Ein quasi-zweidimensionales Gas ultrakalter Argonatome vor einer Oberfläche

Dissertation

zur Erlangung des akademisc hen Grades des
Doktors der Naturwissenschaften
(Dr. rer. nat.)
an der Universität Konstanz
Fakultät für Physik

vorgelegt von
Harald Gauck

Konstanz, im Mai 1999

Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurde ein quasi-zweidimensionales Gas ultrakalter Argonatome vor einer Oberfläche realisiert. Unter einem quasi-zweidimensionalen Gas von Atomen wird ein System verstanden, in dem die Schwerpunktsbewegung der Atome in einer Dimension stark eingeschränkt, in den beiden verbleibenden Dimensionen hingegen frei ist.
Es wurde ein einzelner Intensitätsbauch oder -knoten in einer weit gegenüber der atomaren Resonanzfrequenz verstimmten, stehenden optischen Lichtwelle selektiv mit lasergekühlten metastabilen Argonatomen besetzt. Dieser Potentialtopf, der analog zur klassischen Lichtoptik als ein Wellenleiter für Atome zu verstehen ist, befindet sich weniger als 1 μm von einer reflektierenden Oberfläche entfernt. Die gefangenen Atome, für deren Bewegung in der zur Oberfläche normalen Richtung nur wenige gebundene Zustände zur Verfügung stehen, bilden ein quasi-zweidimensionales Gas.
Der Wellenleiter wird aus einer an einem evaneszenten Potential reflektierten Atomwolke geladen, die vorher in einer magneto-optischen Falle präpariert wurde. Bei der Annäherung an die Oberfläche werden die Atome abgebremst und orts- sowie geschwindigkeitsselektiv in einem evaneszenten Lichtfeld durch optisches Pumpen zum größten Teil in einen einzelnen Potentialtopf nahe der Oberfläche transferiert. Durch den Lademechanismus findet eine räumliche Kompression des atomaren Ensembles statt, die im Experiment zu einer Dichteerhöhung um zwei Größenordnungen führte.
Zum Nachweis der aus dem Wellenleiter freigesetzten Atome konnte auf einen Detektor zurückgegriffen werden, der den zeitlich und räumlich aufgelösten Nachweis erlaubt.
Der Lademechanismus, bestehend aus Reflexion der Atome, Transfer in einen zweiten metastabilen Zustand und Speicherung dieses Zustands im Wellenleiter, wurde schrittweise untersucht. Die Ladeparameter wurden variiert, und die Ergebnisse wurden mit einer Monte-Carlo-Simulation verglichen.
Es konnte gezeigt werden, daß die Lebensdauer der Atome im Wellenleiter für kleine rote Verstimmungen der stehenden optischen Lichtwelle durch Photonenstreuung begrenzt ist; für große rote Verstimmungen ist die Lebensdauer hingegen mit Tunnelverlusten erklärbar. Im Fall blauer Verstimmung des Fallenlasers liegt kein transversaler Einschluß der Atome vor, und die Verluste erklären sich aus einer ballistischen Expansion der Atome.
Die Zahl der gespeicherten Atome konnte durch Kalibrierung des Atomdetektors gewonnen werden und liegt bei 1×10^3. Indem der oberflächennächste Potentialtopf selektiv angesprochen wurde, konnte nachgewiesen werden, daß mindestens 75% der Atome in diesem Potentialtopf gespeichert werden, so daß das gespeicherte Gas aus Argonatomen tatsächlich als quasi-zweidimensional angesehen werden kann.

Inhaltsverzeichnis

1 Einleitung **1**

2 Übersicht über das experimentelle Schema **7**

3 Theorie der Atom-Licht-Wechselwirkung und experimentelle Konzepte **11**

3.1 Lichtkräfte im *dressed atom*-Bild . . . 11
3.1.1 Das *dressed atom*-Modell . . . 11
3.1.2 Adiabatizität der Zustandsentwicklung . . . 14
3.1.3 Dipolkraft . . . 15
3.1.4 Spontane Emission . . . 16
3.1.5 Streukraft . . . 17
3.2 Laserkühlung und Atomfallen . . . 18
3.2.1 Optische Melasse . . . 18
3.2.2 Magneto-optische Falle . . . 20
3.2.3 Sub-Doppler-Kühlung . . . 22
3.3 Evaneszente Lichtfelder und Atom-Oberflächen-Wechselwirkung . . . 22
3.3.1 Feldüberhöhung durch Anregung von Oberflächenplasmonen . . . 24
3.3.2 Van-der-Waals- und Casimir-Polder-Wechselwirkung . . . 26
3.4 Argon . . . 28
3.4.1 Auszug aus dem Termschema . . . 28
3.4.2 Metastabiles Argon in der Atomoptik . . . 30
3.5 Das optische Potential des Wellenleiters . . . 32
3.5.1 Das optische Potential auf dem offenen Übergang . . . 32
3.5.2 Der Einfluß der Atom-Oberflächen-Wechselwirkung . . . 33
3.5.3 Adiabatizität der Zustandsentwicklung . . . 34
3.5.4 Photonenstreuung auf dem offenen Übergang . . . 35
3.5.5 Tunnelverluste . . . 36
3.6 Monte-Carlo-Simulation des Ladeprozesses . . . 36

4 Apparative Aufbauten **41**

4.1 Atomstrahlapparatur und Lasersystem . . . 41
4.1.1 Atomstrahlapparatur . . . 42
4.1.2 Lasersystem . . . 44
4.2 Atomstrahlkollimation . . . 48
4.2.1 Prinzip der Atomstrahlkollimation . . . 48
4.2.2 Lasersystem und optischer Aufbau . . . 50
4.2.3 Simulationen zum Kollimationsschema . . . 54

4.2.4 Experimentelle Ergebnisse und Diskussion 58
4.3 CCD-Kamerasystem 61
4.3.1 Kamerasystem und Steuerprogramm 61
4.3.2 Kalibrierung der Kamera 62
4.3.3 Dichte- und Temperaturmessung 64
4.4 Orts- und zeitauflösender Atomdetektor 64
4.4.1 Konversion metastabiler Argonatome 66
4.4.2 Kalibrierung der Längenskala 66
4.4.3 Nachweiseffizienz des Detektionssystems 67
4.5 Präparation und Charakterisierung dünner Metallschichten 69

5 Experimentelle Ergebnisse zum Wellenleiter für Atome 73
5.1 Der Ladeprozeß des Wellenleiters 73
5.1.1 Magneto-optische Falle und Melassenkühlung 73
5.1.2 Der Reflexionsprozeß 74
5.1.3 Der Transferprozeß 82
5.1.4 Das optische Potential des Wellenleiters 86
5.1.5 Variation von Reflexions- und Transferlaserintensität 88
5.2 Charakterisierung des im Wellenleiter gespeicherten atomaren Gases 90
5.2.1 Lebensdauern 90
5.2.2 Zeitaufgelöste Flugzeitspektren und Atomzahlbestimmung 92
5.2.3 Selektivität des Ladevorganges 95
5.2.4 Atomzahldichte im Wellenleiter 99
5.3 Diskussion 102
5.3.1 Ladeeffizienz 102
5.3.2 Energieverteilung im Wellenleiter 103

6 Ausblick 105
6.1 Ein Reservoir zum kontinuierlichen Laden des Wellenleiters 105
6.2 Eine laserartige Quelle für Atome 108
6.3 Integrierte Atomoptik 111

A ATR-Spektren von Oberflächenplasmonen 113

B Streulichtcharakteristik 115

C Lade- und Entladevorgang der MOT 117

Literaturverzeichnis 119

Kapitel 1

Einleitung

Das Gebiet der Atomoptik, in dem — in Umkehrung der klassischen Optik — Materie mit Licht manipuliert wird, wurde vor 30 Jahren durch die Entwicklung des Lasers angestoßen. Erst mit dieser neuartigen Lichtquelle hoher Monochromasie und spektraler Energiedichte wurde die Manipulation von Atomstrahlen ermöglicht. Ein Vorläufer der Atomoptik in diesem Sinne ist das Experiment von Frisch [1], dem es bereits 1933 gelang, einen Natrium-Atomstrahl durch resonantes Licht abzulenken. Es ist seither gelungen, viele Elemente der klassischen Optik wie Spiegel, Linsen und Strahlteiler für Atomstrahlen zu realisieren [2].

Vor über 10 Jahren wurde mit den ersten Demonstrationen von Laserkühlung und Atomfallen [3] die Möglichkeit geschaffen, ultrakalte Atome zu produzieren und zu speichern. Herausragende Entwicklungen sind die optische Dipolfalle [4] und die magneto-optische Falle (MOT) [5]. Mit diesen Demonstrationen wurde eine neue Klasse von Experimenten möglich, bei denen lange Speicherzeiten und die geringe verbleibende Geschwindigkeit der Atome ausgenutzt werden können.

Vor vier Jahren gelang es erstmals, ein Bose-Einstein-Kondensat zu erzeugen [6]. Wie Einstein auf Grundlage von Boses Arbeiten vor 75 Jahren zeigte [7], kondensieren Bosonen in einen gemeinsamen Quantenzustand, wenn der interatomare Abstand der Teilchen in einem dünnen Gas vergleichbar mit der thermischen de Broglie-Wellenlänge wird. Dieser experimentelle Erfolg markiert einen weiteren großen Schritt für die Atomoptik. Mit Bose-Einstein-Kondensaten sind wiederum neue Experimente möglich, die die Kohärenz der Atome nutzen.

Den Ausgangspunkt der bisher realisierten Kondensate bildet eine magneto-optische Falle, aus der zum Überwinden der letzten Größenordnungen in der Phasenraumdichte das Atomensemble in eine magnetische Falle umgeladen wird, in der Verdampfungskühlung [8] durchgeführt wird. Die einzige Ausnahme ist [9]: Dort wurde atomarer Wasserstoff aus einer kryogenen Umgebung unmittelbar in eine magnetische Falle geladen. Die höhere Flexibilität von Lichtfallen konnte erschlossen werden, indem ein Bose-Einstein-Kondensat nach der Erzeugung in einer magnetischen Falle in eine optische Dipolfalle transferiert wurde [10].

Vor kurzem ist es erstmals gelungen, einen quasi-kontinuierlichen Strahl von Atomen aus einem Kondensat auszukoppeln [11]. Vorher waren bereits gepulste Strahlen erzeugt worden [12, 13]. Diese Quellen kohärenter Atome können jedoch nicht kontinuierlich betrieben werden, da die einmal erzeugten Bose-Einstein-Kondensate nicht nachgeladen werden können und sich mit der Emission von Atomen erschöpfen. Mit diesen kohärenten Atomquellen wird nun in der Atomoptik der gleiche Schritt, der in der Optik mit der Einführung des

(gepulsten) Lasers als Lichtquelle getan wurde, zu einer Quelle mit vorher unerreichten Kohärenzeigenschaften getan. Mit einer solchen Atomquelle werden neue Experimente möglich, die die Kohärenzeigenschaften dieser Quelle ausnutzen.
Die Kondensation mit rein optischen Methoden wird derzeit durch Photonenreabsorption verhindert [14]. Laserkühlung beruht auf Zyklen gerichteter Absorption und isotroper Emission von zu kühlenden Atomen, durch die den Atomen Impuls entzogen wird. Mit der Dichte des atomaren Ensembles steigt auch die Wahrscheinlichkeit, daß ein spontan emittiertes Photon von einem anderen Atom reabsorbiert wird. Da das Atom bei der Reabsorption den Rückstoß des Photons aufnimmt, wirkt die Reabsorption als Heizmechanismus. Diese Mehrfachstreuung von Photonen limitiert derzeit die erreichbare Phasenraumdichte [15] und muß vermieden werden, wenn eine Kondensation mit optischen Mitteln erfolgreich sein soll.
Es werden derzeit drei Szenarien diskutiert, in denen die Photonenreabsorption unterdrückt werden kann. Zum einen ist im Grenzfall von nur zwei Atomen gezeigt worden [16], daß mit einer starken Reduktion der Reabsorption gerechnet werden kann, wenn die Oszillationsfrequenz Ω der in der Falle gespeicherten Atome in der Größenordnung der Rückstoßfrequenz liegt. Es ist jedoch unklar, wie sich die Reabsorption bei steigender Atomzahl und damit — wegen der Kleinheit der Falle — drastisch steigender Atomzahldichte entwickelt.
Eine weitere Möglichkeit liegt darin, im sog. *festina lente* Regime [17] zu arbeiten, das dadurch gekennzeichnet ist, daß die Fluoreszenzrate Γ der Atome wesentlich kleiner ist als die Oszillationsfrequenz Ω. In diesem Fall kann die Bewegung der Atome während des Reabsorptionsprozesses nicht vernachlässigt werden, und die Reabsorption wird unterdrückt. Die kleine Fluoreszenzrate Γ ist jedoch gleichbedeutend mit einer geringen Laderate der Falle, was zu experimentellen Schwierigkeiten führt.
Das dritte Szenario sieht vor, eine niedrige Dimension für die Falle zu wählen [18]. Hat die Falle ein- oder zweidimensionale Form, so können die Photonen entlang der eingeschränkten Dimensionen ohne Reabsorption entweichen.
Für die Kondensation in Lichtfallen spricht die höhere Flexibilität gegenüber magnetischen Fallen, vor allem aber kann die Verdampfungskühlung nur nahe dem thermodynamischen Gleichgewicht durchgeführt werden. In [19] wird die Möglichkeit diskutiert, ein Bose-Einstein-Kondensat im Gleichgewicht zu betreiben, indem Atome in die magnetische Falle nachgeladen werden. Mit optisch gespeicherten und gepumpten Systemen erscheint die Erreichung eines Fließgleichgewichtes möglich und damit die Realisierung einer kontinuierlich betriebenen laserartigen Quelle für Atome [20, 21, 22, 18, 23, 24, 25], die das Äquivalent zum Lichtlaser darstellt.
Nicht zuletzt wegen der Aussicht auf Kondensation mit rein optischen Mitteln besteht ein großes Interesse an Atomfallen niedriger Dimension. Lineare Wellenleiter für Atome, in denen die Schwerpunktsbewegung in zwei Dimensionen eingeschränkt ist, wurden demonstriert. Hierbei wurden Atome durch Hohlfasern transportiert, wobei das optische Potential von Lichtfeldern eingesetzt wurde, um die Atome von den Faserwänden fernzuhalten. Dies geschah entweder mit einem rotverstimmten Lichtfeld im hohlen Faserkern [26] oder mit einem im Fasermantel propagierenden blauen Lichtfeld [27, 28], dessen evaneszentes Feld in den Kern abfällt. Wegen der noch recht großen Durchmesser der Hohlkerne ($\geq$ einige μm) kann noch nicht von einer diskreten Modenstruktur gesprochen werden.
In den letzten Jahren wurden mehrere Vorschläge für zweidimensionale Atomfallen vor Oberflächen diskutiert [29, 30, 18, 31, 32]. Für diese Experimente wurden evaneszente Lichtfelder eingesetzt, die auf dem evaneszenten Atomspiegel [33] basieren. Um einen evaneszenten Atomspiegel zu realisieren, wird das optische Potential des evaneszenten Feldes

ausgenutzt, das sich aufbaut, wenn ein Laserstrahl an einem Glas-Vakuum-Übergang totalreflektiert wird [34, 35, 36]. Das zur Atomreflexion eingesetzte evaneszente Feld kann überhöht werden durch Verwendung eines resonanten dielektrischen Lichtwellenleiters auf der Oberfläche [37] oder durch resonante Anregung von Oberflächenplasmonen in einer dünnen Metallschicht auf der Oberfläche [38, 39, 40]. Einen Überblick über evaneszente Atomspiegel und Anwendungen gibt [41].
Die Reflexion von paramagnetischen Atomen von einer periodisch magnetisierten Oberfläche wird in [42, 43] beschrieben. Die sinusförmig magnetisierte Oberfläche erzeugt dabei ein exponentiell abfallendes Magnetfeld. Eine diskrete Anordnung aus Permanentmagneten [44] bzw. lithographisch auf eine Oberfläche aufgebrachten stromdurchflossenen Drähten (sog. Mikroelektromagneten) [45, 46, 47] wurde ebenfalls zur Reflexion von Atomen eingesetzt.
Wenn es gelingt, die Reflexion von Atomen am optischen Potential eines evaneszenten Feldes bzw. vor einer magnetischen Oberfläche mit einem dissipativen Mechanismus auszustatten oder ein Reservoir kalter Atome in die Nähe der Oberfläche zu bringen, können zweidimensionale Fallen vor der Oberfläche geladen werden.
In [29] wird eine Falle vorgeschlagen, die aus zwei evaneszenten Feldern mit unterschiedlichen Abfallängen vor einem Dielektrikum aufgebaut wird. Eines dieser Felder ist rot, das andere blau gegenüber der atomaren Resonanz verstimmt, so daß die beiden Felder bei geeigneter Überlagerung von attraktivem und repulsivem Potential ein Morse-Potential formen. In dessen Potentialminimum können Atome gefangen werden. Für diese Falle wird in [30] ein Lademechanismus vorgeschlagen, der auf einem einzelnen Sisyphus-Kühlschritt beruht: Das Atom, das sich auf das evaneszente Feld zubewegt, befindet sich anfangs in einem dritten Zustand, gegenüber dem beide Felder blau verstimmt sind. In seinem klassischen Umkehrpunkt vor der Oberfläche wird es durch einen dort resonanten Raman-Prozeß in den gefangenen Zustand transferiert.
Eine andere Methode zur Kühlung in einem evaneszenten Feld beruht auf einem wiederholten Sisyphus-Mechanismus [48, 49, 50, 51]. Ein Atom mit einem angeregten Zustand und zwei Grundzuständen (z. B. ein Alkali-Atom mit hyperfeinaufgespaltenem Grundzustand) wird einem evaneszenten Feld ausgesetzt, das gegenüber beiden Übergängen blau verstimmt ist. Das Atom läuft in dem Zustand, der der Resonanz näher liegt, in das evaneszente Feld hinein. Durch die größere Nähe zur Resonanz ist die Atom-Licht-Wechselwirkung in diesem Zustand stärker als in dem anderen Grundzustand, entsprechend ist des repulsive Potential größer. Durch einen spontanen Emissionsakt kann das Atom in den weniger repulsiven Zustand übergehen und verliert dabei kinetische Energie. Wird das Atom nach dem Zurückspringen wieder in den ersten Zustand zurückgepumpt, kann der Prozeß beliebig oft wiederholt werden.
Mit diesem Kühlmechanismus wurde eine gravito-optische Oberflächenfalle aus einer MOT geladen [52]. Ein transversaler Einschluß erfolgte durch einen ringförmigen, blau verstimmten Laserstrahl. Die mittlere Höhe des von evaneszentem Feld und Gravitation eingeschlossenen Gases betrug ca. 20 μm. Ein Aufbau für die anschließende evaporative Kühlung durch Erniedrigung des evaneszenten Reflexionspotentials befindet sich in Vorbereitung [53].
Ein weiterer Vorschlag für eine zweidimensionale Falle befaßt sich mit der Speicherung paramagnetischer Atome vor einer magnetischen Oberfläche in einer sog. Zeeman-Effekt-Oberflächenfalle [32]. Im Breit-Rabi-Diagramm von Rb existiert ein magnetischer Unterzustand $F = 2, m_F = -2$, der sich für kleine Magnetfelder zunächst zu niedrigeren Energien verschiebt, bei größeren Magnetfeldern jedoch eine linear ansteigende Energieverschiebung erfährt. Bringt man ein Atom in diesem Zustand in ein exponentiell abfallendes Magnetfeld, wird es im entstehenden Potentialminimum gefangen. Die Atome sollen aus einem repul-

siven Zustand nahe ihrem klassischen Umkehrpunkt durch resonantes Licht optisch in den gefangenen Zustand gepumpt werden.
In der vorliegenden Arbeit wird über die experimentelle Realisierung eines quasi-zweidimensionalen Gases von Argonatomen in einem Wellenleiter für Atome berichtet. Die Atome werden aus einer Atomwolke geladen, die an einem evaneszenten Feld reflektiert wird. Dabei werden die Atome in einem weiteren evaneszenten Feld durch optisches Pumpen in das optische Potential eines einzelnen Intensitätsbauchs oder -knotens einer stehenden optischen Lichtwelle transferiert. Durch den Lademechanismus findet eine räumliche Kompression des atomaren Ensembles statt, die sich in einer Dichteerhöhung um einen Faktor hundert äußert.
Eine weitere Möglichkeit, eine Oberflächenfalle zu laden, besteht darin, ein Reservoir kalter Atome in die Nähe der Falle zu bringen. Im hier diskutierten Fall des durch optisches Pumpen geladenen einzelnen Potentialtopfes in einer stehenden Lichtwelle kann dies kontinuierlich aus einer sog. magneto-optischen Oberflächenfalle [54] geschehen. Dieses Atomreservoir entsteht durch die Reflexion von Lichtstrahlen an einer metallischen Oberfläche und die Verwendung eines evaneszenten Reflexionsfeldes vor dieser Oberfläche. Dies ist im Ausblick dieser Arbeit beschrieben.
Eine verwandte Methode wird in [55] beschrieben. Dort wird aus einer sog. „Spiegel-MOT“, von der zwei Strahlenpaare an einer Oberfläche reflektiert werden, eine aus lithographisch hergestellten Leiterbahnen aufgebaute magnetische Mikrofalle geladen.
Die dargestellten niedrigdimensionalen Atomfallen sind wegen der unterdrückten Photonenreabsorption prinzipiell geeignet, um ein atomares entartetes Quantengas mit rein optischen Mitteln zu erzeugen. In anderen Systemen sind zweidimensionale Quantengase an Oberflächen nicht unbekannt. So zeigen ^{4}He-Filme in kryogenen Umgebungen Superfluidität [56], und in Systemen mit spinpolarisiertem Wasserstoff gibt es bereits seit längerem Anstrengungen, ein Quantengas zu erzeugen [57]. Kürzlich wurde ein zweidimensionales Quasi-Kondensat mit spinpolarisiertem Wasserstoff auf flüssigem ^{4}He realisiert [58], indem die Atome durch ein Magnetfeld komprimiert wurden. Wasserstoff bleibt auch am absoluten Nullpunkt der Temperaturskala gasförmig — anders als das stark wechselwirkende ^{4}He.
Auch Elektronensysteme in hohen Magnetfeldern sind zu den zweidimensionalen Quantengasen zu zählen, an kryogenen Oberflächen [59] wie auch an Halbleitergrenzflächen, wo mit dem ganzzahligen [60] und fraktionierten [61] Quanten-Hall-Effekt die vielleicht prominentesten Vertreter von Effekten an einem Quantengas auftreten.
Eine andere Richtung, in die sich Experimente mit Atomfallen vor Oberflächen entwickeln, ist die miniaturisierte bzw. zweidimensionale Atomoptik [62]. Ein Beispiel sind die stromdurchflossenen Leiterbahnen auf einer Oberfläche in [55]. Das Magnetfeld dieser Ströme baut zusammen mit einem homogenen überlagerten Magnetfeld Kanäle für Atome auf. Entsprechende Experimente mit einem einzelnen Draht [63] sind ebenfalls erste Schritte in diese Richtung. Auch mit dem hier diskutierten Wellenleiter für Atome ist eine solche Entwicklung möglich, wie im Ausblick erörtert wird.
Diese Arbeit, in der die Realisierung eines quasi-zweidimensionalen Gases von Atomen vor einer Oberfläche beschrieben wird, gliedert sich wie folgt: Im anschließenden Kapitel 2 wird ein Überblick über das experimentelle Schema zur Erzeugung dieses Gases gegeben. In Kapitel 3 werden die Grundlagen der Atom-Licht-Wechselwirkung von theoretischer Seite beleuchtet und einige Konzepte zu Atomfallen und Atomspiegeln aus evaneszenten Lichtfeldern diskutiert. Die gewonnenen Erkenntnisse werden daraufhin auf das vorliegende System angewandt. Dieser Teil schließt mit einer Simulation des Ladeprozesses des Wellenleiters. Das Kapitel 4 beschäftigt sich mit technischen Voraussetzungen für das Experiment, insbesondere mit der Strahlapparatur und mit dem Lasersystem. Die durchgeführten Experi-

mente zum quasi-zweidimensionalen Gas kalter Atome sind in Kapitel 5 dargestellt, und im abschließenden Kapitel 6 werden mögliche Weiterentwicklungen des experimentellen Schemas diskutiert.

Kapitel 2

Übersicht über das experimentelle Schema

Ziel dieses Kapitels ist es, einen Überblick über das Experiment zu geben sowie die Bedeutung der einzelnen Komponenten des Aufbaus und der verschiedenen Schritte des Ladeprozesses des Wellenleiters zu erläutern. Weiterhin sollen Begriffe eingeführt werden, die im folgenden ohne weitere Erläuterungen verwendet werden.

Zielsetzung des Experimentes ist die Realisierung eines quasi-zweidimensionalen Gases von Argonatomen. Hierzu werden die Atome in einer stark anisotropen Lichtfalle gefangen. Diese Lichtfalle wird realisiert, indem ein intensiver, weit von der atomaren Resonanz verstimmter Laserstrahl an einem metallischen Spiegel reflektiert wird und so eine stehende Lichtwelle erzeugt. Diese stehende Lichtwelle stellt für die Atome ein periodisches optisches Potential dar. Im Fall roter Verstimmung des Laserstrahls, in dem sich die Potentialminima an den Stellen maximaler Intensität befinden, liegt eine lineare Anordnung von Potentialtöpfen vor. Dagegen ergibt sich im Fall blauer Verstimmung, in dem die Intensitäts- und Potentialmaxima zusammenfallen, eine Anordnung von Potentialbergen ohne transversalen Einschluß. Wenn wir einen einzelnen Potentialtopf betrachten, so ist die Schwerpunktsbewegung der Atome in dem stark anisotropen Potential in der zum Spiegel normalen Richtung eingeschränkt. Wenn die Anzahl der gebundenen Zustände klein ist, kann man von einem quasi-zweidimensionalen Gas lasergekühlter Atome sprechen. Im idealen Fall eines einzelnen gebundenen Zustands läge ein echtes zweidimensionales Gas vor. In Analogie zur Lichtoptik stellt das optische Potential einen planaren Wellenleiter für Materiewellen dar.

Wesentlich für das experimentelle Schema ist die räumliche Selektivität des Ladevorganges: Es soll ein möglichst großer Teil der in einer MOT präparierten kalten Atome in einen einzigen Potentialtopf transferiert werden. Zum einen kann so eine für weitergehende Experimente interessante Atomzahldichte erreicht werden. Zum anderen ist mit dem Begriff des quasi-zweidimensionalen Gases die Vorstellung verbunden, daß nur ein einziger Potentialtopf mit Atomen besetzt wird. Werden mehrere Potentialtöpfe besetzt, ist zwar die Schwerpunktsbewegung jedes einzelnen Atoms eingeschränkt, aber das gesamte Atomensemble hat eine dreidimensionale Struktur. Im Hinblick auf die Unterdrückung der Photonenreabsorption bei hohen Atomdichten ist es ein Ziel dieser Arbeit, gerade diese Ausdehnung in der dritten Dimension zu vermeiden.

Für die experimentelle Realisierung werden zwei metastabile Zustände im Argon verwendet, vgl. Abbildung 2.1(b). In einer MOT, die auf dem geschlossenen Übergang $1s_5 \leftrightarrow 2p_9$ betrieben wird, werden Atome im metastabilen Zustand $1s_5$ aus einem Atomstrahl gefangen und

gekühlt. Um eine Kompression der Atomwolke zu erreichen, wird die in der MOT präparierte Wolke unter dem Einfluß der Gravitation auf die Hypotenusenfläche eines Prismas fallengelassen. Sie wird dann nahe der Grenzfläche am optischen Potential eines evaneszenten Lichtfeldes abgebremst und schließlich reflektiert. Dieses Lichtfeld wird von einem blau gegenüber dem MOT-Übergang verstimmten Laser erzeugt („Reflexionslaser"). Die optischen Potentiale des Reflexionsfeldes und der stehenden Lichtwelle sind in Abbildung 2.1(a) gezeigt. Durch die kurze Abfallänge des evaneszenten Feldes in der Größenordnung weniger hundert nm ist die Streuung der klassischen Umkehrpunkte der reflektierten Atome sehr klein, da die Atome im wesentlichen alle dieselbe kinetische Energie haben.

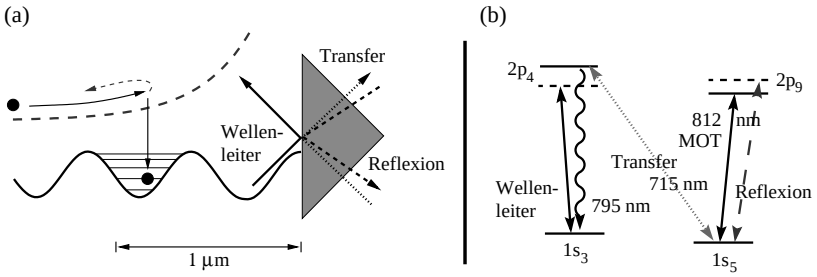

Abbildung 2.1: (a) Optische Potentiale vor der Oberfläche. Das Bild ist zur besseren Veranschaulichung um 90° gedreht. In der Darstellung wird ein Atom in den zweiten Potentialtopf einer rot verstimmten stehenden Lichtwelle vor der Oberfläche transferiert, in dem fünf gebundene Zustände angedeutet sind. Schematisch sind die eingesetzten Laserstrahlen eingezeichnet. (b) Vereinfachtes Niveauschema von Argon mit den im Experiment verwendeten Übergängen und Zuständen.

Ein weiterer Laser erzeugt ein weiteres, dem ersten überlagertes evaneszentes Feld, das die Atome aus dem $1s_5$-Zustand in den $2p_4$-Zustand transferiert („Transferlaser"). Aus diesem zerfallen die Atome mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit in den zweiten metastabilen Zustand $1s_3$; der Rest geht durch Zerfall in den elektronischen Grundzustand verloren. Auch der Transfer ist wegen der kleinen Abfallänge des zugehörigen evaneszenten Feldes sehr ortsselektiv. Er erfolgt mit größter Effizienz in der Nähe des klassischen Umkehrpunktes der reflektierten Atome, da dort die Intensität des Transferlichtes maximal wird. Gleichzeitig ergibt sich durch die verschwindende Geschwindigkeit der Atome eine lange Wechselwirkungsdauer mit dem Transferlicht.

Ein dritter Laserstrahl wird an der Metalloberfläche unter einem Winkel von 45° reflektiert und erzeugt eine stehende Lichtwelle („Wellenleiterlaser"). Der Wellenleiterlaser wird mit einer großen Verstimmung von dem Übergang zwischen den Zuständen $1s_3$ und $2p_4$ betrieben und stellt ein optisches Potential für die Atome bereit. Der Überlapp der Wellenfunktionen der einfallenden Atome mit den gebundenen Zuständen im Wellenleiter bestimmt die Wahrscheinlichkeiten für die Streuung in die gebundenen Zustände des Wellenleiterpotentials.

Mit diesem Ladeschema kann prinzipiell ein sehr großer Teil der in der dreidimensionalen MOT gespeicherten Atome in einen einzelnen Potentialtopf umgeladen werden. Durch diese Kompression ist das Erreichen hoher Dichten in diesem Wellenleiter möglich.

Idealerweise sind die Laserparameter so gewählt, daß die Wahrscheinlichkeit für den op-

tischen Pumpprozeß sein Maximum am klassischen Umkehrpunkt der reflektierten Atome erreicht, und daß dieser Punkt mit einem Minimum im periodischen Potential der stehenden Lichtwelle koinzidiert. Das optische Pumpen in den vom periodischen Potential gehaltenen $1s_3$-Zustand erfolgt dann, wenn die Atome durch den Reflexionsprozeß eine sehr geringe Geschwindigkeit besitzen. Es liegt also gewissermaßen ein einzelner Sisyphus-Kühlschritt vor. Dies ist wesentlich, da nur langsame Atome im flachen optischen Potential der stehenden Lichtwelle gehalten werden können.
Um die evaneszenten Felder resonant zu überhöhen, wurde die Prismenhypotenuse mit einer dünnen Goldschicht bedampft. Die Dicke der Goldschicht ist für die resonante Anregung von Oberflächenplasmonen mit Laserlicht durch abgeschwächte Totalreflexion optimiert.
Diese Goldschicht wird gleichzeitig als Spiegel für den Wellenleiterlaser eingesetzt und ist auch im Detektionsschema von Bedeutung. Metastabile Atome, die einer metallischen Oberfläche nahekommen, zerfallen mit sehr hoher Wahrscheinlichkeit in den elektronischen Grundzustand. Mit einer endlichen Wahrscheinlichkeit wird bei dem Abregungsprozeß ein Elektron freigesetzt, das orts- und zeitaufgelöst nachgewiesen werden kann. Dazu wird die Goldoberfläche auf ein negatives Potential gelegt und als Teil eines elektrostatischen Linsensystems eingesetzt. Mit dieser Elektronenoptik wird die Oberfläche auf ein Detektionssystem mit räumlicher und zeitlicher Auflösung projiziert.
Eine realistische Darstellung der experimentellen Konfiguration ist in Abbildung 2.2 dargestellt. Sie zeigt die Prismenoberfläche als Kernstück des Aufbaus, die Spulen für das MOT-Magnetfeld und die zum Nachweis von Atomen verwendete Elektronenoptik. Weiterhin sind der Atomstrahl zum Laden der MOT und die eingesetzten Laserstrahlen eingezeichnet.
Zum Abschluß dieser Einführung in das Experiment seien noch die experimentellen Herausforderungen angerissen, die vor der Demonstration des zweidimensionalen Gases von Argonatomen gemeistert werden müssen.
Zum Betrieb des Experimentes müssen bis zu acht Laser gleichzeitig stabil betrieben werden. Die Notwendigkeit einer Ultrahochvakuumumgebung schränkt die Flexibilität des Experimentators in Bezug auf Materialwahl und häufige Veränderungen der Einbauten stark ein. Hinzu kommen die Technologien von metastabilen Atomstrahlen und von Elektronenoptiken.
Die Qualität der Metallschichten auf der Prismenoberfläche ist von außerordentlicher Wichtigkeit für das Experiment. Die Schichtdicke muß für die resonante Anregung von Oberflächenplasmonen und damit für die Überhöhung der evaneszenten Felder richtig getroffen werden. Noch wichtiger ist die Rauhigkeit der Schicht, die so gering wie möglich sein muß. Unebenheiten in der Schicht führen zur Streuung der Oberflächenplasmonen und damit zu Streulicht, das insbesondere im Fall des Transferlaserlichtes den Ladeprozeß des Wellenleiters empfindlich stören kann. Durch die Wahl von Gold als Schichtmaterial konnte die Lichtstreuung um eine Größenordnung gegenüber dem anfangs eingesetzten Silber verringert werden.
Die Überlagerung der Lichtfelder auf der Oberfläche ist für das Laden des Wellenleiters sehr kritisch. Mit dem ortsauflösenden Detektor gelang es, den Überlapp der Felder zu justieren. Wegen des großen Hintergrunds nicht gefangener Atome ist es nicht leicht, das Signal der im Wellenleiter gespeicherten Atome nachzuweisen. Mit dem Aufbau eines Kollimators für den Atomstrahl konnte der atomare Fluß am Ort der MOT um einen Faktor von 36 erhöht werden. Die größere Atomzahl und kürzere Ladezeiten verbesserten die experimentellen Bedingungen erheblich.

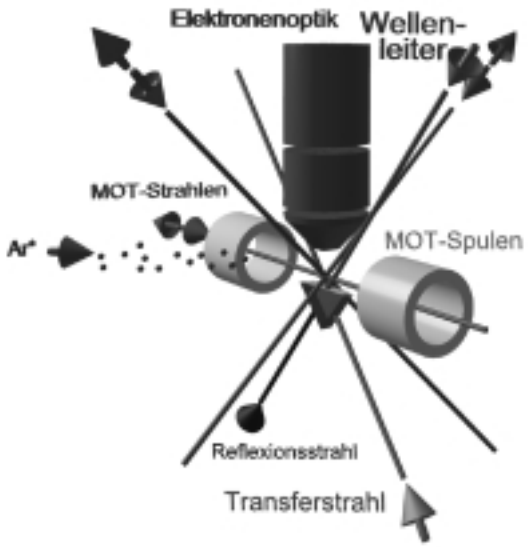

Abbildung 2.2: Die Strahlkonfiguration im Wellenleiterexperiment. Die sechs MOT-Strahlen kreuzen sich knapp über dem Prisma. Die evaneszenten Felder werden von Laserstrahlen erzeugt, die durch die Prismenkatheten eingestrahlt werden. Das optische Potential des Wellenleiters wird von dem an der Oberfläche reflektierten Laserstrahl aufgebaut. Oberhalb des Prismas befindet sich die Elektronenoptik, mit der der orts- und zeitaufgelöste Nachweis der Atome durchgeführt wird.

Kapitel 3

Theorie der Atom-Licht-Wechselwirkung und experimentelle Konzepte

Dieses Kapitel beginnt mit einer Einführung in die Theorie der Atom-Licht-Wechselwirkung (Abschnitt 3.1). Hierauf aufbauend werden in Abschnitt 3.2 die Konzepte von Laserkühlung und Atomfallen eingeführt. Der folgende Abschnitt 3.3 beschäftigt sich mit der Frage, wie man evaneszente Lichtfelder einsetzen kann, um Atome an Oberflächen zu reflektieren. In diesem Zusammenhang ist auch die Atom-Oberflächen-Wechselwirkung von Bedeutung. In Abschnitt 3.4 werden die für die Atomoptik wichtigen Eigenschaften des Elements Argon, das in diesem Experiment eingesetzt wird, diskutiert. Mit den eingeführten spektroskopischen Eigenschaften von Argon können sodann die Parameter des optischen Potentials des Wellenleiters, in dem das quasi-zweidimensionale atomare Gas präpariert werden soll, näher betrachtet werden (Abschnitt 3.5). Das Ladeschema wird anschließend mit Hilfe einer Simulation theoretisch untersucht (Abschnitt 3.6).

3.1 Lichtkräfte im *dressed atom*-Bild

In diesem Kapitel sollen einige grundlegende Formalismen zur Beschreibung der Atom-Licht-Wechselwirkung eingeführt werden. Es soll hierzu das *dressed-atom*-Bild verwendet werden, das ein intuitives Verständnis der zugrundeliegenden physikalischen Prozesse ermöglicht. Die optischen Bloch-Gleichungen, die für klassische Felder aufgestellt werden, sind in dem allgemeineren Bild des *dressed atom* enthalten. Die Darstellung folgt weitgehend [64]; für einzelne Aspekte wurde [65] herangezogen.

3.1.1 Das *dressed atom*-Modell

Wir betrachten ein freies Zweiniveauatom, das mit einem quasi-resonanten Einmoden-Laserfeld in Wechselwirkung tritt. Die klassisch behandelte Ortsvariable, die z. B. bei einem inhomogenen Laserfeld die Ortsabhängigkeit des elektrischen Feldes ausdrückt, wird im folgenden zur Verbesserung der Übersichtlichkeit zumeist weggelassen.
Der Hamilton-Operator des Gesamtsystems H_{AL} setzt sich additiv zusammen aus dem atomaren Hamilton-Operator H_A, dem Operator der Lasermode H_L und dem Wechselwirkungsoperator V_{AL}. Die spontane Emission ließe sich in diesem System durch die Einführung

der Wechselwirkung mit den anfangs leeren Moden eines Reservoirs R mit Hamilton-Operator H_R berücksichtigen. Wir werden hier jedoch den phänomenologischen Ansatz verfolgen und die spontane Emission als Verlustrate aus dem angeregten Zustand einführen. Diese Zerfallskonstante ist die natürliche Linienbreite Γ des Übergangs. Der atomare Hamilton-Operator ist

$$H_A = \hbar\omega_0 |e\rangle\langle e| \tag{3.1}$$

mit atomarer Resonanzfrequenz ω_0 sowie den Eigenzuständen $|e\rangle$ und $|g\rangle$ mit Energien $\hbar\omega_0$ und 0. Die kinetische Energie des Atoms wird vorerst vernachlässigt. Der Hamilton-Operator der Lasermode L lautet

$$H_L = \hbar\omega_L (a^+ a + \tfrac{1}{2}) \tag{3.2}$$

mit Erzeugungs- und Vernichtungsoperator a^+ und a für ein Photon in der Lasermode mit Kreisfrequenz ω_L. Wir wollen annehmen, daß die Verstimmung zwischen Laserfrequenz und atomarer Resonanzfrequenz $\delta_L = \omega_L - \omega_0$ klein sei gegenüber der Resonanzfrequenz, $|\delta_L| \ll \omega_0$.
Bei verschwindender Wechselwirkung des Atoms mit dem Laserfeld werden die Eigenzustände alleine durch die Zahl N der Laserphotonen und den Zustand des Atoms, $|g\rangle$ oder $|e\rangle$, beschrieben. Wir fassen die energetisch benachbart liegenden Zustände $|g, N+1\rangle$ und $|e, N\rangle$ zu einer Mannigfaltigkeit zusammen. Die Atom-Photon-Wechselwirkung koppelt diese Zustände.
Die Wechselwirkung zwischen Atom und Lichtfeld wird in der Dipolnäherung gegeben durch das Produkt aus dem Dipoloperator

$$\mathbf{d} = \mathbf{d}_{ge} \left(|e\rangle\langle g| + |g\rangle\langle e| \right) \tag{3.3}$$

und dem Operator des elektrischen Feldes, der am Ort $\mathbf{r}$ des Atoms auszuwerten ist,

$$\mathbf{E} = \sqrt{\hbar\omega_L / 2\epsilon_0 V}\, \boldsymbol{\epsilon}_L \left(a + a^+ \right) . \tag{3.4}$$

$\mathbf{d}_{ge}$ ist das Dipol-Matrixelement zu den Zuständen $|g\rangle$ und $|e\rangle$, $\boldsymbol{\epsilon}_L$ ist die Polarisation der Lasermode, V ist ein Normierungsvolumen. Der Wechselwirkungsoperator lautet somit in der Säkularnäherung, die häufig auch *rotating wave approximation* genannt wird und in der nichtresonante Terme weggelassen werden,

$$V_{AL} \approx -\boldsymbol{\epsilon}_L \cdot \mathbf{d}_{ge} \sqrt{\hbar\omega_L / 2\epsilon_0 V} \left(|e\rangle\langle g| a + |g\rangle\langle e| a^+ \right) \ . \tag{3.5}$$

Die semiklassische Näherung, in der das externe Feld als klassisch angesehen wird, kann verwendet werden, wenn einige Bedingungen erfüllt sind: Die mittlere Zahl der Photonen in der Lasermode $\langle N \rangle$ sei sehr groß, ebenso die Breite ΔN der Verteilung. Insbesondere seien beide groß gegenüber ΓT, was sicherstellt, daß die während der Beobachtungszeit T gestreuten Photonen keine merkliche Veränderung des Lichtfeldes bewirken. Γ, die durch die spontane Emission bedingte natürliche Linienbreite des angeregten Zustands, beschränkt die Streurate nach oben. Weiterhin gelte $\langle N \rangle \gg \Delta N$; die Breite der Verteilung sei also vergleichsweise klein gegenüber ihrem großen Mittelwert. Unter diesen Annahmen lautet das klassische elektrische Feld

$$\boldsymbol{\mathcal{E}}_0 = 2\boldsymbol{\epsilon}_L \sqrt{\hbar\omega_L / 2\epsilon_0 V} \sqrt{\langle N \rangle} \ . \tag{3.6}$$

Man erkennt, daß die tatsächliche Zahl der Photonen in der Mode für die Kopplung nicht wichtig ist, nur das Verhältnis $\langle N\rangle/V$ ist von Bedeutung.
Im folgenden wird die Kopplungsstärke zwischen Atom und einfallendem (klassischen) Feld durch die (resonante) Rabi-Frequenz beschrieben:

$$\Omega_R = \frac{-\mathbf{d}_{ge}\cdot\boldsymbol{\mathcal{E}}_0}{\hbar}\,, \tag{3.7}$$

$$= \Gamma\sqrt{\frac{I}{2I_s}}\,. \tag{3.8}$$

Im zweiten Schritt wurde das Weisskopf-Wigner-Theorem verwendet, das das Dipolmatrixelement $\mathbf{d}_{ge}$ mit der natürlichen Linienbreite des Übergangs verknüpft [66]:

$$\Gamma = \frac{8\pi^2|\mathbf{d}_{ge}|^2}{3\epsilon_0\hbar\lambda_0^3}\,. \tag{3.9}$$

Hierbei wurde die gebräuchlichere Schreibweise mit der (Vakuum-)Wellenlänge $\lambda_0 = 2\pi c/\omega_0$ gewählt.
Die Intensität ist $I = \frac{1}{2}\epsilon_0 c|\boldsymbol{\mathcal{E}}_0|^2$ und wird in Einheiten der Sättigungsintensität

$$I_s = \frac{2\pi^2\hbar c\Gamma}{3\lambda_0^3} \tag{3.10}$$

angegeben. Mit Gl. (3.8) wird die Rabi-Frequenz auf experimentell leichter zugängliche Größen zurückgeführt.
Der Hamilton-Operator in Matrixform lautet damit in der Basis $(|e\rangle, |g\rangle)$

$$H = (N+1)\hbar\omega_L\begin{pmatrix}1 & 0\\ 0 & 1\end{pmatrix} + \frac{\hbar}{2}\begin{pmatrix}-2\delta_L & \Omega_R\\ \Omega_R & 0\end{pmatrix}\,. \tag{3.11}$$

Durch Diagonalisieren des Hamilton-Operators erhält man die neuen Eigenenergien und Eigenvektoren. Die Wechselwirkung verkoppelt die *bare states* $|g, N+1\rangle$ und $|e, N\rangle$ einer Mannigfaltigkeit zu den *dressed states* $|1(N)\rangle$ und $|2(N)\rangle$. Die Eigenenergien des Gesamtsystems liegen um $\hbar\Omega$ separiert; die Zustände sind symmetrisch zu den zugehörigen Eigenzuständen der Lasermode verschoben. Man spricht bei dieser Niveauverschiebung auch vom dynamischen Stark-Effekt. In Abbildung 3.1 werden die neuen Eigenenergien den Eigenenergien der *bare states* gegenübergestellt.
Die Größe

$$\Omega = \sqrt{\delta_L^2 + \Omega_R^2} \tag{3.12}$$

wird verallgemeinerte Rabi-Frequenz genannt. Die Eigenenergien lauten damit

$$E_{1N} = (N+1)\hbar\omega_L + \frac{\hbar\Omega}{2}\,, \tag{3.13.a}$$

$$E_{2N} = (N+1)\hbar\omega_L - \frac{\hbar\Omega}{2}\,, \tag{3.13.b}$$

und die zugehörigen Eigenzustände ergeben sich zu

$$|1(N)\rangle = \sin\theta|g, N+1\rangle + \cos\theta|e, N\rangle\,, \tag{3.14.a}$$

$$|2(N)\rangle = \cos\theta|g, N+1\rangle - \sin\theta|e, N\rangle\,. \tag{3.14.b}$$

Der Winkel θ ist definiert durch

$$\cos 2\theta = -\frac{\delta_L}{\Omega} \quad \text{und} \quad \sin 2\theta = \frac{\Omega_R}{\Omega}\,, \quad 0 \le 2\theta < \pi\,. \tag{3.15}$$

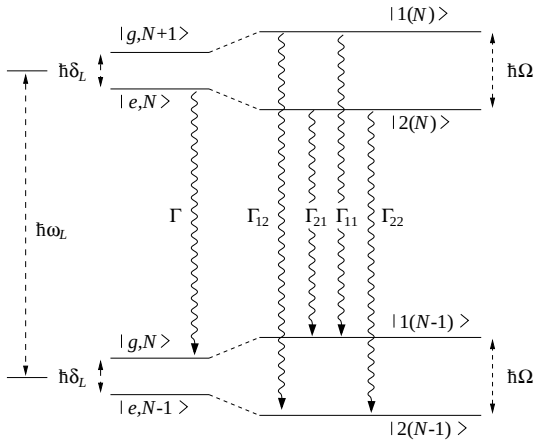

Abbildung 3.1: Zwei Mannigfaltigkeiten der bare states *(links) und* dressed states *(rechts). Die Darstellung hat man sich nach oben und unten periodisch fortgesetzt zu denken. Ebenfalls eingezeichnet sind die erlaubten Dipolübergänge zwischen den Zuständen. In der Abbildung ist der Fall blauer Verstimmung gezeigt. Der Zustand* $|1(N)\rangle$ *liegt auch im Fall roter Verstimmung energetisch über dem* $|2(N)\rangle$*-Zustand, wohingegen die* bare states $|g, N+1\rangle$ *und* $|e, N\rangle$ *auf der Energieachse vertauscht sind.*

3.1.2 Adiabatizität der Zustandsentwicklung

Bewegt sich das Atom in einem Lichtfeld mit Amplitudengradienten, oder ist die Intensität des Lichtfeldes nicht zeitlich konstant, so ändert sich die durch die Rabi-Frequenz Ω_R beschriebene Kopplungsstärke zwischen Atom und Lichtfeld, und die Zustände $|1(N)\rangle$ und $|2(N)\rangle$ verschieben sich. Findet die Änderung auf einer langsamen Zeitskala statt, so erfolgt die Zustandsentwicklung des Atoms adiabatisch, d. h. der Zustand des Atoms entwickelt sich stetig mit dem Eigenzustand, der durch den lokalen Wert der Rabi-Frequenz $\Omega(\mathbf{r})$ beschrieben wird.
Die Adiabatizität der Zustandsentwicklung ist die Voraussetzung für den Potentialansatz, wie er im nächsten Abschnitt gemacht wird. Damit er gerechtfertigt ist, muß die zeitliche Änderung der Eigenfrequenzen klein gegenüber der Eigenfrequenz selbst sein [67]:

$$\frac{1}{\Omega}\left|\frac{\mathrm{d}\Omega}{\mathrm{d}t}\right| \ll \Omega \,. \tag{3.16}$$

Im Grenzfall großer (und konstanter) Verstimmung ergibt sich für die Zeitskala τ, auf der die Wechselwirkung ein- oder ausgeschaltet wird, das Adiabatizitätskriterium

$$\tau \gg \frac{\Omega_R^2}{2\delta_L^3} \,. \tag{3.17}$$

Für die Wahrscheinlichkeit eines nichtadiabatischen Überganges vom Zustand $|i(N)\rangle$ nach

$|j(N)\rangle$ läßt sich eine obere Schranke angeben [67]:

$$p_{i\to j} \leq \sup\left(\left|\langle j(N);\mathbf{r}(t)|\dot{\overline{i(N);\mathbf{r}(t)}}\rangle\right|^2 / \left|\Omega(\mathbf{r}(t))\right|^2\right) \ . \tag{3.18}$$

$|\dot{\overline{i(N);\mathbf{r}(t)}}\rangle$ ist die totale zeitliche Ableitung des Zustands $|i(N)\rangle$. Die stets implizierte Ortsabhängigkeit $\mathbf{r}(t)$ wurde hier wegen ihrer besonderen Bedeutung explizit angegeben.

3.1.3 Dipolkraft

Die in Gl. (3.13.a,b) zum Ausdruck kommende Verschiebung der Eigenenergien der neuen Zustände in Abhängigkeit von der Kopplungsstärke Ω_R zwischen Atom und Lichtfeld führt zu sog. Dipolkräften in Amplitudengradienten des Laserfeldes.
Bewegt sich das Atom aus dem feldfreien Raum in den Bereich des Laserfeldes, so entwickelt es sich unter den in Abschnitt 3.1.2 behandelten Voraussetzungen aus dem $|g, N+1\rangle$-Zustand in den Zustand $|1(N)\rangle$ bzw. aus $|e, N\rangle$ in den Zustand $|2(N)\rangle$. Die Wechselwirkung des Atoms mit dem Lichtfeld kann als ein Potential $V_{1N}(\mathbf{r})$ bzw. $V_{2N}(\mathbf{r})$ aufgefaßt werden. Dieses Potential resultiert in einer Kraft

$$\mathbf{F}_1 = -\boldsymbol{\nabla} V_{1N}(\mathbf{r}) = -\frac{\hbar}{2}\boldsymbol{\nabla}\Omega(\mathbf{r}) \tag{3.19}$$

auf das Atom, bzw. der entgegengesetzten Kraft für den anderen Zustandstyp. $V_{iN}(\mathbf{r})$ wird als optisches Potential oder im angelsächsischen Raum als *light shift* bezeichnet.
Durch die spontane Emission kann sich der Zustandstyp ändern; die auf das Atom wirkende Lichtkraft ist also einem statistisch verteilten Vorzeichenwechsel unterworfen. Das Atom verbringt jedoch mehr Zeit in dem Zustand, der eine kleinere Beimischung des instabilen $|e, N\rangle$-Zustandes besitzt, d. h. trotz der Fluktuationen wirkt eine mittlere Kraft auf das Atom.
Im Fall einer roten Verstimmung des Laserfeldes $\delta_L < 0$ entwickelt sich der atomare Zustand $|2(N)\rangle$ aus dem Zustand $|g, N+1\rangle$ und besitzt damit eine kleinere Beimischung des Zustandes $|e, N\rangle$, ist also stabiler. Das Atom wird daher im zeitlichen Mittel zum Feldmaximum gezogen. Umgekehrt verhält es sich für ein blau verstimmtes Lichtfeld, $\delta_L > 0$. Hier besitzt der Zustand $|1(N)\rangle$ die geringere Beimischung des Zustandes $|e, N\rangle$; das Atom wird also von Regionen hoher Feldstärken abgestoßen.
Für beliebige Verstimmungen des Lichtfeldes kann unter Einbeziehung der Fluktuationen der Dipolkraft ein Quasi-Potential angegeben werden, auf dessen Wiedergabe hier verzichtet wird. Dieses Quasi-Potential kann nur die Schwerpunktsbewegung eines atomaren Ensembles abbilden und vernachlässigt das Auseinanderlaufen der Verteilung durch die Fluktuationen. Im wichtigen Grenzfall großer Verstimmung $|\delta_L| \gg \Omega_R$ kann die spontane Emission vernachlässigt werden. Der Ausdruck für das optische Potential vereinfacht sich dann zu

$$V_{\text{opt}} \overset{\delta_L \gg \Omega_R}{\longrightarrow} \frac{\hbar\Omega_R^2}{4\delta_L} = \frac{\hbar\Gamma^2}{8\delta_L}\frac{I}{I_s} \ . \tag{3.20}$$

Für die Dipolkraft gilt dann exakt $\mathbf{F} \propto \nabla I$. Im Fall roter Verstimmung ist das optische Potential von gleichem Betrag, das Vorzeichen ist jedoch negativ. Als frei wählbare additive Konstante wurde hier $-\hbar\delta_L/2$ verwendet, so daß das optische Potential bei verschwindender Kopplung des Atoms mit dem Lichtfeld ebenfalls verschwindet.

