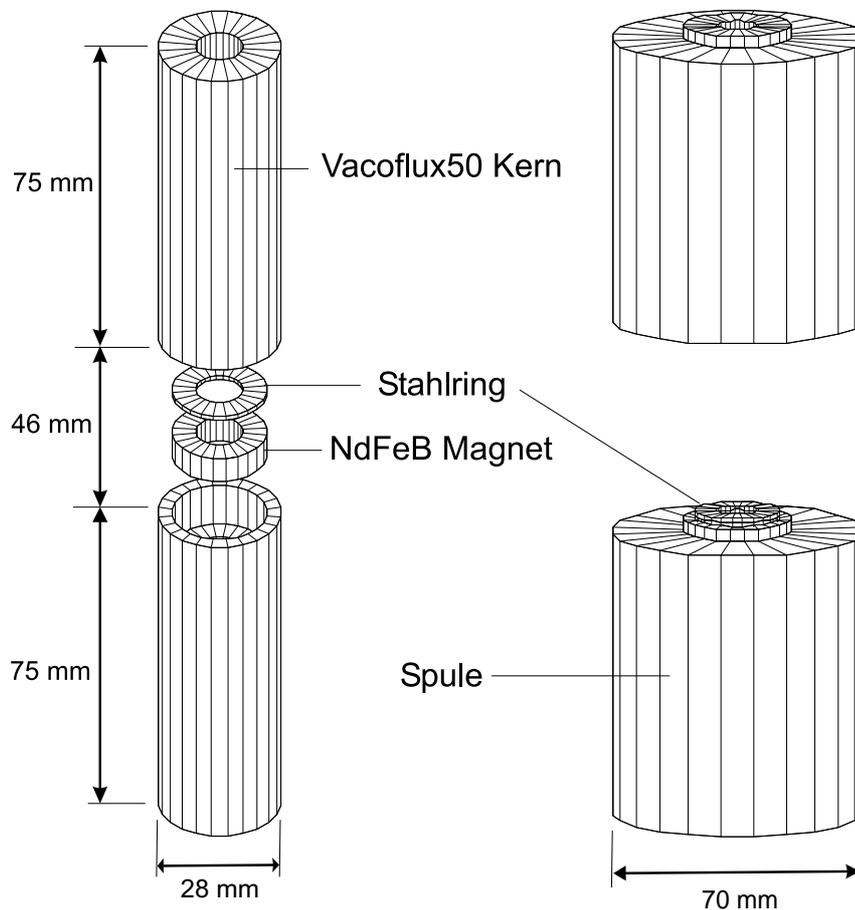
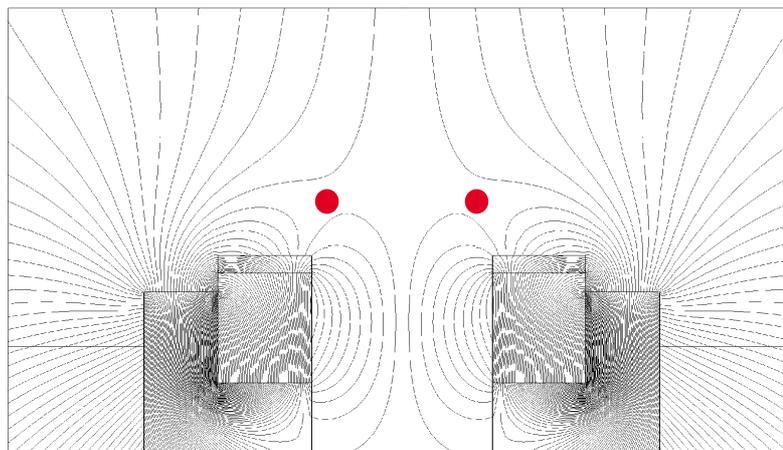


Abbildung 4.5: Schematische Darstellung des Aufbaus des Speicherrings.

(Vacoflux50) eingelassen. Über dem Magneten befindet sich eine 1 mm dicke Stahlscheibe. Die Spulen bestehen aus 23 Schichten zu je 7 Lagen Kupferkapillarrohr mit einem Außendurchmesser von 3 mm und einem Innendurchmesser von 1 mm.

Abbildung 4.6a zeigt das mithilfe von ANSYS berechnete Magnetfeld des Speicherrings für einen Strom von 28 A durch beide Spulen. Die Berechnungen zeigen, dass sich bei diesem Strom 4 mm oberhalb des Stahlrings eine ringförmige Magnetfeldnulllinie ($B = 0$) mit einem Durchmesser von ca. 8 mm bildet. Der axiale und radiale Verlauf des Betrags der Feldstärke um diese

a)



b)

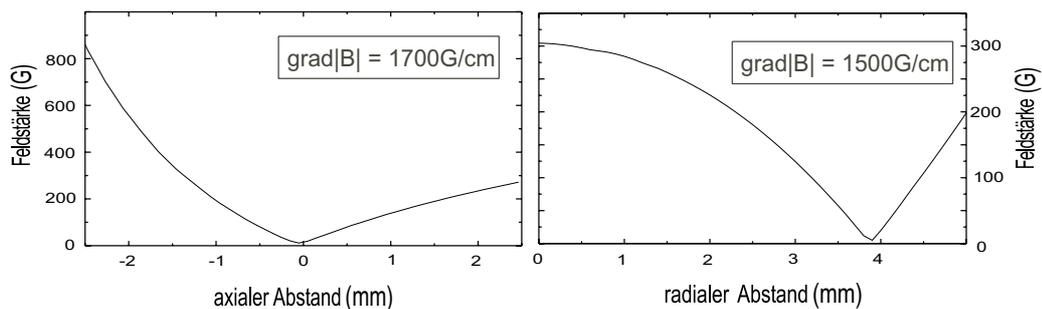


Abbildung 4.6: (a) Mit ANSYS berechnete Magnetfeldlinien für die Konfiguration aus Abbildung 4.5 bei einem Strom von 28 A durch beide Spulen. Es ergibt sich ein ringförmiges Potentialminimum (in $B = 0$). Die Lage des Minimums ist durch die Kreise gekennzeichnet. (b) Axialer und radialer Verlauf des Magnetfeldes aus (a) im Bereich des Potentialminimums bei einem Strom von 28 A durch beide Spulen.

Nulllinie ist in Abbildung 4.6b dargestellt. Der Gradient in axialer Richtung beträgt 1700 G/cm, der Gradient in radialer Richtung beträgt 1500 G/cm.

Das Magnetfeld für den Betrieb der MOT kann erreicht werden durch einen Strom von 0,5 A in der magnetfernen und einen Strom von 5 A in der magnetnahen Spule (Abbildung 4.7a). Dabei ergeben sich Gradienten von axial 8 G/cm und radial 5 G/cm im Potentialminimum, das 37 mm von der Oberseite des Stahlrings entfernt ist (Abbildung 4.7b).

Wie die Berechnungen zeigen, können durch Variation der Ströme durch die beiden Spulen alle benötigten Feldgeometrien für ein effizientes Umladen der Atome aus der MOT in den Speicherring erzeugt werden. Dazu werden

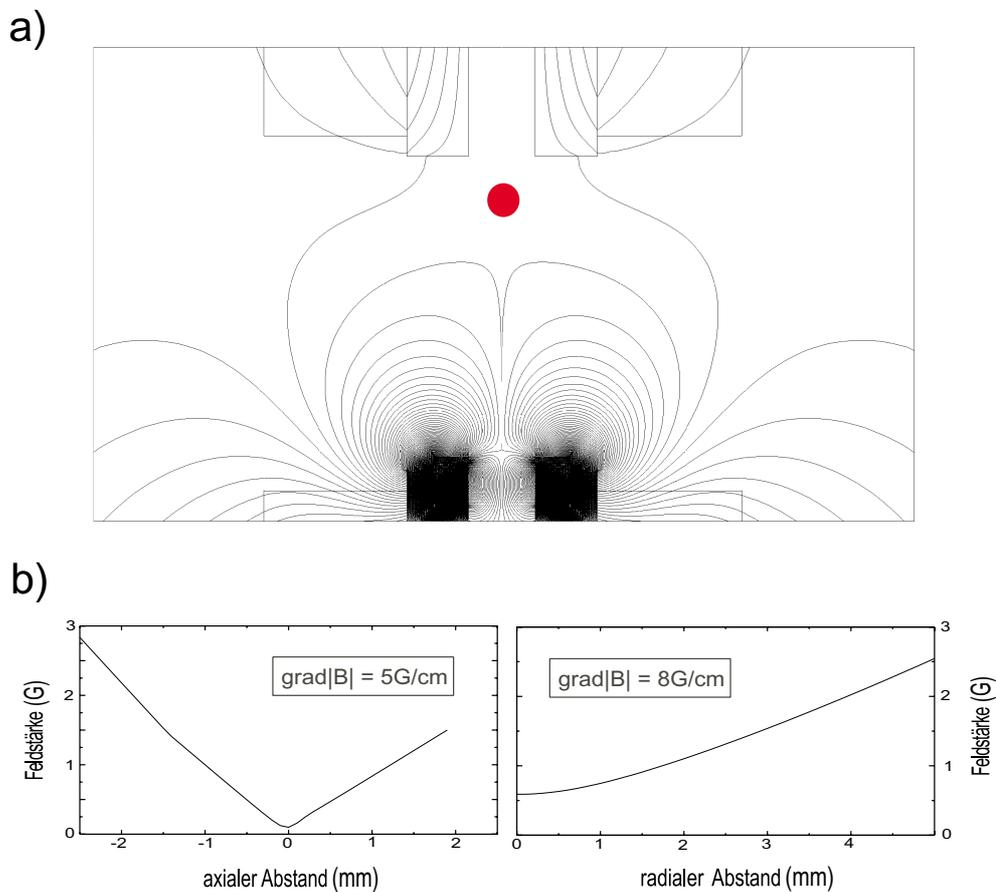


Abbildung 4.7: (a) Mit ANSYS berechnete Magnetfeldlinien für die Konfiguration aus Abbildung 4.5 bei einem Strom von 0,5 A durch die magnetferne und 5 A durch die magnetnahe Spule (MOT-Konfiguration). Die Lage des Minimums ($B = 0$) ist durch den Kreis gekennzeichnet. (b) Axialer und radialer Verlauf des Magnetfeldes aus (a) im Bereich des Potentialminimums bei einem Strom von 0,5 A durch die magnetferne und von 5 A durch die magnetnahe Spule.

die Atome zunächst von der MOT in eine magnetische Quadrupolfalle umgeladen, die dann durch Erhöhung der Spulenströme komprimiert wird. Dabei wandert das Fallenzentrum immer näher in Richtung des Permanentmagneten. Für Ströme zwischen 20 und 22 A bildet sich dann das Speicherringpotential aus, das durch weitere Erhöhung der Spulenströme steiler wird. Dieser Ladevorgang ist in Abbildung 4.8 veranschaulicht durch die Darstellung der von ANSYS berechneten radialen Verläufe der Feldstärke durch das Potentialminimum.

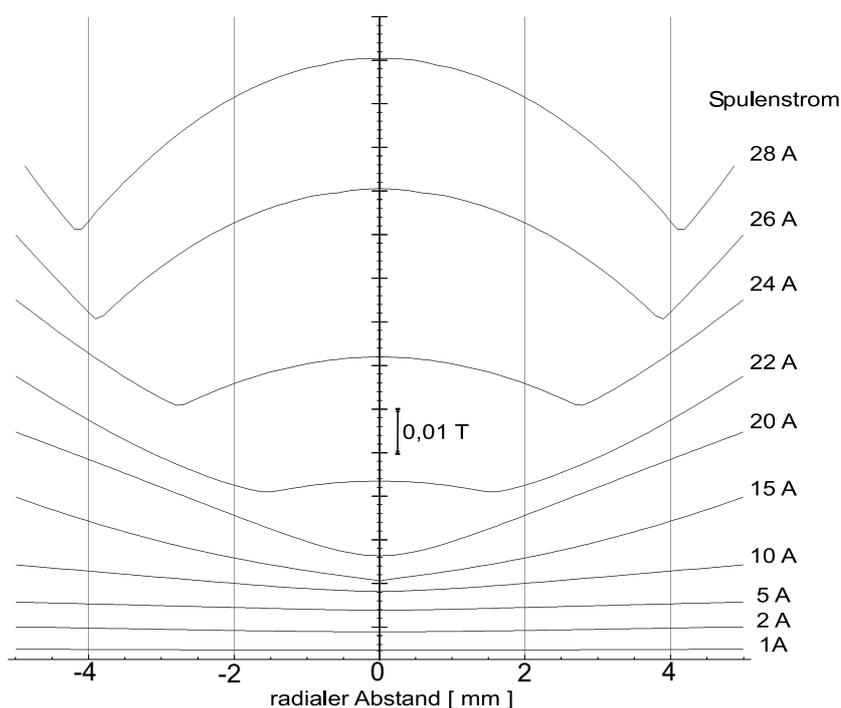


Abbildung 4.8: Radiale Verläufe des Magnetfelds für verschiedene Stromstärken (gleiche Stromstärke durch beide Spulen). Der Übersichtlichkeit wegen wurden die Graphen vertikal übereinander angeordnet.

4.4 Aufbau und Magnetfeldmessungen

Mithilfe der im vorigen Abschnitt geschilderten Berechnungen konnten die verschiedenen Parameter für den Aufbau des Speicherrings festgelegt werden sowie theoretisch überprüft werden, ob sich das in Abschnitt 4.2 vorgestellte Konzept experimentell realisieren lässt. Der Speicherring wurde daher gemäß Abbildung 4.5 aufgebaut.

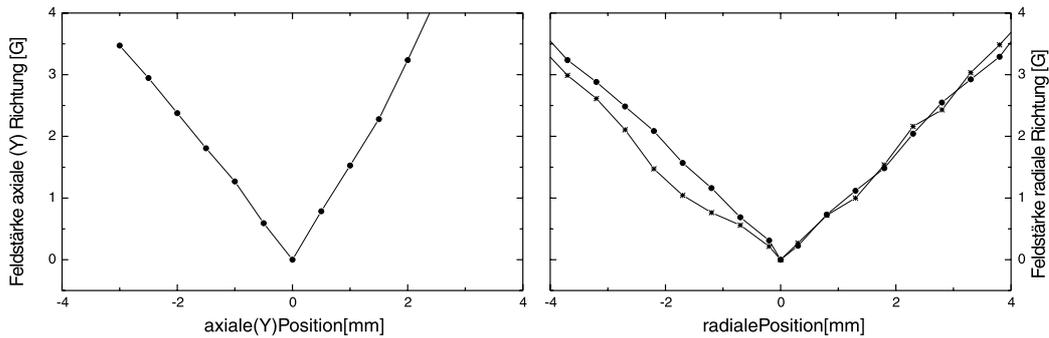


Abbildung 4.9: Gemessene Werte für den axialen und radialen Verlauf des Magnetfeldes im Bereich des Potentialminimums bei einem Strom von 0,19 A in der magnetfernen und 3,9 A in der magnetnahen Spule.

Zur experimentellen Überprüfung der Eignung des Speicherrings vor Einbau in die Vakuumkammer wurden die Magnetfelder des Speicherrings bei verschiedenen Strömen mithilfe einer Hall-Sonde vermessen. Dabei konnte sichergestellt werden, dass sich bei realistischen Strömen die Magnetfelder für den Betrieb der MOT und des Speicherrings sowie für das Umladen realisieren lassen. Abbildung 4.9 zeigt den Verlauf der gemessenen Feldstärke für einen Strom von 3,9 A in der magnetnahen und 0,19 A in der magnetfernen Spule. Der Gradient in axialer Richtung beträgt 14 G/cm, der Gradient in radialer Richtung beträgt 8,5 G/cm, das Magnetfeld eignet sich also für den Betrieb einer magnetooptischen Falle. Damit es beim Umladen von der MOT in den Speicherring nicht zu einer unnötigen Aufheizung des atomaren Ensembles kommt, müssen die Positionen des Potentialminimums der verschiedenen Magnetfeldkonfigurationen (MOT, Quadrupolfalle, Speicherring) während des Ladevorgangs kontinuierlich ineinander übergehen. Dass dies in der hier gewählten Konfiguration prinzipiell möglich ist, haben die Magnetfeldberechnungen mit ANSYS gezeigt, eine genaue Berechnung der dafür benötigten Stromverläufe ist aufgrund des hohen Rechenaufwandes allerdings nicht möglich. Die Stromverläufe lassen sich aber leicht durch eine Vermessung des Magnetfeldes mit der Hall-Sonde finden. Es stellt sich heraus, dass es für das Umladen von der MOT in eine magnetische Quadrupolfalle (am gleichen Ort) nötig ist, die Richtung des Spulenstroms in der magnetnahen Spule umzukehren. Auf diese Weise entsteht für einen Strom von -12,6 A in der magnetnahen und einen Strom von 7,5 A in der magnetfernen eine Quadrupolfalle, die - bei zunächst fast gleich bleibenden Gradienten - durch Ändern des Stromes in der magnetnahen Spule von -12,6 A auf 7,5 A näher an den Permanentmagneten geschoben wird. Eine weitere Komprimierung der Quadrupolfalle erhält man dann durch - symmetrisches - Erhöhen

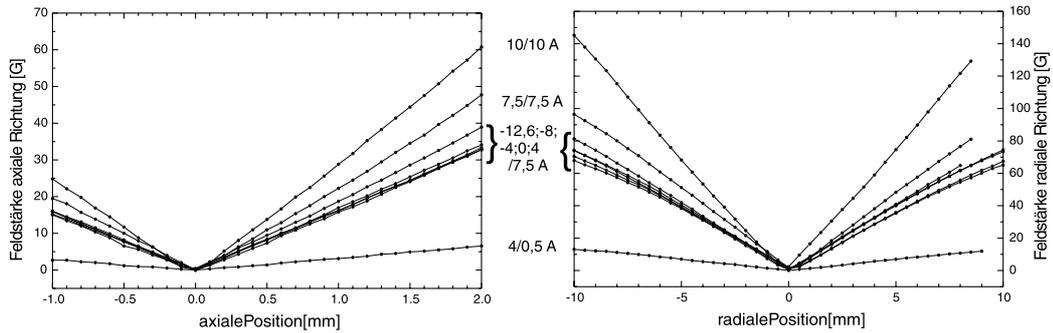


Abbildung 4.10: Gemessene Werte für den axialen und radialen Verlauf des Magnetfeldes im Bereich des Potentialminimums für die verschiedenen Umladekonfigurationen entsprechenden Ströme durch die beiden Spulen. Der Lage der Minima ändert sich gemäß Tabelle 4.1.

der Ströme durch beide Spulen. Auch dabei wandert das Potentialminimum weiter an den Permanentmagneten heran. Die verwendeten Ströme sowie die gemessenen Gradienten und die axiale Position des Potentialminimums für die verschiedenen Umladekonfigurationen sind in Tabelle 4.1 zu sehen. Abbildung 4.10 zeigt die gemessenen Feldstärken dazu, Abbildung 4.11 illustriert das Heranwandern des Potentialminimums an den Permanentmagneten.

Wird der Strom durch beide Spulen weiter erhöht, so bildet sich ab einem Strom von ca. 14 A durch beide Spulen ein ringförmiges Potentialminimum (Abb. 4.12), dessen Gradient durch weiteres Erhöhen des Stroms weiter

Spulenstrom (A)		Gradient (G/cm)		axiale Pos. (mm)
nah	fern	radial	axial	
3,9	0,19	8,5	14	29
4	0,5	13	33	27
-12,6	7,5	81	170	27
-8	7,5	71	165	24
-4	7,5	71	165	21
0	7,5	65	165	17
4	7,5	77	195	13
7,5	7,5	96	240	10
7,6	7,6	100	225	10
10	10	145	305	8

Tabelle 4.1: Parameter der in Abb. 4.9 und Abb. 4.10 dargestellten Messungen verschiedener Umladekonfigurationen.

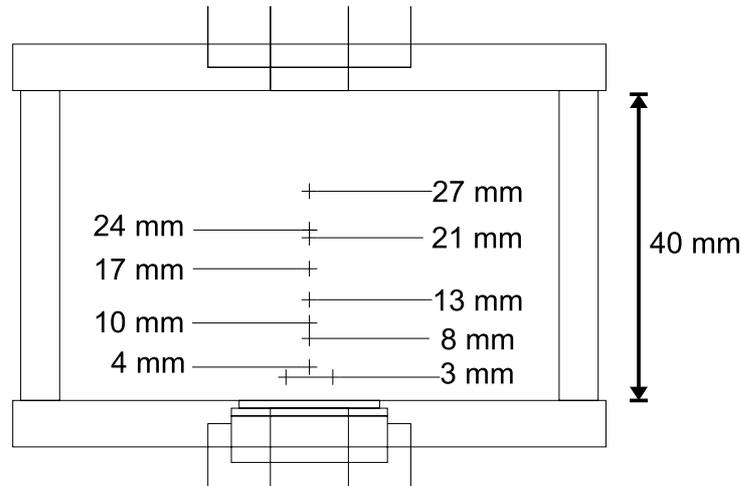


Abbildung 4.11: Lage des Potentialminimums für verschiedene der in Tabellen 4.1 und 4.2 aufgeführten Parameter.

erhöht werden kann und das immer näher an den Permanentmagneten heranwandert, wobei der Durchmesser des Rings größer wird. Die Parameter für diese Konfigurationen sind in Tabelle 4.2 zusammengefasst.

Die verschiedenen in diesem Unterabschnitt vorgestellten Magnetfeldmessungen zeigen eine sehr gute qualitative Übereinstimmung zwischen den Messungen und den Berechnungen mithilfe von ANSYS. Es zeigen sich aber erhebliche quantitative Diskrepanzen zwischen den numerisch berechneten und den experimentell ermittelten Feldstärken. Allerdings konnte als systematischer Zusammenhang zwischen den Rechnungen und Messungen ermittelt werden, dass sich auch quantitativ der gleiche Feldverlauf mit gleichen Gradienten einstellt, wenn für die Berechnungen der experimentell verwendete Spulenstrom mit dem Faktor 1,5 und alle sich aus den Berechnungen ergebenden Feldstärken mit dem Faktor 0,3 multipliziert werden [Bugg00].

Spulenstrom [A]	Gradient [G/cm]		$ B(r = 0) $ [G]	Radius [mm]	axiale Pos. [mm]
	innen	außen			
12	–	–	213	–	5,7
13	–	–	251	–	5,3
14	–	–	372	–	4,3
15	10	50	436	2,3	3,4
16	31	99	612	2,6	3,0

Tabelle 4.2: Parameter der in Abb.4.12 dargestellten Messungen verschiedener Torus-Konfigurationen.

