

Atomoptik und Quanteninformationsverarbeitung mit mikrostrukturierten optischen Elementen

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

vorgelegte Dissertation

von
Dipl. Phys. Rainer Dumke
geboren am 01. Juni 1973 in Hannover

Zusammenfassung

Der Einsatz mikrostrukturierter Systeme zur Manipulation von kalten Atomen ist eines der aktivsten Forschungsgebiete in der Atomphysik und Quantenoptik. Exemplarisch werden in der vorliegenden Arbeit Einsatzmöglichkeiten mikrooptischer Elemente in der Quanteninformationsverarbeitung und in der Atomoptik experimentell präsentiert. Besondere Beachtung finden dabei auch Untersuchungen zum Kohärenzerhalt in optischen Mikropotentialen und die Entwicklung optischer Speicherfelder mit speziellen vom Spinzustand der gefangenen Atome abhängigen Eigenschaften.

In einem breiten Spektrum physikalischer Systeme aus unterschiedlichsten Forschungsgebieten werden derzeit grundlegende Fragestellungen, sowie physikalische Umsetzungen zur Quanteninformationsverarbeitung entwickelt und untersucht. In dieser Arbeit wird die experimentelle Realisierung neuartiger Register für atomare Qubits, basierend auf mikrooptischen Elementen, demonstriert: Neutrale Atome werden in einem ein- bzw. zweidimensionalen Array aus weit verstimmtten Dipolfallen, erzeugt durch Fokussierung eines einzelnen Laserstrahls mit einem Array sphärischer Mikrolinsen, gefangen. Aufgrund der großen lateralen Abstände von $125\ \mu\text{m}$ der Fallen zueinander können die einzelnen Fallen orts aufgelöst adressiert werden. Das Initialisieren und Auslesen der internen Zustände einzelner Fallen konnte demonstriert werden.

Als zweiter Schwerpunkt wird der Einsatz mikrooptischer Systeme in der Materiewellenoptik mit geführten Atomen untersucht. Aufgrund der hohen intrinsischen Sensitivität müssen Atominterferometer robust gegenüber störenden Umwelteinflüssen konzipiert werden. Im Rahmen dieser Arbeit werden Interferometerstrukturen für geführte neutrale Atome, die auf mikrostrukturierten optischen Systemen beruhen, experimentell demonstriert. Hierbei wird als ein zentrales Element eine Vielfachrealisierung von Linienleitern benutzt, die durch Fokussieren eines rot-verstimmtten Laserstrahls mit einem Array von zylindrischen Mikrolinsen erzeugt werden. Durch Kombination zweier Mikrolinsenarrays können Strahlteiler aber auch komplexere Systeme, wie die Geometrien von Mach-Zehnder- und Michelson-Interferometern für geführte neutrale Atome erzeugt werden. Zudem konnte ein zustandsselektiver Strahlteiler experimentell demonstriert werden. Numerische Simulationen der atomaren Wellendynamik sagen die Kohärenz der adiabatischen Entwicklung des atomaren Wellenpaketes während der Teilungsprozesse voraus.

Das Verständnis der Kohärenzeigenschaften externer atomarer Bewegungszustände in optischen Dipolpotentialen ist eine wesentliche Voraussetzung für die Anwendung der hier untersuchten Systeme zur Quanteninformationsverarbeitung und zur Atominterferometrie. Diese Kohärenzeigenschaften wurden in optischen Mikropotentialen, realisiert durch ein optisches Gitter, untersucht und die Ergebnisse für die hier entwickelten Strukturen diskutiert.

Anknüpfend an die Untersuchungen zur Quanteninformationsverarbeitung und Atominterferometrie konnte eine optische Falle realisiert werden, die nur Atome in bestimmten Zeeman-Niveaus speichern kann. In dieser spinselektiven Falle konnte ein effizient spinpolarisiertes atomares Ensemble erzeugt werden. Ein solches System kann neben vielen Anwendungen zu Präzisionsexperimenten auch in der Quanteninformationsverarbeitung und in der Atominterferometrie eingesetzt werden. Zusätzlich eignet sich dieser Fallentyp aufgrund seiner Spinselektivität zum evaporativen Kühlen bei gleichbleibenden Fallenfrequenzen und hoher Anfangsphasenraumdichte.

Abstract

The application of micro-structured systems for the manipulation of cold atoms is one of the most active areas of research in atomic physics and quantum optics. Potential applications of micro-optical elements in the quantum information processing and in the atom optics are experimentally presented in this thesis. Investigations of the coherence properties in optical micro-potentials and the development of optical trapping potentials with special characteristics depending on the spin condition of the trapped atoms receive special attention.

At present, for a broad spectrum of physical systems, from different subject areas fundamental questions as well as physical implementations of quantum information processing are examined and developed. In this work, the experimental realization of new registers for atomic qubits, based on micro-optical elements, is demonstrated: Neutral atoms are trapped in a one- or two-dimensional array of far-detuned dipole traps, produced by focusing a single laser beam with an array of spherical micro-lenses. Due to the large lateral separation of $125\ \mu\text{m}$ of the traps, the individually traps could be addressed. The initializing and the readout of the internal atomic state in individual traps could be demonstrated.

As the second objective the employment of micro-optical systems in the field of matter wave optics with guided atoms was examined. Due to the high intrinsic sensitivity, atom interferometers have to be built in a robust way to be applicable under a wide range of environmental conditions. In the context of this thesis, interferometer structures for guided neutral atoms, which are based on micro-structured optical systems, are experimentally demonstrated. As a central element a multiple realization of wave-guides is used, which are produced by focusing a red-detuned laser beam with an array of cylindrical micro-lenses. By superimposing two of these arrays, X-shaped beam splitters as well as interferometer-type configurations like Mach-Zehnder- or Michelson-type structures for guided neutral atoms could be realized. Because of the state selectivity of optical potentials, a state-selective guided-atom beam splitter could be demonstrated as well. Numerical simulations of the wave dynamics predict the required coherence and interferometrical properties of these configurations for the adiabatic evolution of the atomic wave packet during the splitting process.

A comprehensive understanding of the coherence properties of the motional states of atoms in optical dipole potentials is essential for the application of the systems examined here for quantum information processing and atom interferometry. These coherence properties were examined in optical micro potentials, realized by an optical lattice, and the results are discussed for the structures developed here.

Following the investigations for quantum information processing and atom interferometry, an optical trap could be realized, which can store only atoms in certain Zeeman-levels. In this spin-selective trap, a spin polarized atomic ensemble could be produced with high efficiency. Such a system can be used in addition to many applications for precision experiments also in quantum information processing and in atom interferometry. Due to its spin selectivity, this type of trap is suitable for evaporative cooling with non-decreasing trap frequencies and high initial phase space density.

INHALTSVERZEICHNIS

Zusammenfassung	i
1 Einleitung	1
2 Atomoptik mit mikrooptischen Systemen	7
2.1 Intensitätsverteilung in Dipolfallen	8
2.2 Eigenschaften von Dipolfallen	12
3 Experimentelle Realisierung eines skalierbaren Systems zur Quanteninformationsverarbeitung mit neutralen Atomen	15
3.1 Experimenteller Aufbau	18
3.2 Realisation eines zweidimensionalen Dipolfallenarrays	22
3.3 Demonstration der Eignung als skalierbares System zur Quan- teninformationsverarbeitung	27
3.4 Quantengatter basierend auf Arrays von sphärischen Mikrolinsen	32
3.4.1 Zwei-Qubit Operationen	33
3.5 Ausblick und Diskussion	40
3.5.1 Präparation einzelner Atome	41
3.5.2 Kühlen der Atome in den Fallengrundzustand	42
4 Atomoptik mit geführten Atomen	43
4.1 Experimentelle Umsetzung	44
4.2 Führen von Atomen entlang von Wellenleitern	47
4.3 Strahlteiler für geführte Atome	51
4.4 Interferometerstrukturen für geführte Atome	56
4.5 Eigenschaften der Interferometerstrukturen	60
4.6 Dekohärenzuntersuchungen an kohärenten Bewegungszuständen atomarer Wellenpakete in optischen Dipolpotentialen	62
4.7 Ausblick und Diskussion	66

5	Erzeugung und Speicherung eines spinpolarisierten atomaren Ensembles in einer zirkular polarisierten Dipolfalle	69
5.1	Eigenschaften einer zirkular polarisierten optischen Dipolfalle	70
5.2	Charakterisierung der Transferdipolfalle	73
5.3	Charakterisierung der spinselektiven Dipolfalle	78
5.4	Diskussion evaporativer Kühlmechanismen und Ausblick	83
6	Ausblick und Diskussion	89
	Literaturverzeichnis	93
A	Entstehung von Rydbergatomen in einem ultrakalten Plasma	107
A.1	Dreikörper-Rekombination	107
B	Wellenpaket Echos in der Bewegung von gefangenen Atomen	113
C	Entstehung von Rydbergatomen in einem expandierenden ultrakalten neutralen Plasma	119
D	Mikrooptische Realisation eines Arrays von selektiv adressierbaren Dipolfallen: Ein skalierbares System zur Quanteninformationsverarbeitung mit atomaren Qubits	125
E	Interferometerstrukturen für geführte Atome	131

Einleitung

Die Untersuchung und Nutzbarmachung der Welleneigenschaften atomarer Materie ist von großer Bedeutung für die Grundlagen- sowie die angewandte Forschung und ist folglich einer der aktivsten Arbeitsbereiche in der Atomphysik und Quantenoptik. Durch die enormen Fortschritte in der Laserkühlung [Chu98, Cohe98, Phil98, Metc99] konnte sich ein neues Forschungsfeld, die Atomoptik, etablieren. Dieser Bereich führte bereits zu einer großen Zahl grundlegender Resultate: Eine Reihe von atomoptischen Elementen konnte demonstriert und eingesetzt werden, wie z.B. Linsen, Spiegel, Strahlteiler [Adam94]. Atominterferometer wurden realisiert [Berm97] und präzise atominterferometrische Messungen von fundamentalen Konstanten, atomaren Eigenschaften, Beschleunigung und Rotation konnten durchgeführt werden [Kase91, Rieh91, Ster92, Gibb93, Youn93, Ekst95, Lene97, Gust97, Clai00]. Mit der Entwicklung zuverlässiger Quellen für kohärente Materiewellen wie Bose-Einstein-Kondensaten [Ande95, Davi95, Brad95, Brad97] und atomaren Strahlen mit den Kohärenzeigenschaften eines Laser [Mewe97, Ande98, Hagl99, Bloc99] können in naher Zukunft interferometrische Messungen basierend auf den Eigenschaften von Vielteilchenwellenfunktionen durchgeführt werden [Bouy97].

Als Folge dieser Entwicklungen besteht ein beträchtliches Interesse an kompakten und zuverlässigen atomoptischen Systemen. Hierdurch wird nicht nur die Atomoptik in der Grundlagenforschung erweitert, sondern es wird auch eine technologische Implementierung von atomoptischen Messsystemen realisierbar. Ein neuartiger Ansatz, diese Herausforderung zu bewältigen, liegt in der Entwicklung von miniaturisierten und integrierten atomoptischen Systemen basierend auf mikrostrukturierten Elementen.

Eine Anzahl von Gruppen konnte mechanische Mikrostrukturen wie Einzelspalte und Gitter erfolgreich in der Atominterferometrie und Atomoptik

anwenden [Carn91, Clau97, Schm97, Shim97]. Während diese Elemente einige vielversprechenden Eigenschaften haben, müssen integrierte atomoptische Systeme basierend auf diesem Ansatz erst noch entwickelt werden.

Alternativ dazu wurde in den letzten Jahren die Anwendung von mikrostrukturierten stromdurchflossenen Leiterstrukturen verfolgt. Aufgrund der vorteilhaften Skalierungsgesetze für mikrostrukturierte magnetische und elektrische Strukturen [Wein95, Schm98] sind integrierte und stabile atomoptische Aufbauten möglich [Reic99, Folm00]. Es konnten mit dieser Technik Atome in Wellenleitern geführt werden [Dens99, Muel99, Dekk00, Key00, Enge02]. Auch erste Strahlteilergeometrien konnten realisiert werden [Cass00, Muel01, Haen01]. Des Weiteren wurde eine Reihe von möglichen Interferometergeometrien basierend auf stromdurchflossenen Leiterstrukturen theoretisch vorgeschlagen [Ande02, Burk02, Haen01a, Hind01].

Vor kurzem ist es gelungen, Bose-Einstein-Kondensation in mikrostrukturierten magnetischen Fallen zu erzielen [Haen01b, Ott01] und das Führen eines Bose-Einstein-Kondensates in mikrostrukturierten stromdurchflossenen Leiterstrukturen zu demonstrieren [Lean02, Lean02b, Fort02, Henk02]. Jedoch stellte sich heraus, dass aufgrund des inhomogenen Potentials, erzeugt durch die stromdurchflossene Leiterstrukturen, das Kondensat fragmentiert wird und somit die Kohärenz nicht erhalten bleibt. Dies wurde speziell an Kupferleitern beobachtet, konnte jedoch bisher für andere Materialien wie Gold noch nicht verifiziert werden. Als wichtiges Ziel bleibt die Demonstration eines Systems, welches für die Atominterferometrie mit kohärent geführten Atomen einsetzbar ist.

Als ein neuer Zugang zu einer miniaturisierten und integrierten Atomoptik wird hier der Einsatz mikrooptischer Systeme vorgeschlagen [Birk01] und experimentell untersucht [Dumk02a, Dumk02b]. Dieser Zugang nutzt den spektakulären Fortschritt, den es in den letzten Jahren in der angewandten Optik auf dem Gebiet der Mikrooptik gab [Herz97, Sinz99], zur Manipulation neutraler Atome und verbindet so zum ersten Mal diese beiden jeweils weit entwickelten und vielversprechenden Teilgebiete der Physik.

Dabei profitiert die Mikrooptik von den dramatischen Fortschritten in der Halbleiterindustrie aufgrund ähnlicher Herstellungsverfahren. Die Anwendung dieser hoch entwickelten Techniken führt zu einer enormen Flexibilität in der Konzeption der realisierbaren Elemente. Es können optische Systeme erzeugt werden, die mit herkömmlichen Methoden schwer oder gar nicht realisierbar sind. Aufgrund der Herstellungsverfahren können mikrooptische Systeme mit vielen identischen Komponenten auf einem Substrat hergestellt werden. Dadurch ist auch eine Vielfachrealisierungen von atomoptischen Aufbauten leicht möglich. Die lithographischen Herstellungsverfahren erlauben es, mikrooptische mit optoelektronischen Systemen zu kombinieren. Für den Zweck der optischen Manipulation von Atomen eröffnet diese Inte-

grierbarkeit wertvolle Möglichkeiten für zukünftige Entwicklungen: So wird es prinzipiell möglich, mikrooptische Komponenten und miniaturisierte magnetische und elektrische Strukturen, zusammen mit Detektoren und Laserquellen, auf geringstem Raum, stabil zu integrieren. Dies ermöglicht die Entwicklung von kompakten Sensoren, die die quantenmechanischen Eigenschaften von Materiewellen mit dem Potenzial der Mikro- und Nanotechnologie kombinieren. Des Weiteren eröffnen sich für die Grundlagenforschung neue Bereiche, wie z.B. die experimentelle Umsetzung von Strahlteilern oder Interferometern, die auf der nichtlinearen Atomoptik, realisierbar durch Bose-Einstein-Kondensate, beruhen. Für diese Experimente ist es essentiell das Kondensat, unter Beibehaltung der nichtlinearen Wechselwirkung, in einem Potential zu führen und eine sehr hohe Stabilität des Gesamtaufbaus, wie auch eine geringe Kopplung an die Umgebung zu gewährleisten, was durch die Mikrostrukturierung intrinsisch gegeben ist.

Ein weiteres sich in den letzten Jahren dramatisch entwickelndes Gebiet ist die experimentelle Quanteninformationsverarbeitung (QIV). Aufbauend auf den großen Fortschritten in den theoretischen Grundlagen der QIV [Stea98, Grus99, Bouw00] besteht nun ein verstärktes Interesse an der experimentellen Verwirklichung von physikalischen Systemen, mit denen QIV möglich ist. Die Interdisziplinarität dieses Gebietes ist faszinierend. Vorschläge zur physikalischen Implementierung kommen aus einer Vielzahl von Fachrichtungen: Sie reichen von der Atomphysik und Quantenoptik mit neutralen Atomen, Ionen und Photonen über die Physik der Kern- und Elektronen-Magnetischen Resonanz bis hin zur Festkörperphysik mit supraleitenden Systemen und Quantenpunkten [Stea98, Lo98, Grus99, Bouw00, Fort00]. Hierbei ist bisher noch nicht abzusehen, welches System sich als am geeignetsten zur physikalischen Implementierung herausstellen wird.

Die besondere Attraktivität des atomphysikalischen Zugangs ist darin begründet, dass auf ein natürliches Quantensystem zurückgegriffen werden kann, mit reproduzierbaren und gut charakterisierten Eigenschaften. Zusätzlich besteht in diesem Bereich bereits eine reiche Erfahrung mit der gezielten Manipulation und Kontrolle einzelner Quantensysteme, beruhend auf den anfangs erwähnten großen Erfolgen beim Fangen und Kühlen von Atomen und Ionen mit Laserlicht.

In Ionenfallen ist die Implementierung von verschiedenen Quantengattungen gelungen [Monr95, Sack00] und Experimente mit einzelnen Atomen und Photonen in der Resonator-Quantenelektrodynamik haben zu einer Reihe von bemerkenswerten Erfolgen geführt [Nogu99, Pink00, Gran00].

Neutrale Atome haben gegenüber anderen untersuchten Systemen den Vorteil, dass sie sehr schwach an die Umgebung koppeln, was zu erheblich längeren Kohärenzzeiten führt. Getriggert durch diesen essentiellen Vorteil gibt es eine Reihe von Arbeitsgruppen, die sich mit der physikalischen Im-

plementierung der QIV mit neutralen Atomen befassen.

Hieraus resultierten eine Reihe von Vorschlägen zur Verwirklichung von Quantengattern, die auf kontrollierten kalten Stößen [Jaks99], der Dipol-Dipol-Wechselwirkung [Bren99, Jaks00] oder auf der Kopplung von Atomen über die Rückwirkung auf das Speicherpotential eines eindimensionalen optischen Gitters [Hemm99] basieren.

Als geeignete Speichergeometrien für neutrale Atome wurden bisher lediglich zwei Implementierungen breiter diskutiert: periodische Dipolpotentiale (optische Gitter) [Bren99, Jaks00, Frie98, Jess96, Meac98, Guid99] und Fallen basierend auf mikrostrukturierten geladenen oder stromdurchflossenen Elementen [Wein95, Hind99, Key00, Schm98, Folm00, Reic99, Cala00, Haen01, Haen01a].

Als ein neuer Ansatz wird hier der Einsatz mikrostrukturierter *optischer* Systeme für die QIV mit neutralen Atomen vorgeschlagen [Birk01, Buch02] und experimentell untersucht [Dumk02a, Dumk02c]. Mit der Verknüpfung der herausragenden Eigenschaften von neutralen Atomen als Träger von Quanteninformation mit den neuesten Techniken der Mikrofabrikation optischer Systeme lässt sich eine erhebliche Erweiterung bisheriger Untersuchungen zur QIV erreichen. Grundlegende Fragestellungen der Physik der Informationsverarbeitung und Fragen der technischen Implementierung von entsprechenden mesoskopischen Gesamtsystemen können gleichermaßen untersucht werden. Anlehnend an diesen Ansatz wurden neue theoretische Konzepte zur QIV in Mikrofallen entwickelt [Ecke02, Momp02].

Gliederung der Arbeit

Nach einer kurzen Einführung in die Erzeugung von Dipolpotentialen mit mikrooptischen Systemen (Kapitel 2) wird die experimentelle Umsetzung neuartiger Strukturen zur Realisation von Registern für atomare Qubits, basierend auf mikrooptischen Komponenten, dargestellt. Für die erfolgreiche physikalische Implementierung der QIV, gibt es nach David Di Vincenzo [DiVi00] fünf notwendige Kriterien. Anhand dieser “5-Punkte”-Liste werden in Kapitel 3 die experimentell realisierten Teilschritte und das Potenzial dieses System auf die Eignung zum Einsatz in der QIV untersucht. Dies wird mit der Diskussion möglicher Implementierungen von Quantengattern verdeutlicht.

In Kapitel 4 wird die experimentelle Implementierung interferometerartiger Strukturen für neutrale Atome basierend auf Dipolpotentialen, erzeugt durch mikrostrukturierte optische Systeme, als ein weiterer Anwendungsbereich dargestellt. Ebenso wird auf die wichtige Fragestellung der Kohärenzeigenschaften externer atomarer Bewegungszustände in optischen Dipolpotentialen, der untersuchten Systeme zur Quanteninformation wie auch zu atomoptischen Anwendung, eingegangen.

Die Erzeugung und Anwendung einer spinselektiven optischen Falle wird in Kapitel 5 beschrieben. Dieser Fallentyp ist nicht nur effizient in der QIV und Atominterferometrie als zustandsselektives Potential einsetzbar, zusätzlich eignet er sich, aufgrund seiner Spinselektivität, zum evaporativen Kühlen. Dies kann in der selben Form geschehen wie bisher in rein magnetischen Fallen durch induzierte RF-Übergänge oder zwei Photonen Übergänge, jedoch mit den Vorteilen gleichbleibend hoher Fallenfrequenzen des optischen Dipolpotentials und hoher Anfangsphasenraumdichten.

Mit einer Diskussion der Ergebnisse und einem weiterführenden Ausblick schließt die Arbeit.

Atomoptik mit mikrooptischen Systemen

Die Miniaturisierung und Integration von Systemen zur Manipulation von kalten neutralen Atomen hat sich als neues Teilgebiet in der Atomoptik entwickelt und soll kurz als **ATOMICS** (**AT**om **O**ptics with **MIC**ro **S**tructures) bezeichnet werden. In diesem Teilgebiet wurden bisher vornehmlich mikrofabrizierte mechanische Strukturen [Carn91, Schm97, Clau97, Shim97] und mikrofabrizierte geladene oder stromdurchflossene Systeme verwendet [Hind99, Folm00, Muel00, Dekk00, Haen01, Enge02].

Einen neuen Zugang bietet die Mikrooptik, ein sich schnell entwickelndes Teilgebiet der angewandten Optik [Herz97, Sinz99]. Mikrooptische Komponenten werden großteils mit lithographischen Verfahren, die aus der Halbleiterindustrie übernommen wurden, gefertigt. Die Verwendung dieser Techniken führt zu einer enormen Flexibilität in der Konzeption der realisierbaren Elemente. Systeme, die mit herkömmlichen Methoden schwer oder gar nicht herzustellen sind, können auf diese Weise leicht erzeugt werden, was die Anwendungsmöglichkeiten optischer Komponenten, mit deren über Lichtfelder erzeugten Dipolpotentialen, in der Atomoptik erheblich erweitert. Aufgrund der Herstellungsverfahren können mikrooptische Systeme auch leicht in vielen identischen Komponenten auf einem Substrat hergestellt werden. Damit werden Vielfachrealisierungen von atomoptischen Aufbauten möglich. Des Weiteren erlauben es die lithographischen Herstellungsverfahren 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 und mikrofabrizierte magnetische und elektrische Strukturen zusammen mit Detektoren und Laserquellen auf geringstem Raum zu integrieren.

Aufgrund der geringen Größe dieser mikrooptischen Elemente ist es in einem kompakten Aufbau möglich, die optischen Komponenten mit ebenen Wellen zu beleuchten. Die durch fokussierende Elemente (sphärische Linsen oder Zylinderlinsen) entstehende Intensitätsverteilungen sind beugungsbe-grenzt. In diesem Kapitel werden die allgemeinen Eigenschaften eines dar-aus resultierenden Dipolpotentials dargestellt. Hierbei werden ein fokussier-ter Laserstrahl mit einem gaußschen Strahlprofil und eine fokussierte ebene Welle betrachtet. Die Lichtfelder seien gegenüber der atomaren Resonanz rot-verstimmt ($\omega_L < \omega_{Atom}$).

2.1 Intensitätsverteilung in Dipolfallen

Wird ein Laserstrahl fokussiert und eine Wellenlänge oberhalb der atomaren Resonanz gewählt (rot-verstimmt), so kann eine Falle für neutrale Atome (Dipolfalle) erzeugt werden. Die Dipolfalle war eine der ersten Fallen für neutrale Atome [Chu86] und ist auch heute noch ein beliebtes und detailliert untersuchtes Element in der Atomoptik [Grim00, Kupp00].

Fokussierung eines Gaußstrahls

Beleuchtet man eine Linse mit einem gaußförmigen Strahl, so wird die Inten-sitätsverteilung hinter der Linse, in einem zylindersymmetrischen Koordina-tensystem mit den Ortskoordinaten r und z , durch

$$I(r, z) = I(z)e^{-2\frac{r^2}{w(z)^2}} \quad (2.1)$$

beschrieben. Der Linsendurchmesser muss mindestens einen Faktor 3 größer als $w(f)$ (Radius der Strahltaile an der Linse) sein, da ansonsten die Feld-vertelung nach der Linse nicht mehr gaußförmig ist und sich im Fernfeld Nullstellen entwickeln. Bei der Größe $w(z)$ handelt es sich um den Radius r , bei dem die Intensität $I(r, z)$ auf $1/e^2 \times I(z)$ abgefallen ist. Die Intensitätsver-teilung entlang der Achse $r = 0$ ist gegeben durch

$$I(z) = \frac{2P}{\pi w(z)^2} \quad (2.2)$$

mit der Laserleistung P . Die Strahltaile am Ort z ist durch

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \frac{z^2}{z_R^2}}, \quad (2.3)$$

beschrieben, wobei z_R die Rayleigh-Länge den Abstand vom Fokus beschreibt, an dem $I(z_R) = 1/2 I(0)$ ist:

$$z_R = \frac{\pi w_0^2}{\lambda_L}. \quad (2.4)$$

λ_L ist die Wellenlänge des Lasers. Daraus folgt ein minimaler Radius der Strahltaile (Fokusgröße, “waist”) von

$$w_0 = \frac{\lambda_L f}{\pi w(f)}. \quad (2.5)$$

Die Brennweite der Linse ist durch f gegeben und $w(f)$ entspricht dem Strahlradius auf der Linse (bei einer ebenen Welle entspricht $w(f)=a$ dem Linsenradius).

Fokussierung einer ebenen Welle

In dem, in dieser Arbeit beschriebenen, Experimenten werden mikrooptische Systeme benutzt, um Laserlicht zu fokussieren. Die Ausdehnungen der optischen Elemente eines solchen Systems sind im sub-Millimeterbereich. Diese Systeme werden in der Regel mit einer ebenen Wellenfront ausgeleuchtet. Dies wird dadurch erreicht, dass das gesamte mikrooptische System mit einem stark aufgeweiteten Gaußstrahl ausgeleuchtet wird, der innerhalb der relevanten Größenskalen einer ebenen Wellenfront gleicht. Mit einer ebenen Wellenfront ist man nur noch durch das Beugungslimit begrenzt und kann somit kleinere Fokusse erzeugen, als es mit einem gaußschen Strahl für jedes Element möglich ist.

Die Intensitätsverteilung, eines solchen durch eine Apertur beugungslimitierten Fokus, ist mit der Lommel-Funktion in der Nähe des Fokus gegeben mit [Born65]

$$I(r, z) = I_0 \left(\frac{2}{u(z)} \right)^2 \left[\left(\sum_{s=0}^{\infty} (-1)^s \left(\frac{u(z)}{v(r)} \right)^{1+2s} J_{1+2s}[v(r)] \right)^2 + \left(\sum_{s=0}^{\infty} (-1)^s \left(\frac{u(z)}{v(r)} \right)^{2+2s} J_{2+2s}[v(r)] \right)^2 \right] \quad (2.6)$$

und in Abb. 2.1 dargestellt. Hierbei ist $J_n[x]$ die Bessel-Funktion n-ter Ordnung. Die Parameter $v(r)$ und $u(z)$ sind gegeben durch

$$v(r) = \frac{2\pi}{\lambda_L} \left(\frac{a}{f} \right) \times r, \quad (2.7)$$

$$u(z) = \frac{2\pi}{\lambda_L} \left(\frac{a}{f} \right)^2 \times z \quad (2.8)$$

mit dem Aperturradius a der Linse. Der Schnitt durch die Fokusebene lässt sich vereinfachen zu:

$$I(r) = I_0 \left(2 \frac{J_1[v(r)]}{v(r)} \right)^2. \quad (2.9)$$

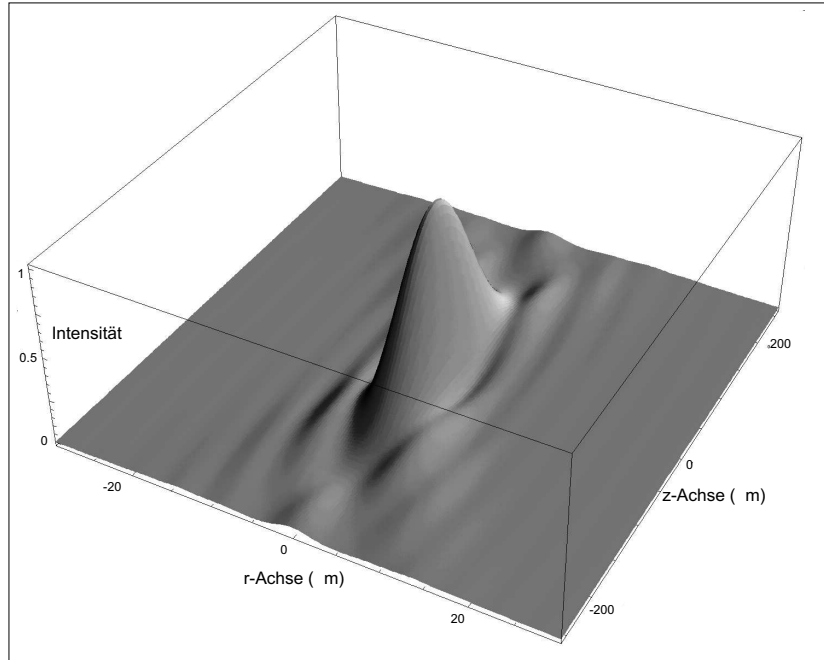


Abbildung 2.1: Die Intensitätsverteilung entlang der Einfallsebene eines beugungslimitierten Fokus für $\lambda_L=780 \text{ nm}$, $f=625 \mu\text{m}$ und $2 \times a=125 \mu\text{m}$.

Für die z-Achse folgt

$$I(z) = I_0 \left(\frac{\sin \frac{u(z)}{4}}{\frac{u(z)}{4}} \right)^2. \quad (2.10)$$

Durch Integration der Intensitätsverteilung in der Fokusebene ergibt sich die Abhängigkeit der maximalen Intensität I_0 von der Gesamtleistung P zu

$$I_0 = P \frac{\pi}{\lambda_L^2} \left(\frac{a}{f} \right)^2. \quad (2.11)$$

Vergleich zwischen einem Gaußstrahl und einer ebenen Welle

In Abb. 2.2 sind die beiden Fokusformen gegenübergestellt, für beide Graphen wurden die selben Linsenparameter für $2 \times a = 125 \mu\text{m}$ und $f = 625 \mu\text{m}$ angenommen. Daraus ergibt sich für den Gaußstrahl mit obiger Annahme $w(f)=2/3 \times a$. Dieser Parametersatz entspricht den im Kapitel 3 untersuchten sphärischen Mikrolinsen. Abbildung 2.2 (a) zeigt einen Schnitt in Richtung der r-Achse in der Ebene $z=0$. Die Strahltaile der ebenen Welle ist kleiner als die des fokussierten Gaußstrahl. Des weiteren existieren bei der ebenen Welle Intensitätsnullstellen. In Abbildung 2.2 (b) ist ein Schnitt

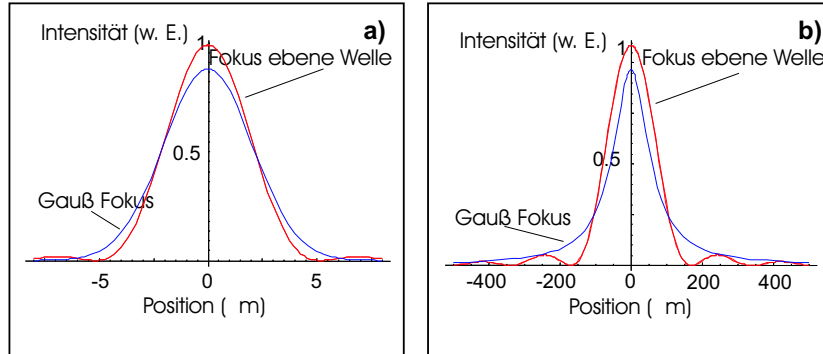


Abbildung 2.2: Vergleich der Fokusformen eines Gaußstrahls zu der einer ebenen Welle. Für die Graphen wurden die Linsenparameter $2 \times a = 125 \mu\text{m}$ und $f = 625 \mu\text{m}$ angenommen. (a) Schnitt durch die Fokusebene. (b) Schnitt entlang der z -Achse. Für einen identischen Parametersatz ist die maximale Intensität der fokussierten ebenen Welle um einen Faktor $9/8$ höher, als die des fokussierten Gaußstrahls.

entlang der z -Achse ($r=0$) dargestellt. Hier jedoch ist die Verteilung des fokussierten Gaußstrahl schmaler. Bei der ebenen Wellenfront treten Nullstellen auf. Die maximale Intensität der fokussierten ebenen Welle ist um einen Faktor $9/8$ höher, als die des fokussierten Gaußstrahls.

Intensitätsverteilung bei Zylinderlinsen

Für Zylinderlinsen ist die Intensitätsverteilung in der Fokusebene unabhängig von der Position auf der Zylinderlinsenlängsachse. Entlang dieser Achse ist die Intensität konstant, bzw. gegeben durch das einlaufende Strahlprofil. Orthogonal dazu ist für eine ebenen Welle die Intensitätsverteilung gegeben durch eine Bessel-Funktion oder für ein Gaußprofil durch eine Gaußverteilung. Diese Verteilungen sind in den Gl. 2.1, 2.9 angegeben. Die maximale Intensität für ein Gaußprofil ergibt sich zu

$$I_0 = \frac{2}{\pi l w_0^2} \times P, \quad (2.12)$$

mit l der Länge, der als homogen ausgeleuchtet angenommenen Zylinderlinse. Bei der Fokussierung einer ebenen Welle ist I_0 gegeben durch

$$I_0 = \frac{\pi a^2}{f^2 \lambda_L^2 l} \times P. \quad (2.13)$$

2.2 Eigenschaften von Dipolfallen

Durch Licht-Materie-Wechselwirkung kann auf Atome durch einen Laserstrahl eine Kraft ausgeübt werden. Ist die Laserfrequenz sehr weit gegenüber der atomaren Resonanz verstimmt, so dass der Strahlungsdruck durch Streuung von Photonen vernachlässigbar gering ist, wirkt durch einen Intensitätsgradienten im Strahl eine konservative Kraft auf das Atom. Diese optische Dipolkraft kommt durch dispersive Wechselwirkung des induzierten atomaren Dipolmomentes mit dem Intensitätsgradienten im Lichtfeld zustande. Aufgrund des konservativen Charakters der Kraft kann diese aus einem Potential abgeleitet werden.

Das Dipolpotential

Ist die Laserverstimmung gegenüber der atomaren Resonanzen groß gegenüber die Hyperfeinstrukturaufspaltung der angeregten Niveaus, so kann für ein Alkaliatom die Tiefe des Dipolpotentials durch

$$U_0 = I_0 \times \frac{\pi c^2}{2} \left\{ \left[\frac{1}{\omega_{D1}^3} \left(\frac{\Gamma_{D1}}{\omega_{D1} - \omega_L} + \frac{\Gamma_{D1}}{\omega_{D1} + \omega_L} \right) + \frac{2}{\omega_{D2}^3} \left(\frac{\Gamma_{D2}}{\omega_{D2} - \omega_L} + \frac{\Gamma_{D2}}{\omega_{D2} + \omega_L} \right) \right] - g_F m_F \sqrt{1 - \epsilon^2} \left[\frac{1}{\omega_{D1}^3} \left(\frac{\Gamma_{D1}}{\omega_{D1} - \omega_L} + \frac{\Gamma_{D1}}{\omega_{D1} + \omega_L} \right) - \frac{1}{\omega_{D2}^3} \left(\frac{\Gamma_{D2}}{\omega_{D2} - \omega_L} + \frac{\Gamma_{D2}}{\omega_{D2} + \omega_L} \right) \right] \right\},$$

$$g_F = \frac{[F(F+1) + S(S+1) - I(I+1)]}{[F(F+1)]},$$

$$\epsilon = \frac{1}{\sqrt{2}} \hat{x} \sqrt{1 + \epsilon} + i \hat{y} \sqrt{1 - \epsilon} \quad (2.14)$$

angegeben werden, mit g_F dem Landé-Faktor. Hier ist ω allgemein definiert durch $\frac{2\pi c}{\lambda}$, mit λ der Wellenlänge. Demnach sind ω_{D1} und ω_{D2} die Kreisfrequenzen der D1 bzw. D2 Übergänge. ω_L bezeichnet die Laserfrequenz. I_0 ist die maximale Intensität des Laserlichts. Die natürlichen Linienbreiten der beiden D-Linien speziell für ^{85}Rb sind mit $\Gamma_{D1} = 2\pi \times 5.72$ MHz und $\Gamma_{D2} = 2\pi \times 5.98$ MHz gegeben, m_F sind die Zeeman-Unterstufen. Die Polarisation ϵ des Lasers wird gemessen, indem die höchste P_h und niedrigste P_l transmittierte Leistung durch einen linearen Polarisator gemessen wird. Diese wird dann durch $\epsilon = (P_h - P_l)/(P_h + P_l)$ parametrisiert. Für lineare Polarisation gilt damit $\epsilon=0$. Zirkuläre Polarisation wird abhängig von der Helizität mit $\epsilon = \pm 1$ beschrieben.

Die Photonenstreurate

Für die Photonenstreurate sind dieselben Linienstärken wie für das Dipolpotential relevant. Für linear polarisiertes Licht mit einer Laserverstimmung groß gegenüber der Hyperfeinstrukturaufspaltung der angeregten Niveaus ergibt sich die Streurate im Potentialmaximum zu

$$\Gamma_{sc} = \frac{\pi c^2}{2\hbar} \left[\frac{1}{\omega_{D1}^3} \left(\frac{\omega_L}{\omega_{D1}} \right)^3 \left(\frac{\Gamma_{D1}}{\omega_{D1} - \omega_L} + \frac{\Gamma_{D1}}{\omega_{D1} + \omega_L} \right)^2 + \frac{2}{\omega_{D2}^3} \left(\frac{\omega_L}{\omega_{D2}} \right)^3 \left(\frac{\Gamma_{D2}}{\omega_{D2} - \omega_L} + \frac{\Gamma_{D2}}{\omega_{D2} + \omega_L} \right)^2 \right] \times I_0. \quad (2.15)$$

Die harmonische Näherung

Wird ein fokussierter Strahl zur Erzeugung einer rotverstimmten Dipolfalle benutzt, kann das Potential durch einen zylindersymmetrischen harmonischen Oszillator angenähert werden. Des Weiteren ist vorauszusetzen, dass die thermische Energie $k_B T$ der gefangenen Atome viel kleiner als die Potentialtiefe U_0 ist. Wird nun ein fokussierter Gaußstrahl zur Erzeugung einer Dipolfalle benutzt, so ist die Oszillationsfrequenz in radialer Richtung näherungsweise gegeben durch

$$\nu_r \approx \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{4U_0}{mw_0^2}} \quad (2.16)$$

mit m der atomaren Masse und für die Oszillationsfrequenz in axialer Richtung ergibt sich näherungsweise

$$\nu_z \approx \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{2U_0}{mz_R^2}}. \quad (2.17)$$

Wird das Dipolpotential mit einer fokussierten ebenen Wellenfront erzeugt ergibt sich die Oszillationsfrequenz in radialer Richtung näherungsweise zu

$$\nu_r \approx \frac{1}{2\pi} \frac{\sqrt{2}\pi a}{\lambda_L f} \sqrt{\frac{U_0}{m}} \quad (2.18)$$

und für die Oszillationsfrequenz in axialer Richtung folgt näherungsweise

$$\nu_z \approx \frac{1}{2\pi} \frac{\pi}{\sqrt{6}\lambda_L} \frac{a^2}{f^2} \sqrt{\frac{U_0}{m}}. \quad (2.19)$$

Für denselben Linsenparametersatz und gleicher Leistung kann man den Fokus der ebenen Welle annähern durch einen Gaußstrahl, der einen Radius der Strahltaile im Fokus von $w_N = \sqrt{2} \times w_0 = \sqrt{2} \times \frac{\lambda_L f}{\pi a}$ hat. Damit werden die Potentialtiefe, die maximale Streurate und die radiale Oszillationsfrequenz richtig wiedergegeben. Lediglich wird die Oszillationsfrequenz in axialer Richtung abweichend um einen Faktor $\sqrt{3}/2$ angegeben.

Experimentelle Realisierung eines skalierbaren Systems zur Quanteninformationsverarbeitung mit neutralen Atomen

In diesem Kapitel wird ein neuartiges, skalierbares System vorgestellt, indem es möglich sein sollte, Quanteninformationsverarbeitungsprozesse mit atomaren Quantenbits (Qubits) zu implementieren. Das hier untersuchte System basiert auf mikrostrukturierten optischen Elementen [Birk01]. Licht-Materie Wechselwirkung ist derzeit die am weitesten entwickelte Technik zur Manipulation neutraler Atome. Dies legt die Verwendung von optischen Systemen in der Quanteninformationsverarbeitung mit neutralen Atomen nahe.

Eine logische Erweiterung des Einsatzes optischer Systeme für die Atommanipulation liegt in der Weiterentwicklung der Optik mittels Mikrofabrikationstechniken. Durch diesen Ansatz kann der Großteil des Wissens, welches in der Atomoptik erlangt wurde, direkt in diesem neuen Regime angewandt werden. Lithographische Herstellungsverfahren, übernommen und angepasst aus der Halbleiterindustrie, ermöglichen die Fertigung von Elementen, deren typische Dimensionen im Mikrometerbereich liegen und Submikrometerstrukturen aufweisen. Dies geschieht mit hoher Flexibilität der produzierbaren Elemente und einer Vielfalt von einsetzbaren Materialien. Die Flexibilität des Fertigungsprozesses erlaubt die Realisation von komplexen optischen Systemen, die nicht oder nur schwer durch Standardkomponenten erreicht werden können. Zudem werden mikrooptische Systeme oft in vielen identischen

Elementen auf demselben Substrat produziert, so dass eine Vielfachrealisierung eines einzelnen konventionellen Aufbaus direkt umgesetzt werden kann. Dies ist ein wichtiges Kriterium für den Einsatz dieser Systeme in der Quanteninformationverarbeitung. Ein weiterer Vorteil der Flexibilität im Design und des Herstellungsverfahrens resultiert aus dem großen Potenzial der Integration unterschiedlichster Elemente auf einem einzelnen Substrat. Zusätzlich können durch Bonding, Elemente die mittels anderer Herstellungsverfahren gefertigt wurden, integriert werden.

Die kleinen Dimensionen der mikrooptischen Systeme ergeben für Anwendungen in der Atomoptik und Quanteninformationsverarbeitung keine Nachteile, da der definierende Parameter eines optischen Systems seine numerische Apertur ist. Sie kann für mikrooptische Elemente, aufgrund der erreichbaren kurzen Brennweiten, sehr hoch sein.

Zu den mikrooptischen Elementen, welche für Anwendungen in der Quanteninformationsverarbeitung einsetzbar sind, gehören refraktive oder diffraktive Mikrolinsen, rechnergestützt erzeugte Hologramme, Mikroprismen und Mikrospiegel, integrierte Wellenleiteroptik, Nahfeldoptik und integrierte Techniken wie planare Optik oder Mikro-Opto-Elektro-Mechanische Systeme kurz MOEMS [Birk01].

In diesem Kapitel wird speziell ein Array aus sphärischen diffraktiven Mikrolinsen, für die Anwendung in der Quanteninformationsverarbeitung (QIV), untersucht. Für die erfolgreiche physikalische Implementierung der QIV gibt es nach David Di Vincenzo [DiVi00] fünf notwendige Kriterien. Für Quantenrechner sind diese fünf Kriterien für sich alleine ausreichend. Zur effektiven Prozessverarbeitung muss zusätzlich die Möglichkeit der Quantenkommunikation bestehen, d.h. die Quanteninformation muss transportiert werden können. Dies kann geschehen durch den direkten Transport der Qubits oder durch Umschreiben der Information in "fliegende" Qubits. Diese Forderung wird in den zwei Zusatzpunkten beschrieben.

1.) Ein skalierbares und gut charakterisiertes System von Qubits.

In dem hier untersuchten Ansatz können mehrere Basen für mögliche Qubit-zustände realisiert werden. Ein mögliches Qubitsystem ist gegeben durch die Hyperfeingrundzustände bei Alkaliatomen, hier im speziellen ^{85}Rb . Die Qubit-zustände sind durch ihre Energiedifferenz der Hyperfeingrundzustandsaufspaltung (3 GHz) wohl definiert und bilden eine gut charakterisierte Qubit-basis. Der interne Hamiltonoperator und der Einfluss externer Felder, die auch zur Manipulation der Qubits dienen, ist bekannt. Weitere Qubit-zustände können bei geeigneter Fallenparameterwahl durch die beiden untersten Vibrationsniveaus in Dipolfallen erzeugt werden oder aber auch durch die Besetzung der Fallen mit einem oder keinem Atom. Implementierungen von

Quantengattern mit diesen unterschiedlichen Qubitsystemen werden in Abschnitt 3.4.1 untersucht.

Die notwendige Skalierbarkeit ist ebenfalls gegeben, da das eingesetzte mikrooptische System eine einfache Vielfachrealisierung von Dipolfallen ermöglicht (Abschnitt 3.1, 3.2).

2) Die Möglichkeit einer schnellen Initialisierung der Qubits in einen Anfangszustand.

Dieser Punkt wird in Abschnitt 3.3 aufgegriffen und es wird gezeigt, dass in dem Dipolfallenarray durch Adressierung einzelner oder aller Dipolfallen gleichzeitig eine schnelle Initialisierung möglich ist.

3) Lange Dekohärenzzeiten im Vergleich zu den relevanten Gatteroperationszeiten.

Hier wird ein wesentlicher Vorteil neutraler Atome als Träger der Qubits deutlich. Aufgrund der Ladungsneutralität ist die Kopplung an die Umwelt nur sehr schwach, dies ist bei anderen möglichen Systemen wie z.B. bei Ionen nicht gegeben. Jedoch koppeln die Atome an Lichtfelder. Durch spontane Emission kann es zum Verlust der Kohärenz kommen. In dem hier verfolgten Ansatz werden die Atome in Dipolfallen gehalten. Die Laserfrequenz des Dipolfallenlaser kann weit gegenüber der atomaren Resonanz verstimmt werden, dadurch kann die Rate der spontan gestreuten Photonen nahezu beliebig herabgesetzt werden.

4) Ein universeller Satz an Quantengattern.

Diese Forderung ist nach DiVincenzo das Herzstück eines Systems zur Quanteninformationsverarbeitung. Es lässt sich zeigen, dass jede beliebige N-Qubit Gatteroperation auf eine Folge von Einzel-Qubit- und spezielle Zwei-Qubit-Operationen zurückführbar ist. Diese Einzel-Qubit und Zwei-Qubit-Operationen bilden einen universellen Satz an Qubitgattern. Ein solches universelle Quantengatter ist das CNOT-Gatter, sowie das Phasengatter. In Abschnitt 3.4.1 werden mögliche Implementierungen solcher universeller Gatter diskutiert.

5) Das Auslesen der Qubits.

Diese Forderung wird in Abschnitt 3.3 diskutiert. Es wird beschrieben wie mit dem hier verwendeten System jedes Qubit orstaufgelöst detektiert und zustandsselektiv ausgelesen werden kann. In dem Experiment wird auf ein kon-

ventionelles Detektionssystem zurückgegriffen. Es ist jedoch auch möglich die Mikrooptiken direkt als Auslesesystem zu verwenden [Birk01].

6/7) Die Möglichkeit Qubits zu transportieren und die stationären Qubits in “fliegende” Qubits umzuwandeln.

Atome können mittels mikrostrukturierter Elemente unter Erhalt der Kohärenz, also ohne den internen Qubitzustand zu zerstören, in Leiterstrukturen transportiert werden. Der Transport von Atomen wird ausführlich in Kapitel 4 beschrieben. Den kohärenten Zustand der einzelnen Qubits in “fliegende” Qubits, die im allgemeinen durch Licht realisiert werden können, umzuwandeln ist immer noch eine experimentelle Herausforderung. Es gibt erste Ansätze dies zu realisieren, indem Atome an Moden eines Resonators gekoppelt werden [Nogu99, Pink00, Gran00].

Im folgenden wird gezeigt, wie man die oben diskutierten entscheidenden Bestandteile eines Systems zur QIV mit neutralen Atomen durch ein mikroskopisches System verwirklichen kann [Dumk02c, Dumk02a].

3.1 Experimenteller Aufbau

Das Mikrolinsenarray

Für die Experimente wurde ein diffraktives Mikrolinsenarray ML0254 der Firma Rochester Photonics benutzt. Es besteht aus 50×50 Mikrolinsen auf einem Quarzglas-Substrat (Abb. 3.1). Das System wurde für eine Wellenlänge von 633 nm gefertigt. Die Linsen haben eine Brennweite von $625 \mu\text{m}$ und einen Durchmesser von $125 \mu\text{m}$.

Versuchsordnung

Bestrahlt man ein Mikrolinsenarray mit Licht, so bildet sich in der Fokalebene ein Array von schmalen Fokussen aus, die bei geeigneter Wahl der Laserverstimmung gegenüber der atomaren Resonanz, als Dipolfallen dienen können (Abb. 3.2).