3.1.4 Spontane Emission

Durch spontane Emission sind die *bare states* $|e,N\rangle$ und $|g,N\rangle$ gekoppelt. Die Zahl der Photonen N in der Lasermode L bleibt unverändert, das Photon wird in eine anfangs leere Mode des Reservoirs R abgegeben. Übergänge zwischen den *dressed states* sind nur möglich, wenn das Dipolmatrixelement zwischen diesen Zuständen nicht verschwindet. Die zwei Zustände $|1(N)\rangle$ und $|2(N)\rangle$ enthalten beide eine Beimischung des Zustands $|e,N\rangle$. Ebenso enthalten die Zustände $|1(N-1)\rangle$ und $|2(N-1)\rangle$ eine Beimischung des Zustands $|g,N\rangle$. Zwischen diesen vier gekoppelten Zuständen sind daher alle vier Übergänge erlaubt, die mit einem Wechsel der Mannigfaltigkeit verbunden sind. Da es keine Beiträge der ungekoppelten Zustände zu weiteren *dressed states* gibt, existieren keine weiteren Übergänge zwischen Zuständen der gleichen Mannigfaltigkeit oder Mannigfaltigkeiten, die sich um mehr als ein Photon unterscheiden. Die erlaubten Übergänge sind in Abbildung 3.1 eingezeichnet. Die zugehörigen Frequenzen sind $\omega_L+\Omega$, $\omega_L-\Omega$ und ω_L. Es ergibt sich das Mollow-Triplett [68] des Fluoreszenzspektrums.
In der Säkularnäherung ($\Omega_R \gg \Gamma$) entkoppeln in der *dressed states*-Basis die Kohärenzen der Dichtematrix von den Besetzungswahrscheinlichkeiten [64]. In dieser Näherung können die Übergangsraten vom Zustand $|i(N)\rangle$ nach $|j(N-1)\rangle$ leicht angegeben werden. Sie lauten dann $\Gamma_{ij} = \Gamma|\langle j(N-1)|g,N\rangle\langle e,N|i(N)\rangle|^2$, also mit Gl. (3.14.a,b)

$$\Gamma_{12} = \Gamma\cos^4\theta\,, \tag{3.21.a}$$

$$\Gamma_{21} = \Gamma\sin^4\theta\,, \tag{3.21.b}$$

$$\Gamma_{11} = \Gamma_{22} = \Gamma\cos^2\theta\sin^2\theta\,. \tag{3.21.c}$$

Mit Gl. (3.15) ergibt sich (die Näherungen für Γ_{12} und Γ_{21} sind nur für große *blaue* Verstimmungen gültig)

$$\Gamma_{12} = \frac{\Gamma}{4}\left(1-\frac{\delta_L}{\Omega}\right)^2 \xrightarrow{\delta_L\gg\Omega_R} \frac{\Gamma}{16}\left(\frac{\Omega_R^2}{\delta_L^2}\right)^2\,, \tag{3.22.a}$$

$$\Gamma_{21} = \frac{\Gamma}{4}\left(1+\frac{\delta_L}{\Omega}\right)^2 \xrightarrow{\delta_L\gg\Omega_R} \Gamma\,, \tag{3.22.b}$$

$$\Gamma_{11} = \Gamma_{22} = \frac{\Gamma}{4}\left(1-\frac{\delta_L^2}{\Omega^2}\right) \xrightarrow{|\delta_L|\gg\Omega_R} \frac{\Gamma}{4}\left(\frac{\Omega_R^2}{\delta_L^2}\right)\,. \tag{3.22.c}$$

Betrachten wir den Fall blauer Verstimmung, wie er zur Reflexion von Atomen eingesetzt wird. Die Gleichungen (3.22.a-c) lassen erkennen, daß bei großen Verstimmungen Übergänge vom repulsiven Zustand $|1(N)\rangle$ fast ausschließlich in den ebenfalls repulsiven Zustand $|1(N-1)\rangle$ erfolgen. Übergänge zwischen repulsiven Zuständen bewirken lediglich eine Aufheizung der Atome durch den Photonenrückstoß.
Die Übergänge in den attraktiven Zustand $|2(N-1)\rangle$ erfolgen mit einer wesentlich kleineren Rate. Auf sie folgt sehr schnell — im Grenzfall beliebig großer Verstimmungen nach einer Zeit $1/\Gamma$ — eine spontane Emission, die wieder in einen repulsiven Zustand zurückführt. Im Grenzfall großer *roter* Verstimmung sind die Raten Γ_{12} und Γ_{21} vertauscht.
Der Übergang vom repulsiven in einen attraktiven Zustand bewirkt, daß das Atom beschleunigt statt abgebremst wird, wenn es in ein Feld mit positivem Amplitudengradienten eintritt. Das Atom gewinnt bis zur Rückkehr in den repulsiven Zustand kinetische Energie. Das führt dazu, daß es einen anderen Umkehrpunkt und eine größere kinetische Energie nach Verlassen des felderfüllten Raumes haben wird als ein Atom, das keiner spontanen

Emission mit Zustandstypwechsel unterlag. Die Änderung des Umkehrpunktes wirkt sich negativ auf die Konzeption des Wellenleiterexperimentes aus, da die Laserparameter dann nicht mehr für einen maximalen Transfer in den Wellenleiter abgestimmt sind.

3.1.5 Streukraft

Die im vorangehenden Abschnitt behandelte spontane Emission ist die Ursache der zweiten fundamentalen Lichtkraft, der Streukraft, die auch dissipative Lichtkraft genannt wird. Anders als die Dipolkraft tritt sie auch in gradientenlosen Lichtfeldern auf.
Bei der Absorption eines Photons beim Übergang in den Zustand $|e, N\rangle$ nimmt das Atom einen gerichteten Impuls $\hbar\mathbf{k}_L$ auf, wobei $\mathbf{k}_L$ der k-Vektor der Lichtwelle ist. Die spontane Emission erfolgt in die leeren Moden des Strahlungsreservoirs und ist isotrop, so daß der Mittelwert des Impulsübertrags, über eine große Zahl von Emissionszyklen gemittelt, verschwindet (nicht jedoch die Varianz, die mit einer Fluktuation behaftet ist). Auf das Atom wirkt also eine Kraft $\mathbf{F}_{\rm sc} = \Gamma_{\rm sc}\hbar\mathbf{k}_L$.
Die spontane Emission führt zu einem statistischen Gemisch der Eigenzustände, so daß im allgemeinen Fall eine Mastergleichung für die Dichtematrix aufgestellt werden muß, aus deren stationärer Lösung man die Streurate $\Gamma_{\rm sc}$ bestimmt. In der Säkularnäherung ($\Omega_R \gg \Gamma$) kann die Streurate jedoch leicht angegeben werden, da die Kohärenzen der Dichtematrix ignoriert werden können. Sie ist dann durch Gl. (3.22.c) gegeben und lautet im Grenzfall großer Verstimmung

$$\Gamma_{\rm sc} \overset{|\delta_L|\gg\Omega_R}{\longrightarrow} \Gamma\frac{\Omega_R^2}{4\delta_L^2} = \frac{\Gamma^3}{8\delta_L^2}\frac{I}{I_s}\,. \tag{3.23}$$

Im Grenzfall großer Verstimmung kann man also durch Wahl einer hinreichend großen Verstimmung die Streurate bei gleichbleibender Tiefe des optischen Potentials beliebig verkleinern, indem man die Intensität des Lichtfeldes im gleichen Maß wie die Verstimmung erhöht.
Im allgemeinen Fall erhält man für die Streurate [64]

$$\Gamma_{\rm sc} = \frac{\Gamma}{2}\,\frac{s_{\rm eff}}{s_{\rm eff}+1}\,. \tag{3.24}$$

Der effektive Sättigungsparameter

$$s_{\rm eff} = \frac{I/I_s}{1+4(\delta_L/\Gamma)^2} \tag{3.25}$$

gibt den Grad der Sättigung des Überganges an. Für die Streukraft ergibt sich somit quantitativ

$$\mathbf{F}_{\rm sc} = \hbar\mathbf{k}_L\frac{\Gamma}{2}\,\frac{s_{\rm eff}}{s_{\rm eff}+1}\,. \tag{3.26}$$

Einer endlichen Geschwindigkeit des Atoms kann dadurch Rechnung getragen werden, daß die Laserverstimmung δ_L ersetzt wird durch eine allgemeine Verstimmung $\delta = \delta_L + \delta_D$ mit der Doppler-Verschiebung $\delta_D = -\mathbf{k}_L\cdot\mathbf{v}$. Entsprechendes gilt für eine Zeeman-Verschiebung $\delta_B = -\boldsymbol{\mu}_B\cdot\mathbf{B}/\hbar$.

3.2 Laserkühlung und Atomfallen

Die Methoden der Laserkühlung, erstmals 1975 vorgeschlagen von Hänsch und Schawlow [69] für neutrale Atome und gleichzeitig von Wineland und Dehmelt [70] für Ionen, haben sich mittlerweile zu Standardverfahren entwickelt, die weltweit in zahllosen Labors eingesetzt werden. Möglich wurden diese Fortschritte erst durch die Entwicklung leistungsstarker, verstimmbarer Laserquellen in den letzten zwei Jahrzehnten.

Anders als in der vorangegangenen Beschreibung der Atom-Licht-Wechselwirkung liegen in realen Atomen stets mehr als zwei Energieniveaus vor, die i. allg. zusätzlich eine magnetische Unterstruktur besitzen. Häufig ist es jedoch möglich, durch geeignete Wahl der Verstimmung von den unterschiedlichen erlaubten Übergängen zwei Niveaus auswählen, zwischen denen eine quasi-resonante Wechselwirkung stattfindet. Die anderen Übergänge können dann wegen der großen Verstimmung vernachlässigt werden. Die Komplikation durch die magnetische Unterstruktur kann durch geeignete Wahl der Lichtpolarisation vermieden werden. Die Atome können optisch in ein effektives Zweiniveausystem gepumpt werden, in dem nur je ein magnetischer Unterzustand der zwei beteiligten Energieniveaus in die Kopplung einbezogen ist.

Wie wir bereits in den vorangehenden Abschnitten gesehen haben, läßt sich die Dipolkraft auf ein optisches Potential zurückführen, das bei geeigneter Anordnung der Lichtstrahlen als Falle für neutrale Atome eingesetzt werden kann. Die einfachste und von Chu *et al.* zuerst demonstrierte Realisierung einer solchen Dipolfalle [4] besteht aus einer laufenden, rot verstimmten Lichtwelle, in deren Fokus das optische Potential ein Minimum annimmt. Der im Rahmen dieser Arbeit selektiv bevölkerte Bauch einer stehenden optischen Lichtwelle ist ebenfalls eine Dipolfalle, bei der die Schwerpunktsbewegung der Atome in einer Dimension stark eingeschränkt ist. In Dipolfallen können Atome kohärent gespeichert werden, wenn es gelingt, die spontane Emission zu unterdrücken, die die kohärente Zustandsentwicklung unterbricht.

Die spontane Emission kann durch Wahl einer großen Verstimmung unterdrückt werden, denn während im Grenzfall großer Verstimmung die Potentialtiefe nur proportional zum Inversen der Laserverstimmung skaliert, ist die Streurate zum Quadrat der inversen Laserverstimmung proportional. Dadurch wird die Tiefe des optischen Potentials jedoch sehr klein (ein typischer Wert für das Wellenleiter-Experiment ist 0,37 MHz Fallentiefe bei einer Verstimmung von 1,5 nm[1] und einer Streurate von 8 s^{-1}). In Ermangelung eines dissipativen Mechanismus benötigt man eine Möglichkeit, Atome vorzukühlen und in einem anderen Atomfallentyp zu lokalisieren, aus dem man die Atome in eine Dipolfalle umladen kann, um deren Vorteile zu nutzen. Hierfür eignet sich die dissipative Lichtkraft.

3.2.1 Optische Melasse

Wir betrachten ein eindimensionales Modell, in dem sich ein Atom mit der Geschwindigkeit v im Feld zweier identischer, antiparallel propagierender Laserstrahlen bewegt. Unter der Voraussetzung kleiner effektiver Sättigungsparameter

$$s_{\text{eff}} \ll 1 \tag{3.27}$$

[1] Hier wie im folgenden wird die Verstimmung des Wellenleiterlasers in nm oder pm angegeben. Für die Umrechnung in Frequenzen gilt bei der maßgeblichen Wellenlänge von 795 nm, daß eine Verstimmung von 1 pm ca. 0,5 GHz entspricht.

lassen sich die Lichtkräfte unabhängig voneinander berechnen und addieren. Man erhält die auf das Atom wirkende Gesamtkraft

$$F(v) = F_1 + F_2 \,. \tag{3.28}$$

Die Summanden und die darin verwendeten Koeffizienten sind ($i = 1, 2$)

$$F_i = (-1)^i \hbar k_L \frac{\Gamma}{2} \frac{s_{\text{eff}}}{s_{\text{eff}} + 1} \,, \tag{3.29}$$

$$\begin{aligned} \delta_i &= \delta_L + \delta_{D,i} \,, \\ &= \omega_L - \omega_0 + (-1)^{i+1} k_L v \,. \end{aligned} \tag{3.30}$$

$\delta_{D,i}$ bezeichnet hier die Doppler-Verschiebung des i-ten Strahls. Für kleine Geschwindigkeiten kann Gl. (3.28) entwickelt werden,

$$F \approx -\alpha v \quad \text{mit} \quad \alpha = -\frac{\partial F}{\partial v} \,. \tag{3.31}$$

Im Fall roter Laserverstimmung wird der Koeffizient α positiv, d. h. auf die Atome in der optischen Melasse wirkt eine Reibungskraft, die die atomare Bewegung ausdämpft. Die Abbildung 3.2 zeigt zwei Kraftprofile. Man erkennt, daß bei betragsmäßig kleiner werdender Verstimmung die Flanke bei $v = 0$ steiler wird, daß aber zugleich der Geschwindigkeitsfangbereich kleiner wird. Im Fall blauer Laserverstimmung verkehrt sich die Kühlung in einen Heizeffekt.

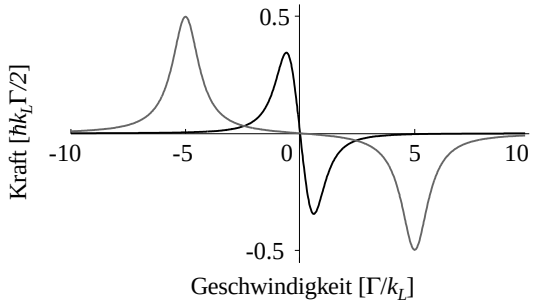

Abbildung 3.2: Zwei Kraftprofile der dämpfenden Kraft in der optischen Melasse für $\delta_L = -\Gamma/2$ (schwarze Kurve) und $\delta_L = -5\Gamma$ (graue Kurve). Für die Darstellung wurde $s = 1$ gewählt.

Die lineare Näherung in Gl. (3.28) wird häufig auch bei endlicher Sättigung des Überganges eingesetzt, im Widerspruch zur Voraussetzung, Gl. (3.27). Dem liegt zugrunde, daß die ansonsten notwendige nichtlineare Beschreibung außerordentlich aufwendig ist, ohne in der hier vorliegenden Situation wesentlich andere Ergebnisse zu liefern. Im Rahmen dieser Arbeit wird deshalb generell die lineare Näherung verwendet.
Die Kühlung ist durch den ungerichteten Photonenrückstoß limitiert, der eine Diffusion der Atome im Impulsraum und damit eine Aufheizung bewirkt. Er überträgt einen ungerichteten Impuls von $\hbar k_L$ und die Rückstoßenergie $E_{\text{rec}} = (\hbar k_L)^2/2m$ auf das Atom. Die mittlere

Heizleistung ist gegeben durch das Produkt der Streuraten der beiden Strahlen, Gl. (3.24), mit der Rückstoßenergie. Im stationären Zustand ist sie gleich der mittleren Kühlleistung αv^2 mit α aus Gl. (3.31). Die Geschwindigkeitsverteilung in der Melasse läßt sich durch eine thermische Verteilung annähern, der eine Temperatur zugeordnet werden kann. Die erreichbare minimale Temperatur wird Doppler-Temperatur T_D genannt und lautet unter den bereits oben gemachten Voraussetzungen [71]

$$k_B T_D = \hbar \frac{\Gamma}{2} \quad \text{für} \quad \delta_L = -\frac{\Gamma}{2} \,. \tag{3.32}$$

Diese Erkenntnisse lassen sich qualitativ auf den dreidimensionalen Fall übertragen.
In einer solchen optischen Melasse, die erstmals 1985 von Chu *et al.* demonstriert wurde [72], können Atome zwar gekühlt, aber nicht gespeichert werden. Die Speicherung ist nicht möglich, da die Atome durch die Streuprozesse aus dem Überlappbereich der Laserstrahlen herausdiffundieren, und da äußere Kräfte wie die Schwerkraft nicht kompensiert werden können. Das Fangen und Speichern von Atomen in einer dissipativen Lichtfalle ist erst durch die Einführung einer räumlich variierenden Kraft mit ausgezeichnetem Zentrum in der magneto-optischen Falle möglich.

3.2.2 Magneto-optische Falle

Die erste magneto-optische Falle (MOT) wurde im Jahr 1987 von Raab *et al.* realisiert [5], aufbauend auf einer Idee von Dalibard [73]. In den letzten Jahren hat sich die MOT zum Standardwerkzeug zur Präparation von Ensembles kalter Atome entwickelt. Dennoch sollen in dieser Arbeit noch einmal knapp die Grundlagen zusammengestellt werden, damit bei der Einführung der magneto-optischen Oberflächenfalle (MOST) in Kapitel 6 darauf zurückgegriffen werden kann.
In Abbildung 3.3 wird ein eindimensionales Modell der MOT dargestellt, das sich jedoch — zumindest qualitativ — leicht auf drei Dimensionen erweitern läßt. Wir betrachten einen atomaren Übergang von $J = 0$ nach $J = 1$. Der Nullpunkt eines Magnetfeldes B mit konstantem Gradienten befinde sich bei $z = 0$; der magnetische Feldvektor weise jeweils auf den Nullpunkt zu. In diesem Magnetfeld wird die Entartung der drei magnetischen Unterzustände des angeregten Zustands durch die Zeeman-Verschiebung $g\mu_B B$ aufgehoben.

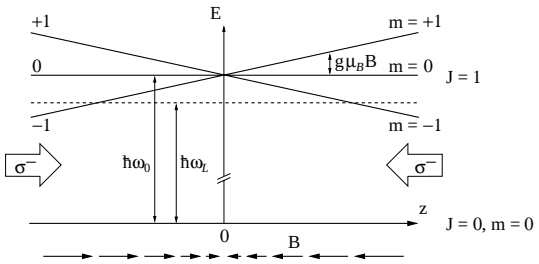

Abbildung 3.3: Eindimensionales Modell der MOT für einen $J = 0 \leftrightarrow J = 1$-Übergang. Das B-Feld mit konstantem Gradienten hat seinen Nulldurchgang bei $z = 0$.

In Richtung des Nullpunktes wird nun aus den beiden Halbräumen entlang der z-Achse rot gegenüber dem unverschobenen Übergang verstimmtes σ^--Licht eingestrahlt (die Polarisation der Laserstrahlen wird stets relativ zur Quantisierungsachse, also dem Magnetfeldvektor, angegeben). Beim Nulldurchgang wechselt mit der Richtung der Quantisierungsachse die Polarisation der Laserstrahlen nach σ^+.
Die Streukraft für zwei entgegengerichtet propagierende Strahlen ist wie im Fall der optischen Melasse durch Gl. (3.29) gegeben, wobei wiederum eine verschwindende Sättigung des Überganges, Gl. (3.27), angenommen wird. In den Term für die allgemeine Verstimmung δ_i ist die Zeeman-Verschiebung $\delta_{B,i}$ aufzunehmen ($i = 1, 2$),

$$\begin{aligned} \delta_i &= \delta_L + \delta_{D,i} + \delta_{B,i} \,, \\ &= \omega_L - \omega_0 + (-1)^{i+1} k_L v + (-1)^{i+1} g \frac{\mu_B}{\hbar} \frac{\partial B}{\partial z} z \,. \end{aligned} \tag{3.33}$$

Für kleine Auslenkungen und kleine Geschwindigkeiten kann Gl. (3.28), die nun durch die ortsabhängige Zeeman-Verschiebung auch eine Funktion des Ortes z ist, entwickelt werden,

$$F \approx -\alpha v - m\omega^2 z \quad \text{mit} \quad \alpha = -\frac{\partial F}{\partial v} \,, \quad \omega = -\frac{1}{m}\frac{\partial F}{\partial z} \,. \tag{3.34}$$

Die Konstanten sind bei der Wahl einer roten Verstimmung und des richtigen Vorzeichens des Magnetfeldgradienten positiv, und die Bewegung im Orts- und Geschwindigkeitsraum wird ausgedämpft.
Die Dämpfung kommt zustande, weil wegen der Zeeman-Verschiebung der Übergang mit $\Delta m = -1$ wahrscheinlicher ist als der Übergang mit $\Delta m = +1$. Es sind also stets, solange man innerhalb der Näherungsbedingungen kleiner Auslenkungen und Geschwindigkeiten bleibt, die auf das Fallenzentrum zulaufenden σ^--Strahlen näher an der Resonanz als die aus der Falle hinauslaufenden σ^+-Strahlen. Der Strahlungsdruck wirkt also als eine rücktreibende Kraft, die zum Fallenzentrum gerichtet ist. Neben dieser Rückstellkraft, die einen Punkt als Fallenmittelpunkt auszeichnet, wirkt gleichzeitig dieselbe, zur Geschwindigkeit proportionale dissipative Kraft wie in der optischen Melasse, die die Bewegung ausdämpft.
Das Magnetfeld für die dreidimensionale Realisierung wird üblicherweise von einem Spulenpaar in Anti-Helmholtz-Konfiguration erzeugt. Aus der Symmetrie der Anordnung und der Maxwell-Gleichung div $\mathbf{B} = 0$ folgt für die Gradienten

$$\frac{\partial B_x}{\partial x} = \frac{\partial B_y}{\partial y} = -\frac{1}{2}\frac{\partial B_z}{\partial z} \,. \tag{3.35}$$

Man muß deshalb zwischen den radialen und den axialen Fallenstrahlen unterscheiden, die verschiedene Polarisationen besitzen. Im Überlappbereich der drei paarweise orthogonalen Strahlenpaare werden die Atome in allen Raumrichtungen gebremst und gefangen.
Einer MOT kann ein sog. Einfangbereich zugeordnet werden. Das ist die maximale Geschwindigkeit, mit der Atome noch von der MOT eingefangen werden können. Der Einfangbereich einer MOT liegt typischerweise in der Größenordnung einiger 10 m/s. Wird die MOT aus einem Atomstrahl geladen, so müssen die Atome abgebremst werden, damit ihre Geschwindigkeit in den Einfangbereich der MOT kommt. Atome können effizient abgebremst werden, indem ein ihrer Bewegung entgegengesetzt propagierender Laserstrahl verwendet wird, dessen Verstimmung so gewählt ist, daß die Dopplerverschiebung kompensiert wird. Auf diese Weise wird die maximale Streurate gemäß Gl. (3.24) und damit der maximale gerichtete Impulsübertrag erzielt. Während des Abbremsprozesses gerät das Atom wegen der veränderten Geschwindigkeit aus der Resonanz. Man kann die sich verändernde

Doppler-Verschiebung kompensieren, indem man in einem sog. Zeeman-Slower ein inhomogenes Magnetfeld verwendet, das die Verschiebung durch den Zeeman-Effekt ausgleicht [74]. Eine andere Möglichkeit ist das sog. Frequenz-Chirping [75], bei dem die Laserverstimmung kontinuierlich angepaßt wird.

3.2.3 Sub-Doppler-Kühlung

Die Temperatur der optischen Melasse wie auch der MOT ist durch die Doppler-Temperatur begrenzt, die — bei Zweiniveauatomen — ein fundamentales Limit darstellt.
Sub-Doppler-Temperaturen, in der MOT erstmals 1988 beobachtet [76], können mit der Polarisationsgradientenkühlung erreicht werden [77]. Für die Polarisationsgradientenkühlung braucht man mindestens zwei entartete Grundzustände. Das einfachste Modellsystem ist ein Atom mit einem $J = \frac{1}{2} \leftrightarrow J = \frac{3}{2}$-Übergang, das sich in einer Feldkonfiguration aus zwei orthogonal zueinander linear polarisierten, gegenläufigen Strahlen („lin $\perp$ lin“) befindet, die rot gegenüber dem atomaren Übergang verstimmt sind. Das resultierende Lichtfeld besitzt einen Polarisationsgradienten der Periode $\lambda/2$: Auf lineare Polarisation bei $z = 0$ folgt im Abstand $\lambda/8$ σ^--Polarisation, hierauf wiederum lineare Polarisation bei $z = \lambda/4$ und σ^+-Polarisation bei $z = 3\lambda/8$. Ein Atom, das sich bei $z = \lambda/8$ befindet, wird optisch in den $g_{-1/2}$-Zustand gepumpt. Weil dieser Zustand wegen der unterschiedlichen Clebsch-Gordan-Koeffizienten dreimal stärker an das lokale Lichtfeld ankoppelt wie der $g_{1/2}$-Zustand, ist er entsprechend weiter auf der Energieskala abgesenkt (vgl. Abbildung 3.4). Am Ort $z = 3\lambda/8$ liegen die Verhältnisse genau andersherum, und das Atom wird in den $g_{1/2}$-Zustand gepumpt. Bewegt sich das Atom in positiver z-Richtung, so läuft es einen Potentialberg nach oben. Bewegt es sich mit einer Geschwindigkeit, die einer zurückgelegten Strecke von $\lambda/4$ während der optischen Pumpzeit τ_p zwischen den Grundzuständen entspricht, verliert es kinetische Energie, die der Modulationshöhe der Zustände entspricht. Dieser Mechanismus wiederholt sich zyklisch (deshalb wird dieser Kühlmechanismus in Anlehnung an die griechische Mythologie auch Sisyphus-Kühlung genannt). Die Pumpzeit τ_p kann durch Wahl der Verstimmung und Lichtintensität variiert werden.
Das Limit der Polarisationsgradientenkühlung ist der Photonenrückstoß. Die Rückstoßtemperatur T_R ist gegeben durch

$$k_B T_R = \frac{\hbar^2 k^2}{2m} \,. \tag{3.36}$$

Sie kann vom geschwindigkeitsselektiven *coherent population trapping* (VSCPT) [78] und von der Raman-Kühlung [79] überwunden werden, zwei Verfahren, die hier nur der Vollständigkeit wegen erwähnt seien.

3.3 Evaneszente Lichtfelder und Atom-Oberflächen-Wechselwirkung

Aus dem Jahr 1982 stammt der Vorschlag von Cook und Hill [33], evaneszente Lichtfelder zur Reflexion von Atomstrahlen bzw. kalten Atomen einzusetzen. Bei geeigneter Wahl der Lichtverstimmung gegenüber einem atomaren Übergang wirkt das mit dem Lichtfeld einhergehende Dipolpotential repulsiv auf die Atome. Die erste Realisierung eines solchen Atomspiegels fand 1987 durch Balykin *et al.* statt [34].
Evaneszente Lichtfelder lassen sich erzeugen, indem Licht an einer Glas-Vakuum-Grenzfläche totalreflektiert wird. Die Stetigkeitsbedingungen der Felder an der Grenzfläche zeigen, daß

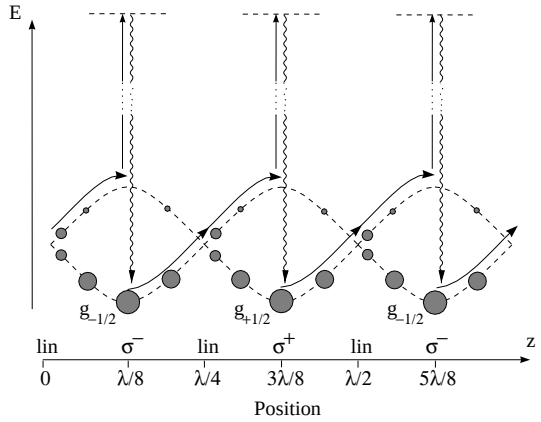

Abbildung 3.4: Polarisationsgradientenkühlung. Dargestellt ist der Verlauf der durch den ortsabhängigen dynamischen Stark-Effekt energetisch verschobenen Grundzustandsniveaus $g_{1/2}$ und $g_{-1/2}$. Durch die unterschiedlich großen Kreise sind die lokalen Aufenthaltswahrscheinlichkeiten im Gleichgewicht in den beiden Niveaus angedeutet, die durchgezogenen Linien beschreiben einen Kühlzyklus.

eine endliche Feldstärke an der Grenzschicht vorliegen muß, die sich mit den Fresnelschen Formeln bestimmen läßt. In der zur Grenzschicht normalen Richtung bildet sich keine propagierende elektromagnetische Welle aus, sondern das Feld fällt exponentiell ab.
Die Abfallänge ζ des elektrischen Feldes in der durch Totalreflexion generierten evaneszenten Welle lautet

$$\zeta = \frac{\lambda}{2\pi} \frac{1}{\sqrt{\epsilon_1 \sin^2\theta_1 - \epsilon_2}} \,, \tag{3.37}$$

wenn λ die Vakuumwellenlänge des Lichts und θ_1 der Einfallswinkel ist. ϵ_1 und ϵ_2 sind die Dielektrizitätskonstanten des optisch dichteren bzw. dünneren Mediums. Für den kritischen Winkel der Totalreflexion $\theta_c = \arcsin\sqrt{\epsilon_2/\epsilon_1}$ divergiert die Abfallänge, für sehr große θ_1 liegt sie in der Größenordnung von $\lambda/2\pi$.
An der Grenzfläche der Medien liegt i. allg. eine Unstetigkeit der Lichtintensität vor. Der Überhöhungsfaktor T ist neben der Abfallänge die zweite interessante Größe an evaneszenten Lichtfeldern. Er wird im Rahmen dieser Arbeit stets als Quotient aus Intensität der evaneszenten Welle auf der Vakuumseite, unmittelbar an der Oberfläche, und Intensität des einlaufenden Lichtes (*vor dem Eintritt* in das Dielektrikum, die Reflexion an der Grenzschicht wird vernachlässigt) angegeben. Dies ist die im Experiment interessante Größe, die maximiert werden soll.
Die Überhöhungsfaktoren T sind unterschiedlich für p- und s-Polarisation und hängen vom Verhältnis der Brechungsindizes sowie vom Einfallswinkel ab. Sie werden maximal beim kritischen Winkel θ_c und betragen dort $T_p = 4\sqrt{\epsilon_1/\epsilon_2}$ und $T_s = 4\sqrt{\epsilon_2/\epsilon_1}$ [80]. Die Überhöhung fällt jeweils für zunehmende Winkel monoton gegen Null.
Größere Überhöhungsfaktoren kann man erzielen, indem man ein System dielektrischer

Schichten verwendet, das als Resonator für die einlaufende Lichtwelle wirkt [81]. Dazu verwendet man eine Deckschicht von hohem Brechungsindex, in der die Lichtwelle durch Totalreflexion geführt wird. Die Einkopplung erfolgt mit frustrierter Totalreflexion durch eine Schicht aus optisch dünnem Material. Mit Schichtsystemen aus TiO_2 und SiO_2 auf einem Lanthanschwerflint-Prisma wurden eine Überhöhung von $T = 1250$ experimentell erreicht [82] (die Angabe in der Referenz wurde gemäß obiger Definition umskaliert).
Eine weitere Möglichkeit der Feldüberhöhung ist die resonante Anregung von Oberflächenplasmonen an einer Metallgrenzschicht [83, 84]. Da die Metallschicht weitere Funktionen in den Experimenten zu Atomfallen vor Oberflächen übernimmt, wurde die Anregung von Oberflächenplasmonen als Überhöhungsmechanismus gewählt. Auf sie wird im folgenden Abschnitt 3.3.1 näher eingegangen. Neben dem optischen Potential sind die Atome auch der Wechselwirkung mit der Oberfläche ausgesetzt, die zu einem attraktiven Potential führt. Konzepte zu dieser Wechselwirkung werden in Abschnitt 3.3.2 diskutiert.

3.3.1 Feldüberhöhung durch resonante Anregung von Oberflächenplasmonen

Bei Oberflächenplasmonen handelt es sich um Ladungsdichtewellen des Elektronengases an einer Metallgrenzfläche. Die Elektronenschwingungen propagieren entlang der Oberfläche und sind senkrecht zu dieser innerhalb der Thomas-Fermi-Abschirmlänge von ca. 0,1 nm lokalisiert [83]. Sie gehen einher mit einem nach beiden Seiten exponentiell abfallenden elektromagnetischen Feld. Das an einer Metall-Vakuum-Grenzschicht auftretende evaneszente Feld kann eine wesentliche Intensitätsüberhöhung gegenüber einem aus dem anderen Halbraum eingestrahlten elektromagnetischen Feld aufweisen, wenn dieses Feld resonant an die Elektronenschwingungen ankoppelt.
Um das resultierende Feld zu beschreiben, werden auf eine in x-Richtung parallel zur Oberfläche propagierende p-polarisierte elektromagnetische Welle die Maxwell-Gleichungen angewandt. Mit den Randbedingungen an Grenzflächen folgt die Dispersionsrelation für Oberflächenplasmonen [83]

$$k_x = \frac{\omega}{c}\sqrt{\frac{\epsilon_1\epsilon_2}{\epsilon_1+\epsilon_2}}\,. \tag{3.38}$$

ϵ_1 ist hier die Dielektrizitätskonstante der Metallschicht, ϵ_2 die der zweiten, dielektrischen Schicht (meist Vakuum), c ist die Vakuumlichtgeschwindigkeit. k_x bleibt in jeder Schicht erhalten, und in der i-ten Schicht gilt für die Komponente des $\mathbf{k}$-Vektors normal zur Grenzfläche

$$k_{z,i} = \sqrt{\epsilon_i\left(\frac{\omega}{c}\right)^2 - k_x^2}\,. \tag{3.39}$$

Die Dielektrizitätskonstante ϵ_2 sei reell (z. B. $\epsilon_2 = 1$ für Vakuum), und wir nehmen an, daß der Realteil von ϵ_1 gegenüber dem Imaginärteil deutlich überwiegt (Metall). Dann ist k_x überwiegend reell. Gilt nun $-\mathrm{Re}(\epsilon_1) > \epsilon_2$, so wird $k_x > \sqrt{\epsilon_2}\omega/c$, und $k_{z,2}$ wird, wie für Oberflächenwellen erwartet, imaginär. Die 1/e-Abfallänge des Feldes ist gegeben durch $1/\mathrm{Im}(k_{z,2})$, also

$$\zeta = \frac{\lambda}{2\pi}\mathrm{Im}\sqrt{\frac{\epsilon_1+\epsilon_2}{\epsilon_2^2}}\,. \tag{3.40}$$

Im Vergleich von Gl. (3.38) mit der Dispersionsrelation von Licht $k = \sqrt{\epsilon_2}\omega/c$ erkennt man, daß Oberflächenplasmonen stets den größeren Wellenvektor besitzen. Dies drückt sich in Abbildung 3.5, in der zur Vereinfachung $\epsilon_2 = 1$ angenommen wird, dadurch aus, daß die Lichtlinie (c) stets links von der Dispersionsrelation der Oberflächenplasmonen (SP) liegt. Das hat zur Folge, daß die direkte Anregung von Oberflächenplasmonen mit Licht ausgeschlossen ist.

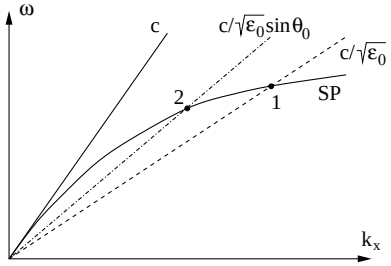

Abbildung 3.5: Anregung von Oberflächenplasmonen durch Licht mit der Methode der abgeschwächten Totalreflexion. Die Lichtlinie im Vakuum liegt stets links von der Dispersionsrelation für Oberflächenplasmonen. In einem Medium der Dielektrizitätskonstanten ϵ_0 und unter einem Projektionswinkel θ_0 lassen sich die Dispersionsrelationen anpassen (nähere Erläuterungen im Text).

Eine gebräuchliche Möglichkeit zur Anpassung der Dispersionsrelationen ist die in Abbildung 3.6 gezeigte Kretschmann-Raether-Konfiguration, die auch in der Atomoptik zur Realisierung von intensitätsüberhöhten Atomspiegeln Einzug gehalten hat [38]. Man strahlt dazu Licht unter einem Winkel θ_0 durch ein Dielektrikum mit der Dielektrizitätskonstante ϵ_0 ein[2] und erhält in der Projektion auf die x-Achse

$$k_x = \sqrt{\epsilon_0}\frac{\omega}{c}\sin\theta_0 \ . \tag{3.41}$$

In Abbildung 3.5 äußert sich die Verwendung des Dielektrikums in einer Drehung der Lichtlinie im Uhrzeigersinn (unterbrochene Linie). Diese neue Lichtlinie und die Dispersionsrelation der Oberflächenplasmonen weisen nun einen Schnittpunkt auf, gekennzeichnet mit „1“ (für streifenden Einfall, $\theta = 90°$). Durch Verkleinern des Einfallswinkels θ_0 kann beispielsweise der Punkt „2“ auf der Dispersionsrelation erreicht werden.
Die Anregung ist als Minimum in der totalreflektierten Intensität als Funktion des Einfallswinkels θ_0 zu erkennen. Wie für ein Resonanzphänomen erwartet, fällt die Form des Minimums je nach Güte der Ankopplung unterschiedlich aus. Die Spektren der abgeschwächten Totalreflexion (ATR) eignen sich deshalb hervorragend zur Charakterisierung des Schichtsystems. In Anhang A wird eine Gleichung für die Reflexion entwickelt, die als Fitfunktion eingesetzt werden kann; ein Ausdruck für den Überhöhungsfaktor T wird ebenfalls angegeben.

[2] Das Symbol ϵ_0 wird nur in Abschnitt 3.3.1 und in Anhang A für die Dielektrizitätskonstante einer nullten Schicht verwendet, um Konsistenz mit Referenz [83] zu wahren. In allen anderen Abschnitten der Arbeit bleibt es für die Influenzkonstante reserviert.

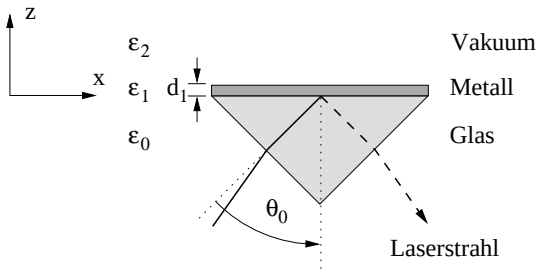

Abbildung 3.6: Kretschmann-Raether-Konfiguration zur Anregung von Oberflächenplasmonen durch abgeschwächte Totalreflexion.

Aus [85] wurden die Dielektrizitätskonstanten von Silber ($\epsilon = -32,1 + i\,0,44$) und Gold ($\epsilon = -25,1 + i\,1,58$) entnommen, jeweils bei der im vorliegenden experimentellen Aufbau relevanten Vakuumwellenlänge von 812 nm. Um eine erste Abschätzung durchzuführen können nun Abfallängen ζ mit Gl. (3.40) und maximale Überhöhungsfaktoren T mit Gl. (A.7) berechnet werden. Man findet für ein BK7-Glassubstrat und eine Metall-Vakuum-Grenzschicht $\zeta = 0,72$ μm und $T = 370$ für Silber sowie $\zeta = 0,63$ μm und $T = 65$ für Gold.
Oberflächenplasmonen, die in einer Grenzschicht von verschwindender Rauhigkeit propagieren, können nicht auf strahlendem Weg ins Vakuum zerfallen, wie die Dispersionsrelation Gl. (3.38) im Vergleich zur Lichtlinie erkennen läßt. In der Kretschmann-Raether-Konfiguration (siehe Abbildung 3.6) können die Oberflächenwellen zwar an die propagierende Welle im Prisma koppeln; wie das Minimum im Spektrum der totalreflektierten Intensität zeigt, interferiert diese jedoch destruktiv mit der an der Metallschicht reflektierten anregenden Welle. Bei perfekter Ankopplung werden die Plasmonen vollständig in Wärme umgewandelt.
In einer rauhen Metallgrenzschicht können Oberflächenplasmonen an Unebenheiten elastisch gestreut werden. Dies führt zum einen zu einer Rückstreuung von Licht in den Halbraum, aus dem die Anregung durch unterdrückte Totalreflexion erfolgt, zum anderen auch zu Lichtstreuung in den gegenüberliegenden Halbraum. Da in letzterem Halbraum die Wechselwirkung von Atomen mit den evaneszenten Lichtfeldern stattfindet, ist das von den Oberflächenplasmonen ausgehende Streulicht ein konkurrierender Effekt in Reflexionsexperimenten und muß unterdrückt werden.

3.3.2 Van-der-Waals- und Casimir-Polder-Wechselwirkung

Im folgenden soll nur die Wechselwirkung der Atome mit einer metallischen, unendlich ausgedehnten ebenen Fläche diskutiert werden. Diese spezifische Idealisierung kommt der in der vorliegenden Arbeit realisierten Situation, in der Oberflächenplasmonen zur Feldüberhöhung eingesetzt werden, am nächsten.
Die Wechselwirkung der Atome mit der Oberfläche hat zwei Aspekte. Zum einen wird ein Spiegelbild des Atoms in der metallischen Oberfläche generiert, zum anderen verändert die Oberfläche die Modenstruktur des Vakuums. Beide Effekte beeinflussen die Lebensdauer und die Energie der atomaren Zustände. Bei der Realisierung von Atomspiegeln muß beachtet werden, daß aufgrund dieser Wechselwirkung bei sehr kleinen Abständen der Atome

von der Oberfläche die repulsive Atom-Licht-Wechselwirkung von der attraktiven Atom-Oberflächen-Wechselwirkung überwogen wird. Dies äußert sich in einer verringerten Höhe des repulsiven Potentials und in einer Verschiebung des klassischen Umkehrpunktes der Atome.

Die Lösung für das allgemeine Problem, die hier nicht wiedergegeben werden soll, findet sich z. B. in [86, 87]. Von besonderem Interesse sind die Grenzfälle, in denen die Signalumlaufzeit groß bzw. klein ist gegenüber der Kreisfrequenz ω_{ge} des korrespondierenden Überganges. Für ein Atom, das sich im Abstand z von der Oberfläche befindet, beträgt die Signalumlaufzeit zur Oberfläche und zurück $2z/c$. In diesen Grenzfällen können vergleichsweise einfache Näherungslösungen angegeben werden.

Für kleine Abstände von der Oberfläche, $4\pi z/\lambda \ll 1$, dominiert die Wechselwirkung des Atoms mit seinem Spiegelbild. Für ein Atom im Grundzustand $|g\rangle$ erhält man das van der Waals-Potential

$$V_{vdW} = -\frac{2\langle g|d_z^2|g\rangle + \langle g|d_\rho^2|g\rangle}{64\pi\epsilon_0 z^3} \,. \tag{3.42}$$

Hierbei sind d_z und d_ρ die Komponenten des Dipoloperators orthogonal und parallel zur Oberfläche.

Der Erwartungswert des Quadrates des Dipoloperators kann leicht mit Hilfe der Vollständigkeitsrelation und des Weisskopf-Wigner-Theorems, Gl. (3.9), auf die bekannten Größen Linienbreite Γ_{ge} und Kreisfrequenz ω_{ge} aller vom Zustand $|g\rangle$ erlaubten Dipolübergänge zu angeregten Zuständen $|e\rangle$ zurückgeführt werden,

$$\langle g|d^2|g\rangle = \sum_e |\langle g|d|e\rangle|^2 = 3\epsilon_0\pi\hbar c^3 \sum_e \frac{\Gamma_{ge}}{\omega_{ge}^3} \,. \tag{3.43}$$

Bei großen Abständen, $4\pi z/\lambda \gg 1$, dominiert die Änderung der mit den Vakuumfluktuationen einhergehenden Stark-Verschiebung, die durch die in der Nähe des Spiegels veränderte Modenstruktur des Vakuumfeldes hervorgerufen wird. Man erhält das Casimir-Polder-Potential für Atome im Grundzustand,

$$V_{CP} = -\frac{3\hbar c}{32\pi^2\epsilon_0 z^4}\alpha_0 \,, \tag{3.44}$$

wobei $\alpha_0 = -2\sum_e |\langle g|d|e\rangle|^2/(3\hbar\omega_{ge})$ die statische elektrische Polarisierbarkeit der Atome ist.

Wie die numerische Auswertung zeigt, ist das van der Waals-Potential für ein Zweiniveauatom bis zu einem Abstand von $0{,}12\lambda$ ($\sim$ 100 nm für $\lambda = 812$ nm) die bessere Näherung, bei größeren Abständen ist das Casimir-Polder-Potential geeigneter. Die Abweichung der Näherungen vom exakten Wert bleibt dann auf einen Faktor 2 beschränkt [86]. Abbildung 3.7 zeigt das van der Waals-Potential und das Casimir-Polder-Potential für den $1s_5$-Zustand von Argon als Funktion des Abstands von der Oberfläche. Mit Gl. (3.43) und den spektroskopischen Daten aus [88] ergibt sich für die Fluktuation des Dipolmomentes $\sqrt{\langle g|d^2|g\rangle}$ im Zustand $1s_5$ ein Wert von $4,5\times10^{-29}$ Cm; die statische elektrische Polarisierbarkeit beträgt gemäß [89] $\alpha_0 = 4\pi\epsilon_0\ 47,9\times10^{-30}$ m^3.

Die im Experiment zu dem quasi-zweidimensionalen atomaren Gas angestrebten Umkehrpunkte der sich der Oberfläche annähernden Atome sind weiter als 500 nm von der Oberfläche entfernt. Auch für die systematischen Reflexionsexperimente kommen keine Abstände in Frage, die kleiner als 100 nm sind. Im folgenden wird deshalb stets die Näherung des Casimir-Polder-Potentials, Gl. (3.44), verwendet.

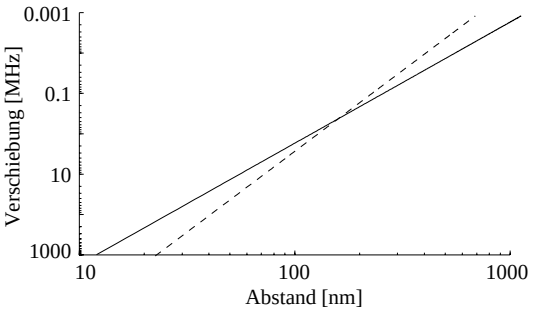

Abbildung 3.7: Van der Waals-Potential (durchgezogene Linie) und Casimir-Polder-Potential (durchbrochen) metastabiler Argonatome im Zustand $1s_5$ *als Funktion des Abstands von einer perfekten Leiteroberfläche.*

3.4 Argon

Das Element Argon besitzt einige spektroskopische Besonderheiten, die es für atomoptische Experimente interessant machen. So besitzt es zwei langlebige metastabile Zustände. Einer dieser Zustände weist einen geschlossenen optischen Übergang auf und eignet sich deshalb besonders gut für die Laserkühlung. Für die vorliegende Arbeit wurden Argonatome in diesem Zustand in einer magneto-optischen Falle gefangen, die als Reservoir kalter Atome zum Umladen in einen planaren Wellenleiter für Atome benutzt wurde.
Metastabile Atome, die auf dem geschlossenen Übergang gekühlt wurden, können durch optisches Pumpen mit hoher Effizienz in den zweiten metastabilen Zustand transferiert werden. In diesem zweiten Zustand können die Atome durch Dipolkräfte in einem optischen Potential gehalten werden. Atome in den beiden Zuständen können unabhängig voneinander — von Kollisionen abgesehen — am gleichen Ort und zur gleichen Zeit manipuliert werden, was für den Ladeprozeß des Wellenleiters von großer Wichtigkeit ist.

3.4.1 Auszug aus dem Termschema

Die Elektronenkonfiguration von Argon im Grundzustand lautet $1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6$. Für die Anregung eines Elektrons muß eine neue Schale begonnen werden (Hauptquantenzahl n_e), was sich in einer hohen Anregungsenergie von mehr als 11 eV äußert. Das angeregte Leuchtelektron befindet sich weit außerhalb des Elektronenrumpfes und tritt mit diesem als Ganzem in Wechselwirkung. Dies schlägt sich in einer intermediären Kopplung, oder **jl**-Kopplung, nieder [90]. Bahndrehimpuls **L** und Spin des Elektronenrumpfes koppeln zum Drehimpuls **j**, der wiederum mit dem Bahndrehimpuls des Leuchtelektrons **l** zu einem Drehimpuls **K** koppelt. Der Gesamtdrehimpuls **J** ergibt sich durch die Kopplung des Drehimpulses **K** mit dem Spin **s** des Leuchtelektrons. Die vollständige Information über die Quantenzahlen wird in der Racah-Notation $^{2s+1}L_j n_e l[K]_J$ wiedergegeben.
Für die spektroskopische Beschreibung ist die Paschen-Notation $(n_e - 3)l_q(J)$ ausreichend, in der nur die Quantenzahlen angegeben werden, die für die Auswertung der Auswahlregeln für Dipolübergänge wesentlich sind. Der Index q numeriert die Terme mit ansonsten gleichen Quantenzahlen nach abnehmender Energie durch. Der elektronische Grundzustand wird in

Abweichung von diesen Regeln mit $1s_1(J = 0)$ bezeichnet.
Das Termschema in Abbildung 3.8, das auf die für die Experimente relevanten Mannigfaltigkeiten beschränkt ist, wird in zwei Hälften geordnet, die sich im Drehimpuls des Elektronenrumpfes **j** unterscheiden. Da ein äußeres elektromagnetisches Feld im wesentlichen an das Leuchtelektron ankoppelt, sind die Übergänge, bei denen sich der Drehimpuls des Rumpfes ändert, nur schwach. Anders als im Helium, wo $LS-$Kopplung vorliegt und Interkombinationsübergänge sehr stark verboten sind, ist im Argon jedoch ein Transfer aus der einen in die andere Seite des Termschemas möglich.

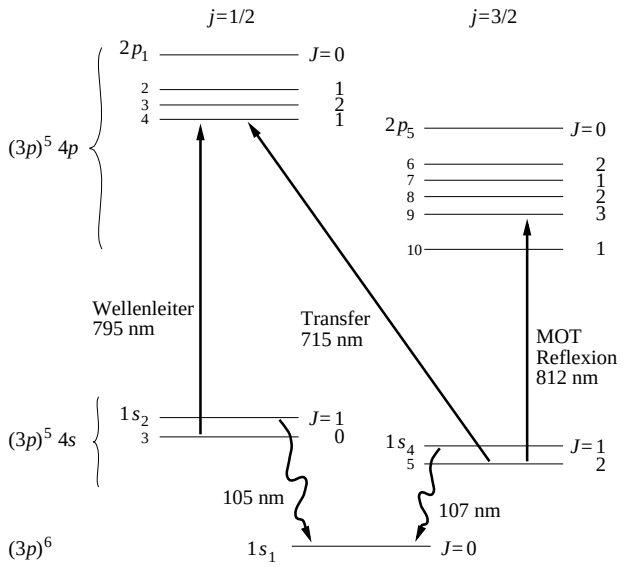

Abbildung 3.8: Ausschnitt aus dem Termschema von Argon. Eingezeichnet sind die Mannigfaltigkeiten, die für das Wellenleiterexperiment genutzt werden, sowie die relevanten Übergänge.

Für die Anregung des Leuchtelektrons in einen $4s$-Zustand ergeben sich vier mögliche Niveaus, $1s_2(J = 1)$, $1s_3(J = 0)$, $1s_4(J = 1)$ und $1s_5(J = 2)$, vergleiche hierzu die Abbildung 3.8. Die Niveaus $1s_5$ und $1s_3$ sind metastabil, da Dipolübergänge in den Grundzustand verboten sind. Die Lebensdauer des $1s_5$-Zustands wurde durch eine Messung des Fluoreszenzabfalls in einer magneto-optischen Falle gespeicherter Atome zu 38^{+8}_{-5} s bestimmt [91]. Die Lebensdauer des metastabilen Zustands $1s_3$, die noch nicht gemessen wurde, wurde zu 45 s berechnet [92].
In der $4p$-Mannigfaltigkeit finden sich zehn Zustände, die in der Paschen-Notation als $2p_i(J = 0, 1, 2, 3)$ mit $i = 1, \ldots, 10$ bezeichnet werden. Die erlaubten Dipolübergänge aus der $4s$-Mannigfaltigkeit liegen am roten Ende des sichtbaren Spektralbereichs bzw. im nahen Infraroten, erlauben also die Manipulation der metastabilen Atome mit üblichen, gut handhabbaren Laserquellen.

3.4.2 Metastabiles Argon in der Atomoptik

Im Experiment findet das mit einer natürlichen Häufigkeit von 99,6% vorkommende Isotop ^{40}Ar Verwendung, das einen gg-Kern mit verschwindendem Spin besitzt, also keine Hyperfeinstrukturaufspaltung zeigt. Die im folgenden angegebenen Wellenlängen und Übergangswahrscheinlichkeiten sind [88] entnommen. Wellenlängen sind im Rahmen dieser Arbeit prinzipiell als Vakuumwellenlängen zu verstehen.
Von dem metastabilen Niveau $1s_5(J = 2)$ gehen zwei für das Experiment wesentliche Übergänge aus, deren Parameter in Tabelle 3.1 aufgeführt sind. Der geschlossene Übergang nach $2p_9(J = 3)$ kann zur Realisierung einer magneto-optischen Falle und zum Einsatz von Sub-Doppler-Kühlmethoden verwendet werden. Gegenüber diesem Übergang blau verstimmtes Licht findet im Experiment Verwendung, um metastabile Atome im $1s_5$-Zustand vor einer Oberfläche abzubremsen bzw. zu reflektieren.

Übergang	λ [nm]	A [10^6 s^{-1}]	Verwendung
$1s_5 \leftrightarrow 2p_9$	811,757	$A_r =$ 33,1 ± 8%	Kühlen, Reflexion
$2p_4$	$\lambda_t =$714,903	$A_t =$0,625 ± 8%	Transfer

Tabelle 3.1: Daten zu den relevanten optischen Dipolübergängen, ausgehend vom Niveau $1s_5$. Angegeben sind die Vakuumwellenlängen, die Einstein-A-Koeffizienten sowie die Verwendung der Übergänge im vorliegenden Experiment. Die angegebenen Symbole werden im folgenden durchgängig benutzt.

Die Abbildung 3.9 zeigt die von Null verschiedenen Clebsch-Gordan-Koeffizienten des Übergangs $1s_5 \leftrightarrow 2p_9$. Ihre Quadrate sind die von den magnetischen Unterzuständen m_J und $m_{J'}$ abhängigen Terme im Dipol-Matrixelement $\langle Jm_J|d|J'm_{J'}\rangle$. Sie geben damit die relative Kopplung der Unterzustände m_J an das jeweilige Lichtfeld an. In Experimenten, in denen das atomare Ensemble nicht polarisiert ist, muß die Verteilung der Atome auf die Unterzustände berücksichtigt werden, da deren Energien im Lichtfeld unterschiedlichen Verschiebungen unterliegen.

