

Optische Dipolfallen

Experimente mit ultrakalten Atomen und anderen kleinen Teilchen im Lichtkäfig

Matthias Weidemüller und Rudolf Grimm

Licht polarisiert Materie. Materie wiederum streut Licht. Dadurch entstehen vielfältige optische Erscheinungen, die man mit bloßem Auge beobachten kann. Die mechanischen Kräfte des Lichtfeldes hingegen sind für uns nicht direkt erfassbar, da sie im allgemeinen zu klein sind, um eine merkliche Wirkung hervorzurufen. Hat man es jedoch mit Laserlicht und Atomen nahe dem absoluten Temperaturnullpunkt zu tun, so bestimmen Lichtkräfte entscheidend die Bewegung der Atome. So lassen sich kalte Atome durch optische Dipolkräfte in kontrollierter Weise über lange Zeiten festhalten. Mit neuartigen Dipolfallen kann man sogar mehrere Spezies gleichzeitig speichern und zur Molekülbildung anregen. Über solche Experimente berichten wir in diesem Artikel.

Das bekannteste Beispiel der mechanischen Wechselwirkung zwischen Licht und Materie ist der Strahlungsdruck, der entlang des Poynting-Vektors auf ein absorbierendes Medium wirkt. Diese Kraft durch Photonenabsorption wurde bereits vor langer Zeit in der Astronomie identifiziert, da der Strahlungsdruck durch die im All vorkommenden großen Lichtintensitäten und langen Wechselwirkungszeiten einen erkennbaren Effekt auf stellare Objekte haben kann. Aber auch über die dispersiven Eigenschaften des Mediums, welche den Brechungsindex bestimmen, übt das Lichtfeld Kräfte auf das Medium aus, wie in Abb. 1 dargestellt [1]. Dabei handelt es sich um die Wechselwirkung der induzierten elektrischen Dipole mit dem äußeren anregenden Feld, woher der Name „Dipolkraft“ rührt (siehe Kasten 1). Während der Strahlungsdruck direkt mit der Lichtintensität zunimmt, wird die Dipolkraft durch den *Gradienten* der Intensität bestimmt. Optische Dipolkräfte erlangten ihre Bedeutung erst mit der Entwicklung des Lasers. Denn nur mit Laserstrahlen lassen sich, beispielsweise durch Fokussierung oder Interferenz, Intensitätsgradienten erzielen, die zur Erzeugung nachweisbarer Dipolkräfte ausreichen.

Dipolkräfte spielen heutzutage eine wichtige Rolle in der Atomoptik und -interferometrie. Wie im Kasten 1 erläutert, ist die Dipolkraft konservativ, da sie sich aus dem Gradienten des Dipolpotentials ergibt. Aufgrund der Analogie der stationären Schrödinger-Gleichung mit einer skalaren Wellengleichung wirkt

das Dipolpotential U_{dip} auf de-Broglie-Wellen wie ein Medium mit Brechungsindex $n = 1 - U_{\text{dip}}(\mathbf{r})/2E$. Die Energie E der Wellenpakete liegt dabei weit oberhalb der Potentialtiefe. Da das Dipolpotential proportional zur Intensität des Lichtfeldes ist, lassen sich durch maßgeschneiderte Laserfelder unterschiedlichste atomoptische Bauelemente realisieren, z. B. Atomspiegel, Linsen oder Beugungsgitter [2].

Eine weitere, zentrale Bedeutung von Dipolkräften basiert auf der Möglichkeit, Teilchen in einem Potentialtopf einzuschließen, sofern ihre Energie kleiner ist als die Potentialtiefe. Dipolfallen für mikroskopische Teilchen mit großem Brechungsindex, etwa kleine dielektrische Kügelchen in Wasseremulsion, wurden auf eindrucksvolle Weise erstmals von A. Ashkin und Mitarbeitern demonstriert. Überraschenderweise beeinflussen die fokussierten Laserstrahlen auch die Bewegung lebender Objekte, wie Viren oder Organellen, ohne erkennbare Schädigungen herbeizuführen. Als sogenannte „optische Pinzetten“ finden Dipolfallen heutzutage vielfältige Anwendungen in der biologischen Forschung [1, 3] (siehe Kasten 2). Eine wesentliche Eigenschaft

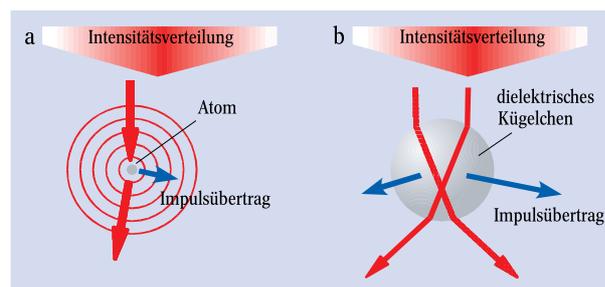


Abb. 1:

Um die optische Dipolkraft auf ein Teilchen anschaulich zu erklären, unterscheidet man das Rayleigh- und das Mie-Regime.

► a) Im Rayleigh-Regime ist die Ausdehnung des Teilchens – zum Beispiel eines Atoms – kleiner als die Wellenlänge. Das einfallende Lichtfeld wird in Kugelwellen gestreut, die wiederum mit dem einfallenden Lichtfeld interferieren und einen Impulsübertrag der gestreuten Photonen auf das Teilchen bewirken. Die Phasenlage zwischen den beiden Lichtfeldern bestimmt dabei, ob das Teilchen in Richtung zunehmender oder abnehmender Intensität beschleunigt wird.

► b) Im Mie-Regime in einem inhomogenen Lichtfeld läßt sich die Dipolkraft als Impulsübertrag der durch das dielektrische Teilchen gebrochenen Lichtstrahlen deuten. Entsprechend der Intensitätsverteilung des Lichtfelds ist der Impulsübertrag eines schwachen Strahls geringer als der eines starken. Ist der Brechungsindex des Teilchens größer als der des umgebenden Mediums, so weist die Kraft in Richtung zunehmender Intensität.

Dr. Matthias Weidemüller und Priv.-Doz. Dr. Rudolf Grimm, Max-Planck-Institut für Kernphysik, Postfach 10 39 80, 69029 Heidelberg, www.mpi-hd.mpg.de/ato/lasercool

der Fallen ist dabei, daß die optischen Dipolkräfte die Struktur des untersuchten Objekts nur minimal beeinflussen.

Atome in optischen Dipolfallen

Ganz ähnlich verhält es sich mit Atomen, die in optischen Dipolfallen gespeichert werden [4]. Das eingeschlossene atomare Gas ist von der Außenwelt entkoppelt und wird nahezu störungsfrei im Raum festgehalten. Die internen Freiheitsgrade der Atome sind entweder vom Fallenfeld unbeeinflusst oder werden auf kontrollierbare Weise modifiziert, im Gegensatz zu Magnetfallen, die nur Atome bestimmter Spinzustände stabil speichern. Optische Dipolfallen weisen für neutrale Atome somit dieselben Vorzüge auf wie Ionen-speicher, die mit elektrodynamischen Feldern an der Ladung des Ions angreifen [5]. Die Kräfte zwischen neutralen Atomen sind hingegen um viele Größenordnungen kleiner als Kräfte zwischen Ionen, so daß sich atomare Gase in Dipolfallen zu hohen Dichten komprimieren lassen.

Kasten 1: Optische Dipolkraft auf Atome

Die beiden zentralen Größen für das Verständnis von optischen Dipolfallen sind einerseits das Bewegungspotential für die gefangenen Teilchen und andererseits die Photonenstreurate als Maß für die unerwünschten Prozesse der Aufheizung und Dekohärenz. Das Dipolpotential und die Photonenstreurate ergeben sich aus dem dispersiven bzw. absorptiven Anteil der Wechselwirkung mit dem Lichtfeld und werden durch Lichtfrequenz und -intensität sowie durch die Polarisierbarkeit des gefangenen Teilchens bestimmt.

Dipolpotential und Photonenstreurate

Das Dipolpotential ist als Wechselwirkungsenergie des induzierten elektrischen Dipolmoments \mathbf{p} mit dem treibenden elektrischen Feld \mathbf{E} durch $U_{\text{dip}} = -1/2 \langle \mathbf{p} \mathbf{E} \rangle$ gegeben. Über die schnelle Oszillation des Lichtfeldes kann dabei zeitlich gemittelt werden, wie die Klammern $\langle \dots \rangle$ andeuten. Die Dipolkraft ergibt sich aus dem Gradienten des Potentials $\mathbf{F}_{\text{dip}} = -\nabla U_{\text{dip}}$. Die Eigenschaften des angeregten Teilchens lassen sich durch dessen Polarisierbarkeit beschreiben, die das Dipolmoment mit dem anregenden Feld verknüpft. Sie ist im allgemeinen eine komplexe Funktion der treibenden Frequenz ω und beschreibt daher auch die Phasenverschiebung zwischen erzwungener Oszillation und Anregung. Für das Dipolpotential ist wegen der zeitlichen Mittelung nur die mit \mathbf{E} in Phase schwingende Komponente des Dipolmoments \mathbf{p} relevant, die sich als $\alpha' \mathbf{E}$ schreiben läßt. Dabei bezeichnet α' den Realteil der komplexen Polarisierbarkeit, der auch für die dispersiven optischen Eigenschaften, z. B. den Brechungsindex verantwortlich ist. Man erhält so das Dipolpotential

$$U_{\text{dip}}(\mathbf{r}) = -\frac{1}{2} \alpha' \langle \mathbf{E}^2 \rangle \quad (1)$$

$$= -\frac{1}{2\epsilon_0 c} \alpha' I(\mathbf{r}),$$

proportional zu α' und der räumlichen Intensitätsverteilung $I(\mathbf{r}) = \epsilon_0 c \langle \mathbf{E}^2 \rangle$.

Für den absorptiven Anteil der Wechselwirkung ist die außer Phase schwingende Komponente des oszillierenden Dipolmoments, beschrieben durch den Imaginärteil α'' der Polarisierbarkeit, verantwortlich. Die stochastische Natur der Photonenstreuung bewirkt eine Aufheizung der Teilchenbewegung, typischerweise einige 100 nK je gestreutem Photon.

Atomare Polarisierbarkeit

Zur Berechnung der Polarisierbarkeit eines Atoms liefert bereits das Lorentz-Modell, welches das Atom als klassischen Oszillator mit einem elastisch an den Rumpf gebundenen Leuchtelektron betrachtet, die wesentlichen Ergebnisse. Für Alkali-Atome, die Hauptkandidaten für die Laserkühlung, sind die Ergebnisse sogar quantitativ bis auf wenige Prozent korrekt. Auch auf andere Atomsorten läßt sich diese Beschreibung mit dem Konzept der Oszillatorstärke leicht übertragen.

Dieses Modell liefert für Real- und Imaginärteil der Polarisierbarkeit die Beziehungen

$$\alpha' = \frac{e^2}{m_e} \frac{1}{\omega_0^2 - \omega^2} \quad (2)$$

$$\alpha'' = \frac{\omega^3}{6\pi\epsilon_0 c^3} (\alpha')^2 \quad (3)$$

wobei ω_0 der atomaren Resonanzfrequenz entspricht. e bezeichnet die Elementarladung und m_e die Elektronenmasse. Diese sehr einfachen Ausdrücke gelten allgemein in dem für Dipolfallen interessanten Fall, in dem die Resonanzverstimmung $\Delta = \omega - \omega_0$ groß gegen die atomare Linienbreite ist.

Selbst in stark fokussierten Laserfeldern hoher Intensität erreicht man zwar mit Dipolkräften nur Potentialtiefen von etwa 100 neV; das entspricht der thermischen Energie eines Gases bei einer Temperatur von etwa 1 mK. Durch Laserkühlung gelingt es jedoch, Atom-Ensembles mit thermischen Energien im neV-Bereich und darunter zu präparieren [6], welche sich dann mit großer Effizienz in optische Dipolfallen transferieren lassen. Schon bald nach der erfolgreichen Demonstration der Laserkühlung gelang es daher, Atome in einer optischen Dipolfalle zu speichern [7]. Steven Chu und Mitarbeiter verwendeten dazu die einfachste Form einer Dipolfalle: einen fokussierten Laserstrahl mit Gauß-förmigem Strahlprofil (Abb. 2). Der Laserfokus bildet das Zentrum der Falle, wenn die Laserfrequenz unterhalb der atomaren Resonanz liegt. Durch die Wahl des Betrags der Verstimmung geht man einen Kompromiß zwischen erwünschter Falltiefe und unerwünschter Photonenstreuung ein. Während unterhalb der Resonanz ($\Delta < 0$, „rote“ Verstimmung) das Lichtfeld immer attraktiv wirkt und daher Poten-

Quasi-resonante und quasi-elektrostatische Fallen

Zwei Spezialfälle sind besonders interessant: In der weiteren Umgebung einer Resonanz ($|\Delta| \ll \omega_0$) erlaubt es die überhöhte dynamische Polarisierbarkeit, auch mit moderater Laserleistung einen zur Speicherung von Atomen hinreichend tiefen Potentialtopf zu realisieren. So erfahren z. B. Cs-Atome (Übergangswellenlänge 852 nm) in einem Laserstrahl der Leistung 100 mW, fokussiert auf einen Durchmesser von 20 μm , bei einer Resonanzverstimmung von 100 nm ein Potential, welches mit einer Tiefe von 120 μK (ca. 10 neV) noch deutlich über den mit Laserkühlung erreichbaren Temperaturen liegt. Für solche quasi-resonante Dipolfallen sind Dipolpotential und Streurate proportional zu I/Δ bzw. I/Δ^2 .

Keine Probleme bereitet die unerwünschte Photonenstreuung bei quasi-elektrostatischen Dipolfallen mit Laserlicht im fernen Infrarot-Bereich. Hier oszilliert das Lichtfeld sehr langsam gegenüber der atomaren Resonanzfrequenz, wobei der induzierte Dipol nahezu statisch, d. h. ohne Phasenverschiebung, dem Feld folgt. Die Polarisierbarkeit kann hier durch den statischen Grenzfall

$$\alpha_{\text{stat}} = \alpha'(\omega = 0) = e^2 / (m_e \omega_0^2) \quad (4)$$

approximiert werden. Die Photonenstreuung ist durch die extreme Verstimmung und die zusätzliche ω^3 -Proportionalität in Gl. (3) so stark reduziert, daß sie für typische Experimentierzeiten (maximal einige Minuten) völlig vernachlässigbar ist. Allerdings werden auch sehr hohe Intensitäten benötigt, um hinreichende Potentialtiefen zu erreichen. Daher ist zur Realisierung einer entsprechenden Falle vor allem der leistungsstarke CO₂-Laser mit einer Leistung ab ca. 20 W interessant.

tialminima stets an Intensitätsmaxima zu finden sind, führt eine „blaue“ Verstimmung ($\Delta > 0$) wegen der umgekehrten Phasenlage des oszillierenden Dipols zu einer repulsiven Wechselwirkung. Die Atome können dann an Orten mit minimaler Laserintensität gespeichert werden. Solche Fallen unterdrücken die Photonenstreuung, erfordern aber in der Praxis kompliziertere Laserstrahlgeometrien. Durch maßgeschneiderte Lichtfelder, z. B. durch Interferenz von Laserstrahlen oder mit Hilfe spezieller Optiken, stehen mittlerweile Dipolfallen verschiedenster räumlicher Geometrien zur Verfügung, welche, je nach Verstimmung der Laserfrequenz, die Atome entweder in Bereichen hoher oder geringer Lichtintensität einschließen [4].

Es bedurfte allerdings der Verfeinerung und Perfektionierung der Laserkühlung in den zurückliegenden zehn Jahren [6], bis an breitere Anwendungen von optischen Dipolfallen für Atome gedacht werden konnte. Stand in den vergangenen Jahren die Entwicklung von Fallentypen und das tiefere Verständnis der Speichermechanismen im Mittelpunkt, so tritt in letzter Zeit immer stärker die Untersuchung der optisch gespeicherten, kalten Atome in den Vordergrund. Spinphysik in Dipolfallen eröffnet z. B. neue Horizonte im Hinblick auf Tests fundamentaler Symmetrien [8, 9], neue Kühltechniken für gespeicherte Atome werden entwickelt [10, 11], und die quantenmechanische Bewegung atomarer Wellenpakete in periodischen Strukturen wird untersucht [12]. Dipolfallen spielen eine wichtige Rolle bei der Erforschung von Bose-Einstein-Kondensaten [13], und sie erlauben die effiziente Photoassoziation kalter Atome [14] bis hin zur Speicherung der entstehenden Grundzustands-Moleküle [15].

Freiheit für den Spin

Die geringe Ankopplung des Atomspins an das Feld der optischen Dipolfalle ermöglicht lange Relaxations- und Kohärenzzeiten. Zur Unterdrückung einer depolarisierenden Wirkung des Fallenlichts muß die Photonenstreuerrate minimiert werden. Ideale Bedingungen bietet eine relativ flache Stehwellenfalle, die man durch Rückreflexion eines Laserstrahls moderater Intensität und Verstimmung realisieren kann [8]. Wie in Abb. 3 angedeutet, sammeln sich bei roter Verstimmung die Atome in den Bäuchen des Interferenzmusters und bilden somit ein periodisches Gitter, dessen Gitterkonstante gerade einer halben Wellenlänge entspricht.

Der einschließenden Dipolkraft wirkt die Gewichtskraft entgegen. Schwere Atome wie z. B. Cäsium können bei zu schwachen Gradienten des Lichtfeldes durch ihr Gewicht aus der Falle herausbeschleunigt werden. Entlang der Strahlachse entsteht jedoch durch die Stehwellenstruktur eine sehr starke Dipolkraft, die sich zur transversalen Kraft wie die Strahltille zur Lichtwellenlänge verhält. Es ist daher in vielen Fällen sinnvoll, die Achse der Stehwellen vertikal auszurichten. Selbst bei einer Potentialtiefe von nur 1,4 neV (entsprechend 17 μ K), wie sie in unserem Experiment realisiert wurde, übertrifft die vertikale Fallenkraft die Gewichtskraft um drei Größenordnungen.

Für ein unpolarisiertes Cäsium-Ensemble wird in unserer Stehwellenfalle eine $1/e$ -Speicherzeit von 2 s gemessen, d. h. nach dieser Zeit ist die Zahl der Atome auf $1/e$ des Anfangswertes zurückgegangen. Die Speicherzeit ist kurz gegen die mittlere Zeit zwischen zwei Stößen gefangener Atome bei den erreichten Dichten. Depolarisierende Effekte durch falleninterne Stöße sind also unter diesen Bedingungen nicht zu erwarten.

Um das Atom-Ensemble zu magnetisieren, wird ein Spinfilter verwendet, das auf einer Kombination aus magnetischer und optischer Dipolkraft basiert [8]. Durch einen magnetischen Gradienten von 25 G/cm erfahren Atome in magnetischen Unterzuständen $m \neq 0$ eine Stern-Gerlach-Kraft, die horizontal die Fallenkräfte übersteigt. Die Quantisierungsachse wird dabei durch ein schwaches magnetisches Führungsfeld festgelegt. Allein Atome im Zustand $m = 0$ verbleiben in

der Falle, alle anderen Spinzustände werden aus der Falle herausgerissen. Für Atome im Zustand $m = 0$ führt jegliche Änderung des Spinzustandes unweigerlich zum Verlust der Atome aus der Falle.

Aus der Speicherzeit des $m = 0$ -Ensembles erhält man durch Vergleich mit der Lebensdauer des unpolarisierten Ensembles eine Spinlebensdauer von 1,1 s. Diese Zeit zählt zu den längsten jemals mit Atomen erreichten Relaxationszeiten des Elektronenspins, was für Präzisionsexperimente wie beispielsweise die Suche nach permanenten atomaren elektrischen Dipolmomenten von Bedeutung ist. Die Spinlebensdauer entspricht genau dem Wert, den man für Depolarisation durch Photonenstreuung des Fallenlichts erwartet. Durch weitere Reduzierung der Photonenstreuerrate,

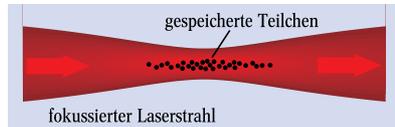


Abb. 2: Die einfachste Dipolfalle besteht aus einem fokussierten Laserstrahl. Sie kann ultrakalte Atome, kleine dielektrische Teilchen oder sogar lebende biologische Objekte speichern. Durch die optische Dipolkraft werden die Teilchen in das Zentrum des Laserfokus gezogen.

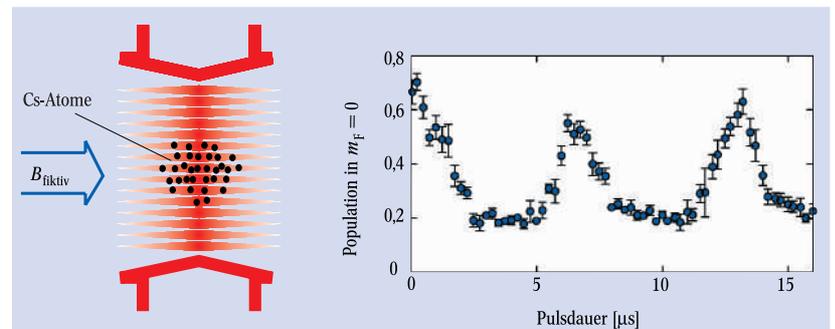


Abb. 3: Spinmanipulation in einer vertikalen Stehwellenfalle [8]. Cäsium-Atome werden in den Bäuchen einer rot-verstimmten Stehwellen gespeichert. Durch Stern-Gerlach-Filterung wird das Ensemble im

Zustand $F = 4$, $m_F = 0$ präpariert. Der Graph zeigt die Spinpräzession der Atome in einem „fiktiven“ Magnetfeld, das durch einen weit-verstimmten Laserpuls variabler Länge induziert wird.

z. B. durch Erhöhung der Verstimmung, sollten sich noch wesentlich längere Relaxationszeiten realisieren lassen.

Die Manipulation der Magnetisierung des Ensembles durch ein „fiktives“, lichtinduziertes Magnetfeld wurde in einem weiteren Experiment untersucht [8]. Der Bahndrehimpuls des äußeren gebundenen Elektrons wird durch einen weit-verstimmten Laserstrahl zirkularer Polarisation modifiziert, was ein durch die Bahnbewegung induziertes Magnetfeld zur Folge hat. Ganz ähnlich der Spin-Bahn-Kopplung wechselwirkt

der Elektronenspin mit diesem Magnetfeld. Dies bewirkt eine Aufspaltung der magnetischen Unterniveaus gemäß ihrer magnetischen Quantenzahl m . Die Richtung des fiktiven Magnetfelds wird demnach durch die Ausbreitungsrichtung des Laserstrahls und die Händigkeit der Polarisation festgelegt. Die dazugehörige Larmor-Frequenz ist umgekehrt proportional zur Verstimmung des Laserfeldes von der atomaren Resonanz [4].

Zur Demonstration des fiktiven Magnetfeldes wird das gespeicherte Ensemble zunächst mit Hilfe des Stern-Gerlach-Filters im Zustand $m = 0$ polarisiert. Anschließend wechselwirken die Atome mit einem in seiner Dauer einstellbaren Puls eines zirkular polarisierten Laserstrahls, der sich senkrecht zu einem magnetischen Führungsfeld ausbreitet. Der Magnetisierungszustand der Atome wird danach wiederum mit dem Stern-Gerlach-Filter analysiert. Abbildung 3 zeigt die Präzession der atomaren Spins. Zwei Oszillationen mit einer Periode von $6,5 \mu\text{s}$ sind zu erkennen, ohne nennenswerte Abnahme des Kontrastes. Dieses Experiment bildet einen ersten, wichtigen Schritt zur kohärenten Manipulation von Spinzuständen in Atomfallen und eröffnet Wege für Experimente zur Quantenkontrolle und -information.

Reduzierte Dimensionalität

Der starke Einschluß der Atome entlang der Achse der Stehwellenfalle hat noch andere interessante Konsequenzen. Liegt die Energie der Teilchenbewegung in axialer Richtung in derselben Größenordnung wie die Nullpunktsenergie, so kann die Bewegung der Atome nicht mehr klassisch behandelt werden. Die Dipolfalle bildet in diesem Regime einen Resonator für die atomaren de-Broglie-Wellen. Reduziert man die thermische Energie des Gases gar auf Werte weit unterhalb der Nullpunktsenergie, so friert der axiale Bewegungsfreiheitsgrad vollständig aus und die Atome verhalten

sich in der transversalen Ebene wie ein zweidimensionales Quantengas.

Experimente in dieser Richtung werden beispielsweise an der Stanford University verfolgt [11]. Durch die geringe Ausdehnung der Potentialtöpfe in einer Stehwellenfalle ist die Anzahl der Atome pro Topf relativ klein, nur etwa 1000 Atome befinden sich in jeweils einer der periodisch angeordneten Mikrofallen. Allerdings ist es an der Universität Konstanz kürzlich gelungen, selektiv genau einen Potentialtopf zu bevölkern, der als planarer Wellenleiter für Atome betrachtet werden kann [16]. Durch Interferenz von Laserstrahlen aus verschiedenen Raumrichtungen lassen sich unterschiedlichste periodische Strukturen reduzierter Dimensionalität für atomare de-Broglie-Wellen realisieren, bis hin zu geordneten Quantenpunkten [12]. Bei hohen Teilchenzahlen und tiefen Temperaturen lassen sich mittels derartiger niederdimensionaler Systeme wichtige Aspekte der Thermodynamik von Quantengasen erschließen.

Hohe Teilchenzahlen in einem stark anisotropen Fallenvolumen werden mit der in Heidelberg entwickelten gravitooptischen Oberflächenfalle erreicht, wie sie in Abb. 4 gezeigt wird [10]. Kernstücke dieser Falle sind eine evaneszente Welle, die durch Totalreflektion eines Laserstrahls an der Oberfläche eines Glasprimas entsteht, und ein Hohlstrahl von 0,7 mm Durchmesser, der mittels einer speziellen Optik, eines sogenannten Axikons, gebildet wird. Die Intensität der evaneszenten Welle fällt in der vertikalen Richtung exponentiell ab und beträgt im Abstand einer Lichtwellenlänge nur noch einen Bruchteil der Intensität an der Prismenoberfläche. Ist die Laserfrequenz größer als die atomare Resonanz, so werden die Atome durch die abstoßende Dipolkraft im steilen Intensitätsgradienten der evaneszenten Welle reflektiert. Unter dem Einfluß der Schwerkraft springen die Atome auf diesem Atom-

Kasten 2: Biologische Anwendungen

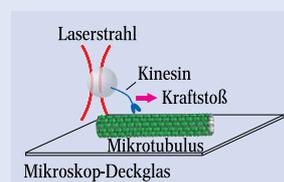
Außerordentlich fruchtbar, im wahrsten Sinne des Wortes, ist die Anwendung optischer Dipolfallen als Mikropinzetten in der Molekularbiologie [1, 3, 20]. Einzelne Makromoleküle bis hin zu ganzen lebenden Zellen oder gar Spermien lassen sich in ihren natürlichen Umgebungsbedingungen, d. h. wäßriger Lösung bei 37°C , mit optischen Pinzetten festhalten und untersuchen. Alternativ fixiert man bestimmte Moleküle, wie DNA-Stränge, Motorproteine oder Biopolymere, an kleinen dielektrischen Kügelchen, die dann mit einer optischen Pinzette festgehalten werden. Anwendungen dieser optischen Techniken erstrecken sich von der Untersuchung der mechanischen Wechselwirkung zwischen Biomolekülen über die gezielte Manipulation einzelner DNA-Ketten bis hin zur kontrollierten *In-vitro*-Fertilisati-

on [3]. Eine neuartige Rastersonden-Technik basierend auf optischen Pinzetten (*Photonic Force Microscope*) ermöglicht erstmals die Abbildung dreidimensionaler räumlicher Strukturen von biologischen Makromolekülen mit einer Auflösung im Nanometer-Bereich [21].

Beispiel: Dynamik von molekularen Motoren

Die Dipolkraft im Fokus eines Laserstrahls hängt in guter Näherung linear von der Auslenkung des Teilchens ab. Wirken zusätzliche Kräfte auf das Teilchen, so läßt sich durch präzise Messung der Position des Teilchens die Gegenkraft direkt messen, und zwar bis zu Kräften von nur wenigen Pico-Newton. Gleichzeitig läßt die hohe zeitliche Auflösung der Positionsbestimmung Rückschlüsse auf die Dynamik der Wechselwirkung zwischen Biomolekülen

zu. Besonderes Interesse liegt in letzter Zeit auf der Erforschung von Kräften, die von einzelnen Motorproteinen durch Umwandlung von chemischer in mechanische Energie ausgeübt werden [20].



Experiment zur Beobachtung der Bewegung einzelner Kinesinmoleküle entlang eines Mikrotubulus [20].

Die Abbildung zeigt als Beispiel ein Experiment zur Untersuchung der Bewegung von Kinesin-Molekülen entlang von Mikrotubuli, einer Schlüsselkomponente des Zellskeletts. Die Aufgabe des Motorproteins Kinesin ist der Transport von intrazellu-

lären Strukturen (Vesikeln). Die Mikrotubuli wirken dabei wie ein System von Schienen. Ein Kinesinmolekül wird an ein optisch gefangenes Kügelchen gebunden und bewegt sich entlang des Mikrotubulus, der an einem Glassubstrat fixiert ist. Die Bewegung des Kinesin zieht das Kügelchen, welches auf einen ortsempfindlichen Detektor abgebildet ist, aus dem Zentrum der optischen Pinzette. Auf diese Weise konnte nachgewiesen werden, daß die Bewegung in diskreten Schritten von ca. 8 nm verläuft und daß die durch das Kinesin maximal aufgewendete Kraft etwa 5 pN beträgt. Mit ganz ähnlichen Experimenten wird das mechanische Wechselspiel zwischen dem Motorprotein Myosin und Aktinfilamenten untersucht, die u.a. die Muskelkontraktion steuern.

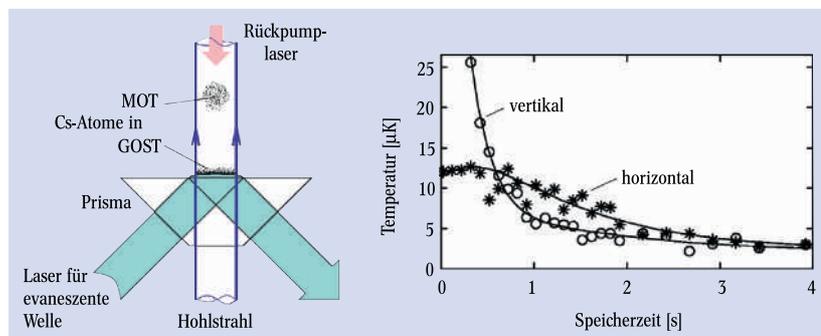


Abb. 4:

Kühlung von Atomen in einer gravito-optischen Oberflächenfalle (GOST) [10]. Die Falle besteht aus einem horizontalen Atomspiegel, der durch eine blau-verstimmte evaneszente Welle gebildet wird, und harten vertikalen Wänden, die durch einen blau-verstimmten Hohlstrahl entstehen (links). Geladen wird die Falle aus einer magnetooptischen Falle (MOT). Durch inelastische Reflexionen verlieren die Atome kinetische Energie, bis sie sich schließlich knapp oberhalb der Prismenoberfläche ansammeln. Im Graphen ist der zeitliche Verlauf der vertikalen und horizontalen Temperatur dargestellt.

spiegel auf und ab wie auf einem Trampolin. Das Entkommen der Atome in horizontaler Richtung wird durch den ebenfalls blau-verstimmten Hohlstrahl verhindert, dessen Dipolpotential wie eine harte Wand auf die Atome wirkt.

Bei geschickter Wahl der Laserparameter des Atomspiegels wird die vertikale Bewegung der Atome gedämpft. Die Kühlung durch die inelastischen Reflexionen ist äußerst effizient und führt bei Cäsium zu Temperaturen von nur wenigen Millionstel Kelvin, wie man Abb. 4 entnehmen kann. Die vertikale Dichteverteilung des Cäsium-Gases wird durch die barometrische Höhenformel beschrieben, woraus sich bei der erreichten Temperatur von $3 \mu\text{K}$ eine vertikale $1/e$ -Ausdehnung der Atomwolke von nur $19 \mu\text{m}$ ergibt. Das ultrakalte Gas befindet sich also direkt über der „heißen“ Prismenoberfläche bei Zimmertemperatur, ohne sich dabei aufzuheizen, was die perfekte Abkopplung der kalten Atome von ihrer Umgebung drastisch vor Augen führt.

Obwohl der horizontale Freiheitsgrad nicht direkt gekühlt wird, verringert sich gleichzeitig auch die Temperatur der horizontalen Bewegung, die sich nach einigen Sekunden der vertikalen Temperatur annähert (siehe Abb. 4). Ursache dieser indirekten Kühlung ist eine Kopplung der Bewegungsfreiheitsgrade durch elastische Stöße der Atome untereinander sowie durch diffuse Streuung der evaneszenten Welle aufgrund der Oberflächenrauigkeit des Atomspiegels.

Durch diese dreidimensionale optische Kühlung werden in der gravitooptischen Falle gegenwärtig Phasenraumdichten von 10^{-5} mit 10^7 Atomen realisiert. Bei den erreichten Dichten stößt jedes Atom etwa 100mal pro Sekunde elastisch mit anderen gespeicherten Atomen. Daraus ergeben sich günstige Voraussetzungen, um durch Evaporation das Gas soweit abzukühlen, daß die vertikale Bewegung zunächst ausfriert und anschließend möglicherweise der Phasenübergang zum Bose-Einstein-Kondensat erreicht wird.

Cäsium hat sich aufgrund außergewöhnlicher Eigenschaften bisher hartnäckig der Bose-Einstein-Kondensation entzogen. Insbesondere führt resonante quantenmechanische Streuung bei kalten Cs-Cs Stößen zu anomal hohen Verlusten in magnetischen Fallen durch depolarisierende Prozesse. Derartige Verluste sind in Dipolfallen ausgeschlossen, wodurch gerade die Untersuchung der speziellen Eigenschaften von Cäsium zum

Verständnis schwach wechselwirkender Gase beitragen wird.

Extrem lange Speicherzeiten

In den bisher beschriebenen Dipolfallen beträgt die Rate für die Streuung des Fallenlichts durch ein Atom typischerweise nur wenige Photonen pro Sekunde. Diese Rate mag gemessen an Photonenstreutoren von 10^7 Photonen pro Sekunde für resonantes Licht gering erscheinen. Aufgrund der langen Speicherzeiten von vielen Sekunden und der relativ geringen Fallentiefen haben aber schon die wenigen Streueignisse uner-

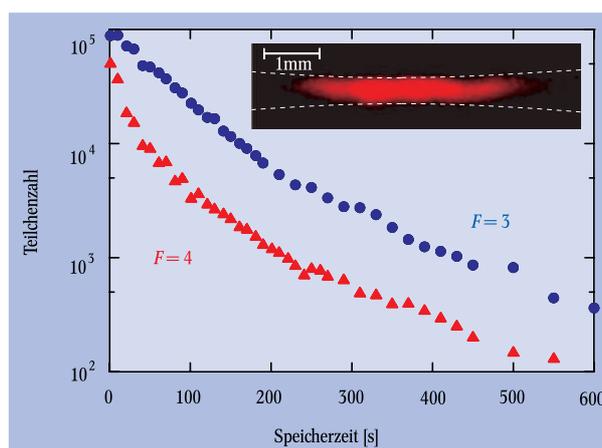


Abb. 5:

Lange Speicherzeiten in einer quasi-elektrostatischen Dipolfalle [18]. Aufgetragen ist die Anzahl der gespeicherten Cäsium-Atome in den beiden Hyperfein-Grundzuständen $F=3$ und $F=4$ als Funktion der Speicherzeit. Das Inset zeigt die räumliche Verteilung der Atome im Fokus des CO₂-Laserstrahls, dessen Verlauf durch die gestrichelten Linien angedeutet ist.

wünschte Auswirkungen auf die gespeicherten Atome, wie Depolarisation und Dekohärenz quantenmechanischer Superpositionen, oder Teilchenverluste aus der Falle u. a. durch Aufheizung der Bewegung. Eine vollständige Unterdrückung der Photonenstreuung ist nur durch extrem große Frequenzverstimmungen des Fallenlichts fern aller atomaren Resonanzen zu bewerkstelligen. Dies wird durch Verwendung von Laserlicht im fernen Infrarot gewährleistet (*quasi-elektrostatische Fallen*, siehe Kasten 1).

Durch seine außerordentliche Einfachheit ist der CO₂-Laser bei einer Wellenlänge von $10,6 \mu\text{m}$ das ideale Instrument zur Realisierung von Dipolfallen mit vernachlässigbarer Photonenstreuung [17]. CO₂-Laser, vorzugsweise eingesetzt bei der Materialbearbeitung, liefern hohe Dauerstrich-Ausgangsleistungen bei großer Konversionseffizienz von elektrischer in optische Leistung und sind außerdem durch ihre weitreichenden industriellen Anwendungen preiswert erhältlich. Fokussiert man einen CO₂-Laserstrahl mit 30 W, was dem unteren Leistungsbereich zur Bearbeitung von Werkstoffen entspricht, auf eine Fokusgröße von $100 \mu\text{m}$, so entsteht eine Dipolfalle mit einer Tiefe von

etwa 10 neV, entsprechend 100 μ K. Die Photonenstreu-
rate in einer solchen Falle liegt bei Photonen *pro Stun-*
de, was jegliche störenden Effekte auf die gespeicher-
ten Atome ausschließt.

In einer quasi-elektrostatischen Dipolfalle lassen
sich Atome über viele Minuten festhalten und untersu-
chen. Derart lange Speicherzeiten konnten bisher nicht
mit optischen Dipolfallen erreicht werden, da Aufheiz-
prozesse durch Photonenstreuung die Aufenthaltsdauer
der Atome begrenzen. Es ist jetzt möglich, in Dipolfal-
len Hochpräzisionsexperimente mit langen Wechsel-
wirkungszeiten durchzuführen, etwa zur hochauflösen-
den Spektroskopie schwacher Übergänge oder zum
Nachweis seltener Isotope. Dekohärenz quantenme-
chanischer Superpositionen infolge von Photonen-
streuung tritt in einer quasi-elektrostatischen Dipolfal-
le nicht auf. Daher eignet sich dieser Fallentyp ideal
für die Präparation verschränkter Zustände zwischen
internen und externen atomaren Freiheitsgraden im
Hinblick auf die Entwicklung von quantenlogischen
Bauteilen und Quantencomputer.

In Abb. 5 zeigen wir eine Messung der Speicherzeit
von Cäsium-Atomen in einer quasi-elektrostatischen
Falle [18]. Die Atome werden entweder in den unteren
Hyperfein-Grundzustand mit Gesamtdrehimpuls $F=3$
oder in den oberen Hyperfein-Grundzustand mit $F=4$
optisch gepumpt, bevor sie in die Falle geladen werden.
Für lange Zeiten nimmt die Anzahl der eingeschlosse-
nen Atome exponentiell mit einer $1/e$ -Speicherzeit von
160 s ab. Lädt man die Falle und kehrt z. B. nach einer
zehnmütigen Kaffeepause zurück, so findet man immer
noch einige 100 von anfänglich 10^5 Atomen in der
Falle wieder.

Bei den geringen Dichten, die bislang in unserer
 CO_2 -Laserfalle vorlagen, beträgt die mittlere Zeit zwi-
schen zwei elastischen Stößen pro Atom einige Sekun-
den. Als Folge der extrem langen Speicherzeiten beob-
achtet man dennoch eine deutliche Abkühlung des
Atomgases durch Evaporation hochenergetischer
Atome aus der Falle und Thermalisierung der verblei-
benden Atome. Auch inelastische Stoßprozesse treten
in Erscheinung. So erkennt man in Abb. 5, daß gespei-
cherte Atome im Zustand $F=4$ anfangs deutlich ras-
cher aus der Falle entkommen als diejenigen im Zu-
stand $F=3$. Ursache hierfür sind falleninterne binäre
Stöße, bei denen die Hyperfeinenergie des Grund-
zustands von 38 μeV , entsprechend der Hyperfeinauf-
spaltung von 9,2 GHz, in kinetische Energie der beiden
Stoßpartner umgewandelt wird.

Von kalten Atomen zu kalten Molekülen

Neben den langen Speicherzeiten gibt es noch eine
weitere, sehr wichtige Eigenschaft quasi-elektrostati-
scher Dipolfallen. Anders als bei quasi-resonanten
Dipolfallen, welche eine spezifische atomare Resonanz
ausnutzen, hängt die Potentialtiefe einer quasi-elek-
trostatischen Falle nur von der statischen Polarisier-
barkeit ab und ist somit unabhängig von der Laser-
frequenz oder der genauen Lage elektronischer Reso-
nanzfrequenzen. Verschiedene Atomsorten oder sogar
Moleküle lassen sich simultan in einer Falle speichern.
Das Dipolpotential sollte dabei für alle Spezies ähnlich
tief sein. So stimmen beispielsweise die statischen
Polarisierbarkeiten aller Alkalimetalle innerhalb eines
Faktors 2 überein. Wir haben dies ausgenutzt, um so-
wohl Cäsium als auch Lithium im Fokus eines CO_2 -
Laserstrahls zu speichern [19].

Die Speicherung verschiedener Spezies in einem ge-
meinsamen Fallenvolumen ist aus zweierlei Gründen
interessant. Zum einen ermöglicht simultane Speiche-
rung die Kühlung einer Atomsorte durch Thermalisie-
rung mit der anderen Spezies, die man in der Falle
beispielsweise laserkühlt. Cäsium, mit dem man durch
Laserkühlung Temperaturen von wenigen Mikrokkelvin
erreicht, ist in diesem Zusammenhang ein ideales
Kühlmittel für fermionisches ^6Li oder bosonisches ^7Li ,
deren de-Broglie-Wellenlänge bei derart niedrigen Tem-
peraturen bereits 1 μm beträgt. Quantenentartung, d. h.
das Überlappen der einzelnen atomaren Wellenpakete,
tritt also schon bei moderaten Dichten um 10^{12} Atome/
 cm^3 auf.

Zum anderen lassen sich durch Photoassoziation in
der Falle kalte, heteronukleare Dimere im Grundzu-
stand bilden. Da auch diese Moleküle polarisierbar
sind, können sie möglicherweise in derselben Falle
über lange Zeiten gespeichert, manipuliert und unter-
sucht werden. Die Photoassoziation von kalten homo-
nuklearen Dimeren wurde bereits erfolgreich für Cs_2
und K_2 demonstriert [14], und es gibt erste Hinweise
auf die Speicherung von Cs_2 in einer quasi-elektrostati-
schen Falle [15].

Heteronukleare Moleküle besitzen durch ihr perman-
entes elektrisches Dipolmoment noch eine zusätzliche
Qualität. So ist beispielsweise LiCs mit seinem großen
Dipolmoment ein geeignetes Modellsystem, um Metho-
den für die Manipulation und Speicherung von kalten,
polaren Molekülen zu entwickeln. Wir verfolgen der-
zeit Experimente in diese Richtung mit der Hoffnung,
auf diese Weise unter anderem neue Ansätze auf dem
weiten Weg zu kontrollierten chemischen Reaktionen
zu finden.

Dipolfallen als vielseitiges Instrument zur Speiche-
rung kalter Atome eröffnen neue Perspektiven auf einer
Vielzahl von Feldern. Durch die in diesem Artikel
aufgezeigten universellen Eigenschaften werden sie
Anwendungen finden bei der Quanteninformation und
der Superposition von makroskopischen Quantenzu-
ständen, bei der Interferometrie von Atomen und der
hochgenauen Spektroskopie oder dem Studium bosoni-
scher und fermionischer Quantengase. Die Entwick-
lung steht erst an ihrem Anfang. Ob präzise Tests des
Standardmodells oder kontrollierte chemische Reaktio-
nen – der Phantasie sind keine Grenzen gesetzt.

Danksagung

Wir danken allen Mitgliedern der Laserkühlgruppe
am MPI für Kernphysik für ihr großes Engagement,
ohne das die erfolgreiche Realisierung der hier be-
schriebenen Experimente nicht möglich gewesen wäre.
Dirk Schwalm danken wir außerdem für seine ständige
Unterstützung und Ermutigung. Stimulierende Diskus-
sionen mit E.-L. Florin, H. Hörber und R. H. A. Fink
gaben uns einen Eindruck von den biologischen An-
wendungen optischer Dipolfallen. Unsere Arbeiten
wurden durch die Deutsche Forschungsgemeinschaft
im Rahmen des Gerhard-Hess-Programms gefördert.

Literatur

- [1] A. Ashkin, Proc. Natl. Acad. Sci. USA **94**, 4853 (1997).
- [2] P. R. Berman (ed.), Atom Interferometry, Academic Press, San Diego 1997.
- [3] K.-O. Greulich, Micromanipulation by Light in Biology and Medicine – The laser microbeam and optical tweezers, Birkhäuser, Basel 1999.
- [4] Einen Überblick über optische Dipolfallen für Atome geben R. Grimm, M. Weidemüller, Yu. B. Ovchinnikov, Adv. At. Mol. Opt. Phys., im Druck.
- [5] R. C. Thompson, Adv. At. Mol. Opt. Phys. **31**, 63 (1993), H. Walther, *ibid.*, 137.
- [6] W. Ertmer, G. Birkl, K. Sengstock, Phys. Bl., Dezember 1997, S. 1189.
- [7] S. Chu, J. E. Bjorkhom, A. Ashkin, A. Cable, Phys. Rev. Lett. **57**, 314 (1986).
- [8] M. Zielonkowski, I. Manek, U. Moslener, P. Rosenbusch, R. Grimm, Europhys. Lett. **44**, 700 (1998).
- [9] K. L. Corwin, S. J. M. Kuppens, D. Cho, C. E. Wieman, Phys. Rev. Lett. **83**, 1311 (1999).
- [10] Yu. B. Ovchinnikov, I. Manek, R. Grimm, Phys. Rev. Lett. **79**, 2225 (1997).
- [11] V. Vuletic, C. Chin, A. J. Kerman, S. Chu, Phys. Rev. Lett. **81**, 5768 (1998).
- [12] A. Hemmerich, T. W. Hänsch, Phys. Bl. **52**, 443 (1996).
- [13] W. Ketterle, D. S. Durfee, D. M. Stamper-Kurn, in: Bose-Einstein-Condensation, Proceedings of the International School Enrico Fermi, Varenna 1998, im Druck.
- [14] A. Fioretti, D. Comparat, A. Crubellier, O. Dulieu, F. Masnou-Seeuws, P. Pillet, Phys. Rev. Lett. **80**, 5105 (1998); A. N. Nikolov, E. E. Eyler, X. T. Wang, J. Li, H. Wang, W. C. Stwalley, P. L. Gould, Phys. Rev. Lett. **82**, 703 (1999).
- [15] T. Takekoshi, B. M. Patterson, R. J. Knize, Phys. Rev. Lett. **81**, 5105 (1998).
- [16] H. Gauck, M. Hartle, D. Schneble, H. Schnitzler, T. Pfau, J. Mlynek, Phys. Rev. Lett. **81**, 5298 (1998); T. Pfau, Phys. Bl., Oktober 1999, S. 39.
- [17] T. Takekoshi und R. J. Knize, Opt. Lett. **21**, 77 (1996); S. Friebel, R. Scheunemann, J. Walz, T. W. Hänsch, M. Weitz, Phys. Rev. A **57**, R20(1998).
- [18] H. Engler, T. Weber, R. Grimm, M. Weidemüller, in Vorbereitung.
- [19] M. Weidemüller, H. Engler, M. Nill, T. Weber, R. Grimm, in: Laser Spectroscopy, Proc. of the 14th Int. Conf. on Laser Spectroscopy, im Druck.
- [20] A. D. Mehta, M. Rief, J. A. Spudich, D. A. Smith, R.M. Simmons, Science **283**, 168 (1999) (Sonderausgabe Frontiers in Chemistry: Single Molecules).
- [21] A. Pralle, M. Prummer, E.-L. Florin, E. H. K. Stelzer, J. K. H. Hörber, Microsc. Res. Techn. **44**, 378 (1999).