Das Fallenlicht wird in den hier beschriebenen Experimenten durch ein verstärktes Diodenlasersystem (MOPA) der Firma Toptica erzeugt. Das Licht eines gitterstabilisierten Diodenlaser (Master) wird in einen Verstärker injiziert und auf eine Ausgangsleistung von 500 mW verstärkt. Das Frequenzspektrum des Ausgangslichtes besteht aus einem schmalen Maximum mit einer Linienbreite von 2 MHz (50 ms), mit der am Master eingestellten Zen-

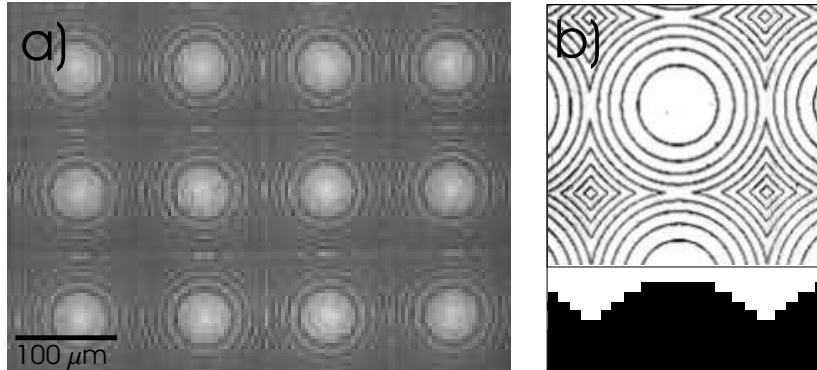


Abbildung 3.1: (a) Phasenkontrastbild des diffraktiven Mikrolinsenarrays MLO254. Der Abstand der Mikrolinsen ist $125 \mu\text{m}$. Die Brennweite beträgt $625 \mu\text{m}$. (b) Vergrößerter Ausschnitt aus (a) und schematisch skizzierter Schnitt durch das diffraktive Linsenarray.

tralfrequenz und einem breiten spektralen Untergrund. Erzeugt man mit diesem Licht eine Dipolfalle, so wird die Lebensdauer der gespeicherten Atome in der Falle durch Streuung von nahresonantem Licht aus dem spektralen Untergrund des MOPA stark herabgesetzt. Aus diesem Grund wird das Licht in unserem Aufbau spektral gefiltert. Eine Möglichkeit ist der Einsatz von Interferenzfiltern, bei diesem Filtertyp ist der Bandpass oder die abschneide Frequenz für die hier angestrebten Anwendungen nicht schmal genug. Fabry-Perot Resonatoren erfüllen dieses Kriterium, jedoch sind sie experimentell aufwendig in den Aufbau zu implementieren. Der hier benutzte Filter ist eine Absorptionzelle, gefüllt mit Rubidium. Die Zelle wird auf 110°C erwärmt, dadurch wird die verstärkte spontane Emission um mindestens zwei Größenordnungen bei der Frequenz der atomaren Resonanz unterdrückt. Das gefilterte Licht geht durch einen akustooptischen Modulator (AOM). Dieser wird zum schnellen Schalten oder zur Variation der Intensität benutzt. Nachfolgend befindet sich ein Polarisator in Form eines Polarisationsstrahlteilers, für ein hohes Maß an linearer Polarisation. (d.h. weniger als 0.4% Beimischung von Licht mit dazu orthogonaler Polarisation.) Dies ist ein wichtiges Element, da die Speicherzeit der Atome in der Dipolfalle von der Polarisation des Fallenlichtes abhängt [Kupp00]. Das Licht wird nun mit dem Mikrolinsenarray fokussiert, so dass sich in der Fokalebene ein Array von Fokussen ausbildet. Die Fokalebene wird mit einem Achromatenpaar in die Vakuumkammer (typischer Hintergrundgasdruck $4 \times 10^{-10}\text{mbar}$) auf die Magnetooptische Falle abgebildet. Die Achromate haben einen Durchmesser von 50 mm und eine Brennweite von 300 mm (Abb. 3.3). Mit diesem System wird ein Array von Fokussen erzeugt, die eine Fokusgröße von $7 \mu\text{m}$ und einen Abstand von 125

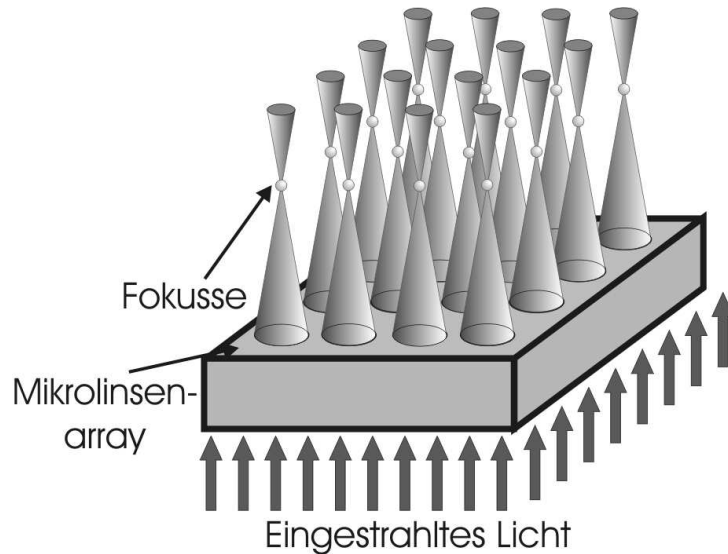


Abbildung 3.2: Wird ein Laserstrahl mit einem Mikrolinsenarray fokussiert, so bildet sich in der Fokalebene ein zweidimensionales Array von einzel Fokussen aus. Ist die Verstimmung des Laserstrahls rot gegenüber der atomaren Resonanz, so werden durch die erzeugten Fokusse Potentialtöpfe ausgebildet, in denen Atome gespeichert werden können.

μm zueinander haben (Abb. 3.4 (b)). Der optische Transfer der Fokalebene in die Vakuumkammer bietet eine hohe Flexibilität im Einsatz verschiedener mikrostrukturierter Elemente, zusätzlich ohne die Notwendigkeit für einen Elementenwechsel die Vakuumkammer öffnen zu müssen.

Typische Leistungen der Laserstrahlung zur Erzeugung der Dipolfallen vor dem Array sind 100-200 mW mit Verstimmungen von 0.2 bis 2 nm rot bezüglich des ($5S_{1/2}(F = 3) \rightarrow 5P_{3/2}(F' = 4)$) Überganges bei 780 nm (D2-Linie). In den, in Abb. 3.6 dargestellten Dipolfallen gehen etwa 1.5 % des gesamten Lichtes gemessen vor dem Array in einen einzelnen Fokus im Zentrum der Struktur.

Die Dipolfallenladesequenz

Die Dipolfallen werden aus einer Standard-MOT (Magentooptische-Falle) mit drei Paaren von retroreflektierten Strahlen geladen [Buch01]. Die Dipolfallenladesequenz ist angelehnt an [Kupp00]. Sie beginnt durch Laden der MOT mit 10^7 - 10^8 ^{85}Rb Atomen. Die MOT wird schon während dieser Zeit mit dem Dipolfallenlicht überlagert, bei geeigneter Wahl der Parameter hat dies keine Auswirkung auf die MOT-Ladeeffizienz. Während des letzten Schrittes in der Dipolfallenladephase wird die Intensität des MOT-

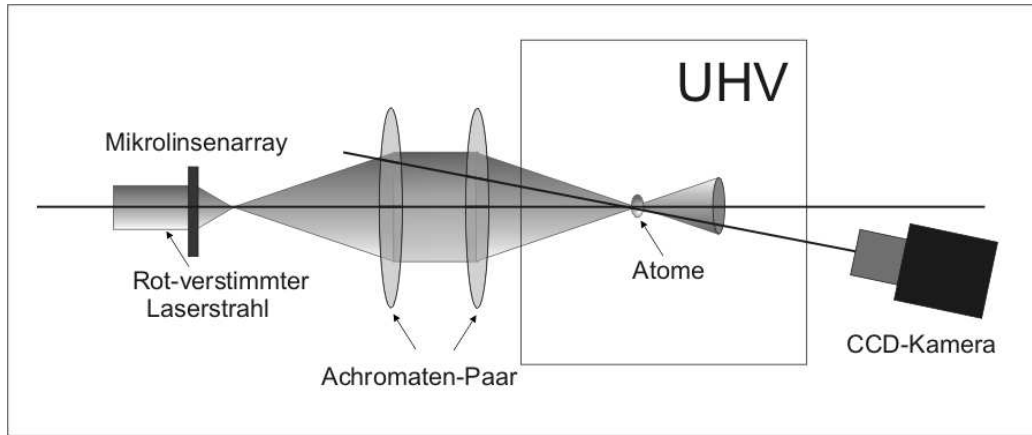


Abbildung 3.3: Die Fokalebene des Mikrolinsenarrays wird mittels eines Achromatenpaares in die Vakuumkammer abgebildet und mit der MOT räumlich überlappt, so dass die Atome direkt aus der MOT in das Dipolfallenarray geladen werden können. Die optische Achse des Detektionssystems ist zur Dipolfallenachse leicht gekippt (etwa 1.5°).

Rückpumplichtes ($5S_{1/2}(F = 2) \rightarrow 5P_{3/2}(F' = 3)$) auf etwa $10 \mu\text{W}/\text{cm}^2$ verringert und die Verstimmung des primären MOT-Lichtes vom Übergang ($5S_{1/2}(F = 3) \rightarrow 5P_{3/2}(F' = 4)$) auf etwa 10 Linienbreiten erhöht mit gleichzeitiger Reduktion der Strahlintensität auf $10 \mu\text{W}/\text{cm}^2$. Die MOT-Stahlen wie auch das Magnetfeld werden gleichzeitig ausgeschaltet, so dass die Atome in den Dipolfallen gespeichert werden.

Die Detektionssequenz

Nach einer variablen Zeit, jedoch mindestens solange bis die nicht gefangenen Atome den Fallenbereich verlassen haben (typischerweise 30 ms - 60 ms), werden die Atome orts aufgelöst detektiert. Hierzu werden die primären MOT-Strahlen und das Rückpumplicht für eine Dauer von $800 \mu\text{s}$ ein- und gleichzeitig das Dipolfallenlicht ausgeschaltet. Ein Teil des von den Atomen spontan gestreuten Lichtes wird über ein Zoom-Objektiv mit einer nominalen Brennweite von 135 mm und einen Durchmesser von 50 mm auf einen CCD-Chip abgebildet. Die CCD-Kamera ist eine Sensys KAF-0401E mit einer Pixelgröße von $9 \mu\text{m} \times 9 \mu\text{m}$. Das Abbildungssystem hat eine Ortsauflösung von gemessene $17 \mu\text{m}$ (rms-Ausdehnung der kleinsten beobachteten Struktur. rms = Wurzel aus dem quadratische Mittel).

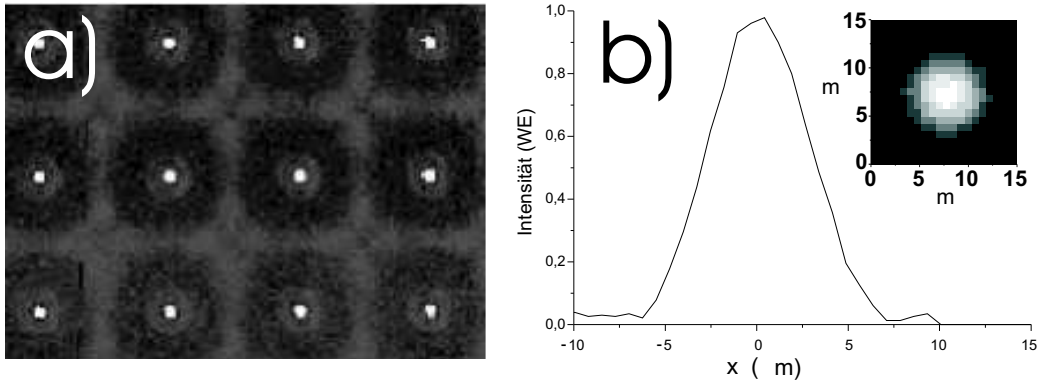


Abbildung 3.4: (a) Abbildung der Fokusse eines Mikrolinsenarrays auf einen CCD-Chip. Der Abstand der einzelnen Fokusse zueinander ist $125\ \mu\text{m}$. (b) Schnitt durch die Intensitätsverteilung eines einzelnen Fokus. Die $1/e^2$ Fokusgröße beträgt $7\ \mu\text{m}$.

3.2 Realisation eines zweidimensionalen Dipolfallenarrays

Ein zweidimensionales Dipolfallenarray

Mit der oben beschriebenen Ladesequenz konnte ein zweidimensionales Array von bis zu 80 gut separierten Dipolfallen (Abb. 3.5) realisiert werden. Die Fallentiefen entsprechen etwa $U_0/k_b = 1mK$. In den Fallen befinden sich bis zu 10^3 Atome. Die Fallentiefe der einzelnen Dipolfallen ist abhängig von der Position im Array, da das Array mit einem gaußförmigen Strahl beleuchtet wird. Die Anzahl der Atome pro Falle bzw. die Gesamtzahl der gefüllten Fallen ist ebenfalls von dem Strahlprofil des beleuchtenden Laser abhängig und zudem durch die Atomverteilung und Größe der Lade-MOT bestimmt.

Die scheinbare anisotrope Form der Fallen in Abb. 3.5, also die stärkere Ausdehnung entlang der horizontalen Achse gegenüber der vertikalen Achse, ist auf die Anordnung der Detektionsoptik zurückzuführen und nicht durch einen radial anisotrop geformten Fokus gegeben. Die optische Achse des Abbildungssystems ist leicht zur Strahlachse des Fallenlichtes in der horizontalen Ebene gekippt (Abb. 3.3). Dies ist erforderlich, damit kein Fallenlicht in das Detektionssystem gelangt. Dadurch wird auf dem CCD-Chip eine Projektion der radialen und axialen Richtung der Atomverteilung in den Dipolfallen detektiert. Die Effizienz des Detektionssystems ist ausreichend, um damit Atomverteilungen von weniger als 100 Atome pro Falle detektieren zu können.

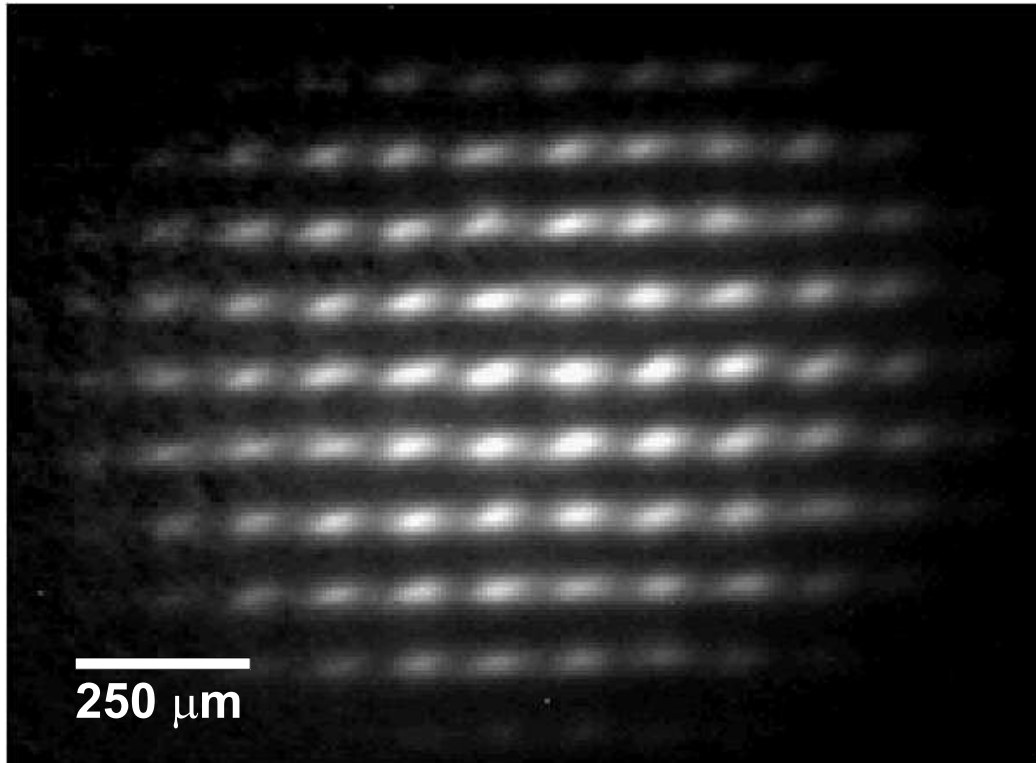


Abbildung 3.5: Ein zweidimensionales Array von ^{85}Rb Atomen gefangen in einem Array von Dipolfallen. Die Dipolfallen wurden durch ein mikrooptisches Array sphärischer Linsen erzeugt. In den hellsten Fallem befinden sich etwa 10^3 Atome.

Ein eindimensionales Dipolfallenarray

Wird nur eine Zeile des Mikrolinsenarrays beleuchtet, erhält man ein eindimensionales Array von Dipolfallen (Abb. 3.6). Dies ist möglich, indem vor oder hinter dem Linsenarray eine Schlitzblende platziert wird. Um nur einen geringen Teil der Leistung zu verlieren, wird der Laserstrahl mittels zylindrischer Linsen stark elongiert elliptisch geformt. Bei geeigneter Strahlformung ist ein Abschneiden durch die Blenden nicht mehr erforderlich und die gesamte Laserstrahlleistung kann zur Erzeugung der Dipolfallen genutzt werden. Diese Fallen wurden mit einer Leistung von $P=3$ mW pro Falle und einer Rot-Verstimmung des Fallenlichtes von $\Delta\lambda=-0.4$ nm erzeugt. Die aus diesen Parametersatz errechnete Potentialtiefe beträgt $U_0/k_B = 2.5$ mK mit einer Oszillationsfrequenz von etwa 20×10^3 Hz.

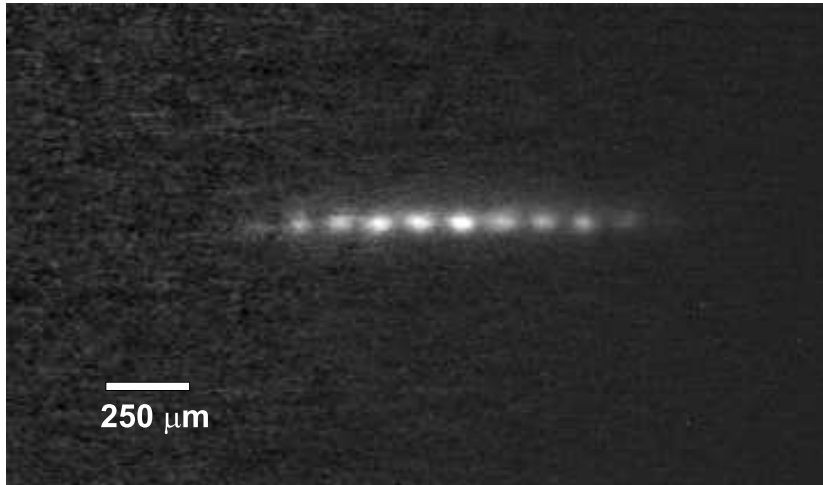


Abbildung 3.6: Ein eindimensionales Array von ^{85}Rb Atomen gefangen in einem eindimensionalen Dipolfallenarray. Dieses kann erzeugt werden, indem nur eine Reihe des Mikrolinsenarray ausgeleuchtet wird.

Messung der parametrischen Resonanz

Die Bestimmung der Oszillationsfrequenz ist experimentell, z.B. durch die Messung der parametrischen Resonanz zugänglich. Ein harmonischer Oszillator kann durch Modulation der Federkonstante zu erzwungenen Schwingungen angeregt werden. Entspricht nun die Anregungsfrequenz der doppelten Eigenfrequenz, so werden parametrische Resonanzen angeregt. Im Fall der Dipolpotentiale werden bei Modulation der Falltiefe die Atome zu Schwingungen angeregt. Entspricht die Anregungsfrequenz dem doppelten der Vibrationsfrequenz, so sind die Atome in Resonanz und nehmen solange kinetische Energie auf bis sie die Falle verlassen (Abb. 3.7).

Zur Messung der Oszillationsfrequenz über parametrische Resonanz wurden die Atome in ein Dipolfallenarray geladen und für 20 ms gespeichert. Die Dipolfallen sind mit den oben erwähnten Parametersatz für das eindimensionale Array erzeugt worden. Anschliessend wurde für eine Zeitdauer von 20 ms die Laserleistung und somit die Potentialtiefe der Dipolfallen mit dem AOM sinusförmig moduliert. Die Modulationstiefe beträgt etwa 10-20% der Falltiefe. In Abb. 3.7 ist die Atomzahl nach der Modulationsphase gegenüber der Anregungsfrequenz aufgetragen. Die Atomzahl weist in den Einzelmessungen starke Schwankungen auf, deshalb sind die dargestellten Messpunkte mit einem gleitenden Durchschnitt von 4 Punkten gemittelt. Die daraus bestimmte Resonanzfrequenz liegt bei etwa $14 (\pm 6) \times 10^3$ Hz. Entsprechend ist die Oszillationsfrequenz in der Falle $7 (\pm 3) \times 10^3$ Hz. Die durch parametrische Resonanz gemessene Frequenz ist mit Unsicherheiten behaftet, da

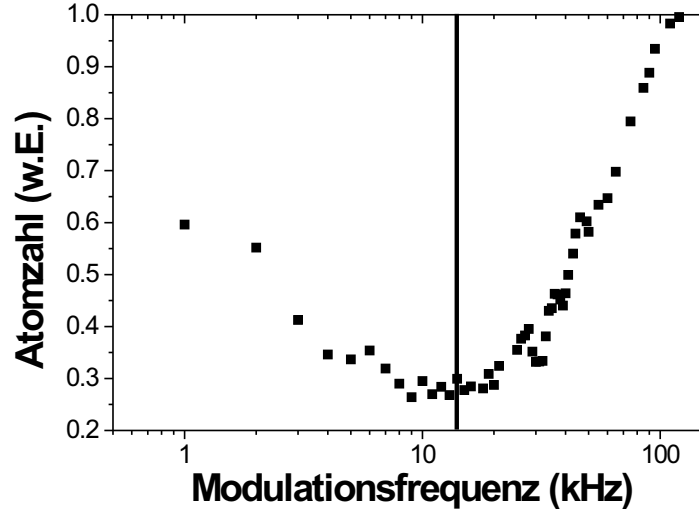


Abbildung 3.7: Die Zahl der Atome, die nach der Modulation in der Falle verbleiben, als Funktion der Modulationsfrequenz des Fallenpotentials. Die Modulationstiefe entspricht etwa 10-20% der Potentialtiefe.

sich aufgrund der Anharmonizität der Falle die Resonanz verbreitert und die Resonanzfrequenz sich in Richtung niedriger Frequenzen verschiebt [Frie98]. Zusätzlich ergeben sich Ungenauigkeiten bei der Bestimmung der Laserleistung pro Falle und der Größe der Fokusse. Beides zusammen lässt die Abweichung um etwa einen Faktor drei zwischen dem experimentell ermittelten und dem theoretischen Wert, der sich aus den angenommenen Parametern berechnet, plausibel erscheinen.

Lebensdauermessungen in den Dipolfallen

Die Speicherzeit der Atome für die oben angegebenen Fallenparameter beträgt 35 ms ($1/e$ -Abfall der gespeicherten Atomzahl) (Abb. 3.8). Die Lebensdauer ist limitiert durch spontane Streuprozesse, aufgrund des nicht vollständig gefilterten nahresonanten Untergrunds im Dipolfallenlicht. Später erzielte Lebensdauern in Dipolfallen, erzeugt durch einen Titan-Saphir-Laser (Ti:Sa) mit Verstimmungen von 5 nm, reichen in den Sekundenbereich. Die hier vorgestellten Messungen mit dem Array aus sphärischen Mikrolinsen sind jedoch mit dem MOPA durchgeführt worden, da zu diesem Zeitpunkt kein Ti:Sa Laser zu Verfügung stand.

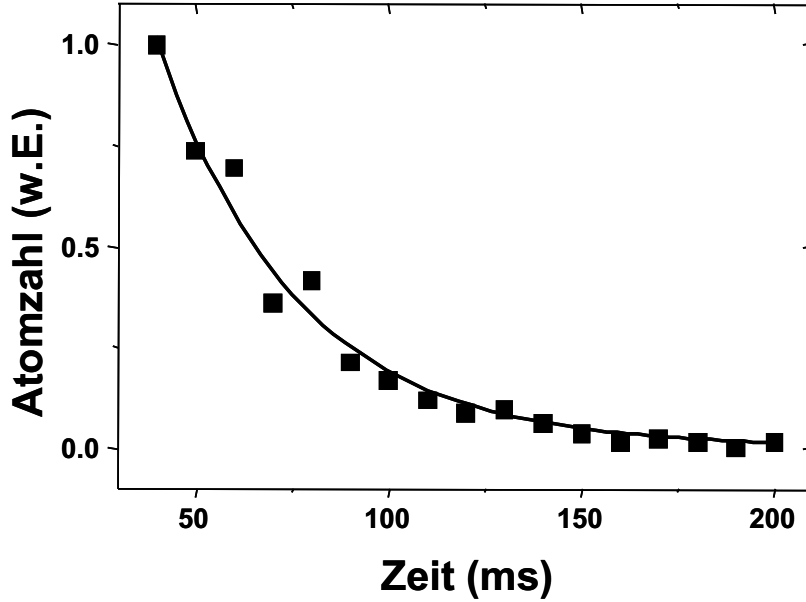


Abbildung 3.8: Anzahl der in den Dipolfallen verbleibenden Atom als Funktion der Speicherzeit. Die durchgezogene Linie ist ein exponentieller Fit an die Datenpunkte und ergibt eine $1/e$ Speicherzeit von 35 ms.

Temperaturbestimmung in Dipolfallen

Durch Flugzeitmessungen kann die Temperatur der Atome in den Dipolfallen bestimmt werden. Dazu werden Atome in Dipolfallen geladen und für 40 ms gespeichert. Schaltet man nun die Dipolfalle ab, so kann man durch Messung der Expansionsgeschwindigkeit der atomaren Wolke auf die Temperatur zurückschließen (Abb. 3.9). Hierbei werden Flugzeitbilder der atomaren Verteilung zu verschiedenen Zeiten aufgenommen. Die Belichtungszeiten betragen $800 \mu\text{s}$. An die Atomverteilung wird in einer der radialen Richtungen eine Gaußfunktion angefitet. Aus der Entwicklung der rms-Breite der Gaußverteilung $\sigma(t)$ kann mit

$$T = \frac{m}{k_B} \frac{\sigma(t)^2 - \sigma(0)^2}{t^2} \quad (3.1)$$

die Temperatur bestimmt werden. Für die genannten Parameter des eindimensionalen Arrays wird die Temperatur der Atome zu $20 \mu\text{K}$ bestimmt. Dies legt die Präsenz eines zusätzlichen Kühlmechanismus während des Ladens in die Dipolfallen nahe, der auch in [Barr01] beobachtet wird. Eine möglicher Erklärungsansatz ist, dass durch die hohe AC-Starkverschiebung, hervorgerufen durch die Dipolfalle, eine räumliche Dark-Spot MOT [Kett93] erzeugt

wird. Während der Dipolfallenladesquenz bedeutet dies, dass aufgrund der Verschiebung der atomaren Niveaus, innerhalb der Dipolfalle, die Wechselwirkung mit dem Rückpumplicht und dem primären MOT-Licht in Richtung zum Fallenzentrum stark reduziert werden.

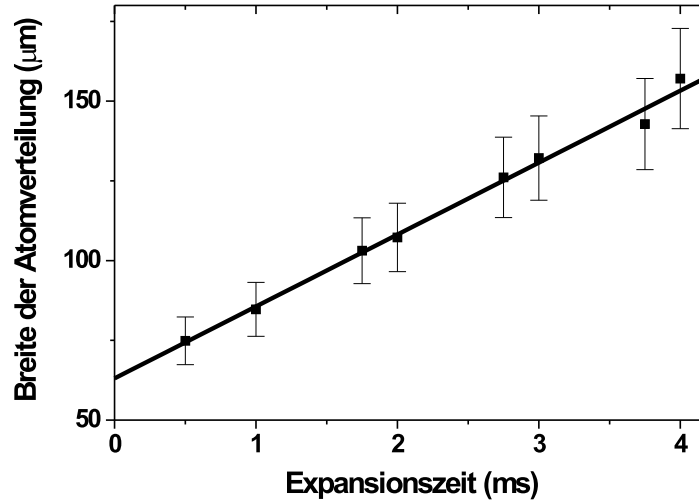


Abbildung 3.9: Flugzeitmessung zur Temperaturbestimmung. Die Atome werden in die Dipolfallen geladen. Nach einer Speicherzeit von 40 ms wird das Dipolpotential abgeschaltet und das atomare Ensemble kann frei expandieren. Im Graph ist die zeitliche Entwicklung des Durchmessers der atomaren Wolke während der freien Expansion aufgetragen. Die durchgezogene Kurve ist ein linearer Fit an die Datenpunkte und ergibt eine Temperatur von $16(\pm 3) \mu\text{K}$.

3.3 Demonstration der Eignung als skalierbares System zur Quanteninformationsverarbeitung

Ein System, welches zur Quanteninformationsverarbeitung geeignet ist, muss einige essentielle Kriterien erfüllen. Anlehnend an die Diskussion in [DiVi00] ist eine dieser Anforderungen zur physikalischen Implementierung von QIV die Möglichkeit jedes Qubit individuell zu adressieren, um es zu initialisieren, manipulieren und auszulesen. Mit dem Ansatz ein Mikrolinsensystem als

Basis eines Quantenregisters zu verwenden, ist diese Anforderung einfach zu implementieren.

Selektive räumliche Manipulation der Atome in den Dipolfallen

Durch die großen lateralen Abstände der Dipolfallen zueinander ist es möglich, die Fallen direkt selektiv zu adressieren. Um dies zu demonstrieren, wird, nachdem die Atome in die Dipolfalle geladen und gespeichert wurden, ein nahresonanter Laserstrahl auf eine der Fallen fokussiert (Abb. 3.10 (a)). Dadurch werden die Atome mittels der Spontankraft aus der Falle entfernt. Die Einstrahldauer beträgt einige Millisekunden. Durch Variation der Intensität oder Einstrahldauer kann die Anzahl der verbleibenden Atome in der adressierten Dipolfalle nahezu beliebig verringert werden. In Abb. 3.10 (b) sieht man ein Array, in dem eine Dipolfalle mit einem nahresonanten Laserstrahl adressiert wurde und nahezu alle Atome aus dieser Falle entfernt wurden, ohne die benachbarten Fallen zu beeinträchtigen. Durch einfaches Ändern der Strahllage des Adressierungslaserstrahls kann jede beliebige Dipolfalle selektiv adressiert werden (Abb. 3.10 (b), (c)). Die Positionierung kann, wie hier demonstriert, manuell mit einem Spiegel erfolgen, aber auch durch einen piezojustierbaren Spiegel oder durch Strahlableitung mittels eines akustooptischen Modulators.

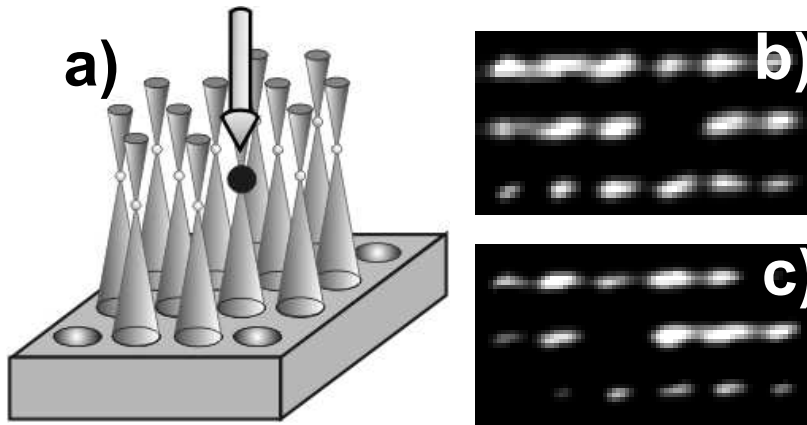


Abbildung 3.10: (a) Schematische Darstellung zum selektiven Adressieren einzelner Dipolfallen mit einem zusätzlichen Adressierungslaserstrahl. (b) Demonstration des selektiven Adressieren einzelner Dipolfallen aus dem Array mit einem Adressierungslaser. Während der Speicherzeit werden die Atome in der adressierten Falle entfernt, die übrigen Fallen bleiben unbeeinflusst. (c) Durch Verändern der Strahllage des Adressierungslaser kann jede beliebige Falle adressiert werden.

Selektives Auslesen der Dipolfallen

Die selektive Adressierbarkeit ermöglicht auch das Auslesen beliebiger Dipolfallen innerhalb des Arrays, wie in Abb. 3.11. Hier wird das primäre MOT Licht zur Detektion global eingestrahlt, aber nur eine Dipolfalle mit Rückpumplicht beleuchtet, so dass nur die Atome in dieser Dipolfalle mit beiden Strahlungsfeldern beleuchtet werden und stark fluoreszieren. Die restlichen Atome, gefangen in den übrigen Dipolpotentialen, verbleiben oder werden nach einigen Absorptions- und Emmisionszyklen in den dunklen $F=2$ Zustand gepumpt.



Abbildung 3.11: Das primäre MOT Licht wird zur Detektion global eingestrahlt, aber nur die adressierte Dipolfalle wird mit Rückpumplicht beleuchtet. Dadurch werden nur Atome in dieser Dipolfalle ausgelesen.

Positionsabhängiges, zustandsselektives Auslesen und positionsabhängige Zustandspräparation atomarer Quantenzustände

Der nächste Schritt ist die Demonstration eines positionsabhängigen und zustandsselektiven Auslesens sowie eine positionsabhängige Zustandspräparation der atomaren Quantenzustände. Dazu werden die Atome in ein ein-dimensionalen Array geladen. Die dort gespeicherten Atome werden in den Zustand $5S_{1/2}(F=2)$ präpariert. Dies geschieht indem sie mit Licht resonant zum Übergang $5S_{1/2}(F=3) \rightarrow 5P_{3/2}(F'=4)$ in den Zustand $5S_{1/2}(F=2)$ gepumpt werden (Abb. 3.12 (a)). Nach der Präparation werden die Atome auf dem Übergang $5S_{1/2}(F=3) \rightarrow 5P_{3/2}(F'=4)$ detektiert. Da sich alle Atome im $5S_{1/2}(F=2)$ Zustand befinden, streuen sie das Detektionslicht nicht (Abb. 3.12 (b)). Werden nun die Atome während der Speicherzeit in den oberen Hyperfeingrundzustand gepumpt, kann man diese auf den Übergang $5S_{1/2}(F=3) \rightarrow 5P_{3/2}(F'=4)$ detektieren. Dies ist in Abb. 3.12 (c) selektiv nur für eine Falle oder in Abb. 3.12 (d) für alle Fallen demonstriert.

Diese Messungen zeigen, dass man mit dem hier vorgestellten System ortsauflösend und zustandsselektiv Atome in den Fallen initialisieren, manipulieren und auslesen kann.

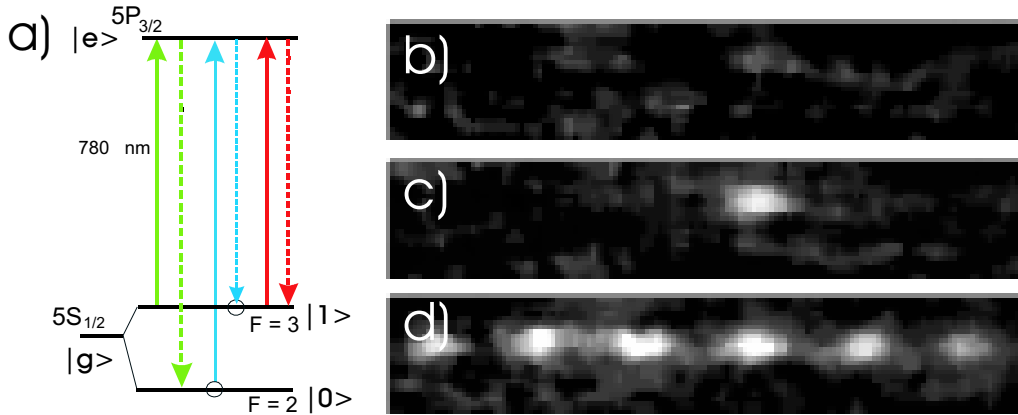


Abbildung 3.12: (a) Termschema zum zustandsselektiven Adressieren. Die Atome werden initialisiert, indem sie in den Hyperfeingrundzustand $5S_{1/2}(F=2)$ gepumpt werden. Dort werden sie dann ortsabhängig und zustandsselektiv manipuliert und ausgelesen. Das Detektionslicht ist zum Übergang $5S_{1/2}(F=3) \rightarrow 5P_{3/2}(F'=4)$ resonant. (b) Alle Atome befinden sich im Anfangszustand $5S_{1/2}(F=2)$ und streuen kein Detektionslicht. (c) Atome aus einer Falle wurden selektiv in den Zustand $5S_{1/2}(F=3)$ transferiert und werden nun detektiert. (d) Alle Atome wurden kollektiv in den Zustand $5S_{1/2}(F=3)$ transferiert

Variation des Abstandes benachbarter Dipolfallen

Viele Vorteile dieses Systems sind durch den großen räumlichen Abstand der Dipolfallen zueinander gegeben. Es ist aber auch möglich, aktiv diesen Abstand zu kontrollieren, wenn kleinere oder zeitlich veränderbare Abstände gebraucht werden. Dies ist der Fall, wenn Quantengatteroperationen oder das Verschränken von Atomen über Atom-Atom-Wechselwirkungen implementiert werden sollen. In unserem System kann dies erreicht werden, indem ein Mikrolinsenarray mit zwei Laserstrahlen beleuchtet wird, die zueinander unter einem kleinen Relativwinkel eingestrahlt werden (Abb. 3.13 (a)).

Der Winkelversatz der beiden Laserstrahlen zueinander bewirkt einen lateralen Versatz der Fokusse auf der Fokalebene (Abb. 3.13 (b)). Durch Variation des Relativwinkels kann der Abstand zwischen den Dipolfallen eines Fallenpaares verändert werden. Interferenzerscheinungen zwischen den beiden Laserstrahlen werden durch zueinander orthogonal linear polarisiertes Licht weitgehend ausgeschlossen. Durch Reduzieren des Relativwinkels kann

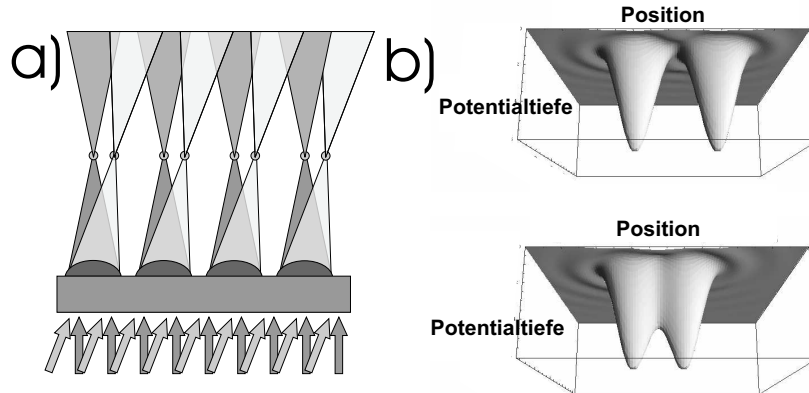


Abbildung 3.13: (a) Bestrahlt man ein Mikrolinsenarray mit zwei Laserstrahlen, die zueinander einen kleinen Relativwinkel haben, so werden zwei Fallenarrays auf der Fokalebene erzeugt. (b) Durch Variation des Relativwinkels der beiden Laserstrahlen zueinander, kann der Abstand zwischen den Dipolfallen eines Fallenpaares verändert werden. Interferenzerscheinungen zwischen den beiden Laserstrahlen werden durch zueinander orthogonal linear polarisiertes Licht weitgehend ausgeschlossen.

man die beiden Fallen annähern oder auch zum vollständigen Überlapp bringen.

Abb. 3.14 zeigt zwei vertikal verschobene Arrays gefangener Atome mit unterschiedlichen Relativabständen. Die Abstände wurden mit der beschriebenen Technik variiert. Die eingestellten Winkel liegen in einem Bereich von 0° und 6° und resultieren in Abständen von $0\text{-}50\ \mu\text{m}$.

Durch Einsatz eines akustooptischen Modulator konnten auch Atome in den Dipolfallen in “Echtzeit” bewegt werden. Die Atome wurden in den Dipolfallen geladen, wobei die nullte und erste Ordnung eines AOM durch eine Linse auf dem Mikrolinsenarray überlagert wurden. Durch Verändern der Oszillationsfrequenz des akustooptischen Modulators ändert sich der Winkel der nullten und ersten gebeugten Ordnung zueinander. Die Position zwischen den beiden Ordnungen auf dem Mikrolinsenarray bleibt unverändert und der Abstand zweier Dipolfallen kann präzise eingestellt sowie auch schnell verändert werden. Die Zeitkonstante der Verschiebung muss wesentlich geringer sein, als die Dipolfallenoszillationsperiode, damit eine adiabatische Änderung der Position gewährleistet ist und durch das Verschieben kein Anregen der gefangenen Atome in andere Vibrationsniveaus des Fallenpotentials erfolgt.

Mit dieser Technik sollte es möglich sein, atomare Qubits in Dipolfallen erst weit voneinander zu entfernen, um sie in einfacher Weise selekt-

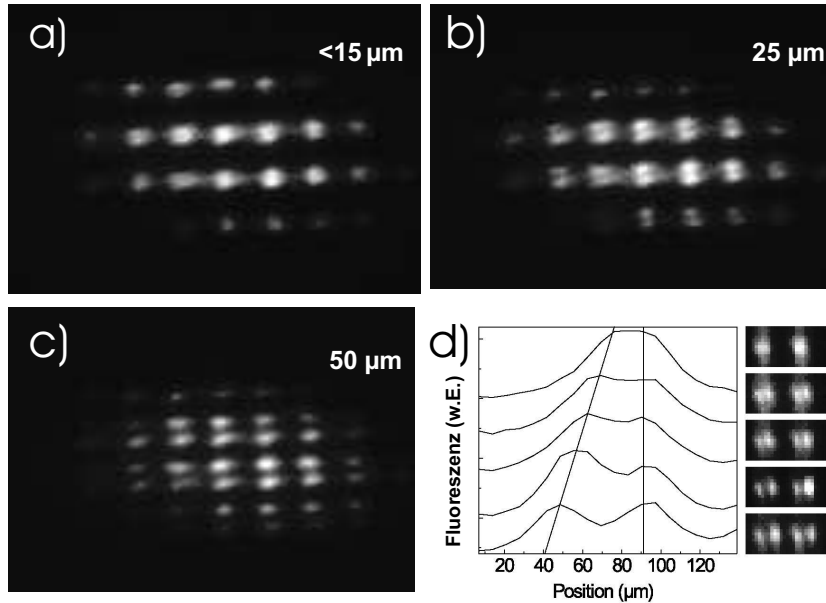


Abbildung 3.14: (a) bis (c) Dipolfallenpaare, die durch Einstrahlung zweier Laserstrahlen unter verschiedenen Relativwinkel erzeugt wurden und verschiedene Abstände aufweisen. (d) Querschnitt eines Dipolfallenpaares für verschiedene Abstände von $18 \mu\text{m}$ bis $45 \mu\text{m}$.

tiv zu präparieren. Dann kann der Abstand der Qubits zueinander verringert werden, um mögliche Implementierung von Gate-Operationen und Verschränkung durch Atom-Atom-Wechselwirkungen zu gewährleisten. Danach kann der Abstand der Qubits erneut vergrößert werden, um die Qubit-zustände auszulesen.

3.4 Quantengatter basierend auf Arrays von sphärischen Mikrolinsen

Skalierbarkeit, orts aufgelöste Initialisierung, zustandsabhängiges und orts aufgelöstes Auslesen, sowie die Möglichkeit die Entfernung der Fallen untereinander zu variieren sind die wichtigsten Vorteile des hier diskutierten Ansatzes. Dadurch wird ein großer Teil der von [DiVi00] geforderten Kriterien abgedeckt. Zusätzlich werden mit der hier vorgestellten Technologie auch die restlichen zwei Kriterien lange Dekohärenzzeiten, d.h. lang im Vergleich zu den Gatterzeiten und die Möglichkeit ein universales Satz an Quantengattern zu implementieren erfüllbar. Dominierend für die Dekohärenzzeit ist die spontane Photonenstreuung. Diese kann bei geeigneter Verstimmung auf eine

IN		OUT	
0	0	0	0
1	0	1	0
0	1	0	1
1	1	-1	1

Tabelle 3.1: Wahrheitstabelle eines Phasengatters

vernachlässigbare Rate unterdrückt werden. Dies kann bei gleichbleibender Potentialtiefe geschehen, indem die Laserleistung angepasst wird.

Ein-Qubit Operationen

Ein-Qubit-Operationen, mit den beiden Basiszuständen gegeben durch die beiden Hyperfeingrundzustände, können einfach realisiert werden, indem auf vorhandene Konzepte und Technologien zur kohärenten Manipulation der internen Zustände zurückgegriffen wird. Das Hadamard-Gatter kann durch einen Zwei-Photonen Ramanprozess implementiert werden. Durch einen $\pi/2$ -Puls wird ein Superpositionszustand zwischen den beiden Hyperfeingrundzuständen erzeugt, durch weitere Ramanpulse sind Rotationen in der Qubit-Basis möglich. Ein Raman-Lasersystem, welches zwei Laserfrequenzen mit einem Frequenzunterschied der Hyperfeingrundzustandsaufspaltung (bei ^{85}Rb $\Delta_{HFS} = 3\text{GHz}$) zu Verfügung stellt, wurde bereits experimentell realisiert [Buch00a].

3.4.1 Zwei-Qubit Operationen

Zusätzlich kann ein breites Spektrum theoretisch vorgeschlagener zwei-Qubit-Gatter mit dem vorgestellten Ansatz verwirklicht werden.

Zwei Qubit-Gatter basierend auf zustandsselektives Schalten der Potentiale

Eine mögliche Implementierung eines Zwei-Qubit-Phasengatters basiert auf kontrollierten kalten Stößen und zustandsselektivem Schalten der Fallenpotentiale, wie es für magnetische Mikrofallen [Cala00, Jaks99] vorgeschlagen wurde. Ein Zwei-Qubit-Phasengatter und ein Hadamard-Gatter bilden einen universellen Satz an Quantengattern. Jede Operation lässt sich in eine Abfolge dieser beiden Gatter zerlegen. In Tabelle 3.1 ist die Wahrheitstabelle eines Phasengatters dargestellt.

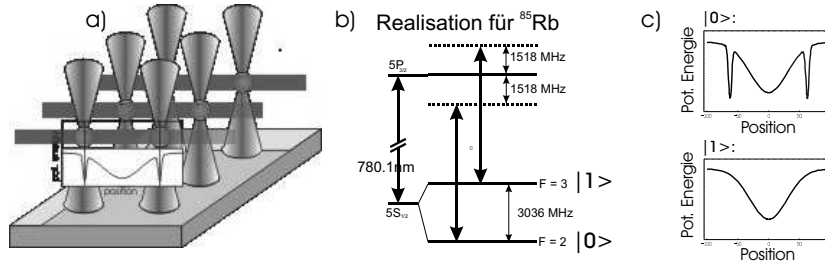


Abbildung 3.15: Eine mögliche Realisierung eines Phasengatters: (a) Zwei Mikrofallen werden durch ein Gatterpotential miteinander verbunden. (b) Ein Zustandsselektives Potential wird erzeugt. (c) Die resultierenden Fallenpotentiale für Atome in den beiden Qubitzuständen.

Atome, die als Träger der Qubits dienen, werden in den Dipolfallen des Mikrolinsenarrays in den Hyperfeingrundzuständen präpariert. Der Hyperfeingrundzustand $5S_{1/2}(F = 2)$ kann als logischer Zustand $|0 \rangle$ und der $5S_{1/2}(F = 3)$ Zustand als logischer Zustand $|1 \rangle$ definiert werden. Das Gatter wird durch die Überlagerung von zwei Mikrofallen (Fallenpotentiale) mit einem zusätzlichen Potential (Gatterpotential) erzeugt (Abb.3.15 (a)). Das Gatterpotential verbindet die zwei Fallenpotentiale. Es ist flach entlang der Verbindungsachse, aber stark bindend in den transversalen Richtungen. Das resultierende Potential wird in der Abb. 3.15 (a) gezeigt. In einem nächsten Schritt werden die Fallenpotentiale mit einem zustandsselektiven Potential überlagert. Dies kann verwirklicht werden, indem das Mikrolinsenarray zusätzlich zum Fallenlicht mit zustandsselektiven Dipolfallenlicht beleuchtet wird (Abb. 3.15 (b)). Das zustandsselektive Licht ist zum $5S_{1/2}(F = 2) \rightarrow 5P_{3/2}(F' = 3)$ Übergang um die Hälfte der Hyperfeingrundzustandsaufspaltung rot-verstimmt. Daraus folgt, dass dasselbe Lichtfeld zum Übergang $5S_{1/2}(F = 3) \rightarrow 5P_{3/2}(F' = 3)$ um genau der halben Hyperfeingrundzustandsaufspaltung blau-verstimmt ist.

Während der Einstrahlung des zustandsselektiven Potentials, wird die Intensität des Fallenlichtes und des zustandsselektiven Lichtes so angepasst, dass sich das Potential für den Zustand $5S_{1/2}(F = 2)$ nicht ändert. Atome im $5S_{1/2}(F = 3)$ Zustand sind nun nur durch das Gatterpotential gefangen, da für diese sich das Fallenpotential mit dem zustandsselektiven Potential kompensiert (Abb. 3.15 (c)). Während der Gatteroperation muss die Distanz der Fallenpotentiale zueinander erhöht werden. Dadurch wird vermieden, dass Atome im Gatterpotential mit denen aus dem Fallenpotential wechselwirken.

Mit dieser Fallengeometrie kann ein Zwei-Qubit-Phasengatter implementiert werden. Sind beide Atome im Zustand $|0 \rangle$ ändert sich ihr Fallenpotential nicht (Abb. 3.16 (a)). Ist ein Atom im Zustand $|1 \rangle$, so ist es nur

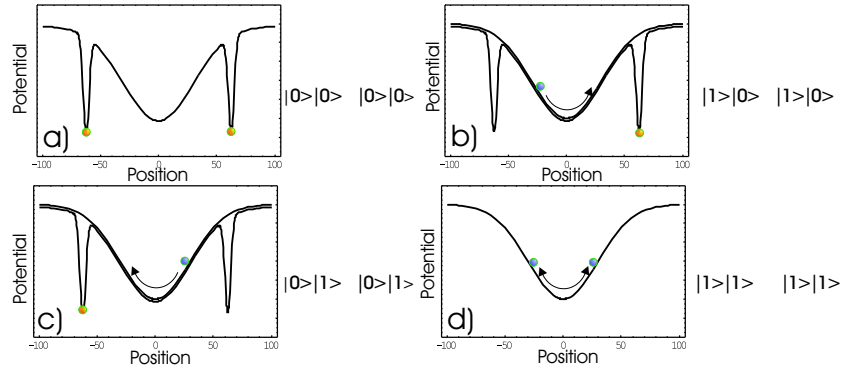


Abbildung 3.16: Dipolfallengeometrie für Zwei-Qubit-Phasengatter. (a) Sind beide Atome im Zustand $|0\rangle$ so ändert sich ihr Fallenpotential nicht und sie bleiben in Ruhe. (b),(c) Ist ein Atom im Zustand $|1\rangle$, so ist es nur durch das Gatterpotential gebunden und fängt an in diesem zu oszillieren, ohne mit dem anderen noch gefangenen Atom wechselzuwirken. (d) Sind beide Atome im Zustand $|1\rangle$ so oszillieren sie im Gatterpotential und können durch kalte Stöße miteinander wechselwirken.

durch das Gatterpotential gebunden und fängt an in diesem zu oszillieren, ohne mit dem anderen noch gefangenen Atom wechselzuwirken (Abb. 3.16 (b), (c)). Sind beide Atome im Zustand $|1\rangle$, so oszillieren sie im Gatterpotential und können durch kalte Stöße miteinander wechselwirken (Abb. 3.16 (d)). Nach einer bestimmten Wechselwirkungszeit haben die Atome eine relative Phase vom Betrag π aufgesammelt und das zustandselektive Potential wird ausgeschaltet, sobald die Atome wieder in ihrer Ausgangsposition sind, so dass sie wieder in den Mikrofallen gefangen werden können. Dieser Vorschlag eines Quantengatters beinhaltet einige experimentell schwer zu realisierende Forderungen. Das Gatterpotential muss harmonisch sein. In einem gaußförmigen Potential, erzeugt durch einen fokussierten Laserstrahl, wird die atomare Ausgangswellenfunktion, die in das Gatterpotential umgeladen wurde, während der Oszillationen innerhalb der Gatterzeit aufgrund der Anharmonizität des Potentials stark verändert, so dass eine Lokalisation und das zurückladen in den Grundzustand des Fallenpotentials schwer zu realisieren ist. In Abb. 3.17 wurde die zeitliche Entwicklung einer Grundzustandswellenfunktion in zwei verschiedenen Potentialformen simuliert. Die Parameter für das Gatterpotential sind eine Tiefe von 1 mK und einer Oszillationsfrequenz von 17 kHz. Daraus folgt eine Gatterzeit nach [Cala00, Jaks99] von etwa 0.5 ms (7 Oszillationsperioden).

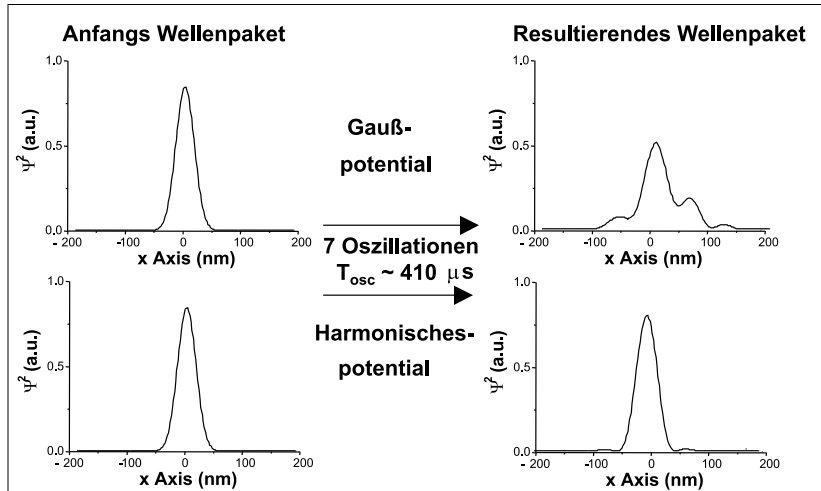


Abbildung 3.17: Zeitentwicklung einer Grundzustandswellenfunktion des Fallenpotentials in zwei verschiedenen Potentialformen des Gatterpotentials. Die Wellenfunktion oszilliert in dem Gatterpotential 7 mal, was bei den gewählten Parametern einer durch Wechselwirkung aufgesammelten relativen Phase von π entspricht. Die Evolution des Wellenpaketes hängt jedoch stark von der Potentialform ab.

Zwei-Qubit-Gatter basierend auf zustandsselektivem Verschieben der Potentiale

Die Probleme, die mit der Anharmonizität des Gatterpotentials verbunden sind, können durch einen weiterführenden Ansatz überwunden werden. Man kann das zustandsselektive Schalten der Fallenpotentiale ersetzen durch zustandsselektives Verschieben, anknüpfend an den Vorschlag von [Bren99]. Hierbei kann auf ein Gatterpotential verzichtet werden.

Ein Mikrofallen-Array wird mit gegenüber der D1 Linie rot-verstimmten Licht erzeugt. Die einzelnen Dipolfallen bestehen aus zwei fokussierten Laserstrahlen, die zueinander entgegengesetzte zirkulare Polarisierung und eine leicht unterschiedliche Frequenz haben. Die Qubit-Basis kann z.B. für ein Alkali Atom mit Kernspin $I=3/2$ mit $|0\rangle = |F=1, m_F=-1\rangle$ und $|1\rangle = |F=1, m_F=1\rangle$ oder auch durch die Basis $|0\rangle = |F=1, m_F=1\rangle$ und $|1\rangle = |F=2, m_F=2\rangle$ (Abb. 3.18 (a)) gegeben sein.

Im weiteren werde die Basis $|F=1, m_F=-1\rangle$ und $|F=1, m_F=1\rangle$ betrachtet. Eine Ein-Qubit Operation, wie z.B. ein Hadamard-Gatter, kann durch einen $\pi/2$ Puls, mittels eines Zwei-Photonen-Raman-Überganges, zwischen den Zeeman-Unterszuständen realisiert werden. Die Energieentartung der Zeeman-Unterszustände kann durch Anlegen eines äußeren Magnetfeldes aufgehoben werden. Wird der Winkel der beiden zirkular polarisierten Laserstrahlen zueinander variiert, so ändert sich die Position der zirkular polari-

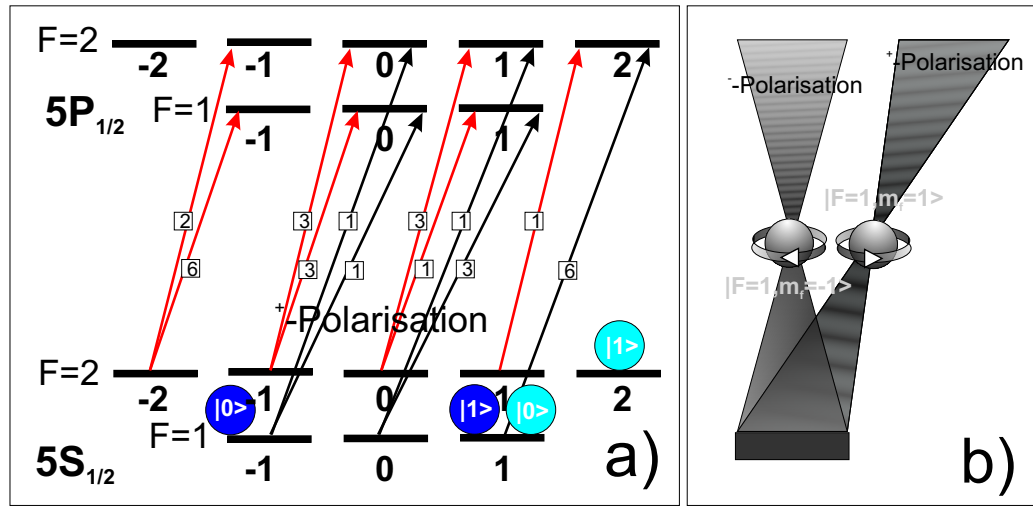


Abbildung 3.18: (a) Termschema eines Alkali Atoms mit Kernspin $I=3/2$. Dargestellt ist der $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{1/2}$ Übergang mit den relativen Kopplungsstärken für σ^+ -polarisiertes Licht. (b) Der Zustand $|F = 1, m_F = 1 \rangle$ koppelt an das Lichtfeld mit σ^+ -Polarisation stärker als an das mit der σ^- -Polarisation. Für den Koppung des Zustandes $|F = 1, m_F = -1 \rangle$ zum σ^- -polarisierten Lichtfeld gilt dies entsprechend.

sierten Fallen und die Fallen können voneinander getrennt werden. Befindet sich das Atom im Zustand $|F = 1, m_F = 1 \rangle$, ist die Kopplung an das Lichtfeld mit σ^+ -Polarisation um den Faktor 3 größer als an das mit der σ^- -Polarisation (Abb. 3.18 (b)). Werden die Fallen adiabatisch bezüglich der Oszillationsfrequenz voneinander getrennt, so wird das Atom in der σ^+ polarisierten Falle geführt. Diese Falle wird mit der benachbarten σ^- Falle überlagert. Die Wechselwirkung zur Implementierung eines zwei Qubit Gatters kann über kontrollierte kalte Stöße oder verstärkte Dipol-Dipol Wechselwirkung erfolgen. Hierbei sind typische Gatterzeiten gegeben durch die Zeit des adiabatischen Verschiebens der Falle und liegen im Bereich von einigen 10 ms. Ein Phasengatter kann implementiert werden, wenn für die rechte Falle der Zustand $|F = 1, m_F = -1 \rangle$ als logischer Zustand $|0 \rangle$ und der Zustand $|F = 1, m_F = 1 \rangle$ als logischer Zustand $|1 \rangle$ gesetzt wird. Für die Linke Falle ist es genau entgegengesetzt $|F = 1, m_F = 1 \rangle$ als logischer Zustand $|0 \rangle$ und der Zustand $|F = 1, m_F = -1 \rangle$ wird als logischer Zustand $|1 \rangle$ definiert. Durch Anwenden der beschriebenen Operationen (Abb. 3.19 (a)-(d)) ergibt sich für dieses Phasengatter die Wahrheitstabelle 3.1. Befindet sich das Atom in der linken Falle im Zustand $|0 \rangle$, so bleibt es in Ruhe (Abb. 3.19 (a),(c)). Ist das Atom jedoch im Zustand $|1 \rangle$ wechselwirkt es mit dem σ^+ polarisierten Lichtfeld und wird mit der rechten Falle überlagert. Befin-

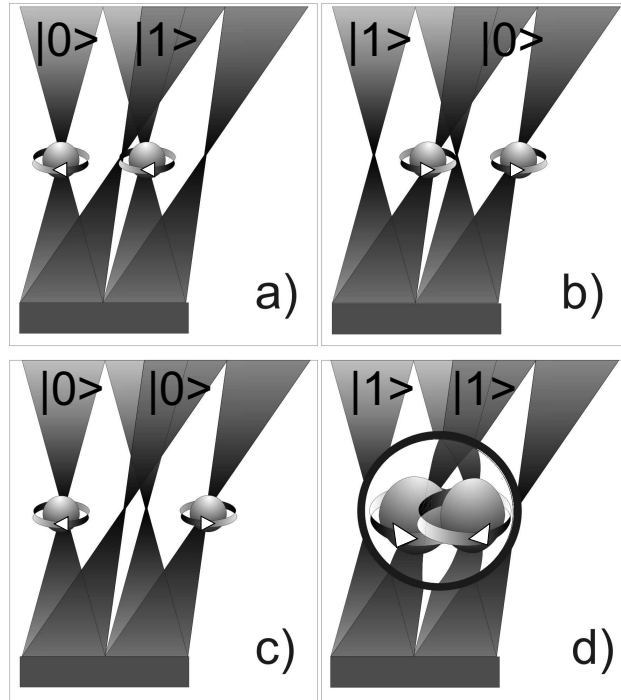


Abbildung 3.19: (a),(c) Befindet sich das Atom in der linken Falle im Zustand $|0\rangle$, so bleibt es in Ruhe. (b),(d) Ist das Atom im Zustand $|1\rangle$, wechselwirkt es mit dem σ^+ polarisierten Lichtfeld und wird mit der rechten Falle überlagert. b) Befindet sich das Atom in der rechten Falle im Zustand $|0\rangle$, so sind die beiden Atome voneinander separiert. (c) Ist das Atom in der rechten Falle im Zustand $|1\rangle$ verweilt es in der ursprünglichen Position und kann mit dem Atom aus der linken Falle mittels kalter Stöße wechselwirken.

det sich das Atom in der rechten Falle im Zustand $|0\rangle$, so sind die beiden Atome voneinander separiert (Abb. 3.19 (b)). Ist das Atom in der rechten Falle im Zustand $|1\rangle$ verweilt es in der ursprünglichen Position und kann mit dem Atom aus der linken Falle mittels kalter Stöße wechselwirken (Abb. 3.19 (c)). Nach einer bestimmten Wechselwirkungszeit, nachdem das Atom eine relative Phase von π aufgesammelt hat, werden die Fallen wieder in ihre Ursprungslage zurückgeführt.

Zwei-Qubit-Gatter mit einem optimierten Mikrolinsenarray

Das volle Potential dieses Konzeptes kann ausgenutzt werden, indem Mikrolinsen mit einer hohen numerischen Apertur verwendet werden. Es wurde experimentell gezeigt [Hess97], dass mit einem Mikrolinsensystem, ähnlich dem in dieser Arbeit verwendeten, Fokusse kleiner als $1\ \mu\text{m}$ erzeugt

werden können. Mit Standardlaserparametern (Wellenlänge 850 nm, Leistung pro Falle 1 mW) können Radialschwingungsfrequenzen von 50 kHz und Dekohärenzzeiten von 150 ms erreicht werden. Mit diesem Parametersatz ist eine Implementierung der nachfolgenden Quantengatter möglich [Jaks99, Jaks00, Char02, Ecke02].

Zwei-Qubit-Gatter basierend auf externen Bewegungszuständen

Eine Kategorie sind Gatter basierend auf den externen Freiheitsgraden der Atome. In diesem Vorschlag bilden die beiden niedrigsten Schwingungszustände der Falle die Qubit-Basis. Diese Quantengatter benutzen zur Verschränkungs-Wechselwirkung den Tunnelprozess und kalte Stöße, erreicht durch adiabatische Annäherung benachbarter Fallen. Mit diesem Mechanismus kann man ein Phasengatter [Char02] oder ein $\sqrt{\text{swap}}$ -Gatter verwirklichen [Ecke02]. Für ein $\sqrt{\text{swap}}$ -Gatter ist die Gatterzeit unter Annahme des vorher diskutierten Parametersatzes in der Größenordnung von einigen 10 Millisekunden. Die spontane Streuezeit ist ~ 150 ms. Jedoch trägt für stark eingeschlossene Atome nur ein kleiner Bruchteil der spontanen Streuprozesse zu einer Änderung im Schwingungszustand bei (Kapitel 4.6) [Buch00b]. Dies führt zu größeren Kohärenzzeiten im Bereich von Sekunden.

Qubit-Gatter basierend auf Besetzungszuständen in Dipolfallen

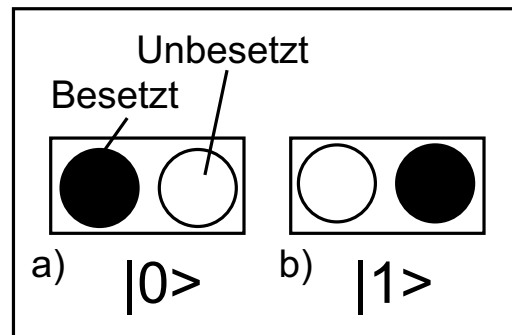


Abbildung 3.20: (a) Ist das Atom im Grundzustand der ersten (linken) Falle, so ist dies Zustand $|0\rangle$. (b) Der Zustand $|1\rangle$ ist definiert, wenn sich das Atom im Grundzustand der zweiten (rechten) Falle befindet.

Der Besetzungszustand der Mikrofallen kann als Qubit dienen. In diesem Fall wird ein Qubit durch zwei separierte Fallen und einem einzelnen Atom repräsentiert [Momp02]. Das Qubit wird durch die Besetzung des Fallenpaares definiert. Befindet sich das Atom im Grundzustand der ersten Falle, so ist dies Zustand $|0\rangle$, der Zustand $|1\rangle$ ist gegeben, wenn sich

das Atom im Grundzustand der zweiten Falle befindet (Abb. 3.20). Mittels adiabatischen Annäherns zweier Fallen eines Fallenpaares oder zweier Fallenpaare können Ein- und Zwei-Qubit-Operationen durchgeführt werden. Ein Hadamard-Gatter wird implementiert, indem zwei Fallen eines Paares adiabatisch angenähert werden, so dass das Atom zwischen den beiden Fallen tunneln kann. Die atomare Wellenfunktion oszilliert zwischen den beiden Fallen mit einer bestimmten Frequenz, abhängig vom Fallenabstand. Durch externe Kontrolle des Abstandes und somit der Frequenz kann eine Superposition der Besetzung der beiden Fallen erzeugt werden. Die atomare Wechselwirkung in einem Zwei-Qubit-Gatter wird durch kalte Stöße realisiert. Mit diesem Schema kann ein Phasengatter erzeugt werden. Um nicht höhere Vibrationsniveaus zu besetzen, muss das Verschieben der Fallen adiabatisch gegenüber der kleinsten relevanten Oszillationsfrequenz sein. In optimierten Mikrofallen können radiale Oszillationsfrequenzen von $10^4 - 10^5$ Hz und axiale von $10^3 - 10^4$ Hz erzeugt werden. Dies führt zu Ein-Qubit-Operationszeiten im 1-10 ms Bereich.

Qubit-Gatter basierend auf verstärketer Dipol-Dipol Wechselwirkung durch Besetzung von niedrig liegenden Rydbergzuständen

Eine weitere vielversprechende Gatter-Implementierung bietet das "Rydberg"-Gatter. Dieses Gatter ist aufgrund der möglichen kurzen Gatterzeiten, prinzipiell bis in den GHz-Bereich, seiner Unempfindlichkeit gegenüber der Temperatur der Atome und gegenüber Schwankungen des Atom-Atom Abstandes, ein besonders zu favorisierendes System [Jaks00]: Mit den Parametern und den Skalierungsgesetzen, die in [Jaks00, Prot02] diskutiert wurden, kann für Atome, die in mit Mikrolinsen erzeugten Dipolfallen gespeichert werden, dieses Gatter erfolgreich eingesetzt werden. Mit einer Fokusgröße und einem entsprechenden minimalen Fallenabstand von $1 \mu\text{m}$ können Gatterzeiten von etwa $1 \mu\text{s}$ erreicht werden. Diese Gatterzeit ist 20 mal kürzer als die Oszillationsperiode und 10^4 mal kürzer als die Dekohärenzzeit. Dies bedeutet, dass während der Gatteroperation der Vibrationszustand durch die verstärkte Dipol-Dipol Wechselwirkung nicht beeinflusst wird und zudem mehrere $10^2 - 10^3$ Gatteroperationen durchgeführt werden können bevor die Dekohärenzzeit die Quanteninformationsprozesse limitiert.

3.5 Ausblick und Diskussion

Nahezu alle theoretisch vorgeschlagenen Quantengatter und die hier vorgestellten im speziellen, benötigen einzelne Atome als Basis der Qubitzustände. Dies unterstreicht die Bedeutung, exakt ein Atom pro Falle zu laden und

dessen Zustand mit einem hohem Signal-zu-Rauschverhältnis auslesen zu können. Dazu muss das Detektionssystem zur Einzelatomdetektion optimiert werden. Um die Fallen parallel in kontrollierter Weise mit einzelnen Atomen zu laden gibt es einige Mechanismen, die ausgenutzt werden können.

3.5.1 Präparation einzelner Atome

Laden einzelner Atome durch geringe Laderate

Am einfachsten experimentell realisierbar ist das Laden der Dipolfallen mit geringen Dichten in der Lade-MOT. Die Umladesequenz wird so optimiert, dass ein möglichst großer Teil der Fallen mit nur einzelnen Atome besetzt werden. Diese kann man durch orts aufgelöste Detektion identifizieren, so dass für weitere Quantengatteroperationen nur diese Fallen mit einzelnen Atomen benutzt werden. Jedoch hat diese Methode den Nachteil, dass man durch einen statistischen Prozess in der Einzelatompräparation begrenzt ist.

Laden einzelner Atome mittels lichtinduzierten Kollisionen

Man kann die Statistik verbessern und zu Subpoisson-Verteilungen kommen, indem lichtinduzierte Kollisionen ausgenutzt werden [Schl02]. Dazu ist es notwendig, Dipolfallen mit einer Fokusgröße von unter $4 \mu\text{m}$ zu benutzen. Zusätzlich muss nahresonantes Licht eingestrahlt werden, um lichtinduzierte Kollisionen zu induzieren. Bei geeigneter Wahl der Parameter der Dipolfallenladerate, kommt man in den Ladebereich der Kollisionsblockade, d.h. sobald ein zweites Atom in die Dipolfalle geladen wird, stößt es mit dem bereits vorhandenen mittels lichtinduzierter Kollision und beide Atome nehmen genug kinetische Energie auf, um die Falle zu verlassen. Dieser Prozess ist, abhängig von der Größe der Dipolfalle, über einen weiten Bereich der Dipolfallenladerate selbst stabilisierend. Solange die Laderatenparameter so gewählt werden, dass man sich im Kollisionsblockadebereich befindet, entspricht die gespeicherte Atomzahl in den Dipolfallen entweder 1 oder 0.

Ausnutzung des Mott-Isolator-Überganges

Ein Ansatz, mit dem exakt ein Atom pro Falle präpariert werden kann, basiert auf einem neuen Lademechanismus für 3-D optische Gitter aus einem Bose-Einstein-Kondensat [Grei02]. Die Atome werden aus einem Kondensat in den Grundzustand des optischen Gitters geladen. Durch geeignete Wahl des Gitterpotentials kommt man in die Mott-Isolator Phase. In diesem Regime befindet sich eine exakte Anzahl von Atomen in jedem Gitterpotential. Diese Anzahl kann auf ein Atom pro Falle gesetzt werden. In Kombination mit dem Lademechanismus der kürzlich am NIST [Phil02] demonstriert

wurde, können die Atome aus einem optischen Gitter auch in ein Array von Dipolfallen umgeladen werden.

Laden einzelner Atome durch verstärkte Dipol-Dipol Wechselwirkung

Wird ein “Rydberg”-Quanten-Gatter implementiert ist es naheliegend den Mechanismus der Dipol-Dipol-Blockade auch zur Einzelatompräparation zu nutzen. In einem Ensemble von Atomen, lokalisiert in einem kleinen Volumen, z.B. einer Dipolfalle, kommt es durch Anregung in ein Rydbergzustand zu einer verstärkten Dipol-Dipol-Wechselwirkung zwischen den Atomen, so dass die Rydbergniveaus energetisch verschoben werden und ein Blockade Mechanismus einsetzt, durch den nur ein einzelnes Atom aus dem gesamten Ensemble mittels eines π -Pulses in einen Rydbergzustand angeregt werden kann. Nun kann man alle Nicht-Rydbergatome, z.B. durch einen nahresonanten Laserstrahl aus der Dipolfalle entfernen und danach das übrig gebliebene Rydbergatom durch einen weiteren π -Puls in den Grundzustand zurücktransferieren. Dies muss auf einer Zeitskala wesentlich kleiner, als der durch die Lebensdauer des Rydbergzustandes gegebenen, geschehen, um eine hohe Effizienz dieses Prozesses zu garantieren.

3.5.2 Kühlen der Atome in den Fallengrundzustand

Für einige Quantengatter ist es zusätzlich notwendig die Atome im Grundzustand der Dipolfalle zu präparieren. Es ist mit optimierten Mikrolinsenarrays, wie im vorherigen Abschnitt beschrieben, möglich in den Dipolfallen Vibrationsfrequenzen weit über den Rückstoßfrequenzen (ca. 4 kHz) zu erzeugen. Dadurch können die Seitenbänder der Atombewegung in der Dipolfalle aufgelöst werden und die Atome mittels Seitenbandkühlung in den Grundzustand zu präparieren. Ein anderer leistungsfähiger Kühlmechanismus beruht auf dem Verdampfungskühlen der Atome in den Dipolfallen. In Kapitel 4 wird entsprechend eine neue Evaporationstechnik vorgestellt.

Mit diesen Voraussetzungen ist mit dem Einsatz von mikrostrukturierten Linsensystemen ein leistungsfähiges Werkzeug zur physikalischen Implementierung der Quanteninformationsverarbeitung realisiert worden.

Atomoptik mit geführten Atomen

Die Untersuchung und Anwendung der Welleneigenschaften von Atomen ist der Forschungsschwerpunkt der Atomoptik. Von speziellem Interesse ist das Gebiet der Atominterferometrie [Berm97]. Im Vergleich zu optischen Interferometern haben atomare Interferometer das Potenzial in vielen Anwendungen um mehrere Größenordnungen sensitiver zu sein. Aufgrund der nicht verschwindenden Ruhemasse und der Wechselwirkung der Atome mit externen Feldern können interferometrische Messungen durchgeführt werden, die optischen Interferometern nicht zugänglich sind [Ster92, Youn93, Ekst95, Gibb93, Clai00, Kase91, Rieh91, Lene97, Gust97].

Aufgrund der hohen intrinsischen Sensitivität müssen diese Interferometer robust gegenüber störenden Umwelteinflüssen gebaut werden. Ein neuer Ansatz, diese Forderung zu bewältigen, liegt in der Entwicklung miniaturisierter und integrierter atomoptischer Systeme basierend auf Mikrostrukturen.

Dies wird seit einigen Jahren z.B. mit mikrostrukturierten stromdurchflossenen Leiterstrukturen verfolgt. 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]. Mit dieser Technik wurden Wellenleiter für Atome realisiert [Dens99, Muel99, Dekk00, Key00, Enge02]. Auch erste Strahlteilergeometrien konnten mit dieser Technik demonstriert werden [Cass00, Muel01, Haen01]. Zusätzlich wurden eine Reihe von möglichen Interferometergeometrien basierend auf stromdurchflossenen Leiterstrukturen theoretisch vorgeschlagen [Ande02, Burk02, Haen01a, Hind01].

In stromdurchflossenen Leiterstrukturen ist es gelungen, Bose-Einstein-Kondensate zu führen [Lean02, Lean02b, Fort02, Henk02]. Jedoch stellte sich

heraus, dass aufgrund von Inhomogenitäten des Potentials, welches durch die benutzten stromdurchflossene Leiterstrukturen erzeugt wurde, das Kondensat fragmentiert und die Kohärenz nicht erhalten bleibt. Dies zeigte sich im Speziellen für Kupferleiter. Trotz dieser vielfältigen Arbeiten mit magnetischen Mikrostrukturen bleibt somit als wichtiges Ziel die Demonstration eines Systems, welches in der Atominterferometrie mit kohärent geführten Atomen einsetzbar ist.

Ein vielversprechender alternativer Zugang ist die Nutzung von mikrostrukturierten *optischen* Elementen [Birk01]. In den nächsten Abschnitten wird die experimentelle Realisierung von atomaren Wellenleitern, Strahlteilern und atominterferometrischen Strukturen dargestellt, die auf der Verwendung von mikrostrukturierten *optischen* Systemen basieren [Dumk02b]. In Abschnitt 4.2 wird das Führen von Atomen entlang von Linienfokussen mittels Dipolkraft demonstriert. Die Linienfokusse werden mit einem mikrostrukturierten Zylinderlinsenarray erzeugt. Durch Überlagerung der Linienfokusse unter variablen Winkeln können X-förmige atomare Strahlteiler erzeugt werden. Auch ein zustandsselektiver Strahlteiler konnte demonstriert werden (Abschnitt 4.3). Im Abschnitt 4.4 werden geschlossene Interferometerstrukturen für geführte Atome untersucht. Numerische Simulationen der atomaren Wellendynamik lassen für das hier benutzte System den Kohärenzerhalt erwarten, der für die Atominterferometrie notwendig ist [Kreu03] (Abschnitt 4.5). Ein wichtiger Punkt in der Interferometrie mit geführten Atomen ist die Untersuchung des Führungsfeldes auf Dekohärenzprozesse, welche die kohärente Bewegung der Atome in diesen Leiterstrukturen zerstört. In optischen Dipolpotentialen ist der dominierenden Dekohärenzprozess durch spontane Streuung von Photonen gegeben. Die Auswirkungen dieses Effektes werden an kohärenten Bewegungszuständen von atomaren Wellenpaketen in optischen Gittern untersucht und in Abschnitt 4.6 diskutiert [Buch00b].

4.1 Experimentelle Umsetzung

Das zylindrische Mikrolinsenarray

Für die hier durchgeführten Experimente wurden zylindrische Mikrolinsenarrays 9002/016 der Fima LIMO benutzt. Das untersuchte System besteht aus 12 Zylinderlinsen, mit einer Länge von je 5 mm. Die Linsen befinden sich auf einem Quarzglassubstrat. Der Abstand der Linsen zueinander, wie auch der Durchmesser des Querschnitts jeder Linse beträgt $400 \mu\text{m}$. Die Brennweite der Zylinderlinsen ist 2.21 mm. Dies ergibt eine numerische Apertur von $\text{NA}=0.09$. Wird nun dieses Mikrozyylinderlinsensystem mit einer ebenen Welle beleuchtet, bilden sich in der Fokalebene eine Reihe von Linienfokussen aus. Ist die Frequenz des Lichtes so gewählt, dass sie unterhalb einer atoma-

ren Resonanz liegt (rot-verstimmt), so bildet sich ein eindimensionales Array von atomaren Wellenleitern aus (Abb. 4.1). Atome sind in den Richtungen orthogonal zur Zylinderlinsenachse (transversal) eingeschlossen, aber können sich entlang dieser Achse (longitudinal) frei bewegen.

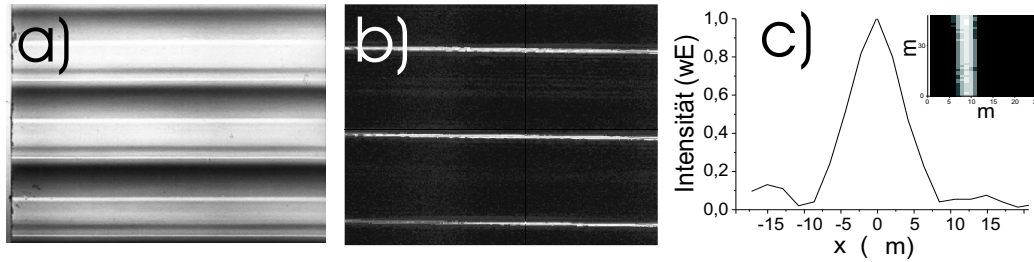


Abbildung 4.1: (a) Mikrozyylinderlinsenarray. Der Abstand der Linsen untereinander wie auch der Durchmesser jeder Linse beträgt $400 \mu\text{m}$. Die Brennweite der Zylinderlinsen ist 2.21 mm . Auf einem solchen Substrat befinden sich 12 Zylinderlinsen. (b) Intensitätsverteilung in der Brennebene des Zylinderlinsenarrays abgebildet auf eine CCD Kamera. (c) Querschnitt einer Fokuslinie des Zylinderlinsenarrays.

Versuchsanordnung

Ähnlich wie im vorherigen Kapitel beschrieben, wird die Fokalebene durch ein Achromatenpaar in die Vakuumkammer abgebildet (Abb. 4.2). Um komplexe Strukturen zu erzeugen, befindet sich zwischen dem Achromatenpaar ein Polarisationsstrahlteiler mit einer Kantenlänge von 50 mm . Dadurch kann die Fokalebene eines weiteren Linsenarrays gleichzeitig in die Vakuumkammer abgebildet werden. Der freie Ausgang des Strahlteilers wird benutzt, um die Fokalebenen der Mikrolinsenarrays auf einen CCD-Chip abzubilden. Hiermit kann die Lage und Orientierung der Lichtfelder in der Vakuumkammer direkt kontrolliert werden. Die Zylinderlinsenarrays sind auf einem drehbaren Halter befestigt, so dass die Orientierung der Fokuslinien beliebig einstellbar ist. Dieser Aufbau ermöglicht eine hohe Flexibilität in der Verwendung von mikrooptischen Systemen. Ein weiterer Vorteil, die Fokalebene der Mikrolinsen in das Vakuumsystem abzubilden, ist, dass mögliche Oberflächeneffekte aufgrund des hohen Abstandes vom Substrat vernachlässigbar sind.

Ladesequenz eines Linienleiter

Eine typische experimentelle Sequenz beginnt mit dem Laden einer einzelnen Dipolfalle. Hier wird derselbe Lademechanismus verwendet, der im vorherigen Kapitel beschrieben wurde. Es werden etwa 10^4 ^{85}Rb Atome von der

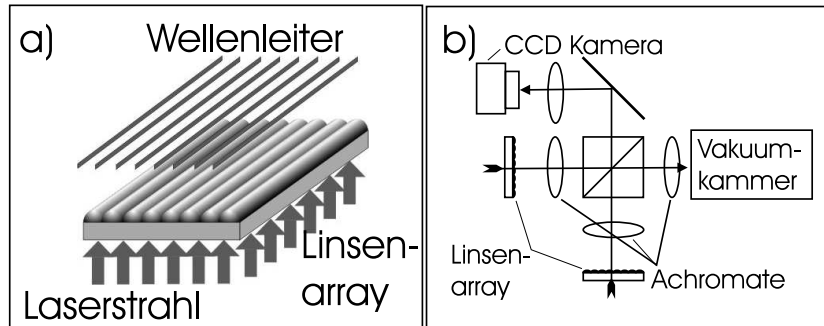


Abbildung 4.2: (a) Wird das Zylinderlinsenarray mit rot-verstimmten Licht relativ zur atomaren Resonanz beleuchtet, so bilden sich in der Fokalebene Dipolpotentiale aus, in denen Atome geführt werden können. (b) Experimenteller Aufbau. Die Fokalebene von zwei Zylinderlinsenarrays werden mit einem Polarisationsstrahlteiler kombiniert und in die Vakuulkammer mittels von Achromaten abgebildet. Gleichzeitig werden die überlagerten Fokusse zur Bestimmung der Lichtfeldgeometrie auf einen CCD-Chip abgebildet.

MOT in die Dipolfalle geladen. Die Atome haben eine über Flugzeitmessungen bestimmte Temperatur von $20 \mu\text{K}$. Nach dem Ladevorgang werden die Atome für eine Zeitdauer von 35 ms in der einzelnen Dipolfalle gespeichert, um zu gewährleisten, dass nicht-gefangene Atome den Detektionsbereich verlassen. Nun werden die Atome in die Leiterstruktur umgeladen. Dies geschieht, indem das Fallenpotential der einzelnen Dipolfalle aus- und das der Leiterstruktur eingeschaltet wird. Die Umladeeffizienz ist bei geeigneter Wahl der Parameter (Die Potentialtiefe der einzelnen Dipolfalle muss der des Linienleiters entsprechen) nahezu eins. Dies wird dadurch erreicht, dass die Potentiale des Linienleiters und der einzelnen Dipolfalle mit demselben Linsensystem erzeugt werden. Zur Erzeugung der einzelnen Dipolfalle wird nur ein kleiner Bereich einer Zylinderlinse auf dem Mikrolinsenarray ausgeleuchtet. Dies führt dazu, dass sich beim Umladeprozess die Potentialform für die gespeicherten Atome nur in einer Dimension (longitudinal) ändert. Daraus ergibt sich die Möglichkeit die Atome in der einzelnen Dipolfalle durch z.B. Ramanseitenbandkühlung in den transversalen Vibrationsgrundzustand zu präparieren, um dann die Atome adiabatisch in die Leiterstruktur umzuladen, ohne den transversalen Vibrationszustand zu ändern.

Typischer Parametersatz eines Linienleiter

Das in diesem Experiment benutzte Detektionssystem ist identisch dem im vorherigen Abschnitt beschriebenen. Das Licht zum Führen der Atome wird durch einen Ti:Saphir Laser (Coherent 899 Ringlaser) zur Verfügung gestellt.

Die Laserleistung vor dem Linsenarray beträgt etwa 360 mW. Das Lichtfeld hat eine typische Verstimmung von $\Delta\lambda = 1$ nm ($\Delta\nu = 500$ GHz $\approx 5 \times 10^5$ Linienbreiten) unterhalb des $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2}$ Überganges bei 780 nm. Daraus folgt eine Falltiefe von $U_0/k_B = 450$ μ K. Die radiale Strahltaile (orthogonal zu Laserstrahlachse) ist 7 μ m (siehe Abb. 4.1 (c)), definiert durch den $1/e^2$ Radius der Intensitätsverteilung. Die dazugehörige Rayleighlänge beträgt 200 μ m. Die aus diesen Parametersatz berechnete radiale Oszillationsfrequenz ist 9.6 kHz. Mit einer Temperatur von 20 μ K kann man eine mittlere Besetzungszahl der radialen Vibrationsniveaus von $\langle n \rangle = 40$ und eine Ortsverteilung (rms) von ≈ 1 μ m entlang der radialen Richtung bzw. von ≈ 5 μ m entlang der Laserstrahlachse ableiten. Die Rate der spontan gestreuten Photonen ergibt sich zu 740 s^{-1} .

4.2 Führen von Atomen entlang von Wellenleitern

Direktes Laden eines Linienleiters

Fokussiert man rot-verstimmtes Licht mit dem Zylinderlinsenarray und führt dieselbe Ladesequenz wie bei den sphärischen Dipolfallen durch, so können im Linienfokus Atome gefangen werden. Wie in Abb. 4.3 dargestellt, werden einige 10^4 Atome in einer solchen elongierten Falle gehalten.

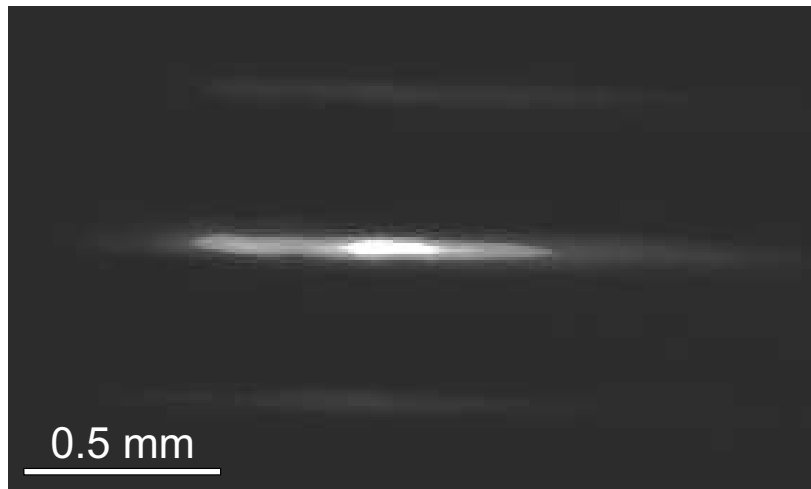


Abbildung 4.3: Atome werden direkt aus der MOT mittels einer Ladesequenz in die stark elongierte Dipolfalle einer Mikrozyylinderlinse geladen. Diese Falle wird durch ein Zylinderlinsenarray erzeugt. Deshalb sieht man oberhalb und unterhalb auch in den benachbarten Linienfokussen einige gefangene Atome.

Umladen aus der MOT und Führen der Atomen in einem Linienleiter

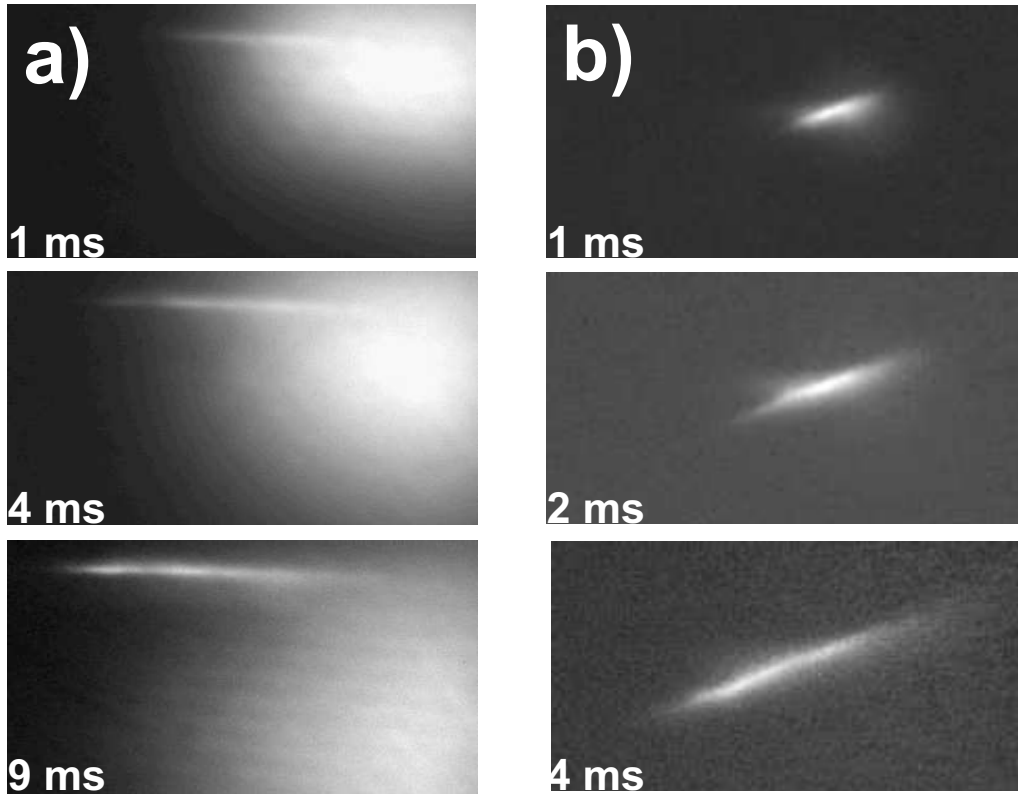


Abbildung 4.4: (a) Ein Teil des Linienleiters ragt in die MOT. Es können aus der MOT Atome hinausgeführt werden. In der Bildsequenz ist die zeitliche Entwicklung der Atompropagation dargestellt. Die nicht geführten Atome aus der MOT expandieren nach Abschalten der MOT und fallen im Gravitationsfeld. Nur die umgeladenen Atome propagieren im Linienleiter. (b) Der Linienleiter wird aus einer Dipolfalle geladen. In der Bildsequenz ist die Zeitentwicklung der Propagation der Atome im Linienleiter dargestellt. Es ist zu erkennen, dass die Atome entlang des Wellenleiters propagieren. Mit dieser Knofikuration können Atome typischerweise über eine Distanz von 2.5 mm geführt werden.

Verschiebt man den Linienfokus entlang der Zylinderlinsenachse gegenüber der Position der MOT, so dass nur ein Teil des Linienleiters in die MOT hineinragt, können im Linienleiter Atome aus der MOT hinausgeführt werden. In Abb. 4.4 (a) ist gezeigt, wie ein Linienleiter mit der MOT überlagert wird. Das MOT-Licht und das MOT-Magnetfeld werden abgeschaltet und der Großteil der vorher in der MOT gespeicherten Atome expandieren freifallend im Gravitationsfeld (rechts in Abb. 4.3 (a)). Nur Atome, die in den

Linienleiter umgeladen wurden, propagieren entlang des Linienfokus (nach links in Abb. 4.3 (a)).

Umladen aus einer einzelnen Dipolfalle und Führen der Atome in einem Linienleiter

Die eben beschriebene Methode ist nicht geeignet um gezielt Atome an bestimmten Positionen im Linienleiter einzubringen. Dies kann, wie im vorherigen Abschnitt erörtert, mit einer zusätzlichen Lade-Dipolfalle erreicht werden. In Abb. 4.4 (b) wurde ein Linienleiter durch eine solche Lade-Dipolfalle geladen. Dort dargestellt ist die Zeitentwicklung der Propagation der Atome in dem Linienleiter. Es ist zu erkennen, dass die Atome entlang des Wellenleiters propagieren. Mit dieser Konfiguration konnten Atome typischerweise über eine Distanz von 2.5 mm geführt werden. Diese nutzbare Länge des Linienleiters ist durch den ausleuchtbaren Ausschnitt des Zylinderlinsenarrays gegeben.

Variation der mittleren Geschwindigkeit der geführten Atome

Durch einfaches Verändern der Intensitätsverteilung entlang der Zylinderlinienachse erhält man eine hohe Flexibilität im Design des optischen Potentials entlang der longitudinalen Richtung des Wellenleiters. Dies ermöglicht in solchen Strukturen die Bewegung der Atome kontrolliert zu manipulieren.

Beschleunigung mittels eines Gradienten im Potential

Ein Potential mit einer Steigung entlang der longitudinalen Richtung ist einfach zu realisieren. Durch den Gradienten können die Atome im Linienleiter beschleunigt werden.

Abb.4.5 (a) demonstriert wie geführte Atome aufgrund eines Gradienten beschleunigt werden. Die mittlere Geschwindigkeit erhöht sich mit der Zeit. Diese wurde bestimmt, indem an die Atomverteilungen innerhalb des Wellenleiters für verschiedene Zeiten eine Gaußverteilung angenähert wurde. Aus der Propagation des Gaußpaketes konnte die Entwicklung der Geschwindigkeit des atomaren Ensembles ermittelt werden.

Beschleunigung durch Wechselwirkung mit einem nahresonanten Lichtfeld

Eine andere Möglichkeit die Atome zu beschleunigen ist, sie kurzzeitig mit nahresonantem Licht entlang der Wellenleiterachse zu beleuchten. Dadurch erfahren die Atome eine gemittelte Kraft zur Strahlrichtung und werden in dieser Richtung während der Belichtungsphase beschleunigt. In Abb. 4.5 (b)

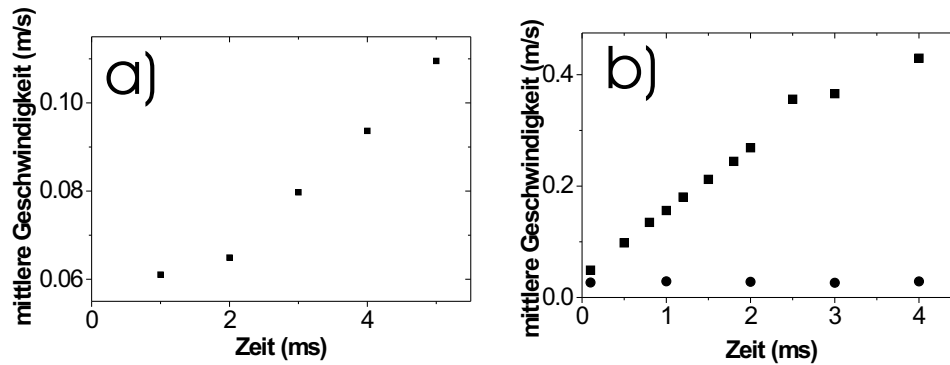


Abbildung 4.5: (a) Die Atome werden am Rand eines gekrümmten Potentials geladen. Aufgrund eines Gradienten im Potential werden sie beschleunigt. Die mittlere Geschwindigkeit erhöht sich mit der Zeit. (b) Kreise: Atome werden in ein longitudinal flaches Potential geladen. Die Atome propagieren in diesem Potential mit einer Anfangsgeschwindigkeit nahe null ohne beschleunigt zu werden. Quadrate: Wird ein Laserstrahl resonant zu $5S_{1/2}(F = 3) \rightarrow 5P_{3/2}(F' = 4)$ für verschieden lange Zeitintervalle eingestrahlt, so werden die Atome in Abhängigkeit der Länge des Zeitintervalls beschleunigt.

ist dargestellt, wie die Atome in ein longitudinal flaches Potential geladen wurden. Die Atome propagieren in diesem Potential mit einer Anfangsgeschwindigkeit nahe null (Kreise in 4.5 (b)), werden aber nicht durch ein Potentialgradienten beschleunigt. Wird nun zusätzlich ein Laserstrahl, der zum Übergang $5S_{1/2}(F = 3) \rightarrow 5P_{3/2}(F' = 4)$ resonant ist, mit einer Intensität von $150 \frac{mW}{cm^2}$ für verschieden lange Zeitintervalle (wie in Abb. 4.5 (b) gezeigt) in der diskutierten Weise eingestrahlt, so werden die Atome in Abhängigkeit der Länge des Zeitintervalls beschleunigt. Während des Beschleunigungsprozesses wird ein zusätzlicher Rückpump Laser resonant zum $5S_{1/2}(F = 2) \rightarrow 5P_{3/2}(F' = 3)$ Übergang eingestrahlt, um sicherzustellen, dass alle Atome im $5S_{1/2}(F = 3)$ Zustand sind.

Umkehr der atomaren Bewegung

Es ist auch möglich durch geeignete Wahl der Potentialform in longitudinaler Richtung die Bewegung der Atome umzukehren (Abb. 4.6). Ein Lichtfeld mit einem gaußschen Intensitätsprofil entlang der Achse des Wellenleiters erlaubt, die Atombewegung im Wellenleiter umzukehren. In Abb. 4.6 wurden Atome in einem longitudinal wannenförmigen Linienleiter umgeladen und die Entwicklung der Position der atomaren Verteilung dargestellt. Die Position ist das Zentrum einer an die Atomverteilung angenäherten Gaußverteilung.

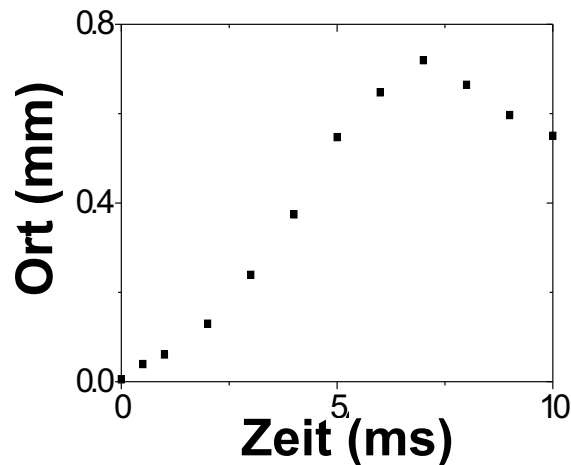


Abbildung 4.6: Atome wurden am Rand eines longitudinal wannenförmigen Linienleiter geladen. Die Entwicklung der Position der atomaren Verteilung ist dargestellt. Es ist zu erkennen, dass die Atome ihre Propagationsrichtung umkehren.

Es ist zu erkennen, dass die Atome ihre Propagationsrichtung umkehren.

Diese Designflexibilität gibt die Möglichkeit auf direkte Weise Atomspiegel mit atomaren Wellenleitern zu integrieren.

4.3 Strahlteiler für geführte Atome

Realisation eines Strahlteilers

Ein zentrales Element der geführten Atominterferometrie ist ein Strahlteiler für Atome. Diese Strahlteilerstruktur kann durch geeignete Kombination zweier Linienleiter erzeugt werden. Die Fokalebene zweier zylindrischen Mikrolinsenarrays werden über den Polarisationsstrahlteiler (Abb. 4.2 (a)) in der Vakuumkammer überlagert. Der Polarisationsstrahlteiler polarisiert die beiden Lichtfelder orthogonal zueinander, so dass es bei Überlagerung der Linienfokusse nicht zu Interferenzen kommt. Gleichzeitig kann mit einer CCD Kamera die Position und Orientierung der beiden fokalen Ebenen kontrolliert werden. Diese gekreuzte Form von Lichtfeldern resultiert in einer X-förmigen Strahlteilerstruktur wie in Abb. 4.7 (a) skizziert. Hier ist der Potentialverlauf für diese Strahlteilerstruktur dargestellt. Diese Struktur kann direkt mit Atomen aus der MOT geladen werden, so dass Atome in einer X-förmigen

Falle gefangen werden. (Abb. 4.7 (b)).

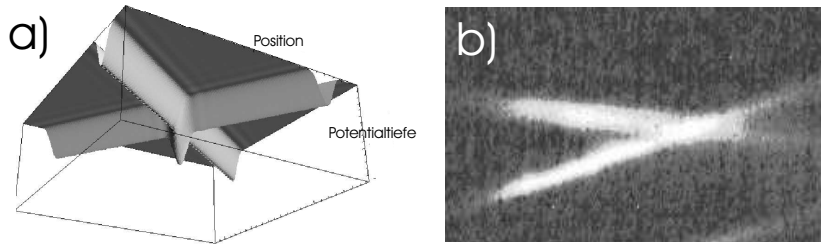


Abbildung 4.7: (a) Skizzierter Potentialverlauf zweier gekreuzter Wellenleiter. (b) Atome wurden aus der MOT in eine solche X-förmige Falle geladen und dort gespeichert.

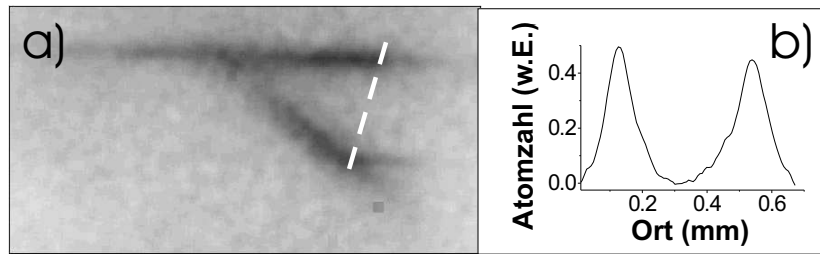


Abbildung 4.8: (a) Strahlteiler für geführte Atome. Atome werden mit einer einzelnen Dipolfalle links in einen Eingangsweg geladen und propagieren zum Kreuzungspunkt. Am Kreuzungspunkt teilt sich das Potential und die Propagationswege der Atome werden in die beiden Ausgangsweg des Strahlteilers aufgespalten. (b) Querschnitt durch die beiden Ausgangsweg des Strahlteilers, die in (a) eingezeichnet ist. Zu sehen ist die transversale Atomverteilung in den beiden Ausgangsweg entlang des Querschnitts.

Führen von Atomen entlang des Strahlteilers

Der Strahlteiler wird, wie im vorherigen Abschnitt über die Wellenleiter diskutiert, mit Atomen geladen. Wie in Abb 4.8 gezeigt werden die Atome mit einer einzelnen Dipolfalle links in einen Eingangsweg geladen und aufgrund eines Gradienten im Führungspotential in die Richtung des Kreuzungspunktes beschleunigt. Am Kreuzungspunkt teilt sich das Potential und die Propagationswege der Atome werden in die beiden Ausgangsweg des Strahlteilers aufgespalten. Der Aufspaltungswinkel ist durch Verdrehen eines Zylinderlinsenarrays relativ zum anderen einfach zu variieren und kann auf einen

willkürlichen Wert eingestellt werden. In diesem Experiment wurde ein Aufteilungswinkel von 42° Grad gewählt. Die transversale Modenstruktur der Ausgangsarme ist identisch zu der des Eingangsarmes. Am Kreuzungspunkt addieren sich die Intensitäten der beiden Lichtfelder und man erhält eine Überlagerung der Potentiale mit der doppelten Potentialtiefe (siehe Abb. 4.7 (b)). Berechnungen, die auf den Parametern dieser Konfiguration basieren, ergeben, dass der Aufspaltungsprozess kohärent ist für eine adiabatische Entwicklung des atomaren Wellenpaketes während des Teilungsprozesses [Kreu03]. Der Tiefe der zusätzlichen Potentialmulde kommt dabei entscheidende Bedeutung zu.

Kohärenzerhalt bei Propagation durch den Strahlteiler

Ein hoher Grad an Kohärenzerhalt kann dadurch erzielt werden, dass die Verdoppelung der Potentialtiefe am Kreuzungspunkt kompensiert wird. Berechnungen haben gezeigt, dass die Kohärenz immer noch signifikant erhalten bleibt, wenn die Fehlanpassung des Potentials am Kreuzungspunkt auf 5% kompensiert wird. Dies kann durch Überlagerung des attraktiven Potentials mit einem repulsiven Potential am Kreuzungspunkt geschehen oder mit der Implementierung einer Graufiltermaske, die am Kreuzungspunkt mit einer aufgeprägten Gaußverteilung lediglich 50% des Lichtes transmittiert. Eine andere Möglichkeit ist, ein speziell für Anwendungen in der Interferometrie optimiertes Linsensystem zu verwenden [Birk01].

Variation des Aufteilungsverhältnis zwischen den Ausgangsarmen

Das Aufteilungsverhältnis in die beiden Ausgangsarme ist abhängig vom Leistungsverhältnis der beiden Laserstrahlen, welche die gekreuzten Linienfokusse erzeugen. Ändert man das Leistungsverhältnis, so ändert sich das Aufteilungsverhältnis. Die Atomzahl der beiden Ausgangsarme wird bestimmt durch Auswertung von Linienprofilen, ähnlich wie in Abb. 4.8 (b) dargestellt. In Abb. 4.9 wird über die Atomverteilungen, gewonnen aus den Querschnitten der Ausgangsarme, integriert und dies über dem Leistungsverhältnis der beiden Laserstrahlen dargestellt. Aufgetragen ist die Atomzahl der Ausgangsarme normiert auf die gesamte Atomzahl in beiden Ausgangsarmen, so dass bei 0.5 ein gleiches Aufteilungsverhältnis von 50/50 erzielt wird. Dies wird bei einem Leistungsverhältnis von 2.5 erreicht und bedeutet, dass der einlaufende Wellenleiter 2.5 mal schwächer als der dazu gekreuzte Wellenleiter ist.

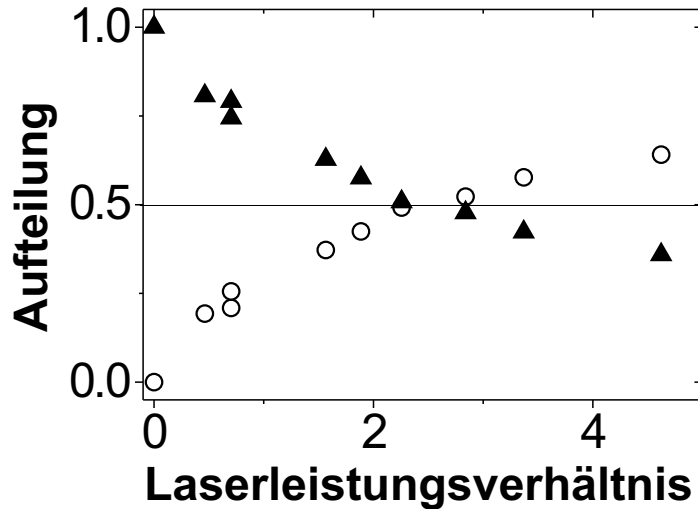


Abbildung 4.9: Die Aufteilung in den beiden Ausgangsarmen als Funktion des Leistungsverhältnisses der beiden Laserstrahlen. Wählt man das passende Leistungsverhältniss von 2.5 kann ein Aufteilungsverhältnis der Atome über die beiden Ausgangsarme von 50/50 erzielt werden.

Strahlteiler für geführte Atome basierend auf internen Zuständen

Der bisher diskutierte Aufteilungsprozess ist nur durch die externen Freiheitsgrade der Atome bestimmt. Ein besonderer Vorteil von optischen Leiterstrukturen ist die Möglichkeit die interne Atomstruktur für den Aufspaltungsprozess zu benutzen. Dies geschieht ähnlich wie beim Ramsey-Bordé [Rieh91, Ster92] und Raman-Interferometer [Youn93] für freie Atome.

Realisation eines zustandsselektiven Strahlteilers

Für geführte Atome kann die zustandsselektive Aufspaltung erzielt werden, indem ein zustandsselektives optisches Potential in einen der Ausgangsarme eingebracht wird. Dieses Potential kann für Alkaliatome realisiert werden, indem man die Laserfrequenz zwischen der Feinstrukturaufspaltung wählt, wie in Kapitel 5.4 diskutiert, oder auch, wie hier realisiert, zwischen den Hyperfeingrundzuständen. Das zusätzliche Potential ist in einem kleinen Bereich kurz hinter dem Kreuzungspunkt lokalisiert. Ein solcher zustandsselektiver Strahlteiler für geführte Atome konnte hier mit ^{85}Rb Atomen demonstriert werden. Ein zusätzliches Laserfeld wird in beschriebener Weise eingestrahlt. Die Verstimmung des Lasers ist $\Delta\nu_2 = 1020$ MHz (170 Li-

nienbreiten) rot-verstimmt gegenüber des $5S_{1/2}(F = 3) \rightarrow 5P_{3/2}(F' = 3)$ Überganges. Dasselbe Laserfeld ist blau verstimmt für Atome im $5S_{1/2}F = 2$ Grundzustand mit einer Verstimmung von $\Delta\nu_3 = \Delta_{HFS} - \Delta\nu_2$ in Bezug zum $5S_{1/2}(F = 2) \rightarrow 5P_{3/2}(F' = 3)$ Übergang (mit Δ_{HFS} der Hyperfeingrundzustandsaufspaltung)(siehe Abb. 4.10 (a)).

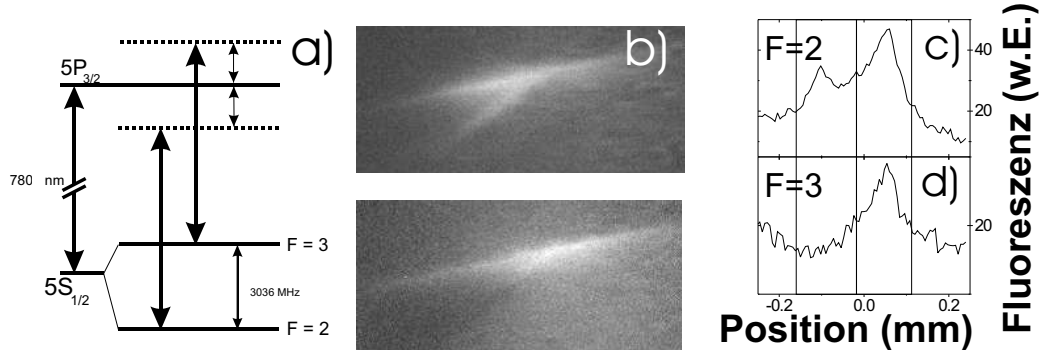


Abbildung 4.10: (a) Realisation eines zustandsselektiven Potentials durch Verstimmen eines zusätzlichen Laserstrahls um etwa die Hälfte der Hyperfeingrundzustandsaufspaltung rot zum Übergang $5S_{1/2}(F = 2) \rightarrow 5P_{3/2}(F' = 3)$. (b) Fluoreszenzaufnahmen eines realisierten zustandsselektiven Strahlteilers für ^{85}Rb Atome. In (c),(d) sind Querschnitte der Atomverteilungen nach Propagation durch den zustandsselektiven Strahlteiler dargestellt. (c) Atome im Zustand $5S_{1/2}(F = 2)$ propagieren ungestört durch den Strahlteiler. Die Atome gelangen in beide Ausgangsarme. (d) Atome im Zustand $5S_{1/2}(F = 3)$ können nicht in den Ausgangsarm mit dem zusätzlichen Potentialwall propagieren.

Der zustandsselektive Teilungsprozess

Das zustandsselektive Aufspalten für einen Strahlteiler für geführte Atome wird in Abb. 4.10 (b) und (c) gezeigt. Für Atome im $5S_{1/2}(F = 2)$ Zustand ist die Propagation durch den Strahlteiler ähnlich zu Abb. 4.8 (b). Die Atome propagieren bis zum Schnittpunkt und teilen sich dort in die beiden Ausgangsarme auf. In einem Ausgangsarm ist nun zusätzlich ein zustandsselektives Potential eingebracht. Dies wirkt auf diese Atome wie eine zusätzliche Vertiefung im Potential und somit ähnlich einem Phasenschieber. Die Atome können in beide Ausgänge des Teilers propagieren (Abb. 4.10 (c)). Atome im Zustand $5S_{1/2}(F = 3)$ können nicht in den Ausgangsarm mit dem zusätzlichen Potential propagieren. Für den $5S_{1/2}(F = 3)$ Zustand ist das zusätzliche Lichtfeld blau-verstimmt und bildet einen Potentialwall (Abb. 4.10 (d)). Um sicherzustellen, dass alle Atome während des Aufteilungsvorganges im Zustand $5S_{1/2}(F = 3)$ sind wurde im Experiment zusätzlich ein Rückpumpulaser

resonant zum Übergang $5S_{1/2}(F = 2) \rightarrow 5P_{3/2}(F' = 3)$ eingestrahlt.

Präpariert man die Atome in einer Superposition aus den beiden Hyperfeingrundzuständen vor dem Kreuzungspunkt des Strahlteilers, so ist die Aufteilung in die beiden Arme auch durch den internen Zustand des Atoms gegeben. Für den Zustand $5S_{1/2}(F = 3)$ ist die Propagation durch den Strahlteiler allein durch den internen Zustand gegeben. Hingegen ist der Aufteilungsprozess für Atome im Zustand $5S_{1/2}(F = 2)$ abhängig von den externen Freiheitsgraden und nicht durch den internen Zustand bestimmt. Dies führt zu einer Abnahme im Kontrast des Interferenzsignals bei einer geschlossenen Struktur, dennoch sollte es mit diesem System möglich sein, robuste, kompakte atomare Strahlteiler für geführte Atome herzustellen, die auf internen atomaren Zuständen basieren.

4.4 Interferometerstrukturen für geführte Atome

Wie nachfolgend beschrieben, wurden experimentell zwei Strukturen für integrierte Interferometerkonfigurationen für geführte Atome demonstriert: eine Mach-Zehnder- (Abb. 4.11, 4.12, 4.13) und eine Michelson-Struktur (Abb. 4.14).

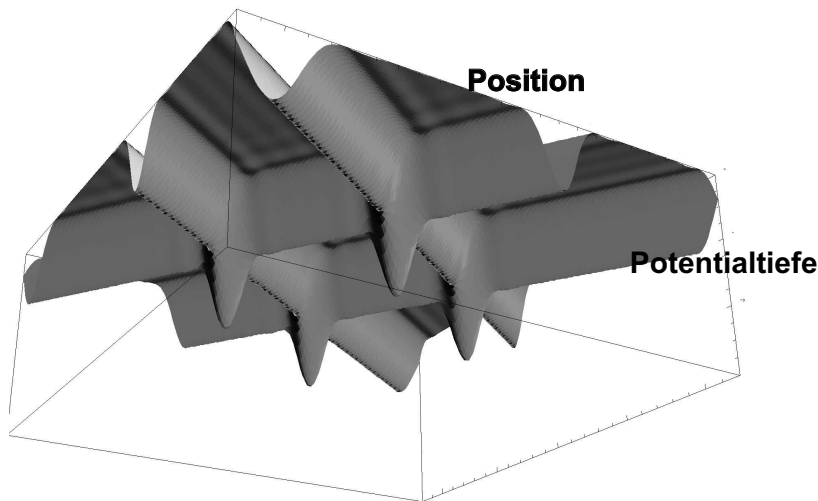


Abbildung 4.11: Potentialverlauf einer Mach-Zehnder-Interferometerstruktur, die aus der Überlagerung zweier zueinander gedrehter Zylinderlinsenarrays resultiert.

Realisation einer Mach-Zehnder-Interferometerstruktur für geführte Atome

Eine Mach-Zehnder-Struktur kann mit den verwendeten Zylinderlinsenarrays realisiert werden, indem zwei Linsenarrays so wie zuvor beim Strahlteiler kombiniert wurden. Beleuchtet man nun mehrere Zylinderlinsen auf den Substraten, werden mehrfache X-förmiger Strahlteiler erzeugt, die untereinander mit Wellenleitern verbunden sind. In Abb. 4.12 wird die so entstehende vielfache Rautenstruktur direkt aus der MOT mit Atomen geladen.

Ein Satz von vier der untereinander verbundenen Strahlteilern ergibt das Grundgerüst einer Mach-Zehnder-Struktur. Die zusätzlichen Ein- und Ausgangsarms bieten die Möglichkeit für eine komplexe Interferometerstruktur mit mehrfachen Wegen, bzw. für ineinander geschachtelte Einzel-Interferometer, um z.B. die Sensitivität dieses Systems zu erhöhen.

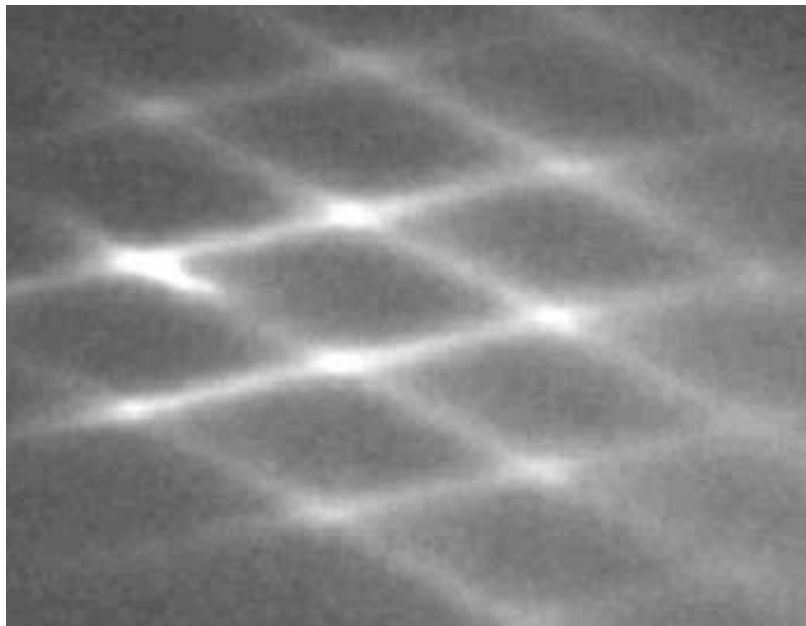


Abbildung 4.12: *Rubidium Atome geladen aus der MOT in die Struktur eines Vielstrahl-Interferometers. Diese wurde durch Kombination zweier Arrays zylindrischer Mikrolinsen erzeugt.*

Propagation von Atomen durch eine Mach-Zehnder-Struktur

In Abb. 4.13 wird die Atompropagation durch eine Mach-Zehnder-Struktur für geführte Atome gezeigt. Einer der Eingangsarms wird mit Atomen aus

einer einzelnen Dipolfalle geladen (Abb. 4.13 (a)). Die Atompakete propagieren zum ersten Kreuzungspunkt und spalten sich in die nachfolgenden beiden Arme auf (Abb. 4.13 (b)). An den folgenden Kreuzungspunkten spalten die Atompakete nun in vier Wege auf (Abb. 4.13 (c)). Zwei dieser Wege treffen sich am 4. Kreuzungspunkt wieder (Abb. 4.13 (d)) und bilden die Struktur eines Mach-Zehnder-Interferometers. Diese hier beschriebene Mach-Zehnder Struktur hat eine Fläche von $0,3 \text{ mm}^2$, mit einer Gesamtgröße des Systems von unter 1 mm^2 . Darin sind die geschlossene Struktur, die Eingangsarme, wie auch die Ausgangsarme enthalten. Durch diese kleinen Dimensionen sollte eine kompakte Implementierung solcher Strukturen in Messsysteme möglich sein.

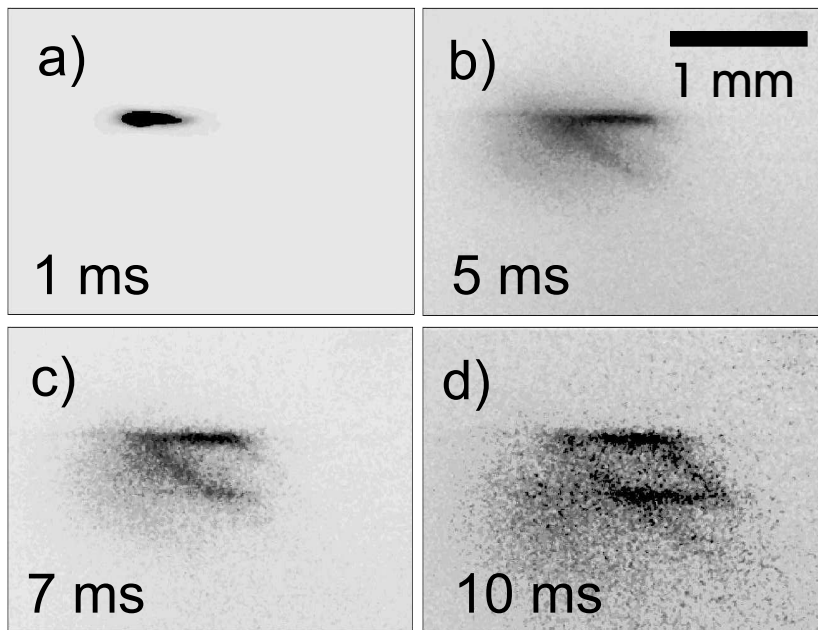


Abbildung 4.13: Zeitentwicklung der atomaren Propagation durch eine Mach-Zehnder-Interferometerstruktur. (a) Die Atome werden aus einer einzelnen Dipolfalle geladen. (b) Sie werden durch den Eingangsstrahlteiler in zwei Arme aufgespalten und propagieren entlang zwei verschiedener Wege zum Ausgangsstrahlteiler (c), (d)

Dies ist die erste experimentelle Demonstration einer Interferometerstruktur basierend auf geführten Atomen, die für die Atominterferometrie verwendbar ist. In numerischen Simulationen [Kreu03] konnte demonstriert werden, dass für typische experimentelle Bedingungen kohärentes Aufteilen von Materiewellen an den Kreuzungspunkten und Materiewelleninterferenz an den Ausgängen erzielt werden sollte. Als wichtiges Resultat ergab sich: Bei einer Variation der relativen Phase zwischen den beiden Wegen einer

Mach-Zehnder-Struktur resultiert dies in einer relativ zueinander periodischen Schwankung der Atomzahl in den Ausgangsarmen [Kreu03]. Dies ist ein Indiz für die zu erwartenden Interferenzsignal einer solchen Interferometerstruktur.

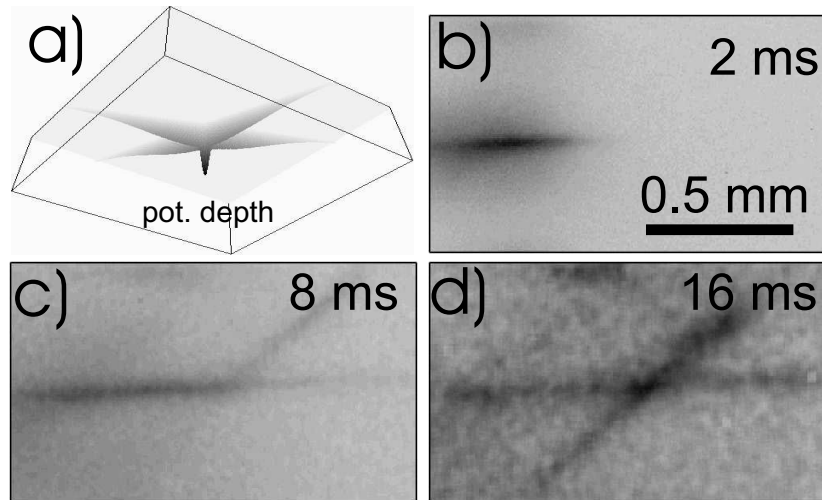


Abbildung 4.14: Konfiguration einer Michelson-Interferometerstruktur. (a) Potentialverlauf dieser Struktur. (b) Die Atome werden aus einer einzelnen Dipolfalle in die Struktur geladen. (c) Am Kreuzungspunkt werden sie in die zwei Arme aufgeteilt. (d) Die Atome laufen zurück und propagieren nun auch in den Ausgangsarm.

Realisation einer Michelson-Interferometerstruktur für geführte Atome

In einem ähnlichen Aufbau konnte auch eine Michelson-Interferometerstruktur demonstriert werden. Dazu wurden die Linienfokusse zweier Mikrozyklindern in einer Standard X-Strahlteilerkonfiguration gekreuzt. Den Linienfokussen ist in longitudinaler Richtung ein gaußsches Intensitätsprofil aufgeprägt. Beide Linienleiter haben ihr Potentialminimum am Kreuzungspunkt (Abb. 4.14 (a)).

Propagation von Atomen durch eine Michelson-Struktur

Abb. 4.14 (a)-(d) zeigt die Propagation von Atomen durch eine Michelson-Interferometer-Struktur. Die Atome werden in einem der Arme nah am Rand des Potentialtopfes geladen (b). Durch den Gradienten werden die Atome in Richtung des Kreuzungspunktes beschleunigt. Am Kreuzungspunkt spalten sie sich in die beiden nachfolgenden Arme auf (c). Durch die nun positive

Steigung des Potentials entlang der Ausbreitungsrichtung nimmt die mittlere Geschwindigkeit der Atome ab. Sie ändern ihre Propagationsrichtung und bewegen sich nun wieder auf den Kreuzungspunkt zu. Am Kreuzungspunkt spalten die Atome wieder auf und ein Teil der Atome geht in den vierten Arm (“Ausgangsarm”) der Michelson Struktur (d). Die Oszillationsfrequenz entlang der longitudinalen Richtung ist wesentlich geringer als die in transversaler Richtung. Hierdurch ist eine adiabatische Ausbreitung der Atome durch die Struktur erzielbar.

Die mikrooptischen Systeme, die hier realisiert wurden, stellen die ersten Schritte zur Verkleinerung von atominterferometrischen Bauelementen dar. Aufbauend auf diesen Komponenten sollte es möglich sein ein breites Spektrum an praktischen Einsatzmöglichkeiten solcher System zu schaffen.

4.5 Eigenschaften der Interferometerstrukturen

In der vorgestellten Mach-Zehnder-Interferometerstruktur können Atome kohärent geführt werden. Die Potentialmulde an den Kreuzungspunkten der Linienleiter muss kompensiert werden, um das Aufspalten möglichst kohärent zu machen. Zudem wird bei einer tiefen Potentialmulde ein großer Teil des atomaren Wellepaketes am Kreuzungspunkt reflektiert und propagiert nicht in die Interferometerstruktur.

Abhängigkeiten des Aufteilungsverhältnisses am Strahlteiler

Das Aufteilungsverhältnis am Strahlteiler ist abhängig von der Anfangsgeschwindigkeit der Atome. Numerische Rechnungen zeigen bei Vergrößern des Impulses des atomaren Wellepaketes verringert sich die Wahrscheinlichkeit, dass Atome nach dem Aufteilungsprozess in dem zu den Eingangsarm gekreuzten Linienleiter zu finden sind. Ein Erklärungsansatz ist, dass bei geringen Geschwindigkeiten sich die Atome länger im Kreuzungsbereich aufhalten und dadurch die Tunnelwahrscheinlichkeit zwischen den beiden Linienleitern steigt.

Auch der Winkel zwischen den beiden Linienleitern, die den Strahlteiler formen, ist entscheidend für das Aufteilungsverhältnis. Hier kommt der selbe Mechanismus, wie eben beschrieben, zum Tragen. Durch Verkleinern des Winkels vergrößert sich der effektive Kreuzungsbereich und somit wird die Aufenthaltsdauer der Atome, bei konstanter Geschwindigkeit, im Kreuzungsbereich erhöht. Des weiteren ist das Aufteilungsverhältnis auch vom Impulsübertrag beim Wechseln in den gekreuzten Linienleiter abhängig.

Entscheidend für das Aufspaltungsverhältnis ist neben den beschriebenen Parametern des Strahlteilers und Impuls der Atome auch der radiale Vibrationszustand der Atome in dem Linienleiter. Für fixe Winkel und Impuls existiert für einen bestimmten Vibrationszustand ein Maximum in der Wahrscheinlichkeit für die Atome nach dem Kreuzungsbereich in den zum Eingangsbereich gekreuzten Linienleiter zu propagieren. Je geringer der Winkel der Linienleiter zueinander, bzw. je geringer der Impuls der Atome, desto geringer ist das Vibrationsniveau, bei welchem eine maximale Aufteilung erreicht wird [Kreu03].

Betrachtung der Rotationssensitivität

Wird ein ideales Atominterferometer angenommen, so ist die Sensitivität für Rotationsmessungen gegeben durch

$$\Delta\Omega = \frac{1}{\sqrt{N_{\text{Atome}}}} \left(\frac{\partial \Delta\Phi_{\text{rot}}}{\partial \Omega} \right) \quad (4.1)$$

mit N_{Atome} der Anzahl der Atome die zum Interferenzsignal beitragen. Der Phasenunterschied der beiden Wellen am Ausgang $\Delta\Phi_{\text{rot}}$ ist gegeben durch $\Delta\Phi_{\text{rot}} = \frac{2m\Omega A}{\hbar}$. A bezeichnet die eingeschlossene Fläche und Ω ist die Rotationsgeschwindigkeit. In dem beschriebenen Experiment werden typischerweise 10^4 Atome aus der Lade-Dipolfalle in die Interferometerstruktur umgeladen. Die numerischen Simulationen zeigen, dass zum Interferenzsignal etwa 4% der Atome beitragen. Die hier realisierte eingeschlossene Fläche ist 0.3 mm^2 . Daraus folgt eine Sensitivität für eine Einzelmessung von $\Delta\Omega = 6 \times 10^{-5} \frac{\text{rad/s}}{\sqrt{\text{Hz}}}$. Das bisher am weitesten entwickelte Atominterferometer [Gust00] erreicht eine Sensitivität von $\Delta\Omega = 6 \times 10^{-10} \frac{\text{rad/s}}{\sqrt{\text{Hz}}}$ und demonstriert somit das enorme Potenzial von atomaren Interferometern. Die Hauptunterschiede zu diesem 2 m langen Interferometer liegen in der größeren eingeschlossenen Fläche von 22 mm^2 und des höheren Fluss von 6×10^8 Atomen/s. Die Laderate kann in der hier diskutierten Interferometerstruktur erhöht werden, indem das Interferometer direkt und kontinuierlich aus der MOT geladen wird. Der Anteil, der zur Interferenz beitragenden Atome, wird zusätzlich durch eine abgeschlossene Struktur erhöht, d.h. dass die beiden Strahlteiler die zur Umlenkung der Atome dienen durch einen gekrümmten Linienleiter ersetzt werden können (Abb. 4.18). Darüberhinaus handelt es sich bei dem hier vorgestellten Interferometer um einen Prototyp, der noch erheblich weiterentwickelt werden kann. Der enorme Vorteil eines Interferometers mit geführten Atomen ist, dass in kompakter Form, große eingeschlossene Flächen realisierbar sind. Hieraus ergibt sich sofort eine Steigerung der Sensitivität um mehrere Größenordnungen gegenüber Interferometern mit freien Atomen, zugrundeliegend einer vorgegebenen Größe für den Gesamtaufbau. Prinzipiell sind die

Anwendungen für die hier vorgestellten Strukturen zu sehen in kompakten und robusten Aufbauten für die Sensorik. Atominterferometer, die das absolute Limit der Rotationssensitivität anstreben, wie z.B. in [Gust00] werden wegen geringer Störeinflüsse auch weiterhin Geometrien mit freien Atomen, eventuell sogar in Mikrogravitation, vorbehalten sein.

Bei den bisherigen Betrachtungen wurden mögliche Störeffekte ausser Betracht gelassen, wie sie z.B. durch Schwankungen der Potentiallage oder -tiefe der Interferometerstruktur hervorgerufen werden können. Eine weitere Beschränkung optischer Interferometerstrukturen für geführte Atome sind Dekohärenzprozesse, verursacht durch die inkohärente Kopplung an das Lichtfeld.

4.6 Dekohärenzuntersuchungen an kohärenten Bewegungszuständen atomarer Wellenpakete in optischen Dipolpotentialen

Experimentelle Realisation

Zur Untersuchung von kohärenten Bewegungszuständen in optischen Dipolpotentialen wird in den hier vorgestellten Arbeiten ein eindimensionales optisches $\text{lin} \perp \text{lin}$ Gitter benutzt [Buch00b, Buch01]. Optische Gitter sind periodische Dipolfallen erzeugt durch Interferenz mit mehreren Laserstrahlen [Jess96, Meac98, Guid99]. In einem solchen System können Atome in den Dipolpotentialen gefangen und in tiefe Vibrationszustände gekühlt werden [Gatz97]. Das hier beschriebene System eignet sich hervorragend zur Untersuchung atomarer Wellenpaketbewegungen in optischen Potentialen.

Experimentelle Sequenz

Eine typische experimentelle Sequenz beginnt durch das Laden einer MOT mit ^{85}Rb Atomen. Diese werden nach einer Melassen-Phase in das optische Gitter umgeladen. Die Intensitäten der Gitterstrahlen reichen bis zu $I=60\text{mW}/\text{cm}^2$ und typische Verstimmungen liegen zwischen 2 und 10 Linienbreiten rot bezüglich des $5S_{1/2}(F=3) \rightarrow 5P_{3/2}(F'=4)$ Überganges der D2-Linie (Linienbreite $\Gamma=6$ MHz). Der Strahldurchmesser wird groß relativ zur Atomverteilung gewählt, so dass die Strahlintensität nur gering über der atomaren Wolke variiert. Nach einer Sisyphuskühlzeit von 1-2 ms wird das Potential nicht-adiabatisch verschoben. Dies geschieht durch Verändern der relativen Phasenbeziehung der beiden Gitterstrahlen zueinander mittels eines elektrooptischen Modulators. Dadurch werden die atomaren Wellenpakete zu Oszillationen in den Dipolpotentialen angeregt [Kozu96, Rait97, Goer97,

Rait97a]. Diese Bewegung kann durch die Photonenumverteilung zwischen den beiden Gitterstrahlen detektiert werden.

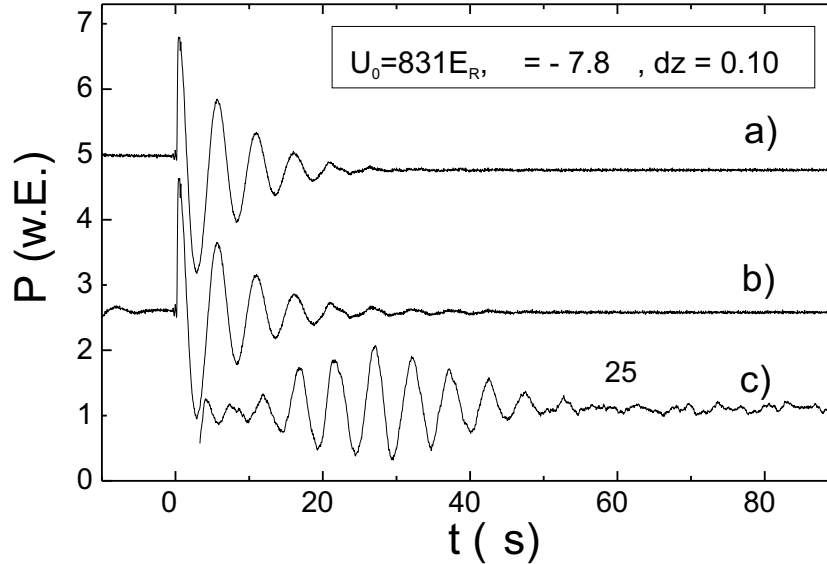


Abbildung 4.15: Signal der Leistungsdifferenz in den beiden Gitterstrahlen hervorgerufen durch Oszillation der Atome in den Potentialtöpfen. Dargestellt sind die Oszillationen nach dem zweiten Verschieben nach Δt . (a) Wellenpaketoszillation ohne Echo. ($\Delta t = 108 \mu\text{s}$) Diese Kurve dient als Referenzkurve, wegen der vollständigen Dekohärenz. (b) Wellenpaketoszillationen mit Echo für $\Delta t = 32 \mu\text{s}$. (c) Hier ist die Differenz zwischen den beiden Kurven vergrößert dargestellt. Das Wellenpaketecho ist deutlich zu erkennen

Ursachen zur Abnahme der angeregten Oszillation

Die angeregte Oszillation nimmt aufgrund zweier Mechanismen ab. Der erste hier interessierende ist die Dekohärenz durch spontanes Streuen von Photonen [Kozu96, Rait97, Goer97, Rait97a, Rudy97, Ejni97, Rait98, Mors00]. Der andere, hier dominierende Mechanismus ist gegeben durch die Anharmonizität des Gitterpotentials. Dadurch kommt es zu einer Dephasierung der atomaren Wellenpaketoszillation. Um dennoch auf die spontanen Prozesse rückschließen zu können wird die Dephasierung umgekehrt.

Wiederkehr der atomaren Oszillationsbewegung

Dies geschieht, indem ein zweites Mal die Gitterpotentiale nicht-adiabatisch verschoben werden. Dadurch werden die atomaren Wellenpakete wieder zum

Oszillieren angeregt. Auch diese Oszillation klingt aufgrund der Dephasierung und spontaner Prozesse ab. Jedoch tritt nach einer bestimmten Zeit ein Echo der Oszillationen auf [Bula98]. Der Zeitpunkt, zu dem die teilweise Wiederkehr der Oszillationen nach dem zweiten Anregen auftritt, ist durch die Zeitdifferenz zwischen dem ersten und dem zweiten Anregen der Wellenpaketoszillationen (Δt) gegeben.

Kohärenzzeit der atomaren Bewegung

Mit dieser Methode lässt sich die Kohärenzzeit der atomaren Bewegung in diesen Dipolpotentialen bestimmen. In Abb. 4.16 ist gezeigt, wie mit fortschreitender Zeit $2\Delta t$ die Echoamplitude exponentiell abnimmt. Dies ist das zu erwartende Verhalten, wenn der Verlust der Dekohärenz durch spontane Streuprozesse mit einer konstanten Rate Γ_{sc} gegeben ist. Ein exponentieller Fit der Daten ergibt eine $1/e$ Zerfallszeit von $\tau_2 = 27(\pm 3)\mu s$ für die gewählten experimentellen Parameter.

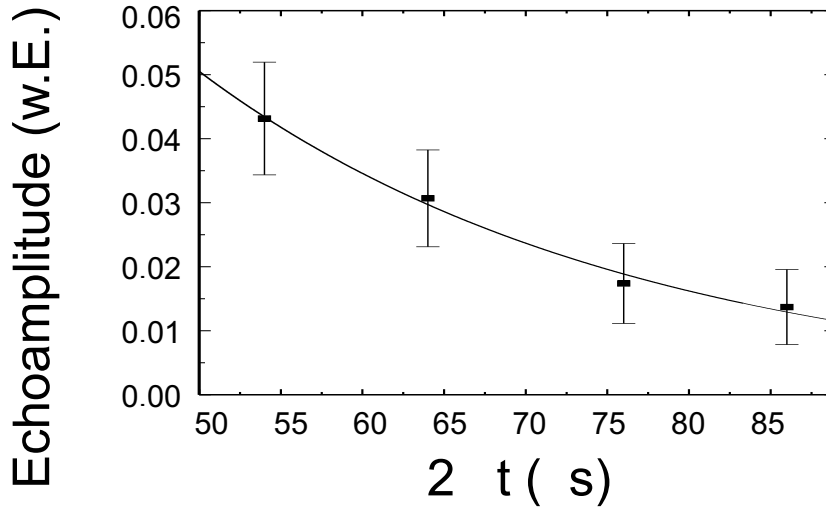


Abbildung 4.16: Abhängigkeit der Echoamplitude von (Δt) . Die Kurve ist ein exponentieller Fit an die Datenpunkte und ergibt eine Kohärenzzeit von $\tau_2 = 27(\pm 3)\mu s$ für die gewählten experimentellen Parameter.

Bezug von Kohärenzzeit zur Photonenstreuzeit

Das Auswerten der Echoamplituden ermöglicht eine quantitative Bestimmung des Verhältniss zwischen der Kohärenzzeit der Bewegungszustände τ_2 und der Photonenstreuzeit $\tau_{sc} = 1/\Gamma'$. Für den Datensatz in Abb. 4.16 ist die Photonstreuzeit gegeben mit $\tau_{sc} = 0.4(\pm 0.04)\mu s$. Daraus ergibt sich, dass während der Kohärenzzeit 68 ± 10 Photonen gestreut werden.

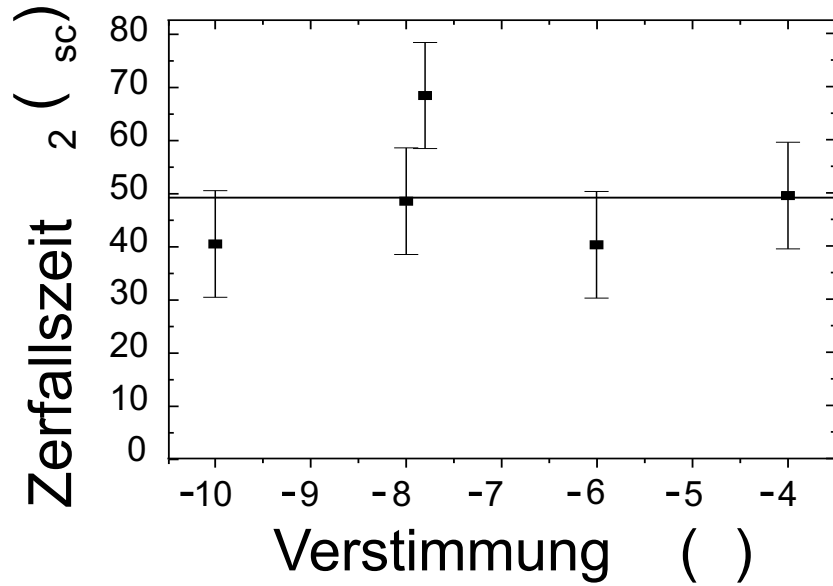


Abbildung 4.17: Kohärenzzeit in Einheiten der spontanen Photonenstreuzeit als Funktion der Gitterverstimmung. Der aus den Datenpunkten gemittelte Wert von τ_2 ergibt sich $\bar{\tau}_2 = 49(\pm 7)\tau_{sc}$.

In Abb. 4.17 wurde eine Serie von Messungen, ähnlich denen in Abb. 4.16, für Verstimmungen zwischen -10Γ und -4Γ ausgewertet. Es wurden Kohärenzzeiten im Bereich von $40 \tau_{sc}$ bis $68 \tau_{sc}$ gefunden. Daraus folgt ein Mittelwert von $\bar{\tau}_2 = 49(\pm 7)\tau_{sc}$. Dieser Wert ist unabhängig von der Verstimmung. Dieses Resultat zeigt, dass die Kohärenzzeit der atomaren Wellenpaketbewegungen τ_2 proportional der spontanen Streuzeit τ_{sc} ist. Damit jedoch die Kohärenz der atomaren Bewegung zerfällt muss eine Vielzahl an Photonen gestreut werden.

Kohärenzzeit in Linienleitern

Die Interferometerstrukturen, die in diesem Kapitel untersucht wurden, basieren großteils auf den externen Bewegungszuständen von atomaren Wellenpaketen. Die hier dargestellten Messungen legen nahe, dass ein solcher kohärenter externer Bewegungszustand robust gegenüber spontanen Streuergebnissen ist. Die beobachteten Unterdrückungen in optischen Gittern können auf die starke Lokalisation ($z_{rms} = \lambda/18$) der Atome in dem optischen Gitter zurückgeführt werden. Ein Großteil der Photonen werden elastisch gestreut. Die Rate der inelastisch gestreuten Photonen ist für diese starke Lokalisation der Atome deutlich kleiner als die spontane Streurrate Γ_{sc} und gegeben durch $\Gamma' = \eta^2 \times \Gamma_{sc}$, wobei $\eta = 2\pi z_{rms}/\lambda$ der Lamb-Dicke-Parameter ist

[Cour92, Dick53].

Für eine optimierte Interferometerstruktur mit einer radialen Strahltaile von $1\ \mu\text{m}$ und einer Potentialtiefe von $1\ \text{mK}$ erhält man eine Ausdehnung des Grundzustandes in radialer Richtung von $24\ \text{nm}$ und in axialer (Laserstrahl-) Richtung von $58\ \text{nm}$. Dies führt mit dem Lamb-Dicke-Parameter zu einer Unterdrückung der spontanen Prozesse mit einem Faktor 0.21 .

Kohärenzzeit in Mikrofallen

Die hier beschriebenen Prozesse verlängern die durch spontane Streuprozesse gegebene Kohärenzzeit externer Bewegungszustände. Dieser Kohärenzerhalt ist auch für die Quanteninformationsverarbeitung von fundamentalem Interesse, im speziellen für die Implementierung von Quantengattern basierend auf externen atomaren Bewegungszuständen, wie im vorherigen Kapitel diskutiert. Durch die starke Lokalisation der Atome im Grundzustand für ein optimiertes Mikrolinsen System, können ähnlich Unterdrückungsfaktoren erreicht werden wie im optischen Gitter beobachtet. Somit kann die kohärente Speicherzeit von atomaren Qubits gesteigert werden.

4.7 Ausblick und Diskussion

In diesem Kapitel wurden Strahlteiler und Interferometerstrukturen für geführte neutrale Atome vorgestellt. Numerische Simulationen [Kreu03] zeigen, dass mit geeigneter Parameterwahl das Führen und Aufteilen der Atome in der Mach-Zehnder-Interferometerstruktur unter Erhalt der atomaren Kohärenz geschieht.

Optimierte Interferometer-Geometrien

Basierend auf den hier erhaltenen Ergebnissen wird ein optimierte Mach-Zehnder-Interferometergeometrie entwickelt. Die in dieser optimierten Geometrie verwendeten zylindrischen Mikrolinsen sollen eine hohe numerische Apertur aufweisen, so dass die radiale Größe des Fokus $1\ \mu\text{m}$ beträgt. Mit einem solchen schmalen Fokus können Vibrationsfrequenzen erreicht werden die in axialer (Laserstrahl-) Richtung vergleichbar mit der Rückstoßfrequenz ($\omega_R = 2\pi \times 3.8 \times 10^3\ \text{s}^{-1}$ für Rubidium) und in radialer Richtung weit darüber sind. Dadurch ist das Vibrationsspektrum spektroskopisch auflösbar und Seitenbandkühlung, zum Kühlen der Atome in den Grundzustand des Wellenleiters ist implementierbar. Single-Mode-Führung mit einer genügend geringen Anregungswahrscheinlichkeit in höhere Vibrationszustände und zudem geringen spontanen Streuraten ist mit einem solchen mikrostrukturierten System erreichbar.

Aufgrund der Flexibilität des Fertigungsprozesses können gekrümmte zylindrische Mikrolinsen hergestellt werden. Eine weiterentwickelte Interferometerstruktur basiert auf zwei gekrümmten zylindrischen Mikrolinsen, wie in Abb. 4.18 dargestellt.

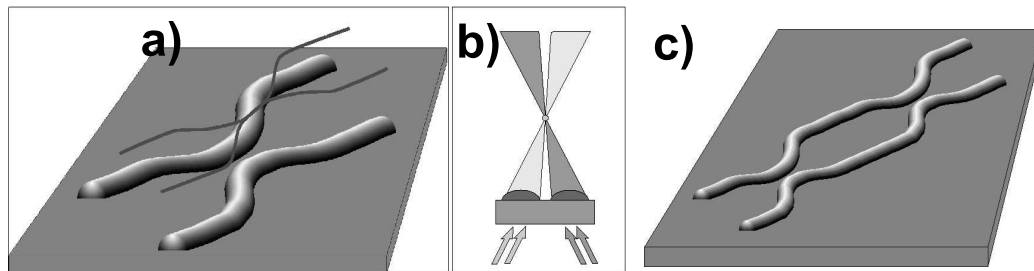


Abbildung 4.18: (a) Mikrostrukturierte Zylinderlinsen können nahezu beliebig geformt werden. Hier ist eine Strahlteilerstruktur dargestellt. (b) Beleuchtet man diese Struktur mit zwei Laserstrahlen unter einem kleinen Relativwinkel, kann man die Fokuslinien überlappen. (c) Aus der Kombination zweier Strahlteiler ergibt sich eine optimierte Mach-Zehnder-Struktur.

Die beiden Mikrolinsen werden unter verschiedenen Winkeln beleuchtet. Das resultiert in einem Verschieben der Fokusse gegenüber der Linsenmitte. Bei geeigneter Wahl der Winkel überlappen sich die Fokuslinien an den Kreuzungspunkten des Interferometers. Ist die Unterseite des Substrat zudem mit einem Graufilter beschichtet, der die erhöhte Intensität am Kreuzungspunkt ausgleicht, ändert sich dort der Vibrationszustand des im Interferometer geführten atomaren Wellenpaketes nicht. Durch das Angleichen des Potentials am Kreuzungspunkt werden Quantenreflektionen vermindert, und nahezu das gesamte präparierte atomare Ensemble kann die Interferometerstruktur passieren. Der Potentilaverlauf der ein- und auslaufenden Arme nah des Kreuzungsabschnittes wird so gewählt das eine 50/50 Aufteilung in die beiden Interferometerarme erreicht wird.

Kombination der Linienleiter mit Mikrofallen

Eine andere Anwendung, die sich aus den hier untersuchten Systemen ergibt, ist die Kombination der optischen Linienleiter mit den Mikrofallen, wie sie im vorherigen Kapitel beschrieben wurden. Durch eine solche Kombination können in einfachster Weise Fallen miteinander verbunden werden und atomare Qubits durch einen Linienleiter von einem Registerplatz zu einem nächsten transportiert werden. Hierdurch kann einer der beiden zusätzlichen Punkte aus der Liste von DiVincenzo [DiVi00] erfüllt werden.

Diskussion zur Implementierung minaturisierter Leiterstrukturen

In den vorangegangenen Abschnitten wurde gezeigt, dass mit mikrooptischen Elementen eine Vielzahl von Konfigurationen mit Anwendungen in der Atomoptik und Atominterferometrie zu realisieren sind. Ein großer Vorteil gegenüber anderen Technologien (z.B. Magnetstrukturen) liegt in der Nutzung optischer Methoden. In der Atomoptik basieren die anfängliche Präparation, die Manipulation der Atome während sie durch die Struktur propagieren und das Auslesen der Interferenzsignale auf optischen Methoden. Daher ist die hier vorgestellte Anwendung von mikrooptischen Komponenten in der Atomoptik, im speziellen in der Atominterferometrie, die kanonische Erweiterung bereits bestehender experimenteller Techniken in das Mikroregime. Ein weiterer Vorteil gegenüber alternativen Zugängen zur Mikrostrukturierung besteht in der Tatsache, dass in den mikrostrukturierten magnetischen und elektrischen Strukturen [Hind99, Folm00, Muel00, Dekk00, Haen01, Enge02] die Atome sich sehr nahe (typischerweise 1-100 μm) an metallischen Oberflächen, auf Raumtemperatur, befinden. Dies ist nötig um die großen Potentialtiefen zu erreichen, die für die verfolgten Anwendungen gebraucht werden. Wie in [Henk99, Henk01, Henk02] berechnet, kann dies aufgrund der Kopplung der Atome an fluktuierende magnetische Felder in der Nähe der Oberfläche zu erheblich reduzierten Fallen- und Kohärenzzeiten führen. Desweiteren wurde eine Strukturierung des Magnetfeldes nahe der Oberfläche beobachtet. Dies hat z.B. zur Folge, dass Bose-Einstein-Kondensate in diesen Strukturen fragmentieren und es zu einem Verlust der externen Kohärenz beim Durchlaufen einer solchen Geometrie kommt. Im Falle mikrooptischer Komponenten scheinen diese Probleme vernachlässigbar zu sein, da für Dielektrika wie z.B. Quarzglassubstrate der Einfluss magnetischer Fluktuationen erheblich reduziert ist und der Abstand der Atome von der Oberfläche bei vergleichbaren Potentialtiefen wesentlich größer ist (typischerweise einige hundert μm).

Ein fundamentaler Nachteil optischer Strukturen sind Kohärenzverluste aufgrund der spontanen Streuung von Photonen, die durch Vergrößerung der Verstimmung nur im Rahmen der verfügbaren Laserleistung reduziert werden können. Jedoch gibt es bei genügend starker Lokalisation der Atome in den Fallenpotentialen Mechanismen, welche die inelastische Streuung von Photonen unterdrücken.

Erzeugung und Speicherung eines spinpolarisierten atomaren Ensembles in einer zirkular polarisierten Dipolfalle

Die Erzeugung und Speicherung eines spinpolarisierten atomaren Ensembles in einer stark einschließenden, optischen Falle mit schnellen Schaltzeiten im Vergleich zu magnetischen Fallen, ist für viele physikalische Fragestellungen von fundamentalem Interesse. Mit einem solchen System können z.B. Präzisionsexperimente, wie magnetische Resonanz-Experimente mit hoher Energieauflösung oder die Suche nach dauerhaften elektrischen Dipolmomenten, durchgeführt werden [Khri97, Corw99, Roma99]. Des Weiteren können diese Systeme als zustandsselektive Potentiale in der QIV (Abschnitt 3.4.1) und in der Atominterferometrie (Abschnitt 4.3) eingesetzt werden.

Eine solche Falle konnte hier realisiert und untersucht werden (Abschnitt 5.3): Durch zirkulare Polarisation des Fallenlichtes und geeignete Wahl der Laserwellenlänge kann erreicht werden, dass nur ein magnetischer Unterzustand in dem Dipolpotential gebunden wird (Abschnitt 5.1). Diese so erzeugte Falle muss mit einer Transferfalle geladen werden. Der Umladeprozess wird in Abschnitt 5.2 betrachtet.

Neben den aufgeführten Anwendungen ist dieser Fallentyp ein vielversprechender Kandidat für die Implementierung von neuen Kühlmethoden. Ein Sisyphuskühlmechanismus konnte an einer zirkular polarisierten Falle demonstriert werden [Mill02]. Diese Falle eignet sich im speziellen zur evaporativen Kühlung der Atome. Es kann ähnlich wie in Magnetfallen eine energie selektive RF-Evaporation zwischen den Zeeman-Unterzuständen durchgeführt werden, jedoch mit den Vorteilen sehr hoher Fallenfrequenzen des

optischen Dipolpotentials und hoher Anfangsdichten bei geringen Temperaturen (Abschnitt 5.4, siehe auch [Mill02]). Zusätzlich wurde hier ein schon erfolgreich eingesetzter Zugang zur evaporativen Kühlung in Dipolfallen untersucht [Barr01, Gran02]. In anderen Experimenten konnte durch Verringern der Fallenpotentiale in einer gekreuzten Dipolfalle ein Bose-Einstein-Kondensat erzeugt werden [Barr01]. Hierbei stellten sich die Startbedingungen als essentiell zur erfolgreichen Evaporation heraus, im speziellen die geringe Anfangstemperatur des atomaren Ensembles. In unserem Experiment konnten vergleichbare Parametersätze mit entsprechend geringen Temperaturen beobachtet werden (Abschnitt 3.2). Dies legt nahe, eine mögliche Implementierung des beschriebenen evaporativen Kühlmechanismus für eine im Experiment realisierbare Dipolfalle zu diskutieren (Abschnitt 5.4).

5.1 Eigenschaften einer zirkular polarisierten optischen Dipolfalle

Potentialverlauf einer zirkular polarisierten Dipolfalle

Die bisherigen Arbeiten wurden mit einer linear polarisierten Dipolfalle durchgeführt. Das auf die Atome wirkende Dipolpotential ist in dieser Falle unabhängig vom Spin (magnetischer Zeeman-Unterszustand) des Grundzustandes mit der Annahme, dass die Verstimmungen groß gegenüber der Hyperfeinstrukturaufspaltung der angeregten Niveaus sind. Diese Energieentartung wird aufgehoben durch eine zirkular polarisierte Dipolfalle. Die Energieabstände der Spin-Zustände sind am größten, wenn die Frequenz des Lichtfelds zwischen der D1 und der D2 Linie liegt (vergleiche Gl. 2.14). Das Laserfeld gibt eine Quantisierungsachse vor und wirkt wie ein "fiktives" magnetisches Feld [Cohe72]. Das Potential lässt sich mit Gleichung 2.14 berechnen. In Abb. 5.1 ist ein Schnitt durch den Potentialverlauf einer zirkular polarisierten Dipolfalle für den $5S_{1/2}$ ($F=3$) Zustand mit den m_F Zeeman-Unterszuständen dargestellt. Der angenommene Parametersatz entspricht einer typischen experimentellen Situation. Die Laserwellenlänge beträgt 791 nm, die Leistung 270 mW. Die Strahltaile entspricht $25 \mu\text{m}$. Für den Zustand $F=3$, $m_F = 3$ ergibt sich eine Potentialtiefe von $U_0/k_B = 0.67 \text{ mK}$.

Potentialverlauf der unterschiedlichen Zeeman-Unterszustände als Funktion der Wellenlänge

Das Diagramm Abb. 5.2 zeigt die Abhängigkeit der Dipolfallentiefe als Funktion der Laserwellenlänge. Die energetische Entartung der Zeeman-Unterszustände ist in einer zirkular polarisierten Dipolfalle aufgehoben. Ab etwa

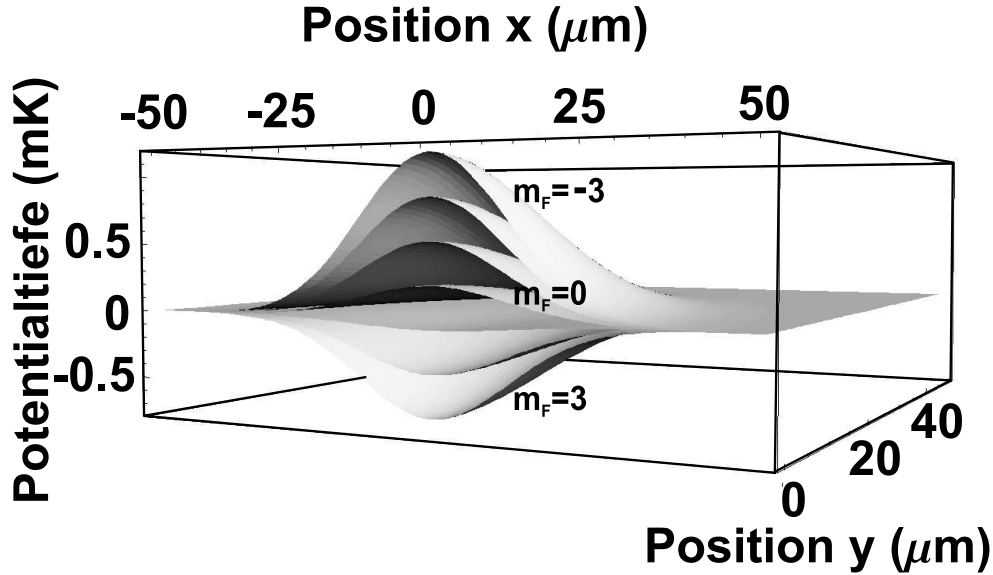


Abbildung 5.1: Schnitt durch den Potentialverlauf einer zirkular polarisierten Dipolfalle für den $5S_{1/2}$ ($F = 3$) Zustand und den m_F Zeemann-Unterstufen. Der angenommene Parametersatz entspricht einer typischen experimentellen Situation. Die Laserwellenlänge beträgt 791 nm und die Potentialtiefe für den Zustand $F=3$, $m_F = 3$ ergibt sich zu $U_0/k_B = 0.67$ mK.

785 nm ändert sich das Vorzeichen des Potentials für die ersten Zeeman-Unterstufen und ab etwa 793 nm sind alle Zeeman-Unterstufen bis auf den äußersten Unterzustand $m_F = +3$ nicht mehr bindend. Durch optisches Pumpen können Atome in diesen Zustand präpariert und aus einer Transferdipolfalle geladen werden (Abschnitt 5.2, 5.3).

Spontane Streurrate einer zirkular polarisierten Dipolfalle

Die Speicherzeit von Atomen in einer Dipolfalle, speziell bei nur einem bindenden magnetischen Unterzustand, hängt stark von der Rate spontaner Streuprozesse ab. Ein Streuprozess, der den magnetische Zeeman-Unterstufen ändert, bewirkt den Verlust eines Atoms aus der Falle. Die spontane Streurrate für eine rein zirkular polarisierte Dipolfalle ergibt sich zu:

$$\Gamma_{sc} = I_0 \left\{ (1 - g_F m_F) \frac{\pi c^2}{2 \hbar \omega_{D1}^3} \left(\frac{\omega_L}{\omega_{D1}} \right)^3 \left(\frac{\Gamma_{D1}}{\omega_{D1} - \omega_L} + \frac{\Gamma_{D1}}{\omega_{D1} + \omega_L} \right)^2 \right. \\ \left. + (2 + g_F m_F) \frac{\pi c^2}{2 \hbar \omega_{D2}^3} \left(\frac{\omega_L}{\omega_{D2}} \right)^3 \left(\frac{\Gamma_{D2}}{\omega_{D2} - \omega_L} + \frac{\Gamma_{D2}}{\omega_{D2} + \omega_L} \right)^2 \right\}. \quad (5.1)$$

Für den oben angegebenen Parametersatz folgt für den Zustand $F=3$,

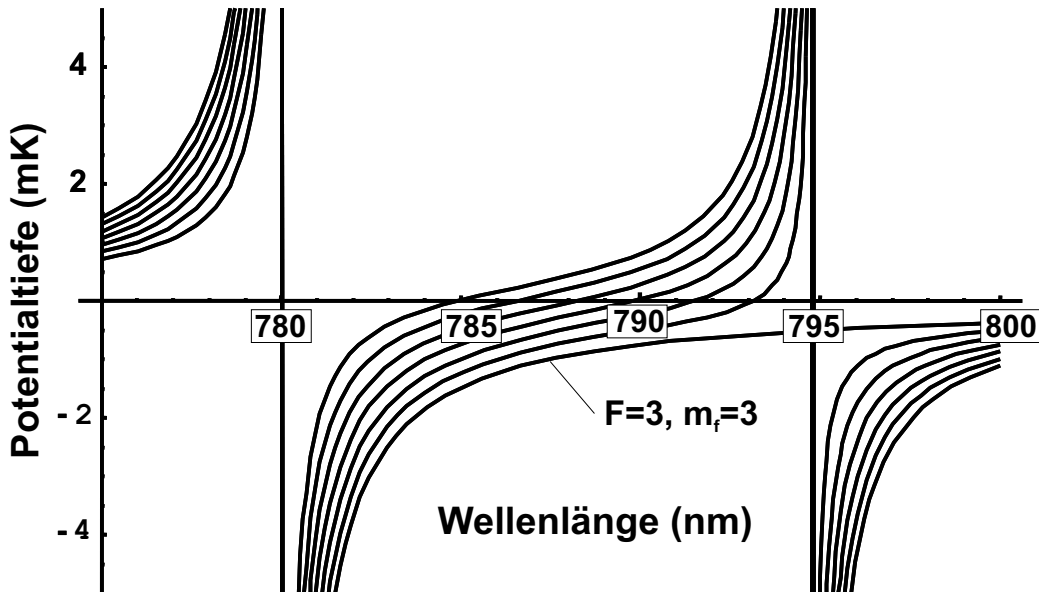


Abbildung 5.2: *Abhängigkeit der Dipolfallentiefe der unterschiedlichen $F=3$ m_F Zustände als Funktion der Laserwellenlänge. Ab etwa 785 nm ändert sich das Vorzeichen des Potentials für die ersten Zeeman-Unterszustände und ab etwa 793 nm sind alle Zeeman-Unterszustände bis auf den äußersten Unterszustand $m_F = +3$ nicht mehr bindend.*

$m_F = 3$ eine Streurrate von $\Gamma_{sc} = 94$ 1/s. Diese Streurrate gibt nicht direkt die Speicherzeit der Atome in der zirkular polarisierten Falle an. Die Atome zerfallen, aufgrund der Auswahlregeln während des inelastischen Streuprozesses hauptsächlich wieder in den $F=3$, $m_F = 3$ Zeeman-Unterszustand. Somit erhöhen diese Prozesse die Heizrate, tragen aber nur zu einem geringen Anteil zur Verminderung der Speicherzeit bei. Zerfallen die Atome jedoch in einen anderen magnetischen Unterszustand, so werden sie nicht mehr in der Falle gespeichert oder aber nur schwach gebunden und können auch das Fallenvolumen verlassen. In diesem Experiment wurde eine Fallenwellenlänge von 791.3 nm gewählt. Hier ist der $F=3$ $m_F = 2$ Zustand noch schwach bindend wie in der Abb. 5.1 zu erkennen ist.

Weitere Prozesse, die die Lebensdauer herabsetzen, sind gegeben durch nicht rein zirkulare Polarisation des Dipolfallenlichtes. Die Atome in einer elliptisch polarisierten Falle können den internen Spinzustand ändern und somit in einen nicht-bindenden Zeeman-Unterszustand gelangen. Zusätzlich ist für die spontane Streurrate in diesem Fall die D1 Linie zu berücksichtigen. Bei einer Beimischung entgegengesetzt zirkularer Polarisation von $1/20$ ergibt sich eine Erhöhung der Streurrate um 30 1/s. Die Wahrscheinlichkeit, dass bei einem solchen Streuprozess der Zeeman-Unterszustand gewechselt wird ist

wesentlich höher als im vorher diskutierten Fall und kann mit 0.75 angegeben werden.

5.2 Charakterisierung der Transferdipolfalle

Experimenteller Aufbau

Die einzelne Dipolfalle wird durch ein System von drei Achromaten erzeugt. Dies ermöglicht eine höhere Flexibilität im Gesamtaufbau. Der erste Achromat hat eine Brennweite von 30 mm. Das nachfolgende Achromatenpaar besteht, wie in den vorherigen Kapiteln beschrieben, aus Achromaten mit einem Durchmesser von 50 mm und einer Brennweite von 300 mm. Die gemessene Strahltaile ist $25 \mu\text{m}$. Die weitverstimmte zirkular polarisierte Dipolfalle wird durch eine Transferdipolfalle geladen. Hierbei muss die Umladeeffizienz zwischen den beiden Fallen optimiert werden.

Ladeeffizienz der Transferdipolfalle aus der MOT

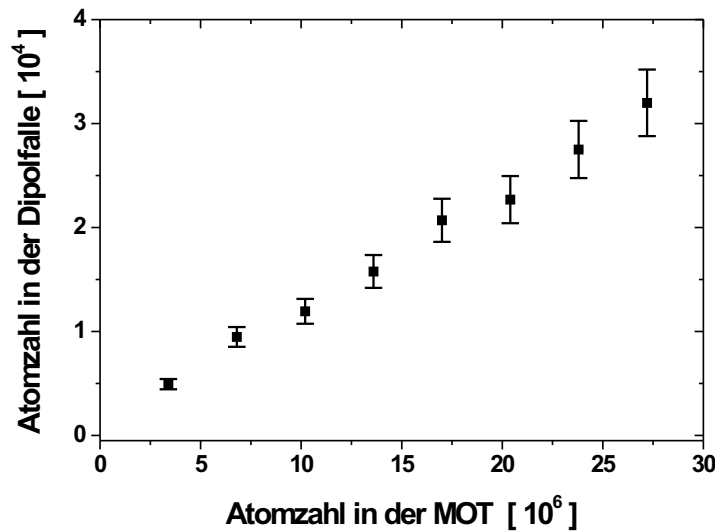


Abbildung 5.3: Die Abhängigkeit der in die Dipolfalle geladenen Atome als Funktion der Atomzahl in der MOT. Die in die Dipolfalle umgeladene Atomzahl ist proportional zur Atomzahl in der MOT.

In Abb. 5.3 ist die Abhängigkeit der in die Dipolfalle geladenen Atome als Funktion der Atomzahl in der MOT aufgetragen. Die einzelne Transfer-

Dipolfalle wird mit Licht aus dem MOPA bei einer Wellenlänge von 781 nm und einer Leistung von 70 mW erzeugt. Die Ladesequenz der einzelnen Dipolfalle ist identisch zu der in Abschnitt 3.1 diskutierten. Die Dipolfalle wird aus einer Standard-MOT (Magentooptische-Falle) mit drei Paaren von retroreflektierten Strahlen geladen [Buch01]. Die Dipolfallenladesequenz beginnt anlehnend an [Kupp00] mit dem Laden der MOT. Die MOT wird schon während dieser Zeit mit dem Dipolfallenlicht überlagert, bei geeigneter Wahl der Parameter hat dies keine Auswirkung auf die MOT-Ladeeffizienz. Während des letzten Schrittes in der Dipolfallenladephase wird die Intensität des MOT-Rückpumplichtes ($5S_{1/2}(F = 2) \rightarrow 5P_{3/2}(F' = 3)$) auf etwa $10 \mu W/cm^2$ verringert und die Verstimmung des primären MOT-Lichtes vom Übergang ($5S_{1/2}(F = 3) \rightarrow 5P_{3/2}(F' = 4)$) auf etwa 10 Linienbreiten erhöht mit gleichzeitiger Reduktion der Strahlintensität auf $10 \mu W/cm^2$. Die MOT-Strahlen wie auch das Magnetfeld werden gleichzeitig ausgeschaltet, so dass die Atome in der Dipolfalle gespeichert werden.

Die in die Dipolfalle umgeladene Atomzahl (N_0) ist, wie aus Abb. 5.3 zu erkennen, proportional zur Atomzahl in der MOT. Dies legt die Annahme nahe, dass man im vorliegenden Atomzahlbereich noch nicht in der Dichte begrenzt ist. Die aus diesem Graph ermittelte Ladeeffizienz ist 0.12%. Zum Vergleich: das Volumenverhältnis der Dipolfalle zur MOT im Überlappbereich ist etwa 7×10^{-4} . Die Dichte der atomaren Verteilung der MOT für den hier (Abb. 5.3) dargestellten Maximalwert ist etwa $7 \times 10^9 \text{ 1/cm}^3$ (siehe auch [Buch01]). Für die Dipolfalle ergibt sich eine zentrale Dichte mit

$$n_0 = (2\pi)^{3/2} \frac{N_0 \bar{\omega}_0^3}{(k_B T_0/m)^{3/2}} \times 10^{-6} \left[\frac{\text{Atome}}{\text{cm}^3} \right], \quad (5.2)$$

wobei $\bar{\omega}_0^3$ die mittlere Oszillationsfrequenz ist, von $2.5 \times 10^{11} \text{ 1/cm}^3$ bei einer angenommenen Temperatur (T_0) von $150 \mu\text{K}$.

In den nachfolgenden Messungen (Abb. 5.4, 5.6) variiert die Atomzahl in der MOT, deshalb werden bei gleicher Falltiefe unterschiedliche Atomzahlen umgeladen.

Implementierung einer “Dark Spot”-MOT

Um die Umladerate zu erhöhen, kann eine “Dark Spot”-MOT [Kett93] implementiert werden. Hierbei wird der MOT Rückpumplaser während der Umladesequenz im Bereich der Dipolfalle ausgeblendet. Durch das Herabsetzen der Rückpumpintensität ($5S_{1/2}(F = 2) \rightarrow 5P_{3/2}(F' = 3)$) werden Verlustprozesse durch lichtinduzierte Stöße reduziert und zugleich die Dipolfallenladerate erhöht. Die “Dark Spot”-MOT wurde durch zwei zusätzliche Laserstrahlen, resonant zum $5S_{1/2}(F = 2) \rightarrow 5P_{3/2}(F' = 3)$ Übergang, die den Rückpumplaserstrahl der konventionellen MOT ersetzen, erzeugt. In einem der

Strahlen wurde ein Schatten am Ort der Dipolfalle eingebracht. Während der MOT-Ladephase wurde der Schatten durch Überlagern mit dem zweiten Laser ausgeblendet. In der Dipolfallenladephase wurde der zweite Laser ausgeschaltet und die Dipolfalle wurde im Schatten des Rückpumpulaserlichtes geladen. Mit dieser Methode konnte die Ladeeffizienz um 80% (ein Faktor 1.8) gesteigert werden. Höhere Umladeeffizienzen können durch Optimieren der Schattengröße auf die Dipolfalle erreicht werden.

Einfluss der Dipolfallentiefe auf Temperatur und Ladeeffizienz

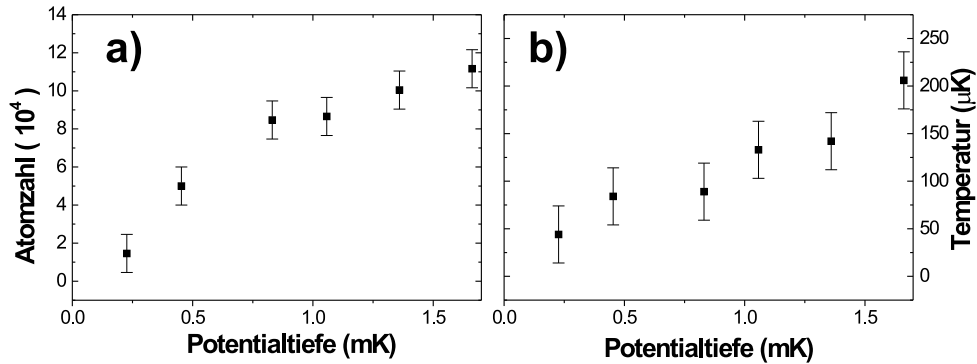


Abbildung 5.4: (a) Durch ein tieferes Dipolfallenpotential steigt die Zahl der in die Dipolfalle geladenen Atome. (b) Mit der Dipolfallentiefe steigt auch die Temperatur der Atome in der Falle an.

Die Anzahl der umgeladenen Atome hängt von der Dipolfallentiefe bei gegebener Fokusgröße ab. Dies ist in Abb. 5.4 (a) dargestellt. Durch ein stärkeres Dipolfallenpotential können Atome mit höheren Temperaturen gefangen werden, zudem nimmt das Volumen der Dipolfalle zu. Dadurch steigt die Gesamtzahl der in die Dipolfalle geladenen Atome.

Mit zunehmender Fallentiefe steigt auch die Temperatur der Atome in der Falle an. Zum einen ist dies dadurch bedingt, dass sich die gesamte Temperatur der Falle erhöht, da aufgrund der höheren Potentialtiefe auch heissere Atome gefangen werden können. Eine Erhöhung der Laserleistung bewirkt zudem ein Ansteigen der Heizrate durch spontane Streuung von Photonen. In Abb. 5.4 (b) ist dargestellt, wie die Temperatur mit der Fallentiefe ansteigt. Jedoch konnte keine signifikante Änderung in der Temperatur des atomaren Ensembles während der Speicherzeit beobachtet werden. In Abb. 5.5 ist die (a) zentral Dichte des atomaren Ensemble in der Dipolfalle und die Phasenraumdichte (b) als Funktion der Potentialtiefe dargestellt. Die Dichte steigt

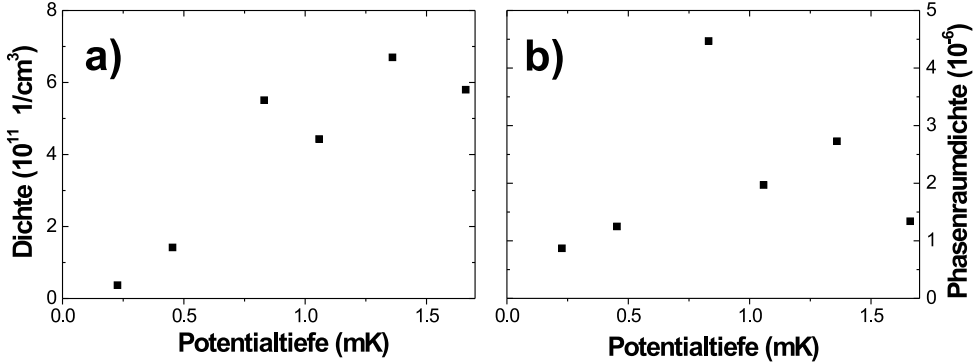


Abbildung 5.5: (a) Die zentral Dichte steigt mit der Potentialtiefe. (b) Auch die Phasenraum-dichte steigt mit steigender Potentialtiefe, fällt aber bei hohen Potentialtiefen aufgrund der hohen Temperatur wieder ab.

mit zunehmender Potentialtiefe. Die Phasenraum-dichte gegeben mit

$$\varrho_0 = \frac{N_0(\hbar\omega_0)^3}{(k_B T_0)^3} \quad (5.3)$$

steigt ebenfalls mit zunehmender Potentialtiefe an (Abb. 5.5 (b)), fällt aber bei hohen Potentialtiefen wieder ab. Das Verringern der Phasenraum-dichte ist begründet in der hohen Temperatur bei hohen Potentialtiefen.

Optimierungsansätze für ein effektives Umladen

Um eine hohe Atomzahl bei geringen Temperatur zu erhalten kann man das Dipolfallenpotential zeitlich variieren: Die Atome werden zuerst in eine Dipolfalle geladen, wobei der Fallenlaser eine Wellenlänge von 781 nm und eine Leistung von 45 mW hat, was etwa einer Fallentiefe von 0.9 mK entspricht. Nachdem die Atome in der Falle gespeichert sind, wird die Potentialtiefe verringert. Dies geschieht innerhalb von 10 ms. In Abb. 5.6 (a) ist die Endtemperatur in Abhängigkeit der Endpotentialtiefe aufgetragen (Kreise). Wie zu erwarten, nimmt die Temperatur ab. Die Dreiecke in Abb. 5.6 (a) zeigen die Temperatur der Atome der Dipolfalle, wenn sie schon anfangs mit der Endpotentialtiefe geladen wurde. In den Endtemperaturen der beiden Dipolfallen ergeben sich keine signifikanten Unterschiede. In Abb. 5.6 (b) ist die gespeicherte Atomzahl als Funktion der Fallentiefe aufgetragen. Beide Kurven fallen zu niedrigeren Leistungen hin ab. Jedoch sind in der Dipolfalle, die die Potentialvariations-Sequenz durchlaufen hat, bis zu einem Faktor zwei mehr Atome bei gleicher Temperatur (Kreise). Dieses Verhalten findet sich

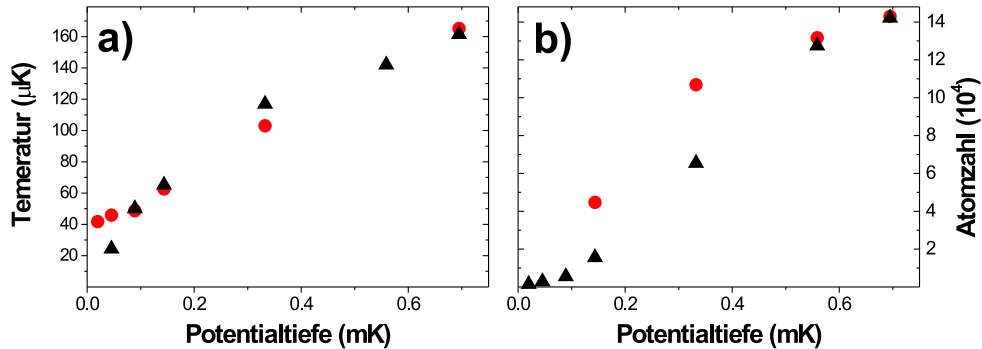


Abbildung 5.6: (a) Die Temperatur in Abhängigkeit der Potentialtiefe. Die Dreiecke zeigen die Temperaturabhängigkeit der Dipolfalle wenn sie schon anfangs mit der Endpotentialtiefe geladen wurden. Die Kreise geben die Temperatur der Atome nach durchlaufen der Potentialvariations-Sequenz wieder. Die Temperatur nimmt mit geringer werdender Potentialtiefe ab. In den Endtemperaturen der beiden Dipolfallen ergeben sich keine merklichen Unterschiede. (b) Die gespeicherte Atomzahl als Funktion der Potentialtiefe. Die Kreise zeigen die Anzahl der gespeicherten Atome nach durchlaufen der Potentialvariations-Sequenz. Mit den Dreiecken ist hier die Atomanzahl gegenüber der Laserleistung dargestellt, mit der auch die Dipolfalle geladen wurde. Beide Kurven fallen zu niedrigeren Leistungen hin ab. Jedoch sind in der Dipolfalle, welche die Potentialvariations-Sequenz durchlaufen hat, bis zu einem Faktor zwei mehr Atome bei gleicher Temperatur.

auch in der zentral Dichte der atomaren Verteilung in der Dipolfalle (Abb. 5.7 (a)). Deutlicher wird dies jedoch bei der Phasenraumdichte (Abb. 5.7 (b)). Die Phasenraumdichte in der Dipolfalle, welche die Potentialvariations Sequenz durchlaufen hat, ist bei geringen Endpotentialtiefen höher, als die bei der von vornherein mit der Endpotentialtiefe geladenen Falle. Eine weitere Effizienzsteigerung kann sich ergeben, wenn man die Laserleistung und die Strahltaile beim Ladeprozess heraufsetzt. Ein Vergrößern der Strahltaile hat in der Ladephase den Vorteil eines höheren Einfang und Speichervolumens der Dipolfalle.

Um den Umladeprozess in die weitverstimmte zirkular polarisierte Dipolfalle möglichst effizient zu gestalten, wird die Transfer-Dipolfalle bei einer hohen Leistung geladen, und während einer kurzen Speicherzeit wird das Potential abgesenkt. Gleichzeitig wird das weitverstimmte zirkulare Dipolfallenpotential hochgefahren. Dies geschieht in der Form, dass die Atome ein Verringern des Gesamtpotentials erfahren und gleichzeitig in die flachere und weitverstimmte zirkulare Falle umgeladen werden.

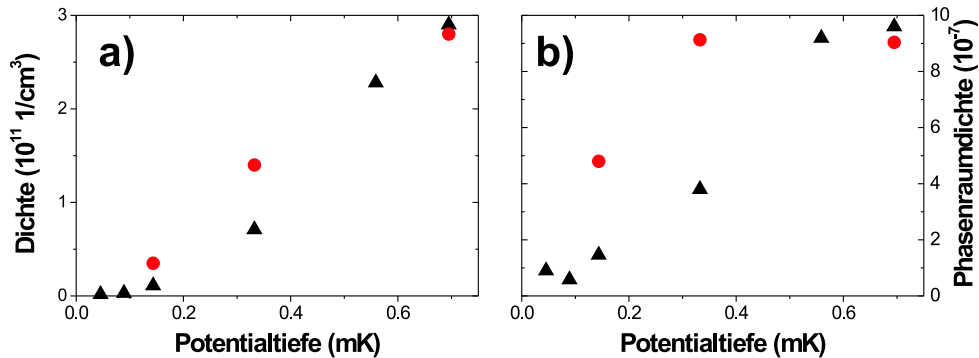


Abbildung 5.7: (a) Die zentrale Dichte als Funktion der Potentialtiefe. In beiden Fällen nimmt die Dichte für höhere Potentialtiefen zu. (b) Die Phasenraumdichte als Funktion der Potentialtiefe. Die Phasenraumdichte in der Dipolfalle, welche die Potentialvariations Sequenz durchlaufen hat (Kreise), ist bei geringen Endpotentialtiefen höher, als die bei der von vornherein mit der Endpotentialtiefe geladenen Falle (Dreiecke).

5.3 Charakterisierung der spinselektiven Dipolfalle

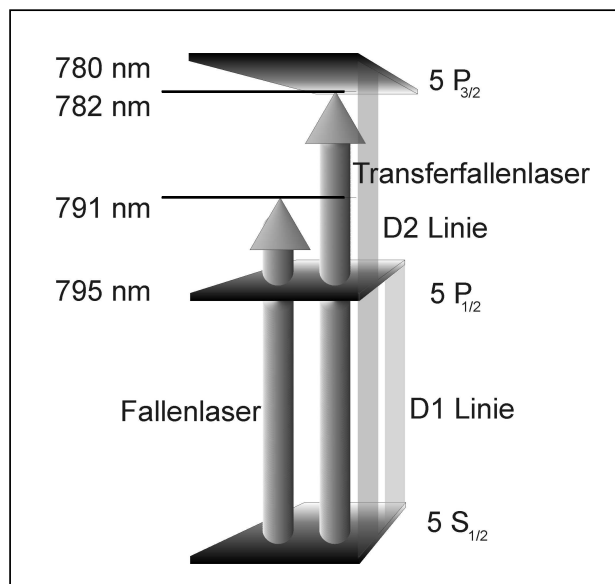


Abbildung 5.8: Darstellung der relevanten Übergangs- und Fallenwellenlänge. Die Transferdipolfalle hat typische Verstimmungen von 1-2 nm rot gegenüber der D2-Linie. Das zirkular polarisierte Fallenlicht hat eine Wellenlänge von 791 nm.

Experimentelle Realisierung

Eine schematische Darstellung des Aufbaus ist in Abb. 5.9 gezeigt. Die Transferdipolfalle, die im letzten Abschnitt besprochen wurde, wird durch einen MOPA realisiert. Typische Verstimmungen sind 1-2 nm rot gegenüber der D2-Linie. Das Fallenlicht für die spinselektive Dipolfalle wird durch einen Ti:Saphir Laser, betrieben bei einer Wellenlänge von 791 nm, erzeugt (Abb. 5.8). Die beiden Laserstrahlen gehen jeweils durch einen AOM, um die Leistungen variieren zu können. Das Licht des MOPA kann zusätzlich mittels eines mechanischen Shutter vollständig abgeblockt werden. Die beiden Strahlen werden mit identischer linearer Polarisation auf einem Bandkantenfilter (erzeugt durch einen Spiegel mit einer HR Beschichtung für 640 nm/0° und eingesetzt unter einem von der Wellenlänge abhängigen Winkel) überlagert. Die Reflexion des Transferfallenlichtes beträgt etwa 80 %. Vom Licht für die spinselektive Falle werden 85-90% transmittiert, so dass effektiv nur ein kleiner Bruchteil der Leistung nicht genutzt wird. Beide Strahlen werden in eine "single mode" Glasfaser eingekoppelt und zum Experiment geführt.

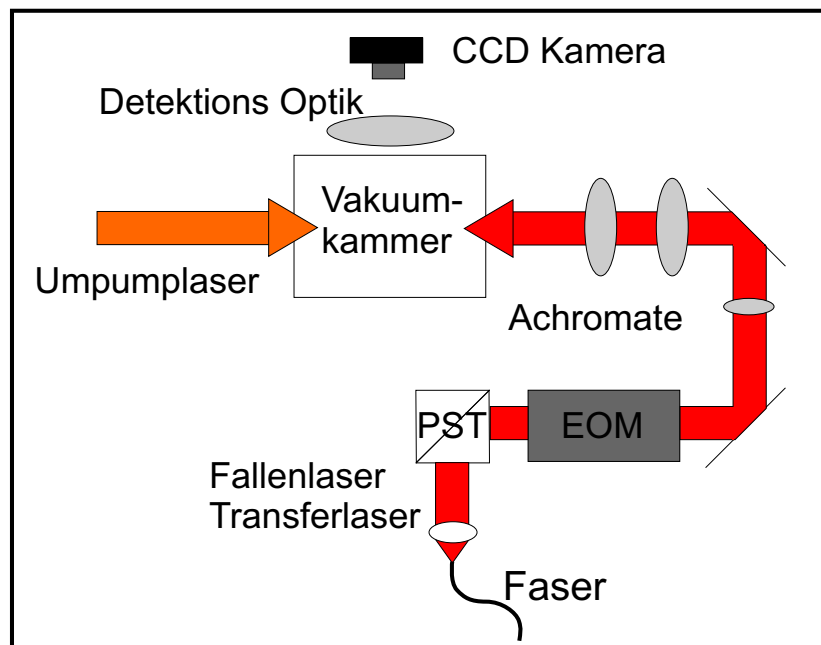


Abbildung 5.9: Schema des optischen Aufbaus. Das Licht wird nach einer optischen Faser mit einem Polarisationsstrahlteiler linear polarisiert. Der darauffolgende EOM (elektro-optischer-Modulator) dient zur Variation des Polarisationszustandes des Fallenlichtes. Mit dem Linsensystem wird eine einzelne Dipolfalle erzeugt.

Nach der Faser wird das Licht mit einem Polarisationsstrahlteiler linear

polarisiert. Dies stellt sicher, dass ein sauberer Anfangspolarisationszustand gegeben ist, um dann mit einem folgenden EOM (Elektro-optischer Modulator) die Polarisation des Lichtes in geeigneter Weise einstellen zu können. Nachfolgend befindet sich das Linsensystem zur Erzeugung der einzelnen Dipolfalle, wie im vorherigen Abschnitt beschrieben. Das Detektionsystem befindet sich oberhalb der Vakuumkammer, um die beiden anisotropen Achsen der Dipolfalle zu detektieren.

Ladeeffizienz einer zirkular polarisierten Dipolfalle

Die Ladeeffizienz von Dipolfallen ist stark von der Polarisation des Fallenlichts abhängig. Das Laden einer zirkular polarisierten Dipolfalle unterscheidet sich wesentlich von dem einer linearen polarisierten Falle.

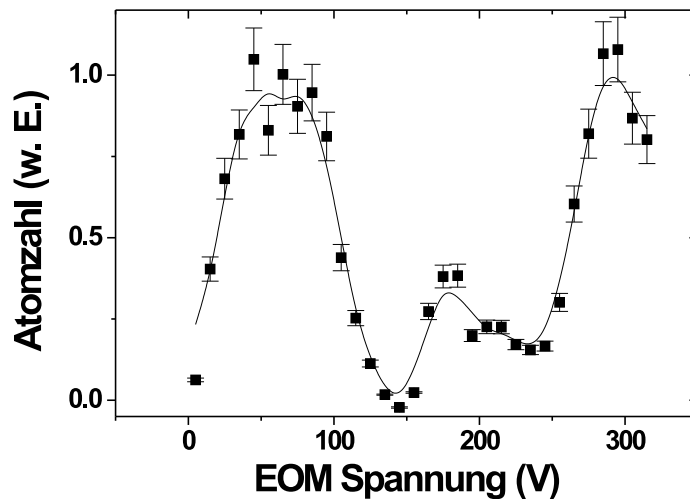


Abbildung 5.10: Ladeeffizienz einer Dipolfalle mit einer Verstimmung von 0.5 nm als Funktion der Polarisation des Fallenlichts. Die Polarisation ist durch die anliegende Spannung am EOM gegeben (linear bei ≈ 65 V, zirkular bei ≈ 180 V, linear bei ≈ 295 V). Das Maximum der Ladeeffizienz ist bei linearer Polarisation. Ein lokales Maximum existiert für zirkular polarisiertes Licht, mit einer Ladeeffizienz von 35 % relativ zur linearen Polarisation.

In Abb. 5.10 ist die Ladeeffizienz einer Dipolfalle mit einer Verstimmung von 0.5 nm dargestellt. Zur besseren Darstellung wurden jeweils zwei Datenpunkte zusammengefasst und gemittelt. Wie zu erwarten ist das Maximum der Ladeeffizienz bei linearer Polarisation. Ein lokales Maximum existiert

auch für zirkular polarisiertes Licht, jedoch liegt hier die Ladeeffizienz nur noch bei 35 % relativ zur linearen Polarisation. Basierend auf diesem Ergebnis werden die Atome aus der MOT zuerst in eine linear polarisierte Falle geladen.

Aktives Umpumpen in den äußersten Zeeman-Untenzustand

Nachdem das Magnetfeld und die MOT Strahlen abgeschaltet sind, wird für 15 ms ein Umpumplaser eingestrahlt, mit einer Wellenlänge resonant zum $5S_{1/2}(F = 2) \rightarrow 5P_{3/2}(F' = 3)$ Übergang. Der Strahl verläuft entgegengesetzt zum Dipolfallen-Laser. Die Polarisation des Lichtes ist so gewählt, dass sie identisch zu der zirkular polarisierten Dipolfalle (Wellenlänge 788 nm) ist. Mittels des EOMs wird auch der Transferfallenlaser zirkular polarisiert, zeitgleich mit dem Einstrahlen des Umpumplaser. In Abb. 5.11 ist die Effizienz dieses Umladeprozesses gegen die Spannung des EOM aufgetragen. Zur besseren Darstellung wurden jeweils vier Datenpunkte zusammengefasst und gemittelt. Bei zirkularer Polarisation ist das Umladen am Effizientesten. Die Ladeeffizienz fällt in Richtung linearer und entgegengesetzter zirkularer Polarisation ab.

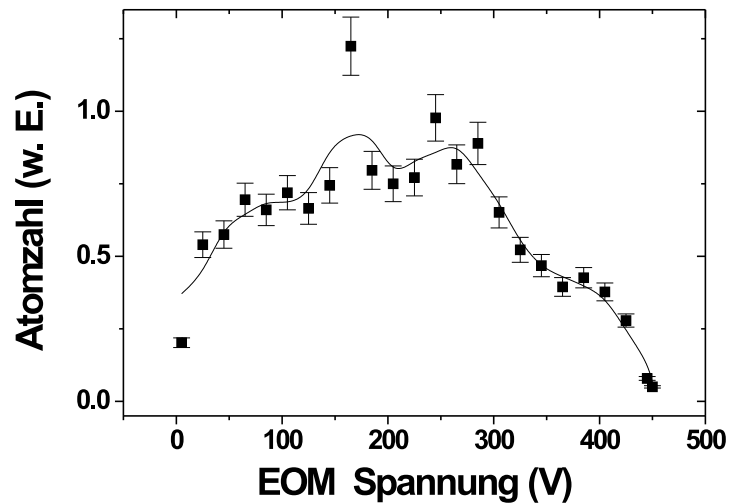


Abbildung 5.11: Umladeeffizienz in eine Dipolfalle mit einer Polarisation gegeben durch die EOM-Spannung (zirkular bei ≈ 180 V, und entgegengesetzt zirkular bei ≈ 420 V). Bei zirkularer Polarisation ist das Umladen effizient und fällt in Richtung entgegengesetzter zirkularer Polarisation ab, da der Umpumplaser die Atome in nicht oder nur schwach bindende Zustände pumpt.

Untersuchung der Spinpolarisation

Nachdem die Atome in eine zirkular polarisierte Ladefalle transferiert wurden, werden sie in die zustandsselektive Falle umgeladen. Dies wird durch zeitgleiches Erhöhen bzw. Verringern der beiden Potentiale erreicht. Die zustandsselektive Falle wird bei einer Wellenlänge von 791 nm betrieben. Zur unabhängigen Überprüfung der Spin-Polarisation der Atome in der Dipolfalle wird mittels eines Probelasers der Anteil der Atome, die im $F=3$, $m_F=+3$ Zustand sind, gemessen. Der Probelaser ist resonant zum Übergang $5S_{1/2}(F=3) \rightarrow 5P_{3/2}(F'=2)$. Der Probestrahl wird orthogonal zur Strahlachse der

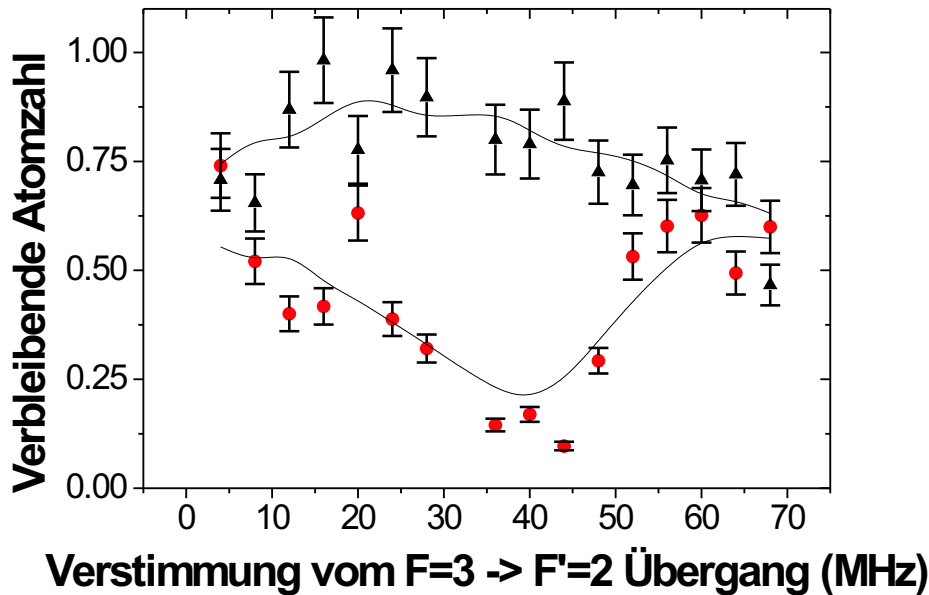


Abbildung 5.12: Die in der Dipolfalle verbleibende Atomzahl als Funktion der Probelerfrequenz. Ist der Laser π -polarisiert werden keine Übergänge in andere m_F Unterzustände induziert (Dreiecke). Wird nun die Polarisation des Probelasers gedreht, so dass nun auch $\Delta m_F = \pm 1$ zugelassen sind, nimmt die Zahl der in der Dipolfalle gespeicherten Atome bis auf nahe Null ab (Kreise), da nun die Atome, durch den Probelaser induziert, Übergänge in nicht gebundene Zeeman Unterzustände machen können.

Dipolfalle eingestrahlt und ist linear polarisiert. Es können Übergänge mit $\Delta m = 0$ oder $\Delta m = \pm 1$ induziert werden, je nach Orientierung, parallel (π) oder orthogonal (σ) zur Dipolfallenachse, der Polarisation. In Abb. 5.12

ist die in der Dipolfalle verbleibende Atomzahl gegenüber der Probelerfrequenz dargestellt. Ist der Laser π -polarisiert werden keine Übergänge in andere m_F Unterzustände induziert, da für den $5S_{1/2}(F = 3; m_F = 3)$ Zustand keine Übergänge zum Zustand $5P_{3/2}(F' = 2)$ mit $\Delta m_F = 0$ existieren. Wird nun die Polarisation des Probeler gedreht, so dass nun auch $\Delta m_F = \pm 1$ zugelassen sind, nimmt die Zahl, der in der Dipolfalle gespeicherten Atome fast bis auf Null ab, da nun die Atome, durch den Probeler induziert, Übergänge in schwach oder nicht gebundene Zeeman-Unterzustände machen können. Das Maximum der Absorption ist aufgrund der AC-Stark Verschiebung nicht auf der Resonanz für freie Atome, sondern um etwa 40 MHz blau verschoben.

In diesem Experiment wurde demonstriert, wie in effizienter Weise ein spinpolarisiertes Ensemble erzeugt werden kann und in einer optischen spinselektiven Dipolfalle gespeichert wurden.

5.4 Diskussion evaporativer Kühlmechanismen und Ausblick

Evaporatives Kühlen in einer spinselektiven Falle

Die hier erzeugte Falle eignet sich für Kühlmechanismen basierend auf Evaporation. Durch induzierte RF-Übergänge oder zwei Photonen Raman-Übergänge kann man die Atome von dem gebundenen $m_F=3$ Unterzustand energetisch selektiv in einen nicht gebundenen Zustand transferieren. Aufgrund der erzielbaren hohen Anfangsdichten und geringen Temperaturen in optischen Dipolfallen ist eine schnelle erzwungene Evaporation möglich. Die errechnete mittlere Oszillationsfrequenz in der hier realisierten Dipolfalle ist 0.6 kHz. Dies führt mit Temperaturen von etwa 40 μK und 10^4 Atomen zu Dichten von 1.6×10^{11} $1/cm^3$. Durch Evaporation kann das atomare Ensemble weiter gekühlt werden. Die Effizienz der Evaporation wird jedoch nachteilig durch einige Störeffekte beeinflusst. Der Hauptprozess ist die kurze Speicherzeit der Atome in diesem Fallentyp, bei nicht ideal eingestellter zirkularen Polarisation der Falle [Corw99], da jedes Atom, welches den Zeeman-Unterzustand ändert, verloren geht. Dadurch wird die durchschnittlich abgeführte Energie pro Atom, welches das Fallenvolumen verlässt, geringer.

Streuprozesse verringern die Effizienz des Kühlprozesses auch auf andere Weise. Die spontane Streurrate lässt sich mit Gl. 5.2 bestimmen zu $\Gamma_{sc} \approx 94$ 1/s. Dieser Prozess bewirkt ein Aufheizen des atomaren Ensembles. Jedoch kann auch nicht perfekte zirkuläre Polarisation das Zeeman-Unterniveau gewechselt werden, so dass diese Atome nicht mehr gefangen sind und das Fallenvolumen verlassen. Diese erschwerten experimentellen Bedingungen legen

nahe, auch andere Dipolfallensysteme auf die Möglichkeit der Implementierung der erzwungenen evaporativen Kühlung zu untersuchen.

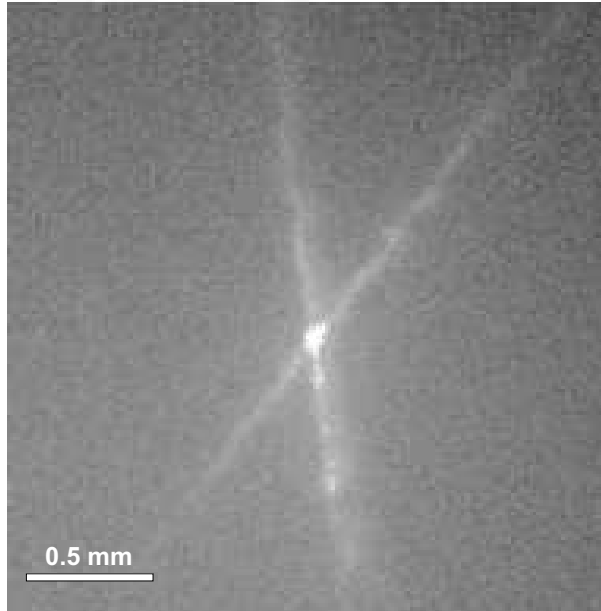


Abbildung 5.13: *Eine gekreuzte Dipolfalle. Zu erkennen ist eine Erhöhung der Dichte im Kreuzungspunkt der beiden fokussierten Strahlen.*

Evaporatives Kühlen in einer gekreuzten Dipolfalle

Als ein alternativer Zugang wurde eine gekreuzte Dipolfalle untersucht (Abb. 5.13). Die erzwungene Evaporation erfolgt hierbei durch Absenken des Dipolfallenpotentials. Dies führt zu einer Abnahme der Rate der elastischen Stöße und somit zu einer Abnahme der Kühlrate. Jedoch konnte in anderen Experimenten gezeigt werden, dass mit dieser Evaporationstechnik ein Bose-Einstein-Kondensat erreicht werden kann [Barr01]. In diesen Experimenten wurde als Dipolfallenlaser ein CO₂-Laser benutzt, der eine vernachlässigbare Streurrate hat. Die Streurrate wirkt in erster Linie als ein zusätzlicher Heizmechanismus, der die Speicherzeit der Atome in der Falle verkürzen kann.

In den nachfolgenden Überlegungen wird die Anwendbarkeit dieser Kühlmethode für ⁸⁷Rb, gespeichert in einer gekreuzten Dipolfalle mit den hier erreichbaren Parametern untersucht. Dazu werden die in [Hara01] vorgestellten Skalierungsgesetze benutzt.

Die im Experiment realisierbare Dipolfalle soll durch einen Ti:Sa-Laser, bei einer Wellenlänge von 850 nm, erzeugt werden. Zwei gekreuzte und fokussierte Laserstrahlen bilden die Dipolfalle. Die Strahltaile im Fokus beträgt

40 μm . Mit einer Leistung von 1.6 W in den linear, orthogonal zueinander polarisierten Dipolfallenlaserstrahlen, führt dies nach Gleichung 2.14 zu einer Potentialtiefe für die gekreuzte Falle von $U(t=0)/k_B = 600 \mu\text{K}$. Die mittlere Oszillationsfrequenz beträgt $\bar{\omega}(t=0) = 2\pi \times 1.5 \text{ KHz}$. Nach [Hara01] folgt mit $U_0/k_B T = 10$ für typische Dipolfallen eine Anfangstemperatur nach Rethermalisierung von $T(t=0) = 60 \mu\text{K}$. Eine typische Anfangsteilchenzahl wird unter Berücksichtigung der Arbeiten von [Barr01, Kupp00] abgeschätzt auf etwa $N(t=0) = 5 \times 10^5$ Atome. Daraus ergibt sich mit Gl. 5.2 eine zentrale Dichte von $n_0(t=0) = 6 \times 10^{13} \text{ Atome/cm}^3$. Diese Startparameter ergeben mit Gl. 5.3 eine Anfangsphasenraumdicke von $\varrho(t=0) = 8.6 \times 10^{-4}$. Aus diesen Anfangsbedingungen folgt eine elastische Kollisionsrate mit

$$\gamma_0 = \frac{m N_0 \bar{\omega}_0^3 \sigma}{\pi^2 k_B T_0} \quad (5.4)$$

von $\gamma(t=0) = 6 \times 10^3 \text{ 1/s}$ ($\sigma = 8\pi a^2$, mit $a = 5.77 \times 10^{-9}$ der Streulänge für ^{87}Rb). Dieser Anfangsparametersatz eignet sich gut zur erzwungenen evaporativen Kühlung.

Während der Evaporation wird das Fallenpotential bis auf einen Wert von $U(t=0)/100$ abgesenkt. Die Zahl der verbleibenden Atome sinkt während der Evaporation nach der Skalierungsvorschrift [Hara01] mit

$$N(t) = N(t=0) \times \left(\frac{U(t)}{U(t=0)} \right)^{\frac{9}{47}}. \quad (5.5)$$

Aufgrund der sinkenden Oszillationsfrequenz, proportional zu \sqrt{U} und der Abnahme der Teilchenzahl erreicht man mit dieser Evaporationsmethode nicht den sich selbst beschleunigenden Bereich. Die elastische Kollisionsrate sinkt mit dem Reduzieren der Falltiefe:

$$\gamma(t) = \gamma(t=0) \times \left(\frac{U(t)}{U(t=0)} \right)^{\frac{65}{94}}. \quad (5.6)$$

Dagegen erhöht sich durch die Evaporation die Phasenraumdicke. Diese skaliert mit

$$\varrho(t) = \varrho(t=0) \times \left(\frac{U(t)}{U(t=0)} \right)^{\frac{123}{94}}. \quad (5.7)$$

In Abb. 5.14 ist dargestellt wie sich die Phasenraumdicke während des Absenkens des Fallenpotentials erhöht. Dabei wurden die hier vorausgesetzten Parameter benutzt. Um ein atomares Ensemble zu kondensieren, muss eine kritische Phasenraumdicke bzw. eine kritische Temperatur erreicht werden.

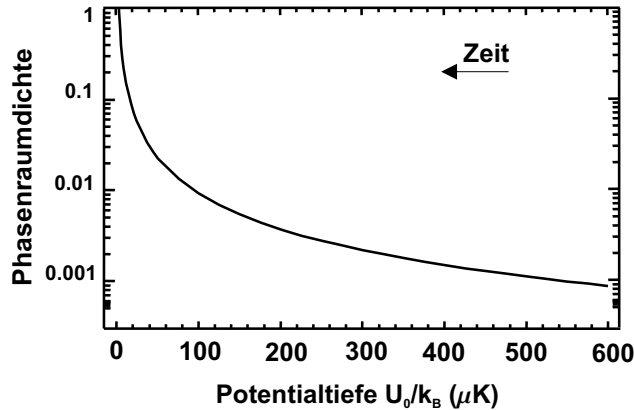


Abbildung 5.14: Entwicklung der Phasenraumdichte während des Absenkens des Fallenpotentials.

Diese kritische Temperatur T_c skaliert mit der mittleren Oszillationsfrequenz und der Teilchenzahl. T_c ist hier gegeben durch

$$T_c = \frac{\hbar\bar{\omega}_0}{k_B} \left(\frac{N}{1.202} \right)^{1/3}. \quad (5.8)$$

In Abb. 5.15 ist gezeigt, wie mit dem angenommenen Parametersatz unter Annahme der Skalierungsvorschriften T_c erreicht werden kann.

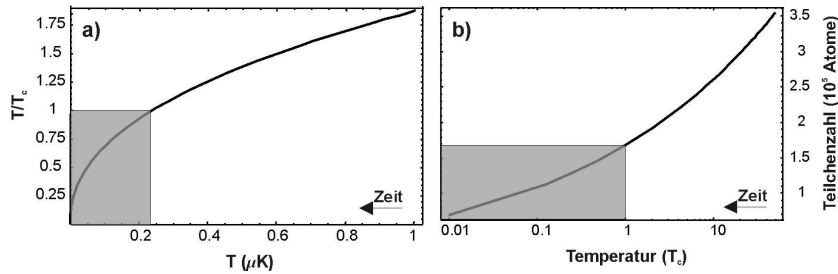


Abbildung 5.15: (a) Hier ist das Verhältnis der Fallentemperatur zur kritischen Temperatur als Funktion der durch den Evaporationsprozess erreichte Temperatur dargestellt. (b) Abnahme der Teilchenzahl in Abhängigkeit der Temperatur in Einheiten von T_c .

In Abb. 5.15 (a) ist das Verhältnis der durch den Evaporationsprozess erreichten Temperatur zur kritischen Temperatur als Funktion der erreichten Temperatur dargestellt. In den grau markierten Bereichen in Abb. 5.15 (a),(b) kann keine Aussage über die Temperaturentwicklung getroffen werden, da hier die vorausgesetzten Annahmen nicht mehr gültig sind aufgrund

des Phasenüberganges bei T_c . Die kritische Temperatur ergibt sich zu $T_c \approx 210$ nK. Abb. 5.15 (b) zeigt, wie sich mit Annähern an die kritische Temperatur die Teilchenzahl reduziert. Die verbleibende Teilchenzahl am Punkt der kritischen Temperatur ist etwa 1.6×10^5 Atome.

Die Evaporation wird nachteilig durch spontane Streuprozesse beeinflusst. Die spontane Streurrate ergibt sich zu $\Gamma_{sc} = 13$ 1/s. Unter der Annahme eines harmonischen Potentials ergibt sich mit

$$\dot{T} = \frac{1}{3} T_{rec} \Gamma_{sc} \quad (5.9)$$

eine Heizrate von $1.5 \mu\text{K/s}$ ($T_{rec} = 362$ nK ist die Rückstoßtemperatur). Dieser Prozess kann dazu führen, dass durch die einfache Evaporation die Atome nicht auf den von [Hara01] vorausgesetzten Wert $U_0/k_b T = 10$ abgekühlt werden, sondern die Endtemperatur etwas oberhalb dieser liegt. Dadurch werden kontinuierlich Atome aus der Falle evaporiert. Dies führt zu einer verkürzten Speicherzeit der Atome in der Dipolfalle. Diese Heizrate nimmt während des getriebenen Evaporationsprozesses linear ab und verringert sich auf 5 nK/s am Ende der Evaporation. Messungen der Speicherzeit in anderen Experimenten mit Verstimmungen wie hier angenommen zeigen, dass die Verlustrate der Atome durch Stöße mit dem Hintergrundgas dominiert wird. Die Lebensdauer der Dipolfalle wird unter Berücksichtigung von [Barr01] abgeschätzt auf etwa 5 sec. Die endliche Lebensdauer der Dipolfalle ändert die Evaporationsraten, da nun nicht nur durch Evaporation Teilchen aus dem Ensemble entfernt werden, sondern sich die Gesamtzahl durch Stöße mit dem Hintergrundgas verringert. Wird ein Evaporationszyklus von 2.5 s wie in [Barr01] vorausgesetzt, so ergibt sich nach der Evaporation, unter Berücksichtigung der endlichen Speicherzeit von 5 s, das Erreichen der kritischen Temperatur bei einer Ensembeltemperatur von etwa 140 nK. Die verbleibende Teilchenzahl hat sich auf etwa 1×10^5 Atome verringert.

Die hier beschriebene Falle kann optimiert werden, indem zum Laden der Dipolfalle eine größere Falle überlagert wird. Diese Lade-Falle kann auch mit geringen Verstimmungen von etwa $1-2$ nm realisiert werden, da die Streuraten beim Laden der Dipolfalle durch das MOT-Licht dominiert werden. Nach dem Ladevorgang kann das Potential des Ladefallenlasers in einer einleitenden Evaporation abgesenkt werden, um ideale Bedingungen für den darauffolgenden Evaporationsprozess mit der weitverstimmtten Dipolfalle zu initialisieren.

Mit dieser Abschätzung und den hier erreichbaren experimentellen Parametern scheint eine evaporative Kühlung realistisch.

Ausblick und Diskussion

Quanteninformationsverarbeitung mit mikrostrukturierten optischen Elementen.

Das zentrale Ziel dieses Projektes ist die experimentelle Realisation von kontrollierbaren verschränkten Quantenzuständen und die Implementierung eines universellen Satzes an Quantengattern. Das Experiment soll konsequent in Richtung eines skalierbaren atomaren Quantenprozessor weiterentwickelt werden.

Im Licht der in [DiVi00] aufgestellten Forderungen für eine physikalische Implementierung eines Systems zur QIV, konnte im Rahmen dieser Arbeit das Potential von mikrooptischen Systemen demonstriert werden: Die Skalierbarkeit des Systems, die Möglichkeit die Fallen orts aufgelöst zu adressieren, spezifische Zustände zu präparieren und auszulesen. Des Weiteren konnten die Fallenabstände kontrolliert variiert werden. Es wurde diskutiert, wie mit dem vorhandenen und einem weiterentwickelten System zwei Qubit-Gatter implementiert werden können. Parallel zu dem weiterführenden experimentellen Arbeiten werden in Kooperation mit der Gruppe von Prof. M. Lewenstein neue Mechanismen zur physikalischen Realisierung der QIV, anknüpfend an den bereits experimentell [Dumk02a, Dumk02c] und theoretisch durchgeführten Arbeiten [Ecke02, Momp02], entwickelt.

Experimentell werden zukünftig zwei wesentliche Punkte bearbeitet:

Die Detektion und Präparation einzelner Atome in dem in dieser Arbeit vorgestellten und untersuchten System. Hierbei werden die in Abschnitt 3.5.2 diskutierten Ansätze verfolgt:

- Laden bei geringe Dichten
- Lichtinduzierte Kollisionen als Blockademechanismus

- Dipol Blockade bei Verwendung von Rydbergzuständen
- Mott-Isolator Übergänge in einem BEC

Für eine Reihe von Zwei-Qubit-Gattern ist es essentiell, dass die Atome sich im Grundzustand des Fallenpotentials befinden. Aus diesem Grund wird das Kühlen in optischen Dipolpotentialen studiert. Raman-Seitenbandkühlung wird implementiert, um gezielt die Atome in den Grundzustand zu kühlen. Zusätzlich werden andere Kühlmechanismen wie evaporatives Kühlen verfolgt. Die in dieser Arbeit realisierte spinselektive Falle bietet ein hervorragendes System zur Implementierung eines evaporativen Kühlmechanismus. Evaporatives Kühlen soll zudem an einer gekreuzten Dipolfalle, ähnlich zu der in dieser Arbeit realisierten, untersucht werden. Hierbei wird der Evaporationsprozess durch Absenken des Fallenpotentials erreicht, wie es schon erfolgreich für die Erzeugung von Ensembles entarteter ultrakalter Gase eingesetzt wurde [Barr01, Gran02].

Weiterhin wird die experimentelle Realisierung von Quantengattern untersucht. Dabei wird sich die Arbeit auf Gatter basierend auf kalten Stößen [Jaks99, Ecke02, Momp02] und Rydberg-Quantengattern [Jaks00, Prot02] konzentrieren. Diese Gatter-Vorschläge sind in dem hier untersuchten System implementierbar. Zudem zeichnet sich das Rydberg-Quantengatter durch die möglichen geringen Gatterzeiten aus, die prinzipiell bis hinab in den ns-Bereich (GHz) realisierbar sind.

Atominterferometrische Strukturen

In dieser Arbeit konnte als erstes eine interferometrische Struktur mit einer eingeschlossenen Fläche für geführte neutrale Atome experimentell realisiert werden. Somit leistet diese Arbeit einen erheblichen Beitrag bei der Weiterentwicklung von kompakten und gegenüber störenden Umwelteinflüssen stabilen Atominterferometer. Zudem ist es zu erwarten, dass spezielle Eigenschaften von mikrooptischen Elementen wie Flexibilität, Skalierbarkeit, Parallelisierung und Integration eine wichtige Rolle bei zukünftigen Entwicklungen spielen werden. Eine weitere Motivation für die Entwicklung von kohärenten Speichergeometrien für neutrale Atome auf Basis von weit verstimmt Dipolpotentialen ist die Tatsache, dass es inzwischen gelungen ist, Bose-Einstein-Kondensate durch Evaporation mit rein optischen Methoden herzustellen. Eine Weiterentwicklung der Evaporation mit rein optischen Methoden kann mit der im Rahmen dieser Arbeit realisierten spinselektiven Dipolfalle erzielt werden.

Ein Kernziel zukünftiger Arbeiten ist die Weiterentwicklung der bereits realisierten Wellenleiter-, Strahlteiler- und Interferometerstrukturen. Hierdurch sind vergleichsweise kompakte Atominterferometer mit einer eingeschlossenen Fläche von etwa 1 mm^2 bis zu 1 cm^2 erzielbar. Neben räumlichen

Interferometern basierend auf atomaren Wellenleitern wird die Realisierung eines Interferometers im Zeitbereich angestrebt.

Hierbei werden die Atome in einem Potential bestehend aus zwei entgegengesetzt zirkular polarisierten Dipolfallen, die in Kapitel 5 beschrieben wurden, bei geeigneter Verstimmung gefangen. Die Entartung der Zeeman-Unterstufen wird durch Anlegen eines externen Magnetfeldes aufgehoben und die Atome werden in einen Superpositionszustand der beiden äußersten Zeeman-Unterstufen präpariert. Für ^{87}Rb ist das der $|F = 1, m_F = +1\rangle$ und $|F = 1, m_F = -1\rangle$ Zustand. Danach werden die Fallen mit unterschiedlicher Polarisation separiert. Die Evolution der atomaren Teilwellen kann in Abhängigkeit von äusseren elektrischen und magnetischen Feldern modifiziert werden. Nachdem die Potentiale wieder vereinigt sind, stellt sich ein von der relativen Phase der beiden Teilwellen abhängiger Superpositionszustand der Zeeman-Unterstufen ein.

Ein weiteres wichtiges, hier demonstriertes Konzept sind zustandsselektive Strahlteiler. In dieser Arbeit wurde ein zustandsselektiver Strahlteiler basierend auf den Hyperfeingrundzuständen realisiert. Es ist auch möglich eine solche Geometrie basierend auf den Zeeman-Unterstufen, wie in 5.4 beschrieben, zu erzeugen. Hierzu ist die Untersuchung des Erhalts der Kohärenz während des Führens und Aufteilens nötig. Die angestrebten Experimente reichen von Untersuchungen zum Einfluss spontaner Streuprozesse, welche durch unterschiedliche Verstimmung der Lichtfelder variiert werden können, bis zum Einfluss unterschiedlicher Strahlteilergeometrien auf den Kohärenzerhalt während des Aufteilungsprozesses. Dazu werden in den geführten Rubidiumatomen zunächst Superpositionszustände (z.B. aus den beiden Hyperfein-Grundzustandsniveaus oder den Zeeman-Unterstufen) angeregt. Am Ausgang des Interferometers wird der verbleibende kohärente Anteil der atomaren Populationsverteilung abgefragt und der Einfluss verschiedener experimenteller Parameter untersucht. Die Flexibilität des experimentellen Aufbaus ermöglicht es, mit vergleichsweise geringem Aufwand die Kohärenzeigenschaften verschiedener Strahlteilergeometrien bei unterschiedlichen Verstimmungen der Lichtfelder zu untersuchen. Basierend auf diesen Untersuchungen und den Ergebnissen der in Zusammenarbeit mit der Theoriegruppe von Prof. Lewenstein gewonnenen Erkenntnissen [Kreu03] soll ein optimiertes System zur kohärenten Manipulation von Materiewellen realisiert werden.

Literaturverzeichnis

- [Adam94] C.S. Adams, M. Sigel und J. Mlynek, Phys. Rep. **240**, 143 (1994).
- [Ande95] M.H. Anderson, J.R. Ensher, M.R. Matthews, C.E. Wieman und E.A. Cornell, Science **269**, 198 (1995).
- [Ande98] B.P. Anderson und M. A. Kasevich, Science **282**, 1686 (1998).
- [Ande02] E. Andersson, T. Calarco, R. Folman, M. Andersson, B. Hessmo und J. Schmiedmayer, Phys. Rev. Lett. **88**, 100401 (2002).
- [Barr01] M.D. Barrett, J.A. Sauer und M.S. Chapman, Phys. Rev. Lett. **87**, 010404 (2001).
- [Berm97] P.R. Berman, *Atom Interferometry*, Academic Press, San Diego (1997).
- [Birk01] G. Birkl, F.B.J. Buchkremer, R. Dumke und W. Ertmer, Opt. Comm. **191**, 67 (2001).
- [Birk01b] G. Birkl, Phys. Blätter **57** (2), 14 (2001).
- [Bloc99] I. Bloch, T.W. Hänsch und T. Esslinger, Phys. Rev. Lett. **82**, 3008 (1999).
- [Born65] M. Born, E. Wolf, *Principles of Optics*, Pergamon Press, (1965).
- [Bouw00] D. Bouwmeester, A. Ekert und A. Zeilinger (ed.), *The Physics of Quantum Information*, (Springer, Berlin, 2000).
- [Bouy97] P. Bouyer und M.A. Kasevich, Phys. Rev. A **56**, R1083 (1997).
- [Brad95] C.C. Bradley, C.A. Sacket, J.J. Tollet und R.G. Hulet, Phys. Rev. Lett. **75**, 1687 (1995).
- [Brad97] C.C. Bradley, C.A. Sacket und R.G. Hulet, Phys. Rev. Lett. **78**, 985 (1997).

- [Bren99] G.K. Brennen, C.M. Caves, P.S. Jessen und I.H. Deutsch, Phys. Rev. Lett. **82**, 1060 (1999).
- [Buch01] F. B. J. Buchkremer, *Kohärenz in miniaturisierten Speicher- und Leiterstrukturen für neutrale Atome*, Dissertation, Universität Hannover (2001).
- [Buch00a] F.B.J. Buchkremer, R. Dumke, Ch. Buggle, G. Birkl und W. Ertmer, Rev. Sci. Instrum. **71**, 3306 (2000).
- [Buch00b] F.B.J. Buchkremer, R. Dumke, G. Birkl und W. Ertmer, Phys. Rev. Lett. **85**, 3121 (2000).
- [Buch02] F.B.J. Buchkremer, R. Dumke, M. Volk, T. Mther, G. Birkl und W. Ertmer, Laser Physics **12**, 736 (2002).
- [Bula98] A. Bulatov, A. Kuklov, B.E. Vugmeister und H. Rabitz, Phys. Rev. A **57**, 3788 (1998).
- [Burg00] S. Burger, *Erzeugung und Untersuchung dunkler Solitonen in Bose-Einstein Kondensaten*, Dissertation, Universität Hannover (2000).
- [Burk02] J. P. Burke, Jr., Sai-Tak Chu, G. W. Bryant, C. J. Williams und P. S. Julienne, Phys. Rev. A **65**, 043411 (2002).
- [Cala00] T. Calarco, E.A. Hinds, D. Jaksch, J. Schmiedmayer, J.I. Cirac und P. Zoller, Phys. Rev. A **61**, 022304 (2000).
- [Carn91] O. Carnal und J. Mlynek, Phys. Rev. Lett. **66**, 2689 (1991). O. Carnal, M. Sigel, T. Sleator, H. Takuma und J. Mlynek, Phys. Rev. Lett. **67**, 3231 (1991).
- [Cass00] D. Cassettari, B. Hessmo, R. Folman, T. Maier und J. Schmiedmayer, Phys. Rev. Lett. **85**, 5438 (2000).
- [Char02] E. Charron, E. Tiesinga, F. Mies und C. Williams, Phys. Rev. A **88**, 077901 (2002).
- [Cho97] D. Cho, Jour. Korean Phys. Soc. **30**, 373 (1997).
- [Chu86] S. Chu, J.E. Bjorkholm, A. Ashkin und A. Cable, Phys. Rev. Lett. **57**, 314 (1986).
- [Chu98] S. Chu, Rev. Mod. Phys. **70**, 685 (1998).

- [Clai00] S. Ghezali, Ph. Laurent, S.N. Lea und A. Clairon, *Europhys. Lett.* **36**, 25 (1996); Y. Sortais, S. Bize, C. Nicolas, A. Clairon, C. Salomon und C. Williams, *Phys. Rev. Lett.* **85**, 3117 (2000).
- [Clau97] J.F. Clauser und S. Li, in: P.R. Berman, Academic Press, San Diego (1997).
- [Cohe92] C.N. Cohen-Tannoudji, J. Dupont-Roc und G. Grynberg, *Atom-photon interactions*, Wiley, New York (1992).
- [Cohe72] C. Cohen-Tannoudji und J. Dupont-Roc, *Phys. Rev. A* **5**, 968 (1972).
- [Cohe98] C.N. Cohen-Tannoudji, *Rev. Mod. Phys.* **70**, 707 (1998).
- [Corw99] K. L. Corwin, S. J. M. Kuppens, D. Cho und C. E. Wieman *Phys. Rev. Lett.* **83**, 1311 (1999).
- [Cour92] J.-Y. Courtois und G. Grynberg, *Phys. Rev. A* **46**, 7060 (1992).
- [Davi95] K. B. Davis, M.-O. Mewes, M.R. Andrews, N.J. van Druten, D.S. Durfee, D.M. Kurn und W. Ketterle, *Phys. Rev. Lett.* **75**, 3969 (1995).
- [Dekk00] N.H. Dekker, C.S. Lee, V. Lorent, J.H. Thywissen, S.P. Smith, M. Drndic, R.M. Westervelt und M. Prentiss, *Phys. Rev. Lett.* **84**, 1124 (2000).
- [Dens99] J. Denschlag, D. Cassettari und J. Schmiedmayer, *Phys. Rev. Lett.* **82**, 2014 (1999).
- [Dick53] R.H. Dicke, *Phys. Rev.* **89**, 472 (1953).
- [DiVi00] D.P. DiVincenzo, *Fortschr. Phys.* **48**, 771 (2000).
- [Dumk02a] R. Dumke, M. Volk, T. Müther, F.B.J. Buchkremer, G. Birkl und W. Ertmer, *Phys. Rev. Lett.* **89**, 097903 (2002).
- [Dumk02b] R. Dumke, T. Müther, M. Volk, W. Ertmer und G. Birkl, *Phys. Rev. Lett.* **89**, 220402 (2002).
- [Dumk02c] R. Dumke, M. Volk, T. Müther, F.B.J. Buchkremer, W. Ertmer und G. Birkl, submitted to G. Leuchs und T. Beth (eds.) *'Quantum Information Technology'*, 273-282, Wiley-VCH, Berlin (2002).
- [Ecke02] K. Eckert, J. Mompart, X. X. Yi, J. Schliemann, D. Bruß, G. Birkl, und M. Lewenstein, *Phys. Rev. A* **66**, 042317 (2002).

- [Ejni97] R. Ejnisman, P. Rudy, H. Pu und N.P. Bigelow, Phys. Rev. A. **56**, 4331 (1997).
- [Ekst95] C. R. Ekstrom, J. Schmiedmayer, M.S. Chapman, T. D. Hammond und D.E. Pritchard, Phys. Rev A **51**, 3883 (1995).
- [Enge02] P. Engels, W. Ertmer, und K. Sengstock, Opt. Comm. **204**, 185 (2002).
- [Folm00] R. Folman, P. Krüger, D. Cassettari, B. Hessmo, T. Maier und J. Schmiedmayer, Phys. Rev. Lett. **84**, 4749 (2000).
- [Fort00] Sonderausgabe in: Fortschritte der Physik, **48**, 769 (2000).
- [Fort02] J. Fortgh, H. Ott, S. Kraft, A. Günther und C. Zimmermann, Phys. Rev. A **66**, 041604 (2002).
- [Frie98] S. Friebe, C. D'Andrea, J. Walz, M. Weitz und T.W. Hänsch, Phys. Rev. A **57**, R20 (1998).
- [Gabr88] G. Gabrielse, S. L. Rolston, L. Haarsma, und W. Kells, Phys. Lett. A **129**, 38 (1988); G. Gabrielse *et. al.*, Phys. Lett. B **455**, 311 (1999).
- [Gatz97] M. Gatzke, G. Birkl, P.S. Jessen, A. Kastberg, S.L. Rolston und W.D. Phillips, Phys. Rev. A **55**, R3987 (1997).
- [Gibb93] K. Gibble und S. Chu, Phys. Rev. Lett. **70**, 1771 (1993); C. Fertig und K. Gibble, Phys. Rev. Lett. **85**, 1622 (2000).
- [Goer97] A. Görlitz, M. Weidemüller, T.W. Hänsch und A. Hemmerich, Phys. Rev. Lett. **78**, 2096 (1997).
- [Gran00] P. Grangier, G. Reymond und N. Schlosser, Fortschr. Phys. **48**, 859 (2000).
- [Gran02] S. R. Granade, M. E. Gehm, K. M. O'Hara und J. E. Thomas Phys. Rev. Lett. **88**, 120405 (2002).
- [Grei02] M. Greiner, O. Mandel, T. Esslinger, T. W. Hänsch und I. Bloch Nature **415**, 39 (2002).
- [Grim00] R. Grimm, M. Weidemüller und Y.B. Ovchinnikov, Adv. At. Opt. Phys. **42**, 95 (2000).
- [Grus99] J. Gruska, '*Quantum Computing*', (McGraw-Hill, London, 1999).
- [Guid99] L. Guidoni und P. Verkerk, J. Opt. B **1**, R23 (1999).

-
- [Gust97] T.L. Gustavson, P. Bouyer und M.A. Kasevich, Phys. Rev. Lett. **78**, 2046 (1997).
- [Gust00] T.L. Gustavson, A. Landragin und M.A. Kasevich, Class. Quantum Grav. **17**, 2385 (2000).
- [Haen01] W. Hänsel, J. Reichel, P. Hommelhoff und T.W. Hänsch, Phys. Rev. Lett. **86**, 608 (2001).
- [Haen01a] W. Hänsel, J. Reichel, P. Hommelhoff und T. W. Hnsch, Phys. Rev. A **64**, 063607 (2001).
- [Haen01b] W. Hänsel, P. Hommelhoff, T. W. Hänsch und J. Reichel , Nature **413** , 498 (2001).
- [Hag199] E.W. Hagley, L. Deng, M. Kozuma, J. Wen, K. Helmerson, S.L. Rolston und W.D. Phillips, Science **283**, 1706 (1999).
- [Hara01] K.M. O’Hara, M.E, Gehm, S.R. Granade und J. E. Thomas Phys. Rev. A **64**, 051403(R) (2001).
- [Hemm99] A. Hemmerich, Phys. Rev. A **60**, 943 (1999).
- [Henk02] C. Henkel, P. Krüger, R. Folman, J. Schmiedmayer, quant-ph/0208165.
- [Henk99] C. Henkel, S. Pötting und M. Wilkens, Appl. Phys. B **69**, 379 (1999).
- [Henk01] C. Henkel und S. Pötting, 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, Pure Appl. Opt. **6**, 673 (1997).
- [Hind99] E.A. Hinds und I.G. Hughes, J. Phys. D: Appl. Phys. **32**, R119 (1999).
- [Hind01] E. A. Hinds, C. J. Vale, M. G. Boshier, Phys. Rev. Lett. **86**, 1462 (2001).
- [Ichi82] S. Ichimaru, Rev. Mod. Phys. **54**, 1017 (1982).
- [Jaks99] D. Jaksch, H.J. Briegel, J.I. Cirac, C.W. Gardiner und P. Zoller, Phys. Rev. Lett. **82**, 1975 (1999).

- [Jaks00] D. Jaksch, J.I. Cirac, P. Zoller, S.L. Rolston, R. Côte und M.D. Lukin, Phys. Rev. Lett. **85**, 2208 (2000).
- [Jess96] P.S. Jessen und I.H. Deutsch, Adv. At. Mol. Opt. Phys. **37**, 95 (1996).
- [Kase91] M. Kasevich und S. Chu, Phys. Rev. Lett. **67**, 181 (1991); M.J. Snadden, J.M. McGuirk, P. Bouyer, K.G. Haritos und M.A. Kasevich, Phys. Rev. Lett. **81**, 971 (1998); A. Peters, K.Y. Chung und S. Chu, Nature **400**, 849 (1999).
- [Kett93] W. Ketterle, K. B. Davis, M. A. Joffe, A. Martin und D. E. Pritchard Phys. Rev. Lett. **70**, 2253 (1993).
- [Kett96] W. Ketterle und N. J. Van Druten, Adv. Atom. Mol. Opt. Phys. **37**, 181 (1996).
- [Key00] M. Key, I.G. Hughes, W. Rooijackers, B.E. Sauer und E.A. Hinds, Phys. Rev. Lett. **84**, 1371 (2000).
- [Khri97] I. B. Khriplovich und S. K. Lamoreaux, (Springer, Berlin) (1997).
- [Kill97] T. C. Killian, S. Kulin, S. D. Bergeson, L. A. Orozco, C. Orzel und S. L. Rolston, Phys. Rev. Lett. **83**, 4776 (1999).
- [Kill01] T. C. Killian, M. J. Lim, S. Kulin, R. Dumke, S. D. Bergeson und S. L. Rolston, Phys. Rev. Lett. **86**, 3762, (2001).
- [Kozu96] M. Kozuma, N. Nakagawa, W. Jhe, und M. Ohtsu, Phys. Rev. Lett. **76**, 2428 (1996).
- [Kreu03] H. Kreutzmann, A. Sanpera, M. Lewenstein, R. Dumke, W. Ertmer, G. Birkl, Publikation für Phys. Rev. A in Vorbereitung.
- [Kuli00] S. Kulin, T. C. Killian, S. D. Bergeson, und S. L. Rolston, Phys. Rev. Lett. **85**, 318 (2000).
- [Kupp00] S.J.M. Kuppens, K.L. Corwin, K.W. Miller, T.E. Chupp und C.E. Wieman, Phys. Rev. A **62**, 013406 (2000).
- [Lean02] A. E. Leanhardt, A. P. Chikkatur, D. Kielpinski, Y. Shin, T. L. Gustavson, W. Ketterle, D. E. Pritchard, Phys. Rev. Lett. **89**, 040401 (2002).
- [Lean02b] A.E. Leanhardt, Y. Shin, A.P. Chikkatur, D. Kielpinski, W. Ketterle, D.E. Pritchard, cond-mat/0211345

-
- [Lene97] A. Lenef, T.D. Hammond, E.T. Smith, M.S. Chapman, R.A. Rubinstein, und D.E. Pritchard, Phys. Rev. Lett. **78**, 760 (1997).
- [Lo98] H.-K. Lo, S. Popescu und T. Spiller (ed.) *'Introduction to Quantum Computation and Information'*, (World Scientific, Singapur, 1998).
- [Meac98] D.R. Meacher, Cont. Phys. **39**, 329 (1998).
- [Metc99] H.J. Metcalf und P. van der Straten, Springer, New York, (1999).
- [Mewe97] M.-O. Mewes, M.R. Andrews, D.M. Kurn, D.S. Durfee, C.G. Townsend und W. Ketterle, Phys. Rev. Lett. **78**, 582 (1997).
- [Mill02] K. W. Miller, S. Dürr und C. E. Wieman Phys. Rev. A **66**, 023406 (2002).
- [Momp02] J. Mompert, K. Eckert, W. Ertmer, G. Birkl und M. Lewenstein, submitted to Phys. Rev. Lett. (2002), preprint: arXiv:quant-ph/0209171 at xxx.lanl.gov (2002).
- [Monr95] C. Monroe, D.M. Meekhof, B.E. King, W.M. Itano und D.J. Wineland, Phys. Rev. Lett. **75**, 4714 (1995).
- [Mors00] O. Morsch, P.H. Jones und D.R. Meacher, Phys. Rev. A **61**, 023410 (2000).
- [Muel99] D. Müller, D.Z. Anderson, R.J. Grow, P.D.D. Schwindt und E.A. Cornell, Phys. Rev. Lett. **83**, 5194 (1999).
- [Muel00] D. Müller, E.A. Cornell, M. Prevedelli, P.D.D. Schwindt, A. Zozulya und D.Z. Anderson, Opt. Lett. **25**, 1382 (2000).
- [Muel01] D. Müller, E.A. Cornell, M. Prevedelli, P.D.D. Schwindt, Y.-J. Wang und D.Z. Anderson, Phys. Rev. A **63**, 041602(R) (2001).
- [Nogu99] G. Nogues, A. Rauschenbeutel, S. Osnaghi, N. Brune, J.M. Raimond und S. Haroche, Nature **400**, 239 (1999).
- [Ott01] H. Ott, J. Fortagh, G. Schlotterbeck, A. Grossmann und C. Zimmermann, Phys. Rev. Lett. **87**, 230401, (2001).
- [Phil98] W.D. Phillips, Rev. Mod. Phys. **70**, 721 (1998).
- [Phil02] W. Phillips, 7th workshop on Atom Optics and Interferometry, Luntenen, September, (2002).

- [Pink00] P.W.H. Pinkse, T. Fischer, P. Maunz und G. Rempe, *Nature* **404**, 365 (2000).
- [Prot02] I.E. Protsenko, G. Reymond, N. Schlosser und P. Grangier, *Phys. Rev. A* **65**, 052301 (2002).
- [Rait97] G. Raithel, G. Birkl, A. Kastberg, W.D. Phillips und S.L. Rolston, *Phys. Rev. Lett.* **78**, 630 (1997).
- [Rait97a] G. Raithel, G. Birkl, W.D. Phillips und S.L. Rolston, *Phys. Rev. Lett.* **78**, 2928 (1997).
- [Rait98] G. Raithel, W.D. Phillips und S.L. Rolston, *Phys. Rev. Lett.* **81**, 3615 (1998).
- [Reic99] J. Reichel, W. Hänsel und T.W. Hänsch, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 3398 (1999).
- [Rieh91] F. Riehle, T. Kisters, A. Witte, J. Helmcke und C.J. Bordé, *Phys. Rev. Lett.* **67**, 177 (1991).
- [Roma99] M. V. Romalis und E. N. Fortson, *Phys. Rev. A* **59**, 4547 (1999).
- [Rudy97] P. Rudy, R. Ejnisman und N.P. Bigelow, *Phys. Rev. Lett.* **78**, 4906 (1997).
- [Sack87] Ch. Sack und H. Schamel, *Phys. Rep.*, **156**, 311 (1987); G. Manfredi, S. Mola und M. R. Feix, *Phys. Fluids B* **5**, 388 (1993); H.-B. Valentini und E. Glauche, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **28** 2279 (1995).
- [Sack00] C.A. Sackett, D. Kielpinski, B.E. King, C. Langer, V. Meyer, C.J. Myatt, M. Rowe, Q.A. Turchette, W.M. Itano, D.J. Wineland und C. Monroe, *Nature* **404**, 256 (2000).
- [Schl02] N.Schlosser, G. Reymond und P. Grangier, *Phys. Rev. Lett.* **89**, 023005 (2002).
- [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 in P.R. Berman, Academic Press, San Diego (1997).
- [Schm98] J. Schmiedmayer, *Eur. Phys. J. D* **4**, 57 (1998).
- [Shim97] F. Shimizu, in P.R. Berman, Academic Press, San Diego (1997).
- [Sinz99] S. Sinzinger und J. Jahns, *Microoptics*, Wiley-VCH Verlag, Weinheim (1999).

-
- [Spit62] L. Spitzer, Jr., *Physics of Fully Ionized Gases*, John Wiley & Sons, Inc., New York, chap. 5. (1962).
- [Stea98] A.M. Steane, Rep. Prog. Phys. 61, 117 (1998).
- [Ster92] U. Sterr, K. Sengstock, J.H. Müller, D. Bettermann und W. Ertmer, Appl Phys B. **54**, 341 (1992).
- [Walh94] M. Walhout, A. Witte und S. L. Rolston, Phys. Rev. Lett. **72**, 2843 (1994).
- [Wein95] J.D. Weinstein und K.G. Libbrecht, Phys. Rev. A **52**, 4004 (1995).
- [Youn93] D.S. Weiss, B.C. Young und S. Chu, Phys. Rev. Lett. **70**, 2706 (1993).

Index

- \sqrt{SWAP} , 37
- Abbildungssystem, 19, 20
- Absorptionszelle, 17
- Adressierbarkeit, 27
- Adressieren, 26
- Adressierung, 15
- Alkaliatom, 10, 14
- Anharmonizität, 34
- ATOMICS, 5
- Atominterferometer, 56, 88
- Atompropagation, 46
- Atomspiegel, 49
- Atomzahl, 71
- Aufteilungsprozess, 58
- Aufteilungsverhältnis, 51, 58

- Bandkantenfilter, 77
- Beschleunigung, 47
- Besetzungszustände, 37
- Bessel-Funktion, 7
- Beugungslimit, 7
- Bewegungszustände, 37

- “Dark Spot”-MOT, 72
- Dekohärenz, 61
- Dephasierung, 61
- Detektionssequenz, 19
- Di Vincenzo, 14
- Dichte, 72
- diffraktives Mikrolinsenarray, 16
- Dipol-Dipol-Blockade, 40
- Dipolfallenarray, 20
- Dipolfallenladephase, 18
- Dipolfallenpaare, 28
- Dipolpotential, 10

- Echoamplitude, 62
- Ein-Qubit Operationen, 31
- eindimensionales Array, 21
- einzel Adressierung, 26
- Einzelatomdetektion, 39
- Endtemperatur, 85
- EOM, 77
- evaporatives Kühlen, 81, 82, 88
- Expansionsgeschwindigkeit, 24

- Flugzeitmessung, 24
- Fokusgrösse, 7
- Fokuslinien, 43

- Gatterpotential, 32
- Gaußstrahl, 6
- gekreuzte Dipolfalle, 88
- Graufilter, 51, 65

- Hadamard-Gatter, 31,38
- Heizrate, 73, 85
- Hintergrundgasdruck, 17
- Hyperfeingrundzustände, 14

- Intensitätsverteilung, 6–8
- Interferenzsignale, 57, 59
- Interferometerkonfigurationen, 54
- Interferometerstruktur, 58

- Kühlen, 88
- Kühlmethode, 82
- Kühlprozesses, 81
- kalte Stöße, 35
- Kohärenz, 15
- Kohärenzerhalt, 51
- Kohärenzzeit, 62
- Kollisionsblockade, 39

- Kollisionsrate, 83
Kreuzungspunkt, 56, 65
kritische Temperatur, 83
- Lamb-Dicke-Parameter, 63
Lebensdauer Messung, 23
Leiterstruktur, 44
lichtinduzierte Kollisionen, 39
Linienfokus, 43
Linienleiter, 44, 47
Linsenparameter, 8
Lommel-Funktion, 7
- Mach-Zehnder-Struktur, 55
magnetischer Unterzustand, 67
Materiewelleninterferenz, 56
Michelson-Interferometerstruktur, 57
Mikrooptik, 5
Mikrozylinderlinsen, 42
mittlere Geschwindigkeit, 47
mittlere Oszillationsfrequenz, 81
MOPA, 16
MOT, 18, 72
Mott-Isolator, 39
- natürliche Linienbreite, 10
- optimierte Interferometer-Geometrien, 64
optimierte Mikrofallen, 38
optimiertes Mikrolinsenarray, 36
optisches Gitter, 60
Oszillationsfrequenz, 11, 22
- parametrische Resonanz, 22
Phasengatter, 31, 35, 37, 38
Phasenraumdicke, 74, 83
Phasenschieber, 53
Phasenunterschied, 59
Photonenstreurrate, 11
Photonenstreuzeit, 62
Photonenumverteilung, 61
Polarisation, 10
Potentialvariation, 74
- Potentialverlauf, 69
- Quantengatter, 88
Quanteninformation, 14
Quanteninformationsverarbeitung, 13
Quantenkommunikation, 14
Quantenprozessor, 87
Quantenregisters, 26
Qubit, 13, 14
Qubitzustände, 14
- Raman-Interferometer, 52
Raman-Lasersystem, 31
Ramsey-Bordé-Interferometer, 52
Rautenstruktur, 55
Rayleigh-Länge, 6
Relativwinkel, 28
Rethermalisierung, 83
Rotationsmessung, 59
Rotations sensitivität, 60
Rydberg-Gatter, 38
- Seitenbandkühlung, 40, 64, 88
selektives Auslesen, 27
Skalierbarkeit, 15, 87
Skalierungsvorschrift, 82, 83
Speicherzeit, 69
Speicherzeit Messung, 23
sphärisches Linsenarray, 21
Spin-Polarisation, 80
spinsensitive Dipolfalle, 88, 77
Strahltaile, 6
Strahlteiler, 49
Strahlteilerstruktur, 49
Streurrate, 11, 69
- Temperaturbestimmung, 24
TOF (Time of Flight Messung), 24
Tunnelprozess, 37
Tunnelwahrscheinlichkeit, 58
- Umladeeffizienz, 44, 71
Umladerate, 72

Verlustrate, 85
Vibrationszustand, 59
Vielfachrealisierung, 5, 15

waist, 7
Wellenfront, 7
Wellenleitern, 43
Wellenpaketbewegungen, 60

X-förmige Strahteilerstruktur, 49

Zeeman Unterzustände, 34, 67, 81,
89
zirkular polarisierte Dipolfalle, 69
zirkulare Polarisation, 34, 67
Zustandspräparation, 27
zustandsselektiver Strahlteiler, 52
zustandsselektives Auslesen, 27
zustandsselektives Potential, 67
zustandsselektives Schalten, 31
Zustandsselektives Verschieben, 34
zweidimensionales Array, 20
Zylinderlinsen, 9, 42
Zylinderlinsenarrays, 43
zylindrische Mikrolinsenarray, 42

Entstehung von Rydbergatomen in einem ultrakalten Plasma

Der Zeitrahmen dieser Arbeit beinhaltet einen Forschungsaufenthalt am NIST. In diesem Abschnitt werden kurz das Experiment und die Messungen skizziert.

A.1 Dreikörper-Rekombination

Ein Großteil unseres Universums besteht aus Plasmen. Die Temperaturen überspannen einen sehr weiten Bereich von 10^{16} K in der Magnetosphäre eines Pulsars über die Korona der Sonne mit 10^6 K bis hin zur Ionosphäre unserer Erde mit einigen 100 K. Bei ultrakalten Plasmen erwartet man, dass sich ihre Eigenschaften signifikant ändern. Ist die thermische Energie eines Teilchens geringer als die Coulomb-Wechselwirkungsenergie, wird das Plasma stark koppelnd und die hydrodynamischen Gleichungen für die kollektiven Bewegungen der Teilchen sind nicht mehr gültig. Die Bewegung der Ionen und Elektronen ist hauptsächlich durch ihre gegenseitige Anziehung bestimmt. Solche stark koppelnden Plasmen kommen natürlich in astrophysikalischen Systemen vor, wie z.B. im Zentrum des Jupiters.

Die Rekombination von Elektronen und Ionen zu neutralen Atomen ist ein fundamentaler Prozess in der Plasmaphysik. In diesem Kapitel wird die Rekombination von einem ultrakalten Plasma zu Rydberg-Atomen beschrieben [Kill01]. In diesem Parameterbereich ist die Drei-Körper-Rekombination, in dem ein Elektron und ein Ion rekombiniert und ein zweites Elektron die

Bindungsenergie abführt, der wichtigste Rekombinationsprozess. Nach theoretischen Voraussagen ändert sich die Drei-Körper-Rekombinationsrate mit $T^{-9/2}$. Also ist dies ein sehr schneller Rekombinationsprozess, der bei tiefen Temperaturen schon mit moderaten Dichten von 10^{10} cm^{-3} die Strahlungs-Rekombination und dielektronische Rekombination weit übersteigt. Die genaue Untersuchung dieses Prozesses kann Anwendungen in der Herstellung von kaltem Anti-Wasserstoff haben [Gabr88].

In dem hier beschriebenen Experiment wird das ultrakalte Plasma aus metastabilen Xe-Atomen ($6S_{3/2}$ Lebensdauer 43 s [Walh94]) erzeugt [Kill97]. Die Atome werden in einer MOT gefangen und gekühlt. Der Kühlübergang ist $6S_{3/2} \rightarrow 6P_{5/2}$, bei einer Wellenlänge von 882 nm. Eine optische Melasse kühlt die Atome weiter auf eine Temperatur von etwa $10 \mu\text{K}$. Typischerweise werden einige 10^6 Atome bei einer Dichte von $2 \times 10^{10} \text{ Atome/cm}^3$ gefangen. Die räumlichen Ausdehnung der Atomwolke ist gegeben durch einen Gaußradius von $\sigma = 180 \mu\text{m}$.

Die Ionisationssequenz startet nach der Melassenphase mit einem Puls des Kühllaser bei 882 nm, so dass das Niveau $6P_{5/2}$ besetzt wird. Ein zweiter Puls wird im zeitlichen Überlapp eingestrahlt bei einer Wellenlänge von 514 nm. Das Licht wird von einem Farbstofflaser, gepumpt durch einen Frequenzverdreifachten, gepulsten Nd:YAG Laser, zur Verfügung gestellt. Dadurch werden die Atome über die Ionisationsgrenze angeregt. Etwa 25% der Atome werden photoionisiert.

Die Energiedifferenz ΔE , zwischen der Photonenenergie und dem Ionisationspotential ist zwischen den Elektronen und Ionen verteilt. Aufgrund des geringen Elektronen-Ionen-Masseverhältnis haben die freien Elektronen eine kinetische Anfangsenergie (E_e), die etwa dieser Differenz entspricht. Nur $4 \times 10^{-6} \Delta E$ sind auf die Ionen verteilt. Eine Energiegleichverteilung würde mehrere 10 ms dauern. Durch Kontrolle der Intensität des grünen Laserpulses kann Einfluss auf die Ionisationsrate und somit auf die Plasmadichte genommen werden.

Während des Experimentes wird E_e/k_B zwischen 0.1 und 1000 K variiert. Das untere Limit wird durch die Bandbreite des Laser gesetzt. Die kinetische Anfangsenergie der Ionen variiert zwischen $10 \mu\text{K}$ und 4 mK.

Eine typische experimentelle Sequenz beginnt mit der Photoionisation zum Zeitpunkt $t=0$ (Abb. A.1). Mit metallischen Gittern unterhalb und oberhalb der Photoionisationsregion wird ein Gleichspannungsfeld von 5 mV/cm erzeugt. Dieses Feld lenkt die Elektronen auf eine Vielkanalplatte. Einige Elektronen werden innerhalb weniger μs detektiert. Die Ionen sind in diesem Zeitfenster effektiv stationär. Der daraus folgende Überschuss an positiver Ladung erzeugt ein Coulomb-Potential, welches die verbleibenden Elektronen fängt. Es werden typischerweise 80% der Elektronen gefangen. Die anfängliche Dichteverteilung des Plasma ist der des gekühlten neutralen Ensem-

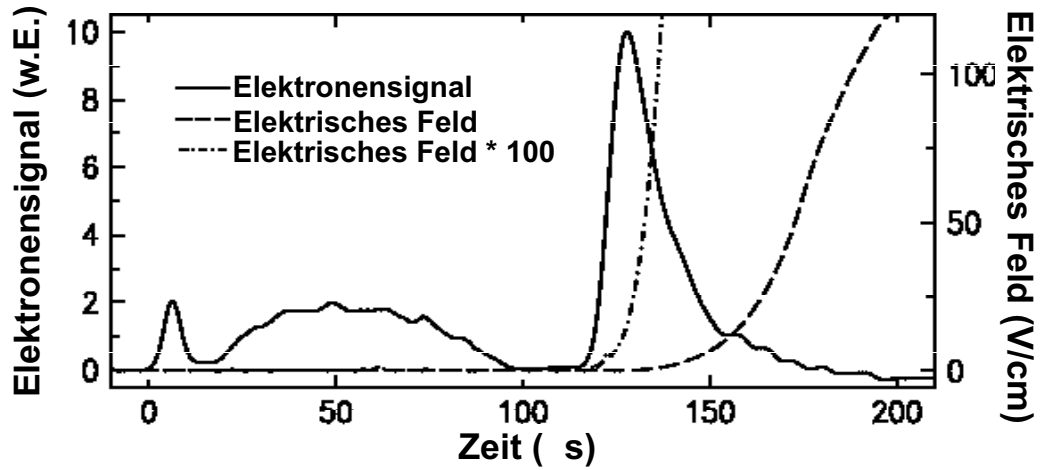


Abbildung A.1: Elektronensignal eines Plasmas erzeugt durch Photoionisation von 10^5 Atomen zum Zeitpunkt $t=0$, mit $E_e/k_B = 206$ K. Das schmale Signal am Anfang kommt durch die Elektronen, die sofort nach der Plasmaerzeugung dieses verlassen. Die nachfolgende breite Verteilung sind Elektronen die während der Plasmaexpansion detektiert werden. Während der gesamten Zeit liegt ein Gleichspannungsfeld von 5 mV/cm an, dass die Elektronen auf die Vielkanalplatte lenkt. Nachdem die freien Elektronen das Ensemble verlassen haben, wird das elektrische Feld auf 120 V/cm erhöht. Das detektierte Elektronensignal wird durch die Ionisation der Rydbergatome verursacht.

bles ähnlich. Während das Plasma expandiert, verringert sich die Tiefe des Coulomb-Potentiales und die verbliebenen freien Elektronen können nun das Potential verlassen, resultierend in dem breiten Signal in Abb. A.1 zwischen 20 und 100 μ s. Nachdem die freien Elektronen das Ensemble verlassen haben wird das elektrische Feld innerhalb von 50 - 100 μ s auf 120 V/cm erhöht. Durch dieses Feld können Rydbergatome mit Bindungsenergien von 70 K ionisiert werden. Dies entspricht einer Hauptquantenzahl $n=47$. Um die zeitliche Entwicklung der Rydbergzustände zu untersuchen kann das Plasma durch einen vorzeitigen Spannungspuls zerstört werden. Dadurch kann nach der Photoionisation zeitlich variabel die Verteilung der Rydbergzustände bestimmt werden. Diese Verteilungen sind in Abb. A.2 (a) dargestellt. Hierbei wurde das Plasma mit einer hohen Anzahl von ionisierten Atomen und niedrigem E_e erzeugt.

Anfangs, wie in der 12 μ s Kurve dargestellt, ist eine hohe Anzahl der Rydbergatome in niedrigen Zuständen ($n < 60$). Die resultierende Rekombinationsrate pro Zustand von $\sim 5 \times 10^7$ $1/s$, für kleine n , innerhalb dieses Zeitintervalls von 12 μ s, stimmt mit dem theoretischen Werten für die Dreikörper Rekombinationsrate mit den anfänglichen Plasmaparameteren überein.

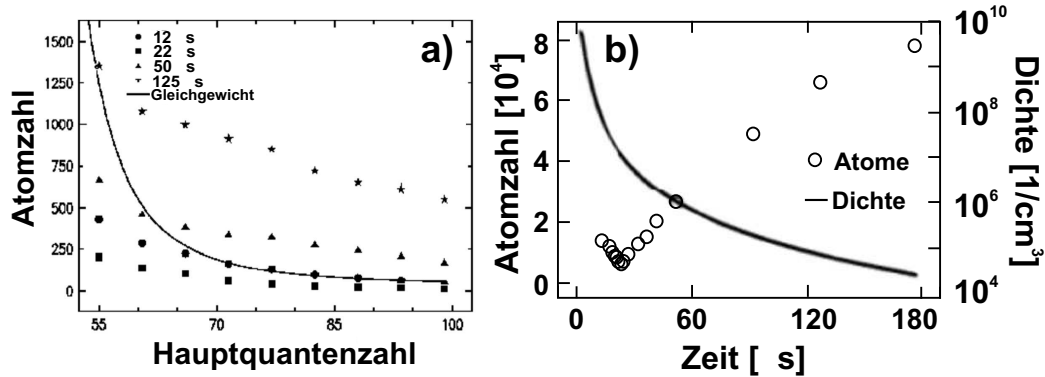


Abbildung A.2: Verteilung der Rydbergatome zu verschiedenen Zeiten nach der Photoionisation. Die Elektronentemperatur ist $E_e/k_B = 9\text{K}$ bei 7×10^5 Ionen. (a) Dargestellt ist die Verteilung der Rydbergatome als Funktion der Hauptquantenzahl zu verschiedenen Zeiten. Die durchgezogene Linie zeigt die $12 \mu\text{s}$ Saha-Gleichgewichtsverteilung bei $T_e = 8.5\text{ K}$ und einer gaußförmigen Plasmadichteverteilung mit einem Durchmesser $\sigma = 600 \mu\text{m}$. (b) Gesamtzahl der Rydbergatome als Funktion der Zeit. Die durchgezogene Linie zeigt die zeitliche Entwicklung der Plasmadichte [Kuli00].

rein.

Für höher liegende Hauptquantenzahlen ergibt sich eine mit n^6 skalierende Rekombinationsrate. Dieser durch Drei-Körper-Rekombination vorausgesagte hohe Anteil an hochangeregten Rydbergzuständen wird nicht beobachtet. Dies legt nahe, dass die thermische Energie der Elektronen vergleichbar oder höher als die Bindungsenergie ist. Die Rydbergatome mit hohem n werden, sobald sie erzeugt werden, wieder durch Stöße mit Elektronen ionisiert. Die erwartete Saha-Gleichgewichtsverteilung stimmt gut mit diesen Daten für hohe n überein.

Für die Zeit von $12\text{-}22 \mu\text{s}$ wird eine Abnahme der Anzahl der Rydbergatome beobachtet (Abb. A.2 (a),(b)). Dies ist konsistent mit der Abnahme der Dichte bei vorausgesetzter konstanter Temperatur. Aus [Kuli00] ergibt sich für den hier untersuchten Plasma-Parametersatz eine Expansionsgeschwindigkeit von etwa 60 m/s . Die daraus resultierende Dichteentwicklung ist in Abb. A.2 (b) dargestellt.

In der Zeit von $22\text{-}125 \mu\text{s}$ steigt die Rydberatomzahl wieder an, während die Plasmadichte auf unterhalb 10^6 cm^{-3} sinkt. Die während dieser Zeit beobachtete Rekombinationsrate für den Zustand $n=55$ ist 10^7 1/s . Um dies mit einfacher Drei-Körper-Rekombination zu erklären, muss die Temperatur auf unter 1 mK fallen.

Prinzipiell ist ein Abkühlen auf so geringe Temperaturen möglich. Vernachlässigt man die Heizprozesse durch die Bildung von Rydberatomen, ver-

ringert sich die Temperatur durch adiabatische Expansion auf etwa 30 mK während der ersten 50 μs [Spit62, Sack87].

Die Elektronen verlassen das durch die Ionen erzeugte Potential, wie in Abb A.1 für das Zeitintervall von 20-100 μs zu sehen. Dies kann die Temperatur der Elektronen weiter mittels evaporativer Kühlung senken. Bei diesen tiefen Temperaturen würde das System einen Coulomb-Kopplungs-Parameter von $\Gamma_e = 300$ haben [Ichi82]. In diesem Parameterbereich ist die Standard-Theorie der Drei-Körper-Rekombination und die klassische Plasma-Theorie nicht mehr gültig. Ein detailliertes Modell muss erstellt werden, um quantitativ die Ergebnisse zu erklären.

**Wellenpaket Echos in der
Bewegung von gefangenen
Atomen**

Wave Packet Echos in the Motion of Trapped Atoms

F. B. J. Buchkremer, R. Dumke, H. Levsen, G. Birkl, and W. Ertmer

Institut für Quantenoptik, Universität Hannover, Welfengarten 1, D-30167 Hannover, Germany
(Received 1 March 2000)

We experimentally demonstrate and systematically study the stimulated revival (echo) of motional wave packet oscillations. For this purpose, we prepare wave packets in an optical lattice by nonadiabatically shifting the potential and stimulate their reoccurrence by a second shift after a variable time delay. This technique, analogous to spin echoes, enables one even in the presence of strong dephasing to determine the coherence time of the wave packets. We find that for strongly bound atoms it is comparable to the cooling time and much longer than the inverse of the photon scattering rate.

PACS numbers: 32.80.Pj, 42.50.Vk

The process of decoherence, i.e., the collapse of superposition states due to the dissipative interaction with their environment, is one of the basic concepts for our understanding of the connection between classical and quantum physics. In order to study the effect of decoherence unambiguously, one has to be able to distinguish it from other, nondissipative effects. The macroscopic (i.e., ensemble- or time-averaged) response of a quantum system prepared in a superposition state typically decays not only due to the loss of coherence (homogeneous decay) but also due to dephasing resulting from local variations in the evolution of the quantum system (inhomogeneous decay). In many cases decoherence cannot be studied directly because the inhomogeneous decay is by far the dominating process.

This limitation has been overcome in a famous series of experiments by introducing the techniques of spin echo for nuclear magnetic resonance and photon echo for optical resonance [1–3]. These techniques are based on the observation that inhomogeneous decay due to dephasing is a reversible process. Thus, by appropriately modifying superposition states at a time Δt after their preparation, the dephasing can be partially or fully reversed and a stimulated macroscopic response (echo) is induced at $2\Delta t$. This effect enables one to measure the coherence time even in the presence of strong dephasing. We have, for the first time, applied this method to the investigation of the decoherence of motional wave packets of trapped atoms (Fig. 1). The method can be used independent of the specific experimental realization of the confining potential (e.g., a single dipole potential, periodic dipole potentials, magnetic trapping potentials, inhomogeneous arrays of atom traps, etc.).

The specific system investigated here consists of motional wave packets of neutral atoms in a one-dimensional optical lattice. Optical lattices are periodic dipole potentials for atoms created by the interference of multiple laser beams [4]. Atoms can be trapped and cooled at the potential minima (mean position spread $z_{\text{rms}} = \lambda/18$ [5]). In optical lattices symmetrically and asymmetrically oscillating motional wave packets can be induced by nonadiabatically changing the lattice potential [6–11].

In dipole potentials, the macroscopic oscillation signal decays because of decoherence due to the spontaneous scattering of photons and because of dephasing due to the anharmonicity of the potential wells and spatial variations of the potential depth. Typically, the effect of dephasing is dominating decoherence [6–13], so that a direct determination of the coherence time is not possible. Here, we show how these limitations can be overcome: For the case of symmetrical oscillations, Bulatov *et al.* [14] recently proposed and numerically simulated an echo mechanism to reverse the effect of dephasing and stimulate the revival of the wave packet oscillations by means of two successive nonadiabatic changes in the depth of the lattice potential. With our work we extend their proposal to the case of asymmetrical wave packet oscillations, present the first experimental observation of the echo effect, and apply it to determine the coherence time of the motional wave packets.

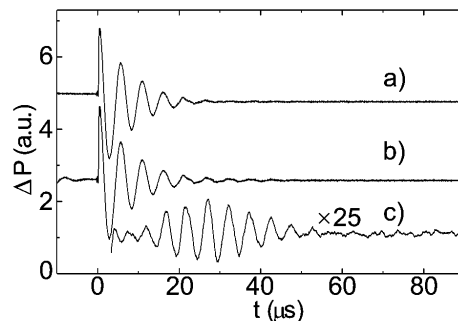


FIG. 1. Wave packet oscillations without (curve *a*) and with (curves *b,c*) stimulated revival (echo) ($U_0 = 831E_R$, $\delta = -7.8\Gamma$, $dz = 0.10\lambda$). Depicted are the oscillations after the second shift (at $t = 0$) for time delays between the two shifts of $\Delta t = 108 \mu\text{s}$ (*a*, reference curve, complete decoherence before second shift) and $\Delta t = 32 \mu\text{s}$ (*b*, signal curve), showing additional oscillations at about $t = 32 \mu\text{s}$. The difference between curves *b* and *a* (*c*, echo curve) shows the net effect of the wave packet echo.

In our experiment, we chirp-slow rubidium atoms (^{85}Rb) from a thermal beam and trap and cool them in a magneto-optical trap (MOT), giving a sample of approximately 10^7 atoms with a central density of 10^9 atoms/cm³. After the loading phase, the magnetic field of the MOT is switched off and the intensity of the trapping beams is reduced to achieve optimal cooling in a three-dimensional molasses. The MOT-laser beams are then turned off and two lattice beams are switched on, forming a one-dimensional lin \perp lin optical lattice [4]. The lattice beams have intensities up to $I = 60$ mW/cm², and detunings δ of 2–10 natural linewidths ($\Gamma/2\pi = 5.89$ MHz) below the $5S_{1/2}(F=3) \rightarrow 5P_{3/2}(F'=4)$ transition at $\lambda = 780$ nm. The beam waist of about 2.75 mm ($1/e^2$ radius) is large compared to the $1/e^2$ radius of the atomic cloud of 1.52 mm.

After an initial cooling phase of 1 to 2 ms in the lattice, which localizes the atoms at the center of the potential wells, we nonadiabatically change the relative phase between the two lattice beams with an electro-optic phase shifter [11] ($1/e$ switching time of 0.4 μs). This causes a translation of the lattice by a controllable amount dz ($0 < dz < \lambda/4$) and induces asymmetrical coherent-state-like motional wave packets. We observe the wave packet oscillations by measuring the photon redistribution-induced power difference $\Delta P(t)$ between the two lattice beams [11,15]. No repumping light is present during the wave packet evolution. Figure 1(a) shows a typical example of a wave packet oscillation. Clearly visible are about five oscillations with a period of (5.2 ± 0.1) μs . The oscillation signal is damped with a decay time of $\tau_1 = 7 \pm 1$ μs (exponential fit).

Figure 2 shows the decay time τ_1 (relative uncertainty $\leq 20\%$) of asymmetrical wave packet oscillations as a func-

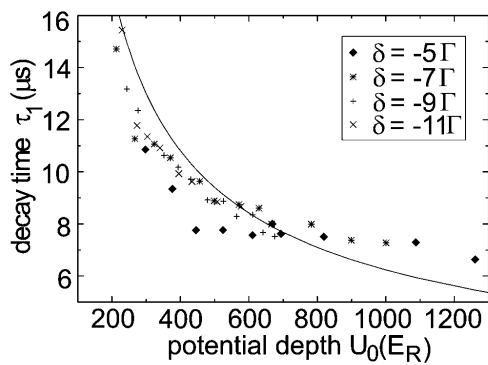


FIG. 2. Decay times τ_1 of asymmetrical wave packet oscillations as a function of the potential depth U_0 for the indicated values of the detuning δ . The solid line shows a calculation of the decay time for anharmonicity-induced dephasing as the decay mechanism.

tion of the potential depth U_0 for various detunings δ . U_0 is calculated from the measured oscillation frequency ω_{osc} according to $U_0/E_R = [1/(0.8)^2](\omega_{\text{osc}}/2\omega_R)^2$, taking into account the anharmonicity of the potential wells [5,9]. The data show that the decay is not due to decoherence caused by spontaneous scattering, for in that case the decay time τ_1 should be proportional to the inverse of the photon scattering rate, $\tau_{\text{sc}} = 1/\Gamma' = 1/[U_0\Gamma/(\hbar|\delta|)]$. For different detunings this should result in different decay times τ_1 for the same U_0 , which is not observed for $|\delta| \gg 7\Gamma$. For a decay caused by anharmonicity, on the other hand, the decay time should be proportional to the inverse of the mean spread $\Delta\omega_{\text{osc}}$ of the occurring oscillation frequencies, which can be approximated by the mean shift of the oscillation frequencies from the harmonic frequency minus the common shift of ω_R , i.e., $\Delta\omega_{\text{osc}} \approx 0.14\omega_{\text{osc}} - \omega_R$ [5,9]. The line in Fig. 2 is a plot of $1/\Delta\omega_{\text{osc}}$ as a function of U_0 . Within the 20% uncertainty of our data the decay times τ_1 are in agreement with this calculation. Thus, the decay of the wave packet oscillations is dominated by dephasing [16].

The investigation of decoherence, on the other hand, becomes possible by nonadiabatically shifting the lattice back to its initial position after a variable delay Δt . This second translation leads to a stimulated revival (echo) of the oscillations with a maximum amplitude at about $2\Delta t$ [14] if the coherence of the wave packets induced by the first shift still persists—at least partially—at $2\Delta t$.

Figure 1 shows the first experimental demonstration of this echo effect [17]. Figure 1(a) serves as a reference curve showing wave packet oscillations for atoms that move fully incoherently at the time of the shift. For the purpose of reducing systematic uncertainties, this curve also has been recorded after two translations of the lattice. However, here the long delay time $\Delta t = 108$ μs guarantees a complete loss of coherence before the second shift. Figure 1(b) depicts the wave packet oscillations after the second shift with $\Delta t = 32$ μs . The curve shows additional oscillations at about $t = 32$ μs . Figure 1(c) presents the magnified difference of curves (b) and (a). Clearly visible is the recurrence of wave packet oscillation, i.e., echo, centered around a time close to $t = 32$ μs . This time corresponds to a total time of $t_{\text{total}} = 32$ $\mu\text{s} + \Delta t = 64$ $\mu\text{s} = 2\Delta t$ after the first shift, as predicted.

In order to gain a qualitative and quantitative understanding of the echo mechanism, we have performed a full quantum Monte Carlo wave-function simulation (QMCWF) [18] of the echo experiment, taking into account the full coherent and dissipative dynamics as well as all internal ground states while adiabatically eliminating the excited states. Figure 3 shows the result for the experimental conditions of Fig. 1. In Fig. 3(a) the spontaneous scattering rate is reduced ($\Gamma' \rightarrow \Gamma'/1000$) in order to emphasize the coherent dynamics which gives rise to the echo mechanism. Clearly visible is the occurrence of the wave packet echo at $t = 32$ μs .

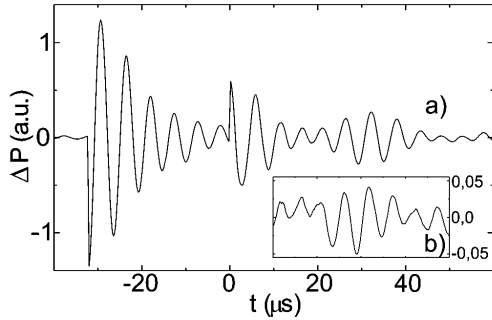


FIG. 3. QMCWF simulations of the echo experiment [$I = 56.5 \text{ mW/cm}^2$ and $\delta = -7.8\Gamma$ ($\Rightarrow U_0 = 823E_R$), $dz = 0.064\lambda$, $\Delta t = 32 \mu\text{s}$ (potential shifts at $t = -32 \mu\text{s}$ and $t = 0$)]. (a) With a reduced rate of spontaneous scattering processes ($\Gamma' \rightarrow \Gamma'/1000$), a strong wave packet echo is visible. (b) With the regular rate of spontaneous scattering, the echo is still visible but its amplitude is significantly reduced.

The underlying physics of the echo mechanism can be understood in terms of the coherent evolution of the contributions of different eigenstates to the wave packet: The first translation creates a coherent superposition of eigenstates of the translated anharmonic trapping potential which are all in phase (with phase = 0 per definition). The phases of different eigenstates evolve with different frequencies in time which causes the decay of the oscillation signal. Shifting the lattice back after Δt creates a new superposition state. Because of the asymmetry of the translation, eigenstates with phases close to odd multiples of π give the strongest and eigenstates with phases close to even multiples of π give the weakest contributions to the new superposition state, which leads to new wave packet oscillations which again dephase in time. However, eigenstates that were in phase at $t = \Delta t$ are again in phase at $t = 2\Delta t$, so that the strongest contributions again realign at $t = 2\Delta t$, which results in a partial revival of the oscillations. Thus, the phase-dependent selection of the strength of eigenstate contributions at the second shift leads to the wave packet echo.

Spontaneous scattering leads to an incoherent evolution of the superposition state by randomizing the phases of the eigenstates and thus causes a decrease in the echo amplitude. This is clearly observed in our wave-function simulation for a nonreduced spontaneous scattering rate [Fig. 3(b)]. The wave packet echo is still visible but its amplitude is reduced to a value that is consistent with the one obtained in the experiment (Fig. 1).

In order to experimentally study additional effects of dephasing, we have narrowed the transverse intensity profile of our lattice beams, causing different parts of the atom cloud to experience different potential depths U_0 .

The almost freestanding echo in the signal curve of Fig. 4 experimentally demonstrates, that the method of

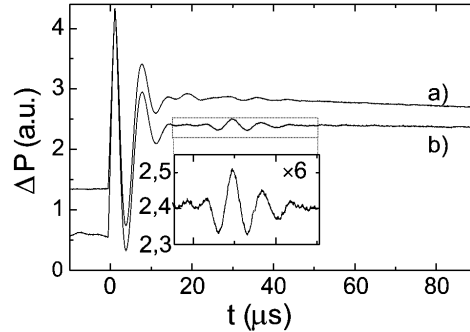


FIG. 4. Wave packet oscillations and echo for increased dephasing ($U_0 = 368E_R$, $\delta = 8\Gamma$, $dz = 0.11\lambda$). The reference curve (a, $\Delta t = 132 \mu\text{s}$) depicts the faster signal decay. The signal curve (b, $\Delta t = 30 \mu\text{s}$) shows a freestanding echo.

wave packet echoes can also be applied to other systems, where the spatial variation in the coherent dynamics is the dominating effect for dephasing as, e.g., in anharmonic dipole traps based on focused laser beams, inhomogeneous arrays of atom traps, or magnetic quadrupole traps, etc. (see, e.g., Ref. [13]).

The physics behind the echo effect predicts that the time at which the echo occurs can be varied by changing the time delay Δt between lattice shifts. Figure 5 shows echo curves [analogous to Fig. 1(c)] for the indicated values of the time delay Δt . For each curve, $t = 0$ corresponds to the second lattice shift. The total time after the first shift is given by $t_{\text{total}} = t + \Delta t$. Our measurements confirm that the echo moves to larger t with increasing Δt and has its maximum value at approximately $t_{\text{total}} = 2\Delta t$ [19].

We can use the echo technique to determine the coherence time τ_2 of the atomic motion by measuring the echo amplitude as a function of the echo time $2\Delta t$. Figure 6(a) shows this for the data of Fig. 5. With increasing Δt

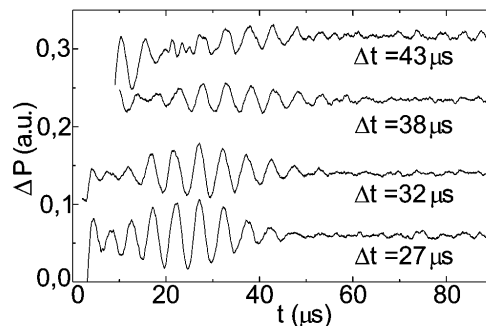


FIG. 5. Increase in occurrence time and decrease in amplitude of the echoes for increasing delay Δt between translations of the trapping potential (parameters as in Fig. 1).

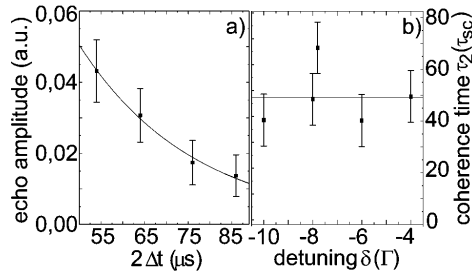


FIG. 6. (a) Dependence of the echo amplitude on the echo time $2\Delta t$ for the data of Fig. 5. The line is an exponential fit to the data, giving a coherence time of $\tau_2 = (27 \pm 3) \mu\text{s}$. (b) Coherence time in units of the photon scattering time $\tau_{sc} = 1/\Gamma'$ as a function of the lattice detuning δ .

the echo amplitude decreases exponentially as expected for a coherence loss due to spontaneous scattering processes occurring at a constant rate Γ' . An exponential fit to the data [line in Fig. 6(a)] gives a $1/e$ decay time of $\tau_2 = (27 \pm 3) \mu\text{s}$ which is significantly longer than the observed dephasing time of $7 \mu\text{s}$. This shows that the coherent motion still persists for times at which the macroscopic oscillation signal has already disappeared.

The echo technique even enables a quantitative determination of the constant of proportionality between the coherence time τ_2 and the photon scattering time $\tau_{sc} = 1/\Gamma'$. For the data of Fig. 6(a), $\tau_{sc} = (0.40 \pm 0.04) \mu\text{s}$ and we find that, during the coherence time, one atom scatters 68 ± 10 photons. In a series of measurements similar to Fig. 5 for $-10\Gamma \leq \delta \leq -4\Gamma$ we observe coherence times in the range from 40 to 68 scattering times τ_{sc} with an average value of $\tau_2 = (49 \pm 7)\tau_{sc}$ independent of the detuning δ [Fig. 6(b)]. This proves that the coherence time τ_2 is proportional to the scattering time τ_{sc} , and that for the decay of motional coherence a large number of photons has to be scattered spontaneously.

The quantitative determination of the coherence time enables us to prove an important prediction given for the dissipative coupling of the motion of atoms in (nearly) harmonic potentials to their environment: It has been pointed out that for (nearly) harmonic oscillators the coherence time τ_2 should be twice as long as the damping time of the oscillator's energy, i.e., the cooling time τ_{cool} of the atoms [20–22]. In a recent experiment, τ_{cool} in one-dimensional optical lattices was found to be the time to spontaneously scatter 30 photons: $\tau_{cool} = 30\tau_{sc}$ [7]. Our direct measurement of the coherence time $\tau_2 = (49 \pm 7)\tau_{sc}$ is the first experimental confirmation of the predicted relation between the coherence time and the cooling time. We expect the relation $\tau_2 = 2\tau_{cool}$ to hold universally for (nearly) harmonic trapping potentials in which the motion of atoms is coupled to a dissipative reservoir [20].

In summary, we have experimentally demonstrated and systematically investigated a new echo technique to

access the coherent and dissipative dynamics of atomic wave packet oscillations in trapping potentials. With this technique, we have measured the coherence time of wave packet oscillations in strongly confining dipole potentials, in a regime, which was previously inaccessible. We showed that the coherence time is directly connected to the energy dissipation time. We also demonstrated that the echo technique works for atomic motion exhibiting various causes of dephasing, which shows that it can be used to access the external dynamics in a broad range of different atom traps or inhomogeneous arrays of atom traps.

We thank A. Pahl and M. Wilken for their support in the early stages of the project. This work is supported by the SFB 407 of the *Deutsche Forschungsgemeinschaft*.

- [1] E. L. Hahn, *Phys. Rev.* **80**, 580 (1950).
- [2] N. A. Kurnit, I. D. Abella, and S. R. Hartmann, *Phys. Rev. Lett.* **13**, 567 (1964).
- [3] L. Allen and J. H. Eberly, *Optical Resonance and Two-Level Atoms* (Dover, New York, 1987).
- [4] P. S. Jessen and I. H. Deutsch, *Adv. At. Mol. Opt. Phys.* **37**, 95 (1996); D. R. Meacher, *Contemp. Phys.* **39**, 329 (1998); L. Guidoni and P. Verkerk, *J. Opt. B* **1**, R23 (1999).
- [5] M. Gatzke *et al.*, *Phys. Rev. A* **55**, R3987 (1997).
- [6] M. Kozuma *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **76**, 2428 (1996).
- [7] G. Raithel *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **78**, 630 (1997).
- [8] A. Görlitz *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **78**, 2096 (1997).
- [9] G. Raithel *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **78**, 2928 (1997).
- [10] P. Rudy, R. Eijnisman, and N. P. Bigelow, *Phys. Rev. Lett.* **78**, 4906 (1997); R. Eijnisman *et al.*, *Phys. Rev. A* **56**, 4331 (1997).
- [11] G. Raithel, W. D. Phillips, and S. L. Rolston, *Phys. Rev. Lett.* **81**, 3615 (1998).
- [12] O. Morsch, P. H. Jones, and D. R. Meacher, *Phys. Rev. A* **61**, 023410 (2000).
- [13] M. Morinaga *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 4037 (1999).
- [14] A. Bulatov *et al.*, *Phys. Rev. A* **57**, 3788 (1998).
- [15] The maximum power difference ΔP is about 1% of the total lattice power for all data presented here.
- [16] The remaining deviations may be due to the additional influence of decoherence and local variations in U_0 .
- [17] In order to compensate fluctuations in atom number, the initial amplitudes of all wave packet oscillations are normalized. For clarity some curves are offset vertically.
- [18] J. Dalibard, Y. Castin, and K. Mølmer, *Phys. Rev. Lett.* **68**, 580 (1992); P. Marte *et al.*, *Phys. Rev. A* **47**, 1378 (1993); P. Marte *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **71**, 1335 (1993).
- [19] The fact that the maxima occur at times slightly earlier than $2\Delta t$ is caused by decoherence, which decreases the signal strength during the echo, thus shifting the apparent echo maximum to earlier times.
- [20] W. D. Phillips and C. I. Westbrook, *Phys. Rev. Lett.* **78**, 2676 (1997).
- [21] J. I. Cirac *et al.*, *Phys. Rev. A* **48**, 2169 (1993).
- [22] C. Cohen-Tannoudji, J. Dupont-Roc, and G. Grynberg, *Atom-Photon Interactions* (Wiley, New York, 1992).

**Entstehung von
Rydbergatomen in einem
expandierenden ultrakalten
neutralen Plasma**

Formation of Rydberg Atoms in an Expanding Ultracold Neutral Plasma

T. C. Killian, M. J. Lim, S. Kulin, R. Dumke, S. D. Bergeson,* and S. L. Rolston

National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, Maryland 20899-8424

(Received 30 November 2000)

We study the formation of Rydberg atoms in expanding plasmas at temperatures of 1–1000 K and densities from 10^5 – 10^{10} cm^{-3} . Up to 20% of the initially free charges recombine in about 100 μs , and the binding energy of the Rydberg atoms approximately equals the increase in the kinetic energy of the remaining free electrons. Three-body recombination is expected to dominate in this regime, yet most of our results are inconsistent with this mechanism.

DOI: 10.1103/PhysRevLett.86.3759

PACS numbers: 34.80.Lx, 32.80.Pj, 52.20. j, 52.55.Dy

Recombination of electrons and ions to form neutral atoms is a fundamental process in plasma physics. The flow of electrons between bound and unbound states must be understood in order to optimize lighting sources and commercial processing, or to model astrophysical chemistry or fusion reactors. At typical plasma temperatures of 1000 K or higher, radiative recombination (RR), dielectronic recombination (DR), and three-body recombination (TBR) are the dominant processes, and theory and experiment agree well [1,2]. RR [3], in which an electron is captured and a photon is released, populates tightly bound levels and dominates at densities below 10^{14} cm^{-3} . DR [1] can be seen as a variation of this process, in which an intermediate excited electronic state is formed before radiative decay occurs. TBR [4], in which an electron and an ion recombine and a second electron serves to conserve energy and momentum, becomes important at higher densities and populates high lying Rydberg atomic states.

The situation changes drastically at temperatures of order one Kelvin, which can be realized in an ultracold neutral plasma produced by photoionization of laser-cooled atoms [5]. The total three-body rate is predicted to vary with temperature as $T^{-9/2}$, implying fast recombination that dominates over RR and DR even at moderate densities of 10^{10} cm^{-3} or lower. This divergent temperature dependence has inspired investigations into whether TBR theory must be modified in this new regime [6–8]. In ion storage rings, collisions between ions and electrons in electron coolers can be in the 10–100 K energy range, and anomalously large recombination rates have been observed for highly charged ions [9]. Some authors have suggested an enhanced contribution from TBR to explain a portion of the excess [10]. In addition to the fundamental interest in TBR at low temperatures, the process has a possible application in the formation of cold antihydrogen through positron-antiproton recombination [11]. We note that the inverse process, the spontaneous evolution of a cold gas of Rydberg atoms into a plasma, has recently been reported [12].

We have observed recombination into Rydberg atoms in an ultracold neutral plasma. At temperatures ranging from 1–1000 K, and densities from 10^5 – 10^{10} cm^{-3} , up to 20%

of the initially free charges recombine on a time scale of 100 μs . The Rydberg atom distributions as a function of principal quantum number and time are determined for a wide range of initial conditions, allowing us to compare the recombination rate with existing theory. This study was motivated by our recent observation [13] of anomalous heating of electrons under cold and dense plasma conditions.

The creation of an ultracold plasma has been described in [5]. Approximately 5×10^6 metastable xenon atoms are laser cooled to 10 μK . The peak density is about 5×10^{10} cm^{-3} , and the spatial distribution of the cloud is Gaussian with an rms radius $\sigma \approx 180$ μm . To produce the plasma, up to 25% of the atoms are photoionized in a 10 ns two-photon excitation. Because of the small electron-ion mass ratio, the resulting electrons have an initial kinetic energy (E_e) approximately equal to the difference between the photon energy and the ionization potential. In this study we vary E_e/k_B between 1 and 1000 K. The initial kinetic energy of the ions varies between 10 μK and 4 mK.

Figure 1 shows the electron signal from an ultracold neutral plasma created by photoionization at $t = 0$. A 5 mV/cm dc field, applied using grids located above and below the laser-atom interaction region, directs electrons to a multichannel plate for detection. Some electrons leave the sample and arrive at the detector within a few μs , producing the first peak in the signal. The ions are essentially immobile on this time scale, and the resulting excess positive charge in the plasma creates a Coulomb potential well that traps the remaining electrons [5]. In the work reported here, typically >80% of the electrons are trapped, and the plasma density profile is initially similar to that of the laser-cooled atom cloud. As the plasma expands [13], the depth of the Coulomb well decreases, allowing the remaining free electrons to leave the trap. This produces the broad feature in Fig. 1 centered at $t \approx 50$ μs .

After the free electrons have escaped, the electric field is increased to 120 V/cm in 50–100 μs . This field can ionize Rydberg atoms bound by as much as 70 K, corresponding to a principal quantum number of about $n = 47$. From the number of electrons reaching the detector we

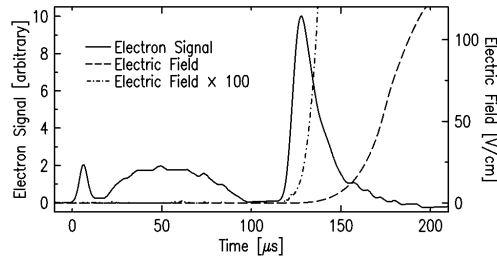


FIG. 1. Electron signal from a plasma created by photoionizing 10^5 atoms at $t = 0$, with $E_e/k_B = 206$ K. The first and second features represent free electrons escaping from the plasma. The third feature arises from ionization of Rydberg atoms. A 5 mV/cm field is present before the large field ramp commences at about 120 μ s, and the collection and detection efficiency for the first and second features is approximately 10% of the efficiency for electrons from Rydberg atoms.

infer the number of Rydberg atoms formed, and from the field at which the atoms ionize we construct the distribution of Rydberg atoms as a function of n .

We find that the Rydberg atoms survive for hundreds of microseconds with no significant change in their distribution. This implies that most of the atoms are in high angular momentum states (high l) that have long radiative lifetimes [14,15].

During field ionization, as the electric field increases, atomic levels shift due to the Stark effect, and there are many level crossings before atoms ionize. At the high n and l of this work, interactions between levels are small, and even for the slow field ramp used, atoms traverse the crossings diabatically, without changing state. For a given n , the distribution of field values at which different sublevels ionize begins at $F_{d,ab} = F_0/(9n^4)$, where $F_0 = 5.14 \times 10^9$ V/cm [14], and has a tail that extends up to 2–3 times higher [16]. Simulations based on the decay rates of hydrogenic Stark states [17] indicate that for equal population of all sublevels, the average ionization field exceeds $F_{d,ab}$ by about 50%. We will use this average result when determining Rydberg population distributions from the ionization signals.

Figure 2 shows typical data. As the number of atoms photoionized (N_i) increases, or E_e decreases, a greater fraction of charges recombine and the Rydberg distribution shifts toward more deeply bound levels. The integral of each curve yields the total number of Rydberg atoms formed, which can reach a fraction of 0.2(1) of the initial number of ionized atoms [18]. The expected rates for RR or DR are many orders of magnitude too low to account for the observed Rydberg atom formation. We turn to TBR, which is expected to dominate at ultracold temperatures.

At electron temperature T_e , the TBR rate per volume [6,19] into a given n can be written as

$$\dot{\rho}_n = C \rho_e^2 \rho_{\text{ion}} T_e^{-1} n^4 (1 - e^{-n}) \left(\frac{g_n}{g_e g_{\text{ion}}} \right), \quad (1)$$

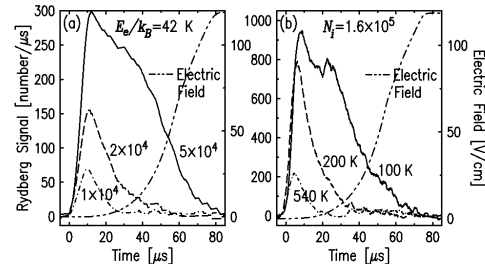


FIG. 2. Rydberg ionization signals for various plasma conditions approximately 100 μ s after photoionization. The time origin is the start of the electric field ramp. (a) Constant $E_e/k_B = 42$ K. N_i is indicated near each curve. (b) Constant $N_i = 1.6 \times 10^5$. E_e/k_B is indicated near each curve.

where $C = 4.6 \times 10^{-38} \text{ m}^6 \text{ K s}^{-1}$. All quantities in this equation are in SI units (including density in m^{-3}) and $n = E_n/k_B T_e$, where $E_n = E_1/n^2$ is the binding energy of level n . ($E_1 = 2.18 \times 10^{-18}$ J is the ionization potential of hydrogen.) The degeneracies are $g_e = 2$ for electrons, and $g_{\text{ion}} = 4$ for ions (total angular momentum of $3/2$). An ion also forms the core of each Rydberg atom, for which $g_n = 8n^2$ [20].

Models of population distributions in equilibrium plasmas take into account TBR through Eq. (1), collisional ionization, and collisional and radiative population redistribution. They predict a density-independent maximum in the Rydberg atom distribution at levels bound by a few $k_B T$ [2]. This contradicts the trend observed in this experiment towards more deeply bound levels as N_i increases or E_e decreases (Fig. 2).

Data taken after all recombination has ceased, such as in Fig. 2, is difficult to quantitatively analyze because the electron temperature may change significantly during the plasma expansion. By measuring Rydberg atom distributions at various times after photoionization [21], however, we can isolate and analyze particular features of the recombination process. Figure 3 shows such data for a plasma with high N_i and low E_e [22]. By 12 μ s, there are large numbers of Rydberg atoms in low n states ($n < 60$). The corresponding recombination rates per level of $\sim 5 \times 10^7 \text{ s}^{-1}$ in this time interval agree with Eq. (1) evaluated for the initial plasma conditions. For higher n , Eq. (1), which scales as n^6 , predicts many more Rydberg atoms than observed. This suggests that the electron thermal energy is comparable to or exceeds the binding energies, and collisional ionization is destroying Rydberg atoms as fast as they are created. The expected Saha equilibrium distribution [19] agrees well with high n data.

From 12–22 μ s, there is a net loss of Rydberg atoms. This is consistent with decreasing density, which pushes equilibrium towards fewer neutral atoms provided the temperature does not drop significantly. We know from [13] that a plasma with these initial conditions expands with a velocity of about 60 m/s, and the density will decrease as

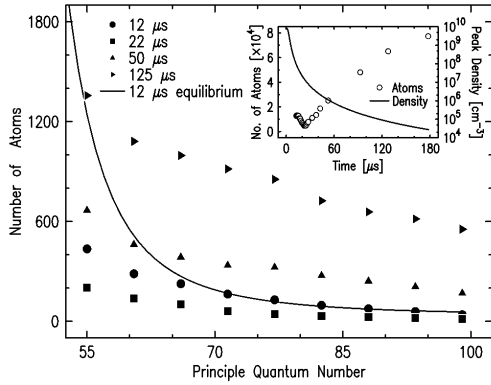


FIG. 3. Rydberg atom distributions at various times after photoionization for $E_e/k_B = 9$ K and $N_i = 7 \times 10^5$. The $12 \mu\text{s}$ Saha equilibrium distribution shown is for $T_e = 8.5$ K and a Gaussian plasma density distribution with rms size $\sigma = 600 \mu\text{m}$. These are reasonable conditions for the $12 \mu\text{s}$ data. The Rydberg atom distributions at $t \geq 50 \mu\text{s}$ do not match the equilibrium distribution for any reasonable parameters. The inset shows the total number of Rydberg atoms observed as a function of time and the peak density in the plasma for an expansion velocity of $v_0 = 60$ m/s [13]. There is a 10% uncertainty in the assigned quantum numbers due to the diabatic ionization, and there is a factor of 2 scale uncertainty in the number of Rydberg atoms [18].

shown in the inset in Fig. 3. In TBR, the extra electron involved, which remains free in the plasma, gains the binding energy as kinetic energy. The binding energy of the Rydberg atoms is significant compared to E_e and could offset cooling due to adiabatic expansion, or even cause initial heating of the electrons.

Surprisingly, from 22 – $125 \mu\text{s}$ the Rydberg atom population *increases* again as the plasma density *decreases* below $\rho \approx 10^6 \text{ cm}^{-3}$. The observed recombination rate for $n = 55$ is $\sim 10^7 \text{ s}^{-1}$ during this time. To account for this with a naive application of standard TBR theory embodied in Eq. (1), the temperature would need to drop below 1 mK. Such extreme cooling is possible. Neglecting heating due to Rydberg atom formation and using a polytropic exponent of $\gamma = 5/3$ [23,24], adiabatic expansion of the plasma would decrease the electron temperature to about 30 mK by $50 \mu\text{s}$. The escape of electrons out of the trap formed by the ions, such as shown in Fig. 1 from 20 – $100 \mu\text{s}$, could further reduce the temperature of the electrons through evaporative cooling [25]. However, at such a low temperature the system would have an electron Coulomb coupling parameter [26] $\Gamma_e \approx 300$. It is unknown how a neutral plasma would behave in this regime; single component systems with such strong coupling behave as solids and minimize their potential energy by forming Wigner crystals [27]. In this regime standard TBR and classical plasma theory are invalid.

Perhaps recombination in expanding ultracold plasmas proceeds through a qualitatively different mechanism. Liq-

uidlike spatial correlations between particles develop as the system cools to $\Gamma_e \approx 1$. Through a many-body process, spatially correlated ions and electrons could freeze out during plasma expansion, resulting in Rydberg atoms. A detailed model of the thermodynamics of the expanding plasma or an experimental probe of the temperature of the electrons is needed to explore these possibilities.

Plasmas with lower N_i and higher E_e than represented in Fig. 3 form fewer prompt ($t < 20 \mu\text{s}$) Rydberg atoms and exhibit little or no indication of equilibrium. Also, the distributions shift to higher n . An increasing recombination rate at $t > 20 \mu\text{s}$, however, is common to all initial experimental conditions.

An important piece of information that can be extracted from the data is the total binding energy released during the formation of Rydberg atoms. To conserve energy, this must be balanced by an increase in energy in some other part of the system. The hydrodynamic model developed in [13] shows that the pressure of the electron gas drives the plasma expansion, and the expansion velocity is a sensitive probe of the electron thermal energy at early times. For initial $\Gamma_e \lesssim 0.1$, the thermal pressure was observed to be characteristic of the energy available from the photoionization, E_e . At higher Γ_e (higher density and lower temperature) the plasma expansions were faster than expected for a given E_e , indicating the existence of an additional source of electron thermal energy. By plotting the Rydberg binding energy on the same graph as the excess expansion energy (Fig. 4), we see that within the uncertainty [18], the two energies are equal for $\Gamma_e \lesssim 0.5$. Data from several different detector configurations and calibrations are shown.

The Rydberg data in Fig. 4 does not extend as high in Γ_e as the expansion data does because as either E_e decreases or N_i increases, the Rydberg distributions shift towards lower n , and eventually significant population is in more deeply bound levels than the field ramp can ionize. The observed Rydberg distributions then yield an underestimate

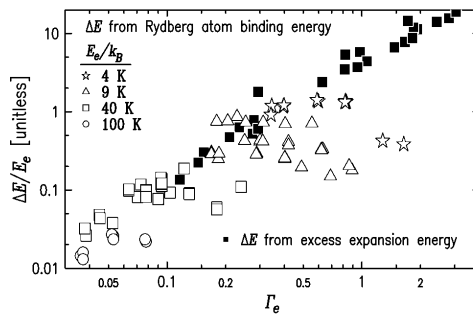


FIG. 4. The excess energy in the plasma expansion (from [13]) approximately equals the binding energy of the observed Rydberg atoms. E is the total energy observed divided by the number of ions initially formed. Γ_e is the initial coupling parameter, calculated by setting $3k_B T_e/2 = E_e$.

of the total binding energy. This limits the measurement to $\Gamma_e \lesssim 0.5$. The problem is also evident at lower Γ_e for high N_i , as seen in the rollover of Rydberg data for a given E_e .

The equivalence of the excess expansion energy and the Rydberg binding energy suggests that the recombination is associated with the heating of the remaining free electrons. TBR would produce an energy balance similar to the one observed because the extra electron takes the binding energy as kinetic energy. It is important to note, however, that the heating occurs before most of the Rydberg atoms are formed. In [13] the electron heating was evident in the plasma expansions by 20–30 μs . In the present experiment the Rydberg atom distribution is still changing significantly at this time (see Fig. 3), and the total binding energy is typically only 20% of its final value. The Rydberg distributions analyzed in Fig. 4 were taken after all recombination was completed, approximately 100 μs after photoionization. The time delay between the appearance of excess energy in the expansion and the formation of Rydberg atoms suggests that the recombination mechanism is more complicated than just TBR.

We have observed the formation of large numbers of Rydberg atoms in ultracold neutral plasmas. High recombination rates at low density can be explained with existing theory only if the electron temperature drops below 1 mK during the expansion. Even if such extreme cooling does occur, other data appear to be at odds with three-body recombination—the increase in the average binding energy of the Rydberg atoms with decreasing E_e and increasing N_i , and the time delay between the increase in the expansion velocity and the formation of Rydberg atoms. A detailed model is required to quantitatively explain all the observations, and we hope this study will motivate more theoretical work on recombination and plasma dynamics in this regime.

This work was funded by the Office of Naval Research.

*Present address: Department of Physics and Astronomy, Brigham Young University, Provo, UT 84602-4640.

- [1] *Recombination of Atomic Ions*, edited by W. Graham, W. Fritsch, Y. Hahn, and J. A. Tanis, NATO ASI, Ser. B, Vol. 296 (Plenum, New York, 1992).
- [2] J. Stevefelt, J. Boulmer, and J-F. Delpéch, *Phys. Rev. A* **12**, 1246 (1975).
- [3] M. J. Seaton, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **119**, 81 (1959).
- [4] P. Mansbach and J. Keck, *Phys. Rev.* **181**, 275 (1969).
- [5] T. C. Killian *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 4776 (1999).
- [6] Y. Hahn, *Phys. Lett. A* **231**, 82 (1997).
- [7] Y. Hahn, *Phys. Lett. A* **264**, 465 (2000).
- [8] S. A. Maiorov, A. N. Tkachev, and S. I. Yakovlenko, *Phys. Scr.* **51**, 498 (1995).
- [9] H. Gao *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **75**, 4381 (1995); G. Gwinner *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **84**, 4822 (2000).
- [10] M. Pajek and R. Schuch, *Phys. Scr.* **T80**, 307 (1999).
- [11] G. Gabrielse, S. L. Rolston, L. Haarsma, and W. Kells, *Phys. Lett. A* **129**, 38 (1988); G. Gabrielse *et al.*, *Phys. Lett. B* **455**, 311 (1999).
- [12] M. P. Robinson *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **85**, 4466 (2000).
- [13] S. Kulin, T. C. Killian, S. D. Bergeson, and S. L. Rolston, *Phys. Rev. Lett.* **85**, 318 (2000).
- [14] T. Gallagher, *Rydberg Atoms* (Cambridge University Press, Cambridge, 1994).
- [15] For high l states, the lifetime scales as n^2 and is limited by blackbody radiation [14]. Although the lifetime is already 100 μs for $n = 50$, transitions are predominantly to near lying levels, so blackbody radiation will not significantly affect our results.
- [16] F. G. Kellert *et al.*, *Phys. Rev. A* **23**, 1127 (1981); J. H. M. Neijzen and A. D. nzelmann, *J. Phys. B* **15**, L87 (1982).
- [17] R. J. Damburg and V. V. Kolosov, *J. Phys. B* **12**, 2637 (1979).
- [18] A factor of 2 uncertainty in the number of Rydberg atoms formed arises from detector calibration.
- [19] D. R. Bates, A. E. Kingston, and R. W. P. McWhirter, *Proc. R. Soc. London A* **267**, 297 (1962).
- [20] The total recombination rate into all levels is often found by integrating Eq. (1) up to n_T , the Thomson value set by ionization by thermal electrons. At n_T the binding energy is on the order of the thermal energy, $E_1/n_T^2 \approx k_B T_e$. This yields a total rate that varies as $T_e^{-9/2}$.
- [21] After allowing recombination to proceed for the desired length of time, we apply a 5–10 μs long, 6 V/cm electric field pulse to sweep away the plasma. This terminates the recombination process because all of the free charges are extracted. By removing the plasma before the large field ramp is applied, we also avoid saturation of the detector. This procedure ionizes Rydberg atoms with $n > 100$.
- [22] Each data point is obtained by scaling the electron signal and averaging over a range of electric field strength corresponding to a bin of five principle quantum numbers.
- [23] L. Spitzer, Jr., *Physics of Fully Ionized Gases* (John Wiley & Sons, Inc., New York, 1962), Chap. 5.
- [24] Ch. Sack and H. Schamel, *Phys. Rep.* **156**, 311 (1987); G. Manfredi, S. Mola, and M. R. Feix, *Phys. Fluids B* **5**, 388 (1993); H.-B. Valentini and E. Glauche, *J. Phys. D* **28**, 2279 (1995).
- [25] W. Ketterle and N. J. Van Druten, *Adv. At. Mol. Opt. Phys.* **37**, 181 (1996).
- [26] S. Ichimaru, *Rev. Mod. Phys.* **54**, 1017 (1982). The Coulomb coupling parameter is the ratio of the Coulomb and thermal energies for electrons, $\Gamma_e = (e^2/4\pi\epsilon_0 a)/k_B T_e$. Here $a = (4\pi\rho/3)^{-1/3}$ is the Wigner-Seitz radius and ρ is the peak density.
- [27] For a review see *Invited and Tutorial Papers from the 40th Annual Meeting of the Division of Plasma Physics of the APS* [Special Issue of *Phys. Plasmas* **6** (1999)].

**Mikrooptische Realisation eines
Arrays von selektiv
adressierbaren Dipolfallen: Ein
skalierbares System zur Quan-
teninformationsverarbeitung
mit atomaren Qubits**

Micro-optical Realization of Arrays of Selectively Addressable Dipole Traps: A Scalable Configuration for Quantum Computation with Atomic Qubits

R. Dumke, M. Volk, T. Muther, F. B. J. Buchkremer, G. Birkl, and W. Ertmer

Institut für Quantenoptik, Universität Hannover, Welfengarten 1, D-30167 Hannover, Germany
(Received 24 October 2001; published 8 August 2002)

We experimentally demonstrate novel structures for the realization of registers of atomic qubits: We trap neutral atoms in one- and two-dimensional arrays of far-detuned dipole traps obtained by focusing a red-detuned laser beam with a microfabricated array of microlenses. We are able to selectively address individual trap sites due to their large lateral separation of $125\ \mu\text{m}$. We initialize and read out different internal states for the individual sites. We also create two interleaved sets of trap arrays with adjustable separation, as required for many proposed implementations of quantum gate operations.

DOI: 10.1103/PhysRevLett.89.097903

PACS numbers: 03.67.Lx, 32.80.Pj, 42.50.p

The dramatic progress in micro- and nanofabrication of the hardware for information technology will lead to the encoding of logical information on a single particle basis in the near future. Therefore, the quantum behavior of the physical carriers of information has to be considered. Moreover, quantum effects may provide qualitatively new modes for information processing, driving research in the field of quantum information processing [1].

Among the broad range of currently investigated approaches, important progress has been obtained with atom physical schemes. Entanglement and quantum gate operations have been achieved with trapped ions [2] or photons in cavity QED experiments [3]. Several schemes for quantum gates based on the direct interaction of neutral atoms have been proposed theoretically [4-7]. Still, there is an intensive search for appropriate systems allowing the experimental realization of these schemes.

Several requirements have to be fulfilled for the successful implementation of quantum computation [8], such as the scalability of the physical system, the capability to initialize and read out qubits, long decoherence times, and the existence of a universal set of quantum gates. These requirements are potentially met by setups which are based on miniaturized structures for trapping, guiding, and manipulating neutral atoms as they are investigated in the newly developing field of integrated atom optics or ATOMICS [9]. This approach draws its strength from the combination of the well developed techniques for the manipulation of atomic quantum states with the state-of-the-art manufacturing basis of micro- and nanofabrication. A number of groups use microfabricated charged and current carrying structures for this purpose [10-17].

As an alternative approach, we have proposed the application of microfabricated *optical* elements (micro-optical elements) and have developed a number of configurations for atom optics, atom interferometry, and quantum information processing [18,19]. We consider this approach to be extremely powerful since most of the techniques for manipulating atomic qubits are based on the interaction with

light and since optical trapping potentials can be made state selective in a simple fashion as required for many quantum gate proposals [4-6].

In this paper we present the first experimental implementation of microfabricated optical systems for quantum computing purposes with atoms: Fig. 1 shows rubidium atoms trapped in one- and two-dimensional arrays of dipole traps created by a micro-optical system. More than 80 traps hold atoms in Fig. 1(a). Each trap can act as a memory site for quantum information encoded in the two hyperfine ground states of the atoms. Thus, the arrays can serve as registers of atomic qubits.

We obtain the trap arrays by employing a two-dimensional array of spherical, diffractive microlenses

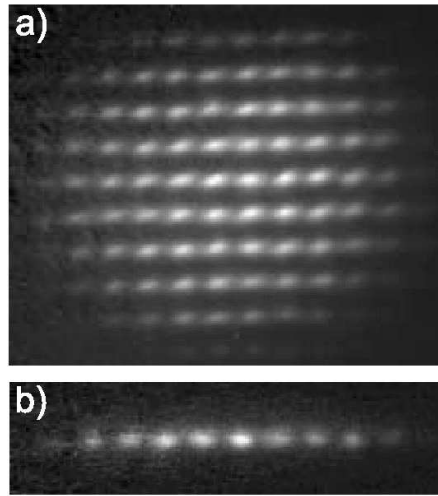


FIG. 1. (a) Two-dimensional and (b) one-dimensional arrays of rubidium atoms trapped in arrays of dipole traps. The traps are created using a micro-optical lens array and are separated by $125\ \mu\text{m}$. The brightest traps contain about 10^3 atoms.

with a focal length of $625 \mu\text{m}$ and a lens diameter and separation of $125 \mu\text{m}$ (Fig. 2). The microlens array is made of fused silica and contains 50×50 diffractive lenslets. The trapping light is derived from a 500 mW amplified diode laser system and is sent through a rubidium gas cell heated to a temperature of 110°C serving as a narrow band absorption filter. This reduces the strong background of amplified spontaneous emission by at least 2 orders of magnitude, otherwise preventing the operation of a dipole trap due to scattering of resonant photons. The light is then sent through an acousto-optical switching device and through a polarizer, which ensures a high degree of linear polarization. The remaining light [typical power $P = 100$ – 200 mW, typical detuning $\Delta\lambda = 0.2$ to 2 nm below the $5S_{1/2}(F = 3) \rightarrow 5P_{3/2}(F' = 4)$ transition at 780 nm (red detuning)] is focused by the microlens array. In order to have full optical access for atom preparation and detection, we image the focal plane of the microlens array onto a magneto-optical trap (MOT) with the help of two achromats (magnification = 1 and no significant reduction of numerical aperture). Thus, we obtain an array of foci with a separation of $125 \mu\text{m}$ and a spot size of $(7 \pm 2) \mu\text{m}$ ($1/e^2$ radius of intensity). For a red-detuned laser beam, this results in an array of dipole traps, each analogous to a trap obtained by a single focused laser beam [20,21] (see also [22]). The optical transfer of the trapping light has the additional advantage that we can place the micro-optical system outside the vacuum chamber and thus can switch between a variety of micro-optical elements easily. On the other hand, trapping of atoms directly in the first focal plane close to the surface is possible as well.

We load the array of dipole traps and detect the trapped atoms similar to [23]: We start with a MOT of 10^7 to 10^8 ^{85}Rb atoms which we overlap for several hundreds of ms with the dipole trap array and optimize the loading process for the highest atom number. The MOT is then switched off, and the atoms are held in the dipole traps for a variable storage time (typically 25 to 60 ms). This time is long enough for untrapped atoms to leave the detection region. The primary MOT light and the repumper are switched on

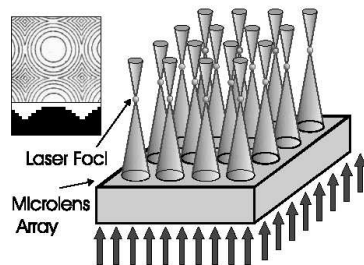


FIG. 2 (color online). A two-dimensional array of laser foci is created by focusing a single laser beam with an array of microlenses. Inset: Phase contrast image and typical cross section of a small part of a diffractive microlens array.

again for a period of approximately 1 ms to detect the trapped atoms via spatially resolved detection of fluorescence with a spatial resolution of $17 \mu\text{m}$ (rms spread of the smallest observed structures).

We obtain a two-dimensional array of approximately 80 well separated dipole traps with a potential depth of about 1 mK containing up to 10^3 atoms [Fig. 1(a)]. The number of filled traps is limited by the size of the laser beam illuminating the microlens array and by the initial MOT size. The apparent larger extent of the individual traps in the horizontal direction in all images presented in this paper is caused by the detection optics being horizontally tilted relative to the beam axis of the trap light, necessary to avoid trapping light entering the camera aperture. The detection efficiency of our setup is already high enough to be able to detect atom samples of fewer than 100 atoms per trap. We are currently optimizing the detection efficiency to allow the observation of single atoms as well [21,24,25].

Illumination of only one row of the microlens array leads to a one-dimensional array of dipole traps [Fig. 1(b)]. For the traps of this array (power per trap $P = 3$ mW, $\Delta\lambda = 0.4$ nm) the calculated potential depth is $U_0/k_B = 2.5$ mK, which agrees within a factor of 2 with the one inferred from the measured radial oscillation frequency of 7.5 kHz [26]. The discrepancy can be fully explained by the known uncertainties in determining the laser power per trap, the focal waist, and the oscillation frequencies. The lifetime of the atoms in the traps is 35 ms, which is most probably limited by heating due to scattering of residual near-resonant light not completely absorbed from the trapping beam. Using a time-of-flight technique, we determined the atom temperature to be below $20 \mu\text{K}$, which suggests the presence of an additional cooling mechanism during the loading phase as is also observed in [27].

In addition to its scalability, our approach is especially suited to fulfill another requirement for the physical implementation of quantum information processing, namely, the ability to selectively address, initialize, and read out individual qubits: The large lateral separation between the dipole traps enables us to selectively address the individual traps in a straightforward fashion. We demonstrate this by focusing a near-resonant laser beam onto one of the dipole traps for a few ms after the loading process is completed [28]. This heats the atoms out of the addressed dipole trap. As can be seen in Fig. 3, no atoms are left at the site of the addressed dipole trap, while the atoms at the adjacent sites remain unaffected. By two-dimensional scanning of the addressing beam or by illuminating each lenslet individually with spatially modulated addressing light, every site can be addressed individually. This opens the possibility to selectively prepare and manipulate the qubits in the individual traps.

As a next step, we demonstrated the site specific and state selective initialization and readout of atomic quantum states (Fig. 4). Here we illuminate a one-dimensional atom

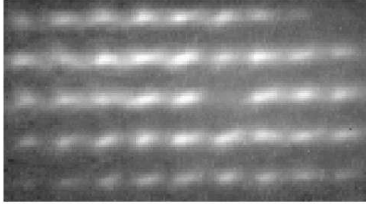


FIG. 3. Demonstration of the selective addressability of individual trap sites: By focusing a near-resonant laser beam onto one of the dipole traps (row 3, column 6) during the storage period, the atoms in this trap are removed, while the other dipole traps remain unaffected.

array [analogous to Fig. 1(b)] only with light resonant with the $5S_{1/2}(F=3) \rightarrow 5P_{3/2}(F'=4)$ transition (i.e., the repump light switched off) during detection. Since the atoms are almost exclusively in the lower hyperfine ground state $5S_{1/2}(F=2)$ after the loading phase, they do not scatter the detection light [Fig. 4(a)] unless we actively pump them into the upper hyperfine ground state $5S_{1/2}(F=3)$ during the time the atoms are stored in the dipole traps, i.e., prior to the detection phase [Figs. 4(b) and 4(c)]. This has been done for one [Fig. 4(b)] or, alternatively, all [Fig. 4(c)] of the trap sites. This demonstrates the site specific and state selective initialization and detection capability of our approach.

While many of the advantages of our system result from the large lateral separation of the individual trap sites, it is also possible to actively control the distance between individual traps if smaller or adjustable distances are required, e.g., for quantum gate operations and the entanglement of atoms via atom-atom interactions. In our setup, this can be accomplished by illuminating one microlens array with two beams under slightly different angles

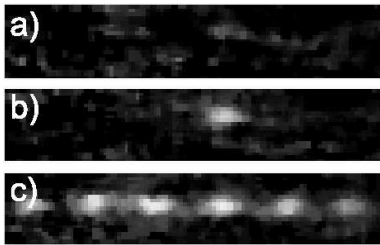


FIG. 4. Site specific and state selective initialization and readout of quantum states. All sites of a one-dimensional array of dipole traps are filled with atoms. For detection only light resonant with the $5S_{1/2}(F=3) \rightarrow 5P_{3/2}(F'=4)$ transition is applied. (a) All atoms are in the $F=2$ state; they do not scatter the detection light. (b) The atoms at one site have been transferred to the $F=3$ state and can be seen. (c) The atoms at all sites have been transferred to the $F=3$ state.

097903-3

[Fig. 5 (left)] [18,21], which results in two interleaved sets of arrays of trapped atoms. Interference effects between the two laser beams are prevented by using orthogonal linear polarizations. Figure 5 (right) shows two vertically displaced sets of arrays of trapped atoms with a mutual separation of $45 \mu\text{m}$. The separation depends only on the angle between the two laser beams and can easily be changed, especially to smaller values. By reducing the relative angle to zero, overlapping traps can be created. Figure 6 shows vertical cross sections through one pair of dipole traps for different angles between the two laser beams and thus different site separations. We could also change the separation of the traps and thus move the atoms in one set of traps in real time by deflecting one beam with the help of a fast acousto-optical beam deflector. With this technique it should become possible to selectively prepare qubits at large distances, then decrease the distance for gate operations and entanglement via atom-atom interactions, and then increase the distance again for the readout of the qubit states.

In order to demonstrate the full potential for quantum information processing, we evaluate the criteria given in [8] for our approach. Scalability, site specific and state selective initialization, and readout, as well as the ability to change the separation of trapping sites at will, are the most important advantages of our approach, and have been demonstrated in the previous sections. In addition, the concept presented here and the underlying technology fulfill the remaining two criteria, namely, long relevant decoherence times and the availability of a universal set of quantum gates as well.

With the specific lens array of this work (beam waist $7 \mu\text{m}$) and a standard set of laser parameters (Ti:Sa laser, wavelength 825 nm, power per trap 50 mW) several tens of traps with radial vibrational frequencies of 10 kHz and a decoherence time (assumed to be limited by spontaneous scattering) of 50 ms can be obtained [18]. These parameters allow the implementation of collisional gates [4] with a decoherence time being at least 50 times longer than the gate time.

The full potential of our concept can be exploited by using available lens arrays optimized for large numerical aperture: it has been shown experimentally [29] that beam

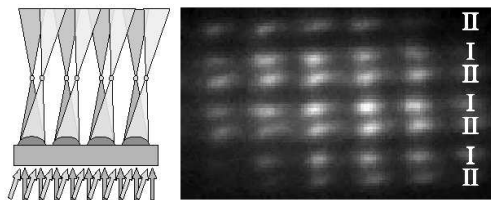


FIG. 5. Two interleaved sets of arrays of trapped atoms (arrays I and II at right) obtained by illuminating one microlens array with two beams under slightly different angles (left). The distance between traps of the two arrays is approximately $45 \mu\text{m}$.

097903-3

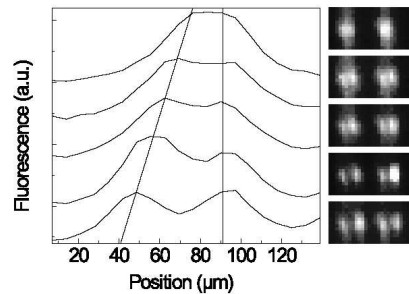


FIG. 6. (Left) Cross sections through pairs of dipole traps as in Fig. 5 (rotated by 90°) for different separations between the traps ranging from 18 to $45 \mu\text{m}$. (Right) Image sections showing two pairs of traps with decreasing separation from bottom to top corresponding to the cross sections at left.

waists below $1 \mu\text{m}$ can be achieved with microlens arrays similar to the one used in this work. With standard laser parameters (wavelength 850 nm, power per trap 1 mW) radial vibrational frequencies of 50 kHz and decoherence times of 150 ms can be obtained. This allows the implementation of various types of quantum gates [4,6,7]. Because of its potentially short gate times and its insensitivity to the temperature of the atoms and to the variations in atom-atom separation, the Rydberg gate of [6] deserves specific attention: Using the parameters and scaling laws of [6], for atoms in microlens dipole traps with a waist and a respective minimum trap separation of $1 \mu\text{m}$, a gate time of about $1 \mu\text{s}$ can be achieved. This gate time is 20 times shorter than the oscillation period and 10^4 times shorter than the decoherence time, giving favorable experimental conditions. Further evidence for the potential of this approach can be drawn from the fact that this array of $1 \mu\text{m}$ -waist dipole traps represents a 2D extension of the dipole trap demonstrated in [21]. For this trap a detailed investigation [30] gives proof for the feasibility of Rydberg gates and explicitly shows that for trap separations of 1 to $5 \mu\text{m}$, gate times of 1 to $10 \mu\text{s}$ are possible.

We conclude this discussion by pointing out that since our dipole trap arrays can give the same trap parameters as single dipole traps or standing wave dipole potentials, the single atom loading schemes experimentally demonstrated in [21] and [25] can be extended to our configurations in a straightforward fashion. In addition, with the achievable vibrational frequencies being larger than the recoil frequency, sideband cooling of atoms to the vibrational ground state of the trap arrays should be possible. Finally, the demonstration of the loading of periodic dipole potentials with single atoms from a Bose-Einstein condensate [31] might allow an extremely efficient means of single atom loading into vibrational ground states of our trap arrays.

This work is supported by the SFB 407 and the program *Quanteninformationsverarbeitung* of the *Deutsche Forschungsgemeinschaft*, as well as by the program

ACQUIRE (IST-1999-11055) of the *European Commission*.

- [1] A. M. Steane, Rep. Prog. Phys. **61**, 117 (1998); *The Physics of Quantum Information*, edited by D. Bouwmeester, A. Ekert, and A. Zeilinger (Springer, Berlin, 2000); Special Issue of Fortschr. Phys. **48** (2000).
- [2] C. Monroe *et al.*, Phys. Rev. Lett. **74**, 4011 (1995); C. A. Sackett *et al.*, Nature (London) **404**, 256 (2000).
- [3] E. Hagley *et al.*, Phys. Rev. Lett. **79**, 1 (1997); A. Rauschenbeutel *et al.*, Phys. Rev. Lett. **83**, 5166 (1999).
- [4] D. Jaksch *et al.*, Phys. Rev. Lett. **82**, 1975 (1999); T. Calarco *et al.*, Phys. Rev. A **61**, 022304 (2000).
- [5] G. K. Brennen *et al.*, Phys. Rev. Lett. **82**, 1060 (1999).
- [6] D. Jaksch *et al.*, Phys. Rev. Lett. **85**, 2208 (2000).
- [7] E. Charron, E. Tiesinga, F. Mies, and C. Williams, Phys. Rev. Lett. **88**, 077901 (2002).
- [8] D. P. DiVincenzo, Fortschr. Phys. **48**, 9 (2000).
- [9] For atom optics with microstructures.
- [10] J. D. Weinstein and K. G. Libbrecht, Phys. Rev. A **52**, 4004 (1995); J. Schmiedmayer, Eur. Phys. J. D **4**, 57 (1998); E. A. Hinds and I. G. Hughes, J. Phys. D **32**, R119 (1999).
- [11] J. Reichel, W. Hansel, and T. W. Hansch, Phys. Rev. Lett. **83**, 3398 (1999); W. Hansel, J. Reichel, P. Hommelhoff, and T. W. Hansch, Phys. Rev. Lett. **86**, 608 (2001); W. Hansel, P. Hommelhoff, T. W. Hansch, and J. Reichel, Nature (London) **413**, 498 (2001).
- [12] D. Müller *et al.*, Phys. Rev. Lett. **83**, 5194 (1999).
- [13] N. H. Dekker *et al.*, Phys. Rev. Lett. **84**, 1124 (2000).
- [14] M. Key *et al.*, Phys. Rev. Lett. **84**, 1381 (2000).
- [15] R. Folman *et al.*, Phys. Rev. Lett. **84**, 4749 (2000); D. Cassettari *et al.*, Phys. Rev. Lett. **85**, 5483 (2000).
- [16] H. Ott *et al.*, Phys. Rev. Lett. **87**, 230401 (2001).
- [17] P. Engels, W. Ertmer, and K. Sengstock, Opt. Commun. **204**, 185 (2002).
- [18] G. Birkl, F. B. J. Buchkremer, R. Dumke, and W. Ertmer, Opt. Commun. **191**, 67 (2001).
- [19] F. B. J. Buchkremer *et al.*, Laser Phys. **12**, 736 (2002).
- [20] For an overview see R. Grimm, M. Weidemüller, and Y. B. Ovchinnikov, Adv. At. Mol. Opt. Phys. **42**, 95 (2000).
- [21] N. Schlosser, G. Reymond, I. Protzenko, and P. Grangier, Nature (London) **411**, 1024 (2001).
- [22] D. Boiron *et al.*, Phys. Rev. A **57**, R4106 (1998).
- [23] S. J. M. Kuppens *et al.*, Phys. Rev. A **62**, 013406 (2000).
- [24] Z. Hu and H. J. Kimble, Opt. Lett. **19**, 1888 (1994); F. Ruschewitz *et al.*, Europhys. Lett. **34**, 651 (1996); D. Frese *et al.*, Phys. Rev. Lett. **85**, 3777 (2000).
- [25] S. Kuhr *et al.*, Science **293**, 278 (2001).
- [26] We measure this frequency by parametrically heating the atoms and observing the number of remaining atoms.
- [27] M. D. Barrett, J. A. Sauer, and M. S. Chapman, Phys. Rev. Lett. **87**, 010404 (2001).
- [28] R. Scheunemann, F. S. Cataliotti, T. W. Hansch, and M. Weitz, Phys. Rev. A **62**, 051801 (2000).
- [29] T. Hessler *et al.*, Pure Appl. Opt. **6**, 673 (1997).
- [30] I. E. Protzenko, G. Reymond, N. Schlosser, and P. Grangier, Phys. Rev. A **65**, 052301 (2002).
- [31] M. Greiner, O. Mandel, T. Esslinger, T. W. Hansch, and I. Bloch, Nature (London) **415**, 39 (2002).

Interferometerstrukturen für geführte Atome

Interferometer-Type Structures for Guided Atoms

R. Dumke, T. Muther, M. Volk, W. Ertmer, and G. Birkl*

Institut für Quantenoptik, Universität Hannover, Welfengarten 1, D-30167 Hannover, Germany

(Received 12 July 2002; published 7 November 2002)

We experimentally demonstrate interferometer-type guiding structures for neutral atoms based on dipole potentials created by microfabricated optical systems. As a central element we use an array of atom waveguides being formed by focusing a red-detuned laser beam with an array of cylindrical microlenses. Combining two of these arrays, we realize X-shaped beam splitters and more complex systems like the geometries for Mach-Zehnder and Michelson-type interferometers for atoms.

DOI: 10.1103/PhysRevLett.89.220402

PACS numbers: 03.75.Dg, 03.67. a, 32.80.Pj, 42.50. p

The investigation and exploitation of the wave properties of atomic matter is of great interest for fundamental as well as applied research and therefore constitutes one of the most active areas of research in atomic physics and quantum optics. Of special interest is the field of atom interferometry [1]. In comparison to optical interferometers, atom interferometers have the potential of being several orders of magnitude more sensitive for some applications or of giving access to classes of interferometric measurements not being possible with optical interferometry in principle. In the last decade, an impressive list of high-precision atom-interferometrical measurements of, e.g., fundamental constants, atomic properties, inertial forces, and rotations have been performed [2–10].

Because of the high intrinsic sensitivity, these interferometers have to be built in a robust way to be applicable under a wide range of environmental conditions. A new approach to meeting this challenge lies in the development of miniaturized and integrated atom optical setups based on microfabricated guiding structures. Using microfabricated current carrying wires, several configurations for atom guides [11–16] and beam splitters [17–19] also using Bose-Einstein condensates [20] have been realized. As an important goal remains the demonstration of a setup suitable as a guided-atom interferometer.

In this Letter we present the experimental implementation of atom guides, beam splitters, and structures for atom interferometers based on microfabricated optical elements as proposed in [21]. We demonstrate the guiding of neutral atoms along focal lines of arrays of microfabricated cylindrical lenses making use of optical dipole potentials. By superimposing two of these arrays under a variable relative angle, we realize X-shaped beam splitters as well as interferometer-type configurations like Mach-Zehnder (Fig. 1) or Michelson-type structures. Because of the state selectivity of optical potentials, a state-selective guided-atom beam splitter could be demonstrated as well. Theoretical simulations of the wave dynamics predict the required coherence and interferometrical properties of these configurations [22] (see also [23]).

For the experiments presented here, we employ one-dimensional arrays of cylindrical microlenses. Laser light sent through such a system forms a series of parallel focal lines above the lens array. Thus, for laser light detuned below an atomic resonance (red-detuning) a one-dimensional array of atomic waveguides is formed [Fig. 2(a)] [24]. Atoms are confined in the two dimensions perpendicular to the lens axis but are free to propagate along the longitudinal axis for a homogeneous intensity distribution along the lens axis. Besides creating longitudinally flat potentials we can apply more complex intensity distributions, such as an intensity gradient for accelerating the atoms. A light field with a Gaussian intensity profile along the axis of the guide allows us to reverse the atom motion in the guide. This design flexibility gives the possibility to integrate atom mirrors with guiding structures in a direct fashion.

In our setup, the lens array consists of 12 lenses with a length of 5 mm, manufactured in a fused silica substrate. The center to center separation as well as the diameter of each lens is 0.4 mm. The focal length is 2.21 mm giving a numerical aperture $NA = 0.09$. We image the focal plane of the microlens array onto the atoms to be guided with the help of two achromats

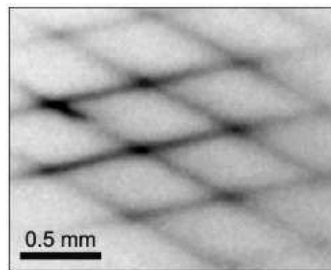


FIG. 1. Fluorescence image of rubidium atoms loaded from a MOT into a multiple-path Mach-Zehnder type guiding structure created by the combined dipole potentials of two sets of microfabricated arrays of cylindrical lenses.

(NA = 0.08, magnification = 1). The optical transfer of the trapping light has the advantage that we can place the micro-optical systems outside the vacuum chamber and thus can switch between and superimpose several micro-optical elements easily [Fig. 2(b)]. The guiding of atoms close to the surface of these and of more complex integrated structures [21,25] can be achieved in a straightforward fashion by putting the elements directly inside the vacuum chamber.

A typical experimental sequence starts by loading a single-dipole trap with about 10^4 ^{85}Rb atoms at a measured temperature of $20\ \mu\text{K}$ from a magneto-optical trap (MOT) (see [26] for details). After loading, the atoms are held in the single-dipole trap for 35 ms, for untrapped atoms being able to leave the detection region. Then we transfer the atoms into the guiding structures by turning on the guiding and turning off the single-dipole trapping light. The loading efficiency is close to unity because the single-dipole trap is formed by illuminating a small part of the same cylindrical microlens, thus the reloading into the guide is achieved without significant loss in atom number or increase in temperature. Taking advantage of this, it should be possible to prepare the atoms by, e.g., Raman sideband cooling [27] in the ground state of the single-dipole trap and to reload them into the guiding structure adiabatically without changing the transversal vibrational state. The temporal evolution of the atom distribution in the guiding structures is observed via fluorescence imaging by a CCD camera with a spatial resolution of $14\ \mu\text{m}$ (rms spread). For detection, the guides are switched off and the atoms are illuminated by the MOT light for a period of 0.8 ms.

The light used for atom guiding is derived from a single-frequency Ti:sapphire laser and has a typical power of 360 mW and a typical detuning $\Delta\lambda = 1\ \text{nm}$ ($\delta\nu = -500\ \text{GHz} \approx -5 \times 10^5$ linewidths) red of the $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2}$ transition at 780 nm. A typical potential depth for the waveguides is $450\ \mu\text{K}$. The radial (i.e., perpendicular to the laser beam direction) waist is $7\ \mu\text{m}$ ($1/e^2$ radius of the intensity distribution) and the corresponding Rayleigh range is $200\ \mu\text{m}$. The calculated radial oscillation frequency is 9.6 kHz. From this and the measured temperature of $20\ \mu\text{K}$ we infer a mean occu-

pation number of $\langle n \rangle \approx 40$ (radial direction) and a rms position spread of $\approx 1\ \mu\text{m}$ in radial direction and of $\approx 5\ \mu\text{m}$ along the laser beam direction. The rate for spontaneously scattered photons is $740\ \text{s}^{-1}$ [28]. With this configuration we could observe the guiding of atoms over a typical distance of 2.5 mm, limited by the accessible length of the lens array.

An important element for guided-atom interferometry is a beam splitter for atoms. Such a structure can be realized by combining the light fields of two microlens waveguides having one common focal plane but being oriented nonparallel to each other (see also [29]). The combination of the two waveguides results in an X-shaped beam splitter as shown in Fig. 3. Atoms are loaded from a single-dipole trap into the input port at left and are accelerated towards the intersection region by a gradient in the guiding potential. Here the paths split and the atoms are guided along both output ports. By rotating one lens array with respect to the other, the splitting angle can be chosen arbitrarily. For our experiments, it was set to 42° .

Interference effects in the combined light field at the intersections where the individual potentials add are avoided by polarizing the two light fields orthogonally [see Fig. 2(b)]. The transverse mode structure of the input port is identical to the one of the output ports with the potential being twice as deep at the intersection. Detailed calculations based on the parameters of our configuration show that the splitting process indeed is coherent for the guiding potential evolving adiabatically during the splitting process [22]. The highest possible degree of coherence can be achieved by compensating the doubling of the potential depth due to the overlap of the trapping potentials at the intersection by an optimized lens design [21] or by overlapping the intersection region with the repulsive potential of a blue-detuned laser beam [30].

We could demonstrate a variation in the splitting ratio over a wide range by changing the power ratio between the two guides forming the beam splitter (Fig. 4). The atom number in the two output ports is determined by taking line profiles similar to Fig. 3(b) and integrating the density distribution for each port. By choosing an appropriate power ratio, which depends on the velocity

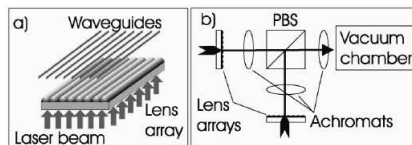


FIG. 2. (a) Array of atom waveguides formed by focusing a red-detuned laser beam with an array of cylindrical microlenses. (b) Schematic of the optical setup used for combining and transferring light fields: The focal planes of two lens arrays are reimaged by achromats and combined by a polarizing beam splitter (PBS).

220402-2

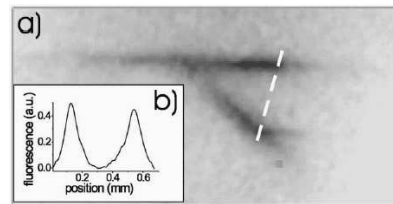


FIG. 3. Beam splitter for guided atoms: (a) Fluorescence image of atoms guided through a beam splitter based on two crossed cylindrical microlenses. (b) Line profile of the atom distribution along the dotted line of (a).

220402-2

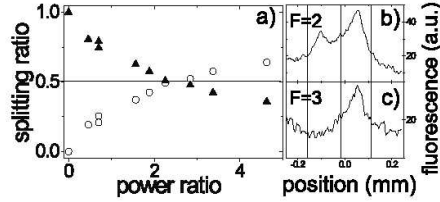


FIG. 4. Properties of different types of beam splitters: (a) The splitting ratio for atoms in a state-insensitive beam splitter is altered by varying the intensity ratio between the waveguides creating the beam splitter. (b) and (c) Line profiles for atoms after moving through a state-selective beam splitter: (b) Atoms in the state $5S_{1/2}(F=2)$ evolve through the beam splitter unperturbed. The line profile shows atoms in both outputs. (c) Atoms in the state $5S_{1/2}(F=3)$ can propagate only along one output.

of the atoms and the splitting angle, a splitting ratio of 50/50 can be achieved.

So far, the splitting process was fully determined by the external degrees of freedom. Specific to optical guiding structures is the possibility to use the internal atomic structure for the splitting process, similar to Ramsey-Borde [2,8] and Raman interferometers [3] for free atoms. For guided atoms, state-selective splitting can be achieved, for example, by applying an additional state-selective optical potential in a small section of one output shortly behind the beam splitter of Fig. 3. We implemented this for ^{85}Rb by employing an additional laser field with a red-detuning of $\delta\nu_2 = -1020$ MHz (-170 linewidths) for atoms in the $5S_{1/2}(F=2)$ hyperfine ground state. The same laser field is blue-detuned for atoms in the $5S_{1/2}(F=3)$ hyperfine ground state with a detuning of $\delta\nu_3 = 2020$ MHz (340 linewidths) [31]. State-selective splitting for a guided-atom beam splitter is shown in Figs. 4(b) and 4(c). For atoms in the $5S_{1/2}(F=2)$ state, after the intersection there is one unperturbed output and one with an additional potential well (simply acting as a phase shifter). Therefore the atoms propagate along both outputs of the splitter [Fig. 4(b)]. Atoms initially prepared in the $5S_{1/2}(F=3)$ state cannot propagate along the output with the additional potential barrier caused by the blue-detuned light field [Fig. 4(c)]. A foreseeable application of this technique will lead to the preparation of atoms in a superposition of the two hyperfine ground states prior to or right at the beam splitter, so that the splitting process will be determined by the internal superposition state. With such a system it should be possible to create robust coherent beam splitters for guided atoms based on their internal states.

As being the central goal of this work, we designed and experimentally demonstrated the structures for two integrated interferometer-type configurations for guided atoms: (i) Mach-Zehnder-type (Figs. 1 and 5) and (ii) Michelson-type (Fig. 6) structures.

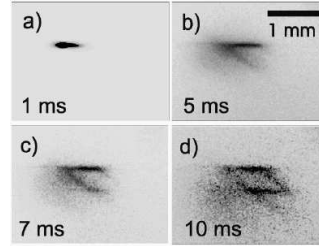


FIG. 5. Temporal evolution of atoms propagating through a Mach-Zehnder type interferometer structure: Loaded from a single dipole trap (a) the atoms are split by the input beam splitter (b) and propagate along two different paths to the output beam splitter (c),(d).

By combining two arrays of waveguides we create multiple X-shaped beam splitters. A set of four of these beam splitters represents the basic Mach-Zehnder type structure (Fig. 5) with the option of using the additional input and output ports for creating more complex multi-path guided-atom interferometers (Fig. 1), e.g., for increased sensitivity [32]. The basic configuration acts as a closed loop structure with a finite enclosed area as required for a Sagnac-type interferometer. Figure 5 shows the propagation of atoms through a Mach-Zehnder type structure for guided atoms. We load one of the input ports with atoms from the single-dipole trap (a). Atoms propagate to the first beam splitter and split into two paths (b). At the next intersections these split into a total of four paths (c). Two of the paths recombine at the fourth intersection (d). This Mach-Zehnder type structure has an enclosed area of $0.3 \text{ } \mu\text{m}^2$ with a total required array below $1 \text{ } \mu\text{m}^2$ including the loading and detection regions. It presents the first experimental demonstration of a closed structure suitable for atom interferometry based on atom guides. In numerical simulations, it could be demonstrated that for typical experimental conditions coherent splitting of atom-waves and matter-wave interference at the outputs can be achieved [22]. As an important result, a variation in the relative phase between the two paths of a Mach-Zehnder type structure resulted in a complementary periodic variation of atom number in

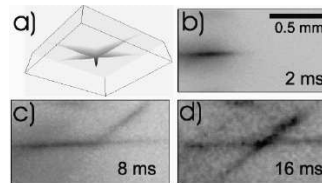


FIG. 6. Configuration of a Michelson-type interferometer: (a) Structure based on two crossed waveguides with a Gaussian intensity profile along the longitudinal direction. (b) (d) Propagation of atoms in the Michelson-type structure loaded from a single dipole trap.

the two final output ports, thus clearly predicting the existence of interference fringes.

We also demonstrated a Michelson-type interferometer structure (Fig. 6) by crossing two micro-optical guides in our standard beam splitter configuration, each guide now having a Gaussian intensity profile along the longitudinal direction centered at the intersection [Fig. 6(a)]. We load atoms in one input close to the edge of the potential well. The atoms are accelerated towards the beam splitter [Fig. 6(b)]. They split into two paths and are slowed down by the positive gradient of the potential [Fig. 6(c)]. They start moving backwards towards the intersection. At the intersection they split again with part of the atoms now also moving along the output port of the Michelson-type structure [Fig. 6(d)]. The oscillation along the longitudinal direction is significantly slower than in the transverse directions. Thus, an adiabatic propagation through the structure is easily achievable.

In this Letter we have presented the first experimental demonstration of structures for guided-atom interferometers based on microfabricated elements. For this purpose, guides and beam splitters based on micro-optical elements have been employed. Theoretical investigations predict the feasibility of coherent beam splitting and the possibility of achieving matter-wave interference for guided atoms. However, several modifications to our apparatus, such as improved atomic state preparation, detection resolution, and detection efficiency need to be implemented prior to a demonstration of coherence. Interferometer structures optimized for coherence and fringe contrast are currently being developed and the demonstration of an interference experiment will be attempted under optimized experimental conditions. The micro-optical systems investigated here are first realizations of a broad class of configuration being accessible due to the high flexibility in the manufacturing process of these elements [21]. Applications hugely benefit from the many inherent advantages of integrated systems, such as stability and scalability. The configurations described here present a major step towards miniaturization of atom-interferometrical devices and promote the wide practical applicability of various classes of sensors based on atom interferometry.

We thank F. Buchkremer, H. Kreuzmann, M. Lewenstein, and A. Sanpera for many stimulating discussions. This work is supported by the SFB 407 and the SPP *Quanteninformationsverarbeitung* of the *Deutsche Forschungsgemeinschaft* and by the project ACQUIRE (IST-1999-11055) of the *European Commission*.

*Author to whom correspondence should be addressed.

[1] *Atom Interferometry*, edited by P.R. Berman (Academic Press, San Diego, 1997), and references therein.

- [2] U. Sterr *et al.*, *Appl. Phys. B* **54**, 341 (1992).
- [3] D. S. Weiss, B. C. Young, and S. Chu, *Phys. Rev. Lett.* **70**, 2706 (1993).
- [4] C. R. Ekstrom *et al.*, *Phys. Rev. A* **51**, 3883 (1995).
- [5] K. Gibble and S. Chu, *Phys. Rev. Lett.* **70**, 1771 (1993); C. Fertig and K. Gibble, *Phys. Rev. Lett.* **85**, 1622 (2000).
- [6] S. Ghezali *et al.*, *Europhys. Lett.* **36**, 25 (1996); Y. Sortais *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **85**, 3117 (2000).
- [7] M. Kasevich and S. Chu, *Phys. Rev. Lett.* **67**, 181 (1991); M. J. Snadden *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **81**, 971 (1998); A. Peters, K. Y. Chung, and S. Chu, *Nature (London)* **400**, 849 (1999).
- [8] F. Riehle *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **67**, 177 (1991).
- [9] A. Lenef *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **78**, 760 (1997).
- [10] T. L. Gustavson, P. Bouyer, and M. A. Kasevich, *Phys. Rev. Lett.* **78**, 2046 (1997); T. L. Gustavson *et al.*, *Classical Quantum Gravity* **17**, 2385 (2000).
- [11] D. Muller *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 5194 (1999).
- [12] N. H. Dekker *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **84**, 1124 (2000).
- [13] M. Key *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **84**, 1371 (2000).
- [14] R. Folman *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **84**, 4749 (2000).
- [15] P. Engels, W. Ertmer, and K. Sengstock, *Opt. Commun.* **204**, 185 (2002).
- [16] A. I. Sidorov *et al.*, *Acta Phys. Pol. B* **33**, 2137 (2002).
- [17] D. Cassettari *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **85**, 5483 (2000).
- [18] D. Muller *et al.*, *Opt. Lett.* **25**, 1382 (2000); D. Muller *et al.*, *Phys. Rev. A* **63**, 041602(R) (2001).
- [19] W. Hansel *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **86**, 608 (2001).
- [20] W. Hansel *et al.*, *Nature (London)* **413**, 498 (2001); H. Ott *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **87**, 230401 (2001); A. E. Leanhardt *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **89**, 040401 (2002); see also forthcoming publications by the groups of J. Schmiedmayer, E. Hinds, and E. A. Cornell.
- [21] G. Birkl *et al.*, *Opt. Commun.* **191**, 67 (2001).
- [22] H. Kreuzmann *et al.* (to be published).
- [23] E. Andersson *et al.*, *Phys. Rev. A* **59**, 3841 (1999); E. Andersson *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **88**, 100401 (2002).
- [24] The high reproducibility of the fabrication process suppresses variations between individual lenslets leaving the temporal and spatial variations of the laser light as the main source of fluctuations in the guiding potentials.
- [25] J. P. Burke *et al.*, *Phys. Rev. A* **65**, 043411 (2002).
- [26] R. Dumke *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **89**, 097903 (2002).
- [27] S. E. Hamann *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **80**, 4149 (1998); V. Vuletic *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **81**, 5768 (1998); H. Perrin *et al.*, *Europhys. Lett.* **42**, 395 (1998).
- [28] Lens arrays with optimized numerical aperture will give further improved waveguide parameters (see [21]).
- [29] O. Houde *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **85**, 5543 (2000).
- [30] The calculations of [22] show that significant coherence is still maintained during the splitting process with a mismatch in the potential compensation of up to 20%.
- [31] Other implementations of a state-selective beam splitter can be based on the polarization dependence of the optical potentials for different internal atomic states.
- [32] M. Weitz, T. Heupel, and T. W. Hansch, *Phys. Rev. Lett.* **77**, 2356 (1996); H. Hinderthur *et al.*, *Phys. Rev. A* **59**, 2216 (1999).

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich 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 diesem faszinierenden Teilgebiet der Physik und deren Betreuung.

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

Einen besonderen Dank verdient natürlich Gerhard Birkl. Mit seiner nahezu unerschöpflichen Geduld und seinem umfangreichen Wissen trug er entscheidend zum Gelingen dieser Arbeit bei. Ebenfalls möchte ich mich für den eingeräumten Freiraum und den vielen Diskussionen und Ratschlägen bedanken. Durch seinen Einsatz ergab sich auch für mich die Möglichkeit eines Forschungsaufenthaltes am NIST.

Des Weiteren bedanke ich mich bei dem gesamten Atomics-Team, Tobias Mütter, Michael Volk und Falk Scharnberg für die gute Zusammenarbeit. Dies gilt natürlich auch für ehemalige Gruppenmitglieder, im Speziellen Felix Buchkremer.

Für die vielen fachlichen Diskussionen und auch weltlichen Gespräche bedanke ich mich bei Christian Jentsch, vor allem auch für die gute Zusammenarbeit im Rahmen der vorlesungsbegleitenden Versuche und darüber hinaus.

Gesondert bedanke ich mich bei den Neons, sprich bei Peter Spoden und Martin Zinner wie auch Alexander Bunkowski für alles Mögliche. Bei dem BEC-Team Dirk Hellweg, Markus Kottke, Thomas Schulte, Luigi Cacciapuoti, Jan Arlt, entschuldige ich mich für die laute Musik und bedanke mich gleichzeitig für das Entgegenkommen beim Ausleihen von Materialien. Den Mangensiums mit Jochen Keupp, Tanja Mehlstäubler, Nils Rehbein und Albane Douillet danke ich unter anderem für die häufige und immer noch freundliche Bereitstellung ihres "FieldMasters". Desweiteren bedanke ich mich bei den CASIs und Ernst Rasel wie zum Teil oben erwähnt für die vielen guten Ideen und Diskussionen.

Stellvertretend für alle Mitarbeiter des Instituts für Quantenoptik bedanke ich mich bei Frau Faber und Frau Pfennig, Frau Hünitzsch, sowie bei Herrn Heidekrüger, Herrn Witzlau, Herrn Scholz, Herrn Dohm und Volker Behrens. Insbesondere Rudolf Gaul danke ich für seine Unterstützung in organisatorischen Dingen.

Vor allem jedoch bedanke ich mich bei Verena wie auch vom ganzen Herzen bei meinen Eltern, meiner Schwester, Jürgen und Beate.

Lebenslauf

Persönliche Daten:

Rainer Dumke
geboren am 01. Juni 1973 in Hannover

Schulbildung:

1979 - 1983	Grundschule Misburg in Hannover
1983 - 1985	Orientierungsstufe Misburg in Hannover
1985 - 1990	Realschule Misburg in Hannover
1990 - 1993	Sekundarstufe II der integrierten Gesamtschule Roderbruch in Hannover (Mai 1993: Abitur)
1993 - 1994	Zivildienst im Taubblinden Zentrum Hannover

Studium:

1994 - 1999	Studium der Physik an der Universität Hannover. (Dezember 1999: Diplom in Physik)
seit Dezember 1999	Doktorarbeit am Institut für Quantenoptik der Universität Hannover in der Arbeitsgruppe von Prof. Dr. W. Ertmer; Arbeitsgebiet: „Atomoptik und Quanten- informationsverarbeitung mit mikro- strukturierten optischen Elementen“
Sept. 2000 - März 2001	Forschungsaufenthalt am NIST Maryland/USA