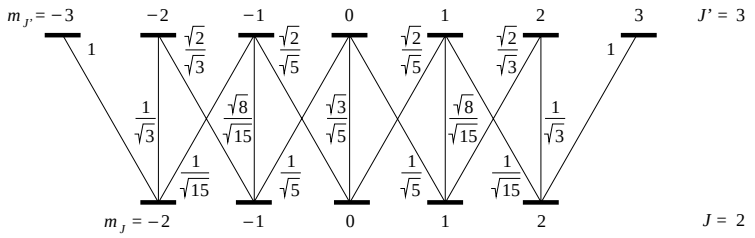

Abbildung 3.9: Clebsch-Gordan-Koeffizienten für einen $J = 2 \leftrightarrow J' = 3$ Übergang. Linear polarisiertes Laserlicht induziert nur Übergänge mit $\Delta m_J = 0$, während zirkular polarisiertes Licht die Übergänge mit $\Delta m_J = \pm 1$ treibt.

Weiterhin besteht die Möglichkeit, Atome, die im Zustand $1s_5$ lasergekühlt wurden, durch optisches Pumpen in den zweiten metastabilen Zustand $1s_3$ zu transferieren. Die höchste Transfereffizienz wird mit dem Übergang $1s_5 \leftrightarrow 2p_4$ erzielt. Das Verzweigungsverhältnis

des Niveaus $2p_4$ ist in Tabelle 3.2 wiedergegeben. Die Zerfallskonstante dieses Niveaus setzt sich additiv aus den Einstein-A-Koeffizienten der angegebenen Zerfallskanäle zusammen und beträgt $\Gamma_{2p_4} = 33,1 \times 10^6\ \mathrm{s}^{-1}$.

Übergang	λ [nm]	A [10^6 s^{-1}]	Verzw.verhältnis
$2p_4 \leftrightarrow 1s_2$	852,381	13,9 ± 8%	42%
$1s_3$	795,036	$A_{\mathrm{wg}} =$ 18,6 ± 8%	56%
$1s_4$	747,322	0,022 ± 8%	∼ 0%
$1s_5$	714,903	0,625 ± 8%	2%

Tabelle 3.2: Daten zu den optischen Dipolübergängen, ausgehend vom Niveau $2p_4$. Angegeben sind die Vakuumwellenlängen, die Einstein-A-Koeffizienten sowie das Verzweigungsverhältnis. Als Zerfallskonstante ergibt sich $\Gamma_{2p_4} = 33,1 \times 10^6\ s^{-1}$.

Aus dem metastabilen Zustand $1s_3$ existiert kein geschlossener Übergang; alle erreichbaren Niveaus besitzen einen Verlustkanal in den elektronischen Grundzustand. Damit ist im Zustand $1s_3$ keine Laserkühlung möglich. Atome können jedoch in einem Lichtfeld, das gegenüber dem Übergang $1s_3 \leftrightarrow 2p_4$ weit verstimmt ist, mittels der Dipolkraft gefangen werden. Die Verlustrate einer solchen Dipolfalle wird bei hinreichend tiefen Fallen durch die Streurate dominiert, denn die Atome gehen nach durchschnittlich zwei Streuereignissen verloren (aus Tabelle 3.2 ersichtlich).
Die Übergangswellenlängen, die von den beiden metastabilen Zuständen ausgehen, sind um mehrere Nanometer separiert. In dem durchgeführten Wellenleiterexperiment konnten so das Abbremsen der Atome, der Transferprozeß und die Speicherung der Atome im Wellenleiter vollständig entkoppelt werden. Dies ist ein großer Vorteil gegenüber Experimenten mit Alkaliatomen, bei denen Atome in verschiedenen Niveaus der Hyperfeinaufspaltung gespeichert werden. Da die Grundzustandsaufspaltung in stabilen Alkaliatomen nie größer als 9,2 GHz (im Cäsium) ist, finden stets nichtresonante Anregungen statt, die die Niveaus koppeln und so Kühl- und Speichermechanismen limitieren.
Ein weiterer bemerkenswerter Punkt ist der verschwindende Gesamtdrehimpuls $J = 0$ des zweiten metastabilen Zustands $1s_3$. Er ist deshalb nicht auf magnetische Felder sensitiv, die zum magneto-optischen Einfang des ersten metastabilen Zustands notwendig sind. Die magneto-optische Falle und die Dipolfalle können also gleichzeitig und mit räumlichem Überlapp betrieben werden. Damit ist auch das kontinuierliche Laden des Wellenleiters prinzipiell möglich.
Die Termschemata der anderen Edelgase gleichen dem von Argon. Helium und Neon sind im Vergleich zu Argon schwerer zu fangen, da ihre Masse deutlich kleiner ist. Helium besitzt außerdem keinen Interkombinationsübergang. Krypton und Xenon haben theoretisch vorhergesagte Lebensdauern des $1s_3$-Zustandes von weniger als einer Sekunde [92].
Die Verwendung metastabiler Atome bringt die Beschränkung auf vergleichsweise niedrige Atomdichten mit sich. Die innere Anregungsenergie zweier metastabiler Argonatome ist ausreichend, um bei einer sog. Penning-Kollision ein Atom zu ionisieren, während das andere in den Grundzustand zerfällt. Dieser Prozeß limitiert die experimentell erreichbaren Dichten auf einige 10^9 cm^{-3}. Man geht davon aus, daß sich im Helium durch Spinpolarisation der Atome Penning-Kollisionen unterdrücken und damit höhere Dichten erreichen lassen.
Metastabile Atome können leicht detektiert werden, da es beim Kontakt mit einer Metalloberfläche mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit zu einem Abregungsprozeß kommt,

bei dem ein Elektron ausgelöst wird. Dieses Elektron kann, zeitlich und örtlich aufgelöst, nachgewiesen werden.

3.5 Das optische Potential des Wellenleiters

Im folgenden Abschnitt soll die zu Anfang dieses Kapitels eingeführte Theorie der Atom-Licht-Wechselwirkung, in der wir uns auf Zweiniveauatome beschränkt haben, auf das mit dem Element Argon realisierte experimentelle Schema angewandt werden. Von besonderer Bedeutung ist dabei die Betrachtung des offenen Übergangs, auf dem das optische Potential des Wellenleiters für Atome aufgebaut wird. Der Einfluß der Atom-Oberflächen-Wechselwirkung und die Verlustmechanismen Photonenstreuung und Tunneleffekt werden ebenfalls diskutiert.

3.5.1 Das optische Potential auf dem offenen Übergang

Der Wellenleiter für Atome wird auf dem offenen Übergang $1s_3 \leftrightarrow 2p_4$ im Argon realisiert. Die anderen vom Niveau $1s_3$ erlaubten optischen Dipolübergänge liegen weiter als 20 nm entfernt, so daß dieser Übergang isoliert betrachtet werden darf. Da es sich bei dem Niveau $1s_3$ um einen $J = 0$-Zustand handelt und der Wellenleiterlaser π-Polarisation aufweist, ist nur der $m_{J'} = 0$-Unterzustand im angeregten Zustand $2p_4$ an der Wechselwirkung mit dem Licht beteiligt; der Clebsch-Gordan-Koeffizient für den Übergang ist 1.
Die Beschreibung des optischen Potentials auf dem offenen Übergang macht eine Verallgemeinerung von Gl. (3.20) notwendig, die das optische Potential für ein Zweiniveauatom im Grenzfall großer Verstimmung angibt. Die natürliche Linienbreite Γ des angeregten Niveaus setzt sich nun additiv aus den Einstein-A-Koeffizienten A_i der verschiedenen Zerfallskanäle in Grundzustände $|g_i\rangle$ zusammen, $\Gamma = \sum_i A_i$. Um die unterschiedlichen Übergänge zu berücksichtigen, wird ab Gl. (3.3) $\mathbf{d}_{ge}$ durch $\mathbf{d}_{g_ie}$ ersetzt. Man erhält dann für das optische Potential auf dem offenen Übergang im Grenzfall großer Verstimmung den Ausdruck

$$V_{\mathrm{opt},i} = \frac{\hbar\Omega_{R,i}^2}{4\delta_L} = \frac{\hbar A_i^2}{8\delta_L}\frac{I}{I_{s,i}} \tag{3.45}$$

mit verallgemeinerten Sättigungsintensitäten und Rabi-Frequenzen

$$I_{s,i} = \frac{2\pi^2\hbar c A_i}{3\lambda_0^3} \quad \text{und} \quad \Omega_{R,i} = A_i\sqrt{\frac{I}{2I_{s,i}}}\,. \tag{3.46}$$

Um das optische Potential des Wellenleiters zu berechnen, ist der Einstein-A-Koeffizient $A_{\mathrm{wg}} = 18,6 \times 10^6\ \mathrm{s}^{-1}$ des $1s_3 \leftrightarrow 2p_4$-Überganges zu verwenden (vgl. Tabelle 3.2). Für die verallgemeinerte Sättigungsintensität ergibt sich hier $I_{s,\mathrm{wg}} = 0,77\ \mathrm{mW/cm^2}$.
Die ortsabhängige Intensitätsverteilung des stehenden optischen Lichtfeldes nahe der Oberfläche lautet

$$I(\mathbf{r}) = I_0 \exp\left(\frac{-2x^2}{w_{\mathrm{wg}}^2} + \frac{-2y^2}{(w_{\mathrm{wg}}\sqrt{2})^2}\right)\sin^2\left(\frac{k_{\mathrm{wg}}z}{\sqrt{2}}\right) \tag{3.47}$$

mit $k_{\mathrm{wg}} = 2\pi/\lambda_{\mathrm{wg}}$ und den projizierten Laserstrahlradien in x- und y-Richtung, w_{wg} und $w_{\mathrm{wg}}\sqrt{2}$. I_0 ist die maximale Intensität, die verglichen mit der Zentralintensität der laufenden Welle um einen Faktor 4 größer ist. Der Faktor $1/\sqrt{2}$ im periodischen Anteil berücksichtigt

den Einfallswinkel des Wellenleiterlasers von 45°. Das optische Potential $V(\mathbf{r})$ ist gemäß Gl. (3.45) im Grenzfall großer Verstimmung proportional zur Intensität.
Die Schwerpunktsbewegung der Atome im Wellenleiter in den lateralen Dimensionen erfolgt auf einer Zeitskala, die die Adiabatizität der Zustandsentwicklung der Atome in den gebundenen Zuständen der normalen Dimension sichergestellt. Damit wird es möglich, eine eindimensionale zeitunabhängige Schrödinger-Gleichung für die Dimension normal zur Oberfläche aufzustellen. Bewegt sich das Atom in den lateralen Richtungen, so entwickelt sich der atomare Zustand stetig mit dem lokalen Eigenzustand.
Wir erhalten die gewöhnliche Differentialgleichung

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2m}\frac{d^2}{dz^2} + V(z)\right)\psi(z) = E\psi(z) \ . \tag{3.48}$$

$V(z) = V_0 \cos^2(k_{\mathrm{wg}} z/\sqrt{2})$ ist das periodische Potential der stehenden optischen Lichtwelle; V_0 ist die maximale Potentialhöhe. Diese Differentialgleichung kann durch geeignete Transformationen in die Mathieusche Differentialgleichung [93] umgeformt werden, die die für periodische Potentiale typische, aus der Festkörperphysik bekannte Bandstruktur widerspiegelt. Für eine detaillierte Ausarbeitung dieser Problematik im Zusammenhang mit optischen Gittern sei auf [94] verwiesen.
Da wir uns im vorliegenden Experiment mit einem einzelnen Potentialtopf im periodischen Potential beschäftigen, und die Dynamik im periodischen Potential der Untersuchung nicht zugänglich ist, entwickeln wir das Potential bis in zweite Ordnung. So können wir die Mathieusche Differentialgleichung auf die Differentialgleichung des harmonischen Oszillators zurückführen. Die Näherung bricht für die höherliegenden gebundenen Zustände zusammen, ist aber für die tiefliegenden Zustände im Potential geeignet.
Als Eigenfunktionen erhält man die bekannten Eigenfunktionen des harmonischen Oszillators. Die Eigenenergien lauten $E_n = (n + 1/2)\hbar\Omega_{\mathrm{osz}}$ mit der Oszillatorkreisfrequenz

$$\Omega_{\mathrm{osz}} = \frac{k_{\mathrm{wg}}}{\sqrt{2}}\sqrt{\frac{V_0}{2m}} \ . \tag{3.49}$$

Die Anzahl gebundener Zustände läßt sich in der harmonischen Näherung leicht abzählen. Zum Beispiel beträgt die Potentialtiefe für die im Experiment verwendete Standard-Lichtintensität von 47 W/cm^2 bei einer Verstimmung von 1,5 nm $V_0 = 0{,}37$ MHz. In harmonischer Näherung des Potentials beträgt die Oszillatorfrequenz $\Omega_{\mathrm{osz}} = 2\pi \times 77$ kHz. Es existieren fünf gebundene Zustände. Die exakte Untersuchung mit Hilfe der Mathieuschen Differentialgleichung zeigt, daß sechs Bänder mit Energien unterhalb der Potentialhöhe vorliegen.
Potentialhöhen und Energieniveaus des Wellenleiters werden im Rahmen dieser Arbeit stets in MHz angegeben; 1,0 MHz entsprechen 100 μK für die Umrechnung in korrespondierende Temperaturen, wenn man die Gleichsetzung $h\nu = \frac{1}{2}k_B T$ vornimmt. Da Temperaturen allerdings nur als Ensemblemittel definiert sind und für das atomare Gas im Wellenleiter keine Energieverteilung bestimmt werden konnte, wurde auf die Angabe von Temperaturen verzichtet.

3.5.2 Der Einfluß der Atom-Oberflächen-Wechselwirkung

In der Nähe der Oberfläche kommt zu dem optischen Potential noch die vom Atom erfahrene Atom-Oberflächen-Wechselwirkung hinzu. Da im folgenden die relevanten Abstände von der

Oberfläche stets hundert nm überschreiten, ist gemäß Abschnitt 3.3.2 die Verwendung der Casimir-Polder-Näherung, Gl. (3.44), für die Wechselwirkungsenergie angemessen.
Für die statische elektrische Polarisierbarkeit des Zustands $1s_3$ im Argon, der im Wellenleiter gefangen wird, ist uns keine Angabe in der einschlägigen Literatur bekannt. Als einziger merkt [95] an, daß sich die Polarisierbarkeiten von Argon in den Zuständen $1s_5$ und $1s_3$ um weniger als ein Prozent unterscheiden dürften. Im folgenden wird deshalb der in [89, 95] für Argon im $1s_5$-Zustand angegebene Wert von $\alpha_0 = 4\pi\epsilon_0\ 47,9 \times 10^{-30}\ \mathrm{m}^3$ auch für den $1s_3$-Zustand im Argon verwendet.
In Abbildung 3.10 werden exemplarisch für zwei verschiedene Verstimmungen die Gesamtpotentiale für Argonatome im $1s_3$-Zustand als Funktion des Abstands von der Oberfläche dargestellt. Die Nullinie definiert jeweils das Potential bei verschwindender Wechselwirkung der Atome sowohl mit dem Licht als auch mit der Oberfläche. Die hier verwendete rote Verstimmung von 325 pm bzw. blaue Verstimmung von 170 pm wurden auch in den Experimenten eingesetzt. Die zugehörigen Potentialtiefen betragen 1,7 MHz bzw. 3,3 MHz. Bei größeren Verstimmungen und damit kleineren Potentialhöhen ist der Einfluß der Atom-Oberflächen-Wechselwirkung noch stärker.

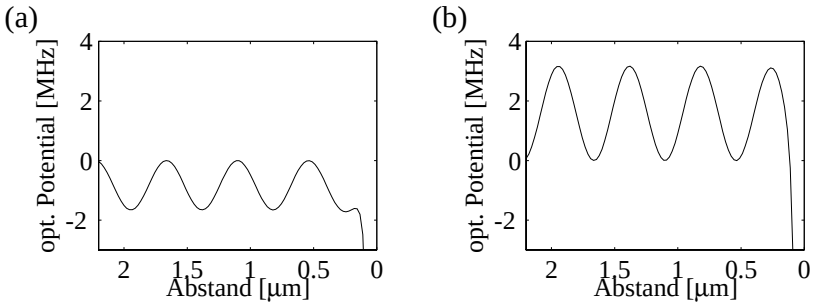

Abbildung 3.10: Das Gesamtpotential aus optischem und Casimir-Polder-Potential, dem die Atome vor der Oberfläche ausgesetzt sind, dargestellt für die Zentralintensität des Wellenleiterlasers. (a) zeigt das Gesamtpotential für eine rote Verstimmung von 325 pm, (b) für eine blaue Verstimmung von 170 pm.

Man erkennt, daß im Fall der roten Verstimmung die Atom-Oberflächen-Wechselwirkung den oberflächennächsten Potentialtopf so stark verzerrt, daß man nicht mehr damit rechnen kann, ihn mit Atomen besetzen zu können. Erst der nächste Potentialtopf mit einem Abstand von $(3/4)\lambda_{\mathrm{wg}}\sqrt{2}$ von der Oberfläche kann Atome aufnehmen. Im Unterschied hierzu kann im blauen Fall prinzipiell der oberflächennächste Potentialtopf mit Atomen geladen werden. Er befindet sich $(1/2)\lambda_{\mathrm{wg}}\sqrt{2}$ von der Oberfläche entfernt, wo im rot verstimmten Fall ein Maximum des Potentials vorliegt.

3.5.3 Adiabatizität der Zustandsentwicklung

Die (klassische) Bewegung der Atome im Wellenleiter in lateraler Richtung bedeutet eine Variation der Atom-Licht-Wechselwirkung, die im nichtadiabatischen Fall zu Übergängen zwischen den *dressed states* führen kann. Die Oszillationskreisfrequenz in einer lateralen

Richtung lautet in harmonischer Näherung $\Omega_{\mathrm{osz,l}} = (2/w_{\mathrm{wg}})\sqrt{V_0/m}$; in der anderen Richtung ist die Oszillationskreisfrequenz um den Faktor $\sqrt{2}$ niedriger. Im Experiment beträgt der Strahlradius $w_{\mathrm{wg}} = 0{,}70$ mm. Man kann nun diese Größe als inverse Zeitskala für die Änderung der Wechselwirkung in die Gl. (3.17) einsetzen und die kritische Verstimmung berechnen, bei der die Adiabatizität der Zustandsentwicklung zusammenbricht. Man findet, daß die Adiabatizitätsbedingung für alle realistischen Verstimmungen erfüllt ist. Realistisch sind Verstimmungen, bei denen die Rabi-Frequenz Ω_R des Übergangs nicht die Verstimmung δ_L übersteigt. Jenseits dieses Punktes, der bei einer Verstimmung von 1 pm erreicht wird, sind die Streuraten extrem groß und damit die Lebensdauern sehr klein. Typische Verstimmungen im Experiment liegen bei einigen zehn pm aufwärts.
Prinzipiell von Interesse ist auch die Frage, wie das Verhältnis der Abschaltzeit des Wellenleiterlasers mit dem elektro-optischen Modulator (Abschnitt 4.1.2) zur Zeitskala der Zeitentwicklung der gebundenen Zustände im Wellenleiterpotential ist. Im Grenzfall des schnellen, nichtadiabatischen Abschaltens bleiben die Wellenfunktionen der Zustände während des Abschaltens unverändert, im Fall des langsamen Abschaltens entwickeln sich die gebundenen Zustände adiabatisch in freie Zustände. Um die Impulsverteilung zu untersuchen, sollte das Potential nichtadiabatisch abgeschaltet werden, damit die tatsächliche Impulsverteilung im Wellenleiter abgebildet werden kann.
Die Zeitskala für die Entwicklung der Zustände im Potential ist die inverse (harmonische) Oszillationsfrequenz $1/\Omega_{\mathrm{osz}}$ für die *normale* Richtung aus Gl. (3.49). Dieser Parameter kommt erst für Verstimmungen des Wellenleiterlasers von weniger als einigen pm in den Bereich der Abschaltdauer des EOM von 100 ns. Das Abschalten des Wellenleiterlasers erfolgt also für die typischen Verstimmungen im Experiment stets nichtadiabatisch.

3.5.4 Photonenstreuung auf dem offenen Übergang

Bei dem Übergang $1s_3 \leftrightarrow 2p_4$ handelt es sich um ein offenes System, denn aus dem angeregten Zustand kann das Atom auch in den Grundzustand $1s_1$ kaskadieren oder in den Zustand $1s_5$ zurückfallen. Um lange Lebensdauern der Atome im Wellenleiter zu erzielen, muß die Lichtstreuung auf diesem Übergang deshalb minimiert werden, was durch eine große Verstimmung sichergestellt wird.
Zur genauen Angabe dieser Verlustrate muß Gl. (3.23), die für Zweiniveauatome gilt, verallgemeinert werden. Für die Streurate aus dem Grundzustand $|g_i\rangle$ über den angeregten Zustand $|e\rangle$ in den Grundzustand $|g_j\rangle$ gilt mit den zugehörigen Einstein-A-Koeffizienten A_i bzw. A_j und den verallgemeinerten Sättigungsintensitäten und Rabi-Frequenzen aus Gl. (3.46)

$$\Gamma_{\mathrm{sc},j} = A_j \frac{\Omega_{R,i}^2}{4\delta_L^2} = A_j \frac{A_i^2}{8\delta_L^2} \frac{I}{I_{s,i}} \,. \tag{3.50}$$

Die gesamte Verlustrate durch Photonenstreuung Γ_{loss} im vorliegenden Fall lautet damit

$$\Gamma_{\mathrm{loss}} = A_{\mathrm{loss}} \frac{A_{\mathrm{wg}}^2}{8\delta_L^2} \frac{I}{I_{s,\mathrm{wg}}} \,, \tag{3.51}$$

wobei sich $A_{\mathrm{loss}} = 14{,}5 \times 10^6\ \mathrm{s}^{-1}$ additiv aus den Einstein-A-Koeffizienten der Übergänge vom Zustand $2p_4$ zu den Zuständen $1s_2$, $1s_4$ und $1s_5$ zusammensetzt (vgl. Tabelle 3.2). Die Größen A_{wg} und $I_{s,\mathrm{wg}}$ wurden in Abschnitt 3.5.1 eingeführt. Die zugehörige Lebensdauer ergibt sich als das Inverse der Verlustrate Γ_{loss}.

3.5.5 Tunnelverluste

Bei geringen Höhen des optischen Potentials gewinnt der Tunneleffekt als Verlustmechanismus an Bedeutung. Zur Abschätzung der Tunnelraten durch den Potentialberg soll die WKB-Näherung herangezogen werden. Die WKB-Näherung kann eingesetzt werden, wenn die Variation des Potentials klein gegenüber der de Broglie-Wellenlänge der Teilchen ist. Diese Näherung gilt hier zwar nur eingeschränkt, wir wollen jedoch nur eine Abschätzung der Tunnelraten erhalten.
Der Transmissionskoeffizient $\mathcal{T}$ lautet in der WKB-Näherung

$$\mathcal{T} = \exp\left[-\frac{2}{\hbar}\int_{z_2}^{z_1}\{2m[V(z)-E]\}^{1/2}dz\right] . \tag{3.52}$$

$V(z)$ ist das optische Potential des Wellenleiters, E ist die Energie der Teilchen, und die z_i sind die klassischen Umkehrpunkte der Teilchen im Potential, d. h. $V(z_i) = E$. Die Tunnelrate ergibt sich aus dem Transmissionskoeffizienten $\mathcal{T}$ und der Oszillationsfrequenz $\Omega_{\text{osz}}/2\pi$ im harmonisch genäherten Potential [vgl. Gl. (3.49)],

$$\Gamma_{\text{tun}} = \mathcal{T}\Omega_{\text{osz}}/(2\pi) . \tag{3.53}$$

3.6 Monte-Carlo-Simulation des Ladeprozesses

Der Ladeprozeß wurde auf Grundlage einer Monte-Carlo-Wellenpaketsimulation in einer eindimensionalen Geometrie modelliert. Die Ergebnisse entstanden in Zusammenarbeit mit W. Power. Die im folgenden vorgestellten Resultate basieren auf Annahmen, die — wenn nicht anders angegeben — auf die tatsächlichen experimentellen Bedingungen zugeschnitten sind. Detaillierte Angaben zur Methode können [31] entnommen werden; dort wurden allerdings idealisierte, von den experimentellen Parametern abweichende Größen verwendet. In der hier dargestellten Simulation wird eine MOT von 1 mm Durchmesser und der Temperatur $T = 23$ μK aus 6 mm Höhe über dem Wellenleiter fallengelassen. Die Abfallängen der evaneszenten Feldintensitäten betragen 316 nm für den Reflexionslaser und 240 nm für den Transferlaser. Als Laserverstimmung wird 670 MHz für den Reflexionslaser gewählt; der Transferlaser ist resonant mit dem Übergang. Die Intensitäten der evaneszenten Felder werden darauf optimiert, daß die Atome in den zweiten Potentialtopf eines rot verstimmten stehenden Lichtfeldes vor der Oberfläche gepumpt werden. Die Wellenzahl der stehenden Lichtwelle ist um einen Faktor $\sqrt{2}$ gegenüber der Wellenzahl für den Übergang bei 795 nm verkleinert, um einem Einfallswinkel von 45° Rechnung zu tragen. Die Tiefe des optischen Potentials beträgt 96 Rückstoßenergien (0,37 MHz). Diese Tiefe entspricht einer Verstimmung des Wellenleiterlasers von 1,5 nm bei den im Experiment vorliegenden Parametern. Die gebundenen Zustände werden durch die Niveaus eines harmonischen Oszillators angenähert. In dieser Näherung findet man insgesamt fünf gebundene Zustände. In der Simulation wird die Atom-Oberflächen-Wechselwirkung vernachlässigt.
Die Simulation verfolgt die Bewegung der atomaren Wellenpakete und die Entwicklung des internen atomaren Zustands. Dazu werden die Entwicklung der Wellenfunktion und die über die vergangene Wechselwirkungszeit akkumulierte Umpumpwahrscheinlichkeit berechnet. Die Wahrscheinlichkeit der Atome, in die einzelnen gebundenen Zustände eines definierten Potentialtopfes gestreut zu werden, wird als Überlappintegral der atomaren Wellenfunktion mit den Wellenfunktionen der gebundenen Zustände berechnet. Der Rückstoß des emittierten Photons wird hierbei berücksichtigt. Den verschiedenen atomaren Anfangsbedingungen

— entsprechend der Temperatur des atomaren Ensembles — wird durch unabhängige Simulationen Rechnung getragen, deren Resultate gemittelt werden.
In der Simulation wird der Reflexionsprozeß im Modell des Zweiniveauatoms beschrieben, während der Übergang $1s_5 \leftrightarrow 2p_9$ im Argon eine magnetische Unterstruktur aufweist. Der Hamilton-Operator des Systems, das aus dem Multiniveauatom, dem Reflexionslichtfeld und der Atom-Licht-Wechselwirkung besteht, wurde numerisch diagonalisiert. Die Niveauverschiebungen der einzelnen magnetischen Unterniveaus wurden berechnet und ihr Schwerpunkt bestimmt. Diese Verschiebung wurde mit der Verschiebung eines Zweiniveauatoms, wie in der Simulation vorliegend, verglichen. Hieraus wurde ein effektiver Clebsch-Gordan-Koeffizient berechnet, dessen Quadrat $C^2_{\mathrm{eff},r} = 0,48$ zur Skalierung der Intensitäten in der Simulation eingesetzt wurde. Die Niveauverschiebung wurde in der Näherung großer Verstimmungen bestimmt, da dann die Verschiebung proportional zur Intensität ist und sich die Skalierung mit dem effektiven Clebsch-Gordan-Koeffizienten stark vereinfacht.
Die Rabi-Frequenz, der die fiktiven Zweiniveauatome für optimierte Parameter in ihrem klassischen Umkehrpunkt ausgesetzt sind, beträgt $\Omega_{R,\max} = 2\pi \times 120$ MHz. Bei der vorliegenden Laserverstimmung von $\delta_L = 2\pi \times 670$ MHz ist die Näherung großer Verstimmung damit noch vertretbar.
Um den Transferprozeß zu simulieren, wird das Dreiniveauschema in Abbildung 3.11 betrachtet. Die Pumprate ist unter der (hier erfüllten) Voraussetzung $\Omega \ll \Gamma$ gegeben durch [31]

$$\Gamma_{\mathrm{sc}} = \Gamma \frac{\Omega^2}{\Gamma^2 + 4\delta^2} \,. \tag{3.54}$$

Ω ist hier die Rabi-Frequenz auf dem Übergang $|1\rangle \leftrightarrow |2\rangle$, und Γ ist die Linienbreite des Übergangs $|2\rangle \leftrightarrow |3\rangle$. In diesem Modell sind keine Verlustkanäle aus dem angeregten Zustand berücksichtigt. Im Argon gehen jedoch aus dem Zustand $2p_4$ 42% der Atome in den elektronischen Grundzustand verloren, was zur Deutung der Simulation noch zu berücksichtigen ist.

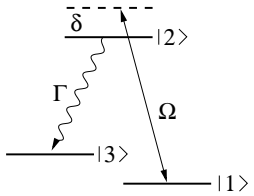

Abbildung 3.11: Vereinfachtes Niveauschema für den Transferprozeß. Die Verlustkanäle aus dem angeregten Zustand $|2\rangle$ werden ignoriert, und die Wechselwirkung des Zustands $|1\rangle$ mit dem Reflexionslichtfeld wird als variable Verstimmung δ berücksichtigt.

Auch in den Transferprozeß sind mehrere magnetische Unterniveaus einzubeziehen. Da die hier vorliegende Situation nochmals komplizierter ist als die Beschreibung der Reflexion (die Atome wechselwirken bereits ortsabhängig mit dem Reflexionslaserlicht), wurde auf die detaillierte Bestimmung eines (dann auch ortsabhängigen) effektiven Clebsch-Gordan-Koeffizienten $C_{\mathrm{eff},t}$ verzichtet. Stattdessen wurde derselbe (ortsunabhängige) Koeffizient wie beim Reflexionsprozeß verwendet, um die Intensität des Transferlichtes zu skalieren.

Weiterhin werden sowohl beim Reflexions- als auch beim Transferprozeß die in Abschnitt 4.5 angegebenen Überhöhungsfaktoren T eingesetzt, so daß ein Vergleich der numerisch bestimmten optimierten Parameter mit den experimentell gefundenen unmittelbar möglich ist.
Ergebnisse der Simulationen sind in Abbildung 3.12 gezeigt, in der Besetzungswahrscheinlichkeiten für die verschiedenen gebundenen Zustände als Funktion der Intensitäten des Reflexions- und Transferlasers aufgetragen sind. Die Prozentangaben beziehen sich auf alle Atome, die in dem vereinfachten Pumpschema nach Abbildung 3.11 transferiert wurden. Die Besetzungswahrscheinlichkeiten, die sich mit den Intensitäten verändern, spiegeln die variierenden Franck-Condon-Faktoren wider. Mit der Intensität des Reflexionslasers wird der klassische Umkehrpunkt der Atome variiert. Der ebenfalls als Skala aufgetragene klassische Umkehrpunkt wurde für ein Atom berechnet, das mit verschwindender Anfangsgeschwindigkeit aus dem Zentrum der MOT freigegeben wird. Die Besetzungswahrscheinlichkeiten spiegeln eine Mittelung über eine MOT von 23 μK Temperatur und 1 mm Durchmesser wider. In der Abbildung 3.12(a) ist zu erkennen, daß die maximale Besetzungswahrscheinlichkeit für den Grundzustand von ca. 7% erreicht wird, wenn der klassische Umkehrpunkt mit dem Minimum des Potentialtopfes zur Deckung kommt. Der Potentialtopf liegt $(3/4)\lambda_{\mathrm{wg}}\sqrt{2}$ von der Oberfläche entfernt.

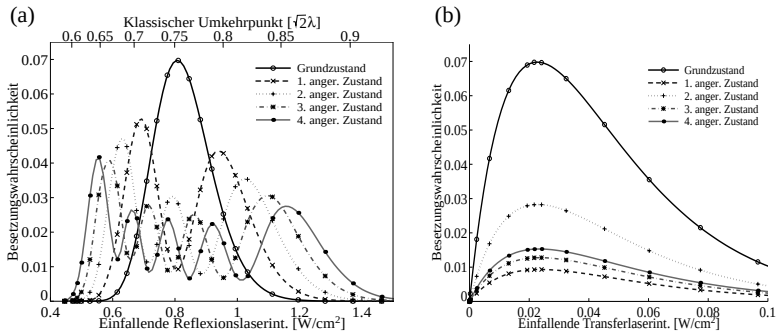

Abbildung 3.12: Besetzungswahrscheinlichkeiten der fünf gebundenen Zustände, aufgetragen gegen die Intensität des Reflexionsfeldes bzw. die Position des klassischen Umkehrpunktes der Atome (a) und gegen die Intensität des Transferfeldes (b). Die aufgetragenen Intensitäten verstehen sich vor der Feldüberhöhung, können also mit den experimentell eingesetzten Intensitäten unmittelbar verglichen werden. Der jeweils andere Parameter wird auf dem Maximum der Transferwahrscheinlichkeit in den Grundzustand der Bewegung im Wellenleiter festgehalten. Die gekennzeichneten Punkte wurden mit der beschriebenen numerischen Simulation gewonnen, die Linien geben eine kubische Spline-Interpolation wieder.

Ist die Intensität des Transferfeldes zu hoch, werden die Atome zu früh transferiert und können nicht in dem ausgewählten Potentialtopf gespeichert werden. Bei zu geringen Transferintensitäten werden die Atome reflektiert, bevor sie transferiert werden können. Die Abhängigkeit der Besetzungswahrscheinlichkeit von der Transferlaserintensität ist in Abbildung 3.12(b) gezeigt.
In der Simulation in [31] ergab sich für die maximale Besetzungswahrscheinlichkeit des

Grundzustandes ein Wert von 18%. Als wesentliche Gründe für die geringere Wahrscheinlichkeit in der an die experimentelle Situation angepaßten Simulation wurden die höhere Temperatur der MOT sowie der schlechtere Überlapp der Wellenfunktionen der gebundenen Zustände mit dem einfallenden Wellenpaket identifiziert. Sowohl die kürzere Abfallänge der evaneszenten Felder als auch die größere Breite des Wellenleiterpotentials wirken sich negativ auf diesen Überlapp aus.
Die Simulation bildet die experimentelle Situation nur stark vereinfacht ab. Zum einen können die Parameter des Reflexions- und Transferlasers wegen der magnetischen Unterstruktur nicht für alle Atome optimal eingestellt werden. Zum anderen liegt keine eindimensionale Geometrie vor: Alle eingesetzten Laserstrahlen im Experiment besitzen ein gaußsches Strahlprofil, so daß die Parameter selbst bei perfekt überlagerten Strahlen nur auf einem Kreisring ideal optimiert werden könnten. Es ist außerdem wegen der gaußschen Profile der Laserstrahlen nicht möglich gewesen, die Besetzung der einzelnen gebundenen Zustände im Experiment zu beobachten. Hierauf wird in der Diskussion zum Abschluß des experimentellen Kapitels 5 nochmals eingegangen.
Die Simulation zeigt, daß selbst in der vereinfachten Situation des Modells der Grundzustand der atomaren Bewegung im Wellenleiter nur zu maximal ca. 7% besetzt werden kann. Bei Parametern, die auf die Besetzung des Grundzustandes optimiert wurden, werden insgesamt 85% der Atome transferiert; 14% aller Atome finden sich nach dem Transfer in einem gebundenen Zustand wieder. Diese geringe Speicherwahrscheinlichkeit wird in den Experimenten bestätigt werden.

Kapitel 4

Apparative Aufbauten

Dieses Kapitel ist den technischen Voraussetzungen der Experimente gewidmet. Beschrieben werden die UHV-Apparatur, in der die atomaren Ensembles präpariert werden, sowie das Lasersystem, mit dem das Licht zur Manipulation der Atome erzeugt wird. Ein Abschnitt behandelt die Präparation der Oberfläche, die bei der Erzeugung des quasizweidimensionalen atomaren Gases eine große Rolle spielt. Ganz wesentlich sind die Detektionsmethoden, die verwendet werden, um die gefangenen Atome nachzuweisen.
Für die hier beschriebenen Experimente konnte auf viele Vorarbeiten zurückgegriffen werden, was den Aufbau der Atomstrahlapparatur, des Lasersystems sowie des Atomdetektors betrifft. In den folgenden Abschnitten werden nur wesentliche Merkmale der bereits dokumentierten Aufbauten erwähnt und Veränderungen erläutert, für genauere Angaben wird auf [96, 94, 97] verwiesen. Die neu implementierte Atomstrahlkollimation, das CCD-Kamerasystem und die Präparation der Oberflächen werden detaillierter behandelt.

4.1 Atomstrahlapparatur und Lasersystem

Im folgenden werden die Atomstrahlapparatur sowie das zugehörige Lasersystem kurz dargestellt, die beide auf die Verwendung metastabiler Argonatome zugeschnitten sind. Metastabile Atome können nicht aus dem Hintergrundgas geladen werden, so daß eine Strahlapparatur notwendig ist, in deren Quelle die Atome in einer Gasentladung aus dem Grundzustand in den metastabilen Zustand angeregt werden. Das Lasersystem ist für die verwendeten, in Abbildung 3.8 eingezeichneten Übergänge im Argon ausgelegt.
Die Steuerung des Experimentes erfolgt computergestützt mit dem Meßprogramm ISAMESS [94], das zum Einsatz an der Strahlapparatur ISABEL entwickelt wurde und regelmäßig an die neuen Anforderungen angepaßt wird. Das Programm unterteilt die einzelnen Durchläufe des Experimentes in Teilsequenzen von variabler Dauer, für die unterschiedliche Zustände verschiedener Parameter gewählt werden können, um das atomare Ensemble zu präparieren. Anschließend kann mit dem Programm ein Flugzeitspektrum aufgenommen werden. Mit dem Programm wird die Laserverstimmung und die Laserleistung in der magneto-optischen Falle eingestellt. Auch mechanische Verschlüsse für die Laserstrahlen und für den Atomstrahl sowie der elektro-optische Modulator, der zum Schalten des Wellenleiterlasers eingesetzt wird, können manipuliert werden. Der Magnetfeldgradient der Falle und das Beschleunigungsfeld der Elektronenoptik werden ebenfalls mit dem Programm geschaltet. Die CCD-Kamera sowie das zweidimensional ortsauflösende Detektionssystem werden aus dem Programm heraus ausgelöst. Eine Meßsequenz kann wiederholt ausgeführt werden, um eine

Datenmittelung zu erreichen. Die Auswirkungen experimenteller Driften lassen sich durch die abwechselnde Erhebung von Daten mit einer Meß- und einer Referenzsequenz sowie anschließender Differenzbildung minimieren.
Die zeitliche Auflösung, die mit dem Programm erreicht werden kann, liegt unter 20 μs. Die Laserstrahlen werden mit mechanischen Verschlüssen geschaltet, die am Ort der Strahltaille von Teleskopen aufgebaut sind. Dadurch werden Verschlußzeiten in der Größenordnung von 10 μs mit einer Verzögerung von ca. 1 ms erreicht; die Reproduzierbarkeit der Verzögerung im Fall der kommerziellen Verschlüsse liegt bei wenigen μs. Die Abschaltzeit der Magnetfelder beträgt ca. 200 μs. Es wurden bis zu drei externe analoge Verzögerungsschaltungen eingesetzt, um auch noch während der Datenaufnahme für das Flugzeitspektrum durch den Meßrechner, also nach Ablauf der Präparationssequenz, Einfluß auf die Laserparameter zu haben.
Alle im folgenden gezeigten Flugzeitspektren sind entweder unter Verwendung der Kalibrierung des Detektors auf gemittelte Atomzahlen pro Durchlauf des Experimentes normiert, oder es werden gemittelte Zählereignisse pro Durchlauf angegeben. Die Ordinatenangaben beziehen sich, wenn nicht anders angegeben, stets auf Kanäle von 100 μs Breite. Die Zahl der Durchläufe lag je nach erwartetem Signal-zu-Rausch-Verhältnis zwischen 10 und 1000.

4.1.1 Atomstrahlapparatur

Die Experimente wurden an der Atomstrahlapparatur ISABEL durchgeführt, die in Abbildung 4.1 dargestellt ist. Die Apparatur besteht aus vier differentiell gepumpten Vakuumkammern. In der ersten dieser Kammern wird ein Strahl metastabiler Atome in einer Gasentladung erzeugt. In den folgenden Kammern wird mittels Laserkühlung ein langsamer, intensiver Strahl kalter metastabiler Argonatome im Ultrahochvakuum bereitgestellt, der zum Laden einer magneto-optischen Falle geeignet ist. Diese MOT dient als Reservoir ultrakalter Atome für atomoptische Experimente. Das Laden der MOT muß aus einem Atomstrahl erfolgen, da das Laden aus dem Hintergrundgas einer Dampfzelle [98] für metastabile Atome prinzipiell ausgeschlossen ist.

Quelle metastabiler Argonatome

In der Atomstrahlquelle [96], deren Aufbau [99] folgt, werden Argonatome in einer Hochspannungsgasentladung aus dem Grundzustand durch inelastische Kollisionen mit Elektronen angeregt.
Die Quelle wird mit flüssigem Stickstoff gekühlt und emittiert Atome einer mittleren Geschwindigkeit $\bar{v}$ von 300 m/s mit $\bar{v}/\Delta v = 2{,}5$, verglichen mit 550 m/s bei Raumtemperatur. Die Anregungseffizienz in den $1s_5$-Zustand beträgt bis zu 10^{-4}, und die maximale Intensität ist 2×10^{14} $1s_5$-Atome/(s sr). Diese Messungen sind aus [96] zitiert. Der Hintergrundgasdruck in Kammer 1 beträgt bei aktiver Quelle zwischen 2 und 5×10^{-5} mbar.

Atomstrahlkollimation und Zeeman-Slower

Der Atomstrahl tritt durch eine Apertur von 1 mm Durchmesser in Kammer 2, in der bei aktiver Quelle ein Hintergrundgasdruck von 1×10^{-6} mbar herrscht. In Kammer 2 findet eine Strahlkollimation durch transversale Laserkühlung in zwei Dimensionen mit effizientem Strahlrecycling statt. Mit dieser Kollimation wird eine Erhöhung der Laderate der MOT um einen Faktor 36 bewirkt. Näheres zum Aufbau und zur Charakterisierung findet sich in Abschnitt 4.2.

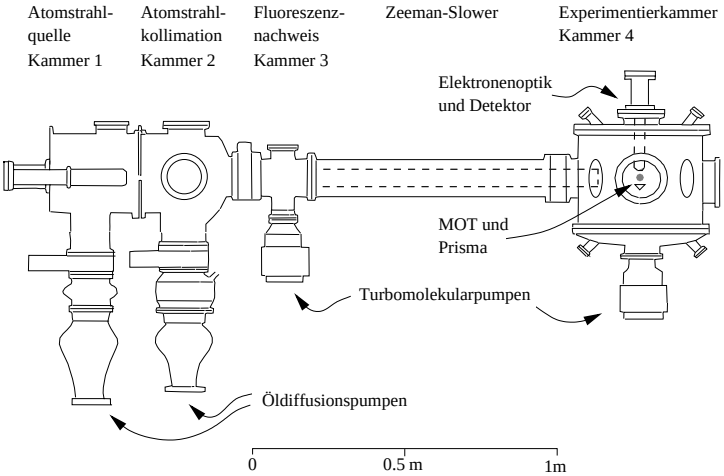

Abbildung 4.1: Die Atomstrahl-Apparatur ISABEL, an der die Experimente zum quasi-zweidimensionalen atomaren Gas vor einer Oberfläche durchgeführt wurden. Die Apparatur besteht aus vier Kammern, die differentiell gepumpt werden. Ein Strahl metastabiler Argonatome wird in Kammer 1 erzeugt und im folgenden transversal und longitudinal gekühlt. In Kammer 4 steht ein langsamer, intensiver Strahl zum Laden einer magneto-optischen Falle bereit. Die Apparatur wird im HV-Teil (bis Kammer 2) mit Öldiffusionspumpen evakuiert. Der UHV-Teil wird mit ölfreien Turbomulekularpumpen betrieben.

Kammer 3 und Kammer 2 sind durch eine Apertur von 1,5 mm Durchmesser miteinander verbunden. Die Apertur ist Teil einer weiteren differentiellen Pumpstufe und begrenzt notwendigerweise den Fluß metastabiler Atome. Im Gegensatz zu den Kammern 1 und 2, die für Hochvakuum ausgelegt sind, sind die Kammern 3 und 4 für den Ultrahochvakuumbetrieb geeignet. Kammer 3 wird zur Justage des Kollimators durch Fluoreszenznachweis am Strahl verwendet (vgl. Abschnitt 4.2.4). Das sich anschließende Flugrohr wird als Zeeman-Slower eingesetzt, in dem der Atomstrahl in einem inhomogenen Magnetfeld von einem entgegenlaufenden Laserstrahl longitudinal abgebremst wird [96].

UHV-Experimentierkammer

In Kammer 4 werden die Experimente mit optischen Atomfallen vor Oberflächen durchgeführt. Hierzu steht der langsame, intensive Atomstrahl bereit, der in den Kammern 1 bis 3 präpariert wird. Bei aktivem Strahl und mit allen im Experiment notwendigen Einbauten beträgt der Hintergrundgasdruck in der Experimentierkammer 5×10^{-9} mbar. Zur Druckmessung stehen drei Meßsonden mit unterschiedlichen Meßbereichen sowie ein Massenspektrometer zur Partialdruckanalyse zur Verfügung. Der erreichte Druck ist ausreichend, um eine durch Stöße mit dem Hintergrundgas begrenzte Lebensdauer der gefangenen Atome in der Größenordnung von einer Sekunde zu gewährleisten.

Die Kammer 4 ist durch die große Anzahl von Fenstern und Durchführungsflanschen außerordentlich flexibel und kann wegen ihres großen Volumens (Höhe: 28 cm; Durchmesser: 45 cm) eine Vielzahl von Einbauten aufnehmen. Die Abbildung 4.2 zeigt ein Foto der Experimentierkammer mit den Aufbauten zum vorliegenden Experiment. Für die Experimente zum quasi-zweidimensionalen atomaren Gas wurden Sackrohre mit Fenstern eingesetzt, in die die Magnetfeldspulen zum Betrieb der MOT eingebracht werden können. Auf diese Weise können die Spulen nahe an den Ort der Falle gebracht werden, ohne daß zu Wartungszwecken das Vakuum gebrochen werden muß. Drei orthogonal angeordnete Spulenpaare außerhalb der Kammer werden zur Kompensation von Streumagnetfeldern am Ort der Falle eingesetzt.
In der Kammer befindet sich das metallbedampfte Prisma, an dem das Wellenleiterexperiment durchgeführt wurde, sowie die Elektronenoptik des ortsauflösenden Detektors. Weiterhin sind in der Kammer mehrere Spiegel zur Umlenkung der verwendeten Laserstrahlen installiert.

Abbildung 4.2: Ein Blick in die Experimentierkammer mit den Aufbauten für das Wellenleiterexperiment. Man erkennt im Zentrum die Elektronenoptik einschließlich des Prismenhalters. Die Sackrohre vorne rechts und hinten links dienen zur Aufnahme der MOT-Spulen. Das von links hereinführende Rohr ist das Ende des Zeeman-Slowers. Der Blickwinkel ist ähnlich gewählt wie in der Abbildung 2.2, die den Aufbau in stilisierter Form zeigt.

4.1.2 Lasersystem

Für die Experimente zum Wellenleiter für Atome werden bis zu acht verschiedene Laser eingesetzt. Zur Präparation des kalten Atomensembles wird ein Diodenlasersystem aus einem Masterlaser und zwei versklavten Hochleistungslaserdioden verwendet. In dieses System ist eine weitere Hochleistungslaserdiode zur Reflexion der Atomen integriert. Ein kryogener

Diodenlaser steht für das optische Pumpen der Atome zwischen den zwei metastabilen Niveaus bereit. Das optische Potential des Wellenleiters wird mit einem Titan:Saphir-Laser erzeugt, der von einem Ar-Ionen-Laser gepumpt wird. Für die Atomstrahlkollimation wurde ein unabhängiger gitterstabilisierter Diodenlaser aufgebaut, der gesondert in Abschnitt 4.2.2 behandelt wird. Alle Laser befinden sich in einem abgetrennten, klimatisierten Labor, aus dem das Laserlicht durch Monomode-Glasfasern an die Atomstrahlapparatur geführt wird. Die Fasern dienen zugleich als Raumfilter, die nur die gaußsche Grundmode unterstützen, und gewährleisten einen stabilen Strahlengang.

Lasersystem für die MOT und den Reflexionsprozeß

Das Lasersystem zum Fangen und Kühlen der metastabilen Argonatome bei 812 nm ist vollständig mit Diodenlasern aufgebaut worden, die preiswert und zuverlässig sind. Das System besteht aus einem extern gitterstabilisierten Diodenlaser, an den drei versklavte Hochleistunglaserdioden angekoppelt sind [94]. Das Lasersystem ist in Abbildung 4.3 skizziert.

Bei dem Masterlaser handelt es sich um einen extern gitterstabilisierten Diodenlaser, dessen Konzeption [100] folgt. In diesem Laser wird eine kommerzielle Laserdiode (Sharp, LTO16MDO) als aktives Medium eingesetzt. Der Masterlaser wird durch dopplerfreie Sättigungsspektroskopie auf den Übergang $1s_5 \leftrightarrow 2p_9$ stabilisiert. Hierzu wird ein Teilstrahl durch einen akusto-optischen Modulator (AOM; #1 in Abbildung 4.3) frequenzverschoben und -moduliert. Mit dem zweifach durch den AOM laufenden Strahl wird Sättigungsspektroskopie an einer RF-Argongasentladung durchgeführt. Der AOM wird bei einer Grundfrequenz von 85 MHz betrieben, so daß der Masterlaser auf eine Rotverschiebung von 170 MHz gegenüber der atomaren Resonanz stabilisiert wird.

Durch *injection locking* [101] werden drei Hochleistungslaserdioden (SDL, 5422-H1) mit dem Masterlaser verkoppelt, um dessen optische Leistung (ggf. nach einer Frequenzverschiebung) unter Weitergabe der Frequenzstabilität und der schmalen Frequenzbreite zu verstärken. Nach dem Transfer durch die Glasfasern stehen bis zu 11 mW optische Leistung für die MOT zur Verfügung und jeweils bis zu 30 mW für den Zeeman-Slower und die Reflexion der Atome. Der Vergleich mit der Sättigungsintensität des $1s_5 \leftrightarrow 2p_9$-Überganges von $I_s = 1,29$ mW/cm^2 zeigt, daß diese Leistungen für typische Strahlradien von wenigen Millimetern zum Einsatz für die MOT ausreichend sind.

Eine Hochleistungslaserdiode wird zur Emission mit der Frequenz des Masterlasers angeregt. Dieses Licht mit einer Rotverstimmung von 170 MHz wird für den Zeeman-Slower eingesetzt. Das Licht des Masterlasers wird ebenfalls direkt in eine weitere Hochleistungslaserdiode injiziert, deren Licht von einen AOM (#2 in Abbildung 4.3) im doppelten Durchgang frequenzverschoben wird. Die Frequenz dieses AOM kann von 60 bis 100 MHz durchgestimmt werden, so daß die Lichtfrequenz um die Resonanzfrequenz des atomaren Übergangs eingestellt werden kann. Dieses Licht wird für die magneto-optische Falle bereitstellt. Durch Einbau eines elektronischen Oszillators zum Treiben des AOM für die MOT, der im Vergleich zu [94] einen größeren Frequenzbereich hat, konnte im Gegenzug die Frequenzverschiebung des Zeeman-Slowerlasers auf -170 MHz gegenüber -190 MHz im alten Aufbau verringert werden. Dennoch wurde die Möglichkeit einer großen Verstimmung des MOT-Lasers zum Melassekühlen nicht preisgegeben. Der Zeeman-Slower wird damit wieder näher an der Verstimmung von -160 MHz betrieben, für die er konstruiert wurde [96].

Vom verstärkten Zeeman-Slowerlaserstrahl werden 4% abgespalten, die nach vierfachem Durchgang durch einen mit 210 MHz getrieben AOM (#3 in Abbildung 4.3) zum *injection*

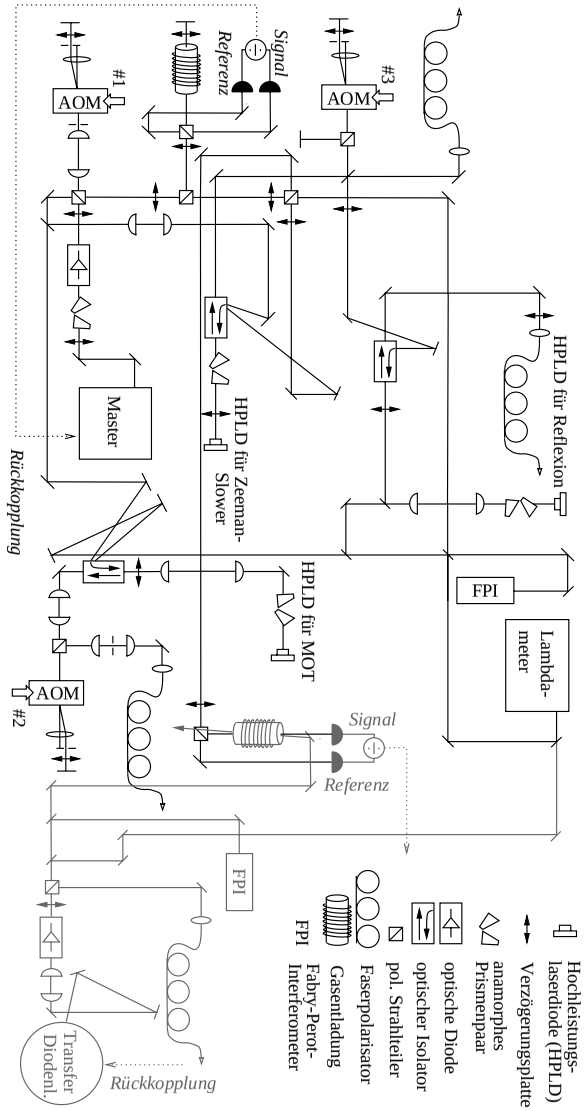

Abbildung 4.3: Das Diodenlasersystem zum Fangen und Kühlen der metastabilen Argonatome im Zustand $1s_5$, für die Reflexion sowie zum Transfer in den Zustand $1s_3$ (Transferlasersystem in grau).

locking der Reflexionslaser-Hochleistungsdiode herangezogen werden. Der Reflexionslaser emittiert deshalb Licht mit einer Blauverstimmung von 670 MHz. Wegen der endlichen Effizienz des AOMs (zwischen 50% und 80% pro Durchlauf) mußte der Injektionsstrahl vom bereits verstärkten Zeeman-Slowerstrahl abgegriffen werden, da der Masterlaser nicht genug Leistung bereitstellen kann, um die geringe Effizienz zu überwinden.
Der AOM kann leicht auch nur im doppelten Durchgang betrieben werden, indem auf eine Polarisationsdrehung nach dem ersten Durchgang durch den AOM verzichtet wird. Der Reflexionslaser wird dann mit einer Blauverstimmung von 250 MHz gegenüber der atomaren Resonanz betrieben. Durch Einbau eines Retrospiegels vor den AOM kann vollständig auf die Frequenzverschiebung verzichtet werden, so daß der Reflexionslaser dann mit einer Rotverstimmung von 170 MHz betrieben wird. Diese Möglichkeit, verschiedene Verstimmungen des Reflexionslasers zu realisieren, kann zur Charakterisierung des Reflexionsprozesses von Atomen genutzt werden.