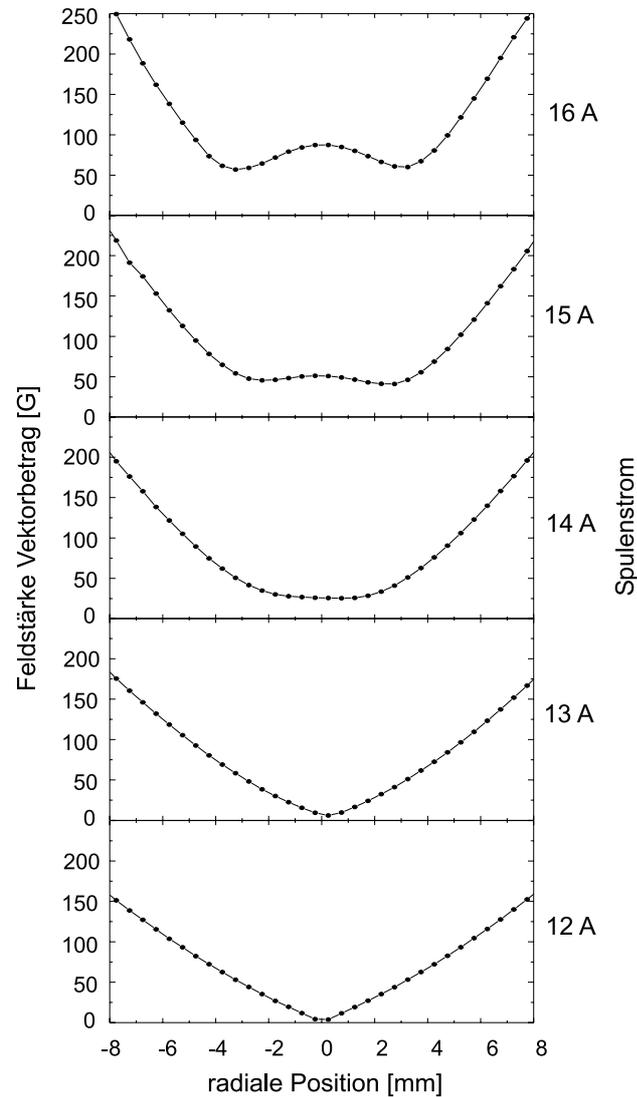


Abbildung 4.12: Messung des Verlaufs des Magnetfeldes in radialer Richtung für verschiedene Spulenströme.

Die Bestätigung der Eignung des Speicherrings erlaubte dann, den Gesamtaufbau fertigzustellen. Abbildung 4.13 zeigt die Gesamtansicht des Speicherrings inklusive der Halterung aus Aluminium und der Spulen für das TOP-Feld (vgl. Abschnitt 4.1). Die mit Kapton beschichteten Spulen sind schon ausgeheizt, so dass der Speicherring fertig ist, in die Vakuumkammer eingebaut zu werden, sobald sie das nächste Mal geöffnet wird.

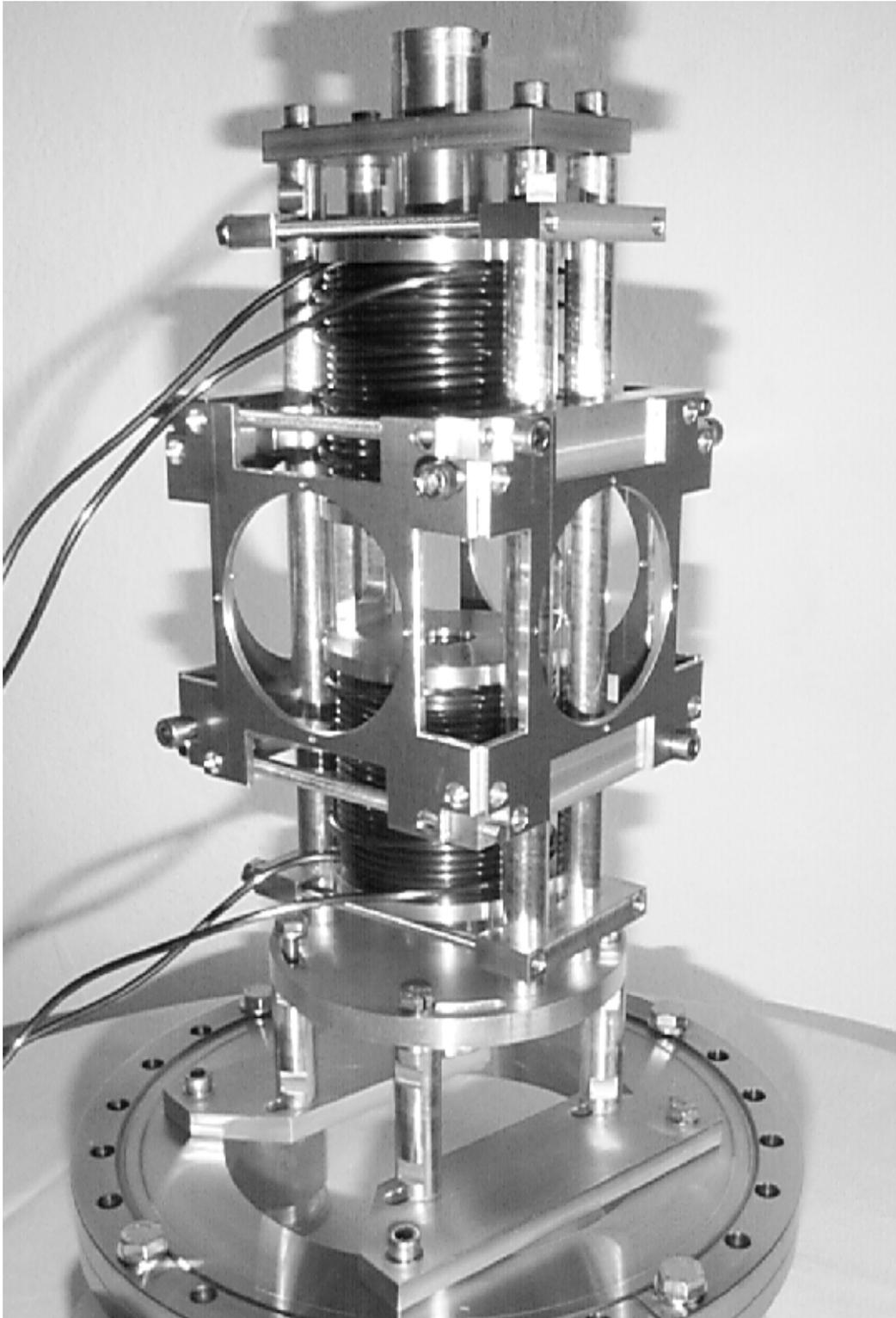
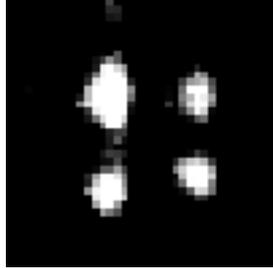


Abbildung 4.13: Gesamtaufbau des Speicherrings



Atomoptik mit Mikrooptiken

Die in den vorigen Kapiteln behandelten Strukturen sind Beispiele für miniaturisierte Speicher- bzw. Leiterstrukturen für neutrale Atome. Durch die Verwendung von Mikro- und Nanofabrikationstechniken lassen sich allerdings noch erheblich kleinere Strukturen herstellen, die derzeit für Anwendungen in der Atomoptik intensiv untersucht werden. Dieses Forschungsfeld der Verwendung von mikro- und nanostrukturierten Elementen in der Atomoptik bezeichnen wir - in Anlehnung an „Elektronik“ und „Photonik“ - als „Atomik“ (für ATomOptik mit MIKrostrukturen). Dabei standen bislang - neben den in der Atomoptik schon seit einer Weile verwendeten mikrofabrizierten mechanischen Strukturen [Carn91a, Carn91b, Schm97, Clau97, Shim97] - vor allem mikrofabrizierte geladene oder stromtragende Strukturen im Mittelpunkt der Arbeiten [Hind99, Folm00, Muel00, Dekk00, Haen01, Enge01]. Die Attraktivität dieses Zugangs liegt darin begründet, dass aufgrund der vorteilhaften Skalierungsgesetze für mikrostrukturierte magnetische und elektrische Strukturen [Wein95, Schm98] integrierte und stabile Gesamtaufbauten möglich werden [Reic99, Folm00].

Als alternativer Zugang zu miniaturisierten und integrierten atomoptischen Systemen wird in diesem Kapitel der Einsatz mikrostrukturierter optischer Komponenten für die Manipulation von Atomen mit Laserlicht untersucht. Im Bereich der angewandten Optik hat sich aus der Herstellung, Untersuchung und Anwendung von Mikrooptiken bereits ein junges und stark expandierendes Forschungsfeld gebildet [Herz97, Sinz99]. Der Begriff „Mikrooptiken“ wird dabei herkömmlicherweise über die Herstellungsverfahren definiert: Mikrooptische Komponenten sind optische Komponenten, die mithilfe von Mikrotechnologie hergestellt werden [Sinz99]. Beispiele für solche mikrooptischen Komponenten sind:

- Refraktive und diffraktive Mikrooptiken (Mikrolinsenarrays, zylindrische Mikrolinsen)

- Computergenerierte Hologramme
- Mikroprismen
- Mikrospiegel
- Integrierte Wellenleiteroptik
- Nahfeld-Optik
- Integrierte Systeme wie planare Optik und sogenannte mikro-opto-elektro-mechanische Systeme (MOEMS)

Die besondere Attraktion der Verwendung von Mikrooptiken für die Atomoptik liegt darin begründet, dass die meisten derzeit eingesetzten Techniken in der Atomoptik und Laserkühlung auf der optischen Manipulation von Atomen beruhen. Die Verwendung von mikrooptischen Komponenten ist daher in vielerlei Hinsicht die kanonische Erweiterung der herkömmlichen Techniken in das Mikrostruktur-Regime, was eine erhebliche Reduzierung des Volumens und der Kosten gegenüber den derzeitigen Aufbauten ermöglicht. Zusätzlich gibt es aufgrund der aus der Halbleiterverarbeitung übernommenen lithographischen Herstellungsprozesse für Mikrooptiken eine Reihe von weiteren Vorteilen, die herkömmliche optische Komponenten nicht bieten: So ist aufgrund der größeren Designflexibilität die Herstellung völlig neuartiger optischer Komponenten möglich, einzelne mikrooptische Systeme können leicht mit sehr vielen identischen Komponenten parallel auf einem Substrat gefertigt werden und die Integration mit optoelektronischen Komponenten (wie Detektoren und Laserquellen) und mikrostrukturierten magnetischen oder elektrischen Strukturen ist erreichbar. Aufgrund dieser Vorteile bieten Systeme, basierend auf mikrooptischen Komponenten zusammen mit mikrofabrizierten geladenen oder stromtragenden Strukturen, einen wichtigen Bestandteil des sich neu entwickelnden Forschungsfeldes der Atomik.

In diesem Kapitel wird zunächst eine Übersicht über die möglichen Konfigurationen bei der Verwendung von mikrooptischen Komponenten gegeben, und die Eigenschaften und erreichbaren Parameter dieser Konfigurationen untersucht, sowie deren Vor- und Nachteile diskutiert (Abschnitt 5.1). Eine der zentralen Konfigurationen unseres Zugangs ist eine zweidimensionale Anordnung von Dipolfallen, gebildet durch Fokussierung eines rotverstimmten Laserstrahls mithilfe eines Mikrolinsenarrays. Wertvolle Aussagen über die Parameterabhängigkeiten von Größen wie der Transfer-effizienz und der Speicherzeit lassen sich durch Untersuchungen an einer einzelnen Dipolfalle gewinnen. Abschnitt 5.2 behandelt die experimentellen Ergebnisse dieser Untersuchungen, bevor dann in Abschnitt 5.3 die experimentellen Ergebnisse zum Einsatz von Mikrooptiken in der Atomoptik vorgestellt werden.

5.1 Konzepte

Die in diesem Abschnitt vorgestellten Konzepte zum Einsatz von Mikrooptiken in der Atomoptik, basieren auf den bekannten Mechanismen der Manipulation von Atomen mit Licht (siehe Abschnitte 2.1.1 und 3.1) unter Ausnutzung der spezifischen Eigenschaften von Mikrooptiken. Im Folgenden werden zunächst die Konzepte nacheinander vorgestellt. Dabei stehen je nach Anwendung unterschiedliche Eigenschaften von Mikrooptiken im Vordergrund: die Skalierbarkeit für die Vielfachrealisierung von Einzelfallen in Unterabschnitt 5.1.1, die Designflexibilität für die Wellenleiter, Strahlteiler und Interferometer in den Unterabschnitten 5.1.2 und 5.1.3 sowie die Integrierbarkeit für die mikrostrukturierten Atomquellen in Unterabschnitt 5.1.4 sowie die integrierten Systeme in Unterabschnitt 5.1.5. Fragen der experimentellen Realisierung der hier vorgestellten Konzepte werden in Unterabschnitt 5.1.6 behandelt (siehe dazu aber auch Abschnitt 5.3), bevor dann die Vor- und Nachteile des Einsatzes von Mikrooptiken zusammenfassend diskutiert werden in Unterabschnitt 5.1.7.

5.1.1 Vielfachrealisierung von Einzelfallen

Eine der einfachsten Fallen für neutrale Atome entsteht durch Fokussierung eines rot-verstimmten Laserstrahls. Die sich im Fokus ausbildende Dipolfalle war eine der ersten Fallen für neutrale Atome überhaupt [Chu86] und ist auch heute noch ein beliebtes und detailliert untersuchtes Element in der Atomoptik [Grim00, Kupp00]. Die Potentialtiefe U_0 ist dabei nach den in 3.1 angegebenen Formeln für das Dipolpotential für den Fall großer Verstimmung ($|\Delta| \gg \Gamma$) und geringer Sättigung ($\Gamma_{sc} \ll \Gamma$) proportional zur Intensität. Für einen entlang der z-Achse propagierenden fokussierten Gauss-Strahl erhält man (vgl. Gleichung 3.1):

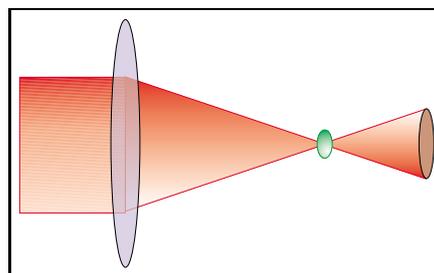


Abbildung 5.1: Dipolfalle aus fokussiertem, rot-verstimmtem Laserstrahl

$$\begin{aligned} U(r, z) &= -\frac{3\pi c^2}{2\omega_0^3} \left(\frac{\Gamma}{\omega_0 - \omega_L} + \frac{\Gamma}{\omega_0 + \omega_L} \right) I(r, z) \\ &= -\frac{3\pi c^2}{2\omega_0^3} \left(\frac{\Gamma}{\omega_0 - \omega_L} + \frac{\Gamma}{\omega_0 + \omega_L} \right) \frac{2P}{\pi w^2(z)} \exp\left(-2\frac{r^2}{w^2(z)}\right), \end{aligned} \quad (5.1)$$

und

$$U_0 = -\frac{3\pi c^2}{2\omega_0^3} \left(\frac{\Gamma}{\omega_0 - \omega_L} + \frac{\Gamma}{\omega_0 + \omega_L} \right) \frac{2P}{\pi w_0^2}, \quad (5.2)$$

mit dem $1/e^2$ -Radius

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

der Strahltaile („waist“) w_0 ($1/e^2$ -Radius im Fokus), der Rayleigh-Länge $z_R = \pi w_0^2 / \lambda$ und der Laserleistung P .

Für atomare Ensembles deren thermische Energie $k_B T$ viel kleiner als die Potentialtiefe U_0 ist, kann das Potential durch einen zylindersymmetrischen harmonischen Oszillator angenähert werden, und man erhält für die Oszillationsfrequenz in radialer Richtung:

$$\omega_r = \sqrt{\frac{4U_0}{mw_0^2}} \quad (5.3)$$

und für die Oszillationsfrequenz in axialer Richtung:

$$\omega_z = \sqrt{\frac{2U_0}{mz_R^2}}, \quad (5.4)$$

mit der Atommasse m .

Durch die Verwendung von ein- oder zweidimensionalen sphärischen Mikrolinsenarrays¹ eröffnet sich nun die neue Möglichkeit der Vielfachrealisierung von Dipolfallen. Abbildung 5.2 zeigt zwei solche Linsenarrays, ein refraktives (Abb. 5.2a) und ein diffraktives Array (Abb. 5.2b). Mikrolinsen haben Durchmesser D von typischerweise einigen zehn bis zu einigen hundert μm .

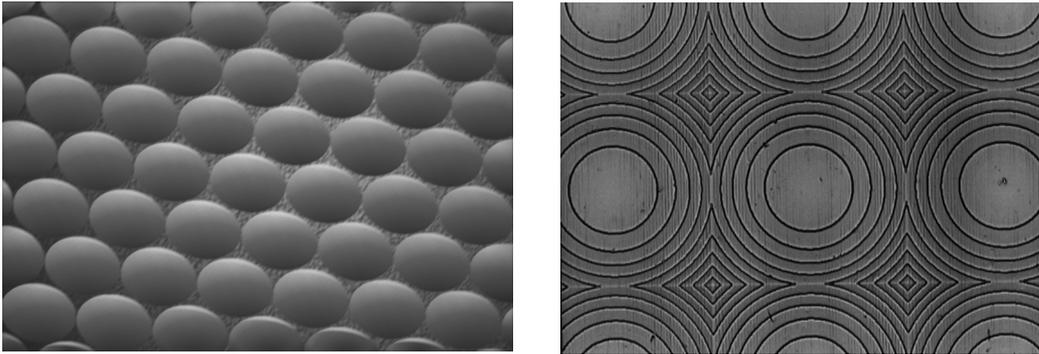


Abbildung 5.2: Refraktives (links) und diffraktives (rechts) Array von sphärischen Mikrolinsen

¹In Ermangelung eines besseren deutschen Wortes verwende ich hier und im Folgenden den englischen Begriff „Array“.

Typische Werte für die Brennweiten f liegen im Bereich von $100 \mu\text{m}$ bis 1mm , so dass sehr hohe numerische Aperturen NA ,

$$NA = \frac{D}{2f}, \quad (5.5)$$

von 0.5 oder größer erreicht werden können [Herz97]. Dies führt zu Fokussen deren Radius q für sichtbares Laserlicht Werte bis hinab zu $q = 1 \mu\text{m}$ erreichen kann (siehe z.B. [Hess97]). Der Radius q bezeichnet dabei den Radius des ersten Minimums der Besselfunktion, die aus der Beleuchtung der einzelnen Mikrolinsen mit einer ebenen Welle resultiert.

Fokussiert man einen einzelnen rot-verstimmten Laserstrahl mit einem solchen sphärischen Mikrolinsenarray, so erhält man ein zweidimensionales Array von Dipolfallen, wie in Abbildung 5.3 dargestellt (vgl. auch Abbildung

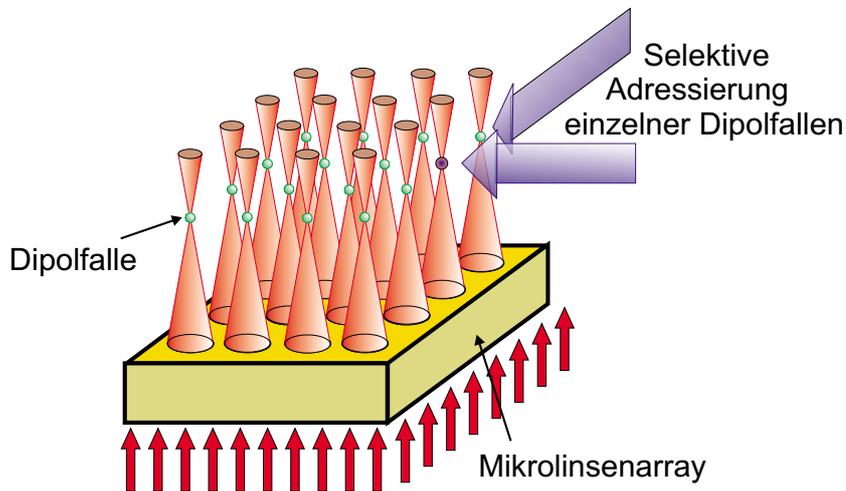


Abbildung 5.3: Zweidimensionales Array von Dipolfallen, erzeugt durch Fokussierung eines rotverstimmten Laserstrahls mit einem Mikrolinsenarray. Aufgrund des großen Abstandes zwischen den einzelnen Fallen (typischerweise $100 \mu\text{m}$) können diese selektiv adressiert werden, z.B. (wie dargestellt) durch Zwei-Photonen-Raman-Anregung.

5.1).

Die Eigenschaften dieser Dipolfallen für ein typisches Mikrolinsenarray sind in Tabelle 5.1 aufgeführt für ^{85}Rb -Atome und einige häufig verwendete Laserquellen. Bei der Berechnung der verschiedenen Parameter verwenden wir als Beschreibung für die Intensitätsverteilung in der Nähe des Fokus die Besselfunktionen des Beugungsmusters bei Beleuchtung einer Linse, die kleiner ist als der Laserstrahl. Die Oszillationsfrequenzen sowie die Größe des Grundzustandes leiten wir aus einer harmonischen Näherung der Besselfunktion ab (in Analogie zu Gleichungen 5.3 und 5.4).

Laser	Leistung pro Mikrolinse [mW]	Potentialtiefe [mK $\times k_B$]	Vibrationsfrequenz [1/s]		Größe des Grundzustands [nm]		Streurrate Γ_{sc} [1/s]
			ω_r	ω_z	x_r	x_z	
Diode ($\lambda_L = 783\text{nm}$)	1	6.1	1.5×10^6	2.0×10^5	22	61	3800
Ti:Sa ($\lambda_L = 783\text{nm}$)	10	61	4.7×10^6	6.4×10^5	13	34	38000
Ti:Sa ($\lambda_L = 830\text{nm}$)	10	7.8	1.7×10^6	2.3×10^5	21	57	270
Nd:YAG ($\lambda_L = 1064\text{nm}$)	100	18	2.5×10^6	3.5×10^5	17	47	63
CO_2 ($\lambda_L = 10.6\mu\text{m}$)	1000	0.80	5.4×10^4	1.0×10^4	120	270	1.3×10^{-3}

Tabelle 5.1: Eigenschaften der Dipolfallen eines zweidimensionalen Arrays wie in Abbildung 5.3 für ^{85}Rb -Atome und häufig verwendete Laserquellen. Die Parameter sind berechnet für $q = 1 \mu\text{m}$ (CO_2 -Laser: $q = 10 \mu\text{m}$). Die Werte für die Leistung pro Mikrolinse sind so gewählt, dass mit typischen Ausgangsleistungen für die betreffenden Laser 100 Dipolfallen gleichzeitig erzeugt werden können.

Aufgrund der hohen numerischen Apertur der Mikrolinsen ist es möglich, eine große Anzahl (100 für die Werte in Tabelle 5.1) von Atomfallen mit beträchtlichen Potentialtiefen bei vergleichsweise moderater Laserleistung zu erhalten. Die Potentialtiefen sind erheblich größer als die kinetische Energie von Doppler-gekühlten Atomen ($141\mu\text{K} \cdot k_B$ für Rubidium). Die niedrigen spontanen Streuraten, die bei genügend großer Verstimmung erreicht werden können, führen zu langen Speicher- und Kohärenzzeiten, während die starke Lokalisation der Atome in das Lamb-Dicke-Regime [Dick53] die Aufheizung der Atome reduziert (vergleiche Abschnitt 3.5) und die Seitenband-Kühlung in den Grundzustand des Dipolpotentials in allen drei Dimensionen ermöglicht.

Wegen seiner spezifischen Eigenschaften kann diese Konfiguration für eine Reihe von Anwendungen eingesetzt werden. Die Skalierbarkeit des Systems macht es zu einem attraktiven Kandidaten für Untersuchungen zur Quanteninformationsverarbeitung mit neutralen Atomen (siehe Kapitel 6), während es für atominterferometrische Anwendungen möglich wird, gleichzeitig eine große Zahl von Messungen durchzuführen (was zu einer Verbesserung des Signal-zu-Rausch-Verhältnisses führt) oder die Ortsabhängigkeit der interessierenden Größe zu untersuchen.

Die großen Abstände zwischen den einzelnen Fallen (typischerweise $100\mu\text{m}$) erlauben eine einfache selektive Detektion und Adressierung der atomaren Ensembles in den einzelnen Dipolfallen. Eine kanonische Adressiermethode besteht dabei darin, den adressierenden Laserstrahl durch die entsprechende Mikrolinse auf das betreffende atomare Ensemble zu fokussieren. Es sind aber auch andere Methoden denkbar, z.B. durch Zwei-Photonen-Raman-

Anregung, wie in Abbildung 5.3 dargestellt. Das dafür benötigte Lasersystem steht in unserem Experiment schon zur Verfügung und wurde in Abschnitt 2.2 vorgestellt. Dabei adressiert der eine Laserstrahl eine „Reihe“ und der andere eine „Spalte“ des Arrays. Bei einer genügend weiten Verstimmung von der D_2 -Linie wird nur die Falle, die von beiden Laserstrahlen getroffen wird, adressiert², so dass spezifische Superpositionen in den einzelnen Fallen erzeugt werden können.

Während die großen Abstände zwischen den einzelnen Fallen die selektive Adressierbarkeit ermöglichen, können zu große Abstände für Anwendungen, die auf der Wechselwirkung von Atomen in verschiedenen Fallen basieren, hinderlich sein, was einen Nachteil dieser Konfiguration darstellen kann. Allerdings lassen sich die Abstände zwischen den einzelnen Fallen zusätzlich variieren. Dies kann zum einen erreicht werden durch die Verwendung von zwei unabhängigen Mikrolinsenarrays, die leicht gegeneinander verschoben werden, oder durch Beleuchtung eines Mikrolinsenarrays mit zwei unterschiedlichen Laserstrahlen unter verschiedenen Winkeln (siehe Abbildung 5.4a). Auf diese Weise erhält man zwei voneinander unabhängige Arrays von Di-

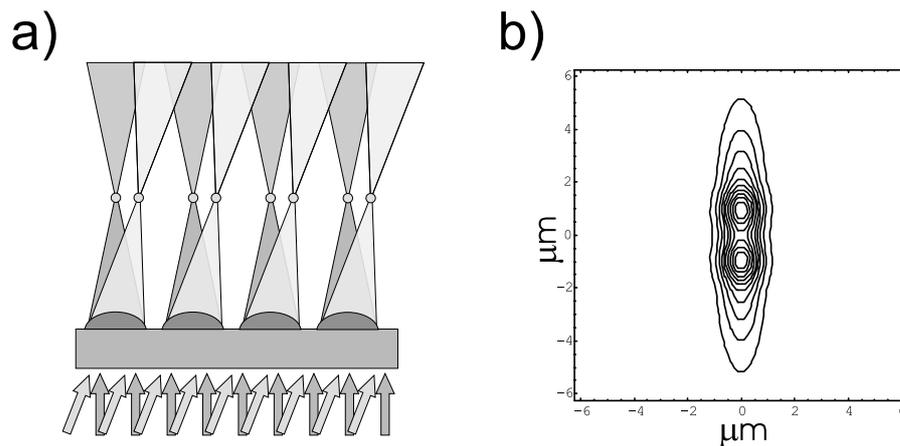


Abbildung 5.4: (a) Durch Beleuchtung eines Mikrolinsenarrays mit zwei Laserstrahlen unter verschiedenen Winkeln erhält man zwei unabhängige Arrays von Dipolfallen, deren Abstände durch Variation des Winkels zwischen den beiden Strahlen eingestellt werden können. (b) Aufgrund der kleinen Fokusgröße kann man so zwei noch getrennte Fallen mit einem Abstand von bis hinab zu $2\mu\text{m}$ erhalten.

polfallen. Bei Verwendung des in Abbildung 5.4 dargestellten Schemas kann der Abstand zwischen den beiden Dipolfallenarrays eingestellt werden durch Ändern des Winkels zwischen den beiden Strahlen. Mit einem schnellen Element zur Strahlableitung kann dies in Echtzeit während des Experimentes

²Die Energieverschiebungen der Atome in den Fallen, die nur von einem der beiden Laserstrahlen getroffen werden, können leicht kompensiert werden.

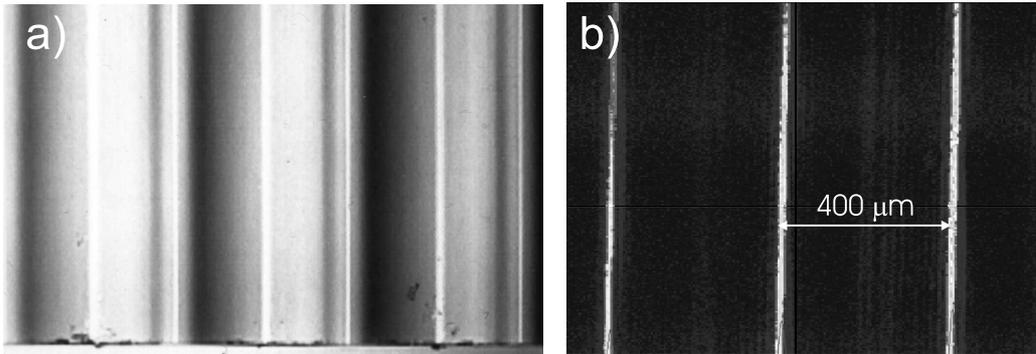


Abbildung 5.5: (a) Ausschnitt aus einem Array von zylindrischen Mikrolinsen ($f = 2.21 \text{ mm}$, Abstand und Breite der Zylinderlinsen: $d = 400 \text{ }\mu\text{m}$); (b) Intensitätsverteilung in der Brennebene des Arrays aus (a) bei Beleuchtung durch einen Laserstrahl mit homogenem Intensitätsprofil.

geschehen. Aufgrund der leicht erreichbaren Fokusgrößen von $q = 1 \text{ }\mu\text{m}$ sind damit Abstände zwischen den Fallen von bis hinab zu ca. $2 \text{ }\mu\text{m}$ erreichbar, wie in Abbildung 5.4b dargestellt.

5.1.2 Wellenleiter für Atome

Viele zukünftige Anwendungen kalter Atome benötigen effiziente Methoden zum Transport der Atome. In den letzten Jahren wurden deshalb eine Reihe von eindimensionalen Leiterstrukturen entwickelt. Der in Kapitel 4 behandelte Speicherring ist ein Beispiel für eine magnetische Leiterstruktur, es sind aber auch Zugänge untersucht worden, die auf der Dipolkraft basieren, wie das Führen von Atomen entlang rotverstimmter Gauss-Strahlen [Houd00], im Inneren von blauverstimmten Laguerre-Gauss-Laserstrahlen [Kupp96, Schi98, Song99, Bong01] oder mithilfe von Hohlfasern [Woku98, Dhol98].

Auch auf diesem Gebiet ergeben sich neue Möglichkeiten durch die Verwendung von mikrostrukturierten optischen Elementen (siehe Abbildung 5.6). So können zylindrische Mikrolinsen bzw. Mikrolinsenarrays für die eindimensionale Führung von Atomen eingesetzt werden. Fokussiert man Licht mithilfe einer zylindrischen Mikrolinse, so erhält man einen Linienfokus (Abbildung 5.5b), der bei Verwendung eines rotverstimm-

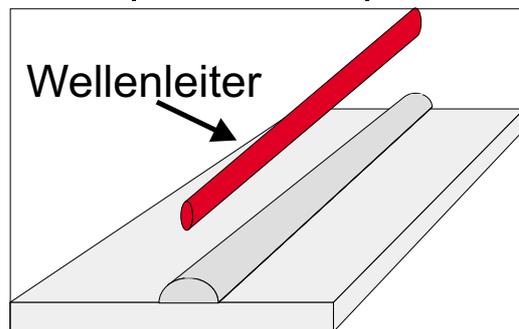


Abbildung 5.6: Wellenleiter für Atome, bestehend durch Fokussierung eines rotverstimmten Laserstrahl mit einer zylindrischen

der bei Verwendung eines rotverstimm-

ten Laserstrahls mit einer homogenen Intensitätsverteilung einen Wellenleiter für Atome darstellt (Abbildung 5.6).

Die Atome sind eingeschlossen in den beiden Richtungen senkrecht zur Linsenachse, können sich aber frei entlang der Linsenachse bewegen. Da zylindrische Mikrolinsen mit den gleichen Fabrikationstechniken wie sphärische Mikrolinsen hergestellt werden, können sie hohe numerische Aperturen aufweisen, so dass die radiale Größe des Fokus' wieder Werte um $q = 1 \mu\text{m}$ für sichtbares Licht erreichen kann. Aufgrund der Flexibilität des Fertigungsprozesses können auch Strukturen hergestellt werden, die mit herkömmlichen Methoden nicht möglich sind: Die Form der zylindrischen Mikrolinse kann gekrümmt sein, was in einem gekrümmten Wellenleiter resultiert (Abbildung 5.7a). Es sollte aber auch möglich sein, eine wie in Abbildung 5.7b gezeigte

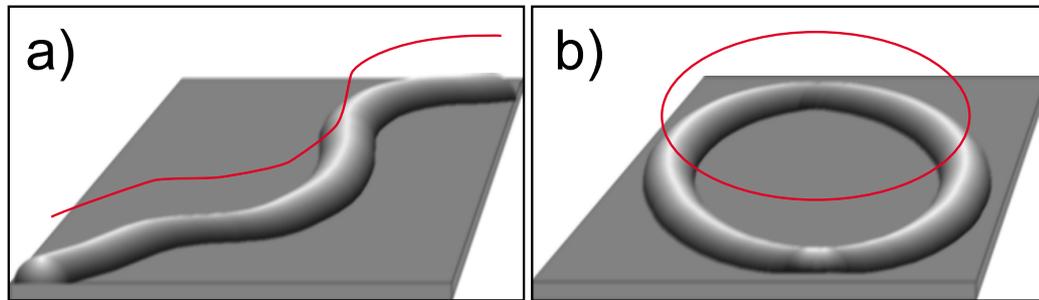


Abbildung 5.7: Komplexe Wellenleitergeometrien, die mit mikrofabrizierten Linsen erreicht werden können: (a) gekrümmte Leiterstruktur; (b) Speicherring bzw. Resonator für atomare Materiewellen

Linse herzustellen, die als miniaturisierter Speicherring oder als Resonator für atomare Materiewellen eingesetzt werden kann.

Tabelle 5.2 zeigt die Eigenschaften eines 10 mm langen Wellenleiters für $q = 1 \mu\text{m}$, ^{85}Rb -Atome und verschiedene häufig verwendete Laserquellen. Die Potentialtiefe erreicht leicht Werte, die vergleichbar sind mit der kinetischen Energie von Doppler-gekühlten Atomen ($141 \mu\text{K} \cdot k_B$ für Rubidium).

Von besonderem Interesse für atomoptische Anwendungen sind Single-Mode-Wellenleiter (vergleiche auch Kapitel 4). Um dies zu gewährleisten, ist es erforderlich, das Lamb-Dicke Regime zu erreichen (siehe auch Kapitel 3 und [Dick53]). Wie aus den Werten in Tabelle 5.2 abzulesen ist, sind - mit Ausnahme des CO_2 -Wellenleiters - die Vibrationsfrequenzen vergleichbar mit (in der z-Richtung) oder erheblich größer als (in der r-Richtung) die Rückstoßenergie ω_R ($= 24 \times 10^3 \text{s}^{-1}$ für Rubidium). Single-Mode-Führung mit einer genügend geringen Anregungswahrscheinlichkeit in höhere Vibrationszustände ist somit erreichbar bei geringen spontanen Streuraten.

Aber auch kompakte Konfigurationen für den schnellen inkohärenten Atom-

Laser	Leistung [W]	Potential- tiefe [$\mu\text{K} \times k_B$]	Vibrations- frequenz [1/s]		Größe des Grundzustandes [nm]		Streurrate Γ_{sc} [1/s]
			ω_r	ω_z	x_r	x_z	
Diode ($\lambda_L = 783\text{nm}$)	0.1	59	1.5×10^5	2.0×10^4	72	190	37
Ti:Sa ($\lambda_L = 783\text{nm}$)	1	590	4.6×10^5	6.3×10^4	40	110	370
Ti:Sa ($\lambda_L = 830\text{nm}$)	1	75	1.6×10^5	2.3×10^4	67	180	2.6
Nd:YAG ($\lambda_L = 1064\text{nm}$)	10	170	2.5×10^5	3.6×10^4	53	140	0.6
CO_2 ($\lambda_L = 10,6\mu\text{m}$)	100	77	1.7×10^4	3.1×10^3	210	490	1.3×10^{-4}

Tabelle 5.2: Eigenschaften eindimensionaler Wellenleiter, wie in Abbildung 5.6 dargestellt, für ^{85}Rb -Atome und häufig verwendete Laserquellen. Die Parameter wurden berechnet für einen 10 mm langen Wellenleiter und für $q = 1 \mu\text{m}$ (CO_2 -Laser: $q = 10 \mu\text{m}$).

transport können mithilfe zylindrischer Mikrolinsen realisiert werden: Abbildung 5.8 zeigt einen auf einer zylindrischen Mikrolinse basierenden Wellenleiter, dem ein eindimensionales optisches Gitter überlagert ist. Haben die beiden Laserstrahlen eine leicht unterschiedliche Frequenz (z.B. erzeugt durch einen AOM), so bewegen sich das Gitterpotential und damit auch die Atome

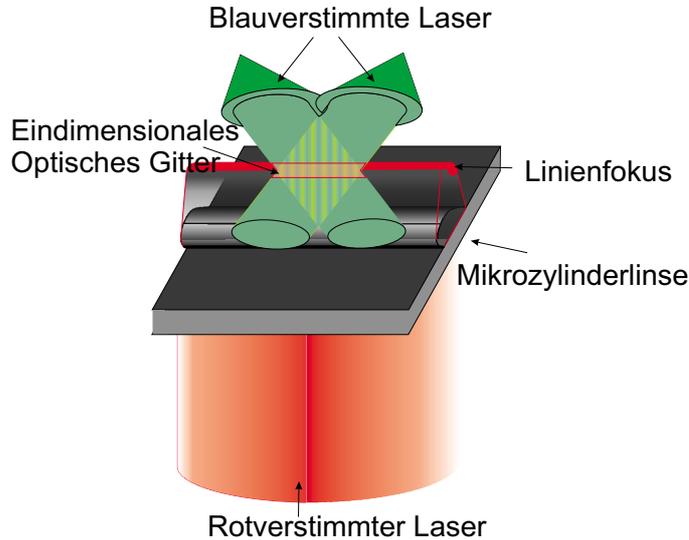


Abbildung 5.8: Kombination von Wellenleiter mit eindimensionalem optischen Gitter für den schnellen Transport von Atomen.

mit der Differenzfrequenz. Durch den starken Einschluss im Wellenleiter könne die Atome in dieser Konfiguration schnell und präzise von einer atomoptischen Anwendung zu einer anderen transportiert werden.

5.1.3 Strahlteiler und Interferometer

Die in den beiden vorigen Unterabschnitten vorgestellten Strukturen sind Beispiele für die Anwendungsmöglichkeiten, die schon mit vergleichsweise einfachen mikrooptischen Elementen möglich werden. Weiterführende Anwendungen von mikrofabrizierten atomoptischen oder atominterferometrischen Komponenten werden dagegen möglich, wenn komplexere Systeme und deren Integration erreicht werden können. Eines der Schlüsselemente ist dabei ein Strahlteiler für atomare Materiewellen. Dazu eignen sich, wie schon experimentell demonstriert wurde, mikrofabrizierte, stromtragende Drähte [Muel00, Cass00]. Aber auch mit mikrofabrizierten optischen Elementen können Strahlteiler realisiert werden. Die einfachste Möglichkeit dazu besteht dabei in der Weiterentwicklung der oben diskutierten Wellenleiter. Abbildung 5.9 zeigt einen solchen Strahlteiler basierend auf den kombinier-

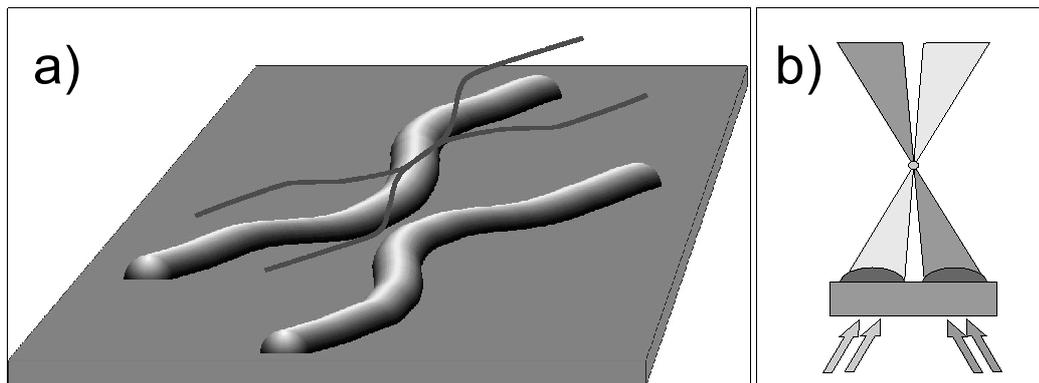


Abbildung 5.9: (a) Strahlteiler für atomare Materiewellen gebildet aus zwei gekrümmten Mikrolinsen-Wellenleitern. (b) Seitenansicht von (a). Die beiden Mikrolinsen werden unter verschiedenen Winkeln beschienen, so dass sich die beiden Linienfokusse in der Mitte überlappen.

ten Lichtfeldern von zwei gekrümmten zylindrischen Mikrolinsen. Die beiden Mikrolinsen werden dabei unter verschiedenen Winkeln beschienen (Abbildung 5.9b). Das führt dazu, dass die Fokusse gegenüber den Linsenmitten verschoben sind und sich so - für einen geeignet gewählten Winkel - in der Mitte überlappen können. Interferenzeffekte können durch geeignete Wahl der Polarisierung der beiden Laserstrahlen vermieden werden. Atomare Wellenpakete, die entlang eines der beiden Wellenleiter einlaufen, werden in vier

Wellenpakete aufgeteilt, die entlang der beiden Wellenleiter in beiden Richtungen auslaufen. Da die ganze Struktur ausschließlich auf konservativen Potentialen basiert, sollte mit dieser Struktur die kohärente Aufteilung von atomaren Materiewellen möglich werden.

Dieser Strahlteiler kann auf einfache Art zu einem mikrofabrizierten Atominterferometer erweitert werden: Die Kombination zweier Strahlteiler erzeugt ein Atominterferometer vom Mach-Zehnder-Typ (Abbildung 5.10). Die bei-

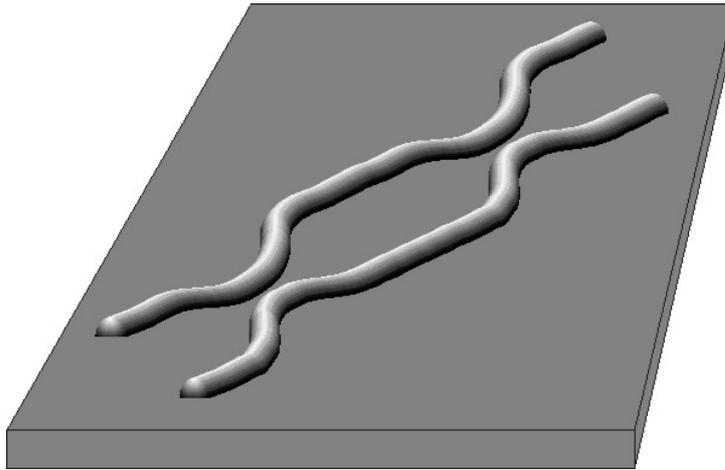


Abbildung 5.10: *Atomares Mach-Zehnder-Interferometer basierend auf der Kombination zweier Strahlteiler aus Abbildung 5.9. Die eingeschlossene Fläche kann für typische Laserleistungen leicht 1 cm^2 groß werden.*

den entlang der beiden auslaufenden Wellenleiter des ersten Strahlteilers propagierenden Wellenpakete können mithilfe eines weiteren Strahlteilers re-kombiniert und zur Interferenz gebracht werden. Diese Struktur kann als kompaktes Sagnac-Interferometer zur hochsensitiven Messung von Rotationen verwendet werden. Wie im vorigen Unterabschnitt gezeigt, reichen die Ausgangsleistungen typischer Laserquellen aus, um Führung über Distanzen von 10 mm und mehr zu realisieren. Daher können mit der in Abbildung 5.10 gezeigten Struktur eingeschlossene Flächen von einer Größe vom mindestens $A = 1\text{ cm}^2$ erreicht werden, was dem derzeitigen Stand der Forschung entspricht [Gust97, Gust00] (vergleiche auch Kapitel 4). Mit mikrofabrizierten optischen Elementen kann eine solch große eingeschlossene Fläche mit Systemen erzielt werden, die erheblich kleiner als herkömmliche Aufbauten sind. Daher stellt die hier vorgestellte Struktur einen wichtigen Schritt auf dem Weg zu miniaturisierten atominterferometrischen Aufbauten dar und erweitert die Anwendbarkeit von auf atominterferometrischen Messungen basierenden Sensoren.

5.1.4 Mikrostrukturierte Atomquellen

Ein weiterer wichtiger Schritt in Richtung integrierter atomoptischer Aufbauten besteht in der Entwicklung von miniaturisierten Quellen für ultrakalte Atome. Auch hierfür können mikrooptische Komponenten verwendet werden, wobei dieser Zugang wiederum davon profitiert, dass die meisten Techniken zur Präparation kalter Atomensembles von Atomen auf optischen Methoden beruhen. Dieser Unterabschnitt beschreibt eine miniaturisierte Version der magnetooptischen Falle, die in den allermeisten Fällen den Ausgangspunkt bei Experimenten mit kalten Atomen bildet. Unser Zugang basiert dabei auf dem Konzept der planaren Optik [Herz97, Sinz99], das vor ca. 10 Jahren von optischen Ingenieuren entwickelt wurde, und Anwendungen gefunden hat für integrierte mikrooptische Abbildungssysteme und optische Interconnects [Herz97].

Bei der planaren Optik werden komplexe optische Systeme monolithisch auf einem einzelnen Substrat integriert. Der Strahlengang wird dabei „gefaltet“, so dass das Licht innerhalb des Substrates entlang eines Zick-Zack-Pfades läuft (Abbildung 5.11). Das Licht wird in das Substrat ein- und aus-

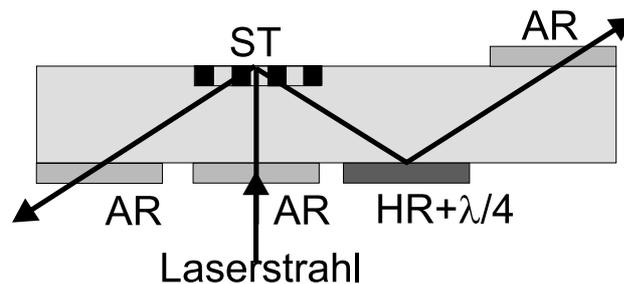


Abbildung 5.11: Funktionsprinzip von planarer Optik. Das Licht läuft innerhalb des Substrat entlang eines Zick-Zack-Pfades, die verschiedenen optischen Komponenten sind an der Unter- und Oberseite des Substrates angebracht.

gekoppelt durch anti-reflexions-beschichtete Komponenten („AR“) und wird manipuliert von verschiedenen reflektiven optischen Komponenten (Spiegel, Strahlteiler, Linsen, Verzögerungsplatten), die auf den Substratoberflächen angebracht oder direkt in die Oberflächen eingearbeitet werden. Im in Abbildung 5.11 dargestellten Beispiel wird ein einlaufender Laserstrahl von einem Strahlteiler („ST“) in zwei Strahlen aufgeteilt und die Polarisation eines der Strahlen wird anschließend von einer $\lambda/4$ -Platte gedreht. In der planaren Optik sind Strahlteiler mit hoher Effizienz als Beugungsgitter demonstriert worden [Walk92, Walk93]. Zur Fabrikation und Justage der optischen Komponenten kommen lithographische Techniken zum Einsatz. Mit dieser Technik kann die Präzision der Justage im Submikronbereich liegen, während keine

Nachjustage der optischen Komponenten nötig ist. Daher sind atomoptische Systeme, die auf planarer Optik basieren, sehr kompakt und stabil.

Das Konzept der planaren Optik kann für eine ganze Reihe von atomoptischen Anwendungen eingesetzt werden, wie z.B. Atomfallen, Wellenleiter, Strahlteiler, Interferometer und Systeme zur Quanteninformationsverarbeitung (siehe auch Kapitel 6). Als ein solches Beispiel für einen integrierten Aufbau, der auf planarer Optik basiert, ist in Abbildung 5.12 eine integrierte

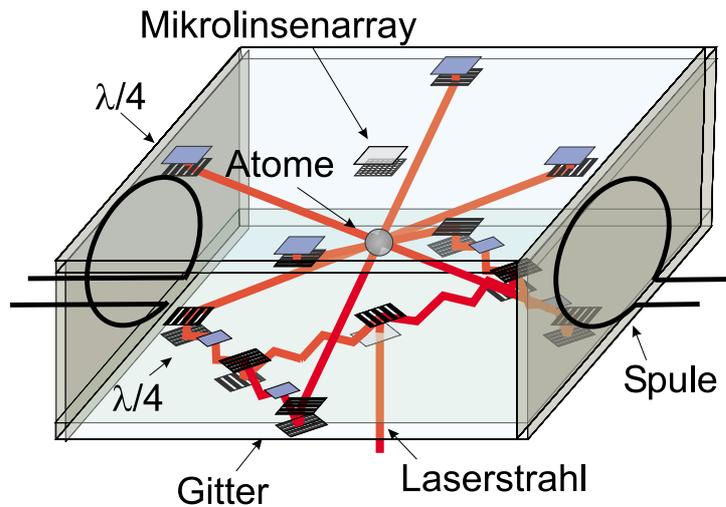


Abbildung 5.12: Integrierte MOT, basierend auf planarer Optik. Das Gesamtsystem besteht aus zwei optischen Substraten, die parallel zueinander angebracht sind, und einem Paar Quadrupolspulen. Alle optischen Komponenten, die für den Betrieb der MOT benötigt werden, sind auf den beiden Substraten angebracht. Die Substrate können außerdem zusätzliche mikrooptische Komponenten enthalten, z.B. ein Mikrolinsenarray, wie dargestellt.

magnetooptische Falle (MOT) dargestellt. Die optischen Komponenten sind auf zwei Substraten angebracht, die einige mm oder cm voneinander entfernt sind. Das Fallenlicht wird in das untere Substrat eingekoppelt und in vier Strahlen aufgeteilt, die sich nach Durchgang durch $\lambda/4$ -Platten einige mm über dem Substrat schneiden. Die Strahlen gelangen dann in das obere Substrat, wo sie nach dem Durchgang durch weitere $\lambda/4$ -Platten zurückreflektiert werden. Zwischen den Substraten sind die beiden Spulen für das Quadrupolfeld angebracht. In der Mitte des oberen Substrates ist zusätzlich ein zweidimensionales Mikrolinsenarray eingezeichnet, was die Möglichkeit der Integration weiterer mikrooptischer Komponenten illustriert. Dieser einfache Aufbau zeigt das Potential für die Integration von atomoptischen Systemen, basierend auf planarer Optik.

5.1.5 Integration

Das volle Potential des hier beschriebenen Ansatzes wird sichtbar, wenn man Systeme betrachtet, die auf der Kombination und Integration verschiedener mikrooptischer Komponenten basieren. Als Beispiel für eine einfache Kombination von mikrooptischen Elementen, die aber schon neue Möglichkeiten aufweist, zeigt Abbildung 5.13 die Kombination des zweidimensionalen Arrays von Dipolfallen aus Abbildung 5.3 mit zylindrischen Linsenarrays. Es entsteht ein Netzwerk von miteinander verbundenen Dipolfallen, wobei der Transport zwischen den einzelnen Fallen mithilfe weiterer weitverstimmter Laserfelder entlang der Wellenleiter möglich wird.

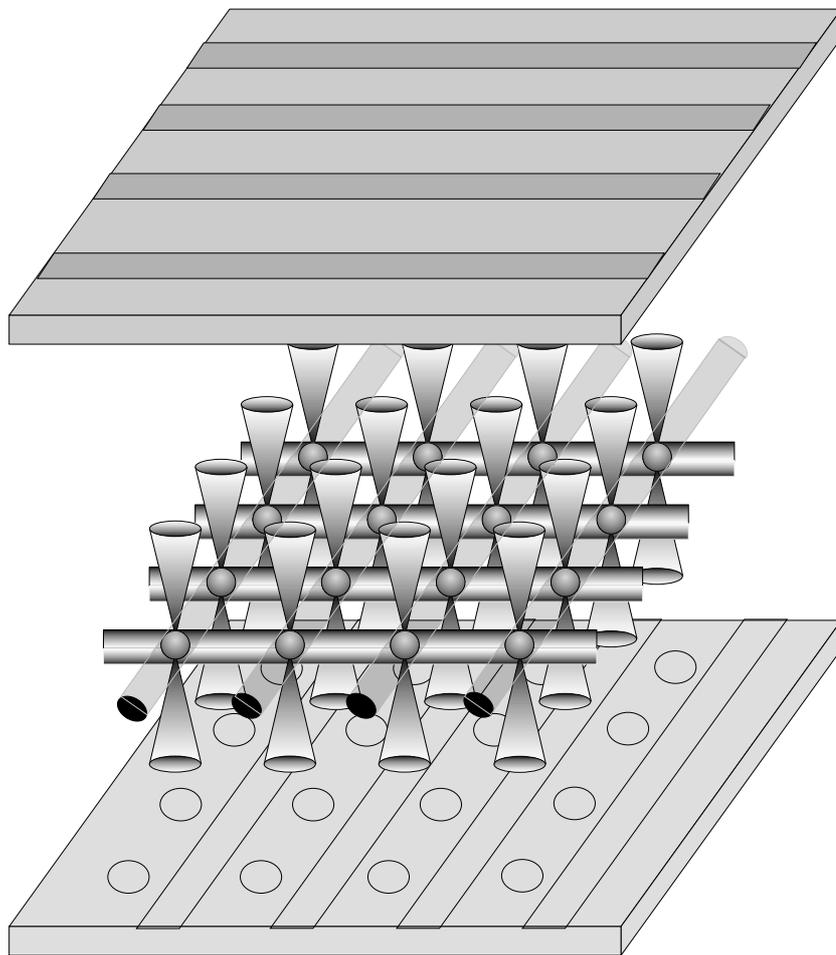


Abbildung 5.13: Die Kombination der Fokusse eines sphärischen Mikrolinsenarrays mit denen von zylindrischen Mikrolinsen führt zu einem Netzwerk von miteinander verbundenen Dipolfallen. Atome können zwischen den Fallen entlang der Wellenleiter transportiert und zur Wechselwirkung miteinander gebracht werden.

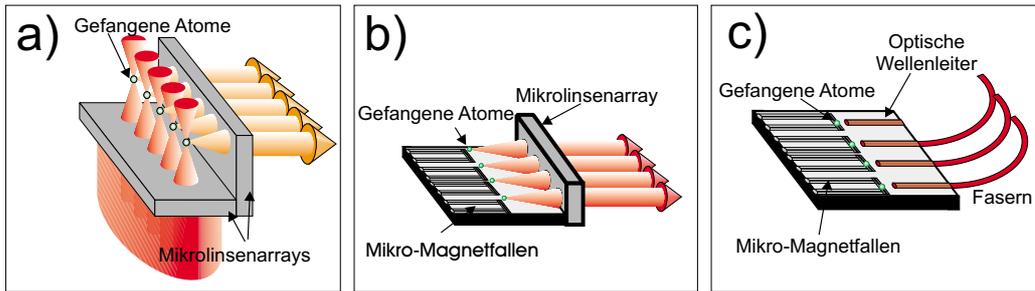


Abbildung 5.14: Räumlich aufgelöstes Auslesen der internen und externen Zustände von in Mikrofallen gefangenen Atomen mit Mikrolinsearrays: (a) Integration von optischen Dipolfallen mit mikrostrukturierter Ausleseoptik; (b) Integration von magnetischen Mikrofallen mit mikrostrukturierter Ausleseoptik; (c) auch optische Wellenleiter und Fasern können zur Weiterverarbeitung auf dem Substrat integriert werden.

Aufgrund ihrer hohen numerischen Apertur können Mikrooptiken aber auch für eine effiziente, orts- und zustandsaufgelöste Detektion von Atomen eingesetzt werden. Abbildung 5.14 zeigt die Möglichkeiten der Kombination von Mikrooptiken zur Detektion mit optischen bzw. magnetischen Mikrofallen. Aufgrund der in beiden Fällen verwendeten identischen Herstellungstechniken, sollte es möglich sein, solche und ähnliche Strukturen in einem Arbeitsschritt zu fertigen. Zusätzlich können, wie in Abbildung 5.14c dargestellt, mikrofabrizierte atomoptische Komponenten mit optischen Fasern oder Wellenleitern integriert werden.

Eine weitere kanonische Erweiterung resultiert aus der Integration mikrooptischer Komponenten mit optoelektronischen Systemen wie Halbleiterlaserquellen und Photodiodendetektoren. Bei solchen Konfigurationen kann die Kommunikation mit der Außenwelt vollständig elektronisch erfolgen, da das Laserlicht direkt auf dem Substrat erzeugt wird und die optischen Signale auf dem gleichen Substrat wieder in elektronische Signale umgewandelt werden können. Abbildung 5.15 zeigt ein Beispiel für eine Konfiguration, die mit diesem Zugang möglich wird. Die dargestellte Struktur verwendet sogenannte VCSELs (von engl. vertical cavity surface emitting lasers) [Sinz99, Iga88, Jewe91], die direkt unter einem sphärischen Mikrolinsearray angebracht sind. VCSELs sind Laserdioden, deren Resonator senkrecht zur Oberfläche des Substrats orientiert ist, was zu zwei großen Vorteilen im Vergleich zu herkömmlichen Laserdioden führt: VCSELs emittieren nicht-astigmatische Laserstrahlen mit einem punktsymmetrischen Gauß-Profil, während die Wellenlänge des monomodigen (!) Ausgangslichtes durch Ändern des Stroms eingestellt werden kann. Dadurch kann ein stabiles Array von Dipolfallen geformt werden, indem das von einem VCSEL-Array

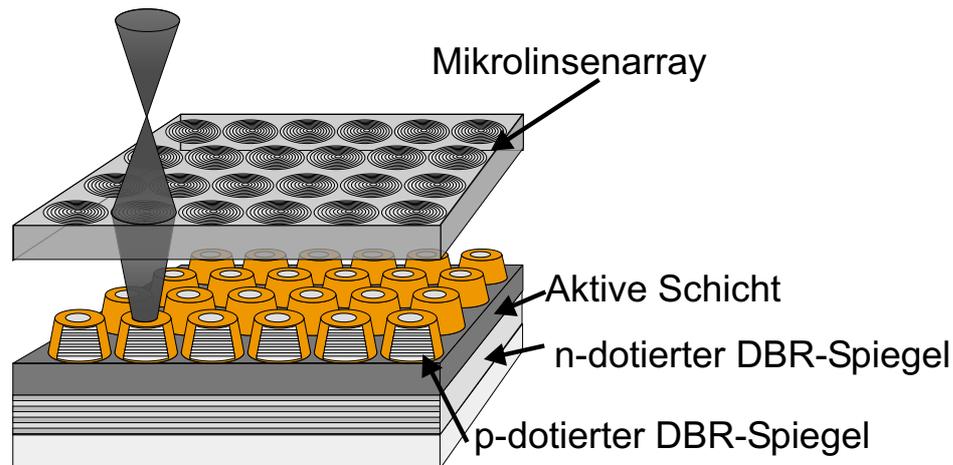


Abbildung 5.15: *Integration von mikrooptischen Komponenten mit Laserquellen. Das Licht eines Arrays von VCSELs wird von einem Mikrolinsenarray fokussiert. Da die einzelnen VCSELs selektiv adressierbar sind, kann jede einzelne Falle ein- und ausgeschaltet werden.*

kommende Licht direkt von einem Mikrolinsenarray fokussiert wird, was mit herkömmlichen Laserdioden nicht möglich ist (aufgrund des Astigmatismus' und der zu großen spektralen Breite). Da die einzelnen VCSELs selektiv angesteuert werden können, wird es nun möglich, die einzelnen Dipolfallen an- und auszuschalten, bzw. ihre Potentialtiefe zu ändern, was zu einer erhöhten Flexibilität in der Atommanipulation führt.

5.1.6 Experimentelle Realisierung

Die in den vorigen Unterabschnitten entwickelten Konfigurationen, basierend auf mikrooptischen Komponenten, stellen einen neuen, vielversprechenden Zugang zur Atomoptik dar. Zur erfolgreichen experimentellen Realisierung dieser Konzepte müssen allerdings eine Reihe von weiteren Überlegungen angestellt werden:

Laden der Mikrofallen: Eine wichtige Fragestellung, die im Hinblick auf die experimentelle Realisierung der hier entwickelten Konzepte beantwortet werden muss, ist die Frage, wie Atome in die mikroskopischen Fallen und Wellenleiter geladen werden können. Da der Abstand zwischen den Substraten, auf denen die mikrooptischen Komponenten aufgebracht sind, und den Atomen typischerweise durch die Brennweite der Optiken vorgegeben ist, die typischerweise einige hundert Mikrometer beträgt, ist der Ladevorgang hier allerdings bedeutend einfacher als im Falle mikrofabrizierter magnetischer

und elektrischer Strukturen, wo die Abstände 1-100 μm betragen. Das Laden von Atomen in mikrostrukturierte magnetische und elektrische Strukturen ist erreicht worden durch modifizierte MOT-Konfigurationen und einen Transfer der Atome zur Oberfläche (analog zum in Kapitel 4 vorgeschlagenen Ladeverfahren des Speicherrings) [Schm98, Reic99, Folm00, Haen01] oder durch kompliziertere Techniken des Atomtransports. Ähnliche Lösungen können auch für mikrooptische Systeme angewandt werden, da für kleine mikrooptische Strukturen die Laserstrahlen für die MOT vom Substrat reflektiert oder transmittiert werden können unter nur kleinen Störungen für das Funktionieren der MOT. Zusätzlich sind allerdings noch weitere Verfahren möglich: (1) Die Mikrooptiken können mehrere mm oder sogar cm von der MOT entfernt positioniert werden, wenn ihre Brennebene in das Zentrum der MOT abgebildet wird (siehe auch Abbildung 5.16 in Abschnitt 5.2). Die in Abschnitt 5.3 beschriebenen Experimente zeigen, dass die Qualität des optischen Feldes durch diese Abbildung nicht nennenswert verschlechtert wird. Auf diese Weise, die im Falle mikrofabrizierter magnetischer und elektrischer Strukturen nicht angewendet werden kann, ist es möglich, Atome von einer herkömmlichen, viele Atome zur Verfügung stellenden MOT in die Mikrofallen umzuladen. (2) Aufgrund der geringen Größe der mikrooptischen Komponenten sollte es aber auch möglich sein, das Substrat direkt in dem benötigten Abstand von der MOT zu positionieren und die MOT-Strahlen durch das transparente Substrat zu schicken. Dies erlaubt den Transfer der Atome in situ oder, falls nötig, nach einem kleinen räumlichen Versatz am Ende der MOT-Phase.

Auf lange Sicht, wird das Laden von Atomen in Mikrofallen allerdings auf der Kombination weiterer mikrooptischer Strukturen beruhen, also auf den in Unterabschnitt 5.1.4 beschriebenen mikrostrukturierten Atomfallen, oder auf dem Transport der Atome von der MOT in die Mikrofallen mit Methoden, wie sie in Unterabschnitt 5.1.2 behandelt wurden.

Streufelder: Ein weiterer Punkt, der bedacht werden muss, sind die möglichen Nebeneffekte von Streufeldern. Im Besonderen für komplexere und integrierte Aufbauten können störende Streuung, Beugung und Reflektion der Lichtfelder auftreten, die unterdrückt werden müssen. Diese Probleme können aufgrund der geringen Abstände im Vergleich zu herkömmlicher Optik schwerwiegender sein, so dass unter Umständen zusätzliche Massnahmen getroffen werden müssen, um das störende Streulicht zu absorbieren oder von den Atomen wegzuführen. Allerdings können auch hier die bekannten Methoden aus der herkömmlichen oder angewandten Optik übernommen werden (wie z.B. Strahlstopper etc.).

Fluktuationen: Für alle hier behandelten Konfigurationen müssen die Schwankungen in der Tiefe, Form und Position der Potentiale hinreichend klein sein. Das bedeutet, dass Effekte wie Strahlschwankungen, Intensitäts-

fluktuationen etc. untersucht und minimiert werden müssen. Allerdings sind z.B. die Strahlschwankungen in mikrooptischen Systemen geringer als in herkömmlichen optischen Aufbauten, was zu zusätzlicher Stabilität führt.

Verfügbarkeit: Schließlich muss auch die Verfügbarkeit mikrooptischer Komponenten diskutiert werden. Standardkomponenten wie Arrays aus sphärischen und zylindrischen Mikrolinsen sind kommerziell erhältlich (siehe auch Abschnitt 5.3). Für optimierte und komplexere integrierte Komponenten wird es allerdings nötig, auf Spezialanfertigungen zurückzugreifen. Aber auch hierfür gibt es, neben der Möglichkeit der Zusammenarbeit mit Forschungsinstitutionen, eine ganze Reihe von kommerziellen Anbietern. Ein guter Überblick über den gegenwärtigen Stand der Möglichkeiten kann in den Literaturangaben von [Herz97, Sinz99] gefunden werden.

5.1.7 Diskussion

In den vorangegangenen Unterabschnitten wurde gezeigt, dass man mit mikrooptischen Elementen eine Vielzahl von Konfigurationen mit Anwendungen in der Atomoptik und Atominterferometrie realisieren kann. Diese Anwendungen profitieren von den inhärenten Vorteilen der Verwendung von mikrooptischen Komponenten für diesen Zweck:

- **Bedeutung optischer Methoden:** In der Atomoptik basieren die anfängliche Präparation der atomaren Ensembles, die Manipulation der Atome und das Auslesen der Interferenzsignale üblicherweise auf optischen Methoden. Daher ist die Anwendung von mikrooptischen Komponenten auf das Gebiet der Atomoptik in vielerlei Hinsicht die kanonische Erweiterung bereits bestehender experimenteller Techniken in das Mikroregime. Ein weiterer potentieller Vorteil unseres Zugangs besteht in der Tatsache, dass in den mikrostrukturierten magnetischen und elektrischen Strukturen von [Hind99, Folm00, Muel00, Dekk00, Haen01, Enge01] die Atome sich sehr nahe (typischerweise 1-100 μm) an der heißen (Raumtemperatur) metallischen Oberfläche befinden müssen, um die großen Potentialtiefen zu erreichen, die für viele Anwendungen nötig sind. Wie in [Henk99, Henk01] berechnet, kann dies zu erheblich reduzierten Fallen- und Kohärenzzeiten führen, aufgrund der Kopplung der Atome an fluktuierende magnetische Felder in der Nähe der Oberfläche. Im Falle der Anwendung mikrooptischer Komponenten ist dieses Problem vernachlässigbar, da für Glassubstrate der Einfluss magnetischer Fluktuationen erheblich reduziert ist und da der Abstand der Atome von der Oberfläche erheblich größer ist (typischerweise einige hundert μm), bei gleichen Potentialtiefen. Auf der anderen Seite erfahren optische Fallengeometrien, wie in Kapitel 3 ausführlich behandelt, zusätzliche Kohärenzverluste aufgrund der spontanen Streu-

ung von Photonen, die nur im Rahmen der verfügbaren Laserleistung reduziert werden können.

- **Dimensionen:** Die geringe Größe mikrooptischer Komponenten führt zu einer erheblichen Reduktion von Volumen, Gewicht und Kosten atomoptischer Aufbauten. Wie gezeigt wurde, verschlechtert dies nicht die erreichbaren optischen Eigenschaften, da die numerische Apertur von mikrooptischen Komponenten sehr hoch sein kann.
- **Flexibilität in der Herstellung:** Mikrooptische Komponenten werden mit aus der Halbleiterindustrie übernommenen lithographischen Herstellungsverfahren fabriziert. Die Verwendung dieser Techniken führt zu einer großen Flexibilität in der Konzeption mikrooptischer Elemente. Systeme, die mit herkömmlichen Methoden unpraktisch oder gar nicht herzustellen sind, können auf diese Weise leicht erhalten werden, was die Anwendungsmöglichkeiten optischer Komponenten erheblich erweitert.
- **Skalierbarkeit:** Aufgrund der Herstellungsverfahren können mikrooptische Systeme auch leicht mit vielen identischen Komponenten auf einem Substrat hergestellt werden. Wie gezeigt, werden damit Vielfachrealisierungen von atomoptischen Aufbauten möglich ohne den unerwünschten Nebeneffekt des Verlustes der individuellen Adressierbarkeit, wie z.B. im Fall optischer Gitter (vergleiche Kapitel 3).
- **Integrierbarkeit:** Desweiteren erlauben es die lithographischen Herstellungsverfahren in kanonischer Weise, mikrooptische Systeme mit optoelektronischen zu kombinieren. Für den Zweck der optischen Manipulation von Atomen eröffnet diese Integrierbarkeit wertvolle Möglichkeiten für zukünftige Entwicklungen: So wird es möglich, mikrooptische Komponenten mit mikrofabrizierten magnetischen und elektrischen Strukturen, aber auch mit Detektoren und Laserquellen zu integrieren.

Aufgrund dieser Vorteile erweitern die oben aufgeführten Konzepte das Potential atomoptischer Anwendungen. Im Folgenden wird - nach notwendigen Voruntersuchungen an einer einzelnen Dipolfalle - die erstmalige experimentelle Realisierung einer Vielfachanordnung von Einzelfallen, wie in (Abbildung 5.3), behandelt.

5.2 Untersuchung einer einzelnen Dipolfalle

Als notwendige Vorstufe zu der erfolgreichen Realisierung des Arrays von Dipolfallen wurden von uns zunächst die Eigenschaften einer einzelnen Di-

polzfalle, basierend auf einem fokussierten rot-verstimmten Laserstrahl, untersucht. Im Folgenden werden kurz der dafür verwendete Versuchsaufbau (Unterabschnitt 5.2.1), die Optimierung der Umladeeffizienz von der MOT in die Dipolfalle für die Parameter unseres Experimentes (Unterabschnitt 5.2.2) sowie die Eigenschaften der so erhaltenen Dipolfalle im Hinblick auf die Vielfachrealisierung (Unterabschnitt 5.2.3) behandelt.

5.2.1 Versuchsanordnung

Für die hier vorgestellten Untersuchungen wurden zwei verschiedene Laserquellen verwendet: Ein wie in Unterabschnitt 2.1.4 beschriebenes Diodenlasersystem in Master-Slave-Konfiguration (Slavelaserdiode: Sanyo, Typ DL-7140-201, $P = 70 \text{ mW}$) sowie ein MOPA³-System der Firma TUIOPTICS (Tapered Amplifier System, TA 100) mit 500 mW Ausgangsleistung. Das letztere Lasersystem ist wegen seiner größeren Ausgangsleistung insbesondere für die angestrebte Vielfachrealisierung der Dipolfallen von Bedeutung. Allerdings wurde festgestellt, dass das Ausgangslicht auch bei einer Verstimmung von 2 nm noch einen so starken resonanten Untergrund bei 780 nm besitzt, dass der Betrieb einer Dipolfalle mit diesem Licht nicht möglich ist. Daher durchläuft in dem hier verwendeten Aufbau das Licht des MOPA-Systems eine auf 70°C aufgeheizte Rubidium-Gaszelle, die den Großteil des resonanten Lichtes herausfiltert. Um ein möglichst flexibles Hin- und Herschalten zwischen den beiden Lasersystemen zu ermöglichen, werden die Laserstrahlen der beiden Systeme an einem Polstrahlteilerwürfel zur Überlappung gebracht. Das Licht durchläuft dann einen zum Ein- und Ausschalten der Dipolfalle verwendeten AOM und wird dann aus Gründen der Strahlagenstabilisierung und insbesondere der Reinigung des transversalen Modenprofils in eine Single-Mode Faser eingekoppelt. Das aus der Faser ausgekoppelte Licht wird mit einer asphärischen Linse kollimiert und passiert dann zur Einstellung einer exakt linearen Polarisation eine $\lambda/4$ - und eine $\lambda/2$ -Platte sowie einen Polstrahlteilerwürfel. Danach wird der Strahldurchmesser durch Fokussierung mithilfe einer langbrennweitigen Linse verkleinert. Der Dipolfallenlaserstrahl trifft dann mit einem Strahldurchmesser von $2w = 500\mu\text{m}$ auf eine Linse und wird von dieser fokussiert. Wie in Abbildung 5.16 dargestellt, wird der Fokus dann mithilfe von zwei Achromaten ($f = 300\text{mm}$, $D = 50\text{mm}$) auf das atomare Ensemble abgebildet, so dass die Dipolfalle aus der MOT geladen werden kann. Dieser Aufbau erlaubt es uns, mit einer Vielzahl mikrooptischer Komponenten zu experimentieren, ohne dass bei einem Wechsel jedesmal die Vakuumkammer geöffnet werden muss. Durch die lange Brennweite der verwendeten Achromate wird auf diese Weise außerdem das in Unterabschnitt 5.1.6 beschriebene Ladeproblem umgangen.

³für „Master-Oscillator Power Amplifier“

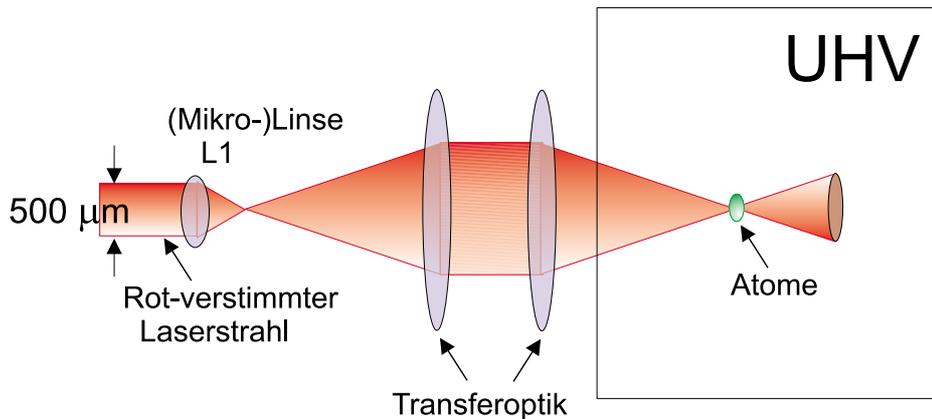


Abbildung 5.16: Versuchsanordnung für die Experimente zur einzelnen Dipolfalle. Zur in Abschnitt 5.3 behandelten Vielfachrealisierung gelangt man in diesem Aufbau durch einfaches Ersetzen der Linse L1 durch ein Mikrolinsenarray und leichtes Nachstellen der Position der zweiten Transferlinse.

Nach der Präparation eines atomaren Ensembles in der MOT werden die Atome aus der MOT in die Dipolfalle geladen, indem die Dipolfalle angeschaltet wird und die Parameter der MOT auf für das Umladen optimierte Werte geändert werden (siehe nächsten Unterabschnitt). Dabei werden die Atome durch die Polarisationsgradientenfelder in die Dipolfalle hineingekühlt, so dass die Effizienz dieses Umladeverfahrens deutlich besser sein kann als das Laden durch einfachen geometrischen Überlapp, d.h. gleichzeitiges Anschalten der Dipolfalle und Ausschalten der MOT. Nach der 20-100 ms dauernden Umladeweit werden dann die MOT-Laserstrahlen und das Magnetfeld ausgeschaltet und die Atome werden für eine Zeit in der Dipolfalle gehalten, die lange genug ist (ca. 50 ms), dass nicht gefangene Atome aufgrund der Schwerkraft aus der Detektionszone fallen. Danach werden die MOT-Laser wieder für eine Millisekunde angeschaltet und das Bild der Atome (in Fluoreszenz) von der Digitalkamera aufgenommen. Dies dient auch zur Bestimmung der Zahl der in der Dipolfalle verbliebenen Atome. Abbildung 5.17 zeigt ein auf diese Weise gewonnenes Bild der in der Dipolfalle gefangenen Atome.

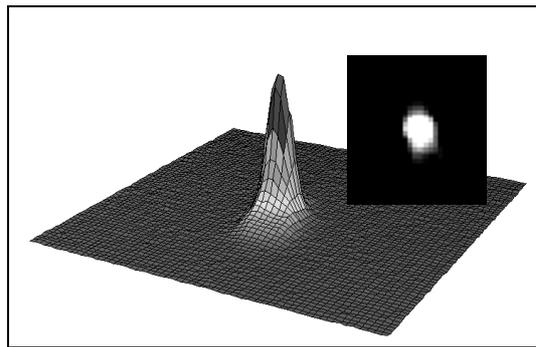


Abbildung 5.17: Einzelne Dipolfalle

Zur Justage der Position der Dipolfalle setzen wir die Frequenz des Dipollasers zunächst auf Resonanz und nehmen die Voreinstellung der radialen

Position vor, indem wir mit dem Dipollaser Atome aus dem Zentrum der MOT heizen. Zur Voreinstellung der axialen Lage des Fokus benutzen wir den resonanten Laserstrahl, um die Atome - nach direkt davor erfolgtem Abschalten der MOT - zur Fluoreszenz anzuregen. Die Größe des mit der Digitalkamera aufgenommenen Bildes der leuchtenden Atome wird dann durch Verstellen der Position der zweiten Transferlinse (siehe Abbildung 5.16) minimiert. Dies reicht in der Regel aus, um - nach Erhöhung der Verstimmung auf typischerweise 2 nm - Atome in der Dipolfalle speichern zu können. Die Feinjustage der Position erfolgt dann durch Optimierung der Anzahl der Atome, die in die Dipolfalle umgeladen werden. Abbildung 5.18 zeigt dies für die

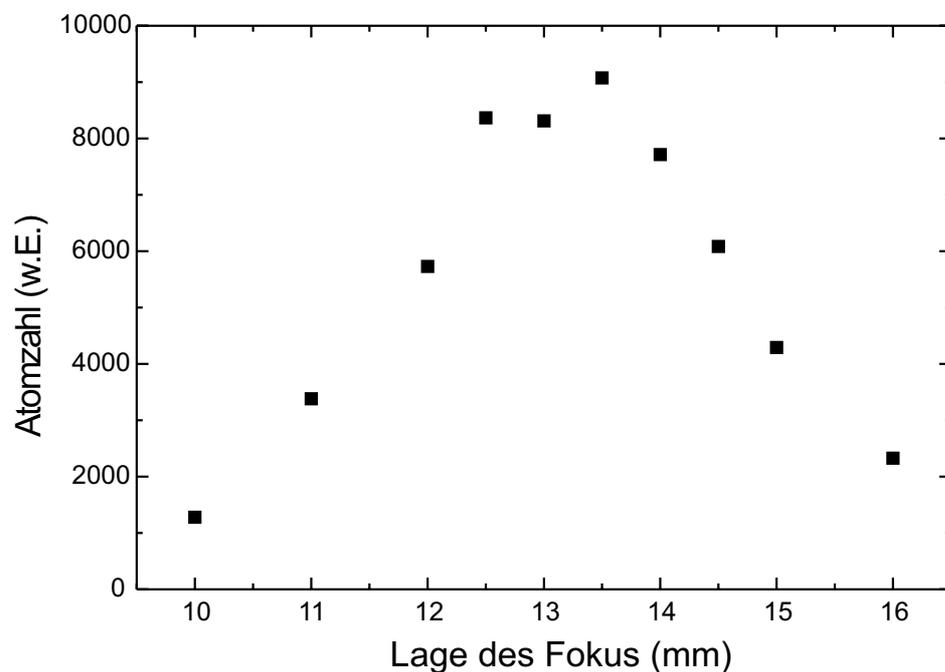


Abbildung 5.18: Anzahl der in die Dipolfalle geladenen Atome als Funktion der axialen Lage des Fokus.

axiale Lage des Fokus'. Bei der für diese Messung geltenden Rayleighlänge von $z_R = 0.9$ mm und einem Durchmesser der atomaren Wolke in der MOT von 2.6 mm ($1/e^2$ -Durchmesser) erhalten wir eine den Abfall der Atomzahl beschreibende Kurve mit einer Halbwertsbreite (FWHM) von 3 mm.

5.2.2 Optimierung des Umladens

Die Effizienz des hier verwendeten Lademechanismus' hängt neben der Lage der Region des Überlapps entscheidend von der richtigen Wahl der verschie-

denen Laserparameter während der Umladephase ab. Die Dynamik des Umladeprozesses ist aufgrund der vielen verschiedenen Vorgänge hochkomplex. Wie im Folgenden gezeigt, lassen sich aber leicht einige Parameterabhängigkeiten ermitteln, die eine Optimierung des Umladevorgangs ermöglichen.

Das Ziel der Optimierung des Umladens ist es, eine möglichst große Laderate bei möglichst geringen Verlusten zu erhalten [Kupp00]. Dabei sind Faktoren, die zu einer großen **Laderate** beitragen:

- Ein großer Fluss der Atome in die Fallenregion. Dieser ist abhängig von der Dichte der MOT und der mittleren Geschwindigkeit der Atome in der MOT sowie vom Volumen der Dipolfalle: Bei gleichbleibender Potentialtiefe können umso mehr Atome gefangen werden, je größer das Fallenvolumen ist.
- Das Vorhandensein von Kühlmechanismen in der Region des Überlapps von MOT und Dipolfalle, da sonst nur die Atome aus dem geometrischen Überlapp gefangen werden.

Beide Faktoren hängen dabei von den Parametern der MOT sowie denen der Dipolfalle (Fallentiefe) ab.

Dagegen stehen eine Reihe von Prozessen, die zu **Verlusten** aus der Dipolfalle führen. Dies sind:

- Heizmechanismen aufgrund von Prozessen wie
 - Spontane Streuung von Dipolfallenlichtphotonen
 - Stöße mit dem Hintergrundgas
 - Intensitätsfluktuationen
 - Schwankungen in der Strahlage des Dipolfallenlaserstrahls
- Verluste durch Stoßprozesse wie:
 - Photoassoziation. Diese kann vom Dipolfallenlicht induziert werden und führt zu ungefangenen Molekülen.
 - Hyperfeingrundzustandsändernde Stöße. Dabei gewinnen die Atome die Energie der Grundzustandsaufspaltung der Hyperfeinstruktur (0.14 K für ^{85}Rb), die ausreicht, sie aus der Dipolfalle zu entfernen.
 - Radiative Escape. Dabei wird ein Atom optisch angeregt und reemittiert ein Photon während eines Stoßes. Die attraktive Dipolwechselwirkung zwischen angeregtem und benachbartem nicht angeregtem Atom führt zu Erhöhung der kinetischen Energie, die zum Verlassen der Falle ausreicht.

Auch hier hängen die Verlustprozesse sowohl von den Parametern der MOT als auch denen der Dipolfalle ab.

Die Optimierung des Umladens wird nun dadurch erschwert, dass es eine Reihe von Parametern gibt, die die Laderate und die Verlustprozesse in gegensätzlicher Weise beeinflussen. So führt z.B. eine Verringerung der Intensität des Rückpumpasers der MOT zu einer Reduzierung der Verlustrate durch die oben beschriebenen Stoßprozesse während des Umladens, bei zu geringer Rückpumpintensität gehen die Atome allerdings zu schnell aus der MOT verloren, so dass die Laderate ebenfalls reduziert wird. Abbildung 5.19 zeigt das Resultat einer Messung der Anzahl der in die Dipolfalle umge-

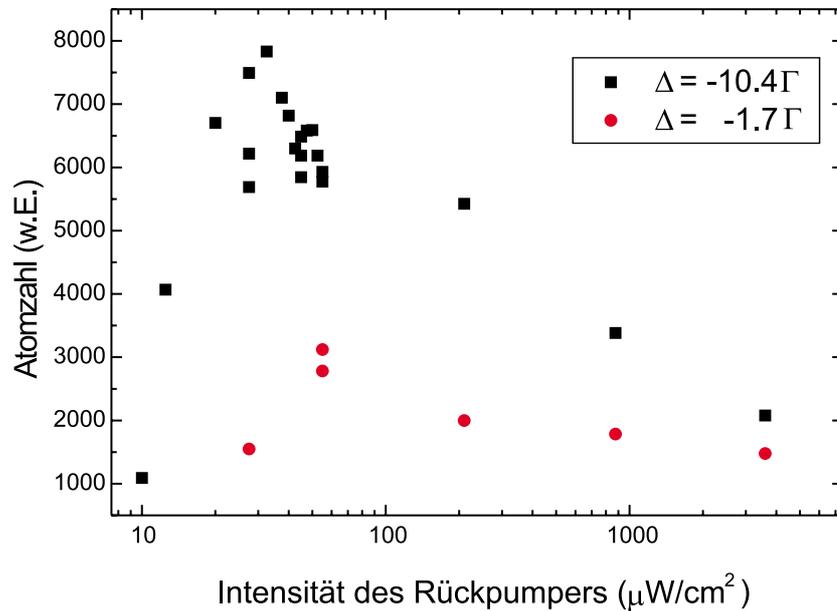


Abbildung 5.19: Anzahl der in die Dipolfalle umgeladenen Atome in Abhängigkeit von der Intensität des Rückpumpers während der Umladephase, für zwei verschiedene Verstimmungen des Kühllasers.

ladene Atome in Abhängigkeit von der Intensität des Rückpumpers (zum Vergleich: Intensität während der reinen MOT-Phase ohne Dipolfalle: $3.5 \text{ mW}/\text{cm}^2$). Klar zu erkennen ist der Anstieg der Atomzahl für kleiner werdende Rückpumpintensitäten (aufgrund der reduzierten Stoßverluste), sowie der schnelle Abfall der Atomzahl für zu kleine Rückpumpintensitäten (aufgrund zu hoher Verluste in der MOT während der Umladephase). Die Messung wurde für zwei unterschiedliche Werte der Verstimmung des Kühllasers während der Umladephase aufgenommen (Verstimmung während der MOT-Phase: $\Delta = -1.7\Gamma$). Klar zu erkennen ist die Erhöhung der Teilchenzahl um einen Faktor von ca. 2 bei erheblich größerer Verstimmung.

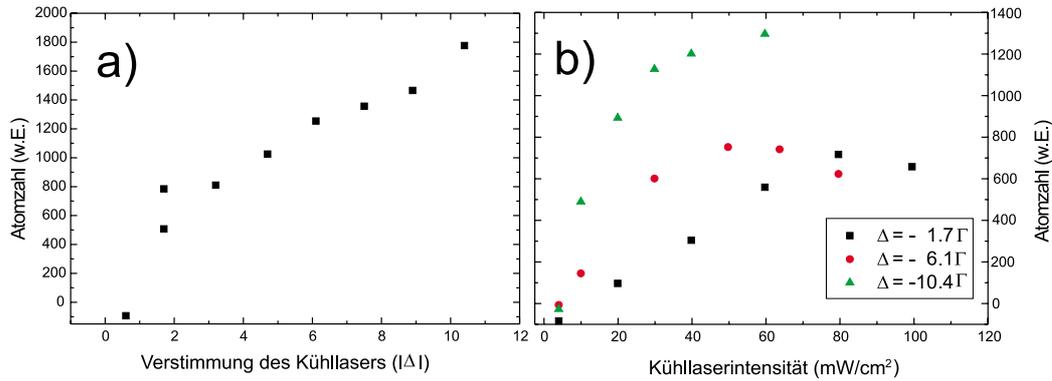


Abbildung 5.20: Anzahl der in die Dipolfalle umgeladenen Atome als Funktion der Verstimmung des Kühllasers (a) sowie der Intensität des Kühllasers für drei verschiedene Verstimmungen (b).

Um dies genauer zu untersuchen, wurde die Atomzahl in Abhängigkeit von der Verstimmung des Kühllasers gemessen (Abbildung 5.20a). Der Anstieg für größer werdende Verstimmungen erklärt sich aus der verbesserten Kühlung in die Dipolfalle während der Umladephase. Die Verstimmung von $\Delta = -10.4\Gamma$ stellt bei dem derzeitigen Aufbau des Experiments die experimentell erreichbare Grenze dar. Eine verbesserte Kühlung sollte nach den Skalierungsgesetzen der Subdopplerkühlung auch mit verringerter Intensität des Kühllasers zu erreichen sein. Daher wurde auch die Abhängigkeit der Atomzahl von der Kühllaserintensität untersucht. Abbildung 5.20b zeigt das für drei verschiedene Verstimmungen. Für $\Delta = -1.7\Gamma$ und $\Delta = -6.1\Gamma$ ist für geringer werdende Intensität auch tatsächlich ein Anstieg in der Atomzahl zu erkennen, allerdings fällt die Atomzahl für geringere Intensitäten wieder ab (aufgrund zu starker Verluste aus der MOT).

Die hier vorgestellten Abhängigkeiten gelten strenggenommen nur für die spezielle experimentelle Realisierung, mit der sie aufgenommen wurden, bei anderen Werten für z.B. Fallenvolumen oder Falltiefe erhält man quantitativ andere Ergebnisse (Lage der Maxima), das qualitative Verhalten der Kurven bleibt allerdings erhalten.

Mit diesen Untersuchungen ist es nun möglich ein „Rezept“ für die Festsetzung der Parameter während der Umladephase aufzustellen⁴: Während der (20-100 ms dauernden) Umladephase, wird die Intensität des Rückpumpers reduziert und gleichzeitig die Verstimmung des Kühllasers erhöht.

Damit erhalten wir für eine einzelne Dipolfalle mit $\lambda = 782\text{nm}$, $P =$

⁴Vergleiche auch [Kupp00] für eine umfangreiche quantitative Analyse des Umladeprozesses, sowie [Duer00] für eine Untersuchung der Unterdrückung von Zwei-Körper-Verlusten durch Hinzufügen eines Seitenbandes zum Dipolfallenlaser.

50 mW und $w_0 = 15 \mu\text{m}$, was einer Potentialtiefe von $U_0/k_B = -1.9 \text{ mK}$ entspricht, eine Teilchenzahl von $2 \cdot 10^5$, also eine Umladeeffizienz von 0.3%, was hauptsächlich auf die geringe Dichte der verwendeten MOT zurückzuführen ist.

5.2.3 Eigenschaften der Dipolfalle

Die Speichereigenschaften der Dipolfallen wurden ebenfalls an einer einzelnen Dipolfalle systematisch untersucht. Abbildung 5.21 zeigt die Speicherzeit der Atome in der oben erwähnten Dipolfalle ($\lambda = 782 \text{ nm}$, $U_0/k_B = -1.9 \text{ mK}$). Die einzelnen Messpunkte sind jeweils entstanden durch Messung der Fluo-

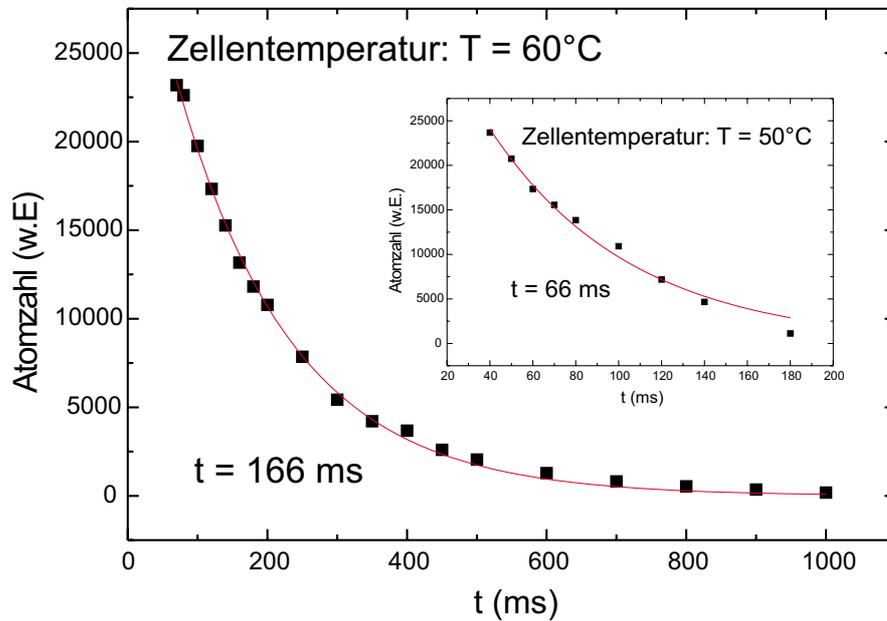


Abbildung 5.21: Anzahl der in der Dipolfalle verbleibenden Atome als Funktion der Zeit für die Fallenparameter $\lambda = 782 \text{ nm}$, $P = 50 \text{ mW}$ und $w_0 = 15 \mu\text{m}$. Die durchgezogene Kurve ist ein exponentieller Fit und ergibt eine Speicherzeit von 166 ms. Die eingebettete Kurve zeigt eine erheblich reduzierte Speicherzeit für eine um 10°C geringere Temperatur der Filterzelle (siehe Unterabschnitt 5.2.1).

reszenz der in der Dipolfalle verbliebenen Atome nach dem Anblitzen durch die MOT-Laserstrahlen. Für die angegebene Falle erhalten wir eine Speicherzeit von $t = 166 \text{ ms}$. Die Speicherzeit ist wahrscheinlich limitiert durch vom Dipolfallenlicht induzierte spontane Streuprozesse aufgrund des noch nicht restlos herausgefilterten resonanten Anteils im Dipolfallenlicht. Diese Vermutung wird gestützt durch die Tatsache, dass bei einer nur um 10°C

geringeren Zellentemperatur die Speicherzeit nur $t = 66$ ms beträgt (Kleines Bild in Abbildung 5.21).

Durch Flugzeitbilder kann die Temperatur der Atome in der Dipolfalle bestimmt werden (siehe Abbildung 5.22). Für die Parameter der Falle aus

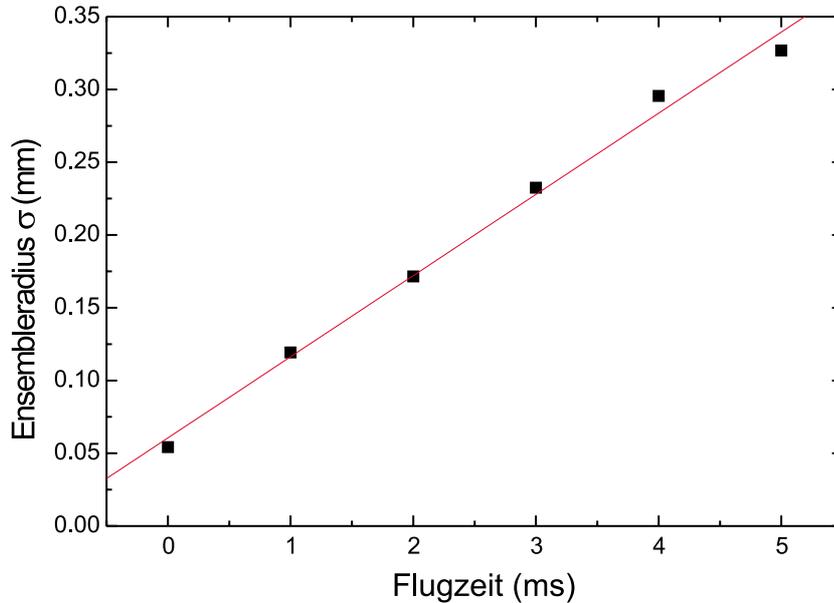


Abbildung 5.22: Zeitliche Entwicklung des Radius der atomaren Wolke nach dem Abschalten der Dipolfalle. Die durchgezogene Linie ist ein linearer Fit an die Daten und ergibt eine Temperatur von $T = (65 \pm 20) \mu K$.

Abbildung 5.21 erhält man mithilfe von Gleichung 2.8 aus Unterabschnitt 2.1.5: $T = (65 \pm 20) \mu K$, was einem Wert von $0.03 \cdot U_0$ entspricht.

5.3 Vielfachrealisierung von Dipolfallen

5.3.1 Arrays von Dipolfallen

Da die in Abschnitt 5.1 vorgeschlagene Vielfachrealisierung von Dipolfallen durch die Verwendung eines Mikrolinsenarrays die kanonische Erweiterung der im vorigen Abschnitt behandelten Einzeldipolfalle ist, lassen sich die dort verwendete Versuchsanordnung sowie der Versuchsaufbau direkt übernehmen.

Die einzige Änderung besteht im Austauschen der Linse L1 aus Abbildung 5.16 durch ein Mikrolinsenarray sowie leichtes Nachstellen der Position der zweiten Transferlinse. Abbildung 5.23a zeigt das von uns benutzte, refraktive Mikrolinsenarray. Die einzelnen Linsen haben eine Brennweite von

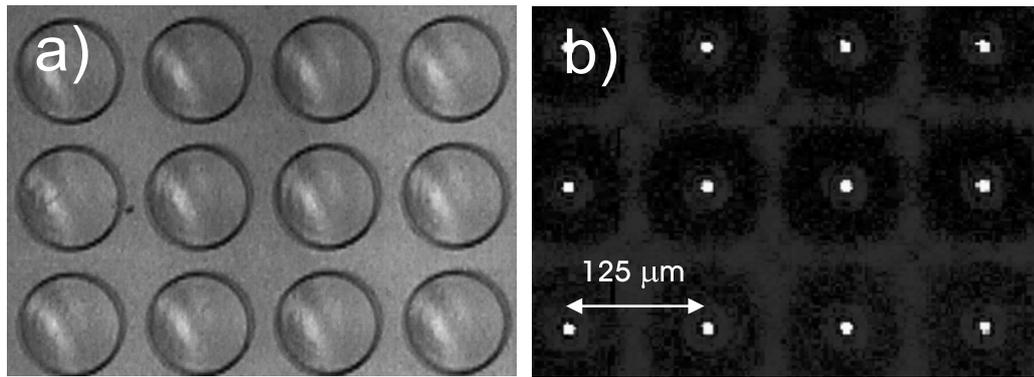


Abbildung 5.23: (a) Refraktives Linsenarray. Die einzelnen Linsen haben einen Durchmesser von $D = 100 \mu\text{m}$, einen Zentrum-zu-Zentrum-Abstand von $S = 125 \mu\text{m}$ und eine Brennweite von $f = 0.625 \text{ mm}$. (b) Bild der Intensitätsverteilung in der Brennebene des Arrays aus (a).

$f = 0.625 \text{ mm}$, einen Durchmesser von $D = 100 \mu\text{m}$ sowie einen Zentrum-zu-Zentrum-Abstand von $S = 125 \mu\text{m}$, so dass der Füllfaktor des Arrays 50% beträgt. Durch Fokussierung eines Laserstrahls mit diesem Mikrolinsenarray erhält man die in Abbildung 5.23b dargestellte, zweidimensionale Anordnung von Fokussen. Die von uns gemessene Fokusgröße von $w_0 < 7 \mu\text{m}$ (Abbildung 5.25) ist in guter Übereinstimmung mit dem theoretischen Beugungslimit von $w_0 = 6 \mu\text{m}$.

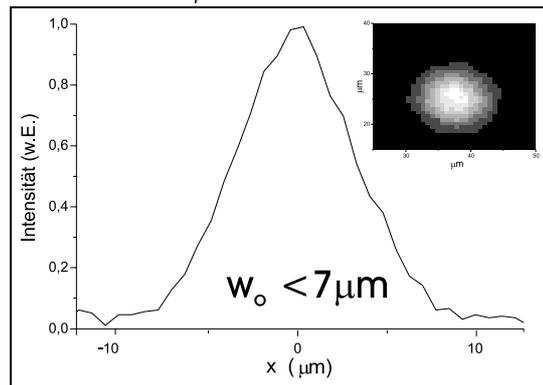


Abbildung 5.24: Vermessung der Fokusgröße des Mikrolinsenarrays

Bei Beleuchtung dieses Arrays durch den Dipolfallenlaserstrahl mit $2w = 300 \mu\text{m}$ erhalten wir vier Fokusse mit hoher Intensität, sowie eine Reihe von Fokussen mit verminderter Intensität (siehe Abbildung 5.25a). Die Fokusse bilden wir mithilfe der in Unterabschnitt 5.2.1 beschriebenen Transferoptik auf den Ort der Atome ab, wobei wir mithilfe eines kleinen Strahlstoppers (Durchmesser: 5 mm) zwischen den beiden Transferlinsen den Anteil des Lichtes herausfiltern, der von den Zwischenräumen zwischen den Mikrolinsen transmittiert wird und ansonsten zu störenden Beugungsmustern am Ort der Atome führen würde.

Abbildung 5.25 zeigt das resultierende Array von Dipolfallen. Gut sichtbar sind vier klar voneinander getrennte Dipolfallen, die von einer Reihe von schwächeren Dipolfallen umgeben sind. In den vier hellen Dipolfallen fangen

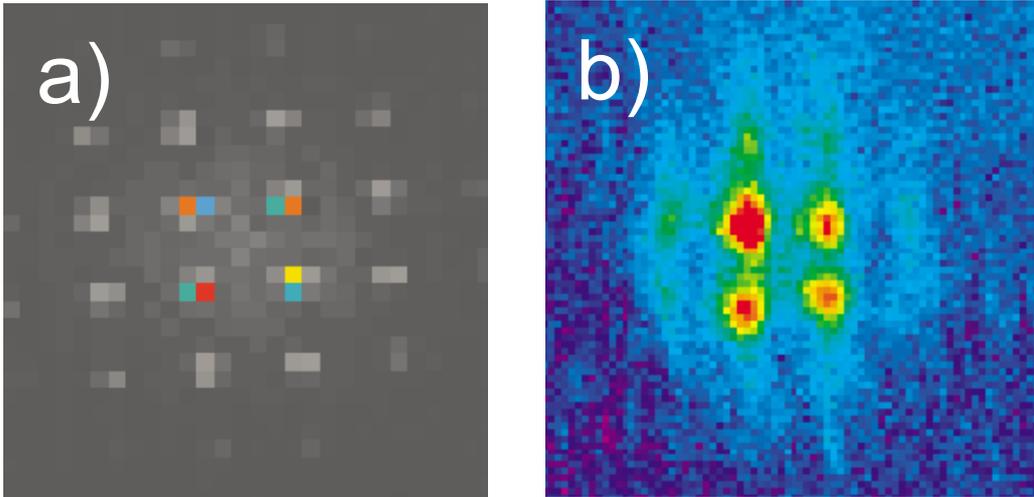


Abbildung 5.25: (a) Bild der Intensitätsverteilung in der Brennebene des verwendeten Arrays bei Beleuchtung durch einen Laserstrahl mit Durchmesser $2w = 500\mu\text{m}$. (b) 2×2 -Array von klar getrennten Dipolfallen, resultierend aus der Abbildung der Fokusse von (a) auf das atomare Ensemble (vergleiche Abbildung 5.16).

wir bei einer jeweiligen Falltiefe von $U_0 = 1.4\text{mK}$ ($\lambda = 782\text{nm}$, $P = 10\text{mW}$) ca. 10^4 Atome. Mit den angegebenen Parametern erhält man für die maximale spontane Streurrate $\Gamma_{sc} = 1200\text{s}^{-1}$ und für die Größe des (radialen) Grundzustands $x_r = 78\text{nm}$. Die radiale Vibrationsfrequenz beträgt 20kHz , so dass Seitenbandkühlung in den Grundzustand möglich sein sollte.

Durch Vergrößerung des Durchmessers des Strahls der auf das Mikrolinsenarray trifft, ist es leicht möglich, auch Arrays mit einer größeren Anzahl von Dipolfallen zu erhalten. Allerdings ist dabei eine Grenze durch die geringer werdende Laserleistung pro Dipolfalle und die daraus folgende Verringerung der Teilchenzahl gegeben. Abbildung 5.26 zeigt ein Array von 16 Dipolfallen. Größere Arrays lassen sich mit der derzeitigen Detektionseffizienz nicht nachweisen. Durch Steigerung der Umladeeffizienz (z.B. durch Erhöhung der Dichte in der MOT) oder eine größere zur Verfügung stehende Laserleistung sollte es aber möglich sein, eine noch größere Anzahl von Dipolfallen zu erhalten.

5.3.2 Einzeladressierung

Wie in Abschnitt 5.1 erwähnt, ist es in der hier untersuchten Konfiguration aufgrund des großen Abstands der einzelnen Dipolfallen leicht möglich, diese selektiv zu adressieren. Abbildung 5.27 zeigt die Versuchsanordnung,

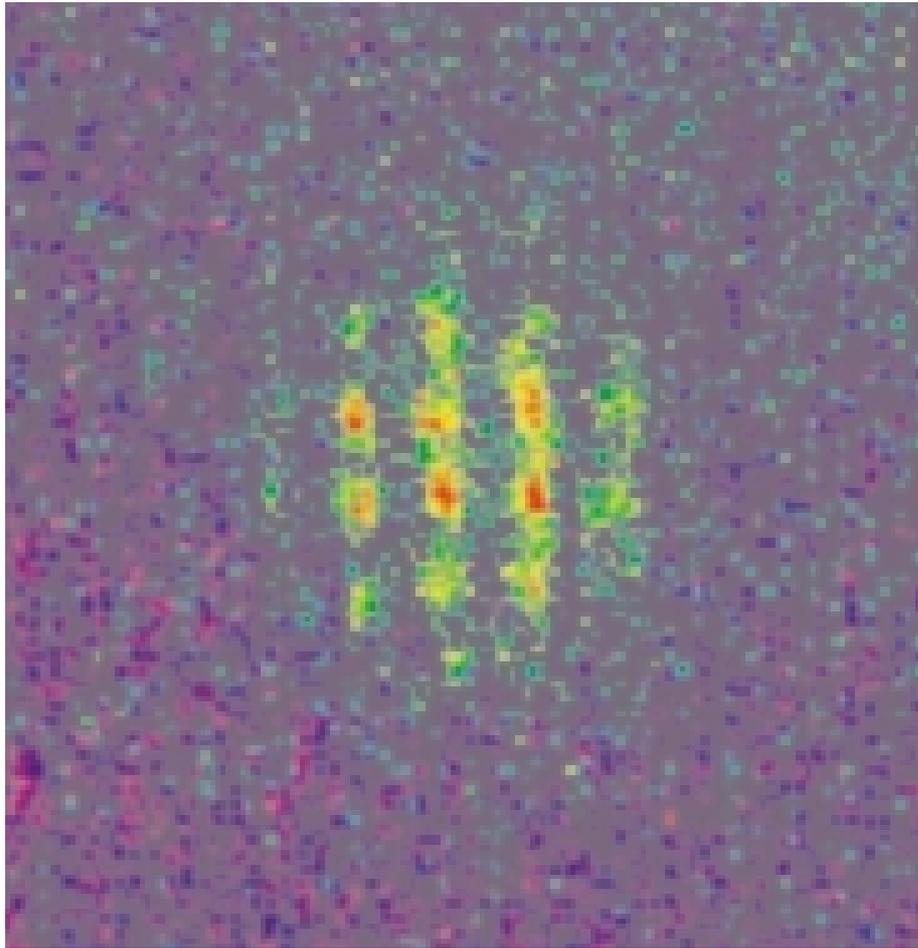


Abbildung 5.26: *Array von 16 Dipolfallen*

mit der wir diese selektive Adressierbarkeit experimentell nachgewiesen haben: Direkt nach der Umladephase wird die adressierte Dipolfalle von einem fokussierten, nahresonanten Laserstrahl beleuchtet, wodurch die in ihr gefangenen Atome verlorengehen. Abbildung 5.28 zeigt auf diese Weise gewonnene Bilder des 2×2 -Arrays von Dipolfallen, zunächst ohne Adressierlaser (a), dann mit auf jeweils eine der Dipolfallen gerichtetem Adressierlaser (b, c).

Diese Experimente eröffnen interessante Perspektiven im Hinblick auf die im nächsten Kapitel behandelte Quanteninformationsverarbeitung mit neutralen Atomen: So wird es nun möglich, in einer Vielfachanordnung von Atomfallen gefangene Qubits selektiv zu präparieren und zu manipulieren sowie die Resultate der Quanteninformationsverarbeitung selektiv auszulesen.

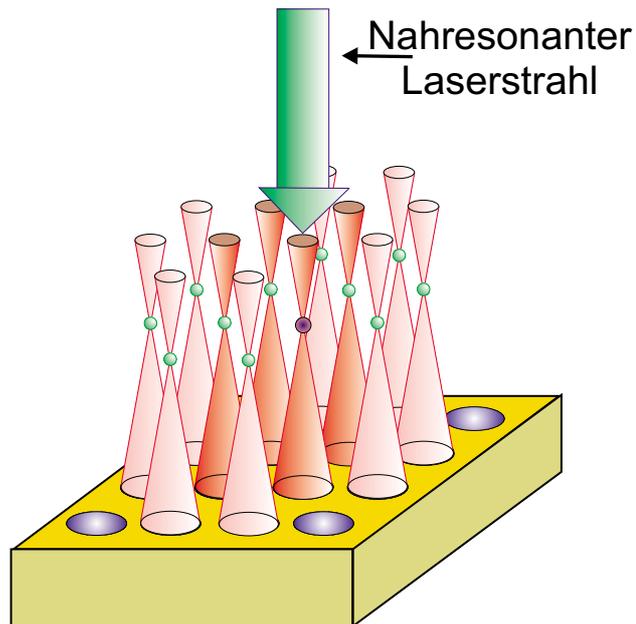


Abbildung 5.27: Versuchsaufbau zur selektiven Adressierung der Dipolfallen. Die adressierte Falle wird direkt nach der Umladephase von einem fokussierten, nahresonanten Laserstrahl beschienen, wodurch die dort gefangenen Atome verlorengelangen.

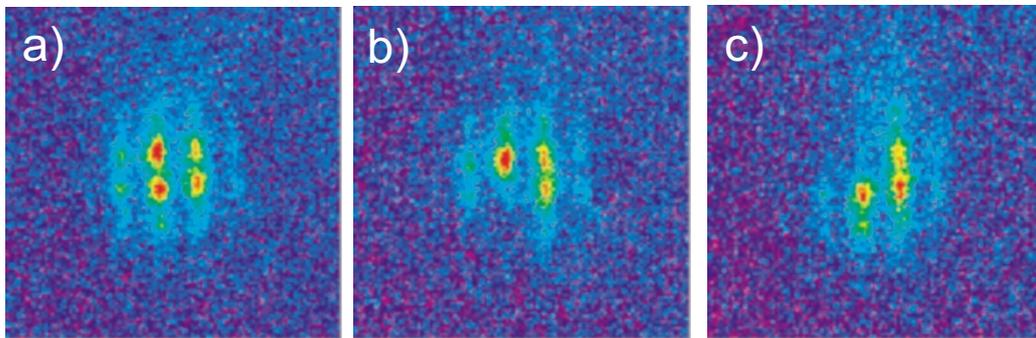


Abbildung 5.28: Demonstration der selektiven Adressierbarkeit der Dipolfallen in der oben behandelten Vielfachrealisierung. (a) Ohne Adressierlaser; (b) und (c) mit nahresonantem Adressierlaser, jeweils auf eine andere Falle gerichtet.

Ausblick: Mikrooptiken für die Quanten- informationsverarbeitung

Die in den vorhergehenden Kapiteln beschriebenen Arbeiten sind ein guter Ausgangspunkt für weitere Untersuchungen zu kohärenzerhaltenden, miniaturisierten Speicher- und Leiterstrukturen für neutrale Atome:

- Mit dem Aufbau des Experiments zur zuverlässigen und flexiblen Erzeugung atomarer Ensembles sowie des Lasersystems zur Anregung von kohärenten Superpositionen der Hyperfeinzustände des Grundzustands von ^{85}Rb (Kapitel 2), ist die Grundvoraussetzung für alle weiteren Untersuchungen geschaffen.
- Der in Kapitel 3 erstmalig untersuchte und ausführlich behandelte Echomechanismus lässt sich auf das Studium von Superpositionen der Atombewegung in beliebigen Potentialen übertragen und ermöglicht Aussagen über die Kohärenzzeit in Systemen mit starken Inhomogenitäten (wie z.B. bei Vielfachrealisierungen von Dipolfallen), die ansonsten nicht zu erhalten sind.
- Der magnetische Speicherring (Kapitel 4) ist fertig aufgebaut und wird bei dem nächsten Umbau der Vakuumapparatur eingebaut und in Betrieb genommen werden. Dabei wird es möglich, Vergleiche zwischen dieser magnetischen Struktur und den in Kapitel 5 behandelten optischen Potentialen zu ziehen.

- Für optische Potentiale sind im Rahmen dieser Arbeit eine Reihe von Konzepten entwickelt sowie zum Teil auch schon experimentell untersucht worden (Kapitel 5). Die weiteren Arbeiten auf diesem Gebiet werden entlang der im vorigen Kapitel vorgestellten Konzepte durchgeführt werden. Diese Untersuchungen stellen den Schwerpunkt der weiteren Arbeiten an diesem Projekt dar.

Bei den weiteren Arbeiten wird besonderes Augenmerk auf die Anwendung von mikrooptischen Komponenten für die Quanteninformationsverarbeitung mit neutralen Atomen gelegt werden. Die Mittel für diese Untersuchungen stehen zur Verfügung, da das im Rahmen dieser Arbeit aufgebaute Experiment inzwischen zusätzlich zur Förderung durch den SFB 407 auch durch das Projekt ACQUIRE der Europäischen Union (ACQUIRE = Atom Chips for QUantum Information REsearch) im Rahmen des Forschungsschwerpunkts IST (Information Society Technologies) und durch das Schwerpunktprogramm „Quanteninformationsverarbeitung“ der DFG gefördert wird.

Die Quanteninformationsverarbeitung [Stea98, Grus99, Bouw00] ist ein relativ junges, aber derzeit stark expandierendes Forschungsgebiet, zu dem es bislang hauptsächlich eine Fülle von bemerkenswerten theoretischen Arbeiten gibt, die das vielversprechende Potential dieses Feldes aufzeigen. Das Forschungsgebiet der experimentellen Realisierung von Systemen, die sich zur Implementierung von Quantenalgorithmien eignen, ist im Vergleich damit noch wenig entwickelt. Eine der möglichen physikalischen Realisierungen von Qubits, den Trägern der Information in der Quanteninformationsverarbeitung, stellen neutrale Atome dar. Die systematische Untersuchung ihrer Eignung steckt allerdings noch in den Anfängen. Zum Abschluss dieser Arbeit möchte ich die Perspektiven skizzieren, die sich für die Quanteninformationsverarbeitung mit neutralen Atomen durch die Verwendung von mikrooptischen Komponenten bieten, und die Vorteile sowie die Nachteile im Vergleich mit verwandten Systemen diskutieren.

In seinem Artikel *The physical implementation of quantum computation* [DiVi00] zählt David DiVicenzo fünf notwendige (sowie zwei wünschenswerte) Bedingungen für die physikalische Implementierung eines Quantencomputers auf. Die Erfüllung der Summe aller dieser fünf Bedingungen stellt eine hinreichende Bedingung für die physikalische Implementierung eines Quantencomputers dar. Im Folgenden werde ich anhand dieser Bedingungen das Potential der Anwendung von auf Mikrooptiken basierenden Speicher- und Leiterstrukturen für neutrale Atome skizzieren.

Die Forderungen sind:

1.: Das Vorhandensein eines skalierbaren System mit gut charakterisierten Qubits: Zunächst wird also eine physikalische Realisierung der Qubits benötigt. Dies sind in dem hier diskutierten Zugang zwei interne Zustände eines neutralen Atoms. Abbildung 6.1 zeigt einen Ausschnitt aus

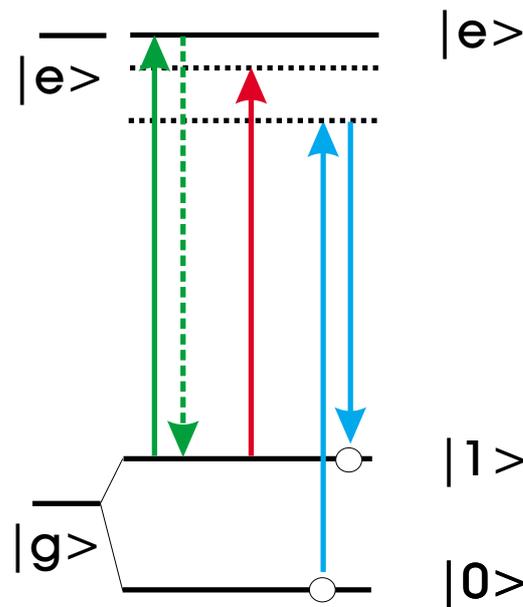


Abbildung 6.1: Schematischer Ausschnitt aus dem Energieniveauschema eines Alkaliatoms. Die beiden Hyperfeinstrukturgrundzustände eignen sich als die beiden Zustände des atomaren Qubits. Eingezeichnet sind auch die Frequenzen für die verschiedenen optischen Manipulationsmöglichkeiten (siehe Text).

dem Energieniveauschema eines Alkaliatoms. Die beiden Hyperfeinstrukturgrundzustände eignen sich als die beiden Basiszustände des Qubits, da auch die Lebensdauer des energetisch höheren Zustands ($|1\rangle$) genügend lang ist und das resultierende Qubit „gut charakterisiert“ ist, da seine physikalischen Parameter, wie der interne Hamiltonoperator und die Kopplung an externe (Manipulations-)felder (z.B. Lichtfelder), sehr gut bekannt sind. In Abbildung 6.1 sind zusätzlich noch die Laserfrequenzen für die verschiedenen optischen Manipulationsmöglichkeiten eingezeichnet, für die mikrooptische Komponenten verwendet werden können:

(a) Die atomaren Qubits können mithilfe der weit entwickelten Methoden der Laserkühlung (vergleiche Kapitel 2) zur Verfügung gestellt werden und die zustandsabhängige Absorption in den angeregten Zustand $|e\rangle$ bzw. die nachfolgende spontane Emission können zum Auslesen der Quanteninformation verwendet werden (siehe Punkt 5).

(b) Die verschiedenen Einzel-Qubit-Transformationen können z.B. mithilfe von Zwei-Photonen-Anregung (vergleiche Kapitel 2.2) erfolgen.

(c) Mithilfe der Dipolkraft können nahezu konservative Speicher- und Leiterpotentiale erzeugt werden.

Ein weiterer wichtiger Aspekt dieser ersten Forderung ist die Notwendigkeit der **Skalierbarkeit** des Systems. Wie in Kapitel 5 gezeigt wurde, erlauben mikrooptische Komponenten die einfache Vielfachrealisierung von Dipolfallen.

2.: Die Möglichkeit der schnellen Initialisierung des Zustands der Qubits: Die Initialisierung der Qubits (z.B. in Zustand $|0\rangle$) ist durch optische Adressierung der Qubits kanonisch möglich.

3.: Das Vorhandensein eines universellen Satzes von Quantengattern: Diese Bedingung, das „Herzstück“ der Quanteninformationsverarbeitung stellt für viele Realisierungen eines der Hauptprobleme dar. Allerdings lässt sich zeigen, dass ein N-Qubit-Gatter zurückgeführt werden kann auf eine Sequenz von Ein- und Zwei-Qubit-Gattern [DiVi95] und dass dafür eine bestimmte Art von Zwei-Qubit-Gattern ausreicht [Bare95], z.B. ein „cNOT“ oder ein Phasengatter. Für die Realisierung eines Zwei-Qubit-Gatters gibt es für neutrale Atome eine Reihe von verschiedenen Vorschlägen, wie z.B. die Verschränkung mithilfe kontrollierter kalter Stöße [Jaks99] oder mithilfe der starken Dipol-Dipol-Wechselwirkung von Rydbergzuständen in einem konstanten elektrischen Feld [Jaks00]. Diese Vorschläge, die für die Fallenpotentiale von optischen Gittern oder magnetischen Mikrofallen ausgearbeitet wurden, können prinzipiell auch in den in Kapitel 5 vorgestellten Konfigurationen verwirklicht werden, wobei die Verwendung von optischen Fallen einfache Möglichkeiten zur Realisierung von zustandsabhängigen Potentialen bietet. Einen Nachteil bei der Verwendung von mikrooptischen Komponenten im Vergleich zu optischen Gittern stellen allerdings die großen Abstände zwischen den einzelnen Fallen dar, die die Stärke der Wechselwirkung zwischen den atomaren Qubits verringern. So ist z.B. für das auf Rydbergzuständen basierende Phasengatter bei einem mit Mikrooptiken erreichbaren Abstand zwischen zwei Fallen von $2\ \mu\text{m}$ (vergleiche Abbildung 5.4) die benötigte Operationsdauer um ca. 2 Größenordnungen länger als in optischen Gittern: Dieser Nachteil wird allerdings durch die großen Vorteile der selektiven Adressierbarkeit und der erhöhten Flexibilität kompensiert, wie weit, muss genauer untersucht werden.

4.: Kohärenzzeiten, die länger sind als die Dauer der Operation eines Quantengatters: Dieser Punkt ist einer der großen Vorteile, den neutrale Atome gegenüber Ionen besitzen, da diese aufgrund ihrer Ladung

wesentlich stärker an ihre Umgebung koppeln und somit erheblich kürzere Kohärenzzeiten aufweisen. Für neutrale Atome in Dipolpotentialen führen spontane Emissionen zum Verlust der Kohärenz (vergleiche Kapitel 3). Die Rate der spontanen Emissionen kann allerdings durch die Wahl einer großen Verstimmung reduziert werden. Wie in Tabelle 5.1 aufgeführt, kommt man dabei schon mit herkömmlichen Laserquellen zu sehr geringen Streuzeiten, die erheblich kürzer sind, als die Operationsdauern der Quantengatter in [Jaks99, Jaks00].

5.: Die Möglichkeit des Auslesens der Quanteninformation: Dies ist in den hier diskutierten Anordnungen leicht möglich (eventuell nach Vergrößerung des Abstandes zwischen den Fallen, wie in Abbildung 5.4 dargestellt). Wie in Abschnitt 5.1 ausgeführt, können auch für die Ausleseoptik Mikrooptiken verwendet werden aufgrund ihrer hohen numerischen Apertur, was einfache Gesamtaufbauten ermöglicht.

Durch die Verwendung von Mikrooptiken lassen sich also für neutrale Atome prinzipiell alle Bedingungen für die erfolgreiche Implementierung eines Quantencomputers erfüllen, so dass auch auf dem Gebiet der Quanteninformationsverarbeitung attraktive Anwendungen von Mikrooptiken liegen und die weiteren Untersuchungen zur Anwendung mikrooptischer Komponenten auch im Hinblick auf dieses faszinierende Forschungsgebiet erfolgen können.

Literaturverzeichnis

- [Adam94] C. Adams, M. Sigel und J. Mlynek, *Atom optics*, Phys. Rep. **240**, 144 (1994)
- [Agra93] G.P. Agrawal und N.K. Dutta, *Semiconductor Lasers*, Van Nostrand Reinhold, New York (1993)
- [Alle87] L. Allen und J.H. Eberly, *Optical resonance and two-level atoms*, Dover, New York (1987)
- [Ande95] M.H. Anderson, J.R. Ensher, M.R. Matthews, C.E. Wieman und E.A. Cornell, *Observation of Bose-Einstein condensation in a dilute atomic vapor*, Science **269**, 198 (1995)
- [Ande98] B.P. Anderson und M. A. Kasevich, *Macroscopic quantum interference from atomic tunnel arrays*, Science **282**, 1686 (1998)
- [Andr81] S. Andreev, V. Balykin, V. Letokhov und V. Minogin, *Radiative slowing and reduction of the energy spread of a beam of sodium atoms to 1.5K in an oppositely directed laser beam*, JETP Lett. **34**, 442 (1981)
- [Arnd99] M. Arndt, O. Nairz, J. Vos-Andreae, C. Keller, G. van der Zouw und A. Zeilinger, *Wave-particle duality of C₆₀ molecules*, Nature **401**, 680 (1999)
- [Bare95] A. Barenco, C.H. Bennett, R. Cleve, D.P. DiVicenzo, N. Margolus, P. Shor, T. Sleator, J.A. Smolin und H. Weinfurter, *Elementary gates for quantum computation*, Phys. Rev. A **52**, 3457 (1995)
- [BenD96] M. BenDahan, E. Peik, J. Reichel, Y. Castin und C. Salomon, *Bloch oscillations of atoms in an optical potential*, Phys. Rev. Lett. **76**, 4508 (1996)
- [Berm97] P.R. Berman, *Atom Interferometry*, Academic Press, San Diego (1997)

- [Birk95] G. Birkel, M. Gatzke, I.H. Deutsch, S.L. Rolston und W.D Phillips, *Bragg scattering from atoms in optical lattices*, Phys. Rev. Lett. **75** 2823 (1995)
- [Birk01] G. Birkel, F.B.J. Buchkremer, R. Dumke und W. Ertmer, *Atom optics with microfabricated optical elements*, Opt. Comm. **191**, 67 (2001)
- [Bloc99] I. Bloch, T.W. Hänsch und T. Esslinger, *Atom laser with a cw output coupler*, Phys. Rev. Lett. **82**, 3008 (1999)
- [Bong01] K. Bongs, S. Burger, S. Dettmer, D. Hellweg, J. Arlt, W. Ertmer und K. Sengstock, *Waveguide for Bose-Einstein condensates*, Phys. Rev. A **63**, 031602 (2001)
- [Bouw00] D. Bouwmeester, A. Ekert und A. Zeilinger (Hrsg.), *The Physics of Quantum Information*, Springer Verlag, Berlin (2000)
- [Bouy97] P. Bouyer und M.A. Kasevich, *Heisenberg-limited spectroscopy with degenerate Bose-Einstein gases*, Phys. Rev. A **56**, R1083 (1997)
- [Brad95] C.C. Bradley, C.A. Sacket, J.J. Tollet und R.G. Hulet, *Evidence of Bose-Einstein condensation in an atomic gas with attractive interactions*, Phys. Rev. Lett. **75**, 1687 (1995)
- [Brad97] C.C. Bradley, C.A. Sacket und R.G. Hulet, *Bose-Einstein condensation of lithium: Observation of limited condensate number*, Phys. Rev. Lett. **78**, 985 (1997)
- [Bren99] G.K. Brennen, C.M. Caves, P.S. Jessen und I.H. Deutsch, *Quantum logic gates in optical lattices*, Phys. Rev. Lett. **82**, 1060 (1999)
- [Brun96] M. Brune, E. Hagley, J. Dreyer, X. Maitre, A. Maali, C. Wunderlich, J.M. Raimond und S Haroche, *Observing the progressive decoherence of the “meter“ in a quantum measurement*, Phys. Rev. Lett. **77**, 4887 (1996)
- [Buch00a] F.B.J. Buchkremer, R. Dumke, Ch. Bugge, G. Birkel und W. Ertmer, *Low-cost setup for generation of 3 GHz frequency difference phase-locked laser light*, Rev. Sci. Instrum. **71**, 3306 (2000)
- [Buch00b] F.B.J. Buchkremer, R. Dumke, H. Levsen, G. Birkel und W. Ertmer, *Wave packet echoes in the motion of trapped atoms*, Phys. Rev. Lett. **85**, 3121 (2000)

-
- [Buch01] F.B.J. Buchkremer, R. Dumke, T. Mütter, M. Volk, G. Birkl und W. Ertmer, in Vorbereitung (2001)
- [Bugg00] C. Buggle, *Aufbau eines miniaturisierten Speicherrings für neutrale Atome*, Diplomarbeit, Universität Hannover (2000)
- [Bula98] A. Bulatov, A. Kuklov, B.E. Vugmeister und H. Rabitz, *Echo in optical lattices: Stimulated revival of breathing oscillations*, Phys. Rev. A **57**, 3788 (1998)
- [Burg96] S. Burger, *Dichteerhöhung in einer magnetooptischen Falle für Rubidiumatome*, Diplomarbeit, Universität Hannover (1996)
- [Burg00] S. Burger, *Erzeugung und Untersuchung dunkler Solitonen in Bose-Einstein Kondensaten*, Dissertation, Universität Hannover (2000)
- [Busc91] P. Busch, P.J. Lahti und P. Mittelstaedt, *The quantum theory of measurement*, Springer, Berlin (1991)
- [Camp85] J.C. Camparo, *The diode laser in atomic physics*, Phys. **26**, 443 (1985)
- [Carn91a] O. Carnal und J. Mlynek, *Young's double-slit experiment with atoms: A simple atom-interferometer*, Phys. Rev. Lett. **66**, 2689 (1991)
- [Carn91b] O. Carnal, M. Sigel, T. Sleator, H. Takuma und J. Mlynek, *Imaging and focusing of atoms by a Fresnel zone plate*, Phys. Rev. Lett. **67**, 3231 (1991)
- [Cass00] D. Cassetari, B. Hessmo, R. Folman, T. Maier und J. Schmiedmayer, *Beam splitter for guided atoms*, Phys. Rev. Lett. **85**, 5483, (2000)
- [Cast91] Y. Castin und J. Dalibard, *Quantization of atomic motion in optical molasses*, Europhys. Lett. **14**, 761 (1991)
- [Chap95] M.S. Chapman, T.D. Hammond, A. Lenef, J. Schmiedmayer, R.A. Rubenstein, E. Smith und D.E. Pritchard, *Photon scattering from atoms in an atom interferometer: Coherence lost and regained*, Phys. Rev. Lett. **75**, 3783 (1995)
- [Chu86] S. Chu, J.E. Bjorkholm, A. Ashkin und A. Cable, *Experimental observation of optically trapped atoms*, Phys. Rev. Lett. **57**, 314 (1986)

- [Chu98] S. Chu, *The manipulation of neutral particles*, Rev. Mod. Phys. **70**, 685 (1998)
- [Cira93] J.I. Cirac, R. Blatt, A.S. Parkins und P. Zoller, *Spectrum of resonance fluorescence from a single trapped ion*, Phys. Rev. A **48**, 2169 (1993)
- [Clau97] J.F. Clauser und S. Li, in: P.R. Berman, *Atom Interferometry*, Academic Press, San Diego (1997)
- [Cohe92a] C.N. Cohen-Tannoudji, *Atomic Motion in Laser Light*, Elsevier Science Publishers B.V., (1992)
- [Cohe92b] C.N. Cohen-Tannoudji, J. Dupont-Roc und G. Grynberg, *Atom-photon interactions*, Wiley, New York (1992)
- [Cohe98] C.N. Cohen-Tannoudji, *Manipulating atoms with photons*, Rev. Mod. Phys. **70**, 707 (1998)
- [Cour92] J.-Y. Courtois und G. Grynberg, *Probe transmission in one-dimensional optical molasses: Theory for linearly cross-polarized cooling beams*, Phys. Rev. A **46**, 7060 (1992)
- [Dali85] J. Dalibard und C.N. Cohen-Tannoudji, *Dressed-atom approach to atomic motion in laser light: the dipole force revisited*, J. Opt. Soc. Am. B **2**, 1707, (1985)
- [Dali89] J. Dalibard und C.N. Cohen-Tannoudji, *Laser cooling below the Doppler limit by polarization gradients: simple theoretical models*, J. Opt. Soc. Am. B **6**, 2023 (1989)
- [Dali92] J. Dalibard, Y. Castin und K. Mølmer, *Wave-function approach to dissipative processes in quantum optics*, Phys. Rev. Lett. **68**, 580 (1992)
- [Davi95] K. B. Davis, M.-O. Mewes, M.R. Andrews, N.J. van Druten, D.S. Durfee, D.M. Kurn und W. Ketterle, *Bose-Einstein Condensation in a gas of sodium atoms*, Phys. Rev. Lett. **75**, 3969 (1995)
- [Dekk00] N.H. Dekker, C.S. Lee, V. Lorent, J.H. Thywissen, S.P. Smith, M. Drndić, R.M. Westervelt und M. Prentiss, *Guiding neutral atoms on a chip*, Phys. Rev. Lett. **84**, 1124 (2000)
- [Demt96] W. Demtröder, *Laser Spectroscopy*, Springer, New York (1996)
- [Deut98] I.H. Deutsch und P.S. Jessen, *Quantum-state control in optical lattices*, Phys. Rev. A **57**, 1972 (1998)

-
- [Dhol98] K. Dholakia, *Atom hosepipes*, Cont. Phys. **39**, 351 (1998)
- [Dick53] R.H. Dicke, *The effect of collisions upon the Doppler width of spectral lines*, Phys. Rev. **89**, 472 (1953)
- [DiVi95] D.P. DiVincenzo, *Two-bit gates are universal for quantum computation*, Phys. Rev. A **51**, 1015 (1995)
- [DiVi00] D.P. DiVincenzo, *The physical implementation of quantum computation*, Fortschr. Phys. **48**, 771 (2000)
- [Duer98] S. Dürr, T. Nonn und G. Rempe, *Fringe visibility and which-way information in an atom interferometer*, Phys. Rev. Lett. **81**, 5705 (1998)
- [Duer00] S. Dürr, K.W. Miller und C.E. Wieman, *Improved loading of an optical dipole trap by suppression of radiative escape*, Phys. Rev. A **63**, 011401(R) (2000)
- [Dum92] R. Dum, P. Zoller und H. Ritsch, *Monte-Carlo simulation of the atomic master equation for spontaneous emission*, Phys. Rev. A **45**, 4879 (1992)
- [Dumk99] R. Dumke, *Untersuchung von Rb-Atomen in optischen Dipolpotentialen*, Diplomarbeit, Universität Hannover (1999)
- [Dumk01] R. Dumke, F.B.J. Buchkremer, H. Levsen, G. Birkl und W.Ertmer, *in Vorbereitung*
- [Enge01] P. Engels, W. Ertmer und K. Sengstock, *in Vorbereitung*
- [Ertm85] W. Ertmer, R. Blatt, J. Hall und M. Zhu, *Laser manipulation of atomic beam velocities: Demonstration of stopped atoms and velocity reversal*, Phys. Rev. Lett. **54**, 996 (1985)
- [Fert00] C. Fertig und K. Gibble, *Measurement and cancellation of the cold collision frequency shift in an ^{87}Rb fountain clock*, Phys. Rev. Lett. **85**, 1622 (2000)
- [Flem81] M.W. Fleming und A. Mooradian, *Spectral characteristics of external-cavity controlled semiconductor lasers*, IEEE J. Quantum Electron. **QE-17**, 44 (1981)
- [Folm00] R. Folman, P. Krüger, D. Cassettari, B. Hessmo, T. Maier und J. Schmiedmayer, *Controlling cold atoms using nanofabricated surfaces: Atom chips*, Phys. Rev. Lett. **84**, 4749 (2000)

- [Gatz97] M. Gatzke, G. Birkl, P.S. Jessen, A. Kastberg, S.L. Rolston und W.D. Phillips, *Temperature and localization of atoms in three-dimensional optical lattices*, Phys. Rev. A **55**, R3987 (1997)
- [Gord80] J. Gordon und A. Ashkin, *Motion of atoms in a radiation field*, Phys. Rev. A, **21**, 1606 (1980)
- [Goer97] A. Görlitz, M. Weidemüller, T.W. Hänsch und A. Hemmerich, *Observing the position spread of atomic wave packets*, Phys. Rev. Lett. **78**, 2096 (1997)
- [Grim00] R. Grimm, M. Weidemüller und Y.B. Ovchinnikov, *Optical dipole traps for neutral atoms*, Adv. At. Opt. Phys. **42**, 95 (2000)
- [Grus99] J. Gruska, *Quantum Computing*, McGraw-Hill, London (1999)
- [Gryn01] G. Grynberg und C. Robilliard, *Cold atoms in dissipative optical lattices*, preprint (2001)
- [Guid99] L. Guidoni und P. Verkerk, *Optical lattices: cold atoms ordered by light*, J. Opt. B: Quantum Semiclass. Opt. **1**, R23 (1999)
- [Gust97] T.L. Gustavson, P. Bouyer und M.A. Kasevich, *Precision rotation measurement with an atom interferometer gyroscope*, Phys. Rev. Lett. **78**, 2046 (1997)
- [Gust00] T.L. Gustavson, A. Landragin und M.A. Kasevich, *Rotation sensing with a dual atom-interferometer Sagnac gyroscope*, Class. Quantum Grav. **17**, 2385 (2000)
- [Haen75] T. Hänsch und A. Schawlow, *Cooling of gases by laser radiation*, Opt. Comm. **13**, 68 (1975)
- [Haen01] W. Haenschel, J. Reichel, P. Hommelhoff und T.W. Hänsch, *Magnetic conveyor belt for transporting and merging trapped atom clouds*, Phys. Rev. Lett. **86**, 608 (2001)
- [Hagl99] E.W. Hagley, L. Deng, M. Kozuma, J. Wen, K. Helmerson, S.L. Rolston und W.D. Phillips, *A well-collimated quasi-continuous atom laser*, Science **283**, 1706 (1999)
- [Hahn50] E.L. Hahn, *Spin echoes*, Phys. Rev. **80**, 580 (1950)
- [Hemm93] P.R. Hemmer, M.S. Shahriar, H. Lamela-Rivera, S.P. Smith, B.E. Bernacki und S. Ezekiel, *Semiconductor laser excitation of Ramsey fringes by using a Raman transition in a cesium atomic beam*, J. Opt. Soc. Am. B **10**, 1326 (1993).

- [Hemm99] A. Hemmerich, *Quantum entanglement in dilute optical lattices*, Phys. Rev. A **60**, 943 (1999)
- [Henk99] C. Henkel, S. Pötting und M. Wilkens, *Loss and heating of particles in small and noisy traps*, Appl. Phys. B **69**, 379 (1999)
- [Henk01] C. Henkel und S. Pötting, *Coherent transport of matter waves*, Appl. Phys. B **72**, 73 (2001)
- [Herz97] H.P. Herzig (Hrsg.), *Micro-Optics*, Taylor & Francis, London (1997)
- [Hess97] Th. Hessler, M. Rossi, J. Pedersen, M.T. Gale, M. Wegner, D. Steudle und H.J. Tiziani, *Microlens arrays with spatial variation of the optical functions*, Pure Appl. Opt. **6**, 673 (1997)
- [Hind99] E.A. Hinds und I.G. Hughes, *Magnetic atom optics: mirrors, guides, traps, and chips for atoms*, J. Phys. D: Appl. Phys. **32**, R119 (1999)
- [Houd00] O. Houde, D. Kadio und L. Pruvost, *Cold atom beam splitter realized with two crossing dipole guides*, Phys. Rev. Lett. **85**, 5543 (2000)
- [Iga88] K. Iga, F. Koyama und S. Kinoshita, *Surface emitting semiconductor lasers*, IEEE J. Quant. Electron. **24**, 1845 (1988)
- [Jaks99] D. Jaksch, H. J. Briegel, J.I. Cirac, C.W. Gardiner und P. Zoller, *Entanglement of atoms via cold controlled collisions*, Phys. Rev. Lett. **82**, 1975 (1999)
- [Jaks00] D. Jaksch, J.I. Cirac, P. Zoller, S.L. Rolston, R. Côte und M.D. Lukin, *Fast quantum gates for neutral atoms*, Phys. Rev. Lett. **85**, 2208 (2000)
- [Jess92] P.S. Jessen, C. Gerz, P.D. Lett, W.D. Phillips, S.L. Rolston, R.J.C. Spreeuw und C.I. Westbrook, *Observation of quantized motion of Rb atoms in an optical field*, Phys. Rev. Lett. **69**, 49 (1992)
- [Jess93] P.S. Jessen, *An investigation of the microscopic motion of atoms in optical molasses using optical heterodyne spectroscopy of resonance fluorescence*, Dissertation, Universität Århus (1993)
- [Jess96] P.S. Jessen und I.H. Deutsch, *Optical lattices*, Adv. At. Mol. Opt. Phys. **37**, 95 (1996)

-
- [Jewe91] J.L. Jewell, J.P. Harbison, A. Scherer, Y.H. Lee und L.T. Florez, *Vertical-cavity surface-emitting lasers: Design, growth, fabrication, characterization*, IEEE J. Quant. Electron. **27**, 1332 (1991)
- [Kase89] M.A. Kasevich, E. Riis, S. Chu und R.G. DeVoe, *rf Spectroscopy in an atomic fountain*, Phys. Rev. Lett. **63**, 612 (1989)
- [Kase91] M. Kasevich, D.S. Weiss, E. Riis, K. Moler, S. Kasapi und S. Chu, *Atomic velocity selection using stimulated Raman transitions*, Phys. Rev. Lett. **66**, 2297 (1991)
- [Klap98] B.G. Klappauf, W.H. Osay, D.A. Steck und M.G. Raizen, *Observation of noise and dissipation effects on dynamical localization*, Phys. Rev. Lett. **81**, 1203 (1998)
- [Kneu95] F. K. Kneubühl und M. W. Sigrist, *Laser*, 4. Aufl., B.G. Teubner, Stuttgart, (1995)
- [Kosl94] R. Kosloff, *Time-dependent quantum mechanical methods for molecular dynamics*, Journ. Phys. Chem. **92**, 2087 (1992)
- [Kost94] A. Kost, *Numerische Methoden in der Berechnung elektromagnetischer Felder*, Springer Verlag, Berlin (1994)
- [Kozu96] M. Kozuma, K. Nakagawa, W. Jhe und M. Ohtsu, *Observation of temporal behavior of an atomic wave packet localized in an optical potential*, Phys. Rev. Lett. **76**, 2428 (1996)
- [Kupp96] S. Kuppens, M. Rauner, M. Schiffer, G. Wokurka, T. Slawinski, M. Zinner, K. Sengstock und W. Ertmer, in K. Burnett (ed.), *TOPS VII*, OSA, Washington (1996)
- [Kupp00] S.J.M. Kuppens, K.L. Corwin, K.W. Miller, T.E. Chupp und C.E. Wieman, *Loading an optical dipole trap*, Phys. Rev. A **62**, 013406 (2000)
- [Kurn64] N.A. Kurnit, I.D. Abella und S.R. Hartmann, *Observation of a photon echo*, Phys. Rev. Lett. **13**, 567 (1964)
- [Lene97] A. Lenef, T.D. Hammond, E.T. Smith, M.S. Chapman, R.A. Rubinstein und D.E. Pritchard, *Rotation sensing with an atom interferometer*, Phys. Rev. Lett. **78**, 760 (1997)
- [Lett88] P.D. Lett, R.N. Watts, C.I. Westbrook, W.D. Phillips, P.L. Gould und H.J. Metcalf, *Observation of atoms laser cooled below the Doppler limit*, Phys. Rev. Lett. **61**, 169 (1988)

-
- [Levs00] H. Levsen, *Numerical Simulations for Atom Optics*, Diplomarbeit, Universität Hannover (2000)
- [Lude72] R. Ludeke und E.P.Harris, *Tunable GaAs laser in an external dispersive cavity*, Appl. Phys. Lett. **20**, 499 (1972)
- [Macc00] C. Macchiavello und G.M. Palma, *Error correction and fault-tolerant computation*, in: D. Bouwmeester, A. Ekert und A. Zeilinger (Hrsg.), *The Physics of Quantum Information*, Springer Verlag, Berlin (2000)
- [Majo98] F.G. Major, *The quantum beat*, Springer-Verlag, New York (1998)
- [Mart93a] P. Marte, R. Dum, R. Taïeb und P. Zoller, *Resonance fluorescence from quantized one-dimensional molasses*, Phys. Rev. A **47**, 1378 (1993)
- [Mart93b] P. Marte, R. Dum, R. Taïeb, P.D. Lett und P. Zoller, *Quantum wave function simulation of the resonance fluorescence spectrum from one-dimensional optical molasses*, Phys. Rev. Lett. **71**, 1335 (1993)
- [Maye97] T. Mayer-Kuckuck, *Atomphysik*, B.G. Teubner Verlag, Stuttgart (1997)
- [Meac98] D. Meacher, *Optical lattices - crystalline structures bound by light*, Contemp. Phys. **39**, 329 (1998)
- [Metc99] H.J. Metcalf und P. van der Straten, *Laser Cooling and Trapping*, Springer-Verlag, New York (1999)
- [Mewe97] M.-O. Mewes, M.R. Andrews, D.M. Kurn, D.S. Durfee, C.G. Townsend und W. Ketterle, *Output coupler for Bose-Einstein condensed atoms*, Phys. Rev. Lett. **78**, 582 (1997)
- [Migd85] A.L. Migdall, J.V. Prodan, W.D. Phillips, T.H. Bergemann und H.J. Metcalf, *First observation of magnetically trapped neutral atoms*, Phys. Rev. Lett. **54**, 2596 (1985)
- [Monr90] C. Monroe, W. Swann, H. Robinson und C. Wieman, *Very cold trapped atoms in a vapor cell*, Phys. Rev. Lett. **65**, 1571 (1990)
- [Mori99] M. Morinaga, I. Bouchoule, J.-C. Karam und C. Salomon, *Manipulation of motional quantum states of neutral atoms*, Phys. Rev. Lett. **83**, 4037 (1999)
- [Muel97] G. Müller und C. Groth, *FEM für Praktiker*, Expert Verlag, (1997)

- [Muel99] D. Müller, D.Z. Anderson, R.J. Grow, P.D.D. Schwindt und E.A. Cornell, *Guiding neutral atoms around curves with Lithographically patterned current-carrying wires*, Phys. Rev. Lett. **83**, 5194 (1999)
- [Muel00] D. Müller, E.A. Cornell, M. Prevedelli, P.D.D. Schwindt, A. Zozulya und D.Z. Anderson, *Waveguide atom beam splitter for laser-cooled neutral atoms*, Opt. Lett. **25**, 1382 (2000)
- [Myat93] C.J. Myatt, N.R. Newbury und C.E. Wieman, *Simplified atom trap by using direct microwave modulation of a diode laser*, Opt. Lett. **18**, 649 (1993)
- [Myat00] C.J. Myatt, B.E. King, Q.A. Turchette, C.A. Sackett, D. Kielpinski, W.M. Itano, C. Monroe und D.J. Wineland, *Decoherence of quantum superpositions through coupling to engineered reservoirs*, Nature **403**, 269 (2000)
- [Nico89] C. Nicolas und A.W. Mantz, *Infrared tunable diode laser control: frequency stabilization and digitization of spectra leading to high sensitivity and accurate frequency scale*, Appl. Opt. **28**, 4525 (1989)
- [Omne94] R. Omnes, *The interpretation of quantum mechanics*, Princeton University Press, Princeton (1994)
- [Pahl98] A. Pahl, *Untersuchung kohärenter Bewegungsmoden kalter Rubidiumatome in Optischen Gittern*, Diplomarbeit, Universität Hannover (1998)
- [Paul90] W. Paul, *Elektromagnetische Käfige für geladene und neutrale Teilchen (Nobel Vortrag)*, Angew. Chem. **102**, 780 (1990)
- [Pete99] A. Peters, K.Y. Chung und S. Chu, *Measurement of gravitational acceleration by dropping atoms*, Nature **400**, 849 (1999)
- [Petr95] W. Petrich, M.H. Anderson, J.R. Ensher und E.A. Cornell, *Stable, tightly confining magnetic trap for evaporative cooling of neutral atoms*, Phys. Rev. Lett. **74**, 3352 (1995)
- [Phil83] W.D. Phillips, *Laser-cooled and trapped atoms*, (Natl. Bur. Stand., Washington, DC), Spec. Publ. 653 (1983)
- [Phil97] W.D. Phillips und C.I. Westbrook, *Comment on "Observation of temporal behavior of an atomic wave packet localized in an optical potential"*, Phys. Rev. Lett. **78**, 2676 (1997)

-
- [Phil98] W.D. Phillips, *Laser cooling and trapping of neutral particles*, Rev. Mod. Phys. **70**, 721 (1998)
- [Pres92] W.H. Press, S.A. Teukolsky, W.T. Vetterling und B.P. Flannery, *Numerical recipes in C*, Cambridge University Press, Cambridge (1992)
- [Prod82] J.V. Prodan, W.D. Phillips und H. Metcalf, *Laser production of a very slow monoenergetic atomic beam*, Phys. Rev. Lett. **49**, 1149 (1982)
- [Raab87] E. Raab, M. Prentiss, A. Cable, S. Chu und D. Prichard, *Trapping of neutral sodium atoms with radiation pressure*, Phys. Rev. Lett. **59**, 2631 (1987)
- [Rait97a] G. Raithel, G. Birkl, A. Kastberg, W.D. Phillips und S.L. Rolston, *Cooling and localization dynamics in optical lattices*, Phys. Rev. Lett. **78**, 630 (1997)
- [Rait97b] G. Raithel G. Birkl, W.D. Phillips und S. Rolston, *Compression and Parametric Driving of Atoms in Optical Lattices*, Phys. Rev. Lett. **78**, 2928 (1997)
- [Rait98] G. Raithel, W.D. Phillips und S.L. Rolston, *Collapse and Revivals of Wave Packets in Optical Lattices*, Phys. Rev. Lett. **81**, 3615 (1998)
- [Reic86] M. Reich, R. Schieder, H.J. Clar und G. Winnewisser, *Internally coupled Fabry-Perot interferometer for high precision wavelength control of tunable diode lasers*, Appl. Opt. **25**, 130 (1986)
- [Reic99] J. Reichel, W. Hänsel und T.W. Hänsch, *Atomic micromanipulation with magnetic surface traps*, Phys. Rev. Lett. **83**, 3398 (1999)
- [Rieh91] F. Riehle, T. Kisters, A. Witte, J. Helmcke und C.J. Bordé, *Optical Ramsey spectroscopy in a rotating frame: Sagnac effect in a matter-wave interferometer*, Phys. Rev. Lett. **67**, 177 (1991)
- [Rudy97] P. Rudy, R. Ejnisman und N.P. Bigelow, *Fluorescence investigation of parametrically excited motional wave packets in optical lattices*, Phys. Rev. Lett. **78**, 4906 (1997)
- [Schi98] M. Schiffer, M. Rauner, S. Kuppens, M. Zinner, K. Sengstock und W. Ertmer, *Guiding, focusing, and cooling of atoms in a strong dipole potential*, Appl. Phys. B **67**, 705 (1998)

- [Schm97] J. Schmiedmayer, M.S. Chapman, C.R. Ekstrom, T.D. Hammond, D.A. Kokorowski, A. Lenef, R.A. Rubenstein, E.T. Smith und D.E. Pritchard, *Optics and interferometry with atoms and molecules* in: P.R. Berman, *Atom Interferometry*, Academic Press, San Diego (1997)
- [Schm98] J. Schmiedmayer, *Quantum wires and quantum dots for neutral atoms*, Eur. Phys. J. D **4**, 57 (1998)
- [Senf99] A. Senf, *Aufbau einer magnetooptischen Falle für Rubidiumatome*, Staatsexamensarbeit, Universität Hannover (1999)
- [Shim97] F. Shimizu, in: P.R. Berman, *Atom Interferometry*, Academic Press, San Diego (1997)
- [Sinz99] S. Sinzinger und J. Jahns, *Microoptics*, Wiley-VCH Verlag, Weinheim (1999)
- [Sieg86] A.E. Siegman, *Lasers*, University Science Books, Mill Valley (1986)
- [Snad98] M.J. Snadden, J.M. McGuirk, P. Bouyer, K.G. Haritos und M.A. Kasevich, *Measurement of the earth's gravity gradient with an atom interferometer-based gravity gradiometer*, Phys. Rev. Lett. **81**, 971 (1998)
- [Song99] Y. Song, D. Milam und W.T. Hill III, *Long, narrow all-light atom guide*, Opt. Lett. **24**, 1805 (1999)
- [Sort00] Y. Sortais, S. Bize, C. Nicolas, A. Clairon, C. Salomon und C. Williams, *Cold collision frequency shifts in a (sic) ^{87}Rb atomic fountain*, Phys. Rev. Lett. **85**, 3117 (2000)
- [Stea98] A.M. Steane, *Quantum computing*, Rep. Prog. Phys. **61**, 117 (1998)
- [Stea00] A.M. Steane, *General theory of quantum error correction and fault tolerance*, in: D. Bouwmeester, A. Ekert und A. Zeilinger (Hrsg.), *The Physics of Quantum Information*, Springer Verlag, Berlin (2000)
- [Ster97] U. Sterr, K. Sengstock, W. Ertmer, F. Riehle und J. Helmcke, *Atom interferometry based on separated light fields* in: P.R. Berman, *Atom Interferometry*, Academic Press, San Diego (1997)

- [Thom82] J.E. Thomas, P.R. Hemmer, S. Ezekiel, C.C. Leiby, Jr., R.H. Picard und C.R. Willis, *Observation of Ramsey fringes using a stimulated, resonance Raman transition in a sodium atomic beam*, Phys. Rev. Lett. **48**, 867 (1982)
- [Unga89] P.J. Ungar, D.S. Weiss, E.Riis und S. Chu, *Optical molasses and multilevel atoms: Theory*, J. Opt. Soc. Am. B **6**, 2058 (1989)
- [Verk92] P.Verkerk, B. Lounis, C. Salomon, C. Cohen-Tannoudji, J.-Y. Courtois und G. Grynberg, *Dynamics and spatial order of cold cesium atoms in a periodic optical potential*, Phys. Rev. Lett. **92**, 3861 (1992)
- [Vule96] V. Vuletic, T.W. Hänsch und C. Zimmermann, *Steep magnetic trap for ultra cold atoms*, Europhys. Lett. **36**, 349 (1996)
- [Vule98] V. Vuletic, T. Fischer, M. Praeger, T.W. Hänsch und C. Zimmermann, *Microscopic magnetic quadrupole trap for neutral atoms with extreme adiabatic compression*, Phys. Rev. Lett. **80**, 1634 (1998)
- [Walk92] S.J. Walker und J. Jahns, *Optical clock distribution using integrated free-space optics*, Opt. Comm. **90**, 359 (1992)
- [Walk93] S.J. Walker, J. Jahns, L. Li, W.M. Mansfield, P. Mulgrew, D.M. Tennant, C.W. Roberts, L.C. West und N.K. Ailawadi, *Design and fabrication of high-efficiency beam splitters and beam deflectors for integrated planar micro-optic systems*, Appl. Opt. **32**, 2494 (1993)
- [Weid95] M. Weidemüller, A. Hemmerich, A. Görlitz, T. Esslinger und T.W. Hänsch, *Bragg diffraction in an atomic lattice bound by light*, Phys. Rev. Lett. **75**, 4583 (1995)
- [Wein95] J.D. Weinstein und K.G. Libbrecht, *Microscopic magnetic traps for neutral atoms*, Phys. Rev. A **52**, 4004 (1995)
- [West90] C.I. Westbrook, R.N. Watts, C.E. Tanner, S.L. Rolston, W.D. Phillips, P.D. Lett und P.L. Gould, *Localization of atoms in a three-dimensional standing wave*, Phys. Rev. Lett. **65**, 33 (1990)
- [West97] C.I. Westbrook, C. Jurczak, G.Birkl, B.Desruelle, W.D. Phillips und A. Aspect, *A study of localization in an optical lattice by analysis of the scattered light*, Jour. of Mod. Opt. **44**, 1837 (1997)
- [Whee83] J.A. Wheeler und W.H. Zurek (eds.), *Quantum theory and measurement*, Princeton University Press, Princeton, N.J. (1983)

- [Wiem91] C. Wiemann und L. Holberg, *Using diode lasers for atomic physics*, Rev. Sci. Instrum. **62**, 1, (1991)
- [Wilk96] S. Wilkinson, C. Barucha, K. Madison, Q. Niu und M. Raizen, *Observation of atomic Wannier-Stark ladders in an accelerating optical potential*, Phys. Rev. Lett. **76**, 4512 (1996)
- [Wilk98] M. Wilken, *Untersuchung einer magnetischen Leiterstruktur für Rubidiumatome*, Diplomarbeit, Universität Hannover (1998)
- [Wine75] D. Wineland und H. Dehmelt, *Proposed $10^{14} \Delta\nu < \nu$ laser fluorescence spectroscopy on Tl^+ mono-ion oscillator III*, Bull. Am. Phys. Soc. **20**, 637 (1975)
- [Wing84] W. Wing, *On neutral particle trapping in quasistatic electromagnetic fields*, Prog. Quant. Elect. **8**, 181 (1984)
- [Woku98] G. Wokurka, J. Keupp, K. Sengstock und W. Ertmer, International Quantum Electronics Conference (IQEC), San Francisco, Paper QFG5, (1998)
- [Wyna99] R. Wynands und A. Nagel, *Precision spectroscopy with coherent dark states*, Appl. Phys. B **68**, 1 (1999)
- [Youn97] B. Young, M. Kasevich und S. Chu, *Precision atom interferometry with light pulses* in: P.R. Berman, *Atom Interferometry*, Academic Press, San Diego (1997)
- [Zure91] W.H. Zurek, *Decoherence and the transition from quantum to classical*, Phys. Today **44**, 36 (1991)

Danksagung

Zum Schluss möchte ich mich herzlich bei all denen bedanken, die in verschiedener Weise zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben:

Meinem Doktorvater, Herrn Prof. Dr. Wolfgang Ertmer, danke ich für die Möglichkeit zur Durchführung dieser Arbeit auf einem faszinierenden Teilgebiet der Physik und deren Betreuung.

Herrn Prof. Dr. Karsten Danzmann danke ich für die freundliche Übernahme des Koreferats.

Ganz besonders möchte ich mich bei Dr. Gerhard Birkl bedanken. Sein Enthusiasmus sowie sein großes Fachwissen gepaart mit einer geradezu unerschöpflichen Geduld und immer neuen Ideen und Anstößen haben in allen Phasen dieser Arbeit motivierend gewirkt und entscheidend zum Erfolg beigetragen. Das gute Gruppenklima ist in einem hohen Maße auch sein Verdienst.

Großen Anteil an den hier dargestellten Arbeiten hat natürlich insbesondere das gesamte Atomics-Team. Dabei gilt mein besonderer Dank den Diplomanden der ersten Stunde, Anette Pahl und Marc Wilken, aber auch den späteren Diplomanden, Rainer Dumke, Christian Buggle und Hendrik Levsen. Rainer stellt seine Tatkraft und seinen Erfindungsreichtum inzwischen auch als Doktorand dem Projekt zur Verfügung. Den neuen Doktoranden, Tobias Müther und Michael Volk, danke ich für die Unterstützung sowie das Verständnis dafür, dass ich für ihre Einführung in das Experiment nicht immer genügend Zeit hatte...

Stellvertretend für die gesamte Arbeitsgruppe von Wolfgang Ertmer bedanke ich mich bei den „guten Seelen“ der Arbeitsgruppe, Martin Zinner und Jochen Keupp, bei Anke Senf, Dr. Sven Burger und Dr. Klaus Sengstock für die Unterstützung beim Aufbau der MOT für das Fortgeschrittenenpraktikum, bei Sven und Dr. Kai Bongs für die große Hilfsbereitschaft in der Aufbauphase des Experiments, bei Stefanie Dettmer für die regelmäßige Übernahme des Balkonzimmerjobs, bei Christian Jentsch für häufige Konzert- und Opernbesuche, bei Dr. Jan Arlt für seine nie vergehende gute Laune, die manchmal sogar mich ansteckt, und bei Dr. Ernst Rasel und Peter Spoden.

Von den ehemaligen Gruppenmitgliedern möchte ich mich besonders bedanken bei Silke Salewski, Nils Bantleon und Swen Lechte.

Herrn Dipl.-Ing. Volker Behrens danke ich für die Unterstützung bei Fragen bezüglich der Elektronik.

Stellvertretend für alle Mitarbeiter des Instituts für Quantenoptik bedanke ich mich bei Frau Krämer, Frau Griese, Frau Faber und Frau Pfennig, sowie bei Herrn Heidekrüger und insbesondere Herrn Dr. Rudolf Gaul.

Vor allem danke ich meinen Geschwistern und meinen Eltern...für alles.

Lebenslauf

26.08.1972 Geboren als Sohn von Christa Buchkremer, geb. Müller, und Dr. Jürgen Buchkremer

Schulbildung:

1979 - 1981 Leopoldschule in Weil am Rhein

1981 - 1983 Grundschule Fischingen

1983 - 1992 Hebelgymnasium Lörrach (Mai 1992: Abitur)

Sept. 1992 - Sept. 1993 Zivildienst im „Haus Engels, Heim für Behinderte“, Hertingen

Studium:

Okt. 1993 - Sept. 1995 Studium an der Universität Konstanz. Vordiplom in Physik, Vordiplom in Mathematik

Okt. 1995 - Sept. 1996 Studium an der Universität Oxford: „Besuchsstudent“ (“visiting student”)

Okt. 1996 - Okt. 1997 Studium an der Universität Oxford. MSc (“Master of Science”)(by research); Thema der Arbeit: “Particle image velocimetry in intensely radiating plasmas”

seit Dezember 1997 Doktorarbeit am Institut für Quantenoptik der Universität Hannover in der Arbeitsgruppe von Prof. Dr. W. Ertmer; Arbeitsgebiet: „Kohärenz in miniaturisierten Speicher- und Leiterstrukturen für neutrale Atome“