

Institut für Angewandte Physik
der Universität Bonn

Wegelerstraße 8
53115 Bonn

Sortierung von einzelnen neutralen Atomen mit zwei gekreuzten Dipolfallen

von
Leonid Förster

Diplomarbeit in Physik

angefertigt im
Institut für Angewandte Physik

vorgelegt der
Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität
Bonn
im April 2005

Referent: Prof. Dr. D. Meschede
Korreferent: Prof. Dr. K. Buse

Inhaltsverzeichnis

Einführung	5
1 Eine Kette von Atomen in der Dipolfalle	7
1.1 Die Dipolfalle	7
1.1.1 Gauß'sche Strahlen als Dipolfallen	10
1.1.2 Atome auf dem Förderband	12
1.2 Einzelne Cäsium-Atome in der Dipolfalle	13
1.2.1 Die MOT – Quelle für einzelne Atome	13
1.2.2 Die Horizontale Dipolfalle	14
2 Konstruktion der vertikalen Dipolfalle	19
2.1 Das Potential zweier Stehwellenfallen	19
2.2 Die Vertikale Dipolfalle	22
2.2.1 Optischer Aufbau	23
2.2.2 Bewegte vertikale Dipolfalle	28
2.2.3 Atome in der VDT	31
3 Umsortierung einer Atomkette	35
3.1 Abstandskontrolle	35
3.2 Dipolfalle als 'axiale' Pinzette	40
3.2.1 Selektivität	40
3.2.2 Positionierung mit der VDT	49
3.3 Dipolfalle als 'radiale' Pinzette	55
Zusammenfassung und Ausblick	61

Einführung

Da das Atom ein Paradebeispiel für ein mikroskopisches quantenmechanisches System ist, versuchen Physiker es für die technische Realisierung eines Computers für die Quanteninformationsverarbeitung nutzbar zu machen. Das hier vorgestellte Experiment dient dazu, individuelle neutrale Cäsium-Atome sowohl in ihren äußeren als auch in ihren inneren Freiheitsgraden zu kontrollieren. Jedes Atom stellt eine Speicherzelle für Quanteninformation dar, ein Qubit.

Der Schlüssel für solche Experimente ist die Möglichkeit, mittels Laserlicht und elektromagnetischen Feldern Kräfte auf neutrale Atome ausüben zu können und auf diese Art und Weise Fallen für sie zu konstruieren. In unserem Experiment dient eine magnetooptische Falle dazu, neutrale Cs-Atome im Ultrahochvakuum aus dem thermischen Hintergrundgas einzufangen. Anschließend werden diese Atome in eine so genannte Dipolfalle umgeladen, weil diese für die Atome ein konservatives Potential darstellt. Das bedeutet, dass interne elektronische Zustände des Atoms als ungestört betrachtet werden können. Weil die Dipolfalle in diesem Experiment durch zwei gegenläufige interferierende Laserstrahlen erzeugt wird, hat das Fallen-Potential die Form einer eindimensionalen Potentialtaschen-Kette. Die eingefangenen Atome verteilen sich beim Umladen aus der magnetooptischen Falle auf diese Taschen und bilden eine Kette aus Atomen.

An der so gespeicherten Atomkette wurden Experimente zur Präparierung des internen Zustands durchgeführt. Mit optischem Pumpen lassen sich reine Zustände der Hyperfeinstruktur-Grundniveaus des Atoms initialisieren und mit resonanten Mikrowellen beliebige Überlagerungszustände herstellen. Mit so genannten adiabatischen Passagen lässt sich der interne Zustand auf eine robuste Art und Weise aus einem Niveau in ein anderes überführen. Durch Anlegen eines Magnetfeld-Gradienten lässt sich die Atomkette auch selektiv ortsabhängig mit Mikrowellen manipulieren. Mit einem Nachweislaser, der alle Atome in einem ausgewählten Zustand aus der Kette entfernt, lässt sich der präparierte Zustand aller Atome auch wieder überprüfen. Im Hinblick auf Quanteninformationsverarbeitung stellt die Kette aus neutralen Atomen ein Quantenregister dar [Schr, Schr2], was man mit Quanteninformation beschreiben und auch wieder auslesen kann.

Der nächste Schritt in Richtung Quanteninformationsverarbeitung ist die Implementierung eines Quantengatters. Hierfür bedarf es einer kohärenten Wechselwirkung zwischen den Atomen. Eine solche Wechselwirkung könnte z.B. durch einen optischen Resonator mit ultrahoher Finesse vermittelt werden. Benachbarte Atome in der Kette würden sich in ihm über den Austausch eines Photons beeinflussen [Pel]. Um die Stärke der Kopplung zwischen den Atomen genau dosieren zu können, muss ihre Position zwischen den Hoch-Finesse-Spiegeln genau kontrolliert werden. Die Dipolfalle ist deshalb so konstruiert worden, dass ihre Potentialtaschen entlang ihrer Achse bewegt werden können. Nach dem Umladen aus der magnetooptischen Falle können die Atome somit wie auf einem Förderband kontrolliert zwischen die beiden Spiegel des Resonators geschoben werden.

Bisheriges Makel des Aufbaus ist das unkontrollierte Umladen von Atomen aus der magnetooptischen Falle in die Dipolfalle. Nachdem sie zufällig in eine der Fallentaschen gefallen sind, lässt sich ihre relative Position nicht mehr ändern. Dieses Problem wurde mit dem Aufbau einer zweiten Dipolfalle behoben. Wie eine Pinzette ist sie in der Lage Atome aus der Kette herauszugreifen um sie an einer anderen Stelle zu positionieren. Auf diese Weise ist es möglich eine Atomkette umzuordnen oder eine regelmäßige Kette herzustellen. Dies hat den Vorteil, dass die Kopplung von Nachbaratomen in dem optischen Resonator immer gleich ist. Außerdem lässt sich die Dipolfalle dann viel dichter mit Atomen bepacken.

Die vorliegende Diplomarbeit befasst sich mit der Konstruktion der vertikalen Dipolfalle und der Analyse der durchgeführten Experimente zur Abstrandskontrolle zwischen den Atomen.

Kapitel 1

Eine Kette von Atomen in der Dipolfalle

Das Bestreben, eine möglichst perfekte Positionskontrolle für einzelne Atome zu erreichen, brachte eine Vielzahl von Experimenten hervor. Mittels eines Rastertunnelmikroskops können sie mit sub-nm-Präzision auf einer Oberfläche angeordnet werden [Bin]. Für ionisierte Atome wurden Fallen konstruiert, in denen sie durch elektrische Felder “berührungsfrei” gespeichert werden, und die so genannte magneto-optische Falle ist das “Arbeitstier”, wenn es um das Einfangen von neutralen Atomen geht [Gut, Chu]. Die in diesem Experiment verwendeten Dipolfallen erlauben es, neutrale Atome mit rein optischen Mitteln zu speichern. Ihr entscheidender Vorteil liegt darin, dass sie für das neutrale Atom ein konservatives Potential erzeugen, in dem der interne quantenmechanische Zustand des gefangenen Atoms nur sehr schwach beeinflusst wird. Der interne Atomzustand kann damit kontrolliert manipuliert und auch wieder ausgelesen werden. Individuelle Atome in einer solchen Falle sind also gute Kandidaten zur Realisierung eines Speichers für Quanteninformation.

1.1 Die Dipolfalle

Das Prinzip der Dipolkraft beruht auf der Wechselwirkung eines induzierten atomaren elektrischen Dipols mit dem Feld des Laserstrahls. Es ist sehr instruktiv sich als erstes das klassische, anschauliche Lorentz-Modell zur Wechselwirkung von Licht und Materie anzuschauen.

Klassisches Modell der Dipolkraft

In einem eindimensionalen Modell wird angenommen, dass ein Elektron durch ein harmonisches Potential an den ruhenden Kern des Atoms gebunden ist. Wir legen den Ursprung des Koordinatensystems auf die Position des Kerns und bezeichnen die Elektronenposition mit x . Die Bewegungsgleichung des Elektrons in einem kosinusförmigen elektrischen Wechselfeld $E(t) = E_0 \cos(\omega t)$ lautet dann:

$$m_e \ddot{x} + m_e \Gamma_\omega \dot{x} + m_e \omega_0^2 x = -e E_0 \cos(\omega t) . \quad (1.1)$$

Darin ist $\Gamma_\omega = \frac{e^2 \omega^2}{6\pi \epsilon_0 m_e c^3}$ der klassische Dämpfungskoeffizient eines Hertzschen Dipols [Dem]. Wie üblich bezeichnet e den Betrag der Elektronenladung, m_e die Elektronenmasse, ϵ_0 die Dielektrizitätskonstante des Vakuums und c die Vakuumlichtgeschwindigkeit. Die Resonanzfrequenz des Atoms bezeichnen wir mit ω_0 . Die Lösung ist durch

$$\begin{aligned} x(t) &= \frac{\alpha'}{-e} E_0 \cos(\omega t) + \frac{\alpha''}{-e} E_0 \sin(\omega t) \\ &= -\frac{e}{m_e} \frac{\omega_0^2 - \omega^2}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \Gamma_\omega^2 \omega^2} E_0 \cos(\omega t) \\ &\quad - \frac{e}{m_e} \frac{\Gamma_\omega \omega}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \Gamma_\omega^2 \omega^2} E_0 \sin(\omega t) \end{aligned} \quad (1.2)$$

gegeben. α' und α'' sind Real- und Imaginärteil der komplexen Polarisierbarkeit $\alpha = \alpha' + i\alpha''$ des Atoms.

Um die Energie U des Atoms im externen elektrischen Feld $E(t)$ zu bestimmen, wird die Energie seines Dipolmoments $p(t) = -e x(t)$ in diesem Feld berechnet. Für ein induziertes Dipolmoment gilt:

$$\begin{aligned} U &= \left\langle -\frac{1}{2} p(t) E(t) \right\rangle_t = \left\langle -\frac{1}{2} E_0^2 [\alpha' \cos^2(\omega t) + \alpha'' \sin(\omega t) \cos(\omega t)] \right\rangle_t \\ &= -\frac{1}{2c\epsilon_0} \alpha' I = -\frac{1}{2c\epsilon_0} \frac{e^2}{m_e} \frac{\omega_0^2 - \omega^2}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \Gamma_\omega^2 \omega^2} I . \end{aligned} \quad (1.3)$$

Die dreieckigen Klammern $\langle \rangle_t$ bezeichnen eine zeitliche Mittelung über ein Zeitintervall $\tau \gg 1/\omega_0$, welches viel länger ist, als eine optische Schwingungsperiode.

Dieser Ausdruck kann prägnanter dargestellt werden, wenn man die effektive Verstimmung $\frac{1}{\Delta} = \frac{1}{\omega_0 - \omega} + \frac{1}{\omega_0 + \omega}$ einführt, und die Schreibweise $\Gamma = \Gamma_{\omega_0}$ für die Resonanzbreite benutzt. Zusätzlich wird die Näherung $\Gamma \ll \Delta \ll \omega_0$ verwendet, d.h. es wird eine große Verstimmung von der Resonanzfrequenz angenommen, was in allen folgenden Experimenten sehr gut erfüllt wird. So ergibt sich:

$$U_{\text{dip}}(\vec{r}) := -\frac{3\pi c^2}{2\omega_0^3} \frac{\Gamma}{\Delta} I(\vec{r}) . \quad (1.4)$$

An dieser Stelle wurde die explizite Ortsabhängigkeit der Intensität eingeführt.

Wenn das treibende Feld $E(\vec{r}, t)$ rotverstimmt ist, das heißt $\Delta > 0$, dann wird das Potential $U_{\text{dip}}(\vec{r})$ negativ und hat dort seinen tiefsten Punkt, wo die Intensität I des Lichtes maximal wird. Atome spüren also eine Kraft in Richtung der Intensitätsmaxima. Auch eine Verkleinerung der Verstimmung Δ zwischen Lichtfrequenz und Resonanzfrequenz des Atoms ergibt ein tieferes Potential. Für blauverstimmt Licht, $\Delta < 0$, werden Atome aus den Intensitätsmaxima herausgedrückt.

Um den Einfluss des Lichtfeldes auf den internen Zustand des Atoms zu untersuchen, betrachten wir die von dem Atom absorbierte Leistung $P_{\text{abs}}(t) = \dot{p}(t)E(t)$. Da diese Leistung wieder reemittiert wird, kann sie direkt in eine Photonenstreurate $\Gamma_{\text{sc}}(t) = P_{\text{abs}}(t)/\hbar\omega$ umgerechnet werden. Nach dem Einsetzen des Ergebnisses (1.2) und einiger Rechnung ergibt sich:

$$\begin{aligned} \Gamma_{\text{sc}}(\vec{r}) &:= \frac{1}{\hbar c \epsilon_0} \alpha'' I(\vec{r}) = -\frac{\Gamma}{\hbar \Delta} \frac{\omega^3}{\omega_0^3} U(\vec{r}) \\ &\approx \frac{3\pi c^2}{2\hbar \omega_0^3} \frac{\Gamma^2}{\Delta^2} \frac{\omega^3}{\omega_0^3} I(\vec{r}) . \end{aligned} \quad (1.5)$$

Auch die Streurrate ist proportional zur Intensität des Lichtfeldes, jedoch mit einem Faktor $\frac{1}{\Delta^2}$. Je weiter das Licht verstimmt ist, desto weniger Photonen werden gestreut, selbst bei konstant gehaltener Tiefe.

Eine Reduzierung der Streurrate auf nur noch einige zehn Photonen pro Sekunde lässt es für einige Anwendungen zu, das Dipolpotential $U_{\text{dip}}(\vec{r})$ als konservativ anzusehen. Damit stellt sich ein Optimierungsproblem: eine Erhöhung der Intensität ergibt ein stärkeres Potential allerdings auf Kosten einer höheren Streurrate. Eine Vergrößerung der Verstimmung Δ minimiert die Streurrate, erfordert aber dafür immer höhere Laserintensitäten und -leistungen, um eine bestimmte Fallhöhe beizubehalten. Für noch einfach experimentell zu handhabende Leistungen von 1-10 Watt erhält man Fallentiefen im mK-Bereich. Die zu speichernden Atome müssen also vorgekühlt werden.

Die Dipolkraft im quantenmechanischen Modell

Die gravierendste Modifikation der Quantenmechanik ist die Erweiterung auf Mehr-Niveau-Atome. Zusätzlich treten bei zu hohen Feldstärken, die nahe an einer Resonanzfrequenz schwingen, Sättigungseffekte auf. Wenn diese Effekte vernachlässigbar klein sind, weil die Lichtfrequenz genügend weit von jedem atomaren Übergang liegt, kann der Einfluss des Feldes auf das Atom in Störungstheorie zweiter Ordnung be-

rechnet werden:

$$\Delta E_i = \sum_{j \neq i} \frac{|\langle j | V_{\text{ww}} | i \rangle|^2}{E_i - E_j}, \quad \text{mit } V_{\text{ww}} = -\vec{d} \cdot \vec{E}. \quad (1.6)$$

Die Zustände, über die summiert wird, kommen aus dem “dressed-state”-Bild. Sie sind die Eigenzustände des kombinierten Atom-Feld-Systems. Der Störungsoperator V_{ww} hat seinen Ursprung in der Wechselwirkung des elektrischen atomaren Dipols mit dem umgebenden elektrischen Feld. In der Quantenmechanik tritt er in Form der Dipolmatrix auf. Die durch diese Wechselwirkung verursachte Verschiebung der atomaren Niveaus wird mit AC-Stark-Verschiebung oder Lichtverschiebung bezeichnet.

Für den Grundzustand eines Zwei-Niveau-Atoms erhält man mit dieser Methode exakt das klassische Ergebnis 1.4 wieder [Gri]. Da sich das Atom überwiegend im Grundzustand aufhält, ist er auch bestimmend für die Form des Dipolpotentials.

Die Alkaliatome sind die einfachsten Mehrelektronenatome, da sie nur ein “Leuchtelektron” besitzen. Um die Verschiebung für die Grundzustandsniveaus auszurechnen braucht man nur die beiden D-Linien zu berücksichtigen, da die Kopplung an höher liegende Niveaus vernachlässigbar ist. Falls nur linear polarisiertes Licht benutzt wird erhält man das Ergebnis [Gri, Alt2]:

$$\begin{aligned} U_{\text{dip}}(\vec{r}) &= -\frac{\pi c^2}{2} \left(\frac{\Gamma_{D_1}}{\omega_{0,D_1}^3 \Delta_{D_1}} + 2 \frac{\Gamma_{D_2}}{\omega_{0,D_2}^3 \Delta_{D_2}} \right) I(\vec{r}) \\ \Gamma_{\text{sc}}(\vec{r}) &= \frac{\pi c^2}{2\hbar} \omega^3 \left(\frac{\Gamma_{D_1}^2}{\omega_{0,D_1}^6 \Delta_{D_1}^2} + 2 \frac{\Gamma_{D_2}^2}{\omega_{0,D_2}^6 \Delta_{D_2}^2} \right) I(\vec{r}). \end{aligned} \quad (1.7)$$

Die Struktur ist also ganz ähnlich wie im klassischen Modell, jedoch wurden die einzelnen Übergänge extra berücksichtigt und mit der Oszillatorstärke gewichtet.

Um in bequemeren Einheiten rechnen zu können, wird die Potentialtiefe oft in Temperatureinheiten $U_{\text{dip}}(\vec{r})/k_B$ angegeben. Anschaulich können damit Atome bis zu einer bestimmten Temperatur T_{atom} in dem Potential festgehalten werden. Durch verschiedene Heiz- und Kühlmechanismen kann sich die Temperatur der gespeicherten Atome ändern. Atome können also mit der Zeit verloren gehen, wenn die Heizprozesse überwiegen.

1.1.1 Gauß’sche Strahlen als Dipolfallen

Nach Formel 1.7 kann die Form des Dipolfallen-Potentials durch Wahl der Ortsverteilung der Lichtintensität festgelegt werden. Im vorgestellten Experiment werden

verschiedene Überlagerungen von Gaußstrahlen dazu verwendet, eine solche ortsabhängige Verteilung herzustellen.

Das einfachste Beispiel ist ein einziger, auf die Strahltaile w_0 fokussierter Gaußstrahl. Wenn die Strahlachse entlang der z -Achse verläuft und $\rho = \sqrt{x^2 + y^2}$ der radiale Abstand zu dieser Achse ist, wird seine elektromagnetische Feldverteilung beschrieben durch:

$$\begin{aligned}
 E_{\pm}(\vec{r}, t) &= E_0 \frac{w_0}{w(z)} \exp\left(-\frac{\rho^2}{w^2(z)}\right) \cos\left[\mp kz + \omega t \mp \frac{k\rho^2}{2R(z)} \pm \eta(z)\right] & (1.8) \\
 w(z) &= w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_0}\right)^2}, & \frac{1}{e^2} - \text{Strahlradius} \\
 R(z) &= z \left(1 + \left(\frac{z_0}{z}\right)^2\right), & \text{Krümmungsradius der Wellenfronten} \\
 \eta(z) &= \arctan\left(\frac{z}{z_0}\right), & \text{Guoy-Phase} \\
 w_0^2 &= \frac{\lambda z_0}{\pi}, & \frac{1}{e^2} - \text{Radius der Strahltaile} \\
 z_0 & & \text{Rayleigh-Länge}
 \end{aligned}$$

Die Welle E_+ propagiert dabei in die positive z -Richtung, E_- in die negative, weswegen wir den Strahl als 'laufend' bezeichnen. Auch der Vektorcharakter von E_0 wird vernachlässigt, weil eine lineare Polarisation senkrecht zur Ausbreitungsrichtung angenommen wird. Nach einer Zeitmittelung über optische Frequenzen ist die Intensitätsverteilung für beide Ausbreitungsrichtungen identisch:

$$I_{\text{lauf}}(\vec{r}) = \frac{c\epsilon_0 E_0^2}{2} \frac{w_0^2}{w^2(z)} \exp\left(-\frac{2\rho^2}{w^2(z)}\right). \quad (1.9)$$

Wie oben gezeigt sammeln sich Atome im Fall von rotverstimmttem Licht in den Intensitätsmaxima. Der Verlauf 1.9 bildet somit eine zigarrenförmige Potentialmulde entlang der Strahlachse, die in radialer Richtung eine Lokalisierung der Atome in der Größenordnung der Strahltaile w_0 zulässt.

Mit zwei interferierenden entgegengerichteten Gaußstrahlen lässt sich entlang der Achse ein periodischer Verlauf der Intensität erzeugen:

$$\begin{aligned}
 I_{\text{steh}}(\vec{r}) &= \langle |E_+(\vec{r}, t) + E_-(\vec{r}, t)|^2 \rangle_t & (1.10) \\
 &= 2c\epsilon_0 E_0^2 \frac{w_0^2}{w^2(z)} \exp\left(-\frac{2\rho^2}{w^2(z)}\right) \frac{1}{2} \left(1 + \cos\left[2kz + 2\frac{k\rho^2}{2R(z)} - 2\eta(z)\right]\right).
 \end{aligned}$$

Nach Formel 1.7 ergibt sich damit das Dipolfallenpotential (P bezeichnet die Leistung

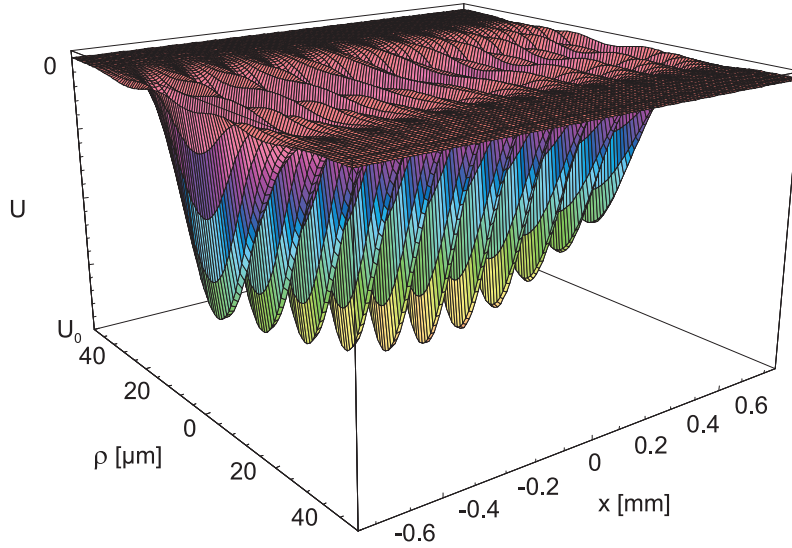


Abbildung 1.1: Die Potentialform einer auf $w_0 = 19 \mu\text{m}$ fokussierten stehenden Welle aus Gl. 1.10. Um die Struktur zu verdeutlichen wurde die Wellenlänge $\lambda=1064 \text{ nm}$ allerdings um den Faktor 250 gestreckt.

eines der kontrapropagierenden Strahlen):

$$\begin{aligned}
 U_{\text{steh}}(\vec{r}) &= -U_0 \frac{w_0^2}{w^2(z)} \exp\left(-\frac{2\rho^2}{w^2(z)}\right) \frac{1}{2} \left(1 + \cos\left[2kz + 2\frac{k\rho^2}{2R(z)} - 2\eta(z)\right]\right), \\
 U_0 &= \frac{4c^2 P}{w_0^2} \left(\frac{\Gamma_{D_1}}{\omega_{0,D_1}^3 \Delta_{D_1}} + 2 \frac{\Gamma_{D_2}}{\omega_{0,D_2}^3 \Delta_{D_2}} \right)
 \end{aligned} \tag{1.11}$$

Unter der Annahme eines rotverstimmt Laserstrahls, entsteht somit wieder ein anziehendes Potential mit Zigarrenform, das nun regelmäßig in Taschen der Dicke $\lambda/2$ unterteilt ist (Abb. 1.1). Deswegen ist das Atom jetzt auch entlang der Fallenachse wie in einem eindimensionalen Gitter mit hoher Genauigkeit lokalisiert.

Diese präzise Lokalisierung entlang der Strahlachse nutzt man im Experiment extensiv aus. Sie ist die Grundlage für die räumliche Trennung einzelner Atome und ihre individuelle Adressierung mittels Mikrowellen, mit denen wir den quantenmechanischen Zustand des Atoms manipuliert haben.

1.1.2 Atome auf dem Förderband

Das Intensitätsmuster lässt sich durch Verstimmung der Laserstrahlen in Bewegung versetzen und transportiert die gefangenen Atome wie auf einem Förderband entlang seiner Achse. Diese Technik erlaubt eine Positionskontrolle entlang der Dipolfallenachse, die in späteren Experimenten erforderlich sein wird.

Förderband durch Frequenzdifferenz

Wenn die beiden gegenläufigen Gaußstrahlen sich in der Frequenz um $\Delta\omega := \omega_+ - \omega_- \ll \omega_0$ unterscheiden, entsteht eine bewegte 'stehende' Welle:

$$I_{\text{bew}}(\vec{r}) \approx 2c\epsilon_0 E_0^2 \frac{w_0^2}{w^2(z)} \exp\left(-\frac{2\rho^2}{w^2(z)}\right) \quad (1.12)$$

$$\times \frac{1}{2} \left(1 + \cos \left[2k(z - v_{\text{gitter}}t) + 2\frac{k\rho^2}{2R(z)} - 2\eta(z) \right] \right)$$

$$v_{\text{gitter}} = \frac{\Delta\omega}{2k} = \frac{\lambda}{2}(\nu_+ - \nu_-) \quad (1.13)$$

Sie läuft dann mit der Geschwindigkeit v_{gitter} in die positive Richtung der z-Achse. In den Potentialtaschen gefangene Atome werden einfach mit derselben Geschwindigkeit mittransportiert.

1.2 Einzelne Cäsium-Atome in der Dipolfalle

In diesem Kapitel wird die experimentelle Realisierung einer optischen Dipolfalle vorgestellt. Um sie später von der zweiten Dipolfalle unterscheiden zu können, wird sie im folgenden mit 'horizontale Dipolfalle' (HDT = "horizontal dipole trap") bezeichnet, weil ihre Fallenachse parallel zum optischen Tisch verläuft. Für das Experiment stellt sie die Hauptfalle dar. Mit einer magnetooptischen Falle (MOT = "magneto optical trap") vorgekühlte Atome werden in die HDT umgeladen und bleiben dort für die Dauer eines experimentellen Ablaufs gespeichert. Die Bestimmung der Atomposition und die Überprüfung der Positioniergenauigkeit entlang der Fallenachse erfolgt anhand einer Fluoreszenz-Aufnahme einer CCD-Kamera.

1.2.1 Die MOT – Quelle für einzelne Atome

Dipolfallen, wie sie im Abschnitt 1.1 beschrieben wurden, sind zu flach, um Atome direkt aus dem thermischen Hintergrundgas der Vakuumkammer einzufangen. Die Aufgabe des Einfangens und Vorkühlens der Atome übernimmt in unserem Experiment eine magneto-optische Falle.

Ihr Prinzip beruht auf der Dopplerkühlung [Hae]. Laserstrahlung, die geringfügig rot verstimmt zur Cs-D2-Linie ist, übt eine geschwindigkeitsabhängige Lichtdruckkraft auf die Atome aus und bremst sie dadurch ab (siehe Niveauschema in Abb. 1.2). Es wirkt wie eine optische Melasse. Weil Cs kein echtes Zwei-Niveau-System ist, wird ein Rückpump-Laser dazu gebraucht, um Atome, die aus dem Kühlungszyklus herausgefallen sind wieder zurückzupumpen [Kuh].

Zusätzlich wird ein magnetischen Quadrupolfeld dazu benutzt, den Strahlungsdruck ortsabhängig zu machen. Die dadurch erzeugte rückstellende Kraft sorgt dafür, dass die Atome

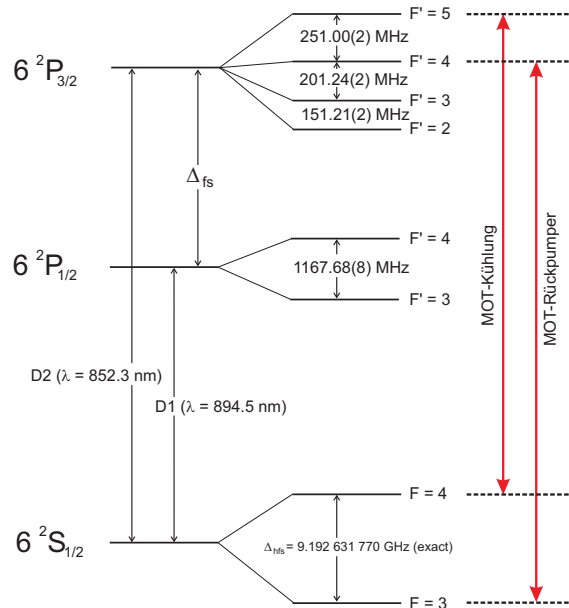


Abbildung 1.2: Schema der wichtigsten Niveaus des Cäsium-Atoms. Rechts sind die für die MOT benutzten Übergänge eingezeichnet.

zu dem Magnetfeld-Nullpunkt zurückgetrieben werden. Sie lassen sich auf diese Weise in einem kleinen Bereich um den Magnetfeld-Nullpunkt lokalisieren. Der Aufenthaltsbereich in unserem Experiment hat einen Durchmesser von wenigen $10\ \mu\text{m}$. Dabei weisen die gefangenen Atome eine Temperatur von unter $100\ \mu\text{K}$ auf [Alt2].

Die verwendete MOT ist durch einen hohen Magnetfeldgradienten darauf optimiert, nur wenige Atome einzufangen [Hau].

Um die Atomposition noch besser kontrollieren zu können, und um ihren internen Zustand manipulieren zu können, werden die gefangenen Atome vorgekühlt in die horizontale Dipolfalle umgeladen. Erst in dieser Falle sind die vorgestellten Experimente möglich.

1.2.2 Die Horizontale Dipolfalle

Die horizontale Dipolfalle wurde als Speicher für Atome konzipiert. An den gefangenen Atomen lassen sich Manipulationen des internen Zustandes durchführen. In späteren Experimenten sollen diese Atome über verhältnismäßig weite Strecken ($5\ \text{mm}$) transportiert werden, ohne ihren internen quantenmechanischen Zustand zu zerstören. Abbildung 1.3 zeigt die wesentlichen Bauelemente der HDT, die ihr die Fähigkeiten eines Förderbandes verleihen.

Das Licht eines Nd:YAG-Lasers wird von einem Strahlteiler in zwei Arme aufgeteilt und aus zwei entgegengerichteten Richtungen auf die MOT fokussiert. Auf diese Weise wird

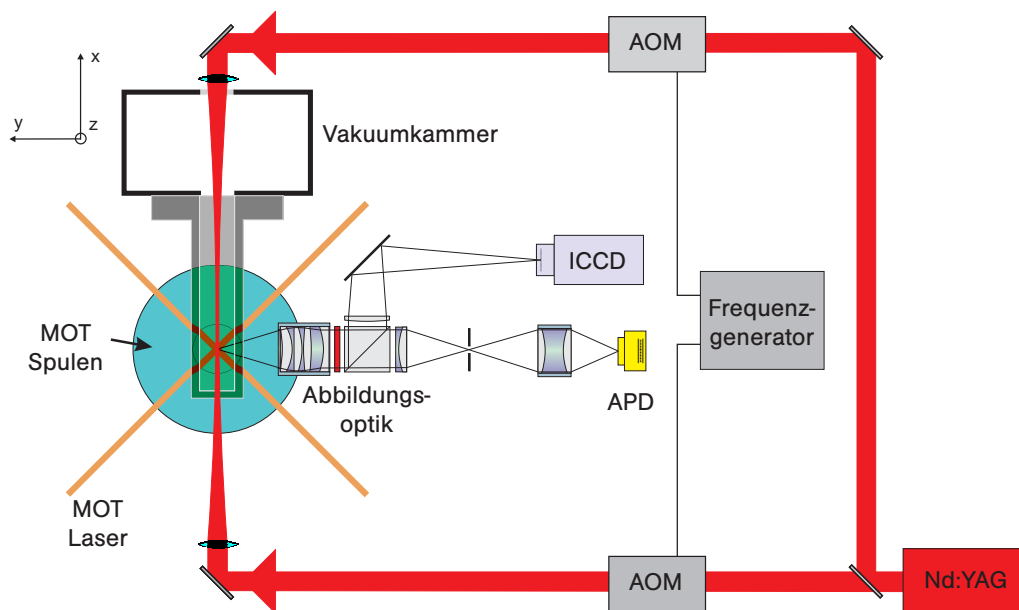


Abbildung 1.3: Schematische Darstellung des experimentellen Aufbaus der MOT und der horizontalen Dipolfalle. Die magnetooptische Falle dient als Quelle von kalten Atomen. Die Abbildungsoptik sammelt das Fluoreszenzlicht und leitet es an die verstärkte CCD-Kamera und die Avalanche-Photodiode.

die im Kapitel 1.1.1 beschriebene Stehwellen-Dipolfalle erzeugt. Am Ort des Fokus beträgt ihr Radius $w_h = 19 \mu\text{m}$.

Die Wellenlänge des Lasers beträgt 1064 nm und ist damit sehr weit rotvestimmt gegenüber den beiden D-Linien des Cs-Atoms (siehe Niveau-Schema in Abb. 1.2). Aus diesem Grund ist es gestattet, die Formeln 1.7 zur Berechnung der Fallentiefe und der Streurrate zu benutzen. Typischerweise weist jeder der Arme am Ort des Fokus eine Leistung von $P_h = 1\text{--}1,5 \text{ W}$ auf. Nach Formel 1.11 ergibt sich für die angegebenen Parameter eine Fallentiefe von $U_{0,h} = 2\text{--}3 \text{ mK}$ und eine Streurrate von 15-30 Photonen pro Sekunde.

Horizontales Förderband

Die Bewegung des Stehwellen-Musters der horizontalen Falle wird durch Frequenzverschiebung der Dipolfallenlaser erzeugt. Das ist die Aufgabe des jeweiligen akusto-optischen Modulators (AOM) (siehe Abbildung 1.3). Das Signal eines Frequenzgenerators versetzt den Kristall eines AOMs in Schwingung. Die dadurch erzeugte laufende Dichtewelle bildet für den Laserstrahl ein optisches Gitter. Bei Beugung an diesem laufenden akustooptischen Gitter wird die AOM-Frequenz zu der Laserfrequenz addiert. Werden die beiden AOMs mit zwei unterschiedlichen Frequenzen betrieben, dann haben auch die entsprechenden Laser eine Frequenzdifferenz. Als Ergebnis bewegt sich die Stehwelle und transportiert

die gefangenen Atome entlang der Laserachse. Diese Methode erlaubt sehr schnelle und präzise Bewegungen der Stehwelle [Kuh2].

In früheren Messungen wurde untersucht, wie präzise dieses Förderband arbeitet. Der Transport eines gespeicherten Atoms zu einer gewünschten Position x_{ziel} auf der Fallachse funktioniert mit einer Standardabweichung von $\sigma_{x_{\text{ziel}}} = \pm 300$ nm [Dot]. Unter der Annahme einer maximalen Beschleunigung von $a_{\text{max}} = 6 \times 10^3 \frac{\text{m}}{\text{s}^2}$ beträgt die Dauer eines Transports für kürzere Strecken als $130 \mu\text{m}$ weniger als $300 \mu\text{s}$ und funktioniert bis über 1 cm in typischen Zeiten von 2,5 ms [Kuh].

Die Position der Atome entlang der Fallachse ist nach dem Umladen aus der MOT nur auf etwa einen MOT-Durchmesser ($\pm 10 \mu\text{m}$) genau bestimmt. Die zufällige Anordnung der Atome kann mit der HDT alleine nicht mehr verändert werden, da sich beim Transport alle Potentialtaschen gemeinsam bewegen. Um die Anordnung der Atome in der HDT verändern zu können wurde die vertikale Dipolfalle aufgebaut.

Um die Umladeeffizienz zwischen der MOT und der horizontalen Dipolfalle zu optimieren, müssen sie sich, wie in der Abbildung 1.3 angedeutet, örtlich sehr gut überlagern. Idealerweise befinden sich der Fokus der Dipolfalle und der Magnetfeld-Nullpunkt der MOT an der gleichen Position. Die Justierung erfolgt über die Beobachtung der Atom-Fluoreszenz mit der Avalanche-Photodiode (APD). Wenn die Dipolfallenlaser die laufende MOT durchqueren, sorgt der AC-Stark-Effekt für eine Verschiebung der atomaren Resonanzfrequenz der gefangenen Atome. Das APD-Signal zeigt dann einen deutlichen Abfall der Fluoreszenz an. Bei optimaler Justage auf das Fluoreszenz-Minimum überlagern sich die zwei Fallen, und die Umladeeffizienz ist nahezu 100%.

Die Lebensdauer der Atome in der HDT beträgt 55 ± 8 s und ist durch Stöße mit dem Hintergrundgas limitiert (siehe Lebensdauerermessungen im Abschnitt 2.2.3). Dieser Wert ist nur gültig, wenn die gespeicherten Atome mit der optischen Melasse gekühlt werden (siehe unten). Wenn die Melasse nicht verwendet wird, beträgt die Lebensdauer immer noch 9 ± 1 s, was demnach ausreichend für die im folgenden zu besprechenden Messungen ist. Aus früheren Untersuchungen folgt, dass die zusätzliche Aufheizung, die zum schnelleren Verlust der Atome führt, von der Positionsfluktuation des Stehwellen-Musters – ausgelöst durch Phasenfluktuationen des Hochfrequenzgenerators für die AOMs – kommt [Alt].

Beobachtungsoptik

Abbildung der Atome

Zum Nachweis der gespeicherten Atome wird ihr Fluoreszenzlicht mit einer verstärkten CCD-Kamera detektiert (ICCD=intensified CCD) (Roper Scientific, PI-MAX:1K). Wie im vorherigen Abschnitt erwähnt, werden nur sehr wenige Photonen des Dipolfallen-Lasers gestreut. Deshalb werden die gefangenen Atome zusätzlich von einer optischen Melasse angeleuchtet. Dazu werden dieselben nahresonanten Laser verwendet wie für die MOT.

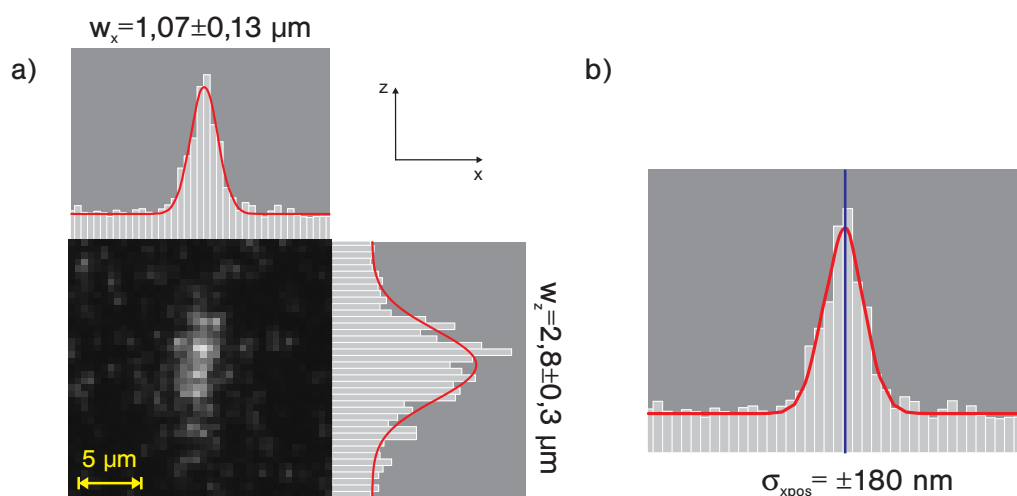


Abbildung 1.4: Photo eines in der HDT gespeicherten Atoms. Die Belichtungszeit des CCD-Chips beträgt 1 s. w_x und w_z sind $1/\sqrt{e}$ -Breiten.

Die Bilder der ICCD-Kamera sind die Grundlage für die Bestimmung der Atomposition. Deshalb wird das Fluoreszenzlicht mit einem beugungsbegrenzten Abbildungssystem eingesammelt und auf die Photokathode der ICCD-Kamera geleitet [Alt2]. Der Abbildungsmaßstab wurde so gewählt, dass $1 \mu\text{m}$ in der Beobachtungsebene $2,004 \pm 0,009$ Pixeln auf dem CCD-Chip entspricht. Abbildung 1.4(a) zeigt ein typisches Photo eines einzelnen Atoms, was in einer Potentialtasche der horizontalen Falle gespeichert ist. Die Aufnahme entstand nach einer CCD-Chip-Belichtung von 1 s Dauer.

Um aus dem Fluoreszenz-Fleck die x -Position des Atoms zu bestimmen, wird zunächst ein schmaler Streifen entlang der Fallenachse ausgewählt. Seine Breite wird so eingestellt, dass das Verhältnis von Signal zu Hintergrundrauschen optimal wird. Dann werden die Ereignisse für jedes x über die z -Richtung aufsummiert. Eine typische eindimensionale Intensitätsverteilung, die auf diese Weise entsteht, zeigt Abbildung 1.4(b). Für jedes sichtbare Atom kann nun eine Gauß-Funktion an den entsprechenden Fluoreszenzpeak angepasst werden. Das Zentrum der Fit-Funktion, x_{pos} , identifiziert man schließlich mit der jeweiligen Atomposition.

Aus einem Photo lässt sich die Lage des Atoms mit einer Standardabweichung von $\sigma_{x_{\text{pos}}} = \pm 140 \text{ nm}$ bestimmen. Den Hauptbeitrag zu der Ungenauigkeit leistet die nach Poisson verteilte Fluktuation der Photonenzahl. Im Mittel werden während einer Sekunde für jedes Atom $N_{\text{ph}} = 120 \pm 11$ Photonen detektiert. Damit lässt sich nach der Formel $\sigma_{x_{\text{pos}}} \approx 1,44 w_x / \sqrt{N_{\text{ph}}}$ die Präzision der Positionsangabe für x_{pos} ausrechnen [Dot]. Die Fluoreszenzpeak-Breite $w_x = 1,07 \pm 0,13 \mu\text{m}$ wird wiederum aus dem CCD-Photo bestimmt. Erst diese hohe Genauigkeit bei der Positionsbestimmung ermöglicht eine Überprüfung der aktiven Positionskontrolle, wenn z.B. die Atomkette entlang der horizontalen Fallenachse transportiert wird.

Optische Melasse

Die Beleuchtung der gespeicherten Atome in der Dipolfalle ist nicht ganz unkritisch. Die Melassenparameter wie Verstimmung und Laserleistung müssen sorgfältig an die Dipolfallentiefe angepasst werden, um die Atome nicht aus der Dipolfalle herauszuheizen [Schr]. Der Grund für dieses Problem ist der verwendete Nd:YAG-Laser. Er schwingt in mehreren longitudinalen Moden an, die bei bestimmten Melassenparametern eine Aufheizung verursachen.

Wenn allerdings die richtigen Beleuchtungsparameter eingestellt sind, dann kann die optische Melasse dafür verwendet werden, in einer Dipolfalle gespeicherte Atome aktiv zu kühlen. Während die Atome unbeleuchtet in der Dipolfalle gefangen sitzen, tragen diverse Heizmechanismen zu Verlusten von Atomen bei (siehe Messungen der Speicherzeit im Abschnitt 2.2.3). Die wichtigsten sind technischer Natur: Fluktuation der Leistung der Dipolfallenlaser, was die Dipolfallentiefe beeinflusst und Phasenfluktuation des Stehwellenmusters, was die axiale Fallenposition verschiebt. Aber auch die Streuung von Photonen aus dem Dipolfallenlaser trägt prinzipiell zur Aufheizung bei.

Mit der optischen Melasse steht ein wichtiges Werkzeug zur Verfügung, diese Verluste zu minimieren. Wie in einem Teilabschnitt zur Umsortierung (Abschn. 3.2.1) erklärt wird, ist eine tiefe Atomtemperatur auch bei der Präzision der Umsortierung entscheidend.

Kapitel 2

Konstruktion der vertikalen Dipolfalle

Die Stehwellen-Form der horizontalen Falle erlaubt es, die einzelnen gespeicherten Atome anhand ihrer Position zu unterscheiden. Die gesamte Atomkette lässt sich mit der Förderband-Technik sehr genau entlang der horizontalen Fallenachse positionieren. Sie lässt jedoch keine Kontrolle der relativen Position zwischen den Atomen zu.

Das ist der Grund für den Aufbau einer zweiten Stehwellen-Falle. Da ihre Achse senkrecht zu der horizontalen Fallenachse orientiert ist und auch senkrecht auf dem optischen Tisch steht, wird sie 'vertikale Dipolfalle' genannt.

Sie funktioniert als unabhängiges Förderband und bietet zusammen mit der horizontalen Falle die Kontrolle über zwei äußere Freiheitsgrade (Abb. 2.1). Sie wurde so konstruiert, dass der Kreuzungsbereich der beiden Fallen möglichst schmal wird. Dies erlaubt einen selektiven Einfluss auf Atome, die in der horizontalen Falle gespeichert sind. Wie mit einer Pinzette können Atome gezielt aus ihr herausgegriffen werden und an einer anderen Stelle relativ zu den anderen Atomen positioniert werden. Perfekte Positionskontrolle wäre erreicht, wenn Atome immer nur aus einer Potentialtasche herausgegriffen würden, und exakt in eine gewünschte Tasche platziert werden könnten.

2.1 Das Potential zweier Stehwellenfallen

Die stehende optische Welle erzeugt ein eindimensionales Gitterpotential, was entlang seiner Achse verschoben werden kann (Abschnitt 1.1.2). Durch Überlagerung von zwei sich kreuzenden stehenden Wellen lässt sich ein zweidimensionales Gitterpotential bilden. Abbildung 2.1 zeigt eine schematische Darstellung von Äquipotentialflächen eines solchen Potentials. Es ist die Ebene abgebildet, die von den Fallenachsen aufgespannt wird.

Wenn die Potentialtaschen beider Fallen unabhängig voneinander entlang ihrer Strahlachsen verschoben werden können, wird es möglich, in einer Falle gespeicherte Atome mit der

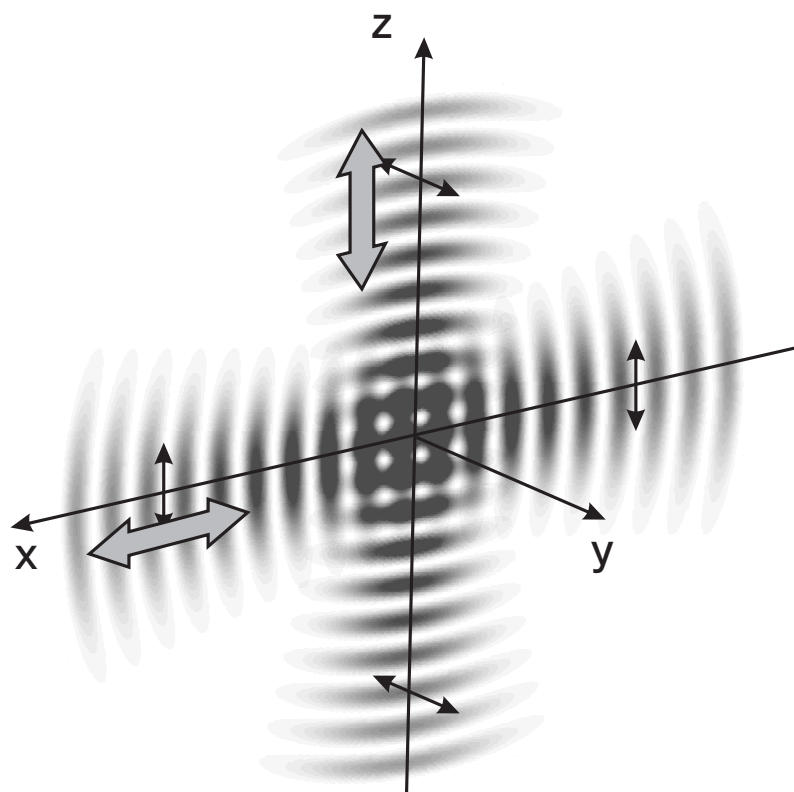


Abbildung 2.1: Zwei Dipolfallen mit Stehwellenstruktur kreuzen sich in einem Punkt. Sie können unabhängig voneinander entlang ihrer Achse als Förderband benutzt werden. Die dünnen schwarzen Pfeile deuten die Polarisationsrichtung der benutzten Laserstrahlen an. Da die Wellen der beiden Fallen inkohärent zueinander sind, reicht es aus die Intensitätsmuster zu überlagern.

anderen herauszuziehen oder sie wieder zurück zu setzen. Die horizontale Falle wird im Experiment als Hauptfalle verwendet. In ihr bleiben die Atome während eines experimentellen Ablaufs gespeichert. Die vertikale Falle wirkt als Pinzette, mit der Atome gezielt aus der ersten herausgezogen oder in sie hineingesetzt werden können. Dazu muss die Pinzette eine stärkere Kraft auf das Atom ausüben als die Speicherfalle.

Um diese Frage zu klären, muss als erstes eine Gleichung für die Potentialform hergeleitet werden. Betrachten wir dazu zwei senkrecht zueinander orientierte Dipolfallen der Form 1.10, die sich an ihren schmalsten Stellen durchqueren. Ihre Polarisationsrichtungen seien zunächst parallel zueinander entlang der y -Achse orientiert. Jede der stehenden Wellen besteht aus zwei kontrapropagierenden aber identischen laufenden Gaußstrahlen. Insgesamt ergibt sich also eine Überlagerung aus vier unabhängigen elektrischen Feldern, die miteinander interferieren. Um die Rechnung übersichtlicher zu halten, werden statt den Gaußstrahlen einfache ebene Wellen betrachtet:

$$\begin{aligned}\vec{E}_h(\vec{r}, t) &= \hat{y}E_{0h} (\cos[\omega_h t - k_h x] + \cos[\omega_h t + k_h x]) \\ \vec{E}_v(\vec{r}, t) &= \hat{y}E_{0v} (\cos[\omega_v t - k_v z] + \cos[\omega_v t + k_v z]) .\end{aligned}\quad (2.1)$$

Die Schreibweise \hat{y} bezeichnet einen Einheitsvektor in die y -Richtung. Damit erhält man folgende Intensitätsverteilung:

$$\begin{aligned}I_{\text{ges}}(\vec{r}, t) &= c\epsilon_0 E_{0h}^2 (\cos[\omega_h t - k_h x] + \cos[\omega_h t + k_h x])^2 \\ &\quad + c\epsilon_0 E_{0v}^2 (\cos[\omega_v t - k_v z] + \cos[\omega_v t + k_v z])^2 \\ &\quad + c\epsilon_0 E_{0h} E_{0v} (\cos[\omega_h t - k_h x] + \cos[\omega_h t + k_h x]) \\ &\quad \times (\cos[\omega_v t - k_v z] + \cos[\omega_v t + k_v z]) .\end{aligned}\quad (2.2)$$

Die ersten beiden Summanden sind die jeweiligen Intensitätsverteilungen der beiden einzelnen Stehwellen (entsprechend zu der Gl. 1.10). Der Interferenzterm enthält vier Ausdrücke mit ähnlicher Form:

$$\begin{aligned}\cos[\omega_h t - k_h x] \cos[\omega_v t - k_v z] &= \frac{1}{2} \cos[(\omega_h + \omega_v)t - k_h x - k_v z] \\ &\quad + \frac{1}{2} \cos[(\omega_h - \omega_v)t - k_h x + k_v z] .\end{aligned}\quad (2.3)$$

Dieser Term verkompliziert die Potentialform ungemein und soll zum Verschwinden gebracht werden. Dies lässt sich durch geeignete Wahl der Laserfrequenzen ω_h und ω_v bewerkstelligen, wenn darauf geachtet wird, dass nicht nur die Summenfrequenz, sondern auch die Differenzfrequenz sehr hoch ist. Bei einer Zeitmittelung verschwinden somit alle vier Terme des dritten Summanden in $I_{\text{ges}}(\vec{r}, t)$. Dann entsteht auch in diesem Fall die Form des gesamten Dipolfallenpotentials aus der einfachen Summe der Intensitäten für

die beiden einzelnen Stehwellen-Dipolfallen (Gl. 1.11):

$$\begin{aligned}
U_{\text{steh}}(\vec{r}) &= -U_{0,h} \frac{w_{0,h}^2}{w_h^2(x)} \exp\left(-\frac{2(y^2 + z^2)}{w_h^2(x)}\right) \\
&\quad \times \cos^2\left[k_h x + \frac{k_h(y^2 + z^2)}{2R_h(x)} - \eta_h(x)\right] \\
&\quad - U_{0,v} \frac{w_{0,v}^2}{w_v^2(z)} \exp\left(-\frac{2(x^2 + y^2)}{w_v^2(z)}\right) \\
&\quad \times \cos^2\left[k_v z + \frac{k_v(x^2 + y^2)}{2R_v(z)} - \eta_v(z)\right]
\end{aligned} \tag{2.4}$$

Im Experiment werden zwei Laser mit den Wellenlängen 1064 nm für die horizontale Falle und 1030 nm für die vertikale Falle verwendet. Damit ist die obere Bedingung sehr gut erfüllt.

Wenn die Polarisationsrichtungen beider Stehwellen wie in der Abbildung 2.1 angegeben, senkrecht aufeinander stehen, gestaltet sich die obige Rechnung etwas komplizierter. Der Feldvektor des Gesamtfeldes in einem festen Punkt beschreibt dann elliptische Bahnen in einer Ebene. Falls alle Oszillationsfrequenzen identisch sind, hat jeder Ort seine eigene zeitlich konstante Ellipsenbahn. Für unterschiedliche Oszillationsfrequenzen allerdings, dreht verändert die Ellipse ihre Parameter und es entsteht eine rosettenartige Bahn, die auch ihren Drehsinn mit der Zeit ändert. Sind die Frequenzen unterschiedlich genug, können solch schnelle Polarisationswechsel des Feldes vom Atom nicht mehr aufgelöst werden. Dies bedeutet, dass sich diese "Interferenzeffekte" zeitlich ausmitteln. Wiederum reicht es aus Intensitäten zu addieren.

Natürlich stellt sich sofort die Frage, wie präzise eine solche Pinzette arbeiten kann, wie gezielt also ein Atom 'gefasst' werden kann ohne dabei benachbarte Atome zu stören, und wie exakt ein Atom zurück in die Speicherfalle gesetzt werden kann. Aus der Abbildung der sich kreuzenden Fallen ist schon an dieser Stelle klar, dass der Radius der vertikalen Falle $w_{0,v}$ eine der bestimmenden Größen ist. Bei der Konstruktion der VDT wurde daher ein besonderes Augenmerk auf einen schmalen Fokus gelegt.

2.2 Die Vertikale Dipolfalle

Die Abbildung 2.2 zeigt eine nicht maßstabsgetreue Skizze des zentralen experimentellen Aufbaus. Aus einem seitlichen Blickwinkel ist zu erkennen, wie sich alle Strahlen der beiden Dipolfallen und der MOT in einem Punkt kreuzen. Für die vertikale Dipolfalle ist das Linsensystem angedeutet, was den vertikalen Strahl auf den Kreuzungspunkt fokussiert. Ein Teil der optischen Elemente für die vertikale Dipolfalle steht also nicht auf dem optischen Haupttisch. Die Übersicht über den vollständigen optischen Pfad der vertikalen Dipolfalle ist deshalb entsprechend zu verstehen (Abb. 2.3).

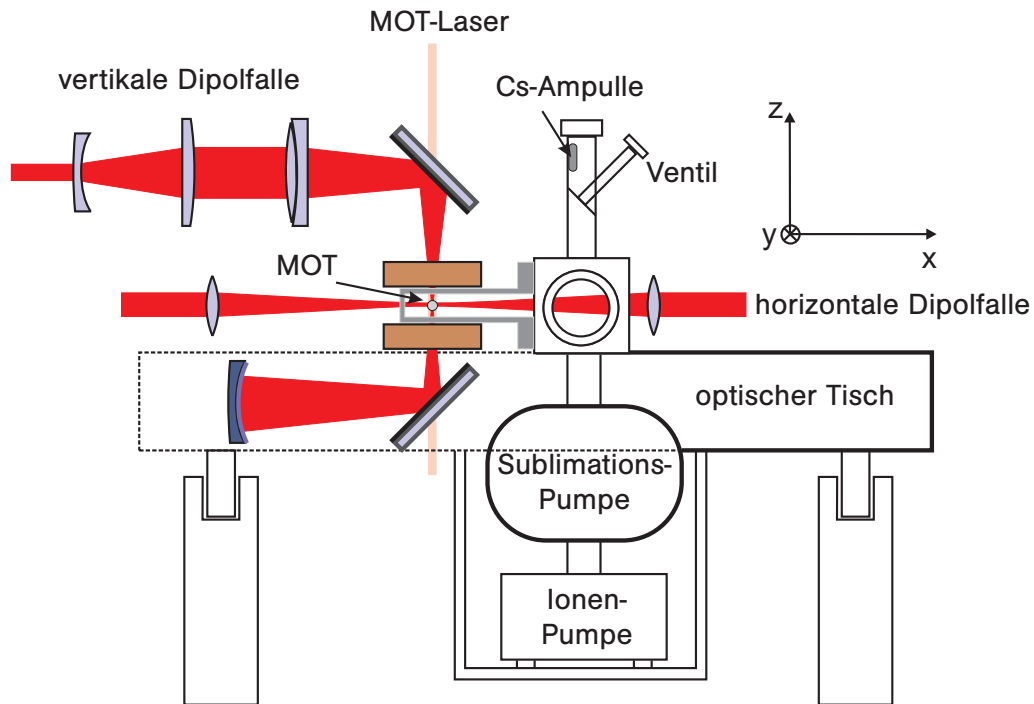


Abbildung 2.2: Seitlicher Überblick über den zentralen experimentellen Aufbau. Ein Teil der optischen Elemente der vertikalen Dipolfalle steht nicht auf dem optischen Haupttisch.

2.2.1 Optischer Aufbau

Als Lichtquelle für die vertikale Dipolfalle wird ein Yb:YAG-Laser (ELS: VersaDisk-1030-40-SF) verwendet, der einen Laserstrahl bei 1030 nm liefert. Das Licht ist also ähnlich weit von den atomaren Resonanzen verstimmt, wie der 1064 nm-Laser der horizontalen Falle. Gleichzeitig ist die Frequenzdifferenz hoch genug, damit keine signifikanten Interferenzen zwischen den beiden Fallenlasern auftreten. Um die Form des gesamten Dipolfallenpotentials auszurechnen, reicht es demnach aus, einfach die Intensitäten der beiden Fallenlaser zu addieren. Dank des dünnen Kristalls, der die Form einer Disk hat, arbeitet der Laser im Einzel-Frequenz-Modus. Abbildung 2.3 zeigt das Schema des optischen Aufbaus der vertikalen Dipolfalle (VDT=“vertikal dipole trap”).

Optischer Isolator

Der Yb:YAG-Laser liefert Dauer-Leistung von bis zu 30 W. Um eine stabile und konstante Fallentiefe zu erzeugen, darf die Laserleistung keinen starken Fluktuationen unterliegen. Deswegen muss auf die ausreichende Abkopplung des Laser-Resonators von dem Rest des Aufbaus geachtet werden, insbesondere da der Strahl wieder direkt in sich zurück

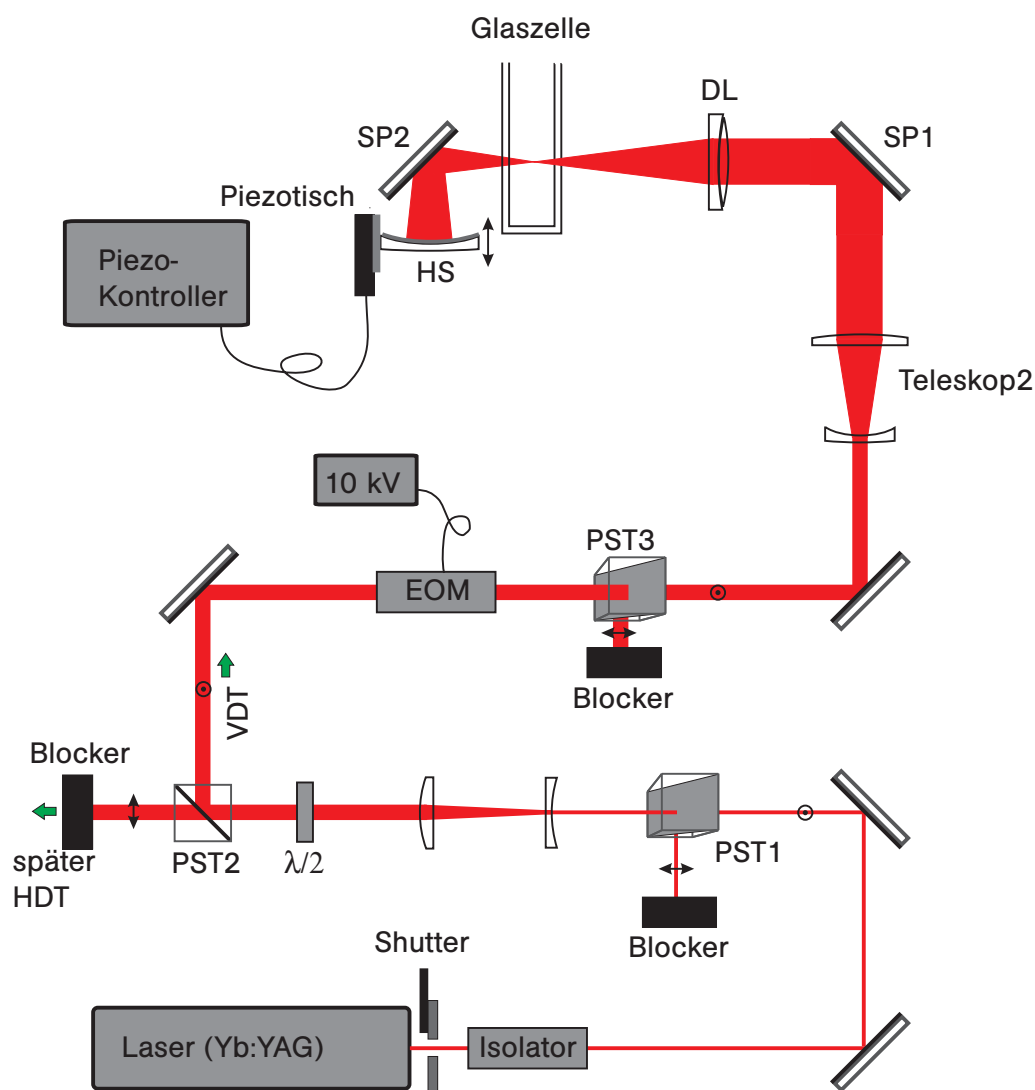


Abbildung 2.3: Schema des gesamten optischen Aufbaus der vertikalen Dipolfalle.

reflektiert wird. Diese Aufgabe erfüllt ein Faraday-Isolator (Linios: FI-1064-5SI-HP), der den zurückreflektierten Lichtstrahl um >30 dB abschwächt.

Zusätzlich wurden die beiden polarisierenden Strahlteiler PST1 und PST2 und das $\lambda/2$ -Plättchen eingebaut, um die Leistung, die zu der vertikalen Dipolfalle geleitet wird, zu steuern. PST1 und PST2 lassen beide dieselbe Polarisation in Richtung der vertikalen Dipolfalle durch. Um den Effekt besser nachzuvollziehen, wurde in Abbildung(2.3) die Strahlpolarisation angegeben: ein Pfeil aus der Papierebene für die senkrechte Polarisation und ein Pfeil in der Papierebene für die waagerechte Polarisation.

EOM – Schalter für die VDT

Um beim Umladen zwischen HDT und VDT Heizeffekte durch zeitveränderliche Fallenpotentiale zu minimieren, muss die vertikale Falle adiabatisch eingeschaltet werden können. Dazu ist der mechanische Shutter vor dem Isolator nicht geeignet. Außerdem erzeugt die Kante des Schließers Beugungsmuster, was das Stehwellenmuster am Ort der Atome stark beeinflusst.

Deshalb wird ein elektro-optischer Modulator (EOM) in Kombination mit zwei polarisierenden Strahlteilern (PST2 und PST3) als Schalter verwendet. PST2 definiert die Polarisation, mit der das Licht in den EOM eintritt. Der EOM enthält einen doppelbrechenden Kristall, durch den der ordentliche und außerordentliche Strahl eine variable Phasenverzögerung erfahren, abhängig von der Spannung U_{EOM} , die am Kristall anliegt. Bei einer gewissen Steuer-Spannung $U_{\text{EOM}} = U_{\lambda/2}$ bekommt der EOM die Eigenschaften eines $\lambda/2$ -Plättchens. Beim Einbau wurde er so ausgerichtet, dass er bei Anlegen der $U_{\lambda/2}$ -Spannung die Polarisation um 90° dreht. Somit lässt sich die Transmission durch den Analysator PST3 mittels der Steuer-Spannung am EOM kontinuierlich zwischen dem Maximalwert und 0 (etwa 20 dB Abschwächung) variieren. Die Laserintensität ändert sich auf diese Weise gleichmäßig über den gesamten Querschnitt des Strahls, ohne die Form des Strahls zu verändern.

Im Experiment muss der EOM (Alphas) die Leistung des Yb:YAG-Lasers aushalten können. Deswegen wurde ein Kristall mit größerem Durchmesser gewählt, um die Leistung pro Fläche klein zu halten (Zerstörschwelle: 500 W/cm^2). Außerdem wurde ein Modell benötigt, was als $\lambda/2$ -Plättchen fungieren konnte und entsprechende Steuer-Spannungen bis zu 10 kV erforderlich machte. Die Ausgangsspannung des verwendeten Hochspannungs-Verstärkers (Matsusada AMS-10P2-L) wird von der Computersteuerung des Experiments geregelt. Dies erlaubt ein kontrolliertes adiabatisches Ein- und Ausschalten der VDT.

Der aus dem Laser kommende Gauß-Strahl wird von dem ersten Teleskop kollimiert und auf einen Durchmesser von etwa 2,6 mm aufgeweitet. Damit wird verhindert, dass der eingebaute EOM Schaden durch zu hohe Intensitäten erleidet. Das Teleskop besteht aus einer Zerstreulinse ($f=-40 \text{ mm}$) und einer Sammellinse ($f=100 \text{ mm}$).

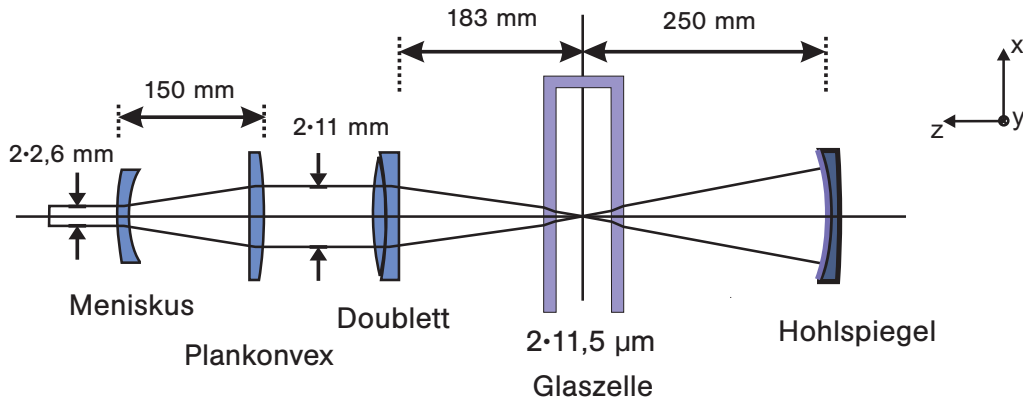


Abbildung 2.4: Optisches System zur Fokussierung des Lasers für die vertikale Falle.

Fokussierung der VDT

Um der vertikalen Dipolfalle eine möglichst hohe Präzision beim Greifen der Atome aus der HDT zu verleihen, muss ihr Radius $w_{0,v}$ minimiert werden. Für ein allgemeines fokussierendes optisches System gilt für den Fokusradius $w'_0 = \frac{f\lambda}{w_0\pi}$, wenn f die Brennweite des Systems ist und w_0 der Radius des Strahls vor dem System war [Mes]. Einen kleineren Fokus w'_0 erreicht man sowohl durch eine kleinere Brennweite f als auch durch einen größeren Strahlradius vor dem System w_0 . Eine genauere Skizze des fokussierenden Teils des optischen Weges zeigt Abbildung 2.4.

Die Brennweite der fokussierenden Doublett-Linse beträgt $f_{DL}=183$ mm und kann nicht mehr wesentlich verkleinert werden, da sie bedingt durch die bestehende Konstruktion nicht mehr näher an die Glaszelle gebracht werden kann. Um $w_{o,v}$ noch weiter zu verkleinern, wird ein zweites Teleskop dazu benutzt, den Laserstrahl auf einen $\frac{1}{2}$ -Radius von 11 mm aufzuweiten.

Bei solch breiten Strahlen ist die sorgfältige Eliminierung von Abbildungsfehlern entscheidend für das Erreichen der theoretischen Limits. Um optimale Bauelemente herauszufinden, wurde das Linsensystem samt Glaszelle mit der Software 'OSLO LT' (Lambda Research Corporation) simuliert. Es wurde darauf geachtet, sphärische Aberration möglichst vollständig zu beseitigen, gleichzeitig aber möglichst nur Standard-Komponenten der Hersteller zu verwenden, um die Kosten zu senken.

Das optimierte System besteht aus der zerstreuen Meniskus-Linse (JLMCMN114) mit der Brennweite $f_{ML}=-50$ mm (für sichtbares Licht) und der fokussierenden Plankonvex-Linse mit $f_{PK}=200$ mm (für 1030 nm). Sie haben einen Abstand von 150 mm und bilden ein Teleskop mit der Vergrößerung 4,17 bei 1030 nm. Jede der Linsen verursacht Aberration, die jedoch fast vollständig von der jeweils anderen kompensiert wird. Experimentell wurde der Abstand zwischen ihnen unter Verwendung eines Schräg-Platten-Interferometers so eingestellt, dass der Strahl anschließend kollimiert ist.

Tabelle 2.1: Spezifizierung des Linsensystems der VDT

Oberflächen-Nr.	Krümmungsradius [mm]	Abstand zur nächsten Oberfläche [mm]	Material	Linse
1	627,4	2,5	BK7	Meniskus
2	24,7	149,96	Luft	
3	∞	7	BK7	Plankonvex
4	-103,1	beliebig	Luft	
5	120,36	9,5	SK11	Doublett
6	-80,89	4	SF5	
7	-341,67	182,029	Luft	

Die Doublett-Linse (MGLA1015) fokussiert den Strahl an den Ort der MOT wo sie auch die horizontale Dipolfalle kreuzt. Zusammen mit der ersten Glaszellenwand bildet sie wieder eine Einheit, die die Gesamtaberration unterdrückt. Eine Messung mit einem rasierklingscharfen Strahlunterbrecher hat einen $\frac{1}{e^2}$ -Fokus von $2w_{0,v}=2 \times (11,5 \pm 1,2) \mu\text{m}$ ergeben. Laut der Softwaresimulation wurde der Wert $w_{0,v}=6,4 \mu\text{m}$ erwartet. Leider blieben alle Versuche, den experimentellen Wert durch bessere Justage, zu verbessern erfolglos. Im folgenden wird daher immer der experimentelle Wert für Rechnungen herangezogen.

Nach der Formel 1.8 ergibt sich für die Rayleighlänge des vertikalen Dipolfallenlasers $z_{0,v}=403 \mu\text{m}$. Die Doublett-Linse muss also mit der entsprechenden Genauigkeit auf der vertikalen Laserachse relativ zu der MOT-Lage positioniert werden. Wie bei der Justierung der horizontalen Falle (Abschnitt 1.2.2) wurde der Abfall des Fluoreszenzsignals der APD durch den AC-Stark-Effekt dazu verwendet, die optimale Entfernung zu der MOT einzustellen.

Stehwellen-Falle

Das Stehwellen-Muster der vertikalen Dipolfalle wird durch Rückreflexion des Laserstrahls in sich selber erzeugt. Das ist die Aufgabe des Hohlspiegels HS mit dem spezifizierten Krümmungsradius 250 mm. Weil die Entfernung des Spiegels vom Fokus genau seinem Krümmungsradius entspricht, wirkt er auf die ankommenden Wellenfronten wie ein phasenkonjugierender Spiegel. Der zurück reflektierte Strahl ist also identisch mit dem hinlaufenden Strahl mit umgekehrter Laufrichtung und hat seinen Fokus an der selben Stelle. Unter der Annahme einer perfekten sphärischen Symmetrie des Spiegels und der Wellenfront ist diese Konstruktion prinzipiell aberrationsfrei. Diese Variante, eine stehende Welle zu erzeugen, ist weit weniger aufwendig als der Aufbau zweier unabhängiger gegenläufiger Strahlen, wie er für die HDT verwendet wird.

Die Spiegel SP1 und SP2 enthalten Piezo-Elemente. Das ermöglicht die computergesteu-

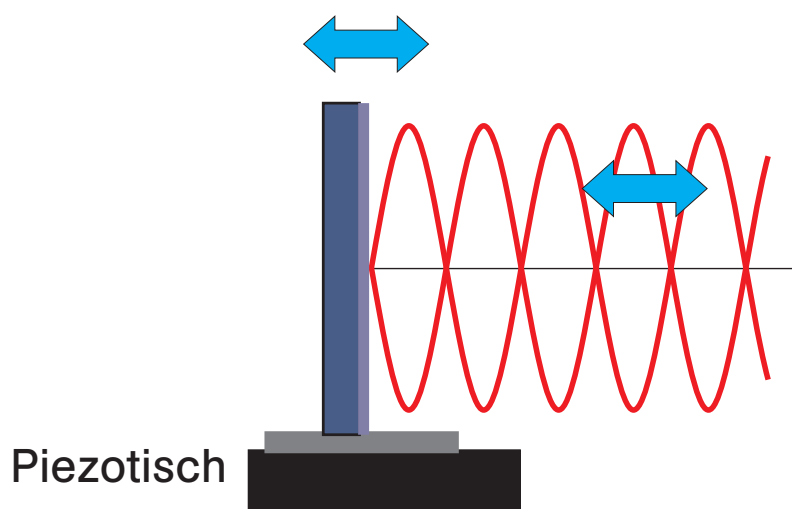


Abbildung 2.5: Das Stehwellen-Muster hat auf der Spiegeloberfläche immer einen Knoten. Es folgt somit jeder axialen Bewegung des Spiegels.

erte elektrische Ansteuerung von SP1 und SP2, um eine kontrollierte Versetzung der vertikalen Fallenachse annähernd parallel zu sich selber zu erreichen. Wie im Abschnitt 3.3 erklärt wird, steht damit eine zweite Methode zur Verfügung, die vertikale Dipolfalle als Pinzette zu benutzen.

2.2.2 Bewegte vertikale Dipolfalle

Das mit der oben beschriebenen Konstruktion erzeugte Stehwellen-Muster lässt sich sehr einfach in Bewegung versetzen: Die Summe der elektrischen Felder des hinlaufenden und des reflektierten Strahls müssen auf der Spiegeloberfläche verschwinden. Dort hat das Stehwellen-Muster also immer einen Knoten (Abb. 2.5). Jede axiale Bewegung des Spiegels wird daher direkt in eine axiale Bewegung des Stehwellen-Musters übersetzt: $v_{\text{gitter}} = v_{\text{spiegel}}$.

Um eine sub-mikrometer Verschiebe-Genauigkeit des Spiegels innerhalb einer möglichst kurzen Zeit zu erzielen, wurde er auf einen Piezo-Tisch montiert (Physik Instrumente: P-621.1OL; dazugehörige Spannungsquelle: LVPZT E-505.60). Mit einem Michelson-Interferometer wurden Eigenschaften wie maximaler Hub, Reproduzierbarkeit und Geschwindigkeit gemessen. Abbildung 2.6 zeigt die Messpunkte der Verschiebe-Distanz in Abhängigkeit von der Steuerspannung, die an den Piezo-Kristall angelegt wurde. Dabei wurde die Steuerspannung sehr langsam verändert.

Aus dieser Messung geht ein maximaler Hub von $115 \mu\text{m}$ hervor, oder $100 \mu\text{m}$, wenn nur positive Steuerspannungen verwendet werden. Wenn dieser Wert mit dem Radius der horizontalen Dipolfalle, $w_{0,h}=19 \mu\text{m}$, verglichen wird, sieht man, dass die vertikale Stehwelle dazu in der Lage ist, Atome weit aus dem Einflussbereich der HDT zu transportieren.

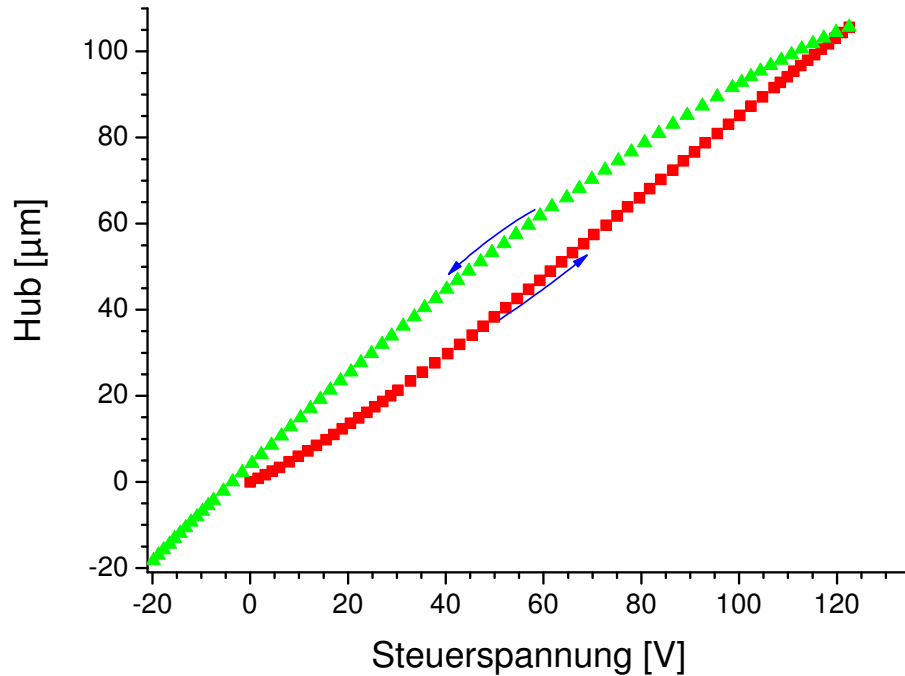


Abbildung 2.6: Manuelle Messung des maximalen Hubs des Piezo-Tisches.

Wenn die Steuerspannung wieder auf ihren Anfangswert gefahren wird (dreieckige Messpunkte), erreicht der Spiegel nicht seine Ausgangsposition. Der Kristall zeigt eine deutliche Hysterese. Wenn eine gute Reproduzierbarkeit der Spiegelposition erwünscht ist, kann dieser Effekt daher unter Zuhilfenahme dieser Kalibrierungskurve kompensiert werden.

In späteren Experimenten sieht die Benutzung des vertikalen Förderbandes immer gleich aus: die VDT wird angeschaltet und transportiert ein Atom eine gewünschte Distanz weg von der Achse der HDT. Dort verweilt es einige Zeit und soll anschließend an seine ursprüngliche vertikale Position gebracht werden, wo es wieder in die HDT umgeladen wird. In der Abbildung 2.7 ist die zugehörige Form der Steuerspannung angegeben: sinusflankenförmig wird sie auf einen gewünschten Maximalwert U_{plateau} erhöht und wird einige Zeit auf diesem Wert gehalten. Anschließend wird sie sinusflankenförmig wieder auf ihren Anfangswert gesetzt. Die Sinusflanken sorgen für weichere Beschleunigungen, um den Hohlspiegel möglichst nicht in Vibration zu versetzen. Das Steuersignal kommt aus einem Computer, mit dem man die Eckzeitpunkte (der Zeitpunkte, in die der Steuerpuls unterteilt ist) beliebig einstellen kann.

Das Ergebnis einer Untersuchung der Transportweite für einen solchen Steuerpuls bei verschiedenen Maximalwerten U_{plateau} zeigt Abbildung 2.8. Alle Eckzeitpunkte haben einen

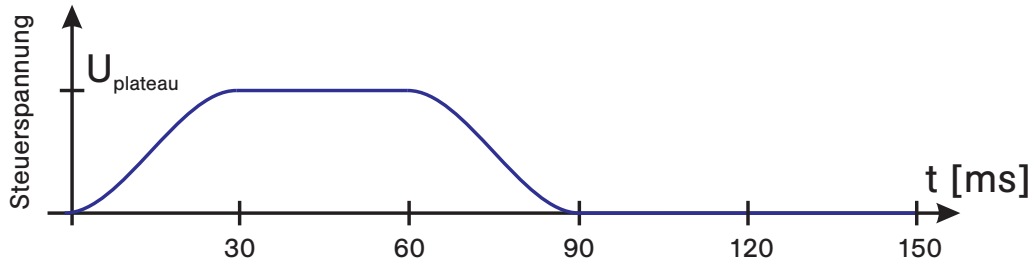


Abbildung 2.7: Typische Form der Steuerspannung des Piezo-Tisches.

Abstand von 30 ms voneinander. Datenpunkte wurden auch nur zu diesen Eckzeitpunkten aufgenommen, und die Linien verbinden nur die entstehenden Eckpunkte.

Als erstes fällt der etwas kleinere maximale Transporthub von $70 \mu\text{m}$ auf. Er ist aber immer noch völlig ausreichend, um Atome aus dem Einflussbereich der HDT herauszuziehen. Während die Steuerspannung nach einem erfolgten Hin-Transport auf einem konstanten Wert gehalten wird, driftet der Spiegel weiter in die ursprünglich gewählte Richtung. Das Förderband kommt also nicht augenblicklich zum Stillstand. In der späteren Verwendung als Pinzette bei der Umsortierung ist diese Drift irrelevant, es kommt nur darauf an, ein Atom ausreichend weit von der Achse der HDT weg zu bewegen.

Nach dem Rück-Transport erreicht der Spiegel nicht mehr seine ursprüngliche Position. Dieser Effekt ist zum Teil auf die oben erwähnte Hysterese des Piezo-Kristalls zurückzuführen. Zusätzlich tritt auch hier der Drift-Effekt auf: Der Spiegel erreicht nicht sofort seine Ruheposition, sondern driftet über einen Zeitraum von etwa 100 ms zu ihr hin. Für den längsten Transport bei der Plateauspannung $U_{\text{plateau}}=100 \text{ V}$ wurde ein Abstand von $7 \mu\text{m}$ zur Anfangsposition gemessen. Dieser Fehler der Reproduzierbarkeit muss mit dem Strahlradius der HDT $w_{0,h}=19 \mu\text{m}$ verglichen werden. Eine Überprüfung ergab eine Umladeeffizienz aus der VDT in die HDT von 100% für Atome, die näher als $12 \mu\text{m}$ an die Achse der HDT gebracht werden. In diesem Sinn ist die Reproduzierbarkeit ausreichend.

Wenn die Atome allerdings nicht genau auf die HDT-Achse gesetzt werden, fangen sie an, um diese Achse herum zu oszillieren. Effektiv erleiden sie bei dem Umlade-Prozess also eine Aufheizung. Dies kann nur mit einer Verbesserung der Reproduzierbarkeit vermieden werden. Eine Möglichkeit ist die Benutzung der Kalibrierungskurven aus Abbildung 2.8 zur aktiven Kompensierung der Hysterese. Die elegantere Variante ist die Benutzung eines Piezo-Tisches mit eingebauter Positionkontroll-Schleife. Dort sorgt ein eingebauter Feedbacksensor für einen genauen Transport ohne Hysterese- oder Drifteffekte. Laut Herstellerangaben sind solche Systeme jedoch langsamer.

Die Transportzeit ist für das verwendete System limitiert durch die Trägheit des Spiegels. Die Vibrationen des Spiegels weisen eine Resonanzfrequenz bei 185 Hz auf. Es können also nur Transportzeiten in der Größenordnung von einigen 10 ms erreicht werden. Für das oben beschriebene Steuersignal mit sinusförmigen Flanken wurde 30 ms als schnellste sinnvolle Transportzeit bestimmt. Mit schnelleren Transporten werden trotz sanfter Be-

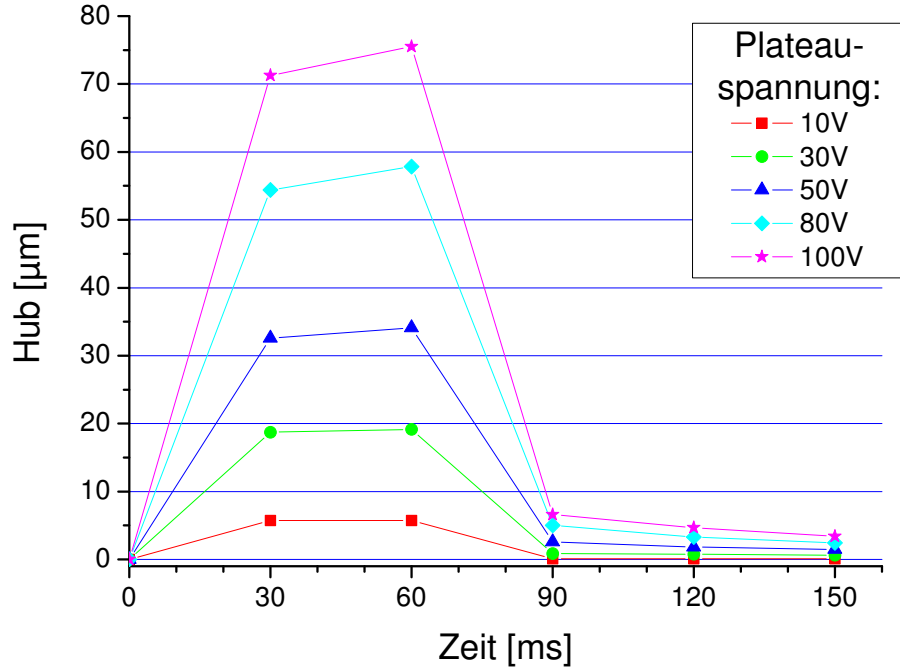


Abbildung 2.8: Verschiebung des Piezo-Tisches für das Steuersignal aus Abbildung 2.7. Verschiedene Kurven gehören zu verschiedenen Maximalwerten U_{plateau} .

schleunigung starke Spiegel-Vibration angeregt. In den später vorgestellten Experimenten hat ein Transport 50 ms gedauert, um eine Sicherheitsreserve zu gewährleisten.

2.2.3 Atome in der VDT

Um Atome aus der MOT in die vertikale Dipolfalle zu laden, bedient man sich derselben Justage-Kriterien, die auch für die horizontale Falle benutzt werden. Der heikelste Punkt ist das sorgfältige Überlagern der beiden Fallen. Dazu wird ausgenutzt, dass sich bei Beleuchtung der Atome mit dem Dipolfallen-Laser die internen Zustands-Niveaus durch den AC-Stark-Effekt verschieben. Wenn der Dipolfallen-Laser die Einfang-Region der magneto-optischen Falle durchquert, verschiebt sich somit die Resonanzfrequenz der getroffenen Atome. Als Konsequenz streuen sie weniger Licht aus den nah-resonanten MOT-Strahlen. Durch die Beobachtung des Fluoreszenz-Signals mit der APD (siehe Abbildung 1.3), wird eine gute Überlagerung an Fluoreszenz-Einbrüchen erkannt. Wie im Fall der HDT erreicht man mit dieser Methode eine Umladeeffizienz aus der MOT in die VDT von praktisch 100%.

Viel interessanter ist jedoch das Umladen zwischen den beiden Dipolfallen. Eine hohe Effizienz ist für die Brauchbarkeit der zweiten Dipolfalle als Pinzette entscheidend. Bei der Justage wird deshalb sorgfältig darauf geachtet, auch hier eine gute Überlagerung herzustellen. Dazu werden beide Fallen zunächst unabhängig voneinander mit der MOT überlagert. Auf diese Weise werden die Fallenachsen schon sehr nah aneinander gebracht. Zur Feinjustierung benutzt man eine der beiden Fallen, um die Atome in der MOT zu bündeln. Anschließend muss nur noch die zweite Falle auf die stärker lokalisierten Atome justiert werden. Bei dieser Prozedur müssen die Leistungen der Dipolfallen so eingestellt werden, dass sowohl die Fluoreszenzeinbrüche von den einzelnen Dipolfallen messbar sind, als auch der zusätzliche Einbruch, wenn durch die addierten Intensitäten eine noch stärkere Resonanzfrequenz-Verschiebung verursacht wird. Nach einer solchen Justierung ist die Umladeeffizienz zwischen HDT und VDT immer größer als 95% (umladen hin und zurück zusammen).

Dieser Wert muss mit der Speicherzeit der Atome in den Dipolfallen verglichen werden. Sie gibt an, wie lange Atome im Mittel in der Dipolfalle verbleiben, bevor sie diese wegen Stößen mit dem Hintergrundgas oder wegen Heizprozessen verlassen. Die Speicherzeit (oder Lebensdauer) hängt stark davon ab, ob die Atome von der Melasse angeleuchtet werden oder nicht (siehe Abschnitt 1.2.2). Die Abbildung 2.9 zeigt die Messergebnisse zu der Lebensdauerermessung.

Die Lebensdauern von gekühlten Atomen sind in beiden Dipolfallen gleich. Stöße mit thermischen Atomen aus dem Hintergrundgas sind die einzigen möglichen Verluste. Die Lebensdauer von ungefähr $\tau_{\text{beleucht}}=55$ s kann nur durch Verringerung der Teilchendichte in der Vakuumkammer verlängert werden.

Interessanter wird es, wenn die Melasse ausgeschaltet ist, und somit Heizmechanismen für zusätzliche Verluste sorgen: $\tau_{\text{VDT}} = 14 \pm 2$ s und $\tau_{\text{HDT}} = 9 \pm 1$ s. In den später vorgestellten Experimenten zur Umsortierung ergeben sich daraus die tatsächlich signifikanten Atom-Verluste. Sie sind größer als die Verluste beim Umladen zwischen den Dipolfallen.

Den größten Beitrag zu den Heizmechanismen in der VDT liefern die Leistungsfluktuationen des Yb:YAG-Lasers. Eine dadurch verursachte Schwankung der Fallentiefe regt das gespeicherte Atom parametrisch an. Eine resonante Anregung bei der doppelten Oszillationsfrequenz des Atoms resultiert dann in einer Aufheizung.

Wie schon im Abschnitt 2.2.1 über den optischen Aufbau erwähnt, stellt der zurückreflektierte Yb:YAG-Strahl das größte Problem dar. Je größer die Laser-Leistung ist, die in die VDT geleitet wird, desto stärker ist die Rückkopplung in den Laser-Resonator. Dadurch ist die Heizrate abhängig von der Fallentiefe der VDT.

Um die Atom-Verluste während eines experimentellen Durchlaufs zu begrenzen, werden die Atome möglichst immer beleuchtet. Wie im Abschnitt 1.2.2 zu den Melassenparametern erwähnt, funktioniert die Beleuchtung aber nur für bestimmte Fallentiefen der HDT. Eine Überlagerung der HDT mit der VDT sorgt dafür, dass die Melassenkühlung nur an bestimmten Stellen funktioniert, und zwar nur dort, wo die Gesamtfallentiefe gerade zu den gewählten Melassenparametern passt (siehe Abbildung 2.10).

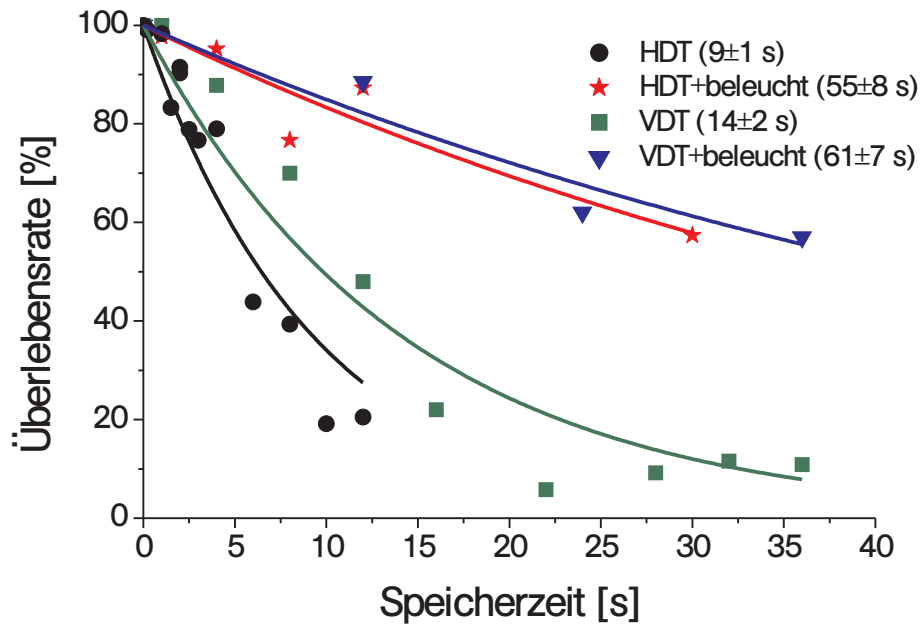


Abbildung 2.9: Speicherzeiten in den Dipolfallen mit und ohne Beleuchtung mit Melasse.

Da die Dipolfallen ein konservatives Potential für das Atom darstellen, ist eine ständige Beleuchtung auch nicht erforderlich, um ein Atom aus einer in die andere umzuladen. Jedoch wird an einigen Stellen klar, welche Vorteile eine Abkühlung der Atome durch Beleuchtung mit sich bringt.



Abbildung 2.10: Die beiden überlagerten Dipolfallen. Abhängig von der lokalen Gesamtfallentiefe kühlt oder heizt die eingeschaltete Melasse. Nur in Regionen mit der passenden Gesamtfallentiefe können die Atome überleben.

Kapitel 3

Umsortierung einer Atomkette

Für zwei sich kreuzende Dipolfallen, wie sie im Abschnitt 2.1 beschrieben wurden, wird in diesem Kapitel die Umsortierung untersucht. Diese Methode nutzt aus, dass beide Dipolfallen unabhängig voneinander als Atom-Förderbänder benutzt werden können. Die vertikale Dipolfalle kann somit als optische Pinzette bezeichnet werden, die entlang ihrer Fallenachse Atome aus der horizontalen Dipolfalle herausziehen kann. Für diese 'axiale' Pinzette wird dargestellt, wie präzise sie dazu benutzt werden kann, die relative Position zwischen den Atomen in der horizontalen Atomkette zu kontrollieren. Um die Fallenparameter optimieren zu können, wird ein Modell entwickelt, mit dem die einzelnen Vorgänge des Herausziehens und des Positionierens besser verstanden werden können.

Zum Schluss wird eine zweite interessante Methode vorgestellt, bei der die vertikale Dipolfalle als 'radiale' Pinzette benutzt wird. Diese Methode setzt voraus, dass die Achsen der Dipolfallen kontrolliert gegeneinander versetzt werden können, so dass sie sich nicht mehr schneiden. Auf diese Weise wird wiederum ein zweiter äußerer Freiheitsgrad kontrolliert.

3.1 Abstandskontrolle

Die Umsortierung einer ganzen Kette von Atomen kann durch sukzessive Umpositionierung einzelner Atome erreicht werden. Um die Sortiermethode auszuprobieren, wurde daher als erstes die relative Position zwischen zwei Atomen kontrolliert. In diesem Abschnitt werden die experimentellen Ergebnisse vorgestellt, mit denen die Präzision der Abstandskontrolle untersucht wurde. Dabei wurde die vertikale Falle als 'axiale' Pinzette verwendet.

Das Sortier-Schema

Das qualitative Sortier-Schema für ein Atompaar ist in der Abbildung 3.1 dargestellt. Nach dem Atome aus der MOT in die horizontale Speicherfalle umgeladen wurden, wird ein erstes Photo mit der ICCD-Kamera gemacht (Belichtungszeit 1 s) (Abschnitt 1.2.2). Dieses

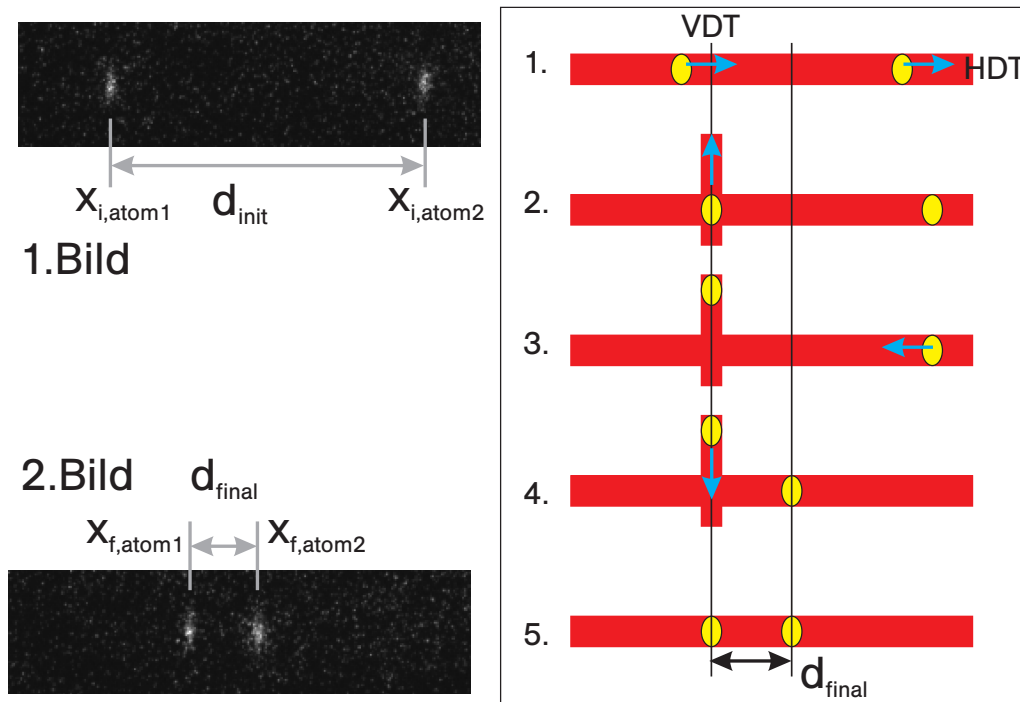


Abbildung 3.1: Schematische Darstellung der experimentellen Sequenz zur Kontrolle von Abständen zwischen zwei Atomen in der horizontalen Falle.

dient dazu, die genauen Anfangspositionen $x_{i,atom1}$ und $x_{i,atom2}$ der geladenen Atome zu bestimmen.

Nachdem die Information über die Atomposition zur Verfügung steht, wird das erste Atom von links mit dem horizontalen Förderband an die Position der vertikalen Pinzettenachse gebracht (1.). Selbstverständlich wird dabei das zweite Atom mittransportiert. Wenn das erste Atom die Pinzettenachse erreicht hat, wird sie mit dem dafür vorgesehenen EOM eingeschaltet. Um das Atom dabei möglichst wenig aufzuheizen, wird eine sinusförmige Flanke verwendet, und die Einschaltzeit beträgt 10 ms. Weil die Oszillationsfrequenz der Atome in der horizontalen Falle ca. 3000 kHz beträgt, ist der Einschaltvorgang adiabatisch.

Nun wird das periodische Potentialmuster der vertikalen Falle nach oben bewegt und transportiert das Atom mit (2.). Es wurde die maximal mögliche Transportdistanz von ca. $75 \mu\text{m}$ gewählt, um eine sichere Entfernung von dem Einflussbereich der horizontalen Falle zu gewährleisten. Wie im Abschnitt 2.2.2 erläutert, wird eine sinusflankenförmige Spannungsversorgung an den Piezo-Kristall des Transport-Tisches angelegt, um die vertikale Falle in Bewegung zu versetzen. Die Transportzeit betrug 50 ms und wurde so gewählt, dass Vibrationen des reflektierenden Hohlspiegels minimal bleiben.

Das in der horizontalen Speicherfalle verbliebene zweite Atom kann nun unabhängig von dem ersten entlang der horizontalen Achse bewegt werden. Das horizontale Förderband

wird also ein zweites mal benutzt, um dieses Atom zu der gewünschten Zielposition $x_{f,atom2}$ zu transportieren (3.). Die Zielposition befindet sich genau in derjenigen Entfernung d_{final} von der vertikalen Fallachse, die die beiden Atome zum Schluss haben sollen.

Schließlich wird das herausgezogene erste Atom wieder zurück auf die horizontale Achse transportiert (4.). Dazu wird dieselbe Flankenform und Transportzeit benutzt wie für den Hinweg. Wenn die vertikale Pinzettenfalle ausgeschaltet wird (5.), bleiben die beiden Atome in der horizontalen Falle gespeichert. Ihre Endpositionen $x_{f,atom1}$ und $x_{f,atom2}$ haben dabei den gewünschten Abstand d_{final} . Mit einem zweiten Photo der ICCD-Kamera wird der tatsächlich Abstand gemessen.

Präzision der Abstandskontrolle

Um die Präzision der Abstandskontrolle zu messen wurde das oben beschriebene Sortierschema für viele Atompaare wiederholt. Da die genaue Anzahl der aus der MOT in die HDT umgeladenen Atome nicht beeinflusst werden kann, wurden die Photos nachselektiert. Bei der Auswertung wurden nur Zwei-Atom-Ereignisse ausgewertet, um Verwirrung bei der Interpretation der Photos zu vermeiden.

Die Histogramme in der Abbildung 3.2 zeigen die Ergebnisse dieser Messung. Das Obere zeigt die Verteilung der Atomabstände nach dem Umladen aus der MOT. Die Anfangs-Atompositionen und damit ihre Anfangsabstände sind zufällig. Das Histogramm zeigt daher eine relativ homogene Verteilung.

Nach der Anwendung der Sortier-Sequenz ändert sich die Verteilung deutlich. Laut Analyse haben die meisten Atompaare nun den Abstand $d_{final}=20\pm 2 \mu\text{m}$. Der Sollabstand betrug eigentlich $19 \mu\text{m}$. Diese Diskrepanz ist wahrscheinlich auf die Tatsache zurückzuführen, dass zwischen der Bestimmung der Achsenposition der vertikalen Dipolfalle und der eigentlichen Messung einige Zeit verstrichen ist. Während dieser Zeit ist die Achse zu einer etwas anderen Position gedriftet. In späteren getrennten Untersuchungen der einzelnen Vorgänge des Herausziehens und des Positionierens mit der vertikalen Dipolfalle wurde diese Diskrepanz nicht mehr beobachtet.

Dem Histogramm der Endabstände ist weiterhin zu entnehmen, dass ein großer Teil der Atompaare nach der Sortier-Sequenz den Abstand nahe bei $0 \mu\text{m}$ aufweist: Die beiden Atome sitzen direkt nebeneinander. Um den Ursprung des Sortierfehlers aufzudecken wurden dieselben Messdaten in einem zweidimensionalen Diagramm aufgetragen (Abbildung 3.3).

Aus dieser Darstellung entnimmt man, dass für Atompaare mit größeren Anfangsabständen als $10 \mu\text{m}$ der Endabstand für die meisten Paare $20 \mu\text{m}$ beträgt. Nach einer Analyse der Messdaten ergibt sich für diese Atompaare eine Sortier-Effizienz von $86\pm 2\%$. Diese Angabe berücksichtigt den Verlust eines der Atome, Fehler bei der Bestimmung der atomaren Anfangspositionen mit der Fitroutine und gelegentliche Sprünge der Atome obwohl alles andere scheinbar korrekt durchgeführt wurde. Die größten Effizienzeinbußen

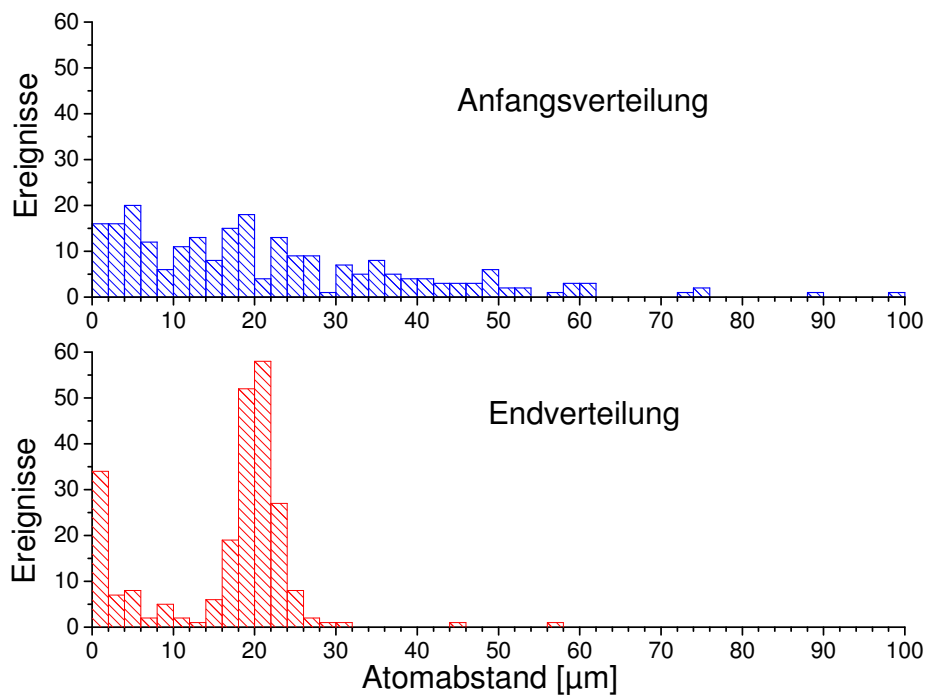


Abbildung 3.2: Messergebnisse zu der Abstandskontrolle. Das obere Histogramm zeigt die Verteilung der Atomabstände nach dem Umladen aus der MOT. Das untere Histogramm zeigt die Verteilung der Endabstände nachdem die Sortier-Sequenz auf das Atompaar angewendet wurde.

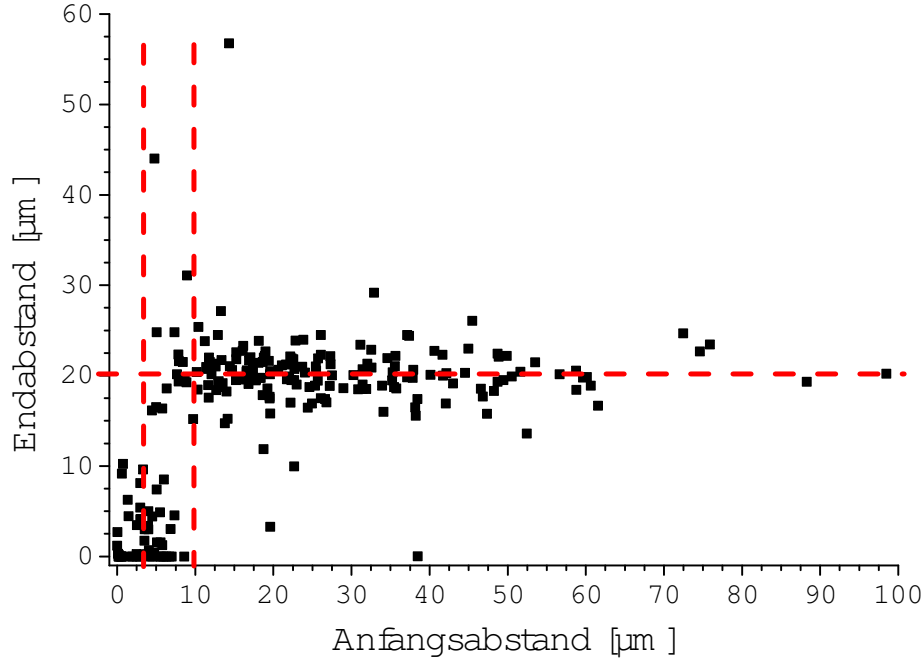


Abbildung 3.3: Dieselben Messdaten wie in Abbildung 3.2. Jeder Punkt entspricht einem Atompaar. Auf der Abszisse lässt sich sein Anfangsabstand d_{init} ablesen, auf der Ordinate sein Endabstand d_{final} .

rühren zurzeit von den tatsächlichen Atomverlusten her. Rechnet man diese Ereignisse heraus so erhält man eine Effizienz von 94%.

Wenn man die Atompaare links von der 10 μm -Marke betrachtet entdeckt man die Ursache für den Peak bei dem Endabstand $d_{\text{final}}=0 \mu\text{m}$. Atompaare, deren Anfangspositionen näher als 4 μm zusammen lagen, befinden sich auch am Ende immer sehr nah beieinander. Zwischen 4 und 10 μm schließlich, klappt die Abstandskontrolle manchmal und manchmal nicht. Diese Verteilung lässt sich auf die Selektivität zurückführen, die angibt, ob zwei Atome mit gegebenem Abstand noch getrennt werden können.

Die vorgestellte Messung war der erste Versuch, die Abstandskontrolle zu messen. Seitdem wurden die einzelnen Vorgänge (Atom mit der VDT herausziehen und Atom mit der VDT positionieren) genauer untersucht, um die Limits der Sortier-Methode herauszufinden. Dabei gilt es zwei Größen zu optimieren:

1. Die Selektivität: Wie nah dürfen die Anfangsatompositionen der zwei Atome sein, so dass bei dem Sortiervorgang das erste mit 100% Effizienz herausgezogen wird und das andere mit Sicherheit unbeeinflusst bleibt?

2. Die Positioniergenauigkeit: Die Präzision der Abstandskontrolle setzt sich aus zwei Beiträgen zusammen: Die Endlage von Atom 1 hängt von der Positioniergenauigkeit der VDT ab. Atom 2 befindet sich immer in der horizontalen Falle und wird mit der Präzision eines zweimaligen Transports mit diesem Förderband positioniert.

Positioniergenauigkeit von Atom 2

Der Teilvorgang der Positionierung des zweiten Atoms mit der horizontalen Falle soll schon an dieser Stelle anhand der Abstandskontroll-Messung untersucht werden. Die Präzision des horizontalen Förderbandes ist in früheren Experimenten genauestens überprüft worden [Dot]. Für die Umsortierung eines Atompaars wird die HDT allerdings zweimal als Förderband benutzt. Es ist nicht bekannt wie unabhängig die Präzision der zwei einzelnen Transporte ist, und ob die Fehler deswegen quadratisch addiert werden können. Zwischen den beiden Transporten ist zudem noch eine Wartezeit vorhanden um das erste Atom mit der VDT herauszuziehen. Während dieser Zeit könnten leichte Driften der HDT die Endposition des zweiten Atoms beeinflussen. Insgesamt ergibt sich aus der vorangegangenen Messung eine Positioniergenauigkeit von $\sigma_{f,atom2}=0,40\pm 0,04 \mu\text{m}$.

In den folgenden Abschnitten werden die Experimente diskutiert, die sich mit der Optimierung der Selektivität und der Positioniergenauigkeit der VDT beschäftigen. Wie erwähnt gibt es zwei Methoden, die VDT als Pinzette zu benutzen: die 'axiale' und die 'radiale'.

3.2 Dipolfalle als 'axiale' Pinzette

Die hauptsächlich experimentellen Untersuchungen haben sich auf die 'axiale' Pinzette konzentriert. Beim Herausziehen mit dieser Methode üben die beiden Dipolfallen sehr unterschiedliche Kräfte auf ein Atom aus: die starke axiale Kraft der Pinzette muss nur die schwache radiale Kraft der Speicherfalle überwinden. Diese Tatsache versprach Aussicht auf Erfolg, und die Messung der Abstandskontrolle gab dem Recht.

3.2.1 Selektivität

Messung der Selektivität

Als erstes soll die Selektivität dieser Methode untersucht werden. Dazu wurde folgendes Experiment durchgeführt: Es wurden unterscheidbar viele Atome aus der MOT in die HDT geladen, deren Anfangsposition mit einem ersten Photo festgehalten wurde. Die Anfangspositionen waren zufällig über die Ausdehnung der MOT verteilt. Dann wurde die VDT mit einer definierten Potentialtiefe $U_{0,v}$ eingeschaltet und hat Atome in ihrem Einflussbereich von der Achse der Speicherfalle wegtransportiert. Jetzt musste die Pinzettenfalle nur noch ausgeschaltet werden, um die herausgegriffenen Atome freizulassen. Da der maximal mögliche Hub des Piezotisches (ca. $75 \mu\text{m}$) ausgenutzt wurde, konnten diese Atome nicht

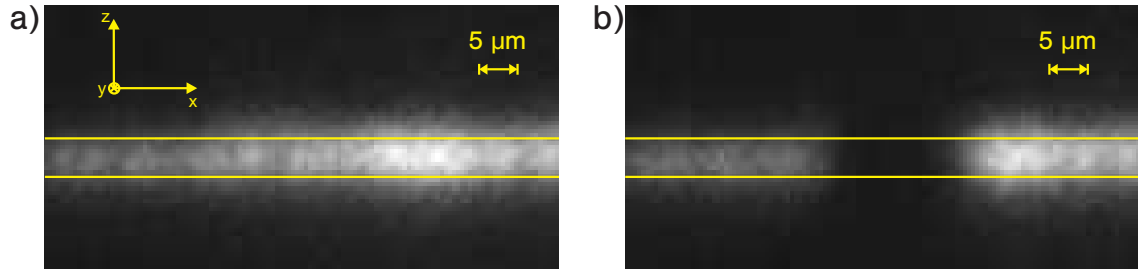


Abbildung 3.4: Zur Untersuchung der Selektivität wurden zwei Photos gemacht. Bild a) zeigt die aufsummierte Fluoreszenzverteilung von den Atomen in der HDT direkt nach dem Umladen aus der MOT. Bild b) ist die Fluoreszenzverteilung derselben Atome nachdem einige von ihnen mit der VDT herausgezogen wurden.

mehr von der horizontalen Falle wieder eingefangen werden. Die in der HDT verbliebenen Atome wurden nochmals photographiert. Dieser Vorgang wurde ständig wiederholt, bis eine ausreichende Anzahl von Bilderpaaren (vorher/nachher) aufgesammelt war, um eine verlässliche statistische Aussage zu machen.

Zur Auswertung wurden jeweils alle ersten Bilder und alle zweiten Bilder aufaddiert. Die Fluoreszenz-Verteilung in den zwei aufsummierten Bildern entspricht genau der Atomverteilung (Abb. 3.4). Aus dem Verhältnis der Fluoreszenz nachher zu der Fluoreszenz vorher erhält man eine Information über die Wahrscheinlichkeit W_{bleib} . Diese gibt an, ob ein Atom in der horizontalen Falle verbleibt ($W_{\text{bleib}}=1$) oder von der VDT herausgezogen wird ($W_{\text{bleib}}=0$).

Um das Signal-zu-Rauschen-Verhältnis zu verbessern wird dazu nur ein Streifen entlang der horizontalen Dipolfalle betrachtet. Es wird dann über die z -Richtung aufsummiert, da nur eine Positionsinformation entlang der horizontalen x -Achse benötigt wird. Um eine Angabe über das Untergrund-Rauschen zu bekommen wird das gleiche für einen Streifen der gleichen Breite am Rand des Photos gemacht. Das Untergrund-Rauschen wird anschließend von dem Signal subtrahiert.

Auf diese Weise extrahiert man aus beiden Photos (vorher/nachher) die Information über die Atomverteilung. Jetzt muss nur noch das Verhältnis gebildet werden. Repräsentativ für alle anderen Messdaten sind drei Resultate in den Graphen 3.5 abgebildet. Alle drei Messungen wurden mit derselben horizontalen Fallentiefe $U_{0,h}=2,1$ mK durchgeführt. Variiert wurde die Tiefe $U_{0,v}$ der vertikalen Dipolfalle. Die Strahldurchmesser ($w_{o,h}=19$ μm und $w_{o,v}=11,5$ μm) und die Wellenlängen ($\lambda_h=1,064$ μm und $\lambda_v=1,03$ μm) der beiden Fallen sind mit der Konstruktion festgelegt und können nicht experimentell variiert werden.

Die Abszisse der Graphen gibt die Position auf der horizontalen Fallenachse in μm an. Die vertikale Fallenachse schneidet diese bei 0. Auf der Ordinate kann die Wahrscheinlichkeit $W_{\text{bleib}}(x)$ abgelesen werden. Wie heuristisch erwartet vergrößert sich der Einflussbereich mit der Tiefe der vertikalen Falle.

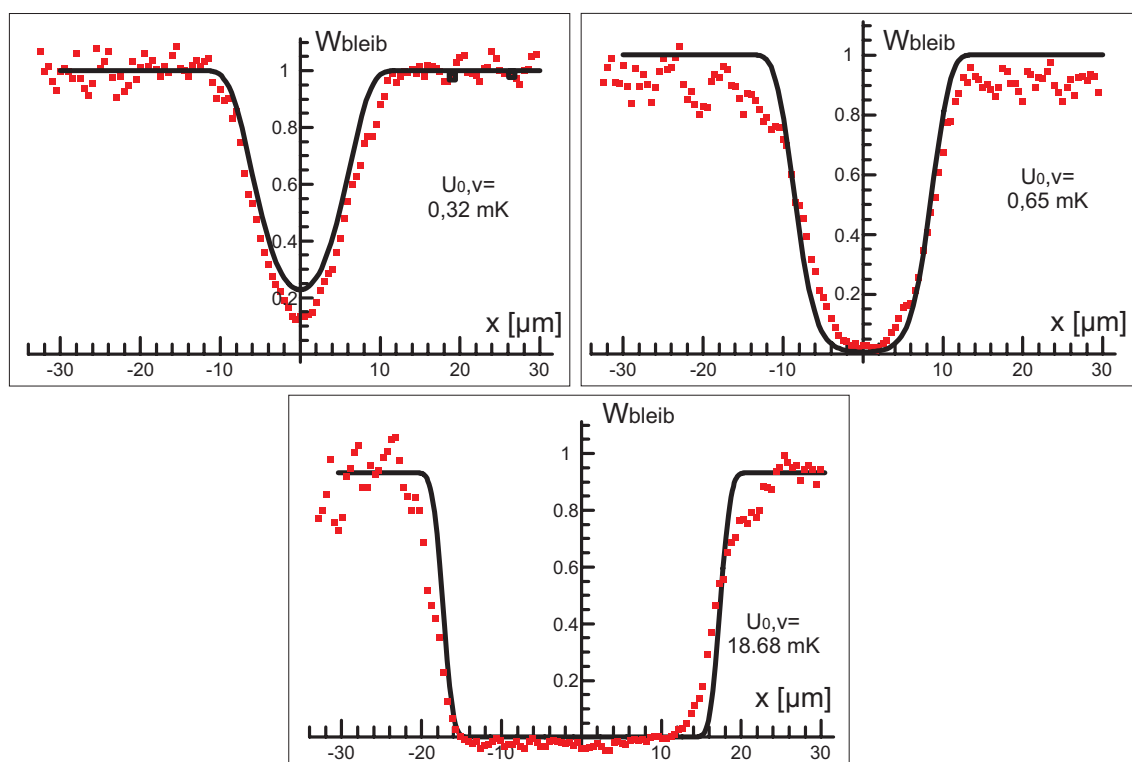


Abbildung 3.5: Messungen (Quadrate) der Wahrscheinlichkeit W_{bleib} , dass Atome nicht mit der 'axialen' Pinzette herausgezogen werden, sondern in der HDT verbleiben. Die drei Graphen zeigen Messdaten für drei verschiedene Fallentiefen der VDT $U_{0,v}$ bei konstant gehaltener Tiefe der HDT $U_{0,h}$. Die durchgezogenen Fit-Kurven stammen aus dem weiter unten erklärten Modell.

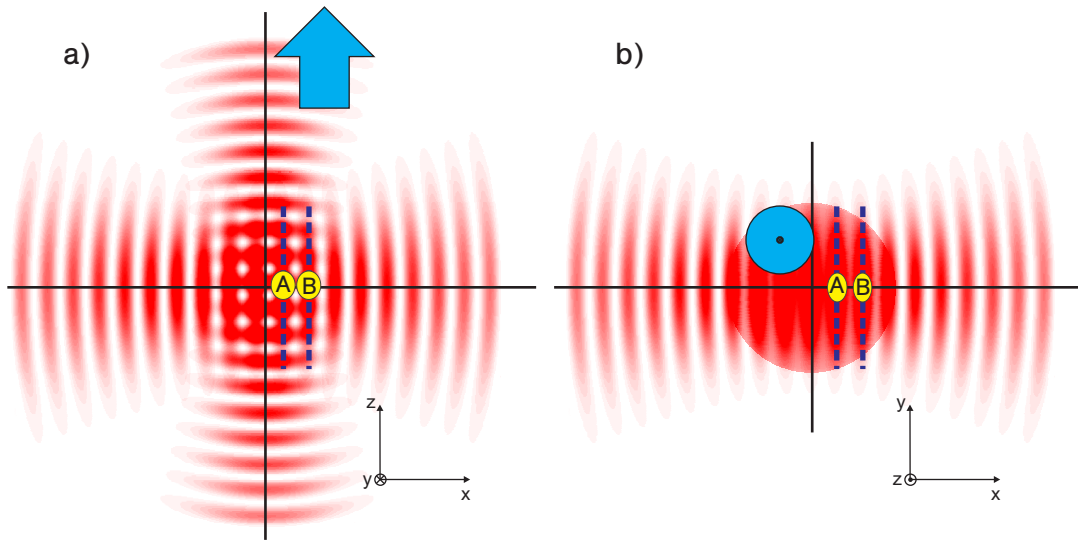


Abbildung 3.6: Zwei Stehwellen-Dipolfallen kreuzen sich. In a) ist das Potential in der $y=0$ -Ebene dargestellt. b) zeigt dasselbe Potential, aber in der $z=0$ -Ebene.

Die durchgezogenen Kurven stammen aus einem Modell, mit dem die Selektivität der 'axialen' Pinzette untersucht wurde. Dieses Modell wird im folgenden erklärt.

Modell der Selektivität

Das Potential von zwei sich überlagernden stehenden Wellen ist in der Abbildung 3.6 schematisch dargestellt. Teilbild (a) zeigt das Potential in der $y=0$ -Ebene, wo die Strahlachsen sich schneiden. In Teilbild (b) steht die vertikale Dipolfallenachse senkrecht auf der Papierebene. Es wird angenommen, dass die Atome immer in die positive z -Richtung herausgezogen werden, also aus der Papierebene heraus.

Wie in (b) angedeutet, sind die gefangenen Atome in der $y=0$ -Ebene lokalisiert, weil sich dort die lokalen Minima des Gesamt-Potentials befinden (siehe die radiale Aufenthaltswahrscheinlichkeit im Abschnitt 3.2.2). Daher wird das Problem vereinfacht in dieser Ebene untersucht.

Eine weitere Vereinfachung ergibt sich aus der Betrachtung des Teilbilds (a): Wenn die Potentialtaschen der vertikalen Falle sich entlang der z -Achse bewegen, und wenn diese tief genug sind (Atom A), transportieren sie die Atome mit. Es wird angenommen, dass die x -Position währenddessen durch die periodische Struktur der horizontalen Falle festgehalten wird. Erst wenn das Atom weit genug aus dem Einflussbereich der HDT entfernt wurde, beginnt es um die Achse der VDT herum zu oszillieren.

Weiter weg von der Pinzettenachse (Atom B) werden die Taschen der vertikale Falle, flacher bis sie keine Atome mehr mittransportieren können. Die periodische Struktur der

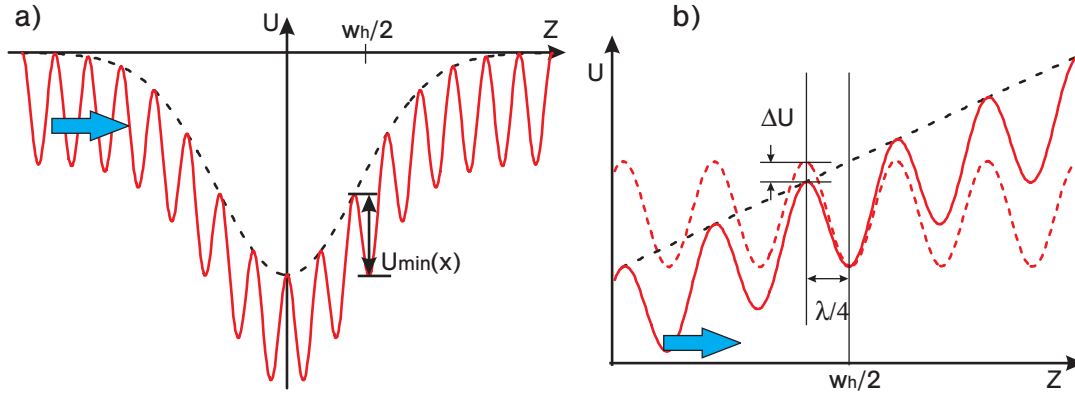


Abbildung 3.7: a) Schematische Darstellung des Potentials entlang einer zur z -Richtung parallelen Achse. Die gestrichelte Kurve ist die Einhüllende des horizontalen Fallenpotentials. b) Ein Ausschnitt aus dem Potential in a) an der steilsten Stelle der Einhüllenden.

horizontalen Falle verhindert dabei ein Näherrutschen an die vertikale Fallenachse.

Diese Überlegungen legen eine eindimensionale Betrachtungsweise nahe: Während die vertikale Falle das Atom in die z -Richtung transportiert, hält die horizontale Falle die x -Position konstant. Die Entscheidung, ob ein Atom mit dem Abstand x von der VDT-Achse herausgezogen werden kann, hängt nach dieser Annahme nur von dem Potentialverlauf entlang einer vertikalen Achse durch x ab. Einen solchen eindimensionalen Verlauf entlang der z -Achse bei einer konstanten x -Position zeigt Abbildung 3.7(a).

Die gestrichelte Kurve ist die Einhüllende des Potentials der horizontalen Falle. Da sich das Atom immer in einer Potentialtasche der horizontalen Falle befindet, kann ihre periodische Struktur ignoriert werden. Die durchgezogene Linie stellt die Summe aus dieser Einhüllenden und der Stehwellen-Form der vertikalen Falle dar. Dieses Stehwellen-Muster bewegt sich in die z -Richtung. Es kann immer dann ein Atom aus dem Einflussbereich der horizontalen Falle befördern, wenn die minimale Taschentiefe $U_{\min}(x)$ tiefer ist, als die Temperatur des Atoms E_{atom} . Jeder x -Position lässt sich somit eine Grenztemperatur zuweisen:

$$E_{\text{atom,max}}(x) \equiv U_{\min}(x) . \quad (3.1)$$

Nur kältere Atome werden an dieser Stelle x herausgezogen, heißere Atome bleiben in der horizontalen Speicherfalle sitzen.

Es gilt nun, den Verlauf $U_{\min}(x)$ entlang der x -Achse auszurechnen. Weil immer nur ein Ausschnitt betrachtet wird, der klein gegen die Rayleigh-Längen der zwei Fallen ist, bietet es sich an, die Potentiale durch folgende Gleichungen zu nähern:

$$\begin{aligned} U_h(x, y, z) &= U_{0,h} \exp\left(-\frac{2(y^2 + z^2)}{w_h^2}\right) \frac{1}{2} \left(1 + \cos\left(2\frac{2\pi}{\lambda_h}x\right)\right) \\ U_v(x, y, z) &= U_{0,v} \exp\left(-\frac{2(x^2 + y^2)}{w_v^2}\right) \frac{1}{2} \left(1 + \cos\left(2\frac{2\pi}{\lambda_v}z\right)\right) . \end{aligned} \quad (3.2)$$

Jede Funktion stellt eine ebene Welle dar, die radial durch ein Gaußprofil begrenzt wird.

In der Abbildung 3.7(a) ist zu erkennen, dass die kritische z -Position diejenige sein wird, an der die Hülle der horizontalen Falle ihren steilsten Punkt hat. Für die oben angegebene Potentialfunktion befindet er sich an der stelle $z = \frac{w_h}{2}$, und die Steigung an dieser Stelle beträgt $\partial_z U_h(x, 0, \frac{w_h}{2}) = \frac{2U_{0,h}}{w_h} \exp(-\frac{1}{2})$.

Da die Taschenbreite $\frac{\lambda_v}{2}$ viel kleiner ist als die Strahlbreite w_h , kann die Taschentiefe $U_{\min}(x)$ aus einer linearen Näherung berechnet werden (Abb. 3.7(b)). Die Differenz ΔU zu der ungestörten Fallentiefe kann ganz einfach aus der Steigung der Einhüllenden mal die halbe Taschenbreite $\frac{\lambda_v}{4}$ errechnet werden und ergibt:

$$\begin{aligned} U_{\min}(x) &\approx U_v(x, 0, 0) - \frac{\lambda}{4} \partial_z U_h(0, 0, \frac{w_h}{2}) \\ &\quad \times \Theta \left(U(x, 0, 0) - \frac{\lambda}{4} \partial_z U_h(0, 0, \frac{w_h}{2}) \right) \\ &= U_{0,v} \exp\left(-\frac{2x^2}{w_v^2}\right) - \frac{\lambda U_{0,h}}{2w_h} \exp\left(-\frac{1}{2}\right) \\ &\quad \times \Theta \left(U_{0,v} \exp\left(-\frac{2x^2}{w_v^2}\right) - \frac{\lambda U_{0,h}}{2w_h} \exp\left(-\frac{1}{2}\right) \right). \end{aligned} \quad (3.3)$$

Im wesentlichen entspricht $U_{\min}(x)$ dem radialen Profil der vertikalen Dipolfalle, es wird nur ein konstanter Betrag subtrahiert. Die Heaviside-Funktion Θ verhindert nur das auftreten unphysikalischer negativer Potentialtiefen.

In Abbildung 3.8(a) ist der Verlauf der minimalen Potentialtiefe $U_{\min}(x)$ entlang der horizontalen Achse aufgetragen. Für eine scharf definierte Atomtemperatur E_{atom} lässt sich ein genauer Bereich definieren, in dem die minimale Taschentiefe $U_{\min}(x)$ tiefer als diese Temperatur ist. Daraus kann man direkt eine Kastenfunktion der Breite $x_{\text{raus}}(E_{\text{atom}})$ ableiten, die die Wahrscheinlichkeit $W_{\text{bleib}}(x)$ angibt, ob dieses Atom herausgezogen wird oder in der Speicherfalle verbleibt (Abb. 3.8(b)).

Experimentell lassen sich die beiden Fallentiefen $U_{0,h}$ und $U_{0,v}$ variieren. Beide beeinflussen den Verlauf $U_{\min}(x)$ und damit die Breite $x_{\text{raus}}(E_{\text{atom}})$ des Einflussbereiches.

Die Atome im Experiment haben selbstverständlich nicht alle dieselbe Temperatur E_{atom} , weswegen eine Boltzmann-Temperaturverteilung bei der mittleren Temperatur \hat{T} angenommen wird. Dabei wird vorausgesetzt, dass sich das Potential einer Tasche gut durch das harmonische Potential nähern lässt:

$$V_B(E_{\text{atom}}, \hat{T}) = \frac{E_{\text{atom}}^2}{2k_B^3 \hat{T}^3} \exp\left(-\frac{E_{\text{atom}}}{k_B \hat{T}}\right). \quad (3.4)$$

Im Vergleich zu einer Boltzmann-Verteilung im freien Raum, muss für ein harmonisches Potential eine Gewichtung mit der Zustandsdichte erfolgen [Alt].

Als Resultat sollte wieder eine kastenähnliche Funktion entlang der x -Achse herauskommen, mit welcher ein Atom aus der horizontalen Falle herausgezogen wird. Die Funktion 3.3

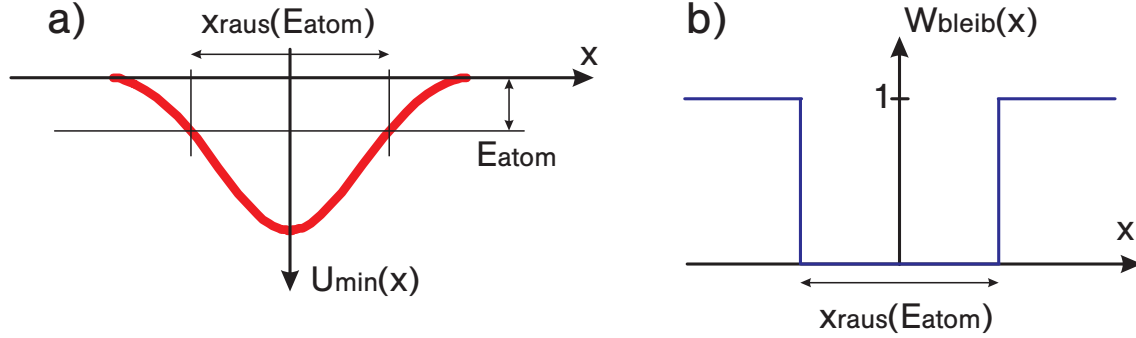


Abbildung 3.8: a) Der Verlauf der minimalen Taschentiefe $U_{\min}(x)$. Für jede Atomtemperatur E_{atom} kann ein Bereich der Breite $x_{\text{raus}}(E_{\text{atom}})$ angegeben werden, in dem $U_{\min}(x)$ tiefer als E_{atom} ist. b) Der kastenförmige Wahrscheinlichkeitsverlauf $W_{\text{bleib}}(x)$ für eine definierte Atomtemperatur E_{atom} .

gibt für jedes x auf der Achse die Grenztemperatur $E_{\text{atom,max}}(x)$ an, bis zu welcher ein Atom noch herausgezogen wird. Das Integral über die Boltzmann-Verteilung bis zu einer Grenztemperatur gibt die Wahrscheinlichkeit dafür an, dass ein beliebiges Atom eine Temperatur kleiner als $E_{\text{atom,max}}(x)$ besitzt. Daraus lässt sich also die über die Temperaturverteilung gewichtete Wahrscheinlichkeit $W_{\text{raus}}(x)$ berechnen, dass Atome bei der Position x herausgezogen werden. Sie ist die komplementäre Wahrscheinlichkeit zu $W_{\text{bleib}}(x, \hat{T})$.

$$\begin{aligned}
 W_{\text{raus}}(x, \hat{T}) &= \int_0^{E_{\text{atom,max}}(x)} V_{\text{B}}(E_{\text{atom}}, \hat{T}) dE_{\text{atom}} \\
 &= 1 - \exp\left(-\frac{E_{\text{atom,max}}(x)}{\hat{T}}\right) \left[1 + \frac{E_{\text{atom,max}}(x)}{\hat{T}} + \frac{E_{\text{atom,max}}(x)^2}{2\hat{T}^2}\right] \\
 W_{\text{bleib}}(x, \hat{T}) &= 1 - W_{\text{raus}}(x, \hat{T}) .
 \end{aligned} \tag{3.5}$$

Wenn man laut Formel 3.1 das Ergebnis 3.3 in die obere Funktion einsetzt, ergibt sich eine Wahrscheinlichkeitsverteilung $W_{\text{bleib}}(x, \hat{T})$, wie sie in der Abbildung 3.5 als Anpassung an die Daten der Selektivitätsmessung benutzt wurde. Dazu wurden die experimentellen Messwerte für die Strahlradien ($w_{0,h}$ und $w_{0,v}$) und für die Fallentiefen ($U_{0,h}$ und $U_{0,v}$) eingesetzt. Der einzige unbekannte Parameter war die mittlere Atomtemperatur \hat{T} . Nachdem er auf $\hat{T}=70 \mu\text{K}$ gesetzt wurde, haben alle Fitkurven gleichzeitig zu den entsprechenden Messwerten gepasst. Es ist also eine Anpassung nach Augenmaß durchgeführt worden. Der benutzte Wert stimmt gut mit früheren Temperaturmessungen überein.

Da die Voraussagen der Modell-Funktion sehr gut mit den experimentellen Daten übereinstimmen, kann sie dazu benutzt werden, optimale Fallenparameter herauszufinden.

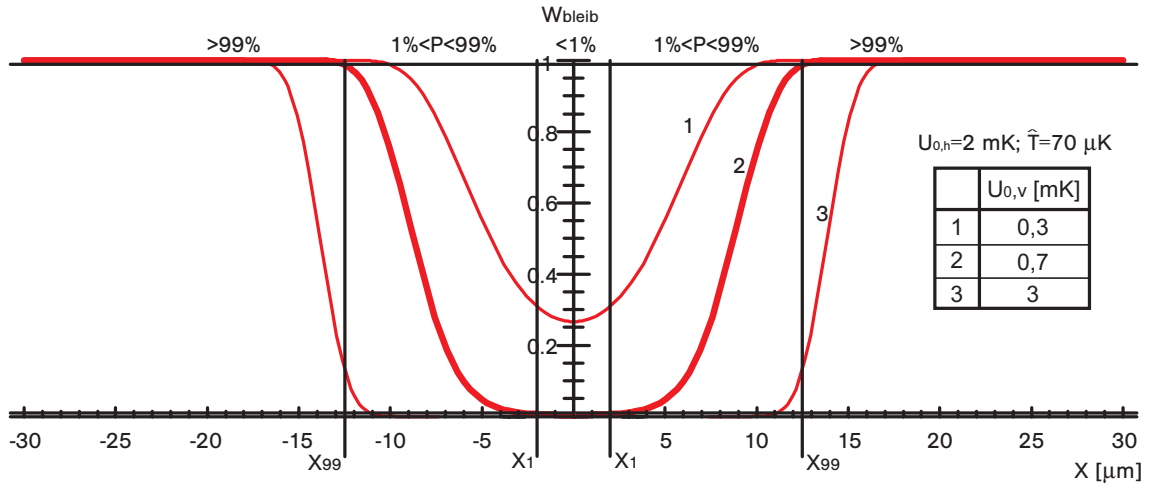


Abbildung 3.9: Die Wahrscheinlichkeit W_{bleib} für drei verschiedene Tiefen der vertikalen Dipolfalle.

Optimale Fallenparameter

Experimentell können nur $U_{0,h}$ und $U_{0,v}$ kontrolliert variiert werden, weil dazu nur die Laserleistung für die beiden Fallen variiert werden muss. Für $U_{0,h}$ können Tiefen bis zu 3 mK eingestellt werden, für $U_{0,v}$ sogar bis zu einigen 10 mK.

Der Parameter \hat{T} kann experimentell nicht kontrolliert variiert werden, jedoch besitzt sein Wert einen großen Einfluss auf die Wahrscheinlichkeitsverteilung W_{bleib} . Um die experimentellen Daten besser interpretieren zu können, wurde daher auch \hat{T} als Variable untersucht. Typische experimentelle Werte liegen zwischen $50 \mu\text{K}$ und $150 \mu\text{K}$.

In dem Graphen 3.9 wurde $W_{\text{bleib}}(x, \hat{T})$ für $\hat{T}=70 \mu\text{K}$ und für $U_{0,h}=2 \text{ mK}$ geplottet. Wie angegeben entsprechen die drei Kurven drei verschiedenen Werten für $U_{0,v}$. Die Achse der Pinzettenfalle geht durch $x = 0$.

Zur qualitativen Auswertung werden für die fett gedruckte Beispielkurve drei Bereiche definiert. Ist die Entfernung eines Atoms von der Pinzettenachse kleiner als x_1 , ist die Effizienz für das Rausziehen größer als 99%. Ein Atom, dessen Position außerhalb der Grenzen $\pm x_{99}$ liegt, bleibt dagegen mit sehr hoher Wahrscheinlichkeit unangetastet in der HDT gespeichert. Zwischen x_1 und x_{99} liegt schließlich ein Bereich, in dem nicht mit absoluter Gewissheit gesagt werden kann, was mit einem gegebenen Atom passiert. Es soll versucht werden, die Breite dieses Bereichs zu minimieren. Die Breite des Bereiches mit dem sicheren Rausziehen (x_1) soll dabei ihren Wert beibehalten. Er soll einen für das Experiment praktischen Betrag besitzen. Das bedeutet, dass er so minimal wie möglich gewählt werden soll, aber gleichzeitig Robustheit gegen verschiedene Fluktuationen bieten soll. Dazu zählt zuallererst die Positioniergenauigkeit des horizontalen Förderbandes, wenn es ein Atom auf die Achse der vertikalen Dipolfalle platziert. Aber auch Schwankungen der Achsenposition der vertikalen Falle oder die ihrer Potentialtiefe resultieren in

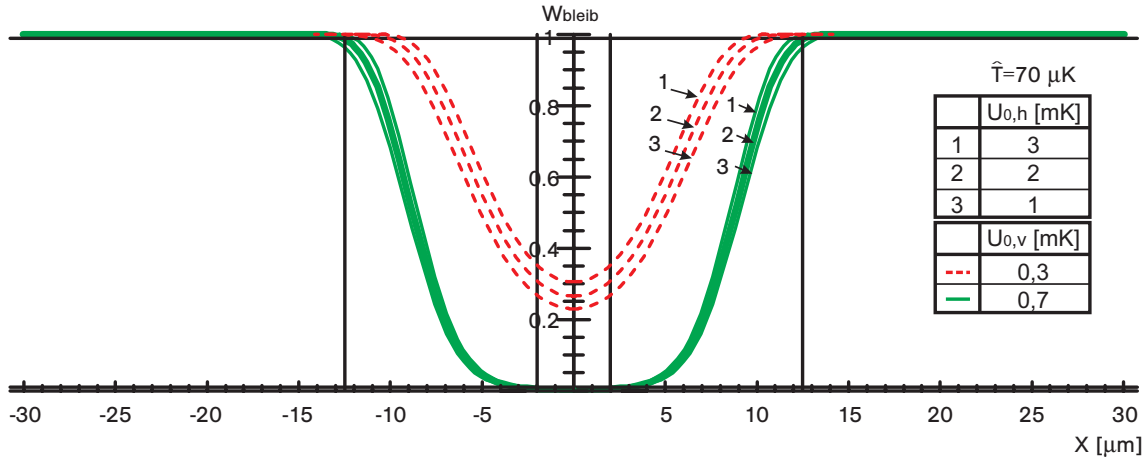


Abbildung 3.10: Die Wahrscheinlichkeit W_{bleib} für drei verschiedene Tiefen der horizontalen Dipolfalle. Die Atomtemperatur wurde konstant gehalten und für $U_{0,v}$ wurden zwei Werte verwendet (durchgezogene oder gestrichelte Kurven).

einer Verschiebung oder Breitenveränderung dieses sicheren Bereichs. Natürlich sind die Grenzen 1% und 99% willkürlich gewählt. Sie müssen den Ansprüchen an das Experiment angepasst werden.

Wie zu erkennen ist, reagiert die Wahrscheinlichkeitsverteilung, und damit die Pinzettenpräzision, sehr sensitiv auf Änderungen der Pinzettenstärke. Schon eine kleine Reduktion der Tiefe $U_{0,v}$ lässt den 'sicheren' Bereich mit der Breite $2x_1$ schrumpfen oder bringt ihn gar zum Verschwinden. Wenn $x_1=2 \mu\text{m}$ als robust angesehen wird, liegt der Wert für x_{99} bei $12,5 \mu\text{m}$, also in der Größenordnung des Strahlradius $w_{0,v}$.

Wie man der Abbildung 3.10 entnimmt, ist die Variation der Potentialtiefe der horizontalen Speicherfalle weit weniger kritisch. Für die dickere Beispielkurve ($\hat{T}=70 \mu\text{K}$; $U_{0,h}=2 \text{ mK}$ und $U_{0,v}=0,7 \text{ mK}$) ist die Verschiebung der Grenze des 'sicheren' Rauszieh-Bereichs x_1 vernachlässigbar. Selbst für den sensitiveren Wert $U_{0,v}=0,3 \text{ mK}$ (gestrichelte Kurven) ist die Änderung von $U_{0,h}$ nicht gravierend.

Um zu beantworten, wie stark die Breite $2x_1$ von den Variationen der Atomtemperatur bei festgehaltenen übrigen Parametern abhängt, wurde die Abbildung 3.11 geplottet. Wenn sich die Temperatur der dicken Beispielkurve signifikant anhebt verschwindet der 'sichere' Bereich völlig. Um am Limit der Präzision zu arbeiten ist es deswegen unerlässlich, die Atomtemperatur sehr gut zu kennen und vor allen Dingen zu verhindern, dass sie sich signifikant ändert.

Es gilt nun, Wertepaare $(U_{0,h}, U_{0,v})$ zu finden, die eine Erhöhung der Pinzettenpräzision bewirken. Das Kriterium ist ein konstanter Wert für x_1 und eine Minimierung von x_{99} . Dabei soll der Betrag der mittleren Temperatur \hat{T} für alle Wertepaare gleich sein.

In der Abbildung 3.12 sind zwei Kurven für zwei solche Wertepaare eingezeichnet. Die

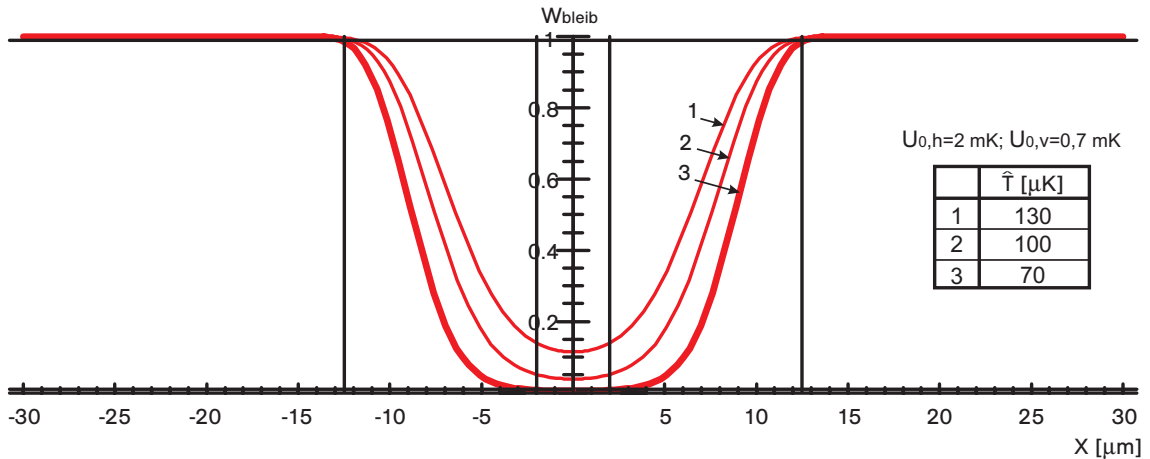


Abbildung 3.11: Die Wahrscheinlichkeit W_{bleib} für drei verschiedene mittlere Temperaturen \hat{T} .

durchgezogene Kurve stellt das Beispiel-Parameterpaar dar, was auch in den früheren Graphen benutzt wurde. Das sind die bisherigen typischen Messparameter. Mit den Fallenparametern der unterbrochenen Linie lässt sich fast eine Halbierung des Einflussbereiches der vertikalen Dipolfalle erreichen. Dazu müssen extreme Werte für die horizontale Falle benutzt werden.

Solche Fallentiefen lassen sich mit unserem Aufbau leider noch nicht erreichen. Für spätere Experimente ist ein Umbau geplant, nach dem der leistungsstärkere ELS-Disk-Laser zur Erzeugung der horizontalen Dipolfalle benutzt werden soll. Erst dann wird es möglich sein, die Selektivität auf diesem Weg zu verbessern. Ein Blick auf die Werte von $U_{0,v}$ lässt jedoch erkennen, dass dieser Verbesserungsvorschlag eine gute Stabilität der vertikalen Fallentiefe erfordert: schon eine kleine Variation kann den Wahrscheinlichkeitsverlauf stark verändern.

Zusammenfassend gesagt funktioniert das 'axiale' Herausziehen verlässlich, und es ist leicht eine Selektivität in der Größenordnung der vertikalen Strahlbreite $w_{0,v}$ zu erreichen. Eine Halbierung der Selektivitätsbreite ist durch Benutzung einer extrem tiefen Speicherfalle möglich, erfordert dann aber eine verstärkte Stabilisierung der Fallentiefen und der Atomtemperatur.

3.2.2 Positionierung mit der VDT

Nun soll die Frage beantwortet werden, wo das Limit bei der Positionierung eines Atoms auf der horizontalen Fallenachse mit einer 'axial' genutzten vertikalen Pinzette liegt. Anders gefragt: wie stark streut die Endposition eines Atoms um die vertikale Fallenachse, nachdem es in der horizontalen Speicherfalle abgeladen wurde.

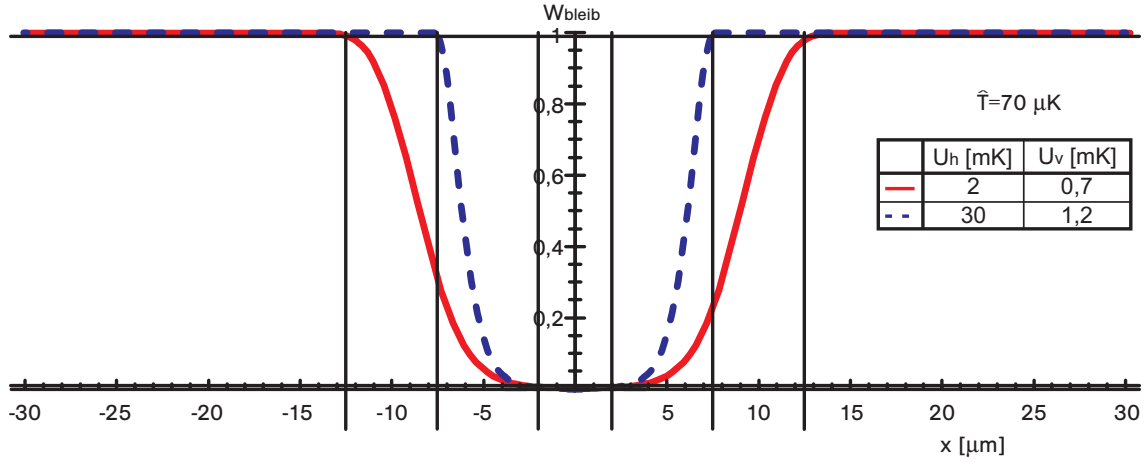


Abbildung 3.12: Die Selektivität für das 'axiale' Rausziehen kann durch extreme Werte für die Tiefe der horizontalen Falle $U_{0,h}$ verbessert werden (gestrichelte Kurve).

Messung der Positionierung

Genau dazu wurde wiederum ein separates Experiment durchgeführt. Ein Atom wurde in die HDT geladen, und mit einem ersten Photo wurde seine Position bestimmt. Diese Information diente nur dazu, das Atom mit dem horizontalen Förderband genau an die Position der vertikalen Achse zu positionieren. Anschließend wurde das Atom wie in einem Sortierexperiment (Abschnitt 3.1) aus der horizontalen Falle herausgezogen und nach kurzer Zeit wieder zurück platziert. Aus einem zweiten Photo wurde die Endposition bestimmt. Sie entspricht der Endposition des ersten Atoms $x_{f,atom1}$ in der Messung aus Abschnitt 3.1. Dieser Vorgang wurde oft wiederholt, um die Standardabweichung der Endposition $\sigma_{f,atom1}$ zu bestimmen.

Um eine Abhängigkeit der Positioniergenauigkeit $\sigma_{f,atom1}$ von der Tiefe der vertikalen Dipolfalle zu untersuchen, wurde die oben beschriebene Messung für verschiedene Werte von $U_{0,v}$ durchgeführt. In der Graphik 3.13 sind die Datenpunkte aus zwei verschiedenen Messreihen (Quadrate und Dreiecke) aufgetragen.

Die erste Messung, repräsentiert durch Quadrate, entspricht genau dem oben beschriebenen Vorgang des Positionierens. Sie ist demnach vergleichbar mit den Daten aus der Abstandskontroll-Messung. Die damalige Standardabweichung für den alleinigen Prozess der Positionierung war $\sigma_{f,atom1,abst}=1,9 \mu\text{m}$, was mit den Daten aus der separaten Messung relativ gut übereinstimmt.

Der Ablauf der zweiten Messung, repräsentiert durch Dreiecke, wurde leicht geändert. Nachdem das Atom aus der horizontalen Falle herausgezogen wurde, wurde die optische Melasse kurz eingeschaltet, um dieses Atom abzukühlen. Erst danach erfolgte der Rücktransport in die Speicherfalle und die Messung der Endposition. Auf diese Weise lässt sich die Genauigkeit der Positionierung mit der 'axialen' Pinzette auf $\sigma_{f,atom1}=0,55\pm 0,15 \mu\text{m}$

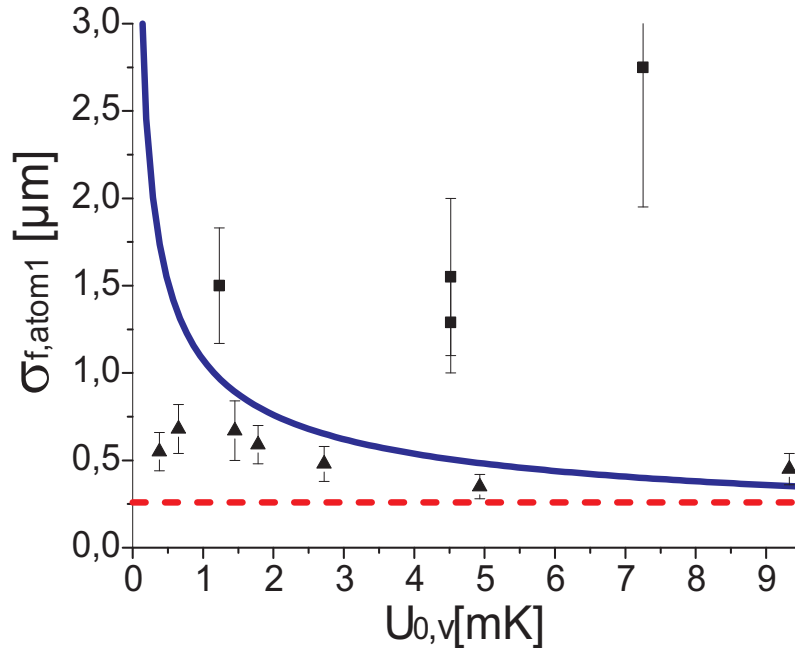


Abbildung 3.13: Positioniergenauigkeit mit der 'axialen' Pinzette in Abhängigkeit von der vertikalen Falltiefe. Die Quadrate repräsentieren die Messreihe mit einfacher Positionierung. Die Dreiecke gehören zu der Messung, in der Atome vor der Positionierung mit der Melasse abgekühlt wurden. Die unterbrochene Linie deutet die Fluktuationen die vertikalen Fallenachse an. Die durchgezogene Linie ist die Vorhersage eines Modells, was weiter unten erklärt wird.

verbessern. In einem $4\sigma_{f,atom1}$ -Bereich um die vertikale Fallenachse herum befinden sich somit nur etwa fünf Potentialtaschen der horizontalen Falle, in die das Atom gesetzt werden kann.

Die zwischendurch gekühlten Atome weisen eine deutlich kleinere Standardabweichung ihrer Endposition auf. Wenn man sie mit der Fluktuation der vertikalen Achsenposition vergleicht (unterbrochene waagerechte Linie in Abb. 3.13), wird deutlich, dass die Positioniergenauigkeit dieser Methode fast dieses technische Limit erreicht.

Nun muss geklärt werden, warum das Kühlen vor dem Positionieren überhaupt eine Verbesserung mit sich bringt. Wie bei der Entwicklung des Modells für das Positionieren im nächsten Abschnitt klar wird, ist die Streuung der Endpositionen abhängig von der mittleren Atomtemperatur \hat{T} : heißere Atome halten sich im Potential weiter außen auf.

Der einzige Prozess, bei dem die Atome signifikant Energie gewinnen können, ist das Rausziehen. Wenn sich ein Atom zwar nicht genau auf der vertikalen Pinzettenachse befand, aber trotzdem herausgezogen wurde, oszilliert es anschließend mit einer entsprechenden Amplitude um diese Achse herum (siehe Abbildung 3.6(b)). Die durch diesen Effekt ge-

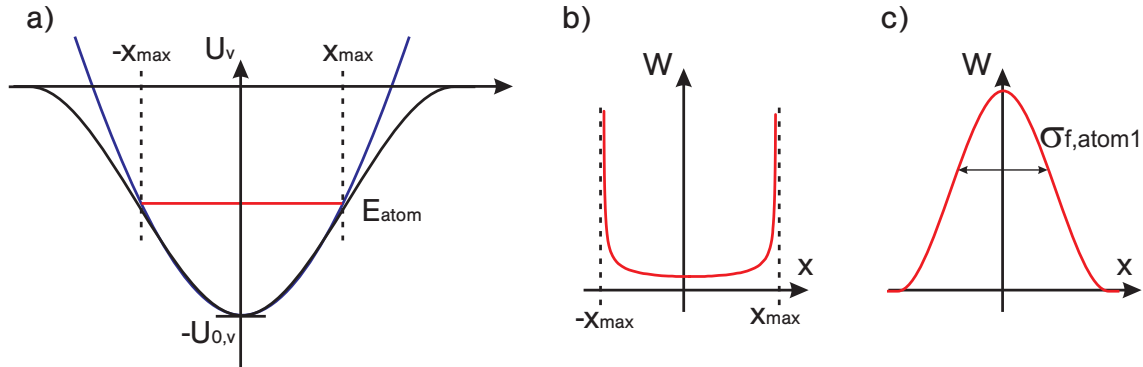


Abbildung 3.14: a) Eine harmonische Näherung des radialen Fallenprofils. b) Die Wahrscheinlichkeitsdichte für den radiale Aufenthalt eines Atoms mit scharf definierter Energie E_{atom} . c) Die über die Boltzmann-Energieverteilung gemittelte Wahrscheinlichkeitsdichte für den radialen Aufenthalt.

wonnene Energie wird bei der Kühlung mit der Melasse wieder abgeleitet, was in einer Verbesserung der Positioniergenauigkeit resultiert.

Modell der Positionierung

Um eine Abschätzung für die Streuung der Endposition beim Platzieren mit der VDT herzuleiten, wird die Aufenthaltswahrscheinlichkeit des Atoms in der vertikalen Dipolfalle betrachtet. Dabei ist nur die radiale Aufenthaltswahrscheinlichkeit in einer Potentialtasche von Bedeutung, also senkrecht zu der VDT-Achse. Und hier wiederum ist nur die Richtung parallel zu der horizontalen Fallenachse (x -Achse) interessant. Durch diese Überlegung reduziert sich die Untersuchung auf ein eindimensionales gaußförmiges Potential.

Wenn die Potentialtiefe $U_{0,v}$ groß gegen die Atomtemperatur E_{atom} ist, kann das gaußförmige Profil durch einen harmonischen Verlauf genähert werden (Abb. 3.14(a)):

$$\begin{aligned} U_v(x) &\approx -U_{0,v} + \frac{2U_{0,v}}{w_v^2} x^2 + O(x^4) \\ &=: -U_{0,v} + \frac{m_{\text{atom}} \omega_{v,\text{rad}}^2}{2} x^2 \end{aligned} \quad (3.6)$$

Dabei bedeutet m_{atom} die Masse des Cäsium-Atoms und $\omega_{v,\text{rad}}$ entspricht der radialen Oszillationsfrequenz in der vertikalen Dipolfalle.

Für ein Atom mit scharf definierter Energie E_{atom} in einem harmonischen Potential lässt sich klassisch eine scharf definierte maximale Auslenkung x_{max} berechnen:

$$x_{\text{max}} = \frac{w_v}{2} \sqrt{\frac{E_{\text{atom}}}{U_{0,v}}} . \quad (3.7)$$

Eine klassische Untersuchung ist dabei völlig ausreichend, da für typische experimentelle Atomtemperaturen die Anregungsquantenzahl im harmonischen Potential einige Hundert beträgt.

Wenn dieses Atom mit der Pinzette in die Speicherfalle hineintransportiert wird, kann es nur in diejenigen Taschen der Speicherfalle hineinfallen, die näher als x_{\max} an der Pinzettenachse liegen. Eine quantitative Aussage lässt sich nach einer Betrachtung der klassischen Wahrscheinlichkeitsdichte für den radialen Aufenthalt machen [Schw]:

$$\hat{W}_{\text{rad}}(x) = \frac{1}{\pi x_{\max} \sqrt{1 - (x/x_{\max})^2}}. \quad (3.8)$$

Der Graph dieser Funktion ist im Teilbild 3.14(b) abgebildet.

Im realen Experiment haben die Atome keine scharf definierten Energiewerte, weswegen wieder die Boltzmann-Energieverteilung angenommen wird. Diesmal muss allerdings die Formel für ein eindimensionales harmonisches Potential benutzt werden, da nur eine Positions-Projektion auf die horizontale Fallenachse relevant ist:

$$V_{\text{B,1D}}(x) = \frac{1}{k_{\text{B}} \hat{T}} \exp\left(-\frac{E_{\text{atom}}}{k_{\text{B}} \hat{T}}\right). \quad (3.9)$$

Wenn die Wahrscheinlichkeitsdichte aus Gl. 3.8 mit der Boltzmann-Verteilung als Gewicht gemittelt wird, ergibt sich eine gaußförmige Wahrscheinlichkeitsdichte für den radialen Aufenthalt (Teilbild 3.14(c)):

$$W_{\text{rad}}(x, \hat{T}) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma_{\text{f,atom1}}^2}} \exp\left(-\frac{x^2}{2\sigma_{\text{f,atom1}}^2}\right) \quad (3.10)$$

$$\sigma_{\text{f,atom1}} = \sqrt{\frac{k_{\text{B}} \hat{T} w_{0,v}^2}{8U_{0,v}}} \quad (3.11)$$

Unter der Annahme, dass während des Positionervorgangs die Aufenthaltswahrscheinlichkeit durch die periodische Struktur der horizontalen Dipolfalle 'eingefroren' wird, muss die Endposition $x_{\text{f,atom1}}$ dieselbe Verteilung 3.10 aufweisen. Insbesondere muss die Standardabweichung der Endposition $\sigma_{\text{f,atom1}}$ dieser Formel genügen.

Die durchgezogene Linie in Abbildung 3.13 ist der Verlauf der Funktion $\sigma_{\text{f,atom1}}(U_{0,v})$, der nach diesem Modell erwartet wird. Der benutzte Wert für $w_{0,v}$ ist $11,5 \mu\text{m}$ und für die mittlere Temperatur \hat{T} wurde der Wert $70 \mu\text{K}$ verwendet, wie er aus den Selektivitätsmessungen herausgekommen ist.

Wenn die Falltiefe viel größer als die mittlere Temperatur der Atome ist $U_{0,v} \gtrsim 10\hat{T}$, dann kann die oben eingeführte harmonische Näherung des Potentials benutzt werden. Sobald diese Bedingung erfüllt ist, sollten die Daten aus den Messreihen mit der Melassen-Kühlung vor der Positionierung (Dreiecke in Abb. 3.13) mit dieser theoretischen Vorhersage gut übereinstimmen.

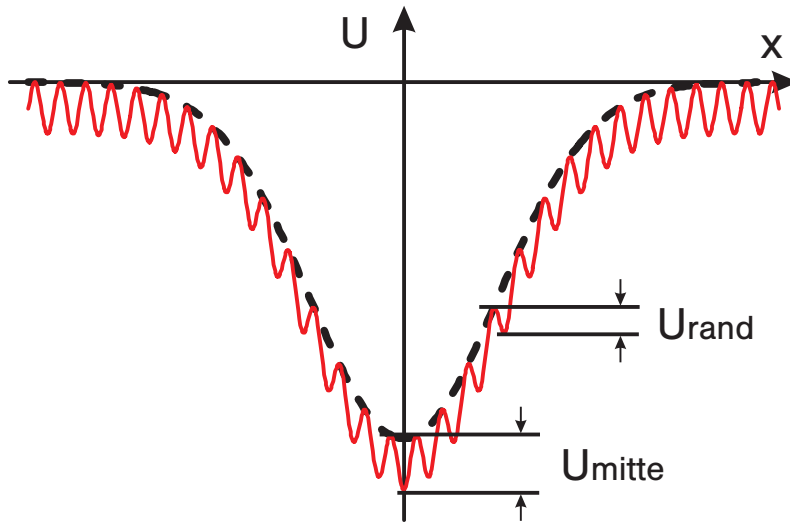


Abbildung 3.15: Beim adiabatischen Vorgang des Positionierens werden die Potentialtaschen der horizontalen Dipolfalle in der Nähe der vertikalen Fallenachse als erstes tief genug sein, um Atome zu speichern. Die unterbrochene Kurve deutet das radiale Profil der vertikalen Pinzettenfalle an.

Da dies nicht der Fall ist, scheint dieses Modell unvollständig zu sein. Der Grund dafür liegt wahrscheinlich darin, dass die Wahrscheinlichkeitsdichte für den radialen Aufenthalt eben nicht 'eingefroren' wird. Vielmehr muss der zeitliche Verlauf des Positioniervorgangs genauer modelliert werden. Laut Formel 3.6 ist die radiale Oszillationsfrequenz $\omega_{v,\text{rad}}$ für typische Fallenparameter größer als 7000 kHz. Die Gesamtzeit für den Transport des Atoms zurück zu der horizontalen Achse betrug jedoch 50 ms. Die schnellen Oszillationen des Atoms erlauben es ihm, den Prozess des Hineinschiebens in das periodische Stehwellenmuster der HDT zeitlich aufzulösen. Das Hineinschieben ist für das Atom ein adiabatischer Prozess.

Solche Überlegungen deuten auf eine Verbesserung der Positioniergenauigkeit gegenüber einem 'Einfrier'-Prozess. Das Atom landet mit einer höheren Wahrscheinlichkeit in den Potentialtaschen, die näher zu der vertikalen Pinzettenachse liegen. Wie aus der Abbildung 3.15 zu entnehmen ist, sind diese Taschen als erstes tief genug, um ein Atom mit einer gegebenen kinetischen Energie E_{atom} festzuhalten. Die gemessene Positioniergenauigkeit, die systematisch besser als die Vorhersage des einfachen Modells ist, deutet auf die Richtigkeit dieser Überlegungen hin.

Die Näherung durch das harmonische Potential versagt völlig, wenn die Atomtemperatur in der Größenordnung der Fallentiefe liegt $U_{0,v} \gtrsim \hat{T}$. Um gute Vorhersagen in diesem Fallenparameter-Bereich zu machen, muss die tatsächliche Gaußsche Potentialform untersucht werden. Allerdings müssen dann selbst zur Lösung der Bewegungsgleichung numerische Methoden verwendet werden.

Eine experimentelle Schwierigkeit bei der Positionier-Messung ist die fehlende Kontrolle über die Atomtemperatur \hat{T} . Es gibt zwei Prozesse, die für eine Abhängigkeit der Temperatur von der Tiefe der vertikalen Falle sorgen.

- Die Leistungsstabilität des Yb:YAG-Lasers der VDT ist von der Rückkopplung in den Resonator abhängig. Messungen mit tiefen Fallen erleiden dabei eine stärkere Rückkopplung (siehe Isolator in Abschnitt 2.2.1). Bis jetzt wurde jedoch nicht untersucht, wie groß die dadurch verursachte Heizrate ist.
- Im Fall der vorgekühlten Positionierung (Dreiecke in der Abb. 3.13) wurde erst gekühlt und dann die gewünschte Falltiefe für das Positionieren eingestellt. Die Änderung der Falltiefe sorgt dann aber für adiabatische Kühlung oder Heizung, je nach dem, ob die Falle tiefer oder flacher gemacht wurde [Alt3]. Die Größe dieses Effekts wurde jedoch bis jetzt nicht berechnet.

Insgesamt ergaben die Messungen für die Präzision der Positionierung mit der 'axialen' Pinzette unerwartet gute Ergebnisse. Zusammen mit der Positioniergenauigkeit durch zweimaligen Transport mit der HDT für das Atom 2 (Abschnitt 3.1), sollte nun eine Verbesserung der Präzision der Abstandskontrolle um einen Faktor zwei möglich sein.

Nun stellt sich die Frage, wie nah zwei Atome kontrolliert nebeneinandergesetzt werden können, wie klein darf also der gewünschte Atomabstand sein? An dieser Stelle kommt die Selektivität wieder ins Spiel: während ein Atom wieder zurück in die horizontale Falle transportiert wird, werden nahe an der vertikalen Achse liegende Atome gleichzeitig aus ihr herausgezogen. Aus dieser Fragestellung entstand die Idee eine alternative Pinzette-Technik zu untersuchen.

3.3 Dipolfalle als 'radiale' Pinzette

Eine zweite Methode, eine Dipolfalle als optische Pinzette zu nutzen, um Atome in einer anderen umzusortieren, bietet sich, wenn es möglich ist, die beiden Fallenachsen kontrolliert gegeneinander zu versetzen. Eine solche Situation ist in der Abbildung 3.16 angedeutet.

Positionierung

Nehmen wir an, dass die beiden Fallenachsen anfangs versetzt sind, sodass ihre Potentiale sich nicht beeinflussen. In der VDT sei ein gespeichertes Atom, was sich in der Höhe der HDT befindet. Wenn die VDT-Achse beginnt, sich der HDT-Achse zu nähern, so wird dieses Atom von der HDT eingesaugt, ohne dass benachbarte Atome herausgedrückt werden. Auf diese Weise eröffnet sich eine Möglichkeit Atome ganz eng nebeneinander zu setzen, und es kann sogar versucht werden Atome gezielt in dieselbe Potentialtasche der HDT zu platzieren.

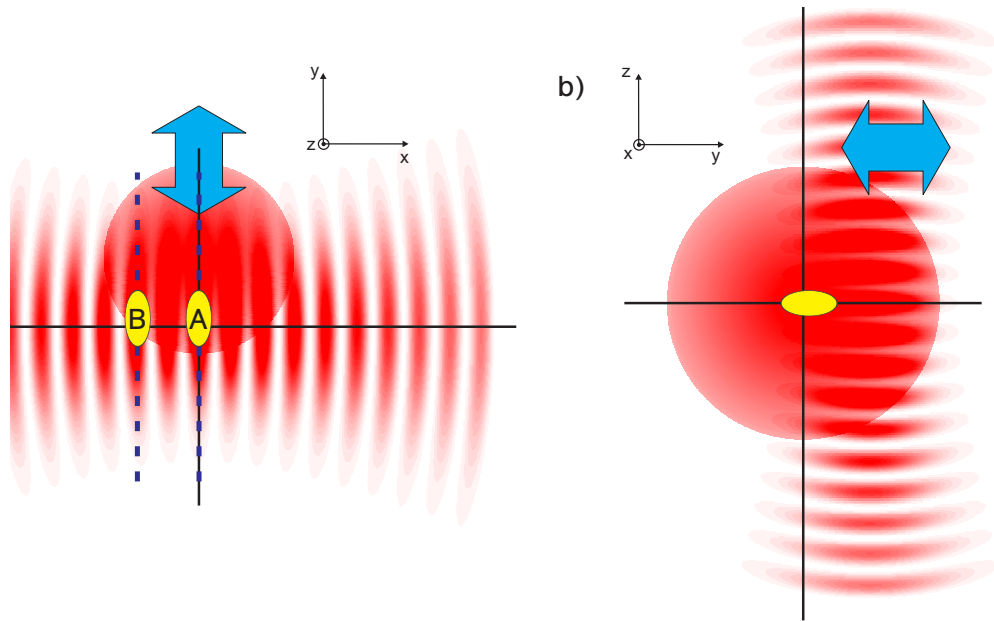


Abbildung 3.16: Zwei Dipolfallen mit versetzten Achsen aus verschiedenen Perspektiven. a) Die horizontale Falle läuft wie gehabt entlang der x -Achse. Die vertikale Fallenachse kommt aus der Papierebene heraus. Sie wurde parallel zu sich selber in die y -Richtung verschoben. b) Die horizontale Fallenachse kommt aus der Papierebene heraus. Die vertikale verläuft versetzt aber parallel zur z -Achse.

Die Positioniergenauigkeit kann mit dem gleichen Modell erklärt werden, wie die 'axiale' Positionierung. Für beide Techniken ist die radiale Aufenthaltswahrscheinlichkeit in der VDT von Bedeutung. Auch die experimentellen Ergebnisse stimmen innerhalb der Fehler für beide Methoden überein: $\sigma_{v,atom1,rad} = 0,63 \mu\text{m}$. Für die 'radiale' Positionierung wurde keine große Messreihe aufgenommen, es liegen nur Messdaten für zwei verschiedene Fallentiefen vor.

Entscheidend für die experimentelle Realisierung einer 'radialen' Pinzette sind die Spiegel SP1 und SP2 (siehe Abbildung 2.3). Über die Kontrollspannung an den eingebauten Piezokristallen, können diese sehr präzise berührungsfrei gekippt werden. Experimentell günstiger konnten entsprechende Spiegel im optischen Aufbau der HDT verwendet werden um die horizontale Fallenachse zu bewegen (es kommt nur auf die Relativbewegung an). Hier ist der Abstand der Spiegel von dem Fokus etwas größer. Die Verkippung eines Spiegels um einen gewissen Winkel resultiert damit in einem größeren Hub: die beiden Achsen können weiter voneinander bewegt werden.

Experimentell wurde nur ein erster Versuch unternommen, diese Technik einzusetzen. Es stehen deshalb noch keine weiteren quantitativen Messdaten zu Transportweite, und Transportreproduzierbarkeit zur Verfügung.

Selektivität

Die Analyse des Rausziehvorgangs ist in der physikalischen Argumentation dem schon beschriebenen Modell der 'axialen' Selektivität genau gleich (Abschnitt 3.2.1). Jedoch muss noch erklärt werden, wie sich auch in diesem Fall ein einfacheres eindimensionales Modell herleiten lässt.

Wieder wird untersucht, wie groß der Bereich entlang der Speicherfallenachse ist, aus dem Atome bei gegebenen Fallenparametern mit der radialen Pinzette herausgezogen werden können. Wieder besteht die Aufgabe darin, für eine feste Position x auf der HDT-Achse die maximale Atomtemperatur $E_{\text{atom,max}}$ auszurechnen, bis zu welcher Atome an der Position x herausgezogen werden können. Dann kann man erneut annehmen, dass Atome mit kleinerer Temperatur, mit der VDT mitbewegt werden und deswegen herausgezogen werden. Heißere Atome rutschen dagegen zurück in die Speicherfalle und folgen nicht der Bewegung der Pinzette.

Es lohnt sich als erstes zu überlegen, wie das 3D-System auf ein eindimensionales Problem reduziert werden kann. Die beiden schematischen Darstellungen in der Abbildung 3.16 zeigen die Ebenen $z = 0$ im Teilbild a) und $x = 0$ im Teilbild b). Die Divergenz der Stehwellen kann an dieser Stelle vernachlässigt werden, weil nur Längenskalen untersucht werden, die viel kleiner sind als die Rayleigh-Länge der Gaußstrahlen. Die zwei Dipolfallenpotentiale werden somit sehr gut durch die Ausdrücke 3.2 beschrieben.

Im Teilbild 3.16(b) ist der Umladevorgang beim Hinzuschalten der vertikalen Dipolfalle veranschaulicht. Wie in den Positionier-Messungen erklärt, ist die Streuung der Endposition vernachlässigbar gegenüber dem Strahldurchmesser. Es wird daher angenommen, dass das Modell hinreichend genau bleibt, wenn nur die $z=0$ -Ebene betrachtet wird. Den Potentialverlauf in dieser Ebene zeigt das Teilbild a).

Die Abbildung 3.16(a) erinnert daran, dass während ein Atom mit der Pinzette in die y -Richtung transportiert wird, seine x -Position von der periodischen Struktur der horizontalen Falle festgehalten wird. Das liefert nun die gewünschte Vereinfachung auf ein 1D-Problem. In der Abbildung 3.17 ist der 1D-Potentialverlauf entlang zweier zur VDT-Achse parallelen Geraden dargestellt. Das Atom A in Teilbild a) befindet sich direkt auf der VDT-Achse und spürt deshalb die volle Tiefe $U_{0,v}$. Etwas weiter weg von der VDT-Achse spürt das Atom B ein flacheres bewegtes Potential. Hier ist die Grenztemperatur $E_{\text{atom,max}}(x)$, die die Atome haben dürfen, um herausgezogen zu werden, niedriger.

Es gilt nur eine kleine Zwischenhürde zu überwinden: weil eine Überlagerung aus zwei Gaußfunktionen keine analytische Lösung für die Position der lokalen Extrema zulässt, muss die Berechnung numerisch geschehen. Da die Breiten beider Potentialtöpfe diesmal in der selben Größenordnung liegen, kann auch keine analytische Näherung benutzt werden, wie dies für die 'axiale' Pinzette der Fall war.

Sobald jedoch für eine x -Position ein numerischer Wert für die minimale bewegte Potentialtiefe $U_{\text{min}}(x)$ ausgerechnet wurde, hat man nach Formel 3.1 auch die Grenztemperatur, bis zu welcher Atome an dieser Position von der Pinzette noch mittransportiert werden

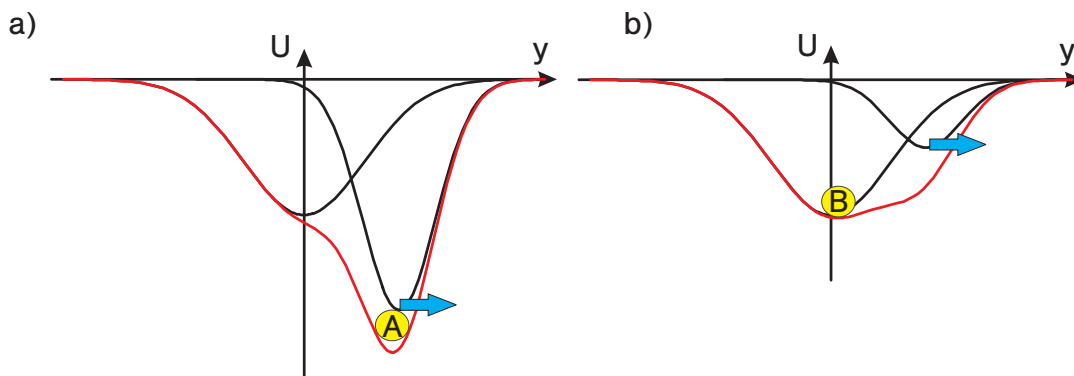


Abbildung 3.17: Die beiden Teilbilder stellen die entsprechenden Potentialverläufe entlang der y -Richtung zu der Abbildung 3.16(a) dar.

können. Man braucht nur noch über die nach Boltzmann verteilten (Gl. 3.4) Temperaturen zu integrieren, und es kommt die Wahrscheinlichkeit $P_{\text{raus}}(x)$ heraus. Wie in Gleichung. 3.5 berechnet man schließlich die komplementäre Funktion $P_{\text{bleib}}(x)$, die für jeden x -Wert die Wahrscheinlichkeit angibt, dass Atome nicht mit der Pinzette herausgezogen werden, sondern in der horizontalen Falle sitzen bleiben.

Vergleich von 'radialer' und 'axialer' Pinzette

In der Abbildung 3.18 sind Funktionen der Selektivität $W_{\text{bleib}}(x)$ für 'axial' und 'radial' genutzte Pinzetten dargestellt. Wegen der numerischen Berechnung sind es nur numerische Punkte im Fall der 'radialen' Pinzette. Erst nach dieser Untersuchung hat sich herausgestellt, dass eine 'radial' genutzte vertikale Dipolfalle eine verbesserte Selektivität bietet. Selbst für leicht erreichbare experimentelle Fallenparameter (Quadrate) ergibt sich eine voraussichtliche Erhöhung der Präzision um den Faktor 2. Wenn die Fallenparameter extremere Werte annehmen (Dreiecke), ergibt sich sogar eine nochmals steilere Flanke der Selektivität.

Es gibt noch einen weiteren Unterschied im Vergleich zu der axialen Pinzette: Weil nun die radialen Kräfte der beiden Fallen miteinander konkurrieren, wirkt sich die Variation der zwei Fallentiefen nun gleich stark auf die Funktion $W_{\text{bleib}}(x)$ aus. Um deutliche Veränderungen zu sehen reicht es allerdings nicht mehr aus, die Tiefen um 0.1 mK zu variieren (vgl. Abb. 3.9). Die Variationen müssen eine Größenordnung stärker sein, um signifikanten Einfluss hervorzurufen. Bei gleichen Leistungs-Fluktuationen der benutzten Laser wie im axialen Fall, sollte die 'radiale' Falle bei verbesserter Selektivität robuster arbeiten, d.h. die Grenzen x_1 für den sicheren Rausziehbereich und x_{99} für den gesamten Einflussbereich sollten geringeren Fluktuationen unterworfen sein.

Eine experimentelle Überprüfung dieser Voraussagen ist geplant.

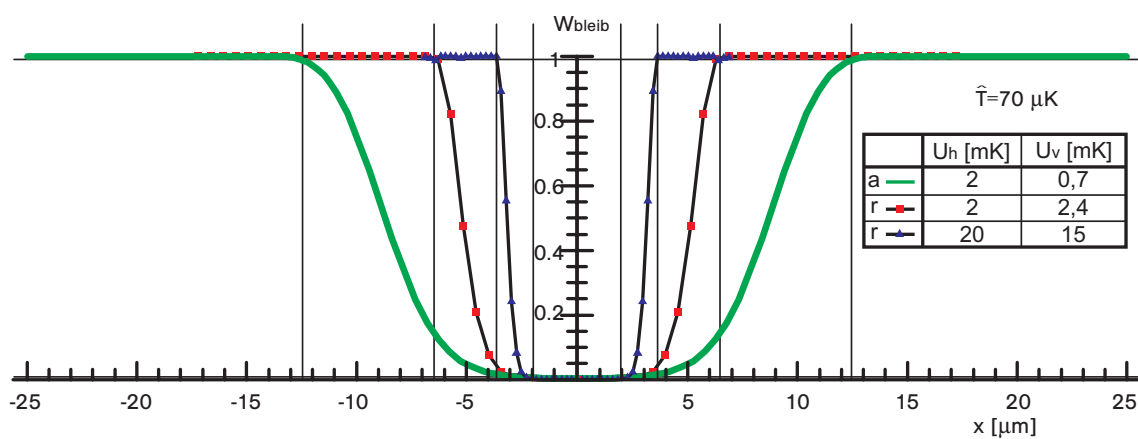


Abbildung 3.18: Ein Vergleich der Selektivität der 'radialen' (numerische Punkte) und der 'axialen' Pinzette (durchgezogene Linie)

Zusammenfassung und Ausblick

Während meiner Diplomarbeit habe ich daran mitgewirkt, den bestehenden experimentellen Aufbau durch eine zweite, vertikale Dipolfalle zu erweitern. Sie weist genauso wie die horizontale Falle eine Stehwellenstruktur auf und wird dazu benutzt, Atome entlang ihrer Achse zu transportieren. Die beiden Dipolfallen kreuzen sich in ihren Strahltaillen in einem rechten Winkel und funktionieren unabhängig voneinander als Förderband für neutrale Atome. Diese Konfiguration erlaubt es, eine Kette aus Atomen, welche in der horizontalen Dipolfalle gespeichert ist, mithilfe der vertikalen Falle umzusortieren bzw. sie regelmäßig anzuordnen.

Der Zweck der vertikalen Dipolfalle ist es, ein Atom gezielt aus der restlichen Kette zu greifen und herauszuziehen. Anschließend wird es mit der größtmöglichen Präzision an einer anderen Stelle der horizontalen Dipolfalle positioniert. Das Ziel beim Design und bei der Konstruktion ist es deshalb gewesen, der vertikalen Dipolfalle eine möglichst schmale Strahltaille zu verleihen. Sie ist die Voraussetzung für eine gute Selektivität und eine genaue Positionierung.

Mit der fertiggestellten Dipolfalle wurden Atome in der horizontalen Falle in ihrer Reihenfolge vertauscht, und es wurde der Abstand zwischen den Atomen kontrolliert. Die Limits der einzelnen Vorgänge (Herausziehen und Positionieren) wurden sie in separaten Experimenten untersucht.

Um ein genaueres Verständnis der Vorgänge zu bekommen, habe ich ein Modell dazu entwickelt. Darin wird das Dipolfallenpotential als klassisches konservatives Potential betrachtet. Da es im Fall der Selektivität sehr gut mit den experimentellen Messdaten übereinstimmt, kann es nun dazu benutzt werden, quantitative Voraussagen über die optimalen Fallenparameter zu machen.

Insbesondere wurde mit diesem Modell eine alternative Pinzetten-Technik simuliert: Die vertikale Falle als Pinzette in 'radialer' Richtung verspricht eine Verbesserungen der Selektivität um einen Faktor zwei. Mit dieser Methode könnte man also eine geordnete Atomkette mit sehr engen Abständen präparieren.

Die experimentell erreichte Positioniergenauigkeit der beiden Techniken ist annähernd gleich und erstaunlich hoch. Diese Präzision kann dazu ausgenutzt werden, Atome kontrolliert in dieselbe Potentialtasche zu setzen. Zur experimentellen Realisierung dieses Experiments ist nur die 'radiale' Pinzette geeignet, da sie beim Positionieren eines Atoms

keine bereits in der horizontalen Falle sitzenden Atome herausdrücken kann. Auf diese Weise können Untersuchungen der Wechselwirkung zwischen neutralen Atomen über Stöße gemacht werden.

In angehenden Experimenten wird es darum gehen, kohärente Wechselwirkung zwischen den Atomen herzustellen. Dazu sollen sie in einen optischen Hoch-Finesse-Resonator hineingebracht werden. Über den kohärenten Austausch eines Photons soll auf diese Weise eine Kopplung zwischen zwei neutralen Atomen hergestellt werden [Pel]. Mit Hilfe der vertikalen Dipolfalle ist es möglich, Atompaare oder ganze Atomketten mit genau präpariertem Abstand zu erzeugen. Die Wechselwirkungsstärke zwischen zwei benachbarten Atomen in dem Resonator würde somit reproduzierbar sein.

Ein weitere Methode zur Implementierung von kohärenter Wechselwirkung sind kontrollierte kalte Stöße. Sie könnten mit Dipolfallen, die einen zustandsabhängigen Transport erlauben, verwirklicht werden [Man]. Wenn dazu eine regelmäßig angeordnete Atomkette verwendet wird, können auf diese Weise hochgradig verschränkte Cluster-Zustände generiert werden [Bri, Jak].

Eine Dipolfalle, die als Werkzeug dazu benutzt wird, eine regelmäßig angeordnete Atomkette in einer anderen Dipolfalle zu formen, kann damit sehr nützlich für weitere Experimente mit einzelnen neutralen Atomen sein.

Literaturverzeichnis

- [Alt] W. Alt, D. Schrader, S. Kuhr, M. Müller, V. Gomer, D. Meschede (2003): *Single atoms in a standing-wave dipole trap*, Phys. Rev. A **67**, 033403
- [Alt2] W. Alt (2002), *An objective lens for efficient fluorescence detection of single atoms*, Optik **113**, 142
- [Alt3] W. Alt (2004), *Optical control of single neutral Atoms*, Dr. Arbeit, Universität Bonn
http://hss.ulb.uni-bonn.de/diss_online/
- [Bin] G. Binnig, H. Rohre (1999): *In touch with atoms*, Rev. Mod. Phys. **71**, S324
- [Bri] H.J. Briegel *et al* (2000), J. Mod. Opt. **47**, 415
- [Chu] S. Chu, E.L. Raab, M. Prentiss, Alex Cable, D.E. Pritchard (1987): *Trapping of neutral sodium atoms with radiation pressure*, PRL **59**, 2631
- [Dem] W. Demtröder (2004): *Experimentalphysik 2 (Elektrizität und Optik)*, Springer
- [Dot] I. Dotsenko, W. Alt, S. Kuhr, D. Schrader, M. Müller, Y. Miroshnychenko, V. Gomer, A. Rauschenbeutel, D. Meschede (2005): *Nanometric position control of single trapped neutral atoms*, eingereicht, verfügbar unter [arXiv:quant-ph/0411062](https://arxiv.org/abs/quant-ph/0411062)
- [Gri] R. Grimm, M. Weidemüller, Y. Ovchinnikov (2002): *Optical dipole traps for neutral atoms*, Adv. At. Mol. Opt. Phys. **42**, 95
- [Gut] G. R. Guthöhrlein, M. Keller, K. Hayasaka, W. Lange, H. Walther (2001): *A single ion as a nanoscopic probe of an optical field*, Nature **414**, 49
- [Hae] T.W. Hänsch, A.L. Schawlow (1975): *Cooling of gases by laser radiation*, Opt. Commun. **13**, 68
- [Hau] D. Haubrich, H. Schadwinkel, F. Strauch, B. Ueberholz, R. Wynands, Dieter Meschede (1996): *Observation of individual neutral atoms in magnetic and magneto-optical traps*, Europhys. Lett **34**, 663
- [Jak] D. Jaksch *et al* (1999), Phys. Rev. Lett. **82**, 1975

- [Khu] M. Khudaverdyan, W. Alt, I. Dotsenko, L. Förster, S. Kuhr, D. Meschede, Y. Miroshnychenko, D. Schrader, A. Rauschenbeutel (2005): *Adiabatic quantumstate manipulation of single trapped atoms*, Phys. Rev. A **71**, 031404(R)
- [Kuh] S. Kuhr (2003): *A controlled quantum system of individual neutral atoms.*, Dr. Arbeit, Universität Bonn, http://hss.ulb.uni-bonn.de/diss_online/
- [Kuh2] S. Kuhr, W. Alt, D. Schrader, M. Müller, V. Gomer, D. Meschede (2001): *Deterministic delivery of a single atom*, Science **293**, 278
- [Kuh3] S. Kuhr, W. Alt, D. Schrader, I. Dotsenko, Y. Miroshnychenko, W. Rosenfeld, M. Khudaverdyan, V. Gomer, A. Rauschenbeutel, D. Meschede (2003): *Coherence properties and quantum state transportation in an optical conveyor belt*, Phys. Rev. Lett. **91**, 213002
- [Man] O. Mandel, M. Greiner, A. Widera, T. Rom, T.W. Hänsch, I. Bloch (2003): *Coherent transport of neutral atoms in spin-dependent optical lattice potentials*, Phys. Rev. Lett. **91**, 010407-1
- [Mes] D. Meschede (2004): *Optics, Light and Lasers*, Wiley-VCH
- [Pel] T. Pellizari, S.A. Gardiner, J.I. Cirac, P. Zoller (1995): *Decoherence, Continuous Observation and Quantum Computing: A Cavity QED Model*, Phys. Rev. Lett. **75**, 3788
- [Schr] D. Schrader (2004): *A neutral atom quantum register*, Dr. Arbeit, Universität Bonn, http://hss.ulb.uni-bonn.de/diss_online/
- [Schr2] D. Schrader, I. Dotsenko, M. Khudaverdyan, Y. Miroshnychenko, A. Rauschenbeutel, D. Meschede (2004): *Neutral atom quantum register*, Phys. Rev. Lett. **93**, 150501
- [Schw] F. Schwabl (2002): *Quantenmechanik*, Springer