Laser für den Transferprozeß

Für den Transfer der Atome aus dem $1s_5$- in den $1s_3$-Zustand eignet sich am besten optisches Pumpen über den $2p_4$-Zustand, der mit einer Effizienz von 56% in den Zustand $1s_3$ zerfällt. Hierfür wird Laserlicht von 715 nm Wellenlänge benötigt, für das allerdings keine kommerziellen Laserdioden zur Verfügung stehen, die bei Raumtemperatur bei dieser Wellenlänge emittieren. Unter Ausnutzung des Temperaturkoeffizienten von $-0,2$ nm/K von AlGaAs-Doppelheterostrukturlasern [102] kann jedoch mit einer bei Raumtemperatur bei 750 nm emittierenden AlGaAs-Laserdiode nur wenig oberhalb der Siedetemperatur des flüssigen Stickstoffs eine Emissionswellenlänge von 715 nm erreicht werden.
In das vorliegende Lasersystem (siehe Abbildung 4.3) ist ein gitterstabilisierter Diodenlaser integriert, der sich in thermischem Kontakt mit einem Reservoir befindet, das mit flüssigem Stickstoff gefüllt ist. Die Emissionswellenlänge der Laserdiode (Sharp, LT030MD0), die bei Raumtemperatur bei 750 nm liegt, wird durch optische Doppelresonanzspektroskopie [103] auf den $1s_5 \leftrightarrow 1s_3$ Übergang im Argon bei 715 nm stabilisiert. Hierzu wird frequenzmoduliertes, mit dem $1s_5 \leftrightarrow 2p_9$ Übergang resonantes Licht eingesetzt, das auch zur Stabilisierung des Masterlasers bei 812 nm verwendet wird. An der Apparatur stehen bis zu 160 μW Transferlicht zur Verfügung. Da das optische Pumpen außerordentlich effizient ist — jedes Atom muß nur ein Photon absorbieren — ist diese geringe Leistung akzeptabel. Ein intrinsisches Problem der Kühlung auf die Siedetemperatur des flüssigen Stickstoffs ist eine Frequenzschwankung von etwa 10 MHz des stabilisierten Lasers, die auf mechanische Vibrationen durch das Sieden des Stickstoffs zurückzuführen ist.
Genauere Angaben zu dem kryogenen Diodenlaser bei 715 nm findet sich in [94].

Lasersystem für den Wellenleiter

Um die Atome im Wellenleiter speichern zu können, muß das optische Potential der stehenden Lichtwelle tief genug sein, um einige gebundene Zustände zu besitzen. Andererseits muß die Streurate, die im vorliegenden Experiment unmittelbar zu Verlusten führt, minimiert werden. Dies führt zu der Anforderung, daß hohe Lichtleistungen bei großen Verstimmungen bereitgestellt werden müssen. Detaillierter wird auf diese Problematik im experimentellen Kapitel 5 eingegangen.
Um hohe optische Leistung mit variabler Verstimmung kombinieren zu können, wird in der derzeitigen experimentellen Konfiguration ein Titan:Saphir-Laser (Coherent, 899-21) einge-

setzt, der von einem Argon-Ionen-Laser (Coherent, Innova 400) gepumpt wird. Er besitzt eine maximale Ausgangsleistung von 2 W bei 795 nm im stabilen Ein-Moden-Betrieb. Das Laserlicht wird mit einer Monomode-Glasfaser an die Strahlapparatur geführt, wo bis zu 360 mW optische Leistung bereitgestellt werden können. Für die geringe Transfereffizienz an die Apparatur ist zum einen die endliche Einkoppeleffizienz in die Glasfaser verantwortlich. Zum anderen ist beim Erhöhen der eingekoppelten Leistung ein ausgeprägtes Sättigungsverhalten aufgrund stimulierter Brillouin-Streuung [104] zu beobachten, das die transmittierte Leistung auf maximal 360 mW begrenzt. Dieses Sättigungsverhalten macht eine aktive Stabilisierung der Lichtleistung des Titan:Saphir-Lasers entbehrlich.
Der Wellenleiterlaser wird von einem elektro-optischen Modulator (Gsänger, LM0202) mit darauf abgestimmtem Pulsverstärker (Gsänger, LIV8) abgeschaltet. Die spezifizierte Abschaltdauer liegt unter 20 ns. In einer Messung mit einer schnellen Photodiode konnte eine Abschaltdauer von $<$ 100 ns bestätigt werden. Gleichzeitig mit dem Abschaltpuls für den elektro-optischen Modulator wird ein mechanischer Verschluß betätigt, der das geringe Restlicht ca. 2 ms nach dem Puls definiert unterbricht.

4.2 Atomstrahlkollimation

Im Rahmen dieser Arbeit wurde an der Atomstrahlapparatur ISABEL eine Atomstrahlkollimation aufgebaut, die die Divergenz des Atomstrahls durch transversale Laserkühlung in zwei Dimensionen verringert. Das Schema zeichnet sich dadurch aus, daß durch Recycling der Kühllaserstrahlen nur eine geringe Lichtleistung benötigt wird. Mit diesem Atomstrahlkollimationsaufbau wurde die Laderate der MOT um einen Faktor von 36 erhöht.
Wesentliche Voraussetzung für weitergehende Experimente mit einer magneto-optischen Falle ist eine hohe Laderate der Falle. Erstens steigt die asymptotisch erreichbare Zahl gefangener Atome, und zweitens lassen sich mit kürzeren Ladedauern auch höhere Repetitionsraten zur Verbesserung der Statistik erreichen. Insbesondere das vorgesehene kontinuierliche Umladen von Atomen aus der magneto-optischen Oberflächenfalle in den Wellenleiter (vgl. Abschnitt 6.1) ist potentiell durch die Laderate der Falle begrenzt.
Eine Erhöhung dieser Laderate kann durch eine transversale Laserkühlung erreicht werden. Diese verringert die Divergenz der Atomstrahlquelle und erhöht so den Fluß metastabiler Atome am Ort der Falle bei unverändertem Fluß der nicht mitgekühlten Grundzustandsatome im Strahl. Im einfachsten Aufbau wird der Atomstrahl durch eine optische Melasse (in ein oder zwei Dimensionen) im Geschwindigkeitsraum transversal durch die Streukraft gekühlt. Durch den Einsatz gekrümmter Wellenfronten kann diese Kühlung effizienter betrieben und ggf. mit einer Ablenkung des Strahls kombiniert werden [105, 106].
Effektiv gekrümmte Wellenfronten lassen sich durch Vielfachreflexionen kollimierter Laserstrahlen kleinen Durchmessers zwischen zwei gekrümmten Spiegeln realisieren [107]. Die für die gleiche Wechselwirkungsstrecke notwendige Laserleistung läßt sich so gegenüber der Verwendung konvergenter Laserstrahlen großen Durchmessers stark verringern.

4.2.1 Prinzip der Atomstrahlkollimation

In der einfachsten Realisierung einer Atomstrahlkollimation werden zwei ebene, rot gegenüber dem atomaren Übergang verstimmte und antiparallel laufende Lichtwellen senkrecht zum Atomstrahl eingestrahlt. Für eine zweidimensionale Kollimation werden zwei Strahlenpaare benutzt, die aus orthogonalen Richtungen eingestrahlt werden. Diese Konfiguration stellt eine optische Melasse dar, die die transversale Bewegung der Atome dämpft

(vgl. Abschnitt 3.2.1). Um eine hinreichend lange Wechselwirkungszeit mit dem Lichtfeld zu erreichen, muß die Kühlzone entsprechend ausgedehnt sein. Zur Abschätzung der Wechselwirkungsstrecke nehmen wir an, daß stets die halbe maximale Streukraft auf die Atome wirke, entsprechend einem effektiven Sättigungsparameter von eins. Dann ist $F_{\rm sc} = \hbar k \Gamma/4$ (Γ steht im folgenden für die Linienbreite des $1s_5 \leftrightarrow 2p_9$-Übergangs). Der Radius des kollimierten Atomstrahls ist im vorliegenden Experiment durch eine Apertur vom Radius 0,75 mm begrenzt. Der nach der Wechselwirkungszeit $t_{\rm ww}$ kollimierte Strahl hat den Radius $r = F_{\rm sc}/(2m)\ t_{\rm ww}^2$ (unter Annahme einer punktförmigen Quelle), also ist eine Wechselwirkungszeit von 120 μs ausreichend. Dies entspricht einer Wechselwirkungsstrecke von 36 mm für eine Zentralgeschwindigkeit von 300 m/s. Der maximale Einfangwinkel ist $\theta = F_{\rm sc}/(mv_z)\ t_{\rm ww}$ und beträgt hier 2,4°.
Effektiv gekühlt werden in einer solchen Melasse jedoch nur die Atome, die durch ihre Transversalgeschwindigkeit annähernd die Dopplerverschiebung erfahren, die die Laserverstimmung kompensiert (vgl. z. B. Abbildung 3.2). Für Atome mit größeren und kleineren Transversalgeschwindigkeiten ist die Kühlung ineffizient, da die Atome nicht in Resonanz mit dem Lichtfeld sind. Selbst anfangs in Resonanz befindliche Atome werden wegen der Verringerung ihrer Geschwindigkeit immer weniger effizient gekühlt.
Eine effektivere Atomstrahlkollimation, die der Annnahme in obiger Abschätzung näherkommt, kann durch den Einsatz gekrümmten Wellenfronten erreicht werden [106]. Für Atome einer bestimmten Transversalgeschwindigkeit, entsprechend einem Austrittswinkel θ_0 aus der Atomquelle, wird die Streukraft über die gesamte Kühlstrecke hinweg maximiert, indem der Einstrahlwinkel des Lichtfeldes kontinuierlich variiert wird.
Wir definieren die effektive Verstimmung $\delta_{\rm eff}$ als

$$\delta_{\rm eff} = \delta_L - k_L v_z \sin\alpha \approx \delta_L - k_L v_z \alpha\ . \tag{4.1}$$

$\mathbf{k}_L$ ist der k-Vektor des Laserlichts, v_z ist die Longitudinalkomponente der Geschwindigkeit, und α ist der (kleine) Winkel zwischen der Einfallsrichtung des Laserstrahls und der Normalen zum Atomstrahl.
Die maximale Streukraft wird im Resonanzfall $\delta_L - \mathbf{k}_L \cdot \mathbf{v} = 0$ erreicht, vgl. Gl. (3.29). Dies ist gleichbedeutend mit

$$\delta_{\rm eff} = -k_L v_x \cos\alpha \approx -k_L v_x\ . \tag{4.2}$$

v_x ist die Transversalkomponente der Geschwindigkeit. Bei fester Laserfrequenz kann entlang der Flugstrecke der Winkel α verändert werden, um so die effektive Verstimmung $\delta_{\rm eff}$ entsprechend der geringer werdenden Doppler-Verschiebung $k_L v_x$ zu verkleinern und damit stets die Resonanzbedingung zu erfüllen. In Abbildung 4.4 wird ein Kollimationsschema gezeigt, bei dem gekrümmte Wellenfronten eingesetzt werden, um eine besonders effektive Atomstrahlkollimation zu realisieren.
Atome, die unter einem kleineren Öffnungswinkel als θ_0 austreten, erfahren anfangs nicht die maximale Streukraft, werden aber nach Erreichen des Orts der resonanten effektiven Verstimmung ebenfalls mitgekühlt. Atome unter größerem Öffnungswinkel geraten immer weiter aus der Resonanz und bleiben im wesentlichen unbeeinflußt.
Optimale Ergebnisse erreicht man, wenn man eine Laserverstimmung von $\delta_L = -\Gamma/2$ wählt und auf die Zone konvergenter Lichtstrahlen, in der die Streukraft maximiert wird, eine Zone paralleler Wellenfronten folgen läßt. In dieser Wechselwirkungszone wird dann die minimale Endtemperatur, die Doppler-Temperatur aus Gl. (3.32), erreicht.

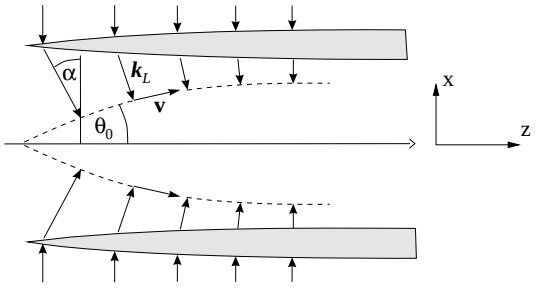

Abbildung 4.4: Schematische Anordnung zur Atomstrahlkollimation mit gekrümmten Wellenfronten, hier realisiert durch Verwendung eines konvexen Linsenpaares. Man erkennt, daß die Tangente an die atomare Trajektorie stets den gleichen Winkel mit der lokalen Einfallsrichtung des Laserstrahls einschließt, so daß die Streukraft konstant auf ihrem maximalen Wert gehalten werden kann.

Für den hier experimentell realisierten Aufbau wurde ein Design gewählt, das effektiv gekrümmte Wellenfronten erzeugt und dabei durch vielfaches Strahlrecyling mehr als eine Größenordnung weniger Lichtleistung benötigt. Das Kollimationsprinzip weist Ähnlichkeiten mit dem in [108] verwendeten Verfahren auf. Dort werden weitere Kollimationsstufen eingesetzt, die zu anderen Optimierungsergebnissen führen.
Das hier verfolgte Prinzip ist in Abbildung 4.5 dargestellt. Zwei Spiegel werden so aufgestellt, daß sie einen kleinen Winkel φ einschließen. Die Länge l der Spiegel muß groß genug bemessen sein, um bei gegebener Longitudinalgeschwindigkeit der Atome eine ausreichende Wechselwirkungszeit zu gewährleisten. Ein Laserstrahl, der unter dem Winkel α_0 gegen das Lot auf die Symmetrieachse eintritt, wird vielfach zwischen den Spiegeln hin- und herreflektiert. Der Abstand d muß in Abhängigkeit vom Strahlradius so bemessen sein, daß der Strahl weder beim Eintritt noch bei der zweiten Reflexion abgeschnitten wird.
Der Winkel gegen das Lot beträgt nach n Reflexionen noch $\alpha_n = \alpha_0 - n\varphi$. Um die Wirkung gekrümmter Wellenfronten zu erreichen, wählt man $\varphi \ll \alpha_0 \ll 90°$. Es kommt dann zu vielen Reflexionen und zu einem Überlappen der Strahlen bereits im Eintrittsbereich.
Der Strahl läuft nach einer Strecke $z_{\mathbf{max}} = \frac{d}{2}\frac{\alpha_0^2}{\varphi}$ wieder in sich selbst zurück. Hier wird die Annahme gemacht, daß der Spiegelabstand d groß sei gegenüber seiner Variation über die Strecke l. Der Winkel φ muß so klein gewählt sein, daß $z_{\mathbf{max}} > l$ wird; andernfalls läuft der Strahl nach Erreichen des Umkehrpunktes wieder zurück. Da der Laserstrahl dann entgegengesetzt zum Atomstrahl propagiert, wird mit größer werdendem α die effektive Verstimmung ins Blaue verschoben, und die Atome erfahren eine Aufheizung. In einer idealen Konfiguration und bei kleiner Sättigung beträgt die effektive Verstimmung am Ende der Kollimationszone $\delta_{\text{eff}} = -\Gamma/2$, um minimale Temperaturen erreichen zu können.

4.2.2 Lasersystem und optischer Aufbau

Die Atomstrahlkollimation ist zum dauerhaften Einsatz an der Atomstrahlapperatur konzipiert worden und wurde so aufgebaut, daß sie im Laboralltag stabile Ergebnisse ohne Nachjustage liefert [109].

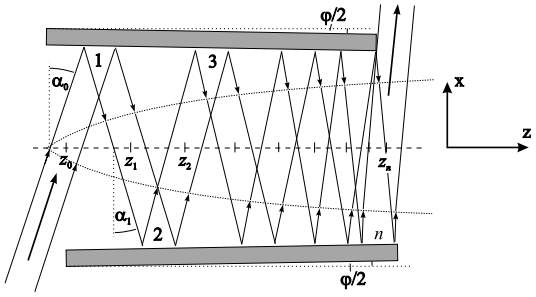

Abbildung 4.5: Prinzip des Kollimationsaufbaus. Atome, die sich in z-Richtung bewegen, sind effektiv gekrümmten Wellenfronten des Kollimationslaserstrahls ausgesetzt. Dies wird dadurch erreicht, daß sich der Winkel, den dieser Strahl mit der z-Achse einschließt, mit jeder Reflexion vergrößert. Sowohl der Einfallswinkel des Laserstrahls α_0 als auch die Verkippung der Spiegel φ ist stark übertrieben dargestellt.

Es wird ein kommerzieller gitterstabilisierter Diodenlaser (TUI Laser, DL 100) mit einer Laserdiode der Firma Sharp (Typ LTO16MFO) eingesetzt, der durch dopplerfreie Sättigungsspektroskopie auf den Übergang $1s_5 \leftrightarrow 2p_9$ in Argon stabilisiert wird. Das in Abbildung 4.6 dargestellte Lasersystem ist darauf optimiert, eine möglichst hohe Leistung bei einer (im wesentlichen) festen Verstimmung bereitzustellen. Diese Verstimmung wird nur zur Charakterisierung des Systems variiert und anschließend auf den optimalen Wert fixiert. Es wird deshalb auf Katzenaugenkonfigurationen mit doppeltem Durchgang des Spektroskopielaserstrahls durch die akusto-optischen Modulatoren verzichtet, wie sie beim Fallenlasersystem eingesetzt werden. Dadurch kommt es zu einer mit der Verstimmung verkoppelten räumlichen Verschiebung des Spektroskopielaserstrahles, was eine Nachjustage bei Verstimmungen um einige zehn MHz notwendig macht. Andererseits benötigt man deutlich weniger Leistung für die Spektroskopie, da zwei Durchgänge durch akusto-optische Modulatoren mit Effizienzen von jeweils typischerweise 50% eingespart werden.
Das Laserlicht wird durch eine optische Faser an die Apparatur geführt, wo bis zu 3,8 mW Leistung zur Verfügung stehen. Es wird durch ein Teleskop in einen kollimierten Strahl mit Strahltaille $\omega_0 = 2,5$ mm geformt (die korrespondierende Rayleigh-Länge $\pi\omega_0^2/\lambda$ beträgt 24 m und ist damit deutlich länger als der Weg des Laserstrahls im Kollimator). Die Lichtleistung wird an einem polarisierenden Strahlteilerwürfel mit einer $\lambda/2$-Platte auf zwei Strahlen aufgeteilt, die von der Seite und von oben in den Kollimationsaufbau eingestrahlt werden. Die einzige in der vorliegenden Anordnung kontrolliert realisierbare Lichtfeldkonfiguration ist lin$\|$lin. In [108] werden in jeder Dimension zwei Laserstrahlen verwendet, die symmetrisch von beiden Seiten des Kollimators eingestrahlt werden. Auf diese Weise wird sichergestellt, daß an jedem Ort auf der Atomstrahlachse gleiche Lichtintensitäten in positive wie in negative x-Richtung laufen. In der hier diskutierten Realisierung kommt man mit einem Laserstrahl pro Dimension aus, weil wegen der kleinen Einstrahlwinkel α_0 ein großer Überlapp der hin- und herlaufenden Strahlen vorliegt und der unkompensierte einfallende Strahl so nur eine sehr kurze Wechselwirkungszeit mit den Atomen besitzt.
Die dielektrischen hochreflektierenden Spiegel sind jeweils 10 cm lang und 2 cm breit. Die paarweise zusammengehörenden Spiegel sind in Längsrichtung 5 mm gegeneinander versetzt,

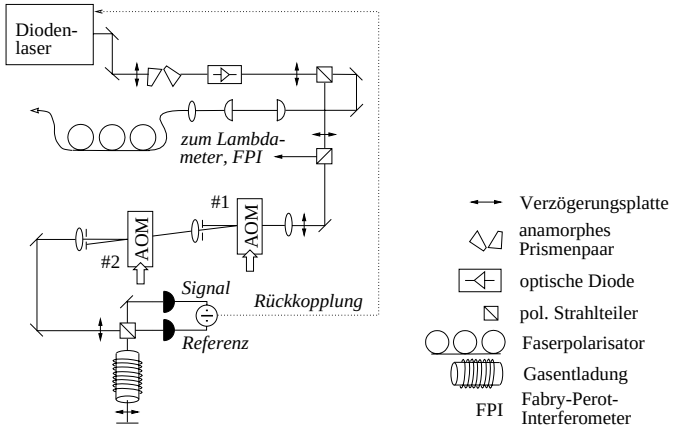

Abbildung 4.6: Das neu aufgebaute Lasersystem für die Atomstrahlkollimation. Dieses System ist unabhängig von dem Laseraufbau zum Abbremsen und Kühlen der Argonatome.

um eine saubere Ein- und Auskopplung zu ermöglichen; die Wechselwirkungsstrecke ist also $l = 95$ mm. Der gegenseitige Abstand der Spiegel beträgt $d = 6$ cm. Der Abstand zwischen der Quellapertur und den Spiegeln wurde unter der Maßgabe, daß ein Einkoppeln der Kühlstrahlen noch möglich sein muß, minimiert.

Der die Kollimationsspiegel tragende mechanische Aufbau im Hochvakuum in Kammer 2 (vgl. Abbildung 4.1) ist in Abbildung 4.7 dargestellt. Die acht Freiheitsgrade, für jeden Spiegel zwei, können mit Feingewindeschrauben justiert werden, die über biegsame Wellen mit Drehdurchführungen verbunden sind. Mit einem Freiheitsgrad je Spiegel kann die Einfallsebene des Lichts gedreht werden. Diese Freiheitsgrade sind in Abbildung 4.7(a) eingezeichnet. Bei korrekter Justage dieser Freiheitsgrade wird der Laserstrahl in der Ebene geführt, die die Atomstrahlachse enthält. Auf den Spiegeln sind die durch Lichtstreuung kenntlichen Reflexionspunkte dann zentral in einer Linie angeordet. Fehljustage zeigt sich in Reflexionspunkten auf den Spiegeln, die eine Parabel nachzeichnen. Wichtig an der ausgeführten Konstruktion ist die bewußte Verkoppelung der weiteren Freiheitsgrade jeweils eines Spiegelpaares, wie in Abbildung 4.7(b) zu sehen ist. Pro Dimension steht genau ein Freiheitsgrad zum Einstellen des Kippwinkels φ zur Verfügung (in der Abbildung oben). Der verbleibende Freiheitsgrad ermöglicht die gemeinsame Bewegung eines Spiegelpaares (in der Abbildung unten), um die Symmetrieachse mit der Atomstrahlachse zur Deckung zu bringen. Durch diese Verkoppelung wird die Justage wesentlich vereinfacht.

Das am besten geeignete Optimierungskriterium bei der Justage der Spiegel ist die Erhöhung des atomaren Flusses durch die Apertur hinter der Kollimationszone, die in Kammer 3 durch eine Fluoreszenzmessung bestimmt werden kann. Diese Flußerhöhung erweist sich, wie im folgenden Abschnitt beschrieben, als gute Näherung für die Erhöhung der Laderate der MOT. Die direkte Messung der MOT-Laderate ist aufwendiger, da die dichtelimitierenden Effekte den Zusammenhang zwischen der (nicht direkt beobachtbaren) Laderate und der beobachtbaren Atomzahl in der MOT stark nichtlinear machen (vgl. Anhang C). Die Ergebnisse der experimentellen Charakterisierung sind in Abschnitt 4.2.4 wiedergegeben.

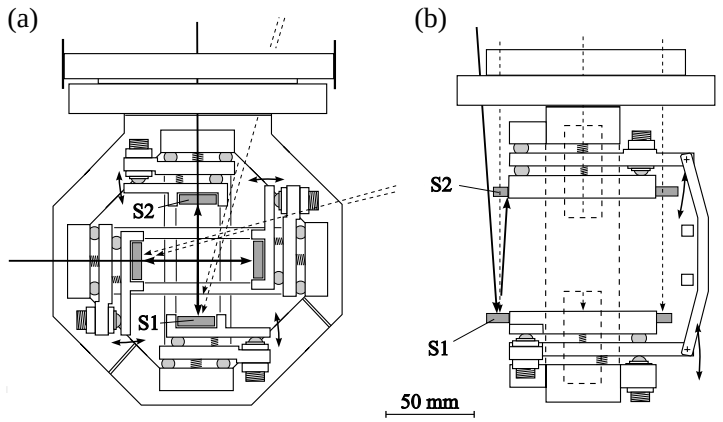

Abbildung 4.7: Schnitte durch den Spiegelhalter für die Atomstrahlkollimation. (a) Blick entlang des Atomstrahls, (b) Blick auf das vertikale Modul von der Seite. Die zum vertikalen Modul gehörenden Spiegel sind mit S1 und S2 bezeichnet. Eingezeichnet sind jeweils die Freiheitsgrade der Spiegel, die einfallenden Laserstrahlen und die Sichtlinien, entlang derer die Beobachtung der Reflexe auf den Spiegeln möglich ist.

Der Kollimationsaufbau ist gegen mechanisches Driften stabil. Eine Nachjustage ist erst nach mehreren Wochen notwendig. Lediglich nach einer Grobjustage sind Driften zu beobachten, die jedoch nach wenigen Nachjustagen abgeklingen.
Die Abbildung 4.8 zeigt die relevanten Abmessungen des Kollimators und der ihn umgebenden Kammer 2. Die Kollimationszone hat einen zum Einkoppeln der Kühlstrahlen notwendigen kleinen Abstand von der Quellapertur A1. Hinter der Kollimationszone folgt eine Strecke freier Propagation. Durch die Apertur A2, die wie A1 als Bestandteil einer differentiellen Pumpstufe klein dimensioniert ist, gelangen nur Atome nahe der Strahlachse.

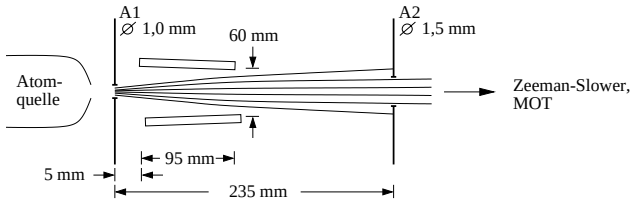

Abbildung 4.8: Schematische Darstellung der relevanten Abmessungen der Kammer 2 der Atomstrahlapparatur ISABEL und der darin vorgenommenen Einbauten für die Atomstrahlkollimation. Diese experimentellen Parameter werden in den folgenden Simulationen nachgebildet.

Beim Betrieb des Kollimators ist sorgfältig auf die Kühlung der Atomstrahlquelle mit flüssigem Stickstoff zu achten. Die Ergebnisse lassen sich mit einer heißen Quelle nicht erreichen,

weil die Wechselwirkungszeit der dann produzierten heißen Atome mit den Lichtfeldern im Kollimator nicht für eine effiziente transversale Laserkühlung ausreicht.
Details zum Lasersystem und zum optischen Aufbau finden sich in [109].

4.2.3 Simulationen zum Kollimationsschema

Die durch die Atomstrahlkollimation zu optimierende Größe ist der atomare Fluß am Ort der MOT. Es gibt prinzipiell zwei Möglichkeiten, diesen Fluß am Ort der MOT zu erhöhen: Erstens kann der atomare Fluß durch die Apertur A2, die auf die Kollimationszone folgt, gesteigert werden. Dies geschieht, indem Atome, die ohne Kollimation auf die Blende treffen würden, so manipuliert werden, daß sie nun durch die Apertur treten und in die MOT geladen werden können. Die zweite Möglichkeit beruht auf der Tatsache, daß ein Teil der Atome ohne Kollimation zwar durch die Apertur gelangt, sich aber zu weit von der Atomstrahlachse entfernt. Dieser Teil kann damit ohne Kollimation nicht eingefangen werden. Diese Atome können durch die Reduktion der Transversalgeschwindigkeit in den Einfangradius der MOT gelangen. Die folgende Überlegung wird jedoch zeigen, daß die zweite Möglichkeit gegenüber dem erstgenannten Effekt vernachlässigbar ist.
Für die Breite der Ortsraumverteilung der Atome am Ort der MOT sind zwei unabhängige Prozesse verantwortlich. Zum einen ist dies das Auseinanderlaufen der Ortsraumverteilung aufgrund der (festbleibenden) Geschwindigkeitsverteilung, wobei letztere entweder durch die Kühlung im Kollimator oder durch die Transversalgeschwindigkeitsselektion durch die Apertur A2 gegeben ist. Zum anderen kommt durch den statistischen Bremsprozeß im Zeeman-Slower ein Beitrag zur Breite der Geschwindigkeitsverteilung hinzu, auf den die Atomstrahlkollimation keinen Einfluß hat.
Als Maß für die Breite der Geschwindigkeitsverteilung wird die Standardabweichung σ_v verwendet. Ohne Atomstrahlkollimation erhält man vor dem Eintritt in den Zeeman-Slower aus einer rein geometrischen Überlegung ein σ_v von 0,52 m/s für die wahrscheinlichste Longitudinalgeschwindigkeit $\bar{v} = 300\,\mathrm{m/s}$ im Atomstrahl. Für den Fall mit Kollimation kann die Dopplergeschwindigkeit $v_D = 0,17$ m/s als untere Schranke der Breite herangezogen werden.
Durch den statistischen Bremsprozeß im Zeeman-Slower kommt es zu einer Diffusion im Geschwindigkeitsraum. Die aus N spontanen Emissionsereignissen resultierende Breite ist $\sigma_v = (\hbar k_L/m)\sqrt{N}$ und liegt hier (für eine realistische Endgeschwindigkeit von 30 m/s) bei 1,8 m/s, also einem Vielfachen der ursprünglichen Breite.
Mit der Propagation des Atomstrahls entwickelt sich die Verteilung im Geschwindigkeitsraum in eine Verteilung im Ortsraum. Insbesondere während der freien Propagation zwischen Ende des Zeeman-Slowers und MOT kommt es wegen der geringen verbleibenden Longitudinalgeschwindigkeit zu einer beträchtlichen Breite im Ortsraum. Exemplarisch für eine Endgeschwindigkeit von 30 m/s und gewichtet gemittelt über alle vorkommenden Anfangsgeschwindigkeiten, erhält man für die Breiten im Ortsraum am Ort der MOT 7,3 mm ohne Kollimation und 6,0 mm mit Kollimation. Da beide Breiten deutlich größer sind als der typische Einfangradius der MOT, bewirkt die transversale Kühlung bis zur Dopplertemperatur nur eine vernachlässigbare Flußerhöhung um den Faktor 1,2.
Damit ist es möglich, die Bestimmung der Flußerhöhung am Ort der MOT auf die Erhöhung an der Apertur A2 zurückzuführen. Dafür werden in einer Simulation die klassischen Trajektorien der Atome bis zur Apertur verfolgt, wo die Flußerhöhung ausgewertet wird.
Zwei wichtige Parameter im experimentellen Aufbau sind der Einfallswinkel α_0 und die Laserverstimmung δ_L. Im Fall der Laserverstimmung ist ein Vergleich zwischen Experiment

und Simulation leicht möglich, während sich der Einfallswinkel des Laserstrahls wegen der vielfachen Verkopplung der mechanischen Freiheitsgrade einer systematischen Untersuchung entzieht. Es kann aber der in der Simulation berechnete optimale Wert α_0 mit dem experimentell gefundenen Werte verglichen werden.

Die Simulationen wurden in der Programmiersprache *Mathematica* durchgeführt. In den Simulationen wird das Verhältnis der Winkel α_0 und φ so gewählt, daß der Laserstrahl exakt bei der gewählten Länge l der Spiegel seinen Umkehrpunkt ereicht (d. h. $\alpha_n = 0$), jedoch nicht zurückläuft. Simulationen mit realistischen, endlichen Entweichwinkeln zeigen keine nennenswerten Abweichungen, so daß hier auf die willkürliche Wahl eines Entweichwinkels verzichtet und der ideale Fall angenommen wird. Für die Reflektivität der Spiegel wird eins angenommen. Parameter wie Strahldurchmesser und Laserleistung werden den typischen experimentellen Werten angepaßt. Um die im Experiment eingesetzte lineare Polarisation zu berücksichtigen, wird die Laserleistung mit $C^2_{\text{eff}} = 0,56$ skaliert. Dies ist das Quadrat des effektiven Clebsch-Gordan-Koeffizienten für das vorliegende Niveausystem bei linearer Lichtpolarisation im Gleichgewichtszustand. Es werden klassische Trajektorien durch stückweise Integration der Bewegungsgleichungen mit der Lichtkraft, Gl. (3.28), berechnet; die spontane Emission wird dabei nicht berücksichtigt. Eine Überlegung auf Grundlage der Abschätzung von S. 49 zeigt, daß der Einfluß der Diffusion im Ortsraum hier vernachlässigbar ist: Die Zahl der gestreuten Photonen $N = (\Gamma/4)t_{\text{ww}}$ beträgt 1000, was zu einer Breite im Ortsraum von 30 μm führt. Es wird von einer punktförmigen Quelle ausgegangen. Tatsächlich ist aber die Quellapertur mit 1,0 mm Durchmesser nur unwesentlich kleiner als die hintere Apertur von 1,5 mm Durchmesser.

Typische Trajektorien sind in Abbildung 4.9 gezeigt. Die Parameter sind jenen im experimentellen Aufbau angeglichen, jedoch wurden hier große Winkel, $\alpha_0 = 4°$ und $\varphi = 0,09°$, gewählt, so daß im Geschwindigkeitsraum die Wechselwirkung mit den einzelnen Laserstrahlen klar erkennbar wird. Die Quelle befindet sich bei $z = 0$. Atome mit positiver Transversalgeschwindigkeit wechselwirken sofort mit dem einfallenden Kühlstrahl, während Atome mit negativer Geschwindigkeit erst nach 5 mm Flugstrecke in den Bereich des reflektierten Strahls gelangen. Bei $z = 0,10$ m endet die Kollimationszone, und die Propagation der Atome verläuft wieder frei. Man erkennt weiterhin, daß infolge der effektiv gekrümmten Wellenfronten Trajektorien, die zu größeren Transversalgeschwindigkeiten gehören, über die gesamte Wechselwirkungsstrecke hinweg gleichmäßiger Beschleunigung unterliegen, während bei kleineren Geschwindigkeiten die Bremswirkung erst später eintritt.

Zur Bestimmung der Flußerhöhung werden die Trajektorien im Ortsraum hinter der Kollimationszone um weitere 13,5 cm extrapoliert. Es wird die Anfangsgeschwindigkeit berechnet, die zu der Trajektorie gehört, die gerade noch durch die Apertur entweichen kann. Das Verhältnis dieser Geschwindigkeit zur entsprechenden, geometrisch berechenbaren Geschwindigkeit ohne Kollimation ist die Flußerhöhung in einer Dimension. Die Flußerhöhung in zwei Dimensionen wird durch Quadrieren der eindimensionalen Erhöhung errechnet.

Das wegen seiner Einfachheit verwendete Modell weist verschiedene Schwächen auf. Ein wichtiger Grund für zu erwartende Abweichungen des Experiments von der Simulation ist die Verwendung der Gl. (3.28) zur Modellierung der optischen Melasse. Die Voraussetzungen zum Einsatz dieser Gleichung sind wegen der vorliegenden hohen Sättigung des atomaren Überganges nicht erfüllt. Dies führt zu einer Überschätzung der Dämpfungskonstanten. Gleiches gilt für den Schluß von der 1D-Simulation auf die zweidimensionale Situation durch Quadrieren. Die Unabhängigkeit der Kühlprozesse in den beiden Dimensionen ist bei hoher Sättigung nicht gegeben.

Mit der Verfolgung klassischer Trajektorien wird dem statistischen Aufheizprozeß durch

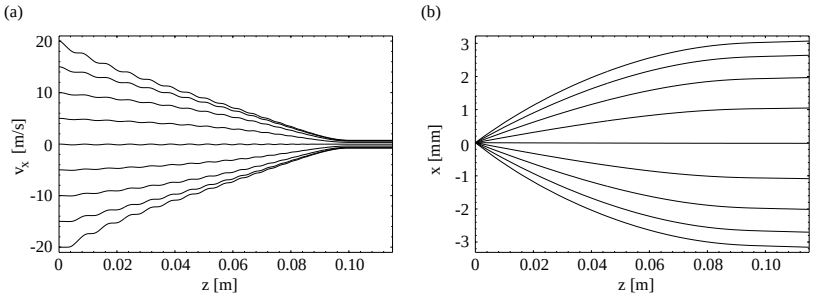

Abbildung 4.9: Trajektorien von Atomen im Kollimator, (a) im Geschwindigkeits- und (b) im Ortsraum. Es wurden für beide Abbildungen dieselben Sätze von Anfangstransversalgeschwindigkeiten verwendet.

die ungerichtete spontane Emission nicht Rechnung getragen, denn die Temperaturen in transversaler Richtung können im vorliegenden Modell gegen null gehen. Bei hohen Sättigungen des atomaren Überganges ist wegen der erhöhten Heizraten hingegen tatsächlich mit Temperaturen oberhalb des Doppler-Limits zu rechnen.
Weitere Gründe für Abweichungen sind die Annahme einer quadratischen Apertur A2 und einer punktförmigen Quellapertur A1.
Die Simulation trägt dennoch zum Verständnis des Kollimationsprozesses bei. Die Abhängigkeit der Flußerhöhung von den zu optimierenden Größen wird qualitativ richtig wiedergegeben und erlaubt so die Optimierung dieser Größen. Die absolute Flußerhöhung fällt jedoch verglichen mit den weiter hinten dargestellten Experimenten um fast einen Faktor fünf zu hoch aus.
Die Simulationen wurden für acht Longitudinalgeschwindigkeiten mit gleichem statistischen Gewicht durchgeführt, die gemeinsam das gesamte Geschwindigkeitsspektrum abdecken. Die Geschwindigkeitsverteilung der Atome kann durch eine gaußsche Verteilung mit mittlerer Longitudinalgeschwindigkeit $\bar{v} = 300$ m/s und einer vollen Halbwertsbreite von 120 m/s angenähert werden [96].
Die Abbildung 4.10 zeigt die Abhängigkeit der Flußerhöhung als Funktion des Einkoppelwinkels bei resonantem Kollimationslaser, $\delta_L = 0$. Da der statistische Aufheizprozeß, der zur minimalen Dopplertemperatur führt, in das verwendete Modell nicht eingeht, ist eine Verstimmung von $-\Gamma/2$ in der Simulation nicht von Vorteil. Es ergibt sich ein idealer Einkoppelwinkel α_0 von 1,7°. Für kleinere Einkoppelwinkel sinkt die Flußerhöhung, weil Atome mit Transversalgeschwindigkeiten, die bei optimiertem Einkoppelwinkel über einen großen Bereich in Resonanz bleiben, überhaupt nicht mehr mitgekühlt werden. Bei größeren Einkoppelwinkeln werden Atome in Resonanz gehalten, die eine zu große Transversalgeschwindigkeit besitzen, um eingefangen werden zu können. Dagegen entfernen sich die prinzipiell einfangbaren Atome mit geringeren Transversalgeschwindigkeiten zu weit von der Strahlachse, bevor sie in Resonanz kommen.
Um den atomaren Fluß weiter zu erhöhen, ist die Vergrößerung der Apertur A2 denkbar. Die Flußerhöhung durch Vergrößerung der Apertur, die Teil einer differentiellen Pumpstufe ist, würde jedoch zu Lasten eines Druckanstiegs in den Kammern 3 und 4 gehen. Die Abbildung 4.11 zeigt die Abhängigkeit der maximierten Flußerhöhung vom Aperturradius, bezogen

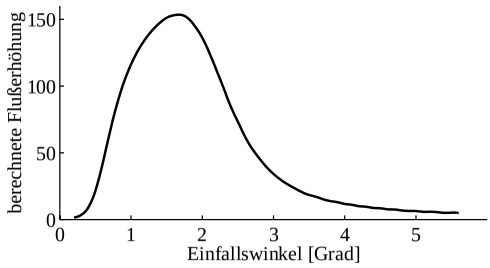

Abbildung 4.10: Simulation der Abhängigkeit der Flußerhöhung vom Einfallswinkel α_0 des Kollimationslaserstrahls in 2D. Das Ergebnis für die eindimensionale Simulation wurde quadriert. Die Spiegelverkippung φ wurde jeweils so angepaßt, daß der Kollimationslaserstrahl am Ende der Wechselwirkungsstrecke gerade senkrecht auf der Atomstrahlachse z stand.

auf den derzeit vorliegenden Aperturradius von 0,75 mm. In der Simulation wurde der Parameter Laserverstimmung auf null gesetzt. Die Flußerhöhung mit Kollimation steigt näherungsweise linear mit dem Radius an, während die Erhöhung durch den geometrischen Effekt der vergrößerten Querschnittsfläche (d. h. ohne Kollimation) quadratisch mit dem Radius skaliert. Dies zeigt, daß die Kollimation zunehmend ineffizient wird. Der Grund dafür ist, daß größere Transversalgeschwindigkeiten selbst bei optimierter Kollimationsgeometrie in der gegebenen Wechselwirkungszeit nicht mehr ausreichend reduziert werden können. In dem Bereich der freien Propagation, der sich an die Kollimationszone anschließt, entfernen sich die Atome zu weit von der Strahlachse, um noch durch die Apertur treten zu können.

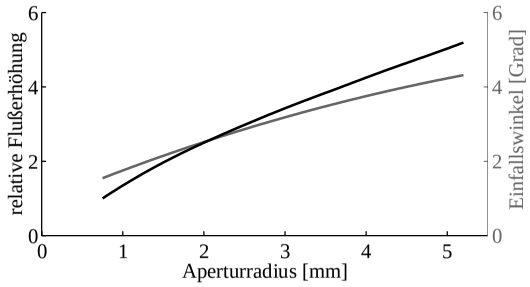

Abbildung 4.11: Flußerhöhung in 2D in Abhängigkeit von der Größe der Apertur (schwarze Kurve), bezogen auf den kollimierten Fluß bei einem Aperturradius von 0,75 mm. Das Ergebnis für die eindimensionale Simulation wurde quadriert. Die graue Kurve zeigt den zugehörigen optimierten Einfallswinkel.

Die Abbildung 4.11 zeigt weiterhin das Anwachsen des idealen Einkoppelwinkels α_0 mit Zunahme des Aperturradius. Es können dann die Atome mit kleineren Transversalgeschwindigkeiten länger ohne Kühlung propagieren, ohne daß sie sich über den Aperturradius hinaus von der Strahlachse entfernen. Dagegen können die Atome mit größeren Transversalge-

schwindigkeiten durch sofortige resonante Wechselwirkung mit dem Licht schnell genug gebremst werden, um noch innerhalb dieses Radius zu bleiben.
Die Abhängigkeit der Flußerhöhung von der Laserverstimmung ist in Abbildung 4.12 gezeigt. Als Einkoppelwinkel α_0 wurde der optimierte Wert 1,7° eingesetzt. Man erkennt, daß die Breite der Kurve in der Größenordnung der Linienbreite des Übergangs ($\Gamma = 2\pi \times 5,3$ MHz) liegt. Auf der roten Seite der Resonanz fällt die Erhöhung langsam gegen eins, während sie auf der blauen Seite bis auf null fällt, um bei größeren Verstimmungen wieder gegen eins zu streben. Dies ist im Einklang mit einer auf der roten Seite schwächer werdenden Kühlung und einem Heizeffekt bei geringer blauer Verstimmung.

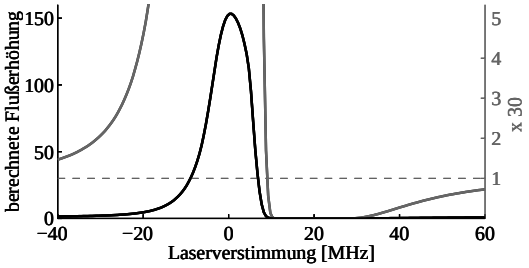

Abbildung 4.12: Simulation der Abhängigkeit der Flußerhöhung von der Laserverstimmung in 2D. Das Ergebnis für die eindimensionale Simulation wurde quadriert. Die graue Kurve ist eine dreißigfache Vergrößerung. Man erkennt die Verringerung der Flußerhöhung unter den Wert eins bei blauen Verstimmungen und die asymptotische Annäherung an den Wert eins für betragsmäßig große Verstimmungen.

4.2.4 Experimentelle Ergebnisse und Diskussion

Die Wirkung der transversalen Laserkühlung wurde zum einen an der Fluoreszenz des Atomstrahls kurz hinter der Wechselwirkungszone gemessen, zum anderen wurde der Einfluß auf das Ladeverhalten der MOT direkt untersucht. Als optimale Parameter wurden ein Einfallswinkel $\alpha_0 = 1° \pm 0,5°$ und eine Laserverstimmung von $\delta_L = +0,1\,\Gamma$ gefunden. Die Laderate der MOT erhöht sich bei diesen Parametern um den Faktor 36.

Fluoreszenznachweis

Der Fluoreszenznachweis wird in Kammer 3 durchgeführt, d. h. wenige Zentimeter hinter der Apertur der differentiellen Pumpstufe und noch vor dem Eintritt des Strahls in den Zeeman-Slower. Für diese Messung wird der Laserstrahl verwendet, der gewöhnlich zum Fangen der Atome in der MOT eingesetzt wird. Er wird auf einen $1/e^2$-Radius von ca. 5 mm aufgeweitet und parallel kollimiert. Der Strahl wird senkrecht zum Atomstrahl in Kammer 3 eingestrahlt und retroreflektiert. Mit dem akusto-optischen Modulator wird der Laser auf die Resonanzfrequenz eingestellt. Bei der vorliegenden Intensität ist der atomare Übergang auch für die Atome, die unter dem geometrisch maximal möglichen Winkel ohne Kollimation austreten, noch stark gesättigt. Das Fluoreszenzlicht des Atomstrahls wird mit einer Linse der Brennweite $f = 100$ mm in einer 1:1-Abbildung auf eine großflächige Photodiode abgebildet.

Um die Flußerhöhung in Abhängigkeit von der Laserverstimmung zu bestimmen, wurde die Laserfrequenz des in Abschnitt 4.2.2 beschriebenen Diodenlasers kontinuierlich durchgefahren. Dies geschah durch Anlegen einer Dreieckspannung an den piezoelektrischen Kristall am Gitter des Diodenlasers. Die Meßkurven wurden mit einem Speicheroszilloskop aufgenommen und gemittelt. Der Frequenzhub wurde mit einem Fabry-Perot-Interferometer (Coherent, Modell 240-2, freier Spektralbereich 1,5 GHz) kalibriert. Die Flußerhöhung durch die transversale Laserkühlung wird als Verhältnis der Signale bei an- und abgeschaltetem Kollimationslaser angegeben, wobei die Signale um den Hintergrund bei unterbrochenem Atomstrahl bereinigt werden.
Die duchgezogene Linie in Abbildung 4.13 gibt das Ergebnis wieder; zudem sind in der Abbildung noch die weiter unten dargestellten Ergebnisse aus dem Ladeverhalten der MOT und die Ergebnisse der Simulation aus Abbildung 4.12 wiedergegeben. Die maximale Flußerhöhung betrug 32, gemessen bei einer Lichtleistung von jeweils 1,9 mW in den beiden Armen und einer kleinen blauen Laserverstimmung von 0,5 MHz. In der experimentellen Realisierung wird stets ein unkritischer endlicher Entweichwinkel α_n gewählt, um das Zurücklaufen des Laserstrahls auszuschließen. Die effektive Verstimmung, Gl. (4.1), wird so trotz der blauen Verstimmung des Lasers im gesamten Bereich des Kollimators ins Rote verschoben. Für die Zentralgeschwindigkeit der Atome von $\bar{v} = 300$ m/s beträgt dieser kritische Winkel für die Laserverstimmung von 0,5 MHz $\alpha_n = 0,08°$.

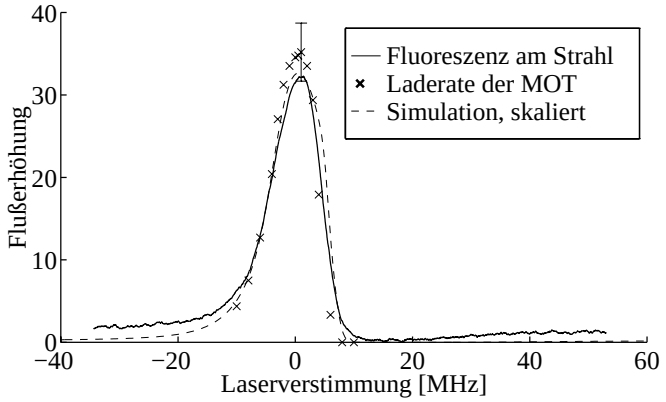

Abbildung 4.13: Flußerhöhung durch den Kollimator, gemessen durch die Untersuchung der Fluoreszenz am Atomstrahl und der Laderaten der MOT. Das Ergebnis der Simulation aus Abbildung 4.12 ist, um einen Faktor 4,7 herunterskaliert, ebenfalls eingezeichnet. Durch die Skalierung wird das asymptotische Verhalten der Simulation verfälscht.

Der Vergleich mit der Simulation, die ebenfalls in Abbildung 4.13 wiedergegeben ist, zeigt eine sehr gute Übereinstimmung. Die Übereinstimmung der absoluten Flußerhöhung, bei der eine Diskrepanz um den Faktor 4,7 vorliegt, ist wegen der oben bereits angegebenen Gründe jenseits des Anspruchs der Simulation.
Der experimentell gefundene optimale Wert für den Einkoppelwinkel α_0 beträgt im Rahmen der Meßgenauigkeit 1°± 0,5°, was eine geringe Abweichung vom Ergebnis der Simulation

von 1,7° bedeutet. Bei solch kleinen Winkeln wird das Abschneiden der Laserstrahlen beim Einkoppeln in den Kollimationsaufbau bedeutsam und kann zu geringfügig anderen Optimierungsergebnissen führen.
Wurde die Kühlung in beiden Dimensionen betrieben, kam es zu einer maximalen Erhöhung um den Faktor 32. Der vertikale Kühlzweig alleine ergab bei den gleichen Parametern, insbesondere der gleichen Leistung von 1,9 mW, eine Erhöhung um den Faktor 5,5, der horizontale um den Faktor 7,6. Das Produkt dieser Faktoren ist also um 30% größer als der erreichte Faktor bei gemeinsamem Betrieb. Eine Übereinstimmung ist nur bei einer quadratischen Apertur zu erwarten, wenn der Übergang im Kollimator nicht gesättigt wird. Die Abhängigkeit der Flußerhöhung von der Lichtleistung des Kollimationslasers wurde mittels der Fluoreszenzmethode und der Beobachtung des Ladeverhaltens der MOT systematisch untersucht. Diese Untersuchung ergab, daß die Erhöhung bei optimierter Laserverstimmung bei einer Gesamtleistung von 3 mW zu sättigen beginnt.

Ladeverhalten der MOT

Die zu optimierende Größe bei der Atomstrahlkollimation ist die Laderate der MOT. Überlegungen zum Einfluß der Kollimation auf die Breite der Ortsraumverteilung in Abschnitt 4.2.3 haben gezeigt, daß die unmittelbar hinter der Wechselwirkungszone mit dem Fluoreszenznachweis ermittelte Flußerhöhung nur geringfügig kleiner ausfällt als die Erhöhung der Laderate der MOT. Dies wurde in Abhängigkeit von der Laserverstimmung auch experimentell überprüft.
Die MOT wurde dazu mit an- bzw. abgeschalteter Atomstrahlkollimation für jeweils kurze Zeiten geladen, so daß die Zunahme der Atomzahl und -dichte in der MOT gemäß Gl. (C.6) noch linear verlief und nicht durch Penning-Kollisionen begrenzt war. Mit der in Abschnitt 4.3 beschriebenen CCD-Kamera wurde die Atomzahl in der Falle bestimmt. Um die Erhöhung der Laderate zu berechnen, wurde das Verhältnis der Atomzahlen mit und ohne Kollimation bei sonst gleichen Parametern gebildet. Die Messungen wurden bei verschiedenen Laserverstimmungen durchgeführt, wobei die maximale Verstimmung durch die eingesetzten AOM-Treiber auf ± 10 MHz beschränkt war.
Die Ergebnisse sind in Abbildung 4.13 eingetragen. Die maximale Erhöhung wird bei einer blauen Verstimmung des Lasers von 0,5 MHz erreicht und beträgt 36 ± 4. Der Fehler von 10% geht auf die Unsicherheit der Hintergrundbestimmung bei den Aufnahmen ohne Kollimation zurück.
Die Flußerhöhungen als Funktion der Laserverstimmung, gemessen mit der Fluoreszenz und an der MOT, sind im Rahmen des Meßfehlers gleich. Die tendenziell größere Erhöhung der Laderate der MOT stimmt damit überein, daß für diese Meßgröße die tatsächliche Kühlung der Atome und nicht nur die Flußerhöhung an der Apertur A2 entscheidend ist. Wegen der Gleichheit der optimalen Parameter kann damit zur Justage des Kollimators der einfachere, weil instantane Nachweis über die Fluoreszenz vorgezogen werden, um die Laderate der MOT zu optimieren.
Für stark durch Penning-Kollisionen limitierte Fallen gilt gemäß Gl. (C.5), daß die Gleichgewichts-Atomzahl in der Falle $N \propto \sqrt{L}$ ist, wobei L die Laderate ist. Das Quadrat des Verhältnisses der Gleichgewichts-Atomzahlen mit und ohne Atomstrahlkollimation sollte dann gleich dem Verhältnis der Laderaten sein. Es ergibt sich ein Faktor von 32, der mit dem Wert für kurze Ladezeiten übereinstimmt.
Die aufgebaute Atomstrahlkollimation ist also geeignet, eine erhebliche transversale Kühlung des Atomstrahls und damit eine starke Erhöhung der Laderate der MOT im täglichen Ein-

satz zu erzielen. Die um einen Faktor 36 erhöhte Laderate schlägt sich bei Messungen im Gleichgewichtszustand in einer sechsfach höheren Atomzahl und bei Messungen mit kürzeren Ladezeiten in einer bis zu 36fach verkürzten Ladezeit nieder.

4.3 CCD-Kamerasystem

Zur quantitativen Untersuchung der Parameter in der magneto-optischen Falle, in der optischen Melasse und indirekt auch zur Charakterisierung des Wellenleiters ist die Implementierung eines CCD-Kamerasystems notwendig. Mit diesem System läßt sich einerseits die Atomzahl und die Dichte in der MOT bzw. Melasse durch Fluoreszenzmessung feststellen. Andererseits kann man damit die Temperatur der Atomwolke durch Expansionsmessungen bestimmen. Mit diesen Daten kann eine Kalibrierung des Atomdetektors durchgeführt werden, so daß damit eine Möglichkeit zur quantitativen Charakterisierung des Wellenleiters zur Verfügung steht.
Die Temperaturmessung erfolgt im Wellenleiteraufbau einfacher durch Flugzeitspektroskopie der fallenden Atomwolke. Die Möglichkeit, die Temperatur durch Expansionsmessungen mit der Kamera zu bestimmen, ist vor allem im Hinblick auf die präzise zu charakterisierende MOST von großer Bedeutung. Wegen der räumlichen Nähe zur Oberfläche ist die Temperaturbestimmung durch Flugzeitspektroskopie bei der MOST in einer Dimension nur sehr eingeschränkt und in den beiden anderen überhaupt nicht möglich.
Eine wesentliche Anforderung an das Kamerasystem ist die Unterstützung einer asynchronen Triggerung. Dynamische Prozesse in der MOT befinden sich auf einer Zeitskala im Bereich $<$ Millisekunden; die typische Dämpfungszeit der atomaren Bewegung in der MOT liegt bei einigen Millisekunden. Die dadurch geforderte zeitliche Auflösung ist nicht mit dem festen 50 Hz-Takt synchron getriggerter Kameras vereinbar, der in einer Unschärfe des Aufnahmezeitpunktes von 20 ms resultiert.
Weiterhin sollte das implementierte System die Darstellung des Kamerabildes und der berechneten Daten in Realzeit erlauben.
Das existierende Kamerasystem [94] wurde diesen Anforderungen nicht gerecht. Weiterhin machte der erforderliche Einsatz eines Speicheroszilloskops zur Zwischenspeicherung der Daten vor dem Tranfer in den Meßrechner das System außerordentlich inflexibel. Im Rahmen dieser Arbeit wurde deshalb ein neues CCD-Kamerasystem aufgebaut und in den experimentellen Aufbau integriert. Weitere Details zum Kamerasystem, zur Software und zur Kalibrierung der Kamera sind in [110] zu finden.

4.3.1 Kamerasystem und Steuerprogramm

Die eingesetzte Kamera (Sony, CV-M10BX) besitzt einen sog. 1/2" CCD-Chip und liefert Bilder mit einer Auflösung von 736(H) $\times$ 581(V) Punkten. Das verwendete Objektiv hat eine Brennweite von 75 mm und eine maximale Blendenzahl $F = 1,4$. Die Schnittstelle zwischen Kamera und Rechner bildet eine Framegrabberkarte (Mikrotron, Inspecta-2S) mit hohem Datendurchsatz, die die Darstellung in Echtzeit ermöglicht. Kamera und Karte unterstützen asynchrone Verschlußsteuerung.
Die Software für den Einsatz der Kamera an der Atomstrahlapparatur ISABEL wurde in der Programmiersprache *C* geschrieben [110]. Sie bietet eine graphische Benutzeroberfläche unter *Windows95* und erlaubt neben der Darstellung in Echtzeit automatische Fit-Funktionen an Profile der Atomwolke zur Volumenbestimmung sowie automatische Atomzahlbestim-

mungen. Die Wiedergabe der von der Kamera erfaßten 256 Graustufen erfolgt mit Falschfarben, um einen verbesserten Kontrast zu erreichen.
Die Bildaufnahme wird mit einem Triggerimpuls ausgelöst, der von dem Rechner ausgeht, der die Meßsequenz steuert. Das Programm stellt eine Dialogbox zur Verfügung, mit der sowohl die Flanke als auch die Anzahl der zu erwartenden Triggerimpulse eingestellt werden können. Die Einzelaufnahmen, für die ein Ausschnitt des Gesichtsfeldes der Kamera gewählt werden kann, können zur Verbesserung des Signal- zu Rauschverhältnisses addiert werden. Das summierte Bild wird in einem eigenen Fenster dargestellt und kann als Pixelgraphik gespeichert werden. Die Parameter der Messung werden ebenfalls abgelegt, so daß die Bilder zu einem späteren Zeitpunkt wieder geladen und ausgewertet werden können.
Im Meßbereich, einem wiederum frei wählbaren Bildausschnitt, werden alle Pixelzeilen und -spalten addiert und in einem Fit-Fenster als Profile dargestellt. An die Profile kann eine gaußsche Fit-Funktion nach dem Levenberg-Marquard-Algorithmus angepaßt werden. Die Breite σ der Profile, die Position des Maximums sowie Angaben zum statistischen Fehler werden angezeigt.
Das über diesen Bildausschnitt integrierte Fluoreszenzsignal wird unter Maßgabe der Integrationszeit und der im nächsten Abschnitt beschriebenen Kalibrierung der Kamera in eine Atomzahl umgesetzt. Befindet sich die Kamera in Sättigung, wird eine Warnmitteilung ausgegeben. Ein vorher aufgenommenes Hintergrundbild kann verwendet werden, um Hintergrundstrukturen auszublenden. Zur Bestimmung der Atomzahl kann zusätzlich ein weiterer Bildbereich ausgewählt werden, dessen gemittelter Helligkeitswert im Meßbereich abgezogen wird.
Die ebenfalls mögliche Bildwiedergabe in Realzeit wird über eine weitere Dialogbox gestartet und gestoppt. Für nicht zu große Bildausschnitte wird das Bild alle 40 ms aktualisiert. Alle für den Triggermodus beschriebenen Funktionen sind ebenfalls einsetzbar; die Daten werden dann kontinuierlich aktualisiert. Es wird jedoch ein schnellerer, weniger exakter Fit-Algorithmus verwendet. Nach Anhalten der Bildaufnahme kann das letzte aufgenommene Bild gespeichert und wie im Triggermodus ausgewertet werden.

4.3.2 Kalibrierung der Kamera

Die Kalibrierung der Kamera stellt einen Zusammenhang zwischen der Anzahl fluoreszierender Atome und dem Gesamthelligkeitswert her, der vom CCD-Chip registriert wird. Es wird im folgenden vorausgesetzt, daß die optische Dichte der MOT stets vernachlässigbar ist, weil die Atomzahldichte durch Penning-Kollisionen begrenzt ist.
Die von N Atomen abgestrahlte Fluoreszenzleistung P ist gegeben durch

$$P = N\Gamma_{\mathrm{sc}}\hbar\omega_L \tag{4.3}$$

und wird isotrop abgestrahlt. Dabei ist Γ_{sc} die Streurate und $\hbar\omega_L$ die Energie eines einzelnen emittierten Photons.
In der Belichtungszeit T wird vom CCD-Chip die akkumulierte Helligkeit S_{pix} aufgenommen. S_{pix} ist die Summe über die digitalisierten Helligkeitswerte aller Bildpixel. C_{kal} sei der Proportionalitätsfaktor zwischen S_{pix} und der Lichtenergie, die im Raumwinkelelement Ω_{kam} des CCD-Chips in der Belichtungszeit T deponiert wird. Ist er bekannt, kann auf die abgestrahlte Leistung P und damit auf die Atomzahl N zurückgeschlossen werden,

$$P = \frac{S_{\mathrm{pix}}/T}{C_{\mathrm{kal}}}\frac{4\pi}{\Omega_{\mathrm{kam}}}\,. \tag{4.4}$$

Die Kalibrierung der Helligkeitssumme (letztlich ein Maß für die Quanteneffizienz des Chips unter Einschluß von Verlusten in der Kamera) erfolgt mit Laserlicht bei einer Wellenlänge von 812 nm, bei der die Fluoreszenz auftritt. Der verwendete Laserstrahl von variabler, bekannter Leistung wird mit kalibrierten Filtern abgeschwächt, so daß der CCD-Chip in der Meßzeit nicht in Sättigung geht. Der Durchmesser des Laserstrahls wird groß gegenüber den Maßen der Einzelpixel gewählt, jedoch muß die gesamte Leistung auf den Chip fallen. Man erhält den Proportionalitätsfaktor

$$C_{\mathrm{kal}} = (128 \pm 2)\, 10^{14}\, J^{-1} \,. \tag{4.5}$$

Der erfaßte Raumwinkel wird mit einem Laserstrahl von sehr kleinem Durchmesser gemessen, der über einen Drehspiegel auf die Kamera gerichtet wird und damit eine punktförmige Lichtquelle simuliert. Der Abstand zwischen Drehspiegel und Objektiv-Vorderkante wird wie im Meßaufbau zu 290 mm gewählt. Der erfaßte Raumwinkel ergibt sich zu

$$\Omega_{\mathrm{kam}} = 4\pi\, (1,2 \pm 0,1)\, 10^{-3} \,. \tag{4.6}$$

Aus den Laserparametern ist noch die Streurate Γ_{sc} zu bestimmen. Sie beträgt gemäß Gl. (3.24)

$$\Gamma_{\mathrm{sc}} = \frac{\Gamma}{2}\, \frac{s_{\mathrm{eff}}}{s_{\mathrm{eff}} + 1} \,.$$

Wegen der magnetischen Unterstruktur der Atome muß die Annahme eines Zweiniveauatoms fallengelassen werden. Der effektive Sättigungsparamter s_{eff} nimmt dann die Form

$$s_{\mathrm{eff}} = C_{\mathrm{eff}}^2 \frac{I/I_s}{1 + 4(\delta_L/\Gamma)^2} \tag{4.7}$$

an. C_{eff}^2 ist das Quadrat des effektiven Clebsch-Gordan-Koeffizienten (vgl. Abschnitt 3.4.2) für den $J = 2 \leftrightarrow J = 3$ Übergang in der Licht- und Magnetfeldkonfiguration der MOT. Die Berechnung von C_{eff}^2 aus einer Gleichgewichtsüberlegung führt nicht zum richtigen Resultat, da bewegungsinduzierte Effekte nicht vernachlässigt werden dürfen. Es wird deshalb ein (für Cäsium) experimentell bestimmter Wert von $C_{\mathrm{eff}}^2 = 0,7 \pm 0,2$ zugrundegelegt [111]. Als Intensität wird wegen der Retroreflexion der MOT-Strahlen die sechsfache Zentralintensität eines Einzelstrahls angesetzt.

Aus den Gleichungen (4.3) und (4.4) erhält man die Atomzahl, wenn die Helligkeitssumme S_{pix} bekannt ist. In einer Profildatei der Kamerasoftware wird der Proportionalitätsfaktor eingetragen, der auf eine Belichtungszeit von 0,2 ms bezogen ist. Er beträgt 90 mit einem Fehler von 13% für typische Laserparameter (Verstimmung $\delta_L = -1,5\,\Gamma$, Sättigungsparameter pro Strahl $I/I_s = 17$).

Der Fehler der Atomzahlmessung setzt sich zusammen aus der Unsicherheit in der Linienbreite Γ (8%), der Lichtintensität I (5%), der Helligkeitskalibrierung C_{kal} (2%), des Raumwinkels Ω_{kam} (10%) und des effektiven Clebsch-Gordan-Koeffizienten C_{eff}^2 (30%). Bei geringen effektiven Sättigungsparametern wird der Fehler durch die Unsicherheit in C_{eff}^2 sehr groß; bei großen effektiven Sättigungsparametern wird der Fehler im wesentlichen durch die Ungenauigkeit der Raumwinkelmessung begrenzt.

Die gemessenen Abbildungsmaßstäbe für einen Kamerabstand von 290 mm vom Objekt werden ebenfalls in die Profildatei eingetragen. Sie betragen 40 μm/Pixel in horizontaler und 35 μm/Pixel in der vertikalen Richtung.

4.3.3 Dichte- und Temperaturmessung

Das Kamerasystem ist geeignet, um Daten über die Ausdehnung der Atomwolke und die Atomzahl zu erheben. Hieraus läßt sich unmittelbar die zentrale Atomzahldichte durch

$$n_0 = \frac{N}{(2\pi)^{3/2}\sigma_x\sigma_y\sigma_z} \tag{4.8}$$

berechnen. Die σ_i sind jeweils die Radien des $1/\sqrt{e}$-Abfalls der gaußschen Fallenprofile.
Mit der Kamera werden zwei Radien der Atomwolke gemessen, σ_y und σ_z; über das Profil in x-Richtung wird integriert. Die Kamera ist so positioniert, daß die z-Richtung mit der Magnetfeldachse der MOT zusammenfällt, während die y-Achse senkrecht auf ihr steht. Für eine MOT im temperaturlimitierten Regime kann die Symmetriebetrachtung aus Gl. (3.35) verwendet werden, um auf die Radienverhältnisse zu schließen. Demnach erwartet man gleiche Radien der Atomwolke in x- und y-Richtung, während σ_z um einen Faktor $1/\sqrt{2}$ kleiner ausfällt. Man kann damit σ_x durch σ_y abschätzen.
Die Messung der Temperatur der Atomwolke mit der Kamera ist etwas aufwendiger. Man mißt hierzu die Ausdehnung der Atomwolke nach unterschiedlichen Zeiten der freien Expansion. Hierzu wird die Falle nach der Beendingung des Ladevorganges abgeschaltet; nach einer variablen Zeit t wird die expandierte Atomwolke kurz mit den MOT-Laserstrahlen angeblitzt. Da die Ortsraum- und Geschwindigkeitsverteilung in der MOT als unabhängig und jeweils als gaußsch angenommen werden können, ist die Breite im Ortsraum als Funktion der Zeit t gegeben durch

$$\sigma_i(t) = \sqrt{\sigma_i(0)^2 + (k_B T_i/m)t^2}\,. \tag{4.9}$$

Man erhält die Temperatur T_i durch einen Fit an Gl. (4.9).

4.4 Orts- und zeitauflösender Atomdetektor

Für die experimentelle Charakterisierung des Wellenleiters ist ein zeitlich und räumlich auflösendes Nachweissystem erforderlich. Die zeitliche Information erlaubt die Flugzeitspektroskopie an der MOT und an den im Wellenleiter gespeicherten Atomen. Die Ortsauflösung ist unabdingbar für die Optimierung der Lichtfeldkonfigurationen und gewinnt bei der in Zukunft vorgesehenen Strukturierung des Wellenleiters nochmals größere Bedeutung.
Der optische Nachweis der im Wellenleiter gespeicherten Atome ist mit der CCD-Kamera nicht möglich, da die Atome in einem Zustand gespeichert sind, der keinen geschlossenen Übergang besitzt. Die Anzahl gestreuter Photonen vor dem Verlust in den elektronischen Grundzustand ist für den optischen Nachweis zu gering.
Die große innere Energie der metastabilen Atome kann zum direkten Nachweis ausgenutzt werden. Metastabile Argonatome, die sich einer metallischen Oberfläche nähern, zerfallen in den elektronischen Grundzustand. Mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit wird dabei ein Elektron freigesetzt. Dieser Prozeß kann direkt auf einer Multikannelplatte (MCP) stattfinden, die zur Vervielfachung der auftreffenden Elektronen eingesetzt wird. Dies wurde im Experiment zum optischen Gitter an der Apparatur ISABEL ausgenutzt [94]. Das Wellenleiterexperiment findet jedoch vor einer metallischen Schicht statt, die nicht durch eine MCP ersetzt werden kann. Das freigesetzte Elektron kann jedoch durch eine Elektronenoptik auf eine MCP abgebildet und dort nachgewiesen werden. Das Detektorsystem, auf das in

dieser Dissertation zurückgegriffen werden konnte, ist einschließlich des Steuerprogramms ausführlich in [97] beschrieben.
Die goldbeschichtete Prismenoberfläche, an der der Wellenleiter-Laserstrahl reflektiert wird und in der Oberflächenplasmonen zur Überhöhung der evaneszenten Lichtfelder angeregt werden, dient zugleich als Konversionsfläche für Ar^*-Atome. Die Oberfläche liegt auf einem Potential von $-7,5$ kV und beschleunigt die ausgelösten Elektronen in Richtung Elektronenoptik, in der eine Fokusierungslinse auf dem Potential $-4,35$ eV liegt. Die Elektronen werden auf ein Multikanalplatten-Detektionssystem mit Widerstandsanode abgebildet, das über örtliche und zeitliche Auflösung verfügt (Quantar Technology, Serie 3300/2500). Die Abbildung 4.14 zeigt ein Foto des Prismas und eines Teils der Elektronenoptik vor dem Einbau ins Ultrahochvakuum.

Abbildung 4.14: Ein Foto des unteren Teils der Elektronenoptik und des Prismenhalters. Im oberen Teil sind die Extraktionslinse und zwei Linsenelemente zu erkennen, im unteren Teil sieht man das Prisma mit dem Halter, der sicherstellt, daß das Prisma exakt senkrecht zur optischen Achse der Anordnung steht. In dem Keramikröhrchen auf der rechten Seite wird der Draht zur Kontaktierung des Prismas mit Hochspannung geführt; zur Abschirmung ist das Röhrchen mit einem geerdeten Draht umwickelt.

Die berechnete Vergrößerung der Elektronenoptik beträgt 3,6 und könnte durch Verwendung einer zweiten Linse deutlich vergrößert werden [112]. Der aktive Bereich der MCP hat eine Ausdehnung von 25 mm $\times$ 25 mm und ist in 128 $\times$ 128 Kanäle unterteilt, was einer Pixelgröße von 200 μm in beiden Richtungen entspricht. Die elektronisch bedingte Ortsauflösung beträgt jeweils 250 μm. Die Daten werden in einen zeitlich integrierenden Pufferspeicher geschrieben, der das Ablegen von bis zu 64 Einzelbildern erlaubt.
Auf die Zeitinformation kann für die Aufnahme von Flugzeitspektren (TOFs) unabhängig

zugegriffen werden. Die zeitliche Auflösung wird durch die Zählerkarte begrenzt und ist besser als 20 μs. Die Zählrate ist durch die AD-Wandlung und die Totzeit der MCPs auf ca. 1 MHz begrenzt.
Die eingesetzten Multikanalplatten (Galileo, Extended Dynamic Range MCP, 25 mm, image grade) unterliegen im Dauerbetrieb des Detektionssystems einer hohen Beanspruchung. In der MOT werden durch Penning-Kollisionen Ionen produziert, die senkrecht auf die Goldschicht gezogen werden, die auf negativem Potential liegt. Am Auftreffpunkt werden Sekundärelektronen freigesetzt, die durch die Elektronenoptik auf einen Punkt auf dem Multikanalplattenstapel (MCP) fokussiert werden. Aus der MCP kann 1 C/cm^2 abgezogen werden; anschließend ist sie erschöpft [113]. Für die kontinuierliche Beobachtung einer dichten MOT mit dem Atomdetektor lassen sich bei einer Verstärkung von 3×10^6 typische Lebensdauern in der Größenordnung einiger 10 Stunden abschätzen. Ein Vielkanalplattenstapel, der durch diesen Effekt Beschädigung erlitt, mußte bereits ausgewechselt werden. Um die Lebensdauer zu maximieren, wird das negative Potential an der Goldschicht erst unmittelbar vor der Aufnahme von Flugzeitspektren durch die Computersteuerung angelegt. Die Hochspannung wird mit einem Transistorschalter (Behlke, HTS 81) geschaltet und erreicht innerhalb von 5 ms ihren Sollwert.

4.4.1 Konversion metastabiler Argonatome

Metastabile Argonatome, die sich einer metallischen Oberfläche nähern, zerfallen mit hoher Wahrscheinlichkeit in den elektronischen Grundzustand. Die innere Energie ist ausreichend, um durch Resonanzionisation mit anschließender Augerneutralisation oder durch Augerabregung ein Elektron aus dem Metall freizusetzen [114].
Eine Übersicht über die Elektronenemissionskoeffizienten γ für verschiedene Edelgase und unterschiedliche Oberflächen findet sich in [114]. Die Werte streuen sehr stark und variieren mit der Beschaffenheit der Oberfläche. Die Koeffizienten sind weit davon entfernt, als Materialkonstanten aufgefaßt werden zu können.
So wurden für chemisch reine Goldoberflächen bei $T = 300$ K und metastabile Argonatome im Zustand $1s_5$ Werte zwischen 0,007 und 0,044 für γ gefunden [115]. Bei Erhöhung der Temperatur auf $T = 360$ K stieg γ auf 0,24 an; die Erhöhung hielt für einige Stunden nach Abkühlung der Proben an. Der Grund für dieses Verhalten ist nicht geklärt. γ wird deshalb im vorliegenden Experiment in einer Kalibrierungsmessung bestimmt, in die allerdings auch die Transmissionswahrscheinlichkeit durch die Elektronenoptik und die Nachweiseffizienz der MCP eingehen.
Für metastabiles Argon im Zustand $1s_3$ und Goldoberflächen sind in der Literatur keine Werte für γ zu finden. Wegen der nur um 1,5% verschiedenen Anregungsenergien kann man einen ähnlichen Elektronenemissionskoeffizienten wie für den Zustand $1s_5$ erwarten. Für eine Edelstahloberfläche ist ein Verhältnis von $\gamma(1s_5)/\gamma(1s_3) = 0,96 \pm 0,06$ [116] gemessen worden, was diese Erwartung bestätigt. Im folgenden wird deshalb davon ausgegangen, daß die Elektronenemissionskoeffizienten für beide metastabile Zustände gleich groß sind.

4.4.2 Kalibrierung der Längenskala

Um die Ortsinformation des Detektionssystems auswerten zu können, muß die Längenskala kalibriert werden. Da die Oberfläche unstrukturiert ist, kann die Kalibrierung nicht an einer Struktur bekannter Größe erfolgen. Stattdessen wird das Gesichtsfeld des Detektors möglichst homogen ausgeleuchtet, und das Bild, das einen Schattenwurf des Extraktionslo-

ches der ersten Elektronenlinse darstellt, auf der MCP ausgemessen. Die Detektorempfindlichkeit ist nicht über das gesamte Gesichtsfeld hinweg homogen, weil die am Rand liegenden Elektronenbündel vom Extraktionsloch abgeschnitten werden. Diese Randeffekte können jedoch fast stets vernachlässigt werden, da sich alle interessanten Prozesse im Zentrum des Gesichtsfeldes abspielen.
Der Rand des Gesichtsbereiches wurde an der Stelle des $1/e^2$-Abfalls der räumlich aufgelösten Zählrate angenommen. Es wurde eine Melasse vom 27 μK verwendet, die das Gesichtsfeld des Detektors hinreichend homogen ausleuchtet (die $1/e^2$-Breite der auftreffenden Atomwolke ist 5,4 mm, d. h. am Rand des Gesichtsfeldes ist die Atomzahl um 14% niedriger als im Zentrum). Die ortsaufgelöste Messung ist in Abbildung 4.15 gezeigt. Das Bild wurde durch Drehen um 12° in seinen Hauptachsen ausgerichtet. Die Zählereignisse, über drei zentrale Zeilen und neun zentrale Spalten integriert, sind ebenfalls in der Abbildung aufgetragen. Für das Profil in x-Richtung wurde der $1/e^2$-Abfall gegenüber dem Mittelwert im zentralen Bereich, in y-Richtung gegenüber dem Maximum berechnet. Es ergeben sich Durchmesser von 52 bzw. 14,3 Pixel. Unter Berücksichtigung des Durchmessers der Apertur der Extraktionslinse von 3,0 mm ergeben sich Längenskalen von 58 μm/Pixel in x-Richtung und 0,21 mm/Pixel in y-Richtung; der Fehler in dieser Kalibrierung wird auf 10% veranschlagt. Die Pixelgröße auf der Detektionseinheit beträgt 200 μm in beiden Dimensionen, d. h. das Abbild der Apertur der Extraktionslinse von 3,0 mm Durchmesser hat auf der MCP einen Durchmesser von 10 mm in x- und 2,7 mm in y-Richtung. Dies entspricht einer Vergrößerung von 3,3 und 0,9 in den beiden Hauptachsen.
Die unterschiedlichen Abbildungsmaßstäbe erklären sich daraus, daß die Zylindersymmetrie der Elektronenoptik durch die in den beiden Richtungen sehr verschiedenen Ausdehnungen der Prismenhypotenuse gebrochen wird (vgl. Abbildung 4.14). Der Wert für die x-Richtung, die entlang der schmalen Seite der Prismenhypotenuse verläuft, ist konsistent mit dem berechneten Wert von 3,6. Hier sind die Abmessungen von Prisma und Extraktionselektrode vergleichbar, so daß — entsprechend der Annahme in der Berechnung des Abbildungsmaßstabs — ein homogener Feldverlauf angenommen werden kann. In der y-Richtung unterscheiden sich die Dimensionen von Prisma und Elektrode deutlich, so daß es zu einer Feldverzerrung kommt, die in der Abweichung des Abbildungsmaßstabs von der Berechung resultiert.

4.4.3 Nachweiseffizienz des Detektionssystems

Zur Bestimmung der Nachweiseffizienz des Atomdetektors müssen die gemessenen Zählereignisse ins Verhältnis zur mit der kalibrierten CCD-Kamera (vgl. Abschnitt 4.3) bestimmten Zahl der im Gesichtsfeld des Detektors auftreffenden Atome gesetzt werden. Das Ergebnis drückt die Konversionswahrscheinlichkeit der metastabilen Atome in Elektronen sowie die Effizienz des Nachweises dieser Sekundärelektronen aus.
Bei dieser Messung bestimmt man die Nachweiseffizienz für Argonatome im Zustand $1s_5$, während im Wellenleiter $1s_3$-Atome gespeichert sind. Zur Angabe der Atomzahl im Wellenleiter muß daher angenommen werden, daß die Konversionseffizienz von $1s_3$- und $1s_5$-Atomen übereinstimmt (siehe Abschnitt 4.4.1).
Zur Kalibrierung des Detektionssystems wird im ersten Schritt ein Bild der Atomwolke mit einer kalibrierten CCD-Kamera (destruktiv) aufgenommen. Im nächsten Schritt wird eine gleichermaßen präparierte Atomwolke freigegeben, die auf der metallischen Prismenoberfläche Konversionselektronen auslöst, die mit dem Detektionssystem nachgewiesen werden. Aus dem Flugzeitspektrum lassen sich die mittlere Ankunftszeit, die Temperatur und die

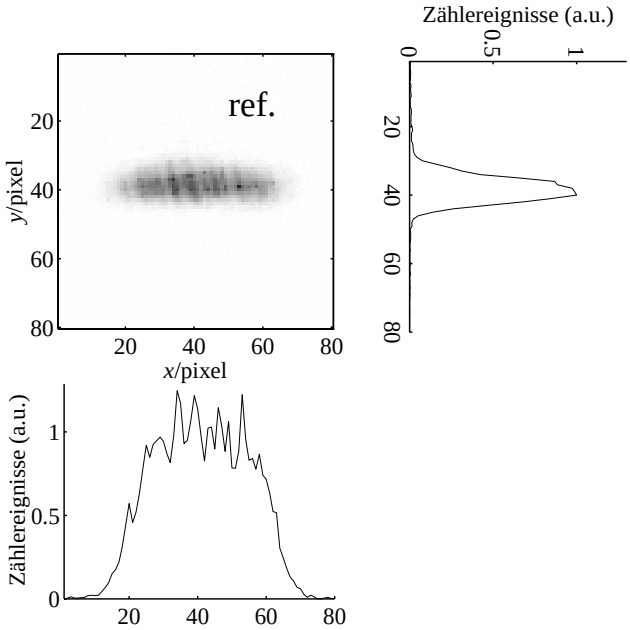

Abbildung 4.15: Messung zur Kalibrierung der Längenskala des Atomdetektors. Gezeigt ist die ortsaufgelöste Messung einer auf die Prismenoberfläche fallenden Atomwolke, die einer homogenen Ausleuchtung des Gesichtsfeldes des Detektors nahekommt. Ebenfalls gezeigt sind integrierte Profile in x- und in y-Richtung. Die schräg von links oben nach rechts unten verlaufenden Streifen in der ortsaufgelösten Messung sind ein Artefakt der Bilddrehung um 12°, mit der die Hauptachsen der elliptisch verzerrten Detektorbilder ausgerichtet werden. Diese Streifen schlagen sich auch im Profil in x-Richtung nieder.

integrierten Zählereignisse bestimmen. Auf Details soll hier nicht eingegangen, stattdessen auf [94, 97] verwiesen werden. Aus dem Bild der Atomwolke können die absolute Atomzahl sowie die Breite der Falle im Ortsraum zur Zeit $t = 0$ bestimmt werden. Unter Verwendung der Temperaturmessung mit dem Flugzeitspektrum und der Ankunftszeit kann damit die Verteilung der Atome im Ortsraum an der Oberfläche berechnet werden.

Die (über das Gesichtsfeld gemittelte) Nachweiseffizienz des Atomdetektors η für $1s_5$-Atome bestimmt sich nun als Quotient der integrierten Zählereignisse und der Anzahl der Atome, die innerhalb des Gesichtsfeldes des Detektors auf dem Prisma auftreffen.

In Abbildung 4.16 sind die Ergebnisse mehrerer Messungen aufgetragen, wobei für die einzelnen Messungen die Parameter der Quelle verändert wurden, um so unter ansonsten gleichen Bedingungen eine unterschiedliche Zahl von Atomen in der Falle einzufangen. Jeder Meßpunkt ist über zehn Einzelmessungen der Fluoreszenz und des Flugzeitspektrums gemittelt.

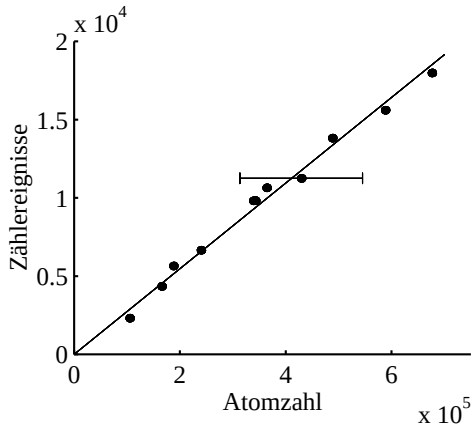

Abbildung 4.16: Kalibrierung der Nachweiseffizienz des Atomdetektors. Auf der Ordinate sind die integrierten, vom Detektor registrierten Zählereignisse für die Einzelmessungen aufgetragen. Die Ordinate zeigt die zugehörigen, aus Messungen mit der CCD-Kamera bestimmten Anzahlen der im Gesichtsfeld des Detektors auf die Konversionsfläche treffenden Atome.

Der Fehler in der Zahl der Zählereignisse des Atomdetektors ist durch Schrotrauschen gegeben und vernachlässigbar, während sich der Fehler in der Zahl der auf die Konversionsfläche treffenden Atome im wesentlichen aus der Unsicherheit der Kalibrierung der CCD-Kamera bestimmt. Aus der Ausgleichsgeraden ergibt sich ein Wert von $\eta = (2{,}7 \pm 0{,}7)\%$ für die Nachweiswahrscheinlichkeit von Atomen, die im Gesichtsfeld des Detektors auf die Konversionsfläche treffen.

4.5 Präparation und Charakterisierung dünner Metallschichten

Die dünne Metallschicht, die für die vorliegenden Experimente auf die Hypotenuse eines Glasprismas aufgebracht wird, erfüllt mehrere Aufgaben: Sie dient als Spiegel für den Wellenleiterlaser, der so eine stehende Lichtwelle erzeugt, als Konversionselektrode für das Detektionssystem und als Grenzschicht an das Vakuum, in der resonant Oberflächenplasmonen angeregt werden.
Vor allem die letzte Anforderung legt die Spezifikationen für die Schicht fest. Das verwendete Metall muß einen betragsmäßig großen Realteil und kleinen Imaginärteil der Dielektrizitätskonstante ϵ besitzen, damit die Feldüberhöhung maximal ausfällt. Die Oberflächenrauhigkeit soll minimal sein, denn sie ist der Auslöser für den strahlenden Zerfall der Oberflächenplasmonen, also für störendes Streulicht. Die für die Oberflächenplasmonenanregung kritische Schichtdicke ist abhängig von ϵ und liegt in der Größenordnung von 50 nm. Weiterhin muß die Reflektivität der Schicht für Laserlicht der Wellenlänge 795 nm hoch sein.
Vergleicht man die maximal erreichbaren Überhöhungsfaktoren T, die sich aus Literaturwer-

ten für die Dielektrizitätskonstante ϵ mit den in Anhang A angegebenen Formeln berechnen lassen, erscheint Silber ($\epsilon_{\mathrm{Ag}} = -32,1 + 0,438\,i$ bei 812 nm [85]) mit einer theoretisch erreichbaren Überhöhung von 370 bei einer optimierten Schichtdicke von 59 nm ideal geeignet. Deshalb wurde Silber bereits in anderen atomoptischen Experimenten zur Überhöhung von evaneszenten Feldern eingesetzt [38, 39, 40].
Im Zusammenhang mit dem Wellenleiter-Experiment wurde jedoch erkannt, daß bei Silber Probleme mit der Oberflächenrauhigkeit auftreten, die sich bei der Verwendung von Gold vermeiden lassen. Gold ($\epsilon_{\mathrm{Au}} = -25,1 + 1,58\,i$ bei 812 nm [85]) besitzt eine maximale Überhöhung von 65 bei einer optimierten Schichtdicke von 49 nm, liegt damit also um einen Faktor 5,7 hinter Silber zurück. Die tatsächlich gemessenen Überhöhungen waren jedoch vergleichbar, was auf eine schlechtere Qualität der Silberschicht schließen läßt. Das Intensitätsverhältnis von Streulicht vor der Oberfläche bei resonanter Plasmonenanregung zu eingestrahlter Intensität fiel hingegen im Fall von Gold mit typischerweise 0,4% um eine Größenordnung niedriger als beim Silber mit 4% aus. Das Streulicht wurde unmittelbar vor der Oberfläche mit einer großflächigen Photodiode gemessen. Das bedeutet eine Reduktion des Streulichts um eine Größenordnung bei ansonsten gleichen Parametern für die Reflexion von Atomen. Die Verringerung des Streulichts geht unmittelbar in die Transferbilanz beim optischen Pumpen ein. Die Goldschichten haben weiterhin den Vorteil, daß sie nicht wie die Silberschichten an Luft degradieren.
Die dünnen Goldschichten wurden in einer Aufdampfanlage (Balzers, BAE 250) auf die Hypotenusenfläche eines rechtwinkligen Glasprismas aus BK7 ($\epsilon_{\mathrm{BK7}} = 2,28$ bei 812 nm [117]) aufgebracht [118]. Die Oberfläche wurde vor der Bedampfung mit Gold mit einer ca. 1 nm dicken Chromschicht bedeckt, um die Haftung zu erhöhen. Der Druck zu Beginn des Aufdampfprozesses betrug $5,4 \times 10^{-6}$ mbar, und die konstante Aufdampfrate betrug ca. 2 nm/s. Die Dicke der Schicht wurde während des Aufdampfprozesses mit einem Schwingquarz (Inficon) überwacht. Die so ermittelte Dicke der Goldschicht von 52 nm ist jedoch weniger zuverlässig als die Bestimmung aus den ATR-Kurven gemäß Anhang A, wie eine Vergleichsmessung mit einem Kraftmikroskop zeigte.
Zur Bestimmung des maximalen Überhöhungsfaktors $T(\theta_0)$ und der Abfallänge ζ des evaneszenten Feldes ist die Kenntnis der Dielektrizitätskonstanten des verwendeten Schichtmaterials und der Dicke der Schicht d notwendig, wenn man nicht auf eine Messung mit Atomen (wie in Kapitel 5.1.2) zurückgreifen kann. Um die Parameter der Schicht zu bestimmen, wurde die Reflexion R als Funktion des Einfallswinkels θ eines kollimierten Laserstrahls gemessen. Durch Anfitten von Gl. (A.6) an die aufgezeichneten ATR-Kurven [119] lassen sich der Real- und Imaginärteil der Dielektrizitätskonstanten ϵ sowie die Dicke der Schicht d bestimmen (die Amplitude R_0 ist ein weiterer freier Fitparameter). Da die Werte für ϵ stark von den Aufdampfbedingungen abhängen, ist die individuelle Messung der Verwendung von Literaturwerten deutlich überlegen. Beispiele für die Streuung der Literaturwerte finden sich z. B. beim Vergleich von [85] und [120].
Die Abbildung 4.17 zeigt Meßdaten und Fit-Funktion für die Messung bei 812 nm. Der von der Wellenlänge des verwendeten Lichts abhängige Wert von ϵ ist in Tabelle 4.1 aufgeführt. Für die Schichtdicke ergibt sich ein Wert von (46±3) nm. Die quantitativen ATR-Messungen wurden nach Abschluß der Experimente zum Wellenleiter an Luft durchgeführt [118].

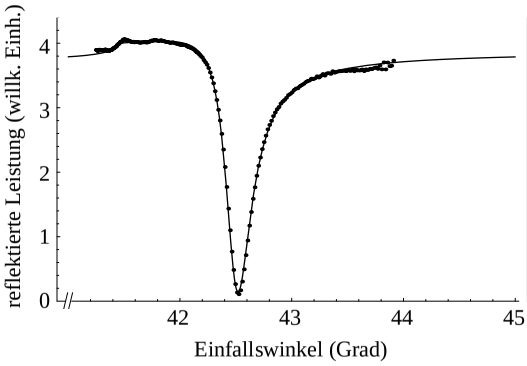

Abbildung 4.17: Meßdaten einer ATR-Messung und zugehörige Fit-Funktion. Wenn mit dem Einfallswinkel des Laserstrahls die Resonanzbedingung für die Anregung von Oberflächenplasmonen erfüllt wird, nimmt die reflektierte Leistung ein Minimum an. Man beachte das Einsetzen der Totalreflexion bei 41,5 Grad und die Tiefe des Resonanzminimums bei 42,5 Grad.

	812 nm	795 nm	715 nm
$\mathrm{Re}(\epsilon)$	$-27,0 \pm 0,8$	$-28,8 \pm 0,9$	$-19,4 \pm 0,3$
$\mathrm{Im}(\epsilon)$	$2,0 \pm 0,2$	$2,3 \pm 0,1$	$1,8 \pm 0,1$
θ_0/rad	$0,7411 \pm 6 \cdot 10^{-4}$	$0,7401 \pm 5 \cdot 10^{-4}$	$0,7468 \pm 5 \cdot 10^{-4}$
$\mathrm{T}(\theta_0)$	55 ± 3	52 ± 1	37 ± 1
$\frac{1}{2}\zeta/\mathrm{nm}$	316 ± 2	325 ± 5	240 ± 2

Tabelle 4.1: Die aus den ATR-Messungen gewonnenen Parameter der im Experiment verwendeten Goldschicht. Der Fehler bestimmt sich aus der Unsicherheit der Winkelkalibrierung.

Kapitel 5

Experimentelle Ergebnisse zum Wellenleiter für Atome

Nachdem das Experiment in seinen Kontext gestellt, theoretische Grundlagen diskutiert und die technischen Hilfsmittel für die Durchführung eingeführt wurden, werden in diesem Kapitel die experimentellen Ergebnisse vorgestellt.
Abschnitt 5.1 befaßt sich mit dem Lademechanismus für den Wellenleiter. Die magneto-optische Falle, der Reflexions- und der Transferprozeß werden charakterisiert und mit dem Wellenleiterpotential kombiniert. Die Intensitäten des Reflexions- und Transferlasers werden systematisch variiert, um die optimalen Betriebsparameter zu finden und diese mit den aus der Theorie ermittelten Werten zu vergleichen. Im folgenden Abschnitt 5.2 wird die Lebensdauer der Atome im Wellenleiter untersucht sowie die gespeicherte Atomzahl bestimmt. Von großer Bedeutung ist der Nachweis der Selektivität des Lademechanismus. Mit diesem Ergebnis kann auch eine Atomzahldichte im Wellenleiter angegeben werden. Abschließend werden die Ergebnisse diskutiert und denkbare weitergehende Untersuchungen angesprochen (Abschnitt 5.3).

5.1 Der Ladeprozeß des Wellenleiters

Um das Laden des Wellenleiters zu ermöglichen, müssen zunächst die Parameter der MOT optimiert werden. Weiterhin müssen geeignete Parameter für den Reflexions-, den Transfer- und den Wellenleiterlaser gewählt werden. Dies betrifft die Intensitäten, die durch die zur Verfügung stehende Laserleistung und die Strahldurchmesser begrenzt sind, und die Laserverstimmungen, soweit sie frei wählbar sind. Auch der räumlichen Überlapp der Strahlen auf der Prismenoberfläche muß optimiert werden. In den folgenden Abschnitten wird die schrittweise Charakterisierung des Ladeprozesses beschrieben, die zur Ermittlung der optimierten Ladeparameter durchgeführt wurde.

5.1.1 Magneto-optische Falle und Melassenkühlung

Der erste Schritt zum Laden des Wellenleiters ist die Bereitstellung lasergekühlter Atome in einer MOT, aus der die Atome anschließend, gegebenenfalls nach weiterem Kühlen in einer Melassephase, freigegeben werden. Hier ist insbesondere eine geringe Temperatur der Atomwolke erstrebenswert, damit ein möglichst großer Anteil der Atome in den Bereich fällt, in dem der Ladeprozeß prinzipiell stattfinden kann.

Die MOT wurde in einer Standardkonfiguration realisiert, bestehend aus sechs zirkular polarisierten Laserstrahlen, von denen jeweils zwei antiparallel verlaufen und die Paare zueinander orthogonal angeordnet sind. Der Schnittpunkt der drei Strahlenpaare liegt 6 mm oberhalb der Prismenoberfläche. Die Gesamtleistung der MOT-Strahlen von 11 mW ist auf drei Teilstrahlen gleicher Leistung aufgeteilt, die den gleichen Strahlradius von jeweils 3,3 mm besitzen. Die Strahlen werden außerhalb der Kammer retroreflektiert und laufen durch Verzögerungsplatten, die ihre Polarisationsrichtung umkehren. Während der Ladephase beträgt die Verstimmung $\delta_L = 2\pi\ (-8,0\ \text{MHz}) = -1,5\,\Gamma$, wobei Γ im folgenden für die natürliche Linienbreite des $1s_5 \leftrightarrow 2p_9$-Übergangs steht. Der Magnetfeldgradient im Zentrum der Falle wird durch ein Spulenpaar in Anti-Helmholtz-Konfiguration erzeugt. Die Spulen werden unabhängig voneinander betrieben, um ein Verschieben des Magnetfeldnullpunktes zu ermöglichen. Bei einem typischen Strom von 0,5 A in beiden Spulen liegt ein Magnetfeldgradient von 5 G/cm entlang der Magnetfeldachse vor.

Nach Abschluß der Ladephase, die typischerweise 100 ms dauert, wird bei gleichzeitiger Vergrößerung der Laserverstimmung die Intensität verringert, um eine niedrigere Temperatur des atomaren Ensembles zu erreichen. Typische, unter Einsatz der Atomstrahlkollimation erreichte Atomzahlen im Rahmen des Wellenleiterexperimentes betrugen $N = 1{,}5 \times 10^6$.

An die MOT-Phase schließt sich eine Melassenkühlphase an, in der der Mechanismus der Polarisationsgradientenkühlung verwendet wird, um die Temperatur der Atome weiter zu senken. Anders als in Abschnitt 3.2.3 exemplarisch erläutert, wird keine lin $\perp$ lin-Konfiguration verwendet, sondern eine $\sigma^+ - \sigma^-$-Konfiguration, bei der die Polarisation des Laserlichts gegenüber der MOT unverändert bleibt. Die Verstimmung des Laserlichts wird schrittweise bis auf $2\pi\ (-50\ \text{MHz}) = -9{,}5\,\Gamma$ vergrößert, während die Intensität weiter verringert wird; schließlich wird der Laserstrahl durch einen mechanischen Verschluß definiert unterbrochen. Nach der Melassenkühlphase wurden für eine Atomzahl von $1{,}5 \times 10^6$ typischerweise Temperaturen von 23 μK und zentrale Dichten von $n_0 = 1{,}0 \times 10^9\ \text{cm}^{-3}$ gemessen. Die Atomzahl blieb gegenüber der Anzahl in der MOT unverändert.

Nach Abschalten der optischen Melasse expandiert die Atomwolke frei und fällt dabei unter dem Einfluß der Gravitation auf die Oberfläche. Obige Parameter zugrundegelegt, fallen $3{,}5 \times 10^5$ Atome in das Gesichtsfeld des Detektors bei einer zentralen Dichte von $n_0 = 6{,}7 \times 10^6\ \text{cm}^{-3}$.

5.1.2 Der Reflexionsprozeß

Die Verzögerung der fallenden Atome wird mit dem in Abschnitt 4.1.2 beschriebenen Reflexionslaser durchgeführt. Das Laserlicht des Reflexionslasers ist um 670 MHz (bzw. für Studien des Reflexionsprozesses um 250 MHz oder -170 MHz) gegenüber dem $1s_5 \leftrightarrow 2p_9$ Übergang frequenzverschoben. Der $1/e^2$-Radius beträgt am Ort des Prismas $w_r = 0{,}67$ mm. Typische Intensitäten zum Laden des Wellenleiters betrugen 1,4 W/cm^2; für systematische Untersuchungen wurden Intensitäten zwischen null und 2,8 W/cm^2 eingesetzt. Der Reflexionslaserstrahl trifft unter einem Winkel nahe 45° auf die Hypotenusenfläche des Prismas auf, so daß die Linien konstanter Intensität Ellipsenform mit einem Hauptachsenverhältnis von $1{:}\sqrt{2}$ annehmen. In der Goldschicht werden durch den Reflexionslaser Oberflächenplasmonen resonant angeregt, die eine Überhöhung des evaneszenten Feldes vor der Oberfläche bewirken. Die Abfallänge $\zeta_r/2$ der evaneszenten Feldintensität von (316 ± 2) nm und die Intensitätsüberhöhung von $T_r = 55 \pm 3$ wurden aus ATR-Spektren bestimmt (vgl. Abschnitt 4.5).

Prinzip des Reflexionsprozesses

Um einen Potentialansatz für den Reflexionsprozeß zu rechtfertigen, muß die Adiabatizität der Zustandsentwicklung gewährleistet sein, und die Rate der spontanen Emission muß klein sein. In beiden Fällen werden ansonsten repulsive Zustände in attraktive Zustände umgewandelt, die entweder keine idealen Reflexions- und Transferbedingungen erfahren oder verlorengehen.
Gleichung (3.18) gibt eine obere Schranke für die Wahrscheinlichkeit eines nichtadiabatischen Überganges vom Zustand $|i(N)\rangle$ nach $|j(N)\rangle$. Die totale zeitliche Ableitung läßt sich mit den Gl. (3.14.a,b) auflösen, und man erhält für den Fall eines evaneszenten Feldes mit Abfallänge ζ_r eine Wahrscheinlichkeit von

$$p_{i\to j} \leq \sup\left(\frac{v^2}{4\zeta_r^2}\frac{\delta_L^2\Omega_R^2}{\Omega^6}\right) = \frac{v^2}{27\zeta_r^2}\frac{1}{\delta_L^2}\,. \tag{5.1}$$

Die Parameter im Experiment ($v = 0{,}34$ m/s, $\zeta_r = 632$ nm und $\delta_L = 2\pi \times 670$ MHz) ergeben $p_{i\to j} \leq 6 \times 10^{-10}$: Nichtadiabatische Übergänge spielen damit keine Rolle in diesem Experiment. Auch die spontane Emission aus einem repulsiven Zustand in einen attraktiven Zustand ist nicht von Bedeutung; quantitativ wird dieser Effekt jedoch erst am Ende der Betrachtung des Reflexionsprozesses untersucht.
Die Fläche A, auf der das optische Potential des überhöhten evaneszenten Feldes groß genug ist, um die einfallenden Atome zu reflektieren, ist

$$A = w_x w_y \frac{\pi}{2} \ln \frac{T_r I_0}{I_{\min}}\,. \tag{5.2}$$

Hierbei sind w_x, w_y die $1/e^2$-Radien der Intensität des Reflexionslaserstrahls auf der Oberfläche. Es gilt hier wegen des Einfallswinkels von ca. 45°, daß $w_y = \sqrt{2}w_x = w_r$. T_r ist der Überhöhungsfaktor, I_0 ist die einfallende zentrale Reflexionslaserintensität, und $I_{\min}$ ist die kritische Intensität vor der Oberfläche. Bei dieser Intensität können die potentielle Energie der Atome und das Casimir-Polder-Potential gerade noch durch das optische Potential kompensiert werden, so daß die Atome noch reflektiert werden. Der Atomspiegel ist wegen des gaußschen Profils des evaneszenten Feldes konvex; der Krümmungsradius des Spiegels von in unserem Fall ca. 0,5 m ist jedoch vernachlässigbar.
Die Abbildung 5.1 zeigt mit dem Atomdetektor in zeitlicher Auflösung aufgenommene und gemittelte Flugzeitspektren von Atomen, die zur Zeit $t = 0$ aus der MOT freigesetzt wurden. Die Breite des Referenzspektrums (ohne Reflexionslaser) spiegelt die Temperatur des atomaren Ensembles wider; der Zeitpunkt, zu dem das Maximum der Verteilung eintrifft, gibt die Fallhöhe wieder. Der Einfluß des Reflexionslasers ist deutlich zu erkennen. Wegen der kurzen Wechselwirkungszeit der Atome mit dem evaneszenten Reflexionsfeld (Größenordnung 1 μs) erfolgt der Einbruch der Zählrate auf der gezeigten Zeitskala instantan bei Einschalten des Reflexionslasers. Entsprechend steigt die Zählrate nach dem Abschalten sofort wieder auf den höheren Wert an. Würde der Reflexionsprozeß auf die diffuse Streuung von Streulichtphotonen zurückgehen, würde sich dies in weniger scharfen Kanten des Flugzeitspektrums zeigen. Das Restsignal, das während der Reflexionsphase aufgenommen wird, stammt von Atomen, die neben den reflektierenden Bereich fallen.
Räumlich aufgelöst ist der Einfluß des Reflexionslasers in Abbildung 5.2 zu erkennen. Gezeigt sind aufeinanderfolgende Bilder einer auf die Oberfläche auftreffenden Atomwolke. Für die Integrationsdauer des Teilbildes (d) ist der Reflexionslaser eingeschaltet. In dem zentral

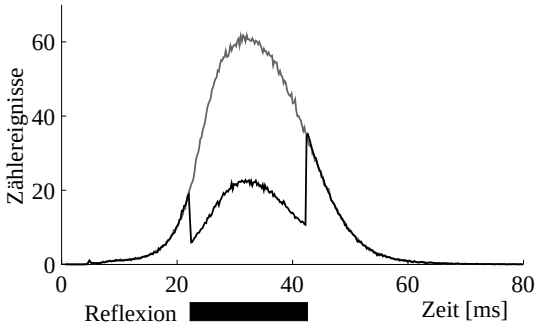

Abbildung 5.1: Flugzeitspektren zum Reflexionsprozeß. Aufgetragen ist die gemittelte Zählrate pro Kanal von 100 μs Länge gegen die Zeit t, wobei die MOT bei t = 0 abgeschaltet wurde. Gezeigt ist das Meßspektrum (schwarze Kurve, mit Reflexionslaser) und das Referenzspektrum (graue Kurve, ohne Reflexionslaser). Der Reflexionslaser war zwischen 23 und 43 ms angeschaltet; die Zentralintensität des (einfallenden) Strahls betrug 2,4 W/cm².

liegenden Bereich, in dem die überhöhte Intensität des Reflexionslasers groß genug ist, um die Reflexion zu bewirken, treffen die metastabilen Atome nicht auf die Goldoberfläche. Es ergibt sich ein Loch in der räumlichen Verteilung. In dem unterschiedlichen Verhältnis der Halbachsen des Gesichtsfeldes des Detektors (dunkler Fleck) und des Loches in der Verteilung (heller Fleck) spiegelt sich die Projektion des Laserprofils unter 45° auf die Oberfläche wider.

Auch wenn ein rot verstimmter Reflexionslaser eingesetzt wird, beobachtet man eine (deutlich kleinere) Verringerung der Zahl von Atomen, die an der Oberfläche nachgewiesen werden. Hierbei handelt es sich um eine diffuse Reflexion, bei der die Atome gerichteten Impuls von Streulichtphotonen, die beim Zerfallen der Oberflächenplasmonen entstehen, aufnehmen und isotrop wieder abstrahlen. Wird genug Impuls übertragen, treffen die Atome nicht mehr auf der Oberfläche auf.

In der Arbeit von M. Hartl [97] wird dieser Prozeß systematisch untersucht, um daraus den Streulichteinfluß quantifizieren zu können. Als Resultat wird — für das auch in der vorliegenden Arbeit eingesetzte Wellenleiterprisma — ein Quotient von Streulichtleistung zu eingestrahlter Lichtleistung von 0,3% angegeben. Dieses Ergebnis ist in guter Übereinstimmung mit dem in Abschnitt 4.5 festgehaltenen Meßergebnis von 0,4%, das durch eine direkte Messung des Streulichts mit einer Photodiode erhalten wurde.

Bestimmung der Feldüberhöhung mit springenden Atomen

Der Reflexionsprozeß erlaubt eine zur Bestimmung aus den ATR-Spektren (Abschnitt 4.5) alternative Messung des Überhöhungsfaktors. Das Meßprinzip beruht auf der Bestimmung der Fläche A, auf der die Laserintensität groß genug ist, um die Reflexion der Atome zu gestatten. Mit Gl. (5.2) kann dann der Überhöhungsfaktor T_r berechnet werden. Die quantitative Analyse wird durch die magnetische Unterstruktur der metastabilen Argonatome im Zustand $1s_5$ erschwert. Durch die unterschiedlich starke Ankopplung der Niveaus an das Lichtfeld sind die kritischen Intensitäten von Niveau zu Niveau verschieden.

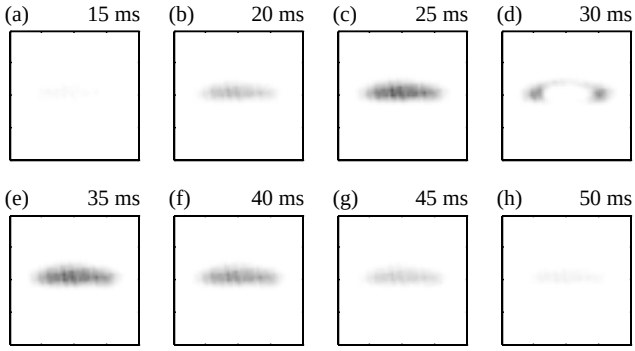

Abbildung 5.2: Räumlich aufgelöste Bilder einer auftreffenden Atomwolke. Die Bilder wurden jeweils ab dem angegebenen Zeitpunkt nach Abschalten der MOT über 5 ms integriert. Die Bildverzerrung in die längliche Form kommt dadurch zustande, daß die Zylindersymmetrie der Elektronenoptik durch die Prismenoberfläche gebrochen wird. Im Teilbild (d) ist der Reflexionslaser eingeschaltet und bewirkt im Zentralbereich die Reflexion von Atomen. Diese Atome werden nicht nachgewiesen und äußern sich im Loch in der Verteilung. Die Zentralintensität des einfallenden Reflexionslaserstrahls betrug 2,4 W/cm^2.

Die Messung der Flächen A aus den räumlich aufgelösten Detektorbildern ist nicht direkt möglich, da sich für die fünf magnetischen Unterniveaus verschiedene Flächen ergeben. Um diese fünf Flächen als Stufen in den ortsaufgelösten Bildern zu erkennen, reichen weder die Zählrate noch die räumliche Auflösung aus. Nimmt man aber an, daß die Detektionseffizienz über das Gesichtsfeld des Detektors homogen ist, so kann aus dem Flugzeitspektrum bei angeschaltetem Reflexionslaser und einer Referenzmessung (ohne Reflexionslaser) der Anteil reflektierter Atome bestimmt werden. Man kann dann aus diesem Anteil eine gemittelte reflektierende Fläche A berechnen.

Das Experiment wurde für zwei verschiedene Blauverstimmungen des Reflexionsfeldes durchgeführt. Neben der Standardverstimmung von 670 MHz, die einem vierfachen Durchgang durch den akusto-optischen Modulator entspricht, wurde zusätzlich eine Meßreihe mit nur doppeltem Durchgang durch den AOM aufgenommen, also bei einer Verstimmung von 250 MHz (vor dieser Verschiebung hat das Licht bereits eine Verstimmung von -170 MHz). Die Daten sind in Abbildung 5.3 gezeigt. Es ist zu erkennen, daß mit zunehmender Reflexionslaserintensität der reflektierte Anteil der Atome annähernd logarithmisch wächst (man beachte die logarithmische Auftragung der Abszisse).

Für den Fit an die Daten müssen die fünf magnetischen Unterzustände getrennt betrachtet werden. Wir nehmen an, daß die Niveaus gleichbesetzt sind. Bei adiabatischem Einschalten des Lichtfeldes entwickeln sich diese Zustände dann in gleichverteilte Eigenzustände.

Zunächst wird die Energieverschiebung der einzelnen Unterniveaus im evaneszenten Reflexionsfeld berechnet. Dabei wird die aus den ATR-Daten bestimmte Abfallänge des evaneszenten Feldes verwendet. Die Energieverschiebung ist von der Lichtpolarisation abhängig. Das evaneszente Reflexionsfeld besitzt eine elliptische Polarisation mit normierten Anteilen von 0,83 (σ^+) und 0,55 (σ^-). Zur Berechnung der Verschiebungen muß die in Kapitel

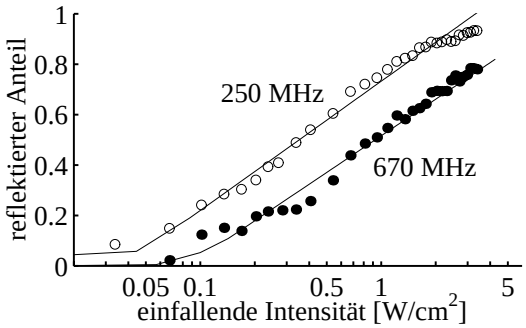

Abbildung 5.3: Anteil reflektierter Atome im Gesichtsfeld des Atomdetektors als Funktion der Reflexionslaserintensität für zwei verschiedene blaue Verstimmungen. Ab einer von der Laserverstimmung abhängigen Mindestintensität, bei der die Reflexion einsetzt, wird mit zunehmender Intensität die für Atome reflektierende Fläche immer größer. Aus den Fit-Funktionen wird der Überhöhungsfaktor des evaneszenten Feldes zu 64 bestimmt.

3 verwendete Annahme eines Zweiniveausystems verallgemeinert werden. Der Hamilton-Operator, Gl. (3.11), wird im vorliegenden Fall in der Basis
$(|e,3\rangle,\ldots,|e,-3\rangle,|g,2\rangle,\ldots,|g,-2\rangle)$ aufgestellt. Die Außerdiagonalelemente enthalten die Kopplungskonstanten der Übergänge $m_g \leftrightarrow m_e$, also die Clebsch-Gordan-Koeffizienten sowie die jeweiligen Rabi-Frequenzen; hierauf soll nicht im einzelnen eingegangen werden. Zur Berechnung der neuen Eigenenergien muß der Hamilton-Operator diagonalisiert werden. Dies erfolgte numerisch mit einem von B. Brezger zur Verfügung gestellten Programm, das in der Programmiersprache *MATLAB* geschrieben ist.

Zur Bestimmung des attraktiven Potentials wird die Casimir-Polder-Näherung, Gl. (3.44), verwendet[1].

Nun wird für jedes magnetische Unterniveau die kritische Intensität bestimmt, bei der das optische Potential gerade noch in der Lage ist, die Atome zu reflektieren. Hierfür werden die Niveauverschiebung im Lichtfeld einerseits und das Gravitations- und das Casimir-Polder-Potential andererseits verglichen. Die kritischen Intensitäten $I_{\min}$ (unmittelbar vor der Oberfläche) liegen für die experimentellen Parameter mit 670 MHz Verstimmung zwischen 3,5 W/cm^2 und 8,8 W/cm^2. Der kritische Abstand von der Oberfläche beträgt für alle Niveaus 140 nm, d. h. näher können die Atome der Oberfläche nicht kommen, wenn sie reflektiert werden sollen. Dieses Ergebnis rechtfertigt nachträglich die Wahl der Casimir-Polder-Näherung. Die Abbildung 5.4 zeigt exemplarisch die ortsabhängigen optischen Potentiale sowie die Gesamtpotentiale unter Berücksichtigung der Atom-Oberflächen-Wechselwirkung.

Nachdem nun die kritischen Intensitäten bekannt sind, kann der Fit gemäß Gl. (5.2) durch-

[1] Die Entartung der fünf Grundzustände (die allerdings durch die Niveauverschiebung im Lichtfeld bereits aufgehoben wird) ist noch eine Untersuchung wert. Barton [121] betrachtet den entarteten Fall für parallele metallische Spiegel und findet neben der Abhängigkeit von der skalaren statischen Polarisierbarkeit α_0 auch einen Effekt höherer Ordnung, eine Abhängigkeit von der Tensorpolarisierbarkeit β. Dieser Effekt verschwindet jedoch beim Übergang zum einzelnen Spiegel. Die skalare statische Polarisierbarkeit ist für alle magnetischen Unterzustände gleich groß.

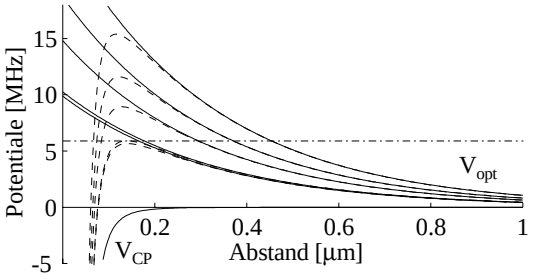

Abbildung 5.4: Optische Potentiale der fünf magnetischen Unterniveaus des Zustands $1s_5$ *sowie Potential der Casimir-Polder-Wechselwirkung (durchgezogene Linien). Die unterbrochenen Linien zeigen die jeweiligen Gesamtpotentiale. Die strichpunktierte Linie gibt die kinetische Energie der Atome wieder. Die optischen Potentiale wurden für die experimentell vorliegende Lichtfeldpolarisation, eine Verstimmung von 670 MHz und eine einfallende Intensität von 0,15 W/cm*^{2} *berechnet, bei der gerade zwei Niveaus nicht mehr reflektiert werden können.*

geführt werden. Jeder Unterzustand bekommt die gleiche Besetzungszahl 0,2 zugewiesen. Einer von zwei unabhängigen Fitparametern ist der Überhöhungsfaktor T_r, der andere ist ein effektiver Radius r_{eff} des Gesichtsfeldes, mit der die am Rand abnehmende Empfindlichkeit des Detektors berücksichtigt wird.
Als Resultat erhält man aus dem Fit an die Daten (vgl. Abbildung 5.3) für die Messung bei 670 MHz einen Überhöhungsfaktor von 69 und eine effektive Apertur von 1,23 mm. Es wurden nur die ersten 18 Datenpunkte in den Fit einbezogen, weil bei größeren Intensitäten die reflektierenden Flächen die effektive Detektorfläche überschreiten.
Bei der 250 MHz-Messung wurden deshalb nur die 12 niedrigsten Intensitätswerte in den Fit mit einbezogen. Es ergibt sich ein Überhöhungsfaktor von 59 und eine effektive Apertur von 1,19 mm. Der gemittelte Überhöhungswert von 64 liegt 16% über dem aus der ATR-Messung bestimmten Wert. Eine mögliche Erklärung ist, daß die magnetischen Unterzustände nicht gleichbesetzt sind. Eine solche Polarisierung kann durch das linear polarisierte Streulicht, das von den zerfallenden Oberflächenplasmonen ausgeht, bedingt sein. Im folgenden wird der aus der ATR-Messung bestimmte Überhöhungsfaktor von 55 verwendet. Als effektiver Aperturradius wird $r_{\text{eff}} = 1{,}2$ mm benutzt.
Die Rate der spontanen Emission und die damit einhergehende Umwandlung repulsiver in attraktive Zustände wurde ebenfalls numerisch untersucht, da die magnetische Unterstruktur die Behandlung als Zweiniveauatome, wie sie in Abschnitt 3.1.4 zugrundegelegt wird, nicht zuläßt. Die ermittelte Rate beträgt im oberflächennächsten Umkehrpunkt (dem Punkt des größten Überlapps mit dem Lichtfeld) für die fünf repulsiven Eigenzustände jeweils $1 \times 10^{-4}\,\Gamma$. Die charakteristische Zeit der Atom-Lichtwechselwirkung (bis zum Umkehrpunkt) beträgt $\tau = \zeta_r/v_0$, hier 1,8 μs. Hiermit schätzt man ab, daß 0,6% der Atome während des Reflexionsprozesses durch spontane Emission in einen attraktiven Zustand zerfallen. Diese Atome stehen zum Laden in den Wellenleiter nicht zur Verfügung, weil sie durch die zusätzliche attraktive Wechselwirkung nicht den optimierten Transferparametern ausgesetzt sind.
Die Rate für die spontane Emission in andere repulsive Zustände beträgt, gemittelt über die

fünf repulsiven Eigenzustände, im oberflächennächsten Umkehrpunkt $5 \times 10^{-3}\,\Gamma$. Dementsprechend wechseln 30% aller Atome während des Abbremsprozesses von einem repulsiven Zustand in einen anderen. Dies beeinträchtigt zwar die Gültigkeit des Potentialansatzes, da aber ohnehin fünf verschiedene Potentiale vorliegen, die zum Laden in den Wellenleiter nicht unabhängig optimiert werden können, ist diese Einschränkung nur von untergeordneter Bedeutung.

Wiederkehr springender Atome

Wenn die Reflexion der Atome tatsächlich am optischen Potential des evaneszenten Feldes stattfindet, sollte es möglich sein, nach der Reflexion die Wiederkehr der Atome zu beobachten. Die verstrichene Zeit sollte, bei Atomen mit verschwindender Anfangsgeschwindigkeit in normaler Richtung, der doppelten Fallzeit aus der MOT bis an die Oberfläche entsprechen. Die Abbildung 5.5 zeigt, daß dies der Fall ist. In Teilbild (a) wird ein Flugzeitspektrum gezeigt, das ohne Reflexionsfeld entstanden ist. Der Anteil reflektierter Atome ist verschwindend klein; hierauf wird weiter unten näher eingegangen werden.
In Teilbild (b) wurde der Reflexionslaser in der Zeit von 20 ms bis 50 ms nach Freigabe der Atome eingeschaltet. Das nur kurzzeitige Einschalten des Reflexionslichtes erfolgte zum einen, um den Einfluß der Lichtstreuung so klein wie möglich zu halten, zum anderen, um das Signal der reflektierten Atome besser vom Signal der nicht reflektierten Atome unterscheiden zu können. Die Anzahl reflektierter Atome kann als Differenz zwischen den Teilbildern (a) und (b) bestimmt werden. Der Anteil wiederkehrender Atome, bezogen auf die reflektierten Atome, beträgt hier 5,4%.
Teilbild (c) zeigt die nochmalige Reflexion der bereits einmal wiedergekehrten Atome. Hierzu wird der Reflexionslaser ein zweites Mal in der Zeit zwischen 100 ms und 130 ms nach Freigabe der Atome eingeschaltet. Die Anzahl reflektierter Atome kann als Differenz zwischen den Teilbildern (b) und (c) bestimmt werden. Der Anteil wiederkehrender Atome, bezogen auf die zweifach reflektierten Atome, beträgt hier 3,4%.
Nun soll gezeigt werden, daß man in Abwesenheit von Streuereignissen unter der Annahme, daß eine punktförmige, zentrierte Quelle vorliegt, mit der Wiederkehr von mindestens 10% der reflektierten Atome rechnen kann. Dies ist deutlich mehr als die gemessenen 5,4% bzw. 3,4%. In dem Grenzfall, daß das gesamte Gesichtsfeld des Detektors als Spiegel für Atome wirkt, können nur die Atome nach der Reflexion beim zweiten Auftreffen detektiert werden, die innerhalb eines Radius von einem Drittel des Gesichtsfeldradius des Detektors auftreffen. Dies liegt daran, daß die Bewegung parallel zur Oberfläche gleichförmig verläuft, und daß die Zeit zwischen der Reflexion und dem erneuten Auftreffen (für Atome mit verschwindender Anfangsgeschwindigkeit in normaler Richtung) doppelt so lange ist wie die Zeit zwischen Freigabe aus der MOT und der Reflexion. Die Zahl der Atome, die beim zweiten Auftreffen detektiert werden können, und die Zahl aller reflektierten Atome verhalten sich zueinander also wie die zu den Radien gehörigen Flächen: Das Verhältnis ist $1/3^2 \approx 10\%$. Ist die reflektierende Fläche kleiner als das Gesichtsfeld, wird der Quotient größer. Bis auf die Vernachlässigung von Streuereignissen sind diese Voraussetzungen im Experiment erfüllt.
Im Experiment war der Anteil der detektierten wiederkehrenden Atome jedoch kleiner. Die Zahl der gestreuten Photonen kann mit der Theorie aus Anhang B leicht berechnet werden, die die Streulichtintensität angibt, die von den zerfallenden Oberflächenplasmonen ausgeht. Man erhält eine Anzahl von im Mittel 1,4 Streuereignissen pro Atom in den 15 ms vor dem Auftreffen auf der Oberfläche. Zwischen Freigabe und zweitem Auftreffen werden also 2,8 Photonen gestreut. Der statistische Impulsübertrag durch den Rückstoß der spontan emi-

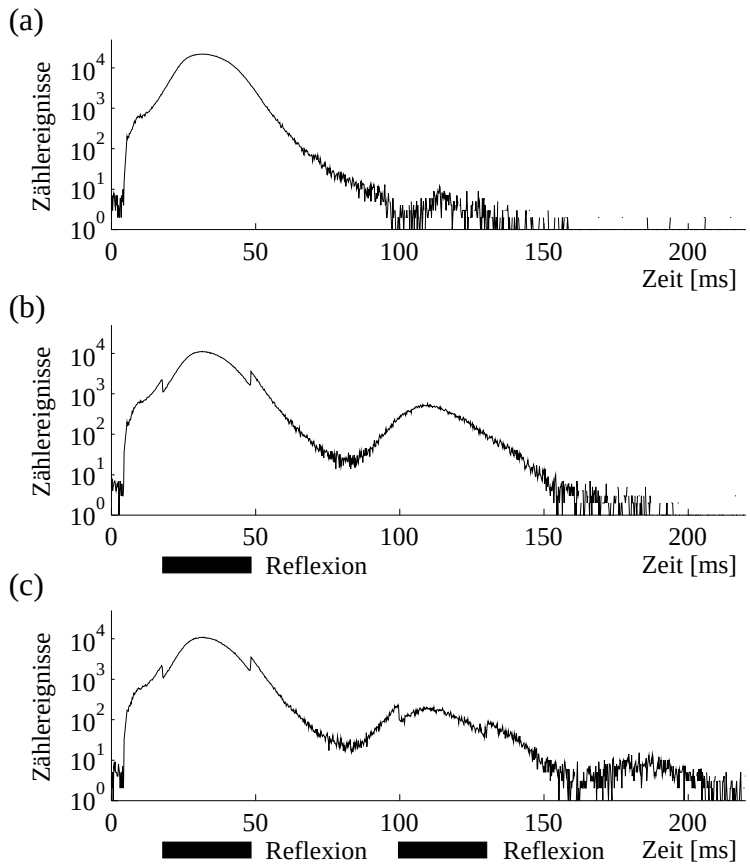

Abbildung 5.5: Flugzeitspektren zur Wiederkehr springender Atome in halblogarithmischer Auftragung. (a) zeigt ein Spektrum ohne Reflexionslaser; man beachte den geringen Anteil dennoch reflektierter Atome. In (b) ist eine einmalige Reflexion gezeigt, in (c) eine zweimalige. Die Breite der Reflexionsfensters beträgt jeweils 30 ms; die einfallende Reflexionslaserintensität war jeweils 1,4 W/cm^2.

tierten Photonen bewirkt eine zusätzliche Breite der Verteilung im Geschwindigkeitsraum von $\sqrt{2,8} = 1,7$ Rückstoßgeschwindigkeiten parallel zur Oberfläche.
Die Atome, die beim zweiten Auftreffen detektiert werden, besitzen im vorliegenden Experiment eine sehr geringe Anfangsgeschwindigkeit parallel zur Oberfläche, da sie sich während der Fallzeit von 35 ms nur um $(1/3)r_{\text{eff}} = 0{,}4$ mm bewegen dürfen. Dies entspricht einer Geschwindigkeit von 1,1 cm/s, d. h. weniger als einer Rückstoßgeschwindigkeit (die Rückstoßgeschwindigkeit v_{rec} beträgt 1,22 cm/s). Mit der Photonenstreuung geht also eine deutliche Vergrößerung der Geschwindigkeit parallel zur Oberfläche einher, was die geringe Wiederkehrwahrscheinlichkeit im Experiment erklärt. Im Fall von zwei Reflexionen werden noch mehr Rückstoßimpulse übertragen, was die Wiederkehrwahrscheinlichkeit nochmals verkleinert.
Beachtenswert ist das kleine Signal reflektierter Atome in Abbildung 5.5(a), das in Abwesenheit eines repulsiven Reflexionsfeldes zustandekommt. Der Anteil der detektierten Atome an der Zahl der reflektierten Atome beträgt hier 0,04%. Der Einfluß von Restlicht des Reflexionslasers kann bei dieser Messung mit Blick auf die Konstruktion des mechanischen Verschlusses ausgeschlossen werden. Unter Berücksichtigung des Verlustes von 90% der Atome auch bei perfekter Reflexion erhält man aus dieser Messung eine Reflexionswahrscheinlichkeit von 4×10^{-3} für metastabiles Argon im Zustand $1s_5$ bei Auftreffen auf eine Goldoberfläche. In der Literatur findet man an Atomstrahlen gemessene Werte, unserer Kenntnis nach jedoch nicht für das System Ar^* und Gold. Für metastabiles He^* seien die Werte für Pd(110) von 5×10^{-6} und für polykristallines W von $1,5 \times 10^{-4}$ zitiert [122]; die Geschwindigkeitskomponente der Atome normal zur Oberfläche betrug bei dieser Messung mehrere hundert m/s.

5.1.3 Der Transferprozeß

Die mit Hilfe des Reflexionslasers abgebremsten Atome werden in der Nähe der Oberfläche durch optisches Pumpen über den $2p_9$-Zustand in den Zustand $1s_5$ transferiert. Das dazu eingesetzte Licht des Transferlasers bei 715 nm ist auf dem $1s_5 \leftrightarrow 2p_4$ Übergang in Argon resonant. Der $1/e^2$-Radius beträgt am Ort des Prismas $w_t = 0{,}63$ mm, ist also in seiner Größe an den Strahlradius des Reflexionslasers angepaßt. Zum Laden des Wellenleiters wurde — abgesehen von den systematischen Studien zur Untersuchung des Ladeprozesses — die maximale erreichbare Intensität von 26 mW/cm^2 eingesetzt. Der Transferlaserstrahl trifft unter einem Winkel nahe 45° auf die Hypotenusenfläche des Prismas auf, so daß die Linien konstanter Intensität Ellipsenform mit einem Hauptachsenverhältnis von $1{:}\sqrt{2}$ annehmen. In der Goldschicht werden durch den Transferlaser Oberflächenplasmonen resonant angeregt. Aus ATR-Spektren wurde eine Abfallänge $\zeta_t/2$ der evaneszenten Feldintensität von (240 ± 2) nm und eine Intensitätsüberhöhung von $T_t = 37 \pm 1$ bestimmt (vgl. Abschnitt 4.5).

Prinzip des Transferprozesses

Der Transferprozeß muß eine hohe räumliche Selektivität besitzen, wenn es gelingen soll, einen einzigen Potentialtopf im periodischen Potential der stehenden Lichtwelle zu besetzen. Diese Selektivität wird durch die Verwendung eines evaneszenten Lichtfeldes erreicht.
Atome im Zustand $1s_5$ werden mit Hilfe des Reflexionslasers in unmittelbarer Nähe der Oberfläche abgebremst. Die langsamen Atome können im evaneszenten Transferlichtfeld in den $1s_3$-Zustand transferiert werden. Sie sind der höchsten Transferlichtintensität in ihrem klassischen Umkehrpunkt ausgesetzt, wo zudem die Wechselwirkungszeit mit dem Licht-

feld durch die geringe Geschwindigkeit der Atome erhöht ist. Zusammen mit der kurzen Abfallänge der evaneszenten Felder stellt dies die hohe räumliche Selektivität des Transferprozesses sicher.
Der Transferprozeß ist besonders empfindlich auf Streulicht, das von zerfallenden Oberflächenplasmonen ausgeht, denn wegen der vernachlässigbar geringen Wahrscheinlichkeit des Zurückfallens in den $1s_5$-Zustand von 2% genügt bereit ein gestreutes Photon für den Transfer. Atome, die von Streulicht transferiert werden, werden vom Reflexionsfeld nicht abgebremst. Da die Tiefe des Wellenleiterpotentials von typischerweise < 1 MHz klein ist gegenüber der potentiellen Energie der Atome von 6 MHz (dies entspricht ihrer Fallhöhe von 6 mm), und da ein dissipativer Mechanismus fehlt, können die im Streulicht transferierten Atome nicht im periodischen Potential der stehenden Lichtwelle gespeichert werden.
Die Abbildung 5.6 zeigt den Einfluß des Transferlasers in einer ortsaufgelösten Darstellung, Abbildung 5.7 im Flugzeitspektrum. In beiden Abbildungen ist die Messung mit Reflexions- und Transferlaser sowie eine Referenzmessung nur mit dem Reflexionslaser gezeigt. Das Ein- und Ausschalten des Reflexionslasers ist in der zeitaufgelösten Messung an den beiden Kanten der Spektren bei ca. $t = 21$ bzw. 41 ms zu erkennen. Die Aktivität des Transferlasers zeigt sich an den zusätzlichen Zählereignissen, die auf Atome zurückzuführen sind, die ohne Transferlaser reflektiert worden wären, nun aber in den nicht reflektierten $1s_3$-Zustand transferiert werden, der ebenfalls nachgewiesen wird. Die einfallende Reflexionslaserintensität betrug 1,7 W/cm^2, die des Transferlasers 22 mW/cm^2.

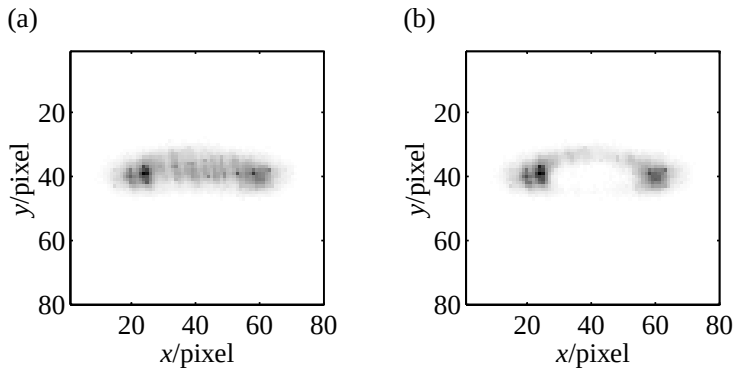

Abbildung 5.6: Ortsaufgelöste Aufnahmen des Transferprozesses. (a) Reflexions- und Transferlaser sind beim Auftreffen einer Atomwolke gleichzeitig angeschaltet; (b) nur der Reflexionslaser ist an. Man erkennt deutlich die transferierten Atome in (a), die in dem Bereich nachgewiesen werden, in dem der Reflexionslaser aktiv ist.

Sowohl der Anstieg als auch die Abnahme der zusätzlichen Zählereignisse besitzen eine Zeitkonstante von mehreren ms, was sich nicht mit der Vorstellung von im evaneszenten Transferfeld transferierten Atomen zur Deckung bringen läßt. Dies weist vielmehr auf Atome hin, die fern der Oberfläche von Streulicht transferiert werden. In Anhang B wird die Streulichtintensität in Abhängigkeit von der Höhe z über dem Prisma bestimmt. Man findet u. a. eine Abfallkonstante von der Größenordnung des Strahlradius w_t. Die zum Durchqueren dieser Höhe notwendige Zeit beträgt gerade 2 ms, ist also in Übereinstimmung mit der

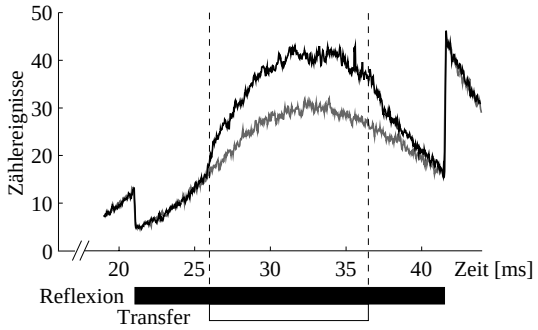

Abbildung 5.7: Meß- und Referenzspektrum (schwarze bzw. graue Kurve) zum Transferprozeß. Die senkrechten Striche markieren die Zeitpunkte des Ein- und Ausschaltens des Transferlasers. Die langsam abfallende Flanke nach dem Abschalten deutet darauf hin, daß ein großer Anteil der Atome im Streulicht transferiert wird, da beim Transfer im evaneszenten Feld mit einer scharfen Kante zu rechnen wäre (wie beim Reflexionsprozeß).

beobachteten Abfallzeit der transferierten Atome.
Anteil an dem Meßsignal hat jedoch auch der Photoeffekt, der auftritt, wenn ein Atom nicht in den $1s_5$-Zustand, sondern auf einem der anderen Zerfallskanäle aus dem Zustand $2p_4$ in den elektronischen Grundzustand zerfällt. Das dabei freigesetzte UV-Photon erzeugt durch Photoeffekt in der Oberfläche mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit ein Elektron, das ebenfalls vom Atomdetektor nachgewiesen wird. In [123] wurde die photoelektrische Auslöseeffizienz an dünnen Goldfilmen gemessen. Für Photonen von 11,8 eV Energie (dies entspricht einer Wellenlänge von 105 nm) wird diese Effizienz mit ca. 4% angegeben. Diese Effizienz ist mit der Nachweiswahrscheinlichkeit für Atome von 2,7% vergleichbar und vereitelt die quantitative Bestimmung des Streulichtanteils durch eine Vergleichsmessung mit rot- bzw. blau verstimmtem Reflexionslaser.

Streulichtverluste und Transfereffizienz

Der Anteil der vom Streulicht umgepumpten Atome soll im folgenden abgeschätzt werden. Um die Streurate angeben zu können, betrachten wir nochmals Gl. (3.54). Wir identifizieren die Zustände $|1\rangle$, $|2\rangle$ und $|3\rangle$ mit den Niveaus $1s_5$, $2p_4$ und $1s_3$ im Argon. Beim Zerfall aus dem Niveau $2p_4$ ist zu beachten, daß hier die Zerfallskonstante Γ_{2p_4} des Zustands unter Berücksichtigung der anderen Zerfallskanäle gewählt werden muß. Die Streurate lautet dann in experimentell zugänglichen Einheiten

$$\Gamma_{\mathrm{sc},t}(t) = \frac{\Gamma_{2p_4}}{2} \frac{C_{\mathrm{eff},t}^2 \, A_t^2}{\Gamma_{2p_4}^2 + 4\delta(t)^2} \frac{I(t)}{I_{s,t}} \,. \tag{5.3}$$

$I(t)$ ist die gemittelte Streulichtintensität an dem Ort z vor der Oberfläche, an dem sich das betrachtete Atom zum Zeitpunkt t befindet. $C_{\mathrm{eff},t}$ ist der effektive Clebsch-Gordan-Koeffizient des Transferübergangs aus Abschnitt 3.6, und $I_{s,t}$ ist die verallgemeinerte Sättigungsintensität des Transferüberganges analog Gl. (3.46). Die weiteren Bezeichnungen wurden in den Tabellen 3.1 und 3.2 eingeführt.

Die Zahl der pro Atome gestreuten Photonen des Transferlichts berechnet sich durch Integration von Gl. (5.3) über die gesamte Fallzeit, während der das Transferlicht eingeschaltet ist,

$$N_{\mathrm{sc}} = \int_{t_1}^{t_2} \Gamma_{\mathrm{sc},t}(t)\, dt\,. \tag{5.4}$$

Hierzu müssen die Verstimmung des Transferfeldes $\delta(t)$ und die lokale gemittelte Streulichtintensität $I(z)$ bekannt sein. Eine Theorie der Streulichtintensität vor der Oberfläche ist in Anhang B wiedergegeben. Die Gleichung (B.3) gibt die gemittelte Streulichtintensität $I(z)$ als Funktion der normalen Koordinate z an. $I(z)$ skaliert mit der überhöhten Intensität unmittelbar an der Oberfläche, sowie mit $(\sigma_{\mathrm{eff}}/\zeta_t)^2$. ζ_t ist die Abfallänge des evaneszenten Feldes, und σ_{eff} ist die effektive rms-Rauhigkeit des Substrates.
Als gemessene Größe liegt gemäß Abschnitt 4.5 das Verhältnis von mittlerer Streulichtintensität $I(0)$ am Ort $z = 0$ zur einfallenden Intensität I_0 in Höhe von 0,4% vor. Mit Kenntnis des Überhöhungsfaktors T_t und der Abfallänge ζ_t kann man so auf die rms-Rauhigkeit schließen. Wegen $I(0) = T_t I_0 (\sigma_{\mathrm{eff}}/\zeta_t)^2$ erhält man $\sigma_{\mathrm{eff}} = 5$ nm. Dieses Ergebnis befindet sich in Übereinstimmung mit kraftmikroskopischen Untersuchungen der Oberfläche [118].
Legt man als Verstimmung ausschließlich die Doppler-Verschiebung $k_t v$ mit $k_t = 2\pi/\lambda_t$ und der atomaren Geschwindigkeit v zugrunde, erhält man eine Zahl von 22 gestreuten Photonen pro Atom für eine Fallstrecke von 6 mm bis zur Oberfläche. Dabei wurde von einem anfangs ruhenden Atom und einer einfallenden Transferlaserintensität von 26 mW/cm^2 ausgegangen. Die berechnete Zahl der gestreuten Photonen ist um mindestens eine Größenordnung zu hoch, da bei einer so hohen Streurate keine Atome im Wellenleiter gefangen werden könnten.
Mögliche Gründe für diese Diskrepanz sind Frequenzschwankungen des Transferlasers sowie eine Verstimmung gegenüber der atomaren Resonanz. Durch mechanische Vibrationen, die auf die Kühlung des Lasers auf die Temperatur flüssigen Stickstoffs zurückgehen, zeigt der Transferlaser Frequenzschwankungen im Bereich von 10 MHz (vgl. Abschnitt 4.1.2,[94]). Ebenfalls von Bedeutung ist eine mögliche systematische Verstimmung des Lasers durch die Sättigungsspektroskopie oder durch die Elektronik. Eine Unsicherheit in der Berechnung der gestreuten Photonen geht von dem effektiven Clebsch-Gordan-Koeffizienten $C_{\mathrm{eff},t}$ aus, der nicht genau bestimmt werden konnte.
Diese Abschätzung legt nahe, daß ein großer Teil der Atome durch Transfer im Streulicht verlorengeht. Dieser Prozeß limitiert die Atomzahl und -dichte im Wellenleiter. Für weitergehende Experimente mit dem Wellenleiter, insbesondere für das kontinuierliche Laden, das in Abschnitt 6.1 beschrieben wird, ist die Unterdrückung des Streulichts von herausragender Bedeutung.
Eine Verringerung des Streulichts ist durch die Reduktion der Oberflächenrauhigkeit möglich. Die effektive rms-Rauhigkeit σ_{eff} geht gemäß Gl. (B.3) quadratisch in die Streulichtintensität ein. Durch eine realistische Verringerung der Rauhigkeit von derzeit 5 nm auf 1 nm ist eine Verringerung der Streulichtintensität um einen Faktor 25 möglich.
Eine Reduktion des Streulichts kann auch dadurch erreicht werden, daß der Transferlaser um 6 MHz (bei den derzeit vorliegenden Parametern) rot gegenüber der Resonanzfrequenz verstimmt wird, was z. B. durch das Anlegen eines Magnetfelds an die Spektroskopiezelle möglich wäre. Hierdurch würde sich die Streurate im Streulicht verringern. Gleichzeitig würde die Resonanzbedingung beim Transferprozeß im evaneszenten Feld optimiert, da die Niveauverschiebung im Lichtfeld des Reflexionslasers durch diese Maßnahme gerade

kompensiert würde. Die Niveauverschiebung durch den Wellenleiterlaser ist dagegen wegen der großen Verstimmung fast immer vernachlässigbar.

5.1.4 Das optische Potential des Wellenleiters

Zum Laden des Wellenleiters werden die in Abschnitt 5.1 dargestellten und charakterisierten Prozesse mit dem optischen Potential des Wellenleiters kombiniert, das durch die Reflexion einer Lichtwelle an einer Oberfläche erzeugt wird. Dabei entsteht eine stehende optische Lichtwelle mit ortsfesten Intensitätsknoten und -bäuchen.
Das optischen Potential, in dem die Atome gefangen werden, wird von einem im Einmodenbetrieb laufenden Titan:Saphir-Laser erzeugt. Der $1/e^2$-Radius des Laserstrahls am Ort des Prismas beträgt $w_{\mathrm{wg}} = 0{,}70$ mm, ist also in seiner Größe an die Strahlradien von Reflexions- und Transferlaser angepaßt. Die Intensität wird stets auf dem maximalen, durch Sättigung der optischen Faser begrenzten Wert von 47 W/cm^2 gehalten. Die Potentialhöhe wird durch die Verstimmung des Laserlichts eingestellt, die um mehrere Nanometer variiert wurde. Das Wellenleiterlaserlicht ist s-polarisiert und wird aus experimentellen Gründen unter einem Einfallswinkel von 45° eingestrahlt, da sich unmittelbar oberhalb der Oberfläche die Elektronenoptik befindet, die zur Detektion der Atome eingesetzt wird. Der Abstand zweier Intensitätsknoten beträgt somit $\lambda_{\mathrm{wg}}/\sqrt{2}$, wobei λ_{wg} die Wellenlänge des Wellenleiterlasers ist.
In Abschnitt 4.5 wurde mit einer Messung der abgeschwächten Totalreflexion die Dielektrizitätskonstante ϵ des Goldfilms bestimmt (bei der Wellenlänge des Wellenleiterübergangs von 795 nm). Mit Hilfe dieser Konstanten kann die Phasenverschiebung des an der Oberfläche reflektierten Lichts berechnet werden [80]. Sie beträgt für das unter einem Winkel von 45° einfallende, s-polarisierte Lichtfeld des Wellenleiterlasers 195°, so daß die Knotenebenen eines stehenden Lichtfeldes vor dem Prisma gegenüber einer perfekt leitenden Oberfläche um 23 nm in Richtung der Oberfläche verschoben sind. Dieser Effekt ist von geringer Bedeutung und soll i. allg. vernachlässigt werden. Aus der Dielektrizitätskonstante errechnet sich eine Reflektivität der Goldschicht von 98% für s-polarisiertes Licht und 96% für p-polarisiertes Licht. Mit s-Polarisation ist also ein tieferes optisches Potential zu erzielen.
Die verwendeten Laserparameter, jeweils am Ort des Prismas, sind in Tabelle 5.1 zusammengestellt und werden im folgenden nur noch bei Abweichungen von diesen Werten erwähnt. In die Tabelle ist bereits der Entvölkerungslaser mit aufgenommen worden, der erst im nächsten Abschnitt zu Detektionszwecken eingeführt werden wird.

Verwendung	Übergang	Verstimmung	Strahlradius [mm]	Leistung [mW]	Intensität [W/cm^2]
Reflexion	$1s_5 \leftrightarrow 2p_9$	+ 670 MHz	$w_r = 0{,}67$	bis 30	bis 4,3
Transfer	$1s_5 \leftrightarrow 2p_4$	0	$w_t = 0{,}63$	0,16	26×10^{-3}
Wellenleiter	$1s_3 \leftrightarrow 2p_4$	bis 2 nm	$w_{\mathrm{wg}} = 0{,}70$	360	47
Entvölkerung	dto.	dto.	0,65	bis 165	bis 25

Tabelle 5.1: Parameter aller am Ladevorgang des Wellenleiters beteiligten Laser.

Ein typischer Datensatz des Wellenleiterexperimentes mit örtlicher und zeitlicher Auflösung ist in Abbildung 5.8 gezeigt. In dem in (a) gezeigten Flugzeitspektrum ist noch die gaußsche Ankunftszeitverteilung der aus der MOT auf die Oberfläche fallenden Atomwolke zu

erkennen, die zur Zeit $t = 0$ freigegeben wird. Nach ca. 23 ms wird der Reflexionslaser eingeschaltet, was sich in einer Reduktion der Zählereignisse widerspiegelt. Zu diesem Zeitpunkt ist der Transferlaser bereits aktiv, so daß unmittelbar Atome im $1s_3$-Zustand zum Umladen in den Wellenleiter bereitstehen. Das Einschalten des Wellenleiterlasers nach ca. 26 ms macht sich im Flugzeitspektrum nicht bemerkbar, da nur ein sehr kleiner Teil der $1s_3$-Atome im evaneszenten Feld transferiert wird und damit tatsächlich zur Speicherung im Wellenleiter zur Verfügung steht. Der Transferlaser wird kurz vor dem Wellenleiterlaser abgeschaltet. Damit endet der Ladeprozeß. Auch dies ist im Spektrum nicht zu erkennen, da der Signalabfall, wie in Abbildung 5.7 ersichtlich, sehr langsam erfolgt. Mit dem Abschalten des Wellenleiterlasers nach ca. 41 ms werden die Atome aus dem Wellenleiter freigegeben. Wegen des geringen Abstands der Atome von der Oberfläche erfolgt ihre Registrierung im Flugzeitspektrum unmittelbar darauf in dem deutlich erkennbaren Meßsignal. Hinter dem Signal markiert das erneute Ansteigen der Zählrate das Abschalten des Reflexionslasers.

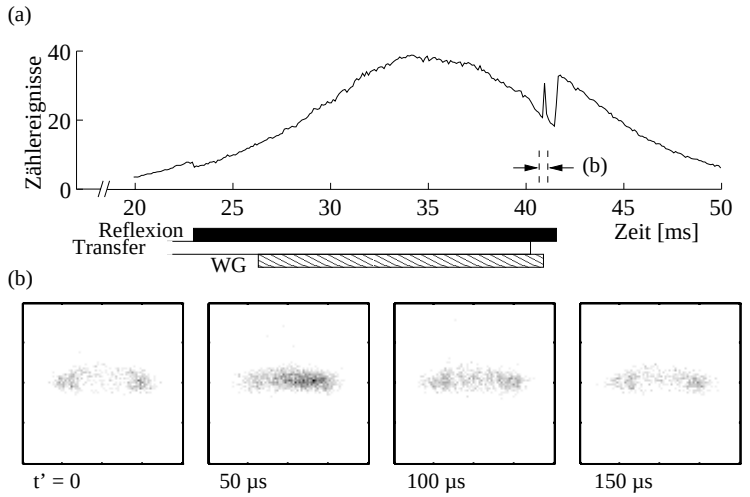

Abbildung 5.8: Aufnahmen von aus dem Wellenleiter freigesetzten Atomen, (a) in zeitlicher und (b) in räumlicher Auflösung. Das Signal der nachgewiesenen Atome aus dem Wellenleiter zeigt sich in der zeitlichen Auflösung in dem scharfen Signal nach ca. 41 ms und in der Ortsauflösung an dem zusätzlichen Signal nahe dem Zentrum der Verteilung. Es wurde jeweils über 200 Durchläufe gemittelt. Die Bildfolge in (b) stammt aus dem in Teil (a) markierten Bereich.

Die Abbildung 5.8(b) zeigt den in Teil (a) markierten Ausschnitt in räumlicher Auflösung, wobei jedes der vier Einzelbilder über 50 μs integriert wurde. Im ersten Teilbild erkennt man den Einfluß des Reflexionslasers. Im Zentralbereich treten nur wenige Zählereignisse auf. Um den geringen Rauschuntergrund zu gewährleisten, wurde der Transferlaser bereits kurz zuvor abgeschaltet. Im Teilbild (b) bewirken die aus dem Wellenleiter freigegebenen Atome eine hohe Zählrate im zentralen Bereich, wobei der Anstieg der Zählrate sehr schnell erfolgt. Bereits weitere 50 μs später ist diese zusätzliche Zählrate wieder fast völlig zurückgegangen.

5.1.5 Variation von Reflexions- und Transferlaserintensität

Um das Ladeverhalten des Wellenleiters zu optimieren und einen Vergleich mit den Ergebnissen des theoretischen Modells des Ladevorganges in Abschnitt 3.6 erzielen zu können, wurde die Abhängigkeit von den Parametern des Reflexions- und Transferlasers untersucht. Einer systematischen Untersuchung sind nur die jeweiligen Intensitäten zugänglich, da die Laserverstimmung und der Strahldurchmesser durch die mechanischen Aufbauten fixiert sind. Beim Vergleich mit den aus der Simulation erhaltenen Besetzungswahrscheinlichkeiten ist zu beachten, daß in dem eindimensionalen Modell das gaußsche Strahlprofil und die damit einhergehende Variation der Laserparameter mit dem Ort nicht berücksichtigt ist; ebenfalls unberücksichtigt bleibt die magnetische Unterstruktur der Atome. Eine Auflösung der Energieniveaus im Wellenleiter ist nicht möglich (vgl. dazu Abschnitt 5.3), so daß nur Gesamtzahlen von Atomen im Wellenleiter beobachtet werden können.

Die Abbildung 5.9 zeigt Messungen der gespeicherten Atomzahl für den Wellenleiter bei einer roten Verstimmung von 190 pm; in Abbildung 5.10 sind die Ergebnisse für eine blaue Verstimmung von 200 pm wiedergegeben. Die Meßdaten ergeben sich aus einer Differenz zwischen Messung mit Wellenleiterlaser und Referenzmessung ohne Wellenleiterlaser. Wegen der langen Zeit, die für die Datenaufnahme aufgewandt werden mußte, wurde die Zahl der gespeicherten Atome auf die Höhe des Hintergrundsignals der aus der MOT freigegebenen Atome normiert. Hierdurch wird insbesondere die variierende Intensität der Atomquelle herausgerechnet. Da die Transferlaserleistung nicht durchgängig konstant gehalten werden konnte, sind die in den Abbildungen 5.9(b) und 5.10(b) angegebenen Werte für die Transferlaserintensitäten mit einer Variation von ± 10% behaftet. Die exemplarisch angegebenen Fehlerbalken an jeweils einer Linie errechnen sich aus dem Schrotrauschen von Messung und Referenz. Die Meßpunkte sind zur besseren Orientierung verbunden.

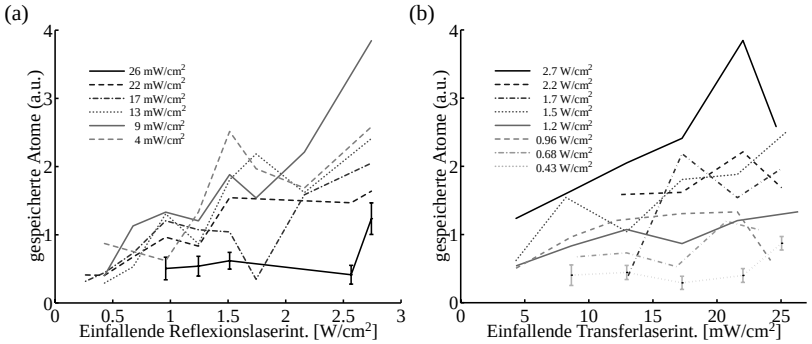

Abbildung 5.9: Abhängigkeit der im roten Wellenleiter gespeicherten Atomzahl von den Laserparametern, (a) von der Reflexionslaserintensität, (b) von der Transferlaserintensität. Der jeweils andere Parameter wurde für jede aufgeführte Kurve festgehalten. Die Verstimmung des Wellenleiterlasers betrug 190 pm.

In Abbildung 5.9(a) ist zu erkennen, daß die Zahl der im roten Wellenleiter gespeicherten Atome mit der Reflexionslaserleistung zunimmt. Im Vergleich mit der Theoriekurve, Abbildung 3.12, wird die Größenordnung, in der das Speichern der Atome einsetzt, korrekt

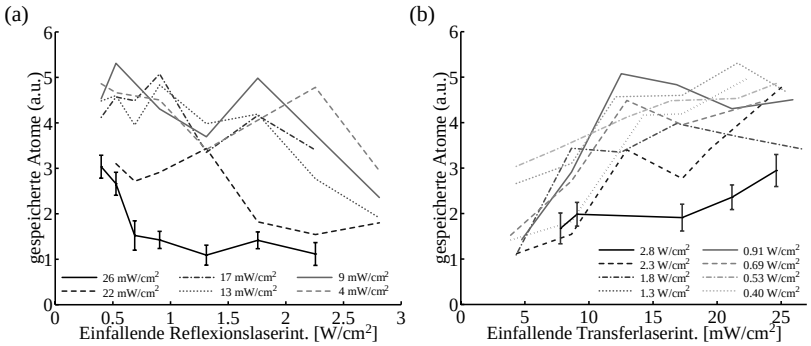

Abbildung 5.10: Abhängigkeit der im blauen Wellenleiter gespeicherten Atomzahl von den Laserparametern, (a) von der Reflexionslaserintensität, (b) von der Transferlaserintensität. Der jeweils andere Parameter wurde für jede aufgeführte Kurve festgehalten. Die Verstimmung des Wellenleiterlasers betrug 200 pm.

wiedergegeben. Anders als in der theoretisch berechneten Kurve kommt es jedoch nicht zu einer Abnahme der gespeicherten Atomzahl nach Überschreiten einer bestimmten Intensität. Zum einen ist dies darauf zurückzuführen, daß die Verteilung der Atome auf fünf magnetische Unterzustände mit unterschiedlichen klassischen Umkehrpunkten zu einer Verschmierung der Besetzungskurven führt. Zum anderen bewirken die gaußschen Profile der Laserstrahlen eine weitere Auswaschung der Besetzungskurven, da an verschiedenen Orten unterschiedliche Parameter zur gleichen Zeit vorliegen, über deren Laderaten bei der Beobachtung der Flugzeitspektren gemittelt wird. Ein weiterer Aspekt ist, daß Atome bei hohen Reflexionslaserleistungen prinzipiell bereits in den nächsten Potentialtopf transferiert werden können. Diese Atome werden in der experimentellen Situation — anders als in der Simulation — ebenfalls erfaßt.

Von besonderem Interesse ist der Vergleich mit dem Ladeverhalten des blauen Wellenleiters. Der erste Potentialtopf im blau verstimmten optischen Potential befindet sich $\frac{1}{4}\lambda_{\mathrm{wg}}\sqrt{2} =$ 281 nm näher an der Oberfläche als der erste besetzbare rote Potentialtopf. Entsprechend ist bereits bei einer geringeren Reflexionslaserleistung mit dem Besetzen des Wellenleiters zu rechnen. In Abbildung 5.10(a) kommt dieses Verhalten zum Ausdruck: Bereits bei sehr kleinen Reflexionslaserintensitäten wird der Wellenleiter stark besetzt. Man beachte, daß der Ursprung stets auch als Datenpunkt anzusehen ist und nur der Übersichtlichkeit halber weggelassen wurde.

Für steigende Reflexionslaserleistungen beobachtet man eine Abnahme der Zahl der gespeicherten Atome. Diese Situation ist zum Verhalten des roten Wellenleiters komplementär. Tatsächlich sind Potentialtöpfe und -berge für den roten und blauen Wellenleiter gerade vertauscht, so daß Reflexionslaserintensitäten, die hohe Laderaten im roten Fall bedeuten, geringe Laderaten im blauen Fall erwarten lassen und umgekehrt.

Sowohl im Fall des roten wie auch des blauen Wellenleiters liegt die Tendenz vor, daß höhere Transferlaserintensitäten auch eine größere Anzahl gespeicherter Atome bedeuten. Die entsprechenden Abhängigkeiten sind in den Abbildungen 5.9(b) und 5.10(b) zu erkennen. Die Messungen lassen keine Abnahme der Zahl gespeicherter Atome bei steigender Trans-

ferlaserintensität erkennen, wie im theoretischen Modell (vgl. Abbildung 3.12) vorhergesagt. Der Vergleich der Laserintensität aus dem Experiment mit den theoretischen Vorhersagen zeigt allerdings, daß die Intensitäten nicht ausreichen, um das erneute Absinken der Zahl gespeicherter Atome erwarten zu können. Hier ist das Experiment durch die Leistung des Transferlasers beschränkt.

5.2 Charakterisierung des im Wellenleiter gespeicherten atomaren Gases

Im folgenden soll das im Wellenleiter für Atome gespeicherte Gas ultrakalter Argonatome näher charakterisiert werden. In Abschnitt 5.2.1 wird die Messung der Lebensdauer der gespeicherten Atome als Funktion der Verstimmung des Wellenleiters beschrieben. Die gemessenen Lebensdauern werden berechneten Lebensdauern gegenübergestellt. In Abschnitt 5.2.2 wird die Zahl der im Wellenleiter gespeicherten Atome bestimmt. Abschnitt 5.2.3 beschreibt das Experiment, mit dem gezeigt wurde, daß die gespeicherten Atome im wesentlichen in einem einzigen Potentialtopf gefangen sind. Mit diesem Ergebnis und der in Abschnitt 5.2.4 bestimmten Ausdehnung des Wellenleiters in den zwei lateralen Dimensionen kann die Atomzahldichte im Wellenleiter angegeben werden.

5.2.1 Lebensdauern

Die gemessenen Lebensdauern werden berechneten Lebensdauern hinsichtlich der Photonenstreuung, des Tunnelns durch das Wellenleiterpotential sowie — im Fall des blau verstimmten Wellenleiters — hinsichtlich der Expansion gegenübergestellt.
Zur Messung der Lebensdauer wird der Wellenleiter geladen. Anschließend wird eine Haltephase ohne weiteres Nachladen von variabler Länge verwendet, bevor der Wellenleiterlaser abgeschaltet wird, um die Zahl der im Wellenleiter verbliebenen Atome zu bestimmen. In der Referenzmessung werden dieselben Parameter der Ladephase verwendet. Die Haltephase entfällt, und die Anzahl der Atome im Wellenleiter wird unmittelbar ausgewertet. Die Verhältnisse von Atomen im Wellenleiter in der Meßsequenz zu Atomen im Wellenleiter in der Referenzmessung wird als Funktion der Dauer der Haltephase aufgetragen. An diese Meßpunkte wird ein exponentieller Abfall angepaßt, dessen Abfallkonstante die inverse Lebensdauer für die jeweilige Verstimmung ist. Die so bestimmten Lebensdauerdaten sind in Abbildung 5.11 dargestellt.
Den gemessenen Lebensdauern sollen nun berechnete Lebensdauern aus verschiedenen Verlustmechanismen gegenübergestellt werden. Im Fall roter Verstimmung des Laserlichts sind diese Verluste durch Photonenstreuung (dominant bei kleinen roten Verstimmungen) und Tunneln aus dem Wellenleiterpotential (große rote Verstimmung) gegeben. Im Fall blauer Verstimmung dominiert der Verlust durch den fehlenden transversalen Einschluß. Andere Verluste spielen keine Rolle.

Verluste durch Photonenstreuung

Bei kleinen roten Verstimmungen (bis ca. 1,5 nm) ist der maßgebliche Verlustmechanismus die Streuung von Photonen, deren Rate Γ_{sc} im vorliegenden Fall großer Verstimmung proportional zur Laserintensität und zum inversen Quadrat der Laserverstimmung ist. Da der Überlapp von Lichtfeld und atomarer Wellenfunktion für Atome in niedrig angeregten

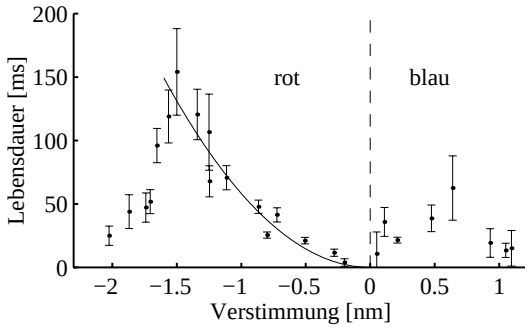

Abbildung 5.11: Die Lebensdauer der Atome als Funktion der Verstimmung des Wellenleiters. Für kleine rote Verstimmungen ist die Lebensdauer durch Photonenstreuung begrenzt. Die eingezeichnete Kurve gibt den theoretisch erwarteten Verlauf ohne freie Parameter wieder. Bei großer roter Verstimmung überwiegt der Verlust durch Tunneln aus dem Potential des Wellenleiters. Im blauen Fall liegt kein transversaler Einschluß der Atome vor, so daß die Lebensdauer durch die Zeitskala der ballistischen Expansion begrenzt ist.

Zuständen transversaler Bewegung im Fall roter Verstimmung hoch ist, nimmt diese Rate hohe Werte an.
Die Lebensdauer als Funktion der Laserverstimmung wurde anhand von Gl. (3.51) berechnet. Als Intensität des Wellenleiterlasers wurde dabei die Intensität im Zentrum eingesetzt. Die Übereinstimmung der so berechneten Lebensdauern mit den gemessenen Lebensdauern ist gut. Die Kurve in Abbildung 5.11 gibt die aus der Photonenstreuung berechnete Lebensdauer wieder. Die Kurve ist nicht an die Daten angepaßt; es gibt keine freien Parameter.

Tunnelverluste

Bei großen roten Verstimmungen tritt die Photonenstreuung als dominanter Verlustmechanismus zurück, und das Tunneln durch die Potentialberge gewinnt an Bedeutung. Atome, die aus dem Wellenleiter in Richtung des Prismas tunneln, gehen dort verloren. Die Atome, die in die andere Richtung tunneln, heben die zweidimensionale Geometrie auf.
In Abbildung 5.11 erkennt man, daß bei roten Verstimmungen von ca. 1,5 nm gegenüber der Resonanz die Lebensdauern wieder absinken. Im folgenden soll gezeigt werden, daß ein Tunnelprozeß für diesen Verlust verantwortlich gemacht werden kann.
Es sei an dieser Stelle betont, daß der Verlust durch Tunneln aus dem optischen Potential stark von der Energie der Teilchen abhängt. Dieser Verlustmechanismus führt zu einem nicht-exponentiellen Abfall der Zahl gespeicherter Atome. Um die Tunnelrate anzugeben, bestimmen wir mit der WKB-Näherung den Transmissionskoeffizienten $\mathcal{T}$, den wir mit der Oszillationsfrequenz $\Omega_{\text{osz}}/2\pi$ im harmonisch genäherten Potential multiplizieren, vgl. Gl. (3.49).
Bei einer Verstimmung von 1,5 nm beträgt die Potentialtiefe $V_0 = 0{,}37$ MHz. Mit der obigen Gleichung kann man berechnen, daß bei einer Teilchenenergie von $E = 0{,}25$ MHz die durch Tunnelverluste begrenzte Lebensdauer gerade gleich der Lebensdauer bedingt

durch Photonenstreuung von 150 ms ist. Dies zeigt, daß Tunneln tatsächlich ein bedeutsamer Mechanismus zur Begrenzung der Lebensdauer ist. Um diese Atome klassisch durch Fluktuationen des optischen Potentials freisetzen zu können, müßte die Laserleistung um unrealistische 30% schwanken.

Verluste bei fehlendem transversalen Einschluß

Im Fall der blauen Verstimmung des Wellenleiterlasers ist kein transversaler Einschluß der Atome gegeben. Da die potentielle Energie der Atome im Minimum der Lichtfeldintensität minimiert ist, können die Atome entlang der Knotenflächen der Feldintensität des Wellenleiterlasers in den feldfreien Raum expandieren.
Der Abstand vom Strahlzentrum, in dem Atome vom blauen Wellenleiter gerade noch gehalten werden können, sei w. Im blauen Wellenleiter gehaltene Atome können also — unter Annahme einer punktförmigen, über dem Wellenleiter zentrierten MOT als Quelle — höchstens eine Geschwindigkeit von w/t_{Fall} parallel zur Oberfläche besitzen (wenn t_{Fall} die Fallzeit im Gravitationspotential der Erde ist). Diese Geschwindigkeit beträgt typischerweise einige cm/s. Als Abschätzung der Lebensdauer kann die Zeit dienen, die ein Atom mit dieser Geschwindigkeit benötigt, um aus dem Zentrum des Wellenleiters zu entkommen; diese Zeit ist $t_{\text{Fall}} = 35$ ms. Hierbei handelt es sich um eine Abschätzung der Lebensdauer ohne Berücksichtigung von Dipolkräften, die insbesondere Atome in angeregten Bewegungszuständen aus dem blauen Wellenleiter hinausdrängen. Die Daten in Abbildung 5.11 befinden sich in Übereinstimmung mit dieser Abschätzung.
Bei kleinen blauen Verstimmungen nimmt die Lebensdauer in Abbildung 5.11 — wie im rot verstimmten Fall — mit der Verstimmung zu. Dies kann darauf zurückgeführt werden, daß wegen der Besetzung angeregter Zustände der Bewegung im Wellenleiter der Überlapp der Wellenfunktion von Atomen in einem gebundenen Zustand mit dem Lichtfeld auch im Fall der blauen Verstimmung berücksichtigt werden muß. Die geringe Lebensdauer für kleine blaue Verstimmungen ist dann, wie im roten Fall, durch Photonenstreuung bedingt.

Andere Verluste

Ein weiterer Mechanismus, der die Lebensdauer gespeicherter Atome im Wellenleiter potentiell verringert, ist ein Energietransport von der 300 K heißen Oberfläche des Prismas zu den weniger als 1 μm entfernten Atomen im Wellenleiter, denen eine Temperatur unter 1 mK zukommt. Berechnungen von C. Henkel [124] zeigen jedoch, daß im vorliegenden Fall spinloser neutraler Atome ein solcher Anregungsmechanismus vernachlässigbar ist. Hierzu wurde die Anregung eines im Grundzustand eines harmonischen Oszillators befindlichen Atoms in den ersten angeregten Zustand durch Wechselwirkung mit Phononen an der Oberfläche betrachtet. Diese Phononen bewirken eine Zeitabhängigkeit der Atom-Oberflächen-Wechselwirkung, die als Heizmechanismus wirkt. Für weitere Anregungen ist mit einer vergleichbaren Wechselwirkungsdauer zu rechnen. Als notwendige Wechselwirkungsdauer für eine solche Anregung ergibt sich, selbst bei einem geringen Abstand von 100 nm, eine Zeit von der Größenordnung 10^6 s. Diese Zeit ist wesentlich länger als die durch Photonenstreuung begrenzte Lebensdauer von weniger als einer Sekunde.

5.2.2 Zeitaufgelöste Flugzeitspektren und Atomzahlbestimmung

Zur Bestimmung der Zahl der im Wellenleiter gespeicherten Atome wird ein differentielles Flugzeitspektrum aufgenommen. Hierzu wird eine Meßsequenz zum Laden des Wellenleiters

mit anschließender Freigabe der Atome durchgeführt. Anschließend wird dieselbe Sequenz nochmals eingesetzt, diesmal ohne den Wellenleiterlaser. Die beiden Spektren werden dann subtrahiert und mit dem Kalibrierungsfaktor des Atomdetektors skaliert. Die Abbildung 5.12 zeigt zwei differentielle Spektren des Wellenleitersignals. Man erkennt das sehr schnelle Einsetzen des Signals nach dem Abschalten des Wellenleiterlasers (markiert durch die unterbrochene senkrechte Linie) und den ebenfalls schnellen Abfall des Signals.

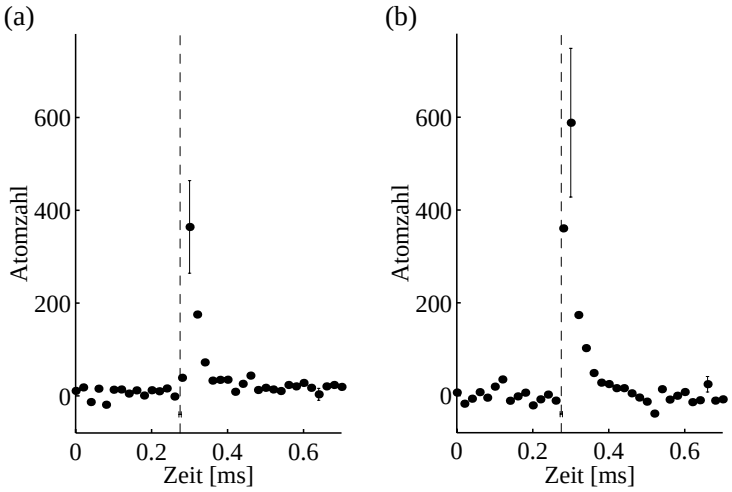

Abbildung 5.12: Zeitaufgelöste differentielle Flugzeitspektren des Signals der aus dem Wellenleiter freigesetzten Atome, (a) roter Wellenleiter, Verstimmung 0,55 nm, (b) blauer Wellenleiter, Verstimmung 0,17 nm, jeweils mit 15 ms Ladezeit. Die unterbrochene senkrechte Linie markiert den Zeitpunkt des Abschaltens des Wellenleiterlasers. Die Datenpunkte sind jeweils am Ende ihrer Integrationszeit eingetragen. Es sind jeweils zwei exemplarische Fehlerbalken eingezeichnet: Das Signal ist vom Fehler der Atomzahlkalibrierung von 27% dominiert; das Schrotrauschen des Hintergrunds ist dagegen vernachlässigbar.

Die zeitliche Auflösung des Flugzeitspektrums liegt bei 20 μs. Die experimentelle Unsicherheit von $\pm$ 3 μs geht von der Triggerung durch die Sequenzsteuerung aus. Der Wellenleiterlaser kann mit einem elektro-optischen Modulator in weniger als 100 ns abgeschaltet werden (siehe Abschnitt 4.1.2). Damit der genaue Zeitpunkt des Abschaltens des Lasers dem Signal im Flugzeitspektrum zugeordnet werden kann, wurde die Zeitskala des Flugzeitspektrums absolut kalibriert (auf das Ende der Steuersequenz). Hierzu wurde eine digitale Verzögerungsschaltung mit einer Genauigkeit von 10^{-8} eingesetzt, die in der Meßsequenz getriggert wurde. Deren Ausgang wurde direkt auf den Eingang der Zählerkarte gegeben. Das Abschalten des Wellenleiterlasers wurde von einer schnellen Photodiode registriert, deren Signal von einem Speicheroszilloskop aufgenommen wurde. In der Abbildung 5.12 ist der Zeitpunkt des Abschaltens des Wellenleiters ebenfalls eingetragen. Man erkennt, daß das Maximum des Wellenleitersignals ca. 30 μs nach dem Abschalten des Lasers erreicht wird, und daß die Breite des Signals ebenfalls ca. 30 μs beträgt. Die Kürze des Meßsignals spricht für eine

Verteilung der Atome auf nur wenige Potentialtöpfe, während die kurze Flugzeit für die Nähe zur Oberfläche spricht. Beides sind jedoch nur sehr grobe Indizien, die im folgenden durch detailliertere Messungen erhärtet wurden.

Um aus den differentiellen Flugzeitspektren Angaben zur Anzahl der im Wellenleiter gespeicherten Atome zu erhalten, muß über einen zu definierenden Zeitabschnitt integriert werden. Hierfür wurden 5 Datenpunkte, die 100 μs entsprechen, gewählt, beginnend mit dem Zeitpunkt des Abschaltens des Wellenleiterlasers. Längere Integrationszeiten führen zu keinen höheren Werten, nur das Rauschen wird erhöht. Die Daten aus Messung und Referenz werden subtrahiert. Mit dem Konversionsfaktor aus der Kalibrierung des Atomdetektors (Abschnitt 4.4.3) erhält man aus den differentiellen Zählereignissen eine Atomzahl. Diese Atomzahl ist noch mit einem Faktor zwei zu multiplizieren, der berücksichtigt, daß die mit einer endlichen Anfangsgeschwindigleit nach oben startenden Atome erst deutlich später registriert werden und im Rauschen verschwinden.

Zur Modellierung der Flugzeitspektroskopie in Abbildung 5.13 wird vorausgesetzt, daß jeweils alle Atome im oberflächennächsten besetzbaren Potentialtopf gespeichert werden, d. h. im roten Fall in einem Abstand von $(3/4)\lambda_{\mathrm{wg}}\sqrt{2}$ und im blauen Fall von $(1/2)\lambda_{\mathrm{wg}}\sqrt{2}$ von der Oberfläche. Wenn man als eine untere Grenze für unsere Falle eine Geschwindigkeitsbreite σ von $10\,v_{\mathrm{rec}}$ annimmt (die Fallentiefe beträgt selbst bei einer Verstimmung von 1,5 nm noch 96 Rückstoßenergien), so erkennt man, daß nach einer Zeitdauer von ca. 100 μs nach Abschalten des Wellenleiters die Hälfte der Atome angekommen ist. Auch durch deutlich längeres Integrieren der Signale gewinnt man nur wenig zusätzliches Signal. Aus diesem Modell läßt sich der Fehler abschätzen, den man macht, wenn man, wie oben beschrieben, die Zählereignisse mit einem Faktor 2 multipliziert: Integriert man für 100 μs und multipliziert dann mit einem Faktor 2, so ist der Fehler im roten Fall 1% und im blauen Fall 3%. Für größere Geschwindigkeitsbreiten reduziert sich der Fehler. Dieser Fehler kann gegen die anderen Fehlerquellen im Experiment vernachlässigt werden. Der Unterschied in den beiden Spektren erklärt sich hauptsächlich aus dem Einfluß der Atom-Oberflächenwechselwirkung.

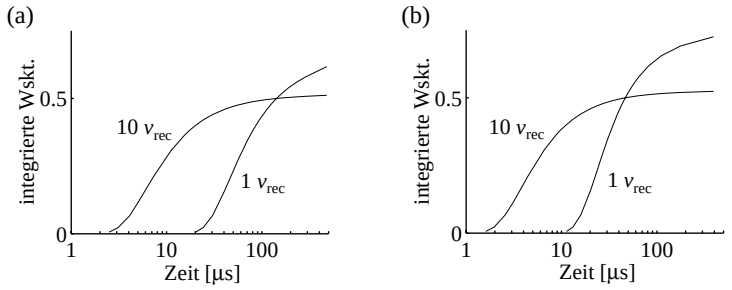

Abbildung 5.13: Integrierte, normierte Simulationen von Flugzeitspektren, (a) für den roten und (b) für den blauen Wellenleiter. Dargestellt ist jeweils für eine Geschwindigkeitsverteilung der Breite $1\,v_{\mathrm{rec}}$ und $10\,v_{\mathrm{rec}}$ im Wellenleiter der Anteil der Atome, der zur Zeit t am Prisma angekommen ist. Man erkennt, daß nach einer Integrationszeit von $t = 100\ \mu$s im Fall der Breite der Geschwindigkeitsverteilung von $10\,v_{\mathrm{rec}}$ in guter Näherung 50% der Atome angekommen sind.

Im rot verstimmten optischen Potential wurden bei der in Abbildung 5.12 gezeigten, optimierten Messung

$$N_{\text{rot}} = (0,7 \pm 0,2) \times 10^3$$

Atome pro Durchlauf gespeichert, im blau verstimmten Potential

$$N_{\text{blau}} = (1,3 \pm 0,4) \times 10^3 \,.$$

Diese Zahlen ergeben sich unter Berücksichtigung der Kalibrierung des Atomdetektors und des Faktors 2 für die beim Abschalten des Wellenleiterpotentials nach oben entweichenden Atome. Der Fehler wird von der Kalibrierung des Detektors dominiert. Die Verteilung auf verschiedene Potentialtöpfe wurde hier nicht berücksichtigt. Die Parameter der Messungen sind im roten Fall eine Verstimmung des Wellenleiterlasers von 0,55 nm und eine Reflexionlaserintensität von 1,8 W/cm^2, im blauen Fall eine Verstimmung von 0,17 nm und eine deutlich niedrigere Reflexionslaserintensität von 0,88 W/cm^2. Die optimierten Reflexionslaserintensitäten zeigen, daß der rote Wellenleiter am besten mit hohen Reflexionslaserintensitäten, der blaue Wellenleiter hingegen mit niedrigen Intensitäten geladen wird (vgl. Abschnitt 5.1.5).
Für die rot verstimmte Falle errechnet sich aus den genannten Atomzahlen und der Ladezeit von 15 ms eine mittlere Laderate von 5×10^4 s^{-1}, für die blaue Falle ergibt sich eine mittlere Laderate von 9×10^4 s^{-1}.
Bisher ist nur die Anzahl der Atome bekannt, die im optischen Potential der stehenden Lichtwelle gefangen sind. Um eine Aussage zur Atomzahldichte im Wellenleiter treffen zu können, muß im folgenden noch die Selektivität des Ladevorganges sowie die Breite der atomaren Verteilung im Ortsraum bestimmt werden.

5.2.3 Selektivität des Ladevorganges

Das wesentliche Element des vorliegenden Experimentes ist die quasi-zweidimensionale Geometrie der Falle. Eine hohe Teilchendichte ist nur zu erwarten, wenn es gelingt, den Großteil der Atome in einen einzigen Potentialtopf zu laden. Aus theoretischer Sicht [31] darf man mit einer solchen Selektivität des Ladeprozesses rechnen. Dem Nachweis dieser wichtigen Eigenschaft wurde besondere Sorgfalt gewidmet, weil sie von eminenter Bedeutung für weitere Experimente ist.
Das Meßprinzip beruht darauf, ein rot verstimmtes evaneszentes Feld zu erzeugen, dessen attraktives Potential den Potentialberg zwischen Wellenleiter und Oberfläche zum Verschwinden bringt. Dieses evaneszente Feld wird durch resonante Anregung eines Oberflächenplasmons in der Goldschicht durch einen weiteren Laser („Entvölkerungslaser“) überhöht. Atome im ersten Potentialtopf werden nicht mehr gehalten, da der Einschluß gegenüber dem Prisma nicht mehr gewährleistet ist, und selektiv nachgewiesen, während in den weiter entfernten Potentialtöpfen gespeicherte Atome unbeeinflußt bleiben.
Das Ziel ist, am Ort des ersten Potentialberges Laserleistungen im evaneszenten Feld zu erhalten, die mit den Leistungen in den Bäuchen des stehenden Lichtfeldes vergleichbar sind. Dazu muß eine vergleichbare Laserleistung im Wellenleiterlaser und im Entvölkerungslaser gegeben sein, denn der Überhöhungsfaktor des evaneszenten Feldes wird durch den exponentiellen Abfall wieder ausgeglichen. Da im Wellenleiter hohe, von einem Titan:Saphir-Laser erzeugte Laserleistungen vorliegen und kein weiterer Laser mit vergleichbarer Leistung bereitsteht, muß ein variabler Teil des am Prisma reflektierten Wellenleiterlichtes wiederverwendet werden. Damit ist die Messung der Selektivität des Ladevorganges allerdings nur

für den rot verstimmten Wellenleiter möglich; im blauen Fall ist das zusätzliche Potential repulsiv und vergrößert damit den Potentialberg. Die Abbildung 5.14 zeigt eine schematisierte Anordnung des Meßprinzips und des optischen Potentials des Wellenleiters, das durch den Entvölkerungslaser modifiziert wird (maßstäblich). Das Potential ist für eine Rotverstimmung von 325 pm dargestellt. Die Intensität des Entvölkerungslasers beträgt 50% der Intensität des Wellenleiterlasers von 47 W/cm^2.
Aus der gemessenen Dielektrizitätskonstanten können der Überhöhungsfaktor und die Abfallänge der evaneszenten Feldintensität berechnet werden: Die Abfallänge $\zeta_{\mathrm{wg}}/2$ der evaneszenten Feldintensität beträgt (325 ± 5) nm, und die Intensitätsüberhöhung ergibt sich zu $T_{\mathrm{wg}} = 52 \pm 1$.

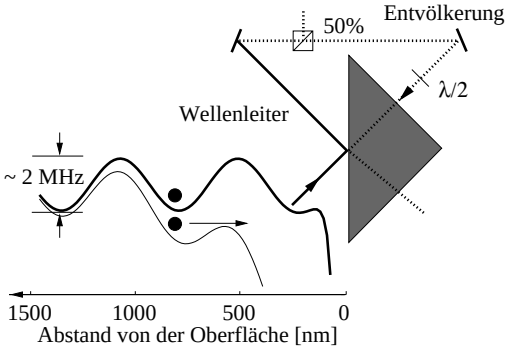

Abbildung 5.14: Das Meßprinzip zum Nachweis der Selektivität des Ladevorgangs. Die dicke Linie zeigt das optische Potential des Wellenleiter einschließlich der Casimir-Polder-Wechselwirkung. Die dünne Linie zeigt den Einfluß des Entvölkerungslasers. Atome im ersten besetzbaren Potentialtopf werden selektiv aus dem Potential freigesetzt, während die weiter entfernten Potentialtöpfe weitgehend unbeeinflußt bleiben. Die Darstellung ist maßstäblich für eine Verstimmung des Wellenleiterlasers von 325 pm und für ein Intensitätsverhältnis von Entvölkerungs- zu Wellenleiterlaser von 50% .

Für das Wellenleiterlaserlicht wurde s-Polarisation gewählt. Damit sind die Polarisationen des Wellenleiterlichtes und des evaneszenten Entvölkerungsfeldes, das stets in der Einfallsebene des anregenden Laserstrahls polarisiert ist, orthogonal, so daß keine Interferenzen auftreten können.
Für den experimentellen Nachweis der Selektivität des Ladeprozesses wurde der Wellenleiter für 23 ms geladen. 400 μs vor dem Abschalten des Wellenleiterlasers wurde der Entvölkerungslaserstrahl (von variabler Intensität) mit einem mechanischen Verschluß eingeschaltet. Diesem Zeitpunkt kann ein Signal im Flugzeitspektrum zugeordnet werden (im folgenden „dep.“ genannt), das einem Teil der Atome entspricht, die im ersten Potentialtopf gespeichert sind. Das anschließende Abschalten des Wellenleiterlasers unterbricht auch den Entvölkerungslaserstrahl, und die restlichen gespeicherten Atome werden freigesetzt (das zugehörige Signal im Flugzeitspektrum wird als „res.“ bezeichnet). In einer Referenzsequenz entfällt der Entvölkerungslaser (das Referenzsignal wird „ref.“ genannt). Die den verschiedenen Signalen zukommenden Zählereignisse werden als N_{dep}, N_{res} und N_{ref} bezeichnet. Die Abbildung 5.15 zeigt einen typischen Datensatz, in dem die drei Signale zu erkennen sind.

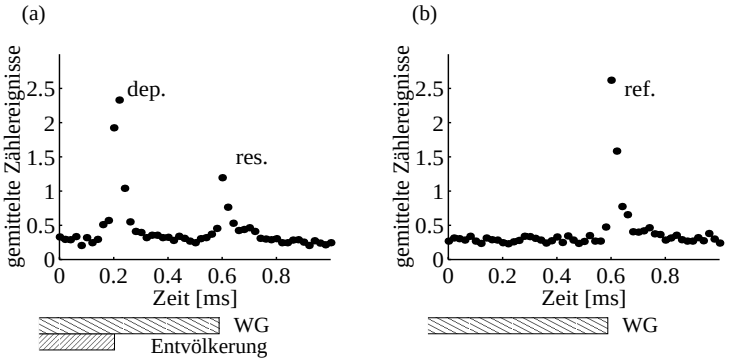

Abbildung 5.15: Ein Ausschnitt aus einem typischen Datensatz der Messung mit dem Entvölkerungslaser. (a) Das vordere Signal („dep.“) rührt von den Atomen her, die mit dem Entvölkerungslaser freigesetzt wurden. Das hintere Signal („res.“) folgt auf das Abschalten des Wellenleiterlasers. (b) Die Referenzmessung („ref.“) erfolgt ohne Entvölkerungslaser.

Man erwartet, daß bei Erhöhung der Intensität des Entvölkerungslasers der Anteil der Atome im vorderen Signal ansteigt. Wird durch den Entvölkerungslaser ein Potentialtopf selektiv entleert, so werden — anders als bei der Betrachtung in Abschnitt 5.2.2 — *alle* Atome nachgewiesen. Bei der Flugzeitspektroskopie ohne Entvölkerungslaser wird hingegen die Hälfte der Atome, die eine Anfangsgeschwindigkeit nach oben besitzt, nicht nachgewiesen. Der Grund dafür ist, daß diese Atome die Nachweisoberfläche erst Millisekunden nach Abschalten des Wellenleiters erreichen. Das zugehörige Signal geht im Rauschen unter und wird bei der Auswertung abgeschnitten, da die typische Integrationsdauer bei 100 μs liegt. Der Faktor zwei, der in der Umrechnung von Zählereignissen in Atomzahlen für das Signal der im Wellenleiter gespeicherten Atome notwendig ist, fällt also im Signal des Entvölkerungslasers weg.

Abbildung 5.16(a) zeigt experimentelle Ergebnisse bei einer Rotverstimmung des Lasers um 325 pm, bei einer moderaten Reflexionslaserintensität von 1,3 W/cm^2 sowie einer Transferlaserintensität von 24 mW/cm^2. Der Quotient $N_{\mathrm{dep}}/N_{\mathrm{ref}}$ erreicht bei maximaler Intensität den Wert 1,5. Er übersteigt den Wert eins, weil N_{dep} systematisch mit dem erwähnten Faktor 2 gewichtet ist. Diese Messung ist sehr sensitiv auf Atome in oberflächennahen Potentialtöpfen, da die Abfallänge der Wechselwirkung durch das evaneszente Feld gegeben ist. Außerdem hat Streulicht keinen Einfluß, weil sich die Atome bereits im Maximum einer stehenden Lichtwelle hoher Intensität aufhalten.

Wenn der Faktor zwei für das Signal des Entvölkerungslasers mit einbezogen wird, ergibt sich, daß in der vorgestellten Messung 75% der gesamten gespeicherten Atome freigesetzt werden. Da der Entvölkerungslaser nur den ersten besetzbaren Potentialtopf selektiv entleeren kann, stellen die 75% eine untere Schranke für den Anteil der Atome dar, der im ersten Potentialtopf gespeichert ist. Falls der Entvölkerungslaser nicht intensiv genug ist, um kalte Atome aus diesem Potentialtopf freizusetzen, oder falls der Überlapp von Wellenleiter- und Entvölkerungslaser nicht perfekt ist, wird die durchgeführte Messung einen zu kleinen Anteil ergeben. Im folgenden wird die konservative Annahme gemacht, daß bei moderaten

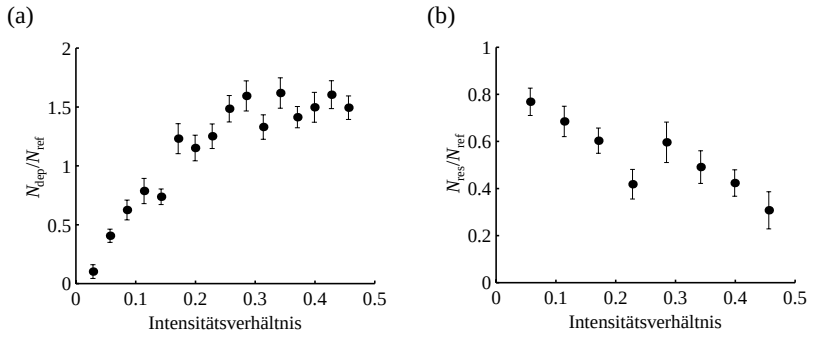

Abbildung 5.16: Meßergebnisse zur Selektivität des Ladevorgangs als Funktion der Intensität des Entvölkerungslasers (angegeben in Bruchteilen der Intensität des Wellenleiterlasers). (a) Verhältnis der Zählereignisse im durch den Entvölkerungslaser hervorgerufenen Meßsignal und dem Referenzsignal für den roten Wellenleiter. Mit steigender Lesitung des Entvölkerungslasers werden mehr Atome freigesetzt. (b) Verhältnis der Zählereignisse im verbleibenden Abschaltsignal nach Einschalten des Entvölkerungslaser und dem Referenzsignal für den blauen Wellenleiter. Anders als im roten Fall gibt es kein zusätzliches Signal, sondern das verbleibende Signal wird abgesenkt.

Reflexionslaserleistungen 75% aller Atome in einem einzigen Potentialtopf gefangen werden. Diese Annahme spiegelt sich insbesondere in der Bestimmung der Atomzahldichte im Wellenleiter wider, die im folgenden Abschnitt behandelt wird.
Mit dem Entvölkerungslaser kann man den postulierten Faktor 2 experimentell überprüfen. Mit dem Faktor 2 wird das Wellenleitersignal multipliziert, um das Signal für die nicht detektierten Atome mit Anfangsgeschwindigkeit nach oben auszugleichen. Das vom Entvölkerungslaser bedingte Signal sollte doppelt so groß sein wie die Differenz zwischen dem Wellenleitersignal in der Referenzmessung und dem Restsignal nach Einstrahlen des Entvölkerungslasers. Diese Größe wurde für alle Messungen mit endlicher Intensität im Entvölkerungslaser bei roter Verstimmung bestimmt. Der gewichtete Mittelwert wurde mit einer Gewichtung der Einzelergebnisse mit dem inversen Quadrat der Einzelfehler ermittelt[2] und ergibt sich zu $N_{\mathrm{dep}}/(N_{\mathrm{ref}} - N_{\mathrm{res}}) = 1,9 \pm 0,1$. Dieses Ergebnis ist innerhalb des Fehlerbereiches konsistent mit dem erwarteten Faktor 2.
Eine Messung mit dem Entvölkerungslaser mit blau verstimmtem Wellenleiterlaser zeitigte das erwartete Nullresultat: Das Signal beim Einschalten des Entvölkerungslasers ist im Rahmen des Fehlers gleich Null. Wie in Abbildung 5.16(b) zu erkennen ist, beobachtet man aber den Effekt, daß der Quotient $N_{\mathrm{res}}/N_{\mathrm{ref}}$ *kleiner* als eins wird. Atome in einem oberflächennahen Potentialtopf werden vom repulsiven Potential des blauverstimmten Lichtfeldes von der Oberfläche abgestoßen und deshalb nicht mehr beim Abschalten des Wellenleiterlasers detektiert. Diese Messung wurde bei einer Blauverstimmung des Wellenleiterlasers von 250 pm durchgeführt.
Mittels der Selektivität des Entvölkerungslasers kann überprüft werden, ob bei hohen Refle-

[2] Für diese Gewichtung wird angenommen, daß die Unterschiede der Einzelfehler durch die *unterschiedliche Anzahl* gleichwertiger Einzelbeobachtungen verursacht sind.

xionslaserintensitäten der zweite Potentialtopf teilweise besetzt werden kann. Die Abhängigkeit von der Reflexionslaserintensität ist schwach, aber beobachtbar. Abbildung 5.17 zeigt die Abhängigkeit bei konstanter Entvölkerungslaserintensität von 20% der Intensität des Wellenleiterlasers und bei einer Rotverstimmung von 330 pm. Für steigende Intensitäten nimmt der Anteil der nachgewiesenen Atome langsam ab, d. h. ein größer werdender Anteil der Atome wird in einem Potentialtopf jenseits des ersten, vom Entvölkerungslaser angesprochenen, Potentialtopfes gespeichert. Wegen des gaußschen Profils der beteiligten Laserstrahlen kommt es aber weiterhin zu einer deutlichen Besetzung des vorderen Potentialtopfes.

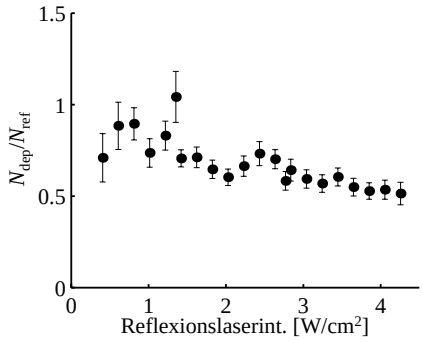

Abbildung 5.17: Untersuchung der Selektivität des Ladevorgangs in Abhängigkeit von der Intensität des Reflexionslasers. Offenbar gelingt es bei hohen Reflexionslaserintensitäten, den nächsten Potentialtopf teilweise zu besetzen. Dies äußert sich darin, daß weniger Atome durch den Entvölkerungslaser freigesetzt werden können. Kleine Reflexionsintensitäten fehlen, da der Fehler wegen der Kleinheit des Signals groß wird.

5.2.4 Atomzahldichte im Wellenleiter

In den Abbildungen 5.18 und 5.19 sind typische ortsaufgelöste Darstellungen von Atomen gezeigt, die aus dem Wellenleiter freigesetzt wurden. Die Bilder entstanden durch Summation von fünf ortsaufgelösten Bildern von je 24 μs Integrationszeit und Subtraktion von fünf geeigneten Bildern ohne das Wellenleitersignal. Die entsprechenden, zeitlich aufgelösten Spektren zu dieser Messung sind in Abbildung 5.12 gezeigt.
Die Parameter der in den Abbildungen gezeigten Messungen sind im roten Fall eine Verstimmung des Wellenleiterlasers von 0,55 nm und eine Reflexionlaserintensität von 1,8 W/cm^2, im blauen Fall eine Verstimmung von 0,17 nm und eine deutlich niedrigere Reflexionslaserintensität von 0,88 W/cm^2.
Die integrierten Profile zeigen die Summation über alle Zeilen bzw. über alle Spalten. Aufgetragen sind kumulierte Atomzahlen pro Pixel. Bei kurzen Integrationszeiten sind die Totzeiten der Ausleseelektronik des Atomdetektors nicht vernachlässigbar (bei dieser Auflösung sind aktive Zeiten und Totzeiten ungefähr gleich groß). Deshalb wurden die Gesamtzählereignisse auf die Zählereignisse aus dem Flugzeitspektrum, das keine Totzeiten aufweist, umkalibriert. Ebenfalls eingetragen ist ein gaußscher Fit zur Bestimmung der Breite der

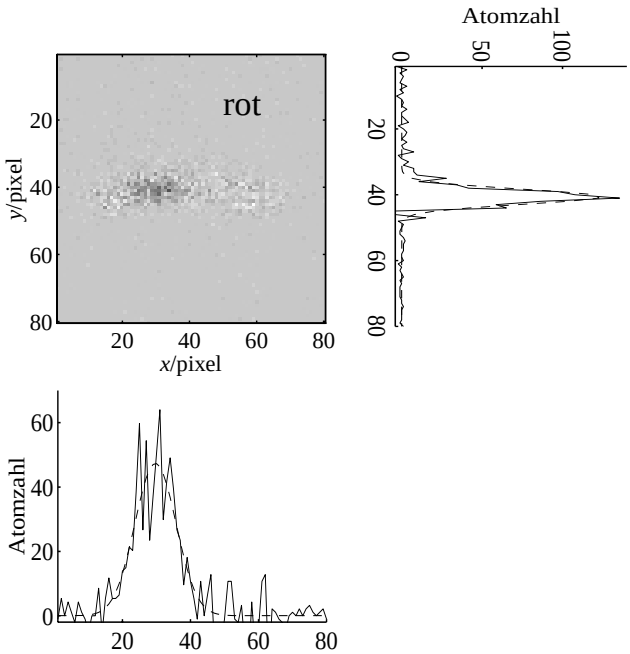

Abbildung 5.18: Ortsaufgelöste Darstellung der aus dem roten Wellenleiter freigesetzten Atome. Ebenfalls gezeigt sind in horizontaler und vertikaler Richtung integrierte Profile einschließlich der Fit-Funktionen.

Verteilung. Im roten Fall ergeben sich $1/e^2$-Breiten von 12,1 Pixel in x-Richtung und 4,6 Pixel in y-Richtung, im blauen Fall von 16,0 Pixel in x-Richtung und 5,1 Pixel in y-Richtung. Der relative Fehler liegt zwischen 2 und 6%. Mit der in Kapitel 4.4.2 beschriebenen Kalibrierung erhält man so $1/e^2$-Durchmesser der Verteilung von 1,9 mm und 1,4 mm im roten Fall sowie 2,1 mm und 1,9 mm im blauen Fall (mit relativen Gesamtfehlern von 12%).

Diese Werte stimmen ausgezeichnet mit den erwarteten Größen überein: Der $1/e^2$-Strahldurchmesser des Wellenleiterlasers beträgt 1,4 mm, und das Verhältnis der Durchmesser des roten Wellenleiters von 1,9 mm zu 1,4 mm spiegelt den Faktor $\sqrt{2}$ wider, der durch den Einfallswinkel von 45° auftritt.

Die Atomzahldichte im Wellenleiter errechnet sich nun aus den in Abschnitt 5.2.2 bestimmten Atomzahlen und den eben berechneten Breiten der atomaren Verteilung. Die Atomzahlen müssen allerdings um den Faktor 0,75 korrigiert werden, der die Besetzung weiterer Potentialtöpfe berücksichtig (vgl. Abschnitt 5.2.3).

Unter der getroffenen Annahme gaußscher Verteilungen der Atome in der Falle ergeben sich

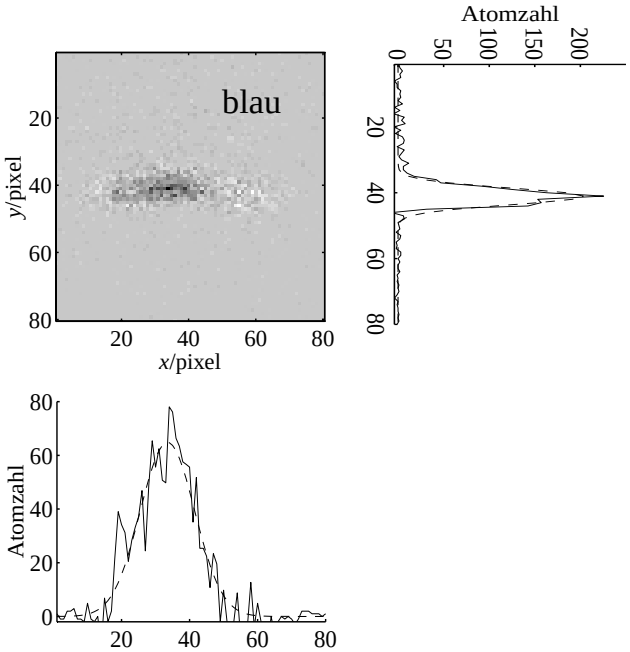

Abbildung 5.19: Ortsaufgelöste Darstellung der aus dem blauen Wellenleiter freigesetzten Atome. Ebenfalls gezeigt sind in horizontaler und vertikaler Richtung integrierte Profile einschließlich der Fit-Funktionen.

Zentraldichten von

$$n_0 = \left(\frac{2}{\pi}\right)^{3/2} \frac{N}{\sigma_x \sigma_y \sigma_z},$$

wobei die σ_i die $1/e^2$-Abfallängen sind.
Verwendet man für σ_z den Wert $\lambda/\sqrt{2}$ als obere Schranke, so erhält man für den roten Wellenleiter die Zentraldichte

$$n_{\text{rot}} = (0,7 \pm 0,2) \times 10^9\,\text{cm}^{-3}\ .$$

Für den blauen Wellenleiter ergibt sich die Zentraldichte

$$n_{\text{blau}} = (0,9 \pm 0,3) \times 10^9\,\text{cm}^{-3}.$$

Die Zentraldichten sind im Rahmen des Fehlers gleich und vermutlich durch Penning-Kollisionsverluste begrenzt. Die höhere Zahl der im blauen Wellenleiter gespeicherten Atome verteilt sich auf einer entsprechend größeren Fläche. Die erreichten Dichten sind vergleichbar mit den MOT-Dichten und hundertmal höher als die Dichte der expandierten Atomwolke beim Auftreffen auf das Prisma.

5.3 Diskussion

Mit dem vorliegenden Experiment ist es gelungen, ein quasi-zweidimensionales Gas lasergekühlter Atome in einem planaren Wellenleiter für Materiewellen zu demonstrieren. Unter einer zweidimensionalen Geometrie wird ein System verstanden, in dem die atomare Bewegung in einer Dimension auf einen einzigen gebundenen Zustand reduziert ist, während die Bewegung in den verbleibenden zwei Dimensionen frei ist. Wir bezeichnen den vorliegenden Wellenleiter als quasi-zweidimensional, da mehrere gebundene Zustände in der eingeschränkten Dimension vorliegen. Bei geeigneten Parametersätzen (insbesondere bei großer Verstimmung des Wellenleiterlasers) ist diese Anzahl der Zustände jedoch auf wenige — typischerweise fünf — beschränkt.
In diesen Wellenleiter konnten 10^3 Atome geladen werden (bei größeren Potentialtiefen, bei denen eine größere Anzahl gebundener Zustände vorliegt). Die dabei erreichten Atomzahldichten von 10^9 cm^{-3} reproduzieren die Dichte in der magneto-optischen Falle, die durch Penning-Kollisionen limitiert ist. Während des freien Falls der Atomwolke vor dem Transfer in den Wellenleiter sinkt diese Dichte durch Expansion der Wolke. Der ortsselektive Lademechanismus des Wellenleiters führt zu einer starken Kompression der Atomwolke und zu einem Dichteanstieg um einen Faktor hundert.
Die gemessenen Lebensdauern der Atome in diesem Wellenleiter sind in guter Übereinstimmung mit den Werten, die man aus theoretischen Überlegungen gewinnt. Die maximale erreichte Lebensdauer der gespeicherten Atome betrug 150 ms bei einer Laserverstimmung von 1,5 nm und war durch Photonenstreuung und Tunnelverluste aus dem Wellenleiter limitiert.
In dieser Arbeit ist es gelungen, die Selektivität des Ladeprozesses nachzuweisen. Es konnte gezeigt werden, daß die von dem theoretischen Modell vorhergesagte bevorzugte Besetzung eines einzelnen Potentialtopfs im periodischen optischen Potential mit einer Trennschärfe von mehr als 75% gelingt.

5.3.1 Ladeeffizienz

Eine insbesondere für weitergehende Experimente interessante Größe ist die Ladeeffizienz. Ausgehend von einer magneto-optischen Falle, die typischerweise $1{,}5 \times 10^6$ Atome enthält, finden sich im Wellenleiter nur 1×10^3 Atome.
Zum Verständnis der Diskrepanz ist zunächst die endliche Temperatur des atomaren Ensembles in der Falle zu berücksichtigen. Weil die Atomwolke während des Fallens (nach dem Abschalten der MOT) thermisch expandiert, fallen nur $1{,}1 \times 10^5$ Atome in den Bereich, in dem die Intensität der Laserstrahlen über ihrem $1/e^2$-Wert liegt (ein Radius von 0,7 mm in einer Richtung, um $\sqrt{2}$ größer in der anderen Richtung).
Ein schlechter Überlapp der einlaufenden atomaren Wellenfunktion mit den Wellenfunktionen der gebundenen Zustände im harmonischen Oszillator hat zur Folge, daß viele Atome nicht gespeichert werden können und verloren gehen. Bei den optimierten Parametern der Simulation in Abschnitt 3.6 betrug die Wahrscheinlichkeit, daß die Atome in einem beliebigen gebundenen Zustand im Potential gefangen wurden, nur 14% (bei einer Verstimmung des Wellenleiterlasers von 1,5 nm). Berücksichtigt man zusätzlich das Verzweigungsverhältnis im angeregten Zustand beim optischen Pumpprozeß, demgemäß 42% der transferierten Atome in den elektronischen Grundzustand kaskadieren, so können nur 8% der Atome gefangen werden. Für tiefere Fallen ist mit einer größeren Einfangwahrscheinlichkeit zu rechnen, da mehr gebundene Zustände angeboten werden (typischerweise 20 in den vorliegenden

Experimenten). Andererseits können wegen der gaußschen Profile der Laserstrahlen die optimierten Parameter nur auf einem sehr kleinen Bereich eingestellt werden. Als Abschätzung kann mit diesem Mechanismus der Verlust einer Größenordnung bereitgestellter Atome erklärt werden.
Ein sehr wichtiger Faktor ist das Streulicht. Die Ergebnisse aus Abschnitt 5.1.3 zeigen, wie empfindlich der Transferprozeß auf Streuung von Photonen im Streulicht ist. Eine Streurate, die einer gemittelten Zahl von zwei Streuereignissen während der Ladezeit des Wellenleiters entspricht, reicht aus, um die Photonenstreuung im Streulicht für den Verlust der noch zu klärenden weiteren Größenordnung der bereitgestellten Atome verantwortlich zu machen.
Zur Verbesserung der geringen Ladeeffizienz gibt es mehrere Möglichkeiten. Zum einen kann die MOT näher an die Oberfläche gebracht werden, so daß die thermische Expansion wegen der kürzeren Flugzeit zu einem kleineren Verlust führt. Wegen der experimentellen Einschränkung, daß der Durchmesser der MOT-Laserstrahlen im wesentlichen den minimalen Abstand von der Oberfläche definiert, ist an dieser Stelle keine konventionelle Lösung möglich. Abhilfe schafft das Konzept der magneto-optischen Oberflächenfalle (MOST), bei der die Laserstrahlen an der Oberfläche reflektiert werden. Diese zur Zeit der Fertigstellung dieser Dissertation gerade im Aufbau befindliche Anordnung wird in Abschnitt 6.1 näher beschrieben.
Die Optimierung der Franck-Condon-Faktoren ist im Konzept der MOST ebenfalls möglich. Zum einen wird, insbesondere für das Reflexionsfeld, eine geringere Intensität als beim Laden aus der MOT benötigt, weil die Fallhöhe der Atome, die kompensiert werden muß, geringer ist. Deshalb kann die Variation der Laserintensität über den Ort durch größere Strahldurchmesser verringert werden. Zum anderen kann durch Verschieben des Magnetfeldnullpunkts der MOST die effektive Fallhöhe der Atome variiert werden, was eine Optimierung des Überlapps der Wellenfunktionen erlaubt.
Die Unterdrückung des Streulichtes bietet wesentliche Potentiale zur Verbesserung der Ladeeffizienz. Hierzu ist das Aufdampfen der Gold- oder, allgemeiner, der Metallschichten zu optimieren, so daß Rauhigkeiten, die für die Entstehung des Streulichts verantwortlich sind, vermieden werden. Durch Reduktion der rms-Rauhigkeit von derzeit 5 nm auf 1 nm ist eine Reduktion des Streulichtes um einen Faktor 25 möglich.
Um die möglicherweise vorliegenden Verluste durch Penning-Kollisionen zu überwinden, ist der Wechsel aus dem metastabilen Zustand, der im Wellenleiter gefangen wird, in den elektronischen Grundzustand von Argon denkbar. Hierauf wird in Abschnitt 6.2 eingegangen.

5.3.2 Energieverteilung im Wellenleiter

In Rahmen des hier verwendeten Aufbaus konnte die Frage der Energieverteilung der Atome im Wellenleiter, d. h. ihre Verteilung auf die einzelnen gebundenen Zustände, nicht geklärt werden. Bei einer Messung an einem optischen Gitter [125] konnte das Vorliegen zweier gebundener Zustände in den dort vorliegenden Potentialtöpfen gezeigt werden. Der Nachweis gelang durch die langsame, adiabatische Verringerung der Leistung des Lasers, der das optische Potential aufbaut. Bei den kritischen Höhen des optischen Potentials, bei denen jeweils ein weiterer Zustand gerade nicht mehr gehalten werden kann, werden die Atome in diesem Zustand freigesetzt und können im Flugzeitspektrum identifiziert werden. In dem Experiment konnte auch die Selektivität des Verlustmechanismus der Lichtstreuung demonstriert werden: In einem blauen optischen Gitter ist der Überlapp der Wellenfunktionen der Atome im Potential des optischen Gitters mit dem Lichtfeld für den Grundzustand der atomaren Bewegung am kleinsten, da die Atome im Minimum der Lichtfeldintensität ge-

speichert werden. Dementsprechend ist die Lebensdauer der im Grundzustand gespeicherten Atome höher als die Lebensdauer von Atomen, die sich in einem angeregten Zustand der Bewegung befinden.
In dem hier vorliegenden Experiment ist die Untersuchung der Energieverteilung im Wellenleiter deutlich schwieriger (vgl. Abbildung 5.20). Dadurch, daß die atomare Bewegung in den lateralen Dimensionen durch die makroskopische Ausdehnung nicht quantisiert ist, wird die Potentialhöhe in der normalen Dimension eine Funktion des Ortes in den lateralen Richtungen. Da die Potentialhöhe der gaußschen Einhüllenden des Strahlprofils folgt, werden an unterschiedlichen Orten verschiedene gebundenen Zustände bei derselben zentralen Intensität des Wellenleiterlasers freigesetzt. Wird die Leistung des Wellenleiterlasers langsam reduziert, so wird es zu jeder (zentralen) Intensität Orte in dem Wellenleiter geben, an denen die lokale Intensität gerade nicht mehr ausreicht, um einen weiteren gebundenen Zustand zu halten. Atome, die sich in diesem Zustand befinden, werden dann freigesetzt. Da Orte gleicher Intensität im Wellenleiter in Ellipsen angeordnet sind, werden die Atome auf konzentrischen, elliptischen Ringen freigesetzt, die während des langsamen Verringerns der Laserleistung in die Mitte des Wellenleiters wandern. Da zu jedem Zeitpunkt Atome freigesetzt werden, kann in einer ortsintegrierenden Messung wie der Flugzeitspektroskopie keine Struktur erkannt werden.

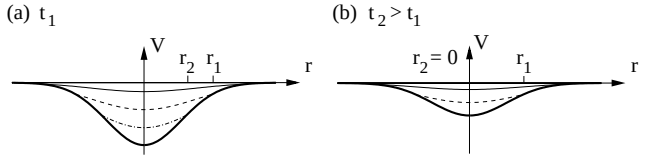

Abbildung 5.20: Prinzip eines denkbaren Experiments zur Auflösung der gebundenen Zustände im Potential des Wellenleiters. Dargestellt ist die Potentialhöhe des Wellenleiters als Funktion einer lateralen Richtung für zwei verschiedene Zeitpunkte, während die Leistung des Wellenleiterlasers langsam verringert wird. In (a) liegen noch bis zu drei gebundene Zustände vor (angedeutet durch dünne Linien), die an den mit r_i gekennzeichneten Orten gerade freigesetzt werden. In (b) kann der zweite angeregte Zustand nirgends mehr im Potential gehalten werden. In einer zweidimensional ortsaufgelösten Darstellung wären konzentrische Ringe beobachtbar, die ins Zentrum der Verteilung wandern.

Prinzipiell ließe sich diese Ringstruktur mit dem ortsauflösenden Atomdetektor nachweisen. Die im Moment realisierte räumliche Auflösung von 60 μm $\times$ 200 μm (vgl. Abschnitt 4.4.2) ist hierfür jedoch nicht ausreichend. Die Auflösung des Atomdetektors läßt sich durch den Einsatz einer längeren Driftstrecke und einer weiteren Fokussierungslinse um eine Größenordnung steigern [112]. Mögliche Inhomogenitäten in der Feldüberhöhung durch die Oberflächenplasmonen würden in dieser Messung keine wesentliche Bedeutung haben, da sie nur für den Ladeprozeß entscheidend wären. Für eine solche Messung bieten sich Parameter des Wellenleiterlasers an, für die nur wenige gebundene Zustände existieren (in [125] waren es nur zwei), damit die Ringstruktur nicht durch den Überlapp verschiedener freigesetzter Zustände auswäscht. Die Freisetzung der Atome erfolgt nämlich nicht, wie im klassischen Bild, bei einer definierten Energie, sondern bereits vor dem Erreichen dieser Energie werden Tunnelverluste zunehmend bedeutsam.

Kapitel 6

Ausblick

In dieser Arbeit wurde ein planarer Wellenleiter für Atome realisiert, der aus einer MOT geladen wurde. Dieses Experiment reiht sich in ein langfristiges Projekt an der Atomstrahlapparatur ISABEL ein. Nach der erfolgten ersten Demonstration des Wellenleiters ist es nun ein Ziel, die Laderate und Ladezeit des Wellenleiters zu erhöhen, um eine höhere Atomzahl für weitergehende Experimente zur Verfügung zu haben. Eine Möglichkeit, um den Wellenleiter kontinuierlich zu laden, ist die magneto-optische Oberflächenfalle (MOST), deren Umsetzung an der Apparatur zum Zeitpunkt der Fertigstellung dieser Dissertation gerade erfolgt. Über dieses Reservoir kalter Atome unmittelbar vor der Oberfläche wird in Abschnitt 6.1 berichtet. Mit dem kontinuierlichen Laden des Wellenleiters eröffnet sich der Weg zur Realisierung einer laserartigen Quelle für Atome, der Abschnitt 6.2 gewidmet ist. Eine Entwicklung in eine andere Richtung befaßt sich mit der „integrierten Atomoptik". Hierbei wird der Wellenleiter strukturiert und als flexibles Werkzeug für atomoptische Experimente in 2D eingesetzt. Abschnitt 6.3 beschäftigt sich mit dieser Weiterentwicklung.

6.1 Ein Reservoir zum kontinuierlichen Laden des Wellenleiters

Eine Einschränkung der derzeitigen experimentellen Situation besteht in der geringen Zahl von Atomen, die in den Wellenleiter geladen werden können. Diese Zahl ist vor allem dadurch begrenzt, daß nicht mehr Atome in den Wellenleiter geladen werden können als sich in der MOT befinden. Tatsächlich stehen, wegen der räumlichen Expansion der Atomwolke während des Fallens, noch weniger Atome zum Laden zur Verfügung.
Prinzipiell ist ein kontinuierliches Laden des Wellenleiters möglich. Hierzu bietet sich ein Überlapp von magneto-optischer Falle als Reservoir und Wellenleiter an, so daß die MOT nicht ausgeschaltet werden muß, um Atome freizusetzen. Wegen der spektroskopischen Eigenschaften von Argon ist ein solcher Überlapp der zwei verschiedenen Fallen möglich: Zum einen haben die quasi-resonanten Lichtfelder, die die Atome in den beiden Fallen halten, deutlich unterschiedliche Frequenzen. Zum anderen weisen die im Wellenleiter gefangenen Atome einen verschwindenden Gesamtdrehimpuls ($J = 0$) auf, so daß sie vom Magnetfeld der MOT unbeeinflußt bleiben.
Mit der Annäherung des Reservoirs kalter Atome an die Oberfläche, an der das planare Atomensemble präpariert werden soll, stößt man in der bisher diskutierten Situation an eine geometrische Grenze, sobald die Durchmesser der MOT-Laserstrahlen vergleichbar mit der Breite des verwendeten Prismas werden. Selbst bei einem Prisma von verschwindender Dicke

läge der Abstand des Fallenmittelpunkts von der Oberfläche noch in der Größenordnung des Durchmessers der Laserstrahlen. Dieses Problem läßt sich umgehen, indem die Laserstrahlen an der ohnehin vorhandenen metallischen Oberfläche geeignet reflektiert werden. Dieser Ansatz wird zum Zeitpunkt des Abschlusses dieser Dissertation experimentell untersucht.
Die Falle läßt sich somit der Oberfläche beliebig nähern, bis Atome durch Kontakt mit der Oberfläche verlorengehen. Dies kann dadurch verhindert werden, daß die Oberfläche, wie beim Laden des Wellenleiters aus der MOT, mit einem repulsiven evaneszenten Lichtfeld bedeckt wird. Dann dient die Oberfläche als Spiegel sowohl für das Licht als auch für die Atome. Weil die Oberfläche eine wichtige Rolle bei der Realisierung der Falle spielt, wird diese Atomfalle als magneto-optische Oberflächenfalle (MOST) bezeichnet. Vorläufige, ältere Resultate finden sich in [54, 126]. Die Verluste einer Standard-MOT bei Annäherung an eine Oberfläche werden in [127] untersucht. In [55] wird eine sog. „Spiegel-MOT“ beschrieben, bei der zwei Strahlenpaare an einer Oberfläche reflektiert werden und ein drittes Paar streifend über der Oberfläche verläuft. In den beiden letztgenannten Referenzen wird jedoch auf ein evaneszentes Reflexionsfeld verzichtet.
Der optische Aufbau der MOST ist in Abbildung 6.1 schematisch dargestellt; Abbildung 6.2 zeigt ein realistisches Konzept des Aufbaus. Ein magnetisches Quadrupolfeld wird von zwei Spulen in Anti-Helmholtz-Konfiguration erzeugt. Es werden vier Laserstrahlen verwendet, die von einer Seitenfläche eines Würfels aus entlang der Raumdiagonalen propagieren; im Zentrum dieses Würfels befindet sich die Oberfläche. Die Symmetrieachse des Magnetfeldes (z-Achse) und die Oberfläche schließen einen Winkel von 45° ein. Zwei der Strahlen propagieren bezogen auf die Magnetfeldachse in radialen Richtungen. Die beiden verbleibenden Strahlen, die sich nahe der z-Achse ausbreiten, besitzen eine axiale Komponente und werden im folgenden axiale Strahlen genannt. Alle vier Strahlen sind zirkular polarisiert, wobei die radialen Strahlen die umgekehrte Helizität (bezogen auf die Ausbreitungsrichtung) der axialen Strahlen haben. Ohne Einschränkung der Allgemeinheit seien die radialen Strahlen linkshändig und die axialen Strahlen rechtshändig polarisiert. An der metallbeschichteten Prismenoberfläche werden die Strahlen gespiegelt und ineinander überführt, wobei radiale Strahlen in axiale Strahlen umgewandelt werden umd umgekehrt. Die Reflexion am metallischen Spiegel kehrt die Helizität der Strahlen ebenfalls um. Damit besitzen sowohl der einfallende als auch der hinauslaufende radiale Strahl eine linkshändige Polarisation, während die axialen Strahlen jeweils rechtshändig polarisiert sind. Diese Konfiguration hat große Ähnlichkeit mit der Standard-MOT-Geometrie, in der die radialen und axialen Strahlen ebenfalls entgegengesetzte Helizitäten besitzen.
Die Licht- und Magnetfeldkonfiguration vor der Oberfläche bildet *einen* Halbraum einer MOT nach. Die Lichtkräfte in diesem Halbraum lassen die Atome auf die Prismenoberfläche treffen, wo sie verlorengehen. Indem die Oberfläche mit einem evaneszenten, repulsiven Lichtfeld bedeckt wird, kann dieser Verlustmechanismus unterbunden werden. Hierzu wird der gegenüber dem $1s_5 \leftrightarrow 2p_9$-Übergang blau verstimmte Reflexionslaser eingesetzt, dessen evaneszentes Feld durch Anregung von Oberflächenplasmonen in der Metallschicht resonant überhöht wird.
Um die magneto-optische Falle vor der Oberfläche zu bewegen, kann der Strom in den beiden Magnetspulen unabhängig variiert werden. Das Magnetfeldminimum, das das Fallenzentrum definiert, bewegt sich dann unter 45° zur Oberfläche. Dies führt für die gefangenen Atome zu einem Ungleichgewicht der Lichtstreuung aus den verschiedenen Strahlen, was ein Nachjustieren der Fallenstrahlen erzwingt. Die in Abbildung 6.2 eingezeichneten Verschiebespulen, die in Helmholtz-Konfiguration mit parallelen Strömen betrieben werden, ermöglichen eine Korrektur, so daß das Magnetfeldminimum normal zur Oberfläche verschoben werden

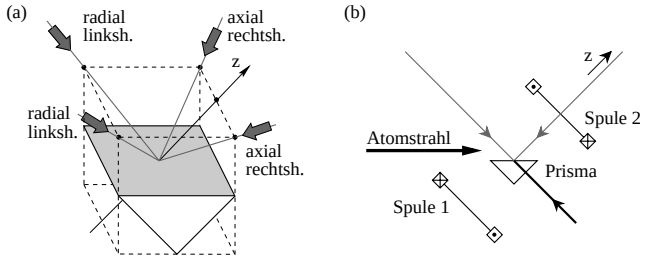

Abbildung 6.1: Schematischer Aufbau des MOST-Experimentes. In Teilbild (a) sind die Magnetfeldspulen und der Atomstrahl nicht eingezeichnet. Teilbild (b) zeigt eine seitliche Ansicht. Vier Laserstrahlen werden an der metallbeschichteten Oberfläche des Prismas reflektiert. Die reflektierten Strahlen fallen mit den einfallenden Strahlen aus einer anderen Richtung zusammen. Die Oberfläche des Prismas ist mit einem gegenüber dem MOT-Übergang blau verstimmten evaneszenten Lichtfeld bedeckt, das die Atome abstößt. Der Atomstrahl fällt seitlich ein. Der Nachweis der Atome erfolgt durch den Atomdetektor, der senkrecht über der Oberfläche angebracht und in den Abbildungen nicht eingezeichnet ist.

kann. Die dargestellte Konfiguration ist so aufgebaut worden, daß man problemlos zum Wellenleiterexperiment mit kontinuierlichem Laden übergehen kann.

Das Verschieben des Fallenzentrums bietet eine gute Möglichkeit, die MOST zu charakterisieren. Mit Hilfe der Verschiebespulen kann die Parametereinstellung reproduzierbar erfolgen. Ein zweiter Weg, die MOST zu charakterisieren, besteht im Verändern der Reflexionslaserleistung, was ebenfalls einer Variation der Verluste gleichkommt. Die Lebensdauer der Falle spiegelt die Verluste direkt wider und kann zur Charakterisierung gemessen werden. Eine für das kontinuierliche Laden des Wellenleiters wichtige Untersuchung betrifft das Reflexionsfeld: Ein rot verstimmtes Reflexionsfeld sollte keinen Einfluß auf die Lebensdauer der Atome in der Falle besitzen. Mit diesem Experiment kann ausgeschlossen werden, daß die Atome durch das Streulicht des zerfallenden Oberflächenplasmons reflektiert werden, statt am evaneszenten optischen Potential. Dies ist wesentlich, wenn man die Ortsselektivität der Reflexion zum Laden des Wellenleiters benötigt.

Die beschriebene MOST bietet eine Möglichkeit, den Wellenleiter kontinuierlich und mit optimierten Parametern zu laden und so eine höhere Atomzahl im Wellenleiter zu realisieren. Durch das Verschieben des Magnetfeldnullpunktes läßt sich die mittlere Geschwindigkeit der Atome am Umpumport variieren. Auf diese Weise können die Wellenfunktionen der einlaufenden Atome und der gebundenen Zustände im harmonischen Potential des Wellenleiters besser angepaßt werden, was zu einer Erhöhung der Ladeeffizienz führt. Wegen der geringeren kinetischen Energie der einfallenden Atome kann die Intensität des Reflexionslasers verringert werden (es kann also ein größerer Strahldurchmesser gewählt werden). Gleichzeitig entfällt die Expansion der Atomwolke während des freien Falls. Somit können die Laserparameter besser für die optimale Besetzung der gebundenen Zustände eingestellt werden als dies mit der großen Variation der Parameter über die gaußschen Profile beim Laden aus der MOT der Fall war.

Ein Ziel der Experimente ist es, die Phasenraumdichte des atomaren Ensembles zu erhöhen und so ein entartetes Quantengas zu realisieren. Der kontinuierliche Betrieb ist von be-

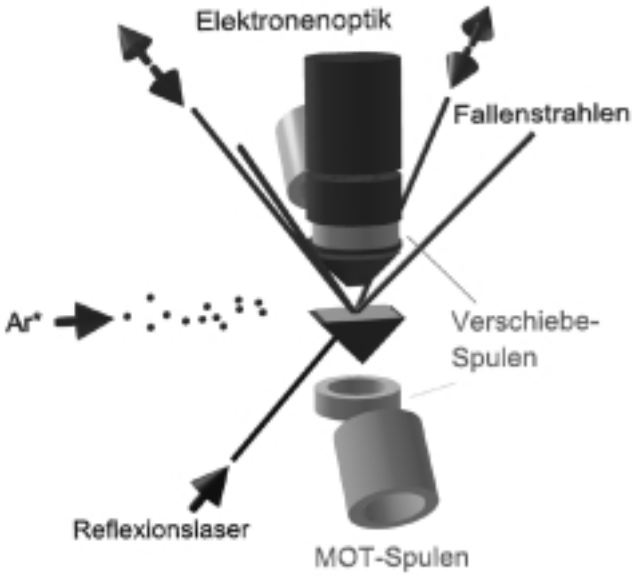

Abbildung 6.2: Der optische Aufbau des MOST-Experimentes in einer realistischen Darstellung. Die Fallenstrahlen werden an der Oberfläche reflektiert. Ein zusätzliches Spulenpaar wird zum kontrollierten Verschieben des Magnetfeldminimums eingesetzt. Der Blickwinkel ist ähnlich gewählt wie in Abbildung 2.2.

sonderem Interesse, um dieses um einen Auskoppelmechanismus ergänzte Quantengas als laserartige Quelle für Atome einzusetzen.

6.2 Eine laserartige Quelle für Atome

Ausgehend vom planaren Wellenleiter für Atome erscheint es möglich, die Dichte in diesem Wellenleiter so weit zu erhöhen, daß ein entartetes Quantengas erzeugt wird. Dieser Übergang zur makroskopischen Besetzung einer Mode des Wellenleiters kann durch einen induzierten Verstärkungsprozeß bewirkt werden. Ausgehend von diesem Quantengas kann eine laserartige Quelle für Atome [20, 21, 22, 18, 23, 24, 25] realisiert werden, indem das Schema als offenes System und fern vom thermodynamischen Gleichgewicht durch kontinuierliches Laden und Auskoppeln betrieben wird. Das sich einstellende Fließgleichgewicht aus Nachladen und Auskoppeln von Atomen stellt das atomoptische Äquivalent zum Lichtlaser dar. Diesem Konzept stehen bereits realisierte Atomlaser gegenüber [12, 13, 11], die auf dem Auskoppeln kohärenter Materiewellen aus einem einmal generierten Bose-Einstein-Kondensat im thermodynamischen Gleichgewicht beruhen.
Im folgenden soll mit Abschätzungen von Größenordnungen verdeutlicht werden, daß die Realisierung eines solchen Schemas möglich ist. Ausreichend große Laderaten und lange

Ladezeiten für den Wellenleiter, um die kritische Phasenraumdichte zu erreichen, können durch das kontinuierliche Laden aus der bereits beschriebenen MOST erreicht werden. Die MOST dient dabei als Reservoir kalter Atome. Penning-Kollisionen zwischen metastabilen Argon-Atomen im Zustand $1s_3$ limitieren die Atomzahldichte im Wellenleiter auf 10^9 cm^{-3}; wir machen die Annahme, daß die Zweiteilchen-Verlustgröße β von Argon im Zustand $1s_3$ sich nicht von dem Wert $\beta = 1,4 \times 10^{-8}$ cm^{3}s^{-1} für Atome im $1s_5$-Zustand unterscheidet, der in Anhang C angegeben ist. Das Problem der Penning-Kollisionen kann jedoch umgangen werden, indem Argon im elektronischen Grundzustand im Wellenleiter gefangen wird. Auch für dieses Schema können die Atome in einer MOT oder MOST im metastabilen Zustand $1s_5$ präpariert werden. Der Transfer erfolgt jedoch nun über einen Übergang vom Zustand $1s_5$ nach $2p_8$ mit einer Wellenlänge von 802 nm. Der Zustand $2p_8$ zerfällt in den elektronischen Grundzustand. Mit dem Übergang in den Grundzustand nimmt das Atom den 20 μK entsprechenden Rückstoß des ausgesandten UV-Photons von 107 nm Wellenlänge auf. Diese Rückstoßenergie limitiert die erreichbare Temperatur des Gases im Wellenleiter.
Das Wellenleiterpotential kann durch einen weit verstimmten Laser hoher Intensität realisiert werden, z. B. einen Nd:YAG-Laser. So ist mit einer Laserleistung von 10 W, die auf $(100\ \mu\text{m})^2$ herunterfokussiert wird, eine Fallentiefe von 20 μK erreichbar (hier geht die statische elektrische Polarisierbarkeit des Grundzustands von Argon $\alpha_0 = 4\pi\epsilon_0\ 1,64 \times 10^{-30}$ m^3 [95] ein).
Die zweidimensionale Geometrie der Falle dient einerseits zur Erhöhung der räumlichen Dichte, da das dreidimensionale atomare Ensemble des Reservoirs kalter Atome komprimiert wird. Andererseits wird durch die zweidimensionale Geometrie die Photonenreabsorption unterdrückt [18, 14].
In einer zweidimensionalen Geometrie findet der Phasenübergang zu einem entarteten Quantengas in einem harmonischen Potential bei einer Flächendichte von

$$n^s_{\text{krit}} = \frac{N}{\pi l^2} = \frac{\pi m (k_B T)^2}{12\hbar V_0} \tag{6.1}$$

statt [128]. N ist hier die Atomzahl; das Fallenpotential ist gegeben durch $V(r) = V_0(r/l)^2$ mit der Potentialtiefe V_0. l ist die Ausdehnung der Falle.
Bei einer Temperatur von 20 μK, einer Fallentiefe von 20 μK und einer linearen Ausdehnung l der Falle von 100 μm beträgt die kritische Flächendichte $n^s_{\text{krit}} = 4 \times 10^{10}$ cm^{-2}. Unter Berücksichtigung der Ausdehnung des Grundzustands in der dritten Dimension entspricht dies einer Dichte in 3D von $n_{\text{krit}} = 7 \times 10^{15}$ cm^{-3}.
Die Verluste aus der Falle werden von Kollisionen mit dem Hintergrundgas und durch Tunnelverluste dominiert, die die Lebensdauer des Grundzustandes der atomaren Schwerpunktsbewegung in der Falle auf 100 s begrenzen. Zweikörperstöße von Argon im elektronischen Grundzustand verlaufen elastisch.
Mit der Gleichung (C.3) kann der Zusammenhang zwischen Lade- und Verlustraten einerseits und zentraler Atomzahldichte $n_0(t)$ andererseits wiedergegeben werden. Im folgenden bezeichnen wir die Laderate pro Volumeneinheit L/V als R.
In Abbildung 6.3 ist der zeitliche Verlauf der Atomzahldichte im Grundzustand der Bewegung des Wellenleiters gezeigt. Die untere Linie beschreibt die derzeitige Situation. Es wird die Annahme gemacht, daß die Ladezeit beliebig wählbar sei. In diesem Fall wird die erreichbare Atomzahldichte durch Penning-Kollisionen limitiert. Die obere Kurve zeigt eine mögliche Konstellation mit Argon im elektronischen Grundzustand, in der die kritische Phasenraumdichte erreicht werden kann. Penning-Kollisionen sind in diesem Fall ausgeschlossen: Der limitierende Faktor sind die Kollisionen mit dem Hintergrundgas.

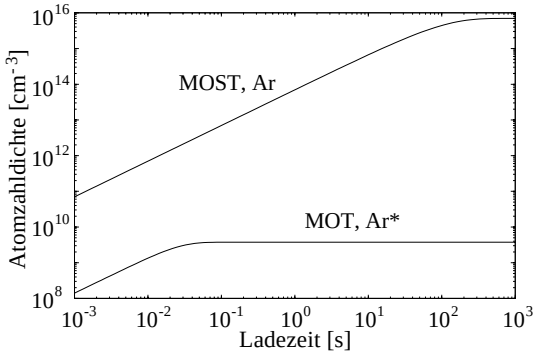

Abbildung 6.3: Die Atomzahldichten im Grundzustand der Bewegung im Wellenleiter als Funktion der Ladezeit für die im Text beschriebenen Annahmen. Die untere Kurve zeigt die derzeitige Situation, in der aus der MOT geladen und metastabiles Ar eingesetzt wird (unter der Annahme einer frei wählbaren Ladezeit). Die obere Kurve stellt die kritische Laderate zum asymptotischen Erreichen der Entartungsbedingung für Ar im elektronischen Grundzustand unter wesentlich verbesserten Vakuumbedingungen dar.*

Der derzeitigen Situation, die durch die untere Kurve in Abbildung 6.3 dargestellt ist, liegen die folgenden Annahmen zugrunde: Es wird eine Laderate von $3{,}5 \times 10^4$ s^{-1} angenommen, wie sie für den roten Wellenleiter (allerdings nur für 15 ms) erreicht wurde. Die räumliche Ausdehnung des Grundzustands im optischen Potential sei 50 nm in der normalen Richtung und jeweils 1 mm in den lateralen Richtungen; 10% der Atome werden im Grundzustand gespeichert. Man erhält dann eine Laderate pro Volumeneinheit von $R = 7 \times 10^{10}$ cm^{-3} s^{-1}. In der derzeitigen Situation ist die Limitierung der Atomzahldichte im Wellenleiter im wesentlichen durch zwei Faktoren gegeben: durch die endliche Ladezeit von nur ca. 15 ms und durch Penning-Kollisionen. Sonstige Verluste, insbesondere Einteilchenverluste, spielen auf dieser Zeitskala keine Rolle.
Um eine stationäre Lösung der Ratengleichung $\dot{n}_0(t) = R - \alpha n_0(t)$ mit einer Einteilchenverlustrate von $\alpha = (100\ \mathrm{s})^{-1}$ bei einer kritischen Dichte in 3D von $n = n_{\mathrm{krit}}$ zu erzielen, muß die Laderate pro Volumeneinheit in den Grundzustand der atomaren Bewegung $R_{\mathrm{krit}} = 7 \times 10^{13}$ cm^{-3}s^{-1} betragen.
Hierzu muß die derzeitige Rate (beim Laden aus der MOT) um etwa drei Größenordnungen gesteigert werden. Nehmen wir dazu die derzeitige Laderate der MOT von $L = 3{,}3 \times 10^7$ s^{-1} für die MOST an (vgl. Anhang C). Um diese Laderate auf ein Volumen zu beziehen, betrachten wir die Querschnittsfläche der MOST von 1 mm^2 und die Breite des Grundzustands im Wellenleiter von ca. 50 nm in der dritten Dimension. Die Transfereffizienz, die bisher durch Streulichtverluste beeinträchtigt wurde (vgl. Abschnitt 5.3.1), kann durch Verbesserung der Oberflächeneigenschaften und die Anpassung des Strahldurchmessers des Transferlasers an die Wellenleiterausdehnung von $(100\ \mu\mathrm{m})^2$ in die Größenordnung von eins gesteigert werden. Wenn wir nun annehmen, daß sich nur 10% der gespeicherten Atome im Grundzustand der Bewegung befinden, erreichen wir gerade die kritische Laderate pro Volumeneinheit R_{krit}. Der limitierende Prozeß ist dann die Einteilchenverlustrate.
Als erster Schritt nach der Demonstration der MOST sind die Laderaten aus der MOST in

den Wellenleiter zu untersuchen, wobei diese Untersuchung noch mit metastabilen Atomen erfolgen kann. Erscheinen diese Raten im Licht der vorangegangenen Betrachtungen günstig, erfolgt als nächster Schritt der Übergang zum elektronischen Grundzustand von Argon.
Zwei technologische Meilensteine sind für diese Entwicklung wesentlich: Zum einen muß die Reflexion eines außerordentlich intensiven Laserstrahls an einer metallischen Oberfläche untersucht werden, da die Oberfläche durch Absorption starken thermischen Belastungen ausgesetzt ist. Zum anderen erfordert der Nachweis von Grundzustandsatomen eine neue Technologie. Der Nachweis ist möglich, indem die Atome durch einen von einer Elektronenkanone produzierten Elektronenstrahl ionisiert werden. Die Ionisierungsquerschnitte und die elastischen Streuquerschnitte sind aus der Plasmaphysik bekannt [129] und erscheinen für den Nachweis ausreichend. Die positiv geladenen Ionen können mit dem Atomdetektor nachgewiesen werden, indem sämtliche im Detektor auftretenden Potentialdifferenzen umgekehrt werden.

6.3 Integrierte Atomoptik

Der realisierte planare Wellenleiter für Atome stellt auch die Voraussetzungen bereit, um zu neuartigen atomoptischen Anwendungen überzugehen. Analog zur integrierten Optik [130], die durch Miniaturisierung aus der klassischen Optik entwickelt wurde, ist nun die Konzeption von „integrierter Atomoptik“ möglich. Wir verstehen darunter die Integration verschiedener atomoptischer Elemente auf einem miniaturisierten Substrat. Ähnliche Konzepte basieren auf stromdurchflossenen, teilweise lithographisch auf Oberflächen aufgebrachten Leiterbahnen oder Drähten [45, 131]. Diese Mikroelektromagneten wurden zur Reflexion von Atomen eingesetzt [46] und können durch geeignete magnetische Verschiebefelder verwendet werden, um Atome in einem Kanal oberhalb der Leiterbahn zu führen [55, 63].
Hierzu soll das bisher strukturlose Intensitätsprofil der stehenden optischen Lichtwelle, die den Wellenleiter aufbaut, mit einer Transmissionsmaske lateral strukturiert werden. Atome werden nach dem beschriebenen und demonstrierten Schema in den Wellenleiter geladen, aber ihre Ausbreitung wird durch dunkle Zonen eingeschränkt. Auf diese Weise können atomoptische Elemente durch die Einschränkung der atomaren Bewegung in der Ebene aufgebaut werden.
Geplant ist die Einrichtung einer Quellzone, in der Atome aus einer MOST in die Wellenleiterebene geladen werden. Aus diesem Quellbereich führt ein Auskoppelkanal, der durch einen Lichtmodulator geschaltet werden kann, zu weiteren Elementen wie Strahlteilern, Winkelstücken und Koppelelementen. Diese Elemente können wiederum zu komplexeren Elementen wie Interferometern oder Ringresonatoren kombiniert werden. In Abbildung 6.4 ist als Beispiel das Konzept eines Zweiwegeinterferometers dargestellt.
Die Kanäle und Elemente sind in ihrer lateralen Ausdehnung durch das Beugungslimit des Wellenleiterlichts begrenzt. Es erscheint dennoch möglich, die Modenstruktur der atomaren Bewegung neben der normalen auch in lateraler Richtung auf eine geringe Anzahl zu begrenzen, so daß quasi-eindimensionale Strukturen entstehen können.
Der von M. Hartl konzipierte und umgesetzte Atomdetektor [97] erlaubt die Charakterisierung von Atomreservoir und atomoptischen Elementen: Die Ortsauflösung des Atomdetektors macht Experimente zur integrierten Atomoptik erst möglich. So kann mit zeitlicher und räumlicher Auflösung der Fluß und die Geschwindigkeitsverteilung der aus der Quelle ausgekoppelten Atome gemessen werden, ebenso die laterale Dichteverteilung der Atome

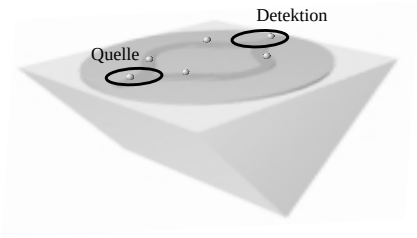

Abbildung 6.4: Ein mögliches komplexes Element der integrierten Atomoptik ist das miniaturisierte Atominterferometer. Hierfür werden dem bisher strukturlosen Wellenleiter durch eine Lichtmaske eine Quelle, eine Detektionszone sowie dazwischen zwei Interferometerarme aufgeprägt.

hinter den atomoptischen Elementen. Die Besetzung der unterschiedlichen Moden der atomaren Bewegung in normaler und lateraler Richtung kann durch langsames Absenken der optischen Potentiale mit der Ortsauflösung des Detektors untersucht werden. Die integrierte Atomoptik eröffnet insbesondere Möglichkeiten, Atome in Wellenleitern an Oberflächen als interferometrische Sensoren der Atom-Oberflächen-Wechselwirkung einzusetzen.

Anhang A

ATR-Spektren von Oberflächenplasmonen

In Lehrbüchern wie [80] werden Reflexion und Transmission an optischen Schichtsystemen zumeist für s-polarisertes Licht behandelt. Die Ergebnisse lassen sich unter Ausnutzung der Symmetrie der Maxwell-Gleichungen unmittelbar auf p-polarisiertes Licht übertragen, indem man das elektrische Feld $\mathbf{E}$ und das Magnetfeld $\mathbf{H}$ sowie die Materialkonstanten ϵ und $-\mu$ gegeneinander vertauscht.
Im folgenden wird zwischen Feldern unterschieden, die in positiver z-Richtung (H^+) und in negativer z-Richtung (H^-) propagieren. Es wird angenommen, daß die Medien unmagnetisch seien ($\mu = 1$). Die Symbole sind in Abbildung A.1 erläutert.

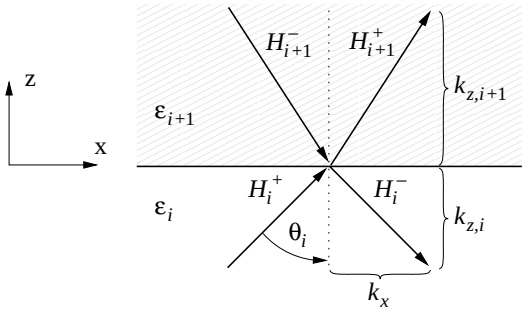

Abbildung A.1: Die Grenzfläche zwischen den Medien i und $i+1$ mit den jeweiligen **k**-*Vektoren. Die Komponente k_x bleibt beim Durchgang durch die Grenzschicht erhalten. Die H^+ und H^- sind die* Amplituden *der in positive bzw. negative z-Richtung propagierenden Magnetfelder.*

Die Tangentialkomponente des magnetischen Feldes an der Grenzfläche von der i-ten zur $(i+1)$-ten Schicht ist stetig,

$$H^+_{i+1} + H^-_{i+1} = H^+_i + H^-_i \ . \tag{A.1}$$

Als zweite Randbedingung muß der Energiestrom durch die Grenzfläche senkenfrei sein. Es

ergibt sich

$$H_{i+1}^{+} - H_{i+1}^{-} = \frac{\epsilon_{i+1}}{\epsilon_i} \frac{k_{z,i}}{k_{z,i+1}} (H_i^{+} - H_i^{-}) \tag{A.2}$$

mit den Dielektrizitätskonstanten ϵ_i und den Normalkomponenten der $\mathbf{k}$-Vektoren $k_{z,i}$ gemäß Gl. (3.39).
Aus diesen Randbedingungen ergeben sich die Feldamplituden in der $(i+1)$-ten Schicht aus denen der i-ten Schicht mit Hilfe einer Transfermatrix $\mathbf{T}_{i,i+1}$. Zur Verallgemeinerung auf ein Vielschichtsystem führt man die Matrix $\mathbf{\Phi}_i$ ein, die die Phasenentwicklung des Feldes innerhalb der Schicht der Dicke d_i beschreibt, also beispielsweise für ein Dreischichtsystem

$$\begin{pmatrix} H_0^{-} \\ H_0^{+} \end{pmatrix} = \mathbf{T}_{01} \mathbf{\Phi}_1 \mathbf{T}_{12} \begin{pmatrix} H_2^{-} \\ H_2^{+} \end{pmatrix} \tag{A.3}$$

mit den Matrizen

$$\mathbf{T}_{i,i+1} = \frac{1}{t_{i,i+1}} \begin{pmatrix} 1 & r_{i,i+1} \\ r_{i,i+1} & 1 \end{pmatrix} \quad \text{und} \quad \mathbf{\Phi}_i = \begin{pmatrix} \mathrm{e}^{ik_{z,i}d_i} & 0 \\ 0 & \mathrm{e}^{-ik_{z,i}d_i} \end{pmatrix} . \tag{A.4}$$

$t_{i,i+1}$ und $r_{i,i+1}$ sind Transmissions- und Reflexionskoeffizient für die *Amplitude des magnetischen Feldvektors* von p-polarisiertem Licht an der Grenzfläche der Medien i und $i+1$ und lauten

$$t_{i,i+1} = \frac{2\epsilon_{i+1} k_{z,i}}{\epsilon_{i+1} k_{z,i} + \epsilon_i k_{z,i+1}} \quad \text{und} \quad r_{i,i+1} = \frac{\epsilon_{i+1} k_{z,i} - \epsilon_i k_{z,i+1}}{\epsilon_{i+1} k_{z,i} + \epsilon_i k_{z,i+1}} \quad . \tag{A.5}$$

Zur Plasmonenanregung verwendet man ein Dreischichtsystem mit einer dielektrischen nullten Schicht, dem Metall als erster Schicht der Dicke d_1 und dem Vakuum als zweiter Schicht (siehe Abbildung 3.6). Mit der Bedingung, daß die Amplitude H_2^{-} in Gl. (A.3) verschwinden muß, berechnet man nun leicht die Reflexion des Schichtsystems zu

$$R = \left| \frac{H_0^{-}}{H_0^{+}} \right|^2 = \left| \frac{r_{01} + r_{12} \exp(2ik_{z,1}d_1)}{1 + r_{01} r_{12} \exp(2ik_{z,1}d_1)} \right|^2 \tag{A.6}$$

und erhält für die Überhöhung

$$T = \left| \frac{H_2^{+}}{H_0^{+}} \right|^2 = \left| \frac{t_{01} t_{12} \exp(ik_{z,1}d_1)}{1 + r_{01} r_{12} \exp(2ik_{z,1}d_1)} \right|^2 . \tag{A.7}$$

Die Reflexion R des Schichtsystems als Funktion des Winkels θ_0 kann als Fitfunktion für eine Messung der abgeschwächten Totalreflexion (ATR) verwendet werden, um den Real- und Imaginärteil der Dielektrizitätskonstante ϵ_1 sowie die Schichtdicke d_1 zu bestimmen (vgl. Abschnitt 4.5). Die Überhöhung T gibt das Verhältnis von evaneszenter Intensität an der Metall-Vakuum-Grenzschicht zu einfallender Intensität *vor dem Eintritt* in das Glasprisma an, also unmittelbar die physikalisch interessante Größe.

Anhang B

Streulichtcharakteristik

In diesem Abschnitt soll die Verteilung des Streulichts eines evaneszenten Feldes, das durch Streuung an Oberflächenrauhigkeiten entsteht, bestimmt werden. Die Rechnung wurde von C. Henkel durchgeführt [132]. Das evaneszente Feld wird durch resonante Anregung von Oberflächenplasmonen erzeugt.
Wir schreiben z für die Höhe über der Oberfläche und verwenden Großbuchstaben, $\mathbf{K}$ und $\mathbf{R}$, um Vektoren parallel zur Oberfläche $z = 0$ darzustellen. Der Ortsvektor lautet $\mathbf{r} = (\mathbf{R}, z)$, und $\mathbf{K}$ ist ein Wellenvektor in der Oberfläche.
Im folgenden wird die in [133] entwickelte Näherung verwendet, die davon Gebrauch macht, daß die Oberflächenrauhigkeit (typischerweise von der Größenordnung 1 nm) klein ist im Vergleich zur Wellenlänge des einfallenden Lichts. Dann ist die Amplitude des gestreuten elektrischen Feldes in erster Ordnung $E^{(1)}(\mathbf{K})$ proportional zum Fourier-Spektrum S des Oberflächenprofils. Die Oberflächenrauhigkeit wird durch die Mittelung über ein statistisches Ensemble modelliert, und es wird eine mittlere Streulichtintensität $I(\mathbf{r})$ berechnet.
Um die experimentelle Situation abzubilden, muß ein endlicher Strahlradius w berücksichtigt werden. Wenn w deutlich größer als die Wellenlänge des Lichts ist, kann angenommen werden, daß die mittlere Streulichtintensität die inkohärente Summe über gaußsche Strahlen ist, die in den Vakuumhalbraum oberhalb der Oberfläche propagieren. Man erhält dann für die Streulichtintensität den Ausdruck

$$I(\mathbf{r}) = \int\limits_{|\mathbf{K}| \leq k_0} \frac{d^2\mathbf{K}}{(2\pi)^2} \frac{T I_0}{\zeta^2} S(\mathbf{K} - \mathbf{K}_p) G(\mathbf{K}; \mathbf{r}) \ , \tag{B.1}$$

wobei k_0 die Wellenzahl des Oberflächenplasmons ist, ζ die Abfallänge des evaneszenten Feldes und $\mathbf{K}_p$ der Wellenvektor des Oberflächenplasmons in der Oberfläche. I_0 ist die Zentralintensität des einfallenden Lichtfeldes, mit dem die Oberflächenplasmonen angeregt werden, und T ist der Überhöhungsfaktor.
In Gl. (B.1) beschreibt $\mathbf{K}$ die Propagationsrichtung des gestreuten Lichts. $S(\mathbf{K} - \mathbf{K}_p)$ ist die für die Änderung des Wellenvektors $\mathbf{K} - \mathbf{K}_p$ ausgewertete Fourier-Komponente des Oberflächenprofils. $G(\mathbf{K}; \mathbf{r})$ ist die gaußsche Einhüllende des gestreuten Lichtstrahls mit Strahlradius w und Propagationsrichtung $\mathbf{K}$,

$$G(\mathbf{K}; \mathbf{r}) = \exp\left(-\frac{(\mathbf{R} - \mathbf{R}_0 - z\mathbf{K}/k_z)^2}{w^2}\right) \ , \tag{B.2}$$

wobei $\mathbf{R}_0$ das Strahlzentrum und k_z die z-Komponente des Wellenvektors des gestreuten Strahls ist.

Wir vereinfachen Gl. (B.1), indem wir annehmen, daß das gestreute Licht isotrop in den Vakuumhalbraum abgestrahlt wird, und vernachlässigen die $\mathbf{K}$-Abhängigkeit von $S(\mathbf{K} - \mathbf{K}_p)$. Wir beschränken uns weiterhin auf die Intensität auf der Achse und setzen deshalb $\mathbf{R} = \mathbf{R}_0$. Das Integral über $\mathbf{K}$ kann dann ausgeführt werden, und wir finden

$$I(z) = I_0 \left(\frac{\sigma_{\text{eff}}}{\zeta}\right)^2 \left(1 - \frac{z^2}{w^2} e^{z^2/w^2} E_1(z^2/w^2)\right) \quad . \tag{B.3}$$

Hier ist $E_1(x) = \int_x^\infty (e^{-t}/t)\, dt$ eine Integralexponentialfunktion [93] und $\sigma_{\text{eff}} = \sqrt{(k_0^2/4\pi^2)S}$ eine effektive rms-Rauhigkeit. Die Gl. (B.3) zeigt, daß die Streulichtintensität proportional zum Quadrat dieser effektiven Rauhigkeit ist. Die z-Abhängigkeit ist in Abbildung B.1 gezeigt, in der der Abstand z von der Oberfläche in Einheiten des Strahlradius w und die Streulichtintensität normiert auf den Wert an der Oberfläche $I(0)$ angegeben ist.

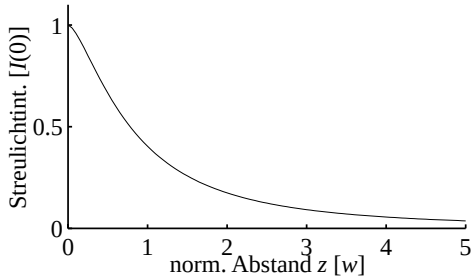

Abbildung B.1: Die (gemittelte) Streulichtintensität $I(z)$ auf der Achse als Funktion des Abstands von der Oberfläche.

Die Streulichtintensität nimmt für $z = 0$ den endlichen Wert $I_0(\sigma_{\text{eff}}/\zeta)^2$ an, fällt dann auf der Skala des Strahlradius w schnell ab und mündet im Fernfeld für $z \gg w$ in eine $1/z^2$-Abhängigkeit.

Anhang C

Lade- und Entladevorgang der MOT

Betrachten wir den Zerfall eines homogenen Atomensembles, so ist seine Dichte $n(t)$ abhängig von verschiedenen Verlusttermen. Die Differentialgleichung

$$\frac{dn(t)}{dt} = -\alpha n(t) - \beta n(t)^2 \tag{C.1}$$

beschreibt phänomenologisch die zeitliche Entwicklung der Atomzahldichte [134]. Der Verlustterm αn spiegelt die Einteilchenverluste wider, die von Penning-Kollisionen mit Atomen oder Molekülen X des thermischen Hintergrundgases herrühren:

$$\mathrm{Ar}^* + \mathrm{X} \mapsto \mathrm{Ar} + \mathrm{X}^+ + \mathrm{e}^- \ .$$

Der Term βn^2 beschreibt Zweiteilchenverluste, im Fall metastabiler Argonatome durch Penning-Kollision zweier metastabiler Atome

$$\mathrm{Ar}^* + \mathrm{Ar}^* \mapsto \mathrm{Ar} + \mathrm{Ar}^+ + \mathrm{e}^-$$

oder den ebenfalls möglichen Prozeß der assoziativen Ionisation

$$\mathrm{Ar}^* + \mathrm{Ar}^* \mapsto \mathrm{Ar}_2^+ + \mathrm{e}^- \ .$$

Dabei gehen jeweils beide Teilchen verloren.
In einer MOT ist die Atomzahldichte nicht homogen. Man beobachtet, daß für nicht zu hohe Atomzahlen (im sog. temperaturlimitierten Regime) die Dichteverteilung ein gaußsches Profil besitzt, und daß der Radius der Atomwolke unabhängig von der Teilchenzahl ist [111]. Man macht deshalb den Ansatz $n(\mathbf{r}, t) = n_0(t) \exp(-\mathbf{r}^2/2\sigma^2)$. $n_0(t)$ ist die Dichte im Fallenzentrum. Gegebenenfalls kann dieser Ansatz etwas allgemeiner mit verschiedenen Breiten σ für die drei Dimensionen geschrieben werden.
Diesen Ansatz setzt man in Gl. (C.1) ein und eliminiert die Ortsabhängigkeit durch Integration über den gesamten Raum. Man erhält dann als Gleichung für die Zentraldichte

$$\frac{dn_0(t)}{dt} = -\alpha n_0(t) - \frac{\beta n_0(t)^2}{2\sqrt{2}} \ . \tag{C.2}$$

Die Zweiteilchenverluste sind gegenüber dem homogenen Fall reduziert, weil der Ansatz eine Mittelung über das Fallenvolumen impliziert.

Führt man an dieser Stelle verallgemeinernd eine konstante Laderate L ein, bezogen auf das Fallenvolumen $V = (2\pi)^{3/2}\sigma^3$, erhält man eine allgemeinere Gleichung für die zentrale Dichte,

$$\frac{dn_0(t)}{dt} = \frac{L}{V} - \alpha n_0(t) - \frac{\beta n_0(t)^2}{2\sqrt{2}} \,. \tag{C.3}$$

Für diese Ratengleichung existiert eine analytische Lösung, die hier nicht angegeben werden soll. Interessante Grenzfälle liegen im Gleichgewicht und für kurze Ladezeiten vor. Im Gleichgewicht gilt

$$n_{0,\mathrm{st}} = -\frac{\sqrt{2}\alpha}{\beta} + \sqrt{\frac{2\alpha^2}{\beta^2} + \frac{2\sqrt{2}L}{\beta V}} \,. \tag{C.4}$$

Im Grenzfall großer Laderaten, d. h. für Penning-limitierte Fallen, ergibt sich im Gleichgewicht

$$n_0 \propto \sqrt{L} \quad \text{für} \quad t \to \infty \,, \quad L \gg \frac{\alpha^2 V}{\sqrt{2}\beta} \,. \tag{C.5}$$

Für kurze Ladezeiten steigt die zentrale Atomzahldichte linear mit der Laderate,

$$\frac{dn_0(t)}{dt} \propto L \quad \text{für} \quad t \to 0 \,, \quad n_0(0) = 0 \,. \tag{C.6}$$

Gemäß der Annahme, daß das Volumen der Falle unabhängig von der Teilchenzahl ist, lassen sich die Gleichungen (C.2) bis (C.6) auch für die Atomzahl $N = n_0 V$ schreiben.
Im Zusammenhang mit der Charakterisierung der MOT für das Wellenleiterexperiment wurden die Parameter α und β durch Beobachtung von Atomzahlen beim Lade- und Entladeprozeß bestimmt [110]. Sie betragen

$$\alpha = (1,0 \pm 0,1)\ \mathrm{s}^{-1} \,, \tag{C.7}$$

$$\beta = (1,4 \pm 0,2)\ 10^{-8}\ \mathrm{cm}^3\mathrm{s}^{-1} \tag{C.8}$$

und befinden sich in guter Übereinstimmung mit den älteren Meßdaten aus [96]. Als Laderate wurde $L = (3,3 \pm 0,1)\ 10^7\ \mathrm{s}^{-1}$ bestimmt. Bei dieser Messung lagen typische Parameter der MOT vor. Im einzelnen war der axiale Feldgradient $dB/dz = 5$ G/cm, die Verstimmung der MOT-Laserstrahlen betrug $\delta_L = -1,5\,\Gamma$, und der Sättigungsparameter war $I/I_s = 17$ pro Strahl. Der Wert für α stimmt sehr gut mit dem Inversen der mittleren Lebensdauer überein, die aufgrund des Hintergrundgasdruckes zu erwarten ist.

Literaturverzeichnis

[1] R. Frisch, J. Phys. **86,** 42 (1933).

[2] C. S. Adams, M. Sigel und J. Mlynek, Phys. Rep. **240,** 145 (1994), und Referenzen dort.

[3] C. S. Adams und E. Riis, Prog. Quantum Electron. **21,** 1 (1997), und Referenzen dort.

[4] S. Chu, J. E. Bjorkholm, A. Ashkin und A. Cable, Phys. Rev. Lett. **57,** 314 (1986).

[5] E. L. Raab, M. Prentiss, A. Cable, S. Chu und D. E. Pritchard, Phys. Rev. Lett. **59,** 2631 (1987).

[6] M. H. Anderson, J. R. Ensher, M. R. Matthews, C. E. Wieman und E. A. Cornell, Science **269,** 198 (1995);
C. C. Bradley, C. A. Sackett, J. J. Tollett und R. G. Hulet, Phys. Rev. Lett. **75,** 1687 (1995);
K. B. Davis, M.-O. Mewes, M. R. Andrews, N. J. van Druten, D. S. Durfee, D. M. Kurn und W. Ketterle, *ibd.* **75,** 3969 (1995).

[7] A. Einstein, Sitzungsber. Kgl. Preuss. Akad. Wiss. **1924,** 261 (1924);
S. N. Bose, Z. Phys. **26,** 178 (1924).

[8] H. F. Hess, Phys. Rev. B **34,** 3476 (1986).

[9] D. G. Fried, T. C. Killian, L. Willmann, D. Landhuis, S. C. Moss, D. Kleppner und T. J. Greytag, Phys. Rev. Lett. **81,** 3811 (1998).

[10] D. M. Stamper-Kurn, M. R. Andrews, A. P. Chikkatur, S. Inouye, H.-J. Miesner, J. Stenger und W. Ketterle, Phys. Rev. Lett. **80,** 2027 (1998).

[11] I. Bloch, T. W. Hänsch und T. Esslinger, Phys. Rev. Lett. **82,** 3008 (1999).

[12] M.-O. Mewes, M. R. Andrews, D. M. Kurn, D. S. Durfee, C. G. Townsend und W. Ketterle, Phys. Rev. Lett. **78**, 582 (1997).

[13] E. W. Hagley, L. Deng, M. Kozuma, J. Wen, K. Helmerson, S. L. Rolston und W. D. Phillips, Science **283,** 1706 (1999).

[14] Y. Castin, J. I. Cirac und M. Lewenstein, Phys. Rev. Lett. **80,** 5305 (1998).

[15] H. Perrin, A. Kuhn, I. Bouchoule, T. Pfau und C. Salomon, Europhys. Lett. **46,** 141 (1999).

[16] U. Janicke und M. Wilkens, Europhys. Lett. **35,** 561 (1996).

[17] J. I. Cirac, M. Lewenstein und P. Zoller, Europhys. Lett. **35,** 647 (1996).

[18] T. Pfau und J. Mlynek in *OSA Trends in Optics and Photonics,* Bd. 7, herausgegeben von K. Burnett, S. 33 (Optical Society of America, Washington, DC, 1996).

[19] J. Williams, R. Walser, C. Wieman, J. Cooper und M. Holland, Phys. Rev. A **57,** 2030 (1998).

[20] H. M. Wiseman und M. J. Collett, Phys. Lett. A **202,** 246 (1995).

[21] Ch. J. Bordé, Phys. Lett. A **204,** 217 (1995).

[22] R. J. C. Spreeuw, T. Pfau, U. Janicke und M. Wilkens, Europhys. Lett. **32,** 469 (1995).

[23] M. Olshanii, Y. Castin und J. Dalibard in *Proceedings of the XIIth International Conference on Laser Spectroscopy,* herausgegeben von M. Inguscio, M. Allegrini und A. Sasso, S. 7 (World Scientific, Singapore, 1996).

[24] A. M. Guzmán, N. Moore und P. Meystre, Phys. Rev. A **53,** 977 (1996).

[25] M. Holland, K. Burnett, C. Gardiner, J. I. Cirac und P. Zoller, Phys. Rev. A **54,** R1757 (1996).

[26] M. J. Renn, D. Montgomery, O. Vdovin, D. Z. Anderson, C. E. Wieman und E. A. Cornell, Phys. Rev. Lett. **75,** 3253 (1995).

[27] M. J. Renn, E. A. Donley, E. A. Cornell, C. E. Wieman und D. Z. Anderson, Phys. Rev. A **53,** R648 (1996).

[28] H. Ito, T. Nakata, K. Sakaki, M. Ohtsu, K. I. Lee und W. Jhe, Phys. Rev. Lett. **76,** 4500 (1996).

[29] Yu. B. Ovchinnikov, S. V. Shul'ga und V. I. Balykin, J. Phys. B **24,** 3173 (1991).

[30] P. Desbiolles und J. Dalibard, Opt. Commun. **132,** 540 (1996).

[31] W. L. Power, T. Pfau, and M. Wilkens, Opt. Commun. **143,** 125 (1997).

[32] E. A. Hinds, M. G. Boshier und I. G. Hughes, Phys. Rev. Lett. **80,** 645 (1998).

[33] R. J. Cook und R. K. Hill, Opt. Commun. **43,** 258 (1982).

[34] V. I. Balykin, V. S. Letokhov, Yu. B. Ovchinnikov und A. I. Sidorov, JETP Lett. **45,** 353 (1987).

[35] M. Kasevich, D. Weiss und S. Chu, Opt. Lett. **15,** 607 (1990).

[36] C. G. Aminoff, A. M. Steane, P. Bouyer, P. Desbiolles, J. Dalibard und C. Cohen-Tannoudji, Phys. Rev. Lett. **71,** 3083 (1993).

[37] W. Seifert, R. Kaiser, A. Aspect und J. Mlynek, Opt. Commun. **111,** 566 (1994).

[38] T. Esslinger, M. Weidemüller, A. Hemmerich und T. W. Hänsch, Opt. Lett. **18,** 450 (1993).

[39] S. Feron, J. Reinhardt, S. Le Boiteux, O. Gorceix, J. Baudon, M. Ducloy, J. Robert, Ch. Miniatura, S. Nic Chormaic, H. Haberland und V. Lorent, Opt. Commun. **102,** 83 (1993).

[40] W. Seifert, C. S. Adams, V. I. Balykin, C. Heine, Yu. Ovchinnikov und J. Mlynek, Phys. Rev. A **49,** 3814 (1994).

[41] Eine Übersicht findet man in J. P. Dowling und J. Gea-Banacloche, Adv. At. Mol. Opt. Phys. **37,** 1 (1996).

[42] T. M. Roach, H. Abele, M. G. Boshier, H. L. Grossman, K. P. Zetie und E. A. Hinds, Phys. Rev. Lett. **75,** 629 (1995).

[43] C. V. Saba, P. A. Barton, M. G. Boshier, I. G. Hughes, P. Rosenbusch, B. E. Sauer und E. A. Hinds, Phys. Rev. Lett. **82,** 468 (1999).

[44] A. I. Sidorov, R. J. McLean, W. J. Rowlands, D. C. Lau, J. E. Murphy, M. Walkiewicz, G. I. Opat und P. Hannaford, Quantum Semiclass. Opt. **8,** 713 (1996).

[45] M. Drndic, K. S. Johnson, J. H. Thywissen, M. Prentiss und R. M. Westervelt, Appl. Phys. Lett. **72,** 2906 (1998).

[46] K. S. Johnson, M. Drndic, J. H. Thywissen, G. Zabow, R. M. Westervelt und M. Prentiss, Phys. Rev. Lett. **81,** 1137 (1998).

[47] M. Drndic, G. Zabow, C. S. Lee, J. H. Thywissen, K. S. Johnson, M. Prentiss, R. M. Westervelt, P. D. Featonby, V. Savalli, L. Cognet, K. Helmerson, N. Westbrook, C. I. Westbrook, W. D. Phillips und A. Aspect, *Properties of microelectromagnet mirrors as reflectors of cold Rb atoms,* zur Veröffentlichung in Phys. Rev. Lett. eingereicht.

[48] K. Helmerson, S. Rolston, L. Goldner und W. D. Phillips, Poster auf dem *Workshop on Optics and Interferometry with Atoms,* Insel Reichenau, Deutschland, Juni 1992; K. Helmerson, S. Rolston, L. Goldner und W. D. Phillips in *Quantum Electronics and Laser Science Conference,* Bd. 12, S. 209, 1993 OSA Technical Digest Series (Optical Society of America, Washington DC, 1993).

[49] J. Söding, R. Grimm und Yu. B. Ovchinnikov, Opt. Commun. **119,** 652 (1995).

[50] P. Desbiolles, M. Arndt, P. Szriftgiser und J. Dalibard, Phys. Rev. A **54,** 4292 (1996).

[51] D. V. Laryushin, Yu. B. Ovchinnikov, V. I. Balykin und V. S. Letokhov, Opt. Commun. **135,** 138 (1997).

[52] Yu. B. Ovchinnikov, I. Manek und R. Grimm, Phys. Rev. Lett. **79,** 2225 (1997).

[53] I. Manek, U. Moslener, M. Hammes und R. Grimm, Vortrag SYBE 2.2 auf der *63. Physikertagung in Heidelberg,* Verhandl. DPG **34,** 521 (1999);
R. Grimm, persönliche Mitteilung.

[54] D. Schneble, H. Gauck, M. Hartl, T. Pfau und J. Mlynek, *Optical atom traps at surfaces,* in *Proceedings of the International School of Physics „Enrico Fermi“ on „Bose-Einstein Condensation in Atomic Gases“,* herausgegeben von M. Inguscio, S. Stringari und C. Wieman, im Druck.

[55] W. Hänsel, J. Reichel und T. W. Hänsch, Vortrag Q 23.5 auf der *63. Physikertagung in Heidelberg,* Verhandl. DPG **34,** 400 (1999).

[56] P. A. Crowell und J. D. Reppy, Phys. Rev. Lett. **70,** 3291 (1993).

[57] I. F. Silvera in *Bose-Einstein Condensation,* herausgegeben von A. Griffin, D. W. Snoke und S. Stringari, S. 160 (Cambridge University Press, Cambridge, England, 1995).

[58] A. I. Safonov, S. A. Vasilyev, I. S. Yasnikov, I. I. Lukashevich und S. Jaakkola, Phys. Rev. Lett. **81,** 4545 (1998).

[59] T. Günzler, B. Bitnar, G. Mistura, S. Neser und P. Leiderer, Surf. Sci. **361/362,** 831 (1996).

[60] K. v. Klitzing, G. Dorda und M. Pepper, Phys. Rev. Lett. **45,** 494 (1980).

[61] D. C. Tsui, H. L. Stormer und A. C. Gossard, Phys. Rev. Lett. **48,** 1559 (1982).

[62] J. Schmiedmayer, Eur. Phys. J. D **4,** 57 (1998).

[63] J. Denschlag, D. Cassettari und J. Schmiedmayer, Phys. Rev. Lett. **82,** 2014 (1999).

[64] C. Cohen-Tannoudji, J. Dupont-Roc und G. Grynberg, *Atom-Photon Interactions. Basic Processes and Applications* (Wiley Interscience, New York, 1992).

[65] P. Meystre, M. Sargent III, *Elements of Quantum Optics* (Springer, New York, 1991).

[66] V. Weisskopf und E. Wigner, Z. Phys. **63,** 54 (1930).

[67] A. Messiah, *Quantenmechanik,* Bd. 2 (de Gruyter, Berlin, 1979).

[68] B. R. Mollow, Phys. Rev. **188,** 1969 (1969).

[69] T. W. Hänsch und A. L. Schawlow, Opt. Commun. **13,** 68 (1975).

[70] D. Wineland und H. Dehmelt, Bull. Am. Phys. Soc. **20,** 637 (1975).

[71] P. D. Lett, W. D. Phillips, S. L. Rolston, C. E. Tanner, R. N. Watts und C. I. Westbrook, J. Opt. Soc. Am. B **6,** 2084 (1989).

[72] S. Chu, L. Hollberg, J. E. Bjorkholm, A. Cable und A. Ashkin Phys. Rev. Lett. **55,** 48 (1985).

[73] Siehe die Danksagung in [5].

[74] W. D. Phillips und H. Metcalf, Phys. Rev. Lett. **48,** 596 (1982).

[75] W. Ertmer, R. Blatt, J. L. Hall und M. Zhu, Phys. Rev. Lett. **54,** 996 (1985).

[76] P. D. Lett, R. N. Watts, C. I. Westbrook und W. D. Phillips, Phys. Rev. Lett. **61,** 169 (1988).

[77] J. Dalibard und C. Cohen-Tannoudji, J. Opt. Soc. Am. B **6,** 2023 (1989).

[78] A. Aspect, E. Arimondo, R. Kaiser, N. Vansteenkiste und C. Cohen-Tannoudji, Phys. Rev. Lett. **61,** 826 (1988).

[79] M. Kasevich und S. Chu, Phys. Rev. Lett. **69,** 1741 (1992).

[80] M. Born und E. Wolf, *Principles of Optics* (Pergamon Press, Oxford, 1980).

[81] R. Kaiser, Y. Lévy, N. Vansteenkiste, A. Aspect, W. Seifert, D. Leipold und J. Mlynek, Opt. Commun. **104,** 234 (1994).

[82] G. Labeyrie, A. Landragin, J. von Zanthier, R. Kaiser, N. Vansteenkiste, C. Westbrook und A. Aspect, Quantum Semiclass. Opt. **8,** 603 (1996).

[83] H. Raether, *Surface Plasmons on Smooth and Rough Surfaces and on Gratings* (Springer, Berlin, 1988).

[84] S. Herminghaus, *Oberflächenplasmonen. Eine empfindliche Sonde für zeitauflösende Grenzflächenphysik,* Dissertation am Fachbereich Physik der Johannes-Gutenberg-Universität in Mainz, 1989 (unveröffentlicht).

[85] P. B. Johnson und R. W. Christy, Phys. Rev. B **6,** 4370 (1972).

[86] E. A. Hinds und V. Sandoghdar, Phys. Rev. A **43,** 398 (1991).

[87] D. Meschede, W. Jhe und E. A. Hinds, Phys. Rev. A **41,** 1587 (1990).

[88] W. L. Wiese, J. W. Brault, K. Danzmann, V. Helbig und M. Kock, Phys. Rev. A **39,** 2461 (1989).

[89] R. W. Molof, H. L. Schwartz, T. M. Miller und B. Bederson, Phys. Rev. A **10,** 1131 (1974).

[90] R. H. Garstang und J. van Blerkom, J. Opt. Soc. Am. **55,** 1054 (1965).

[91] H. Katori und F. Shimizu, Phys. Rev. Lett. **70,** 3545 (1993).

[92] N. E. Small-Warren und L.-Y. Chow Chiu, Phys. Rev. A **11,** 1777 (1975).

[93] *Handbook of Mathematical Functions,* herausgegeben von M. Abramowitz und I. A. Stegun (Dover, New York, 1965).

[94] T. Müller-Seydlitz, *Ultrakalte Argonatome in optischen Gittern,* Dissertation an der Fakultät für Physik der Universität Konstanz, Februar 1997 (Ufo-Verlag, Allensbach, 1997).

[95] T. M. Miller und B. Bederson, Adv. At. Mol. Opt. Phys. **13,** 1 (1977).

[96] A. Schnetz, *Aufbau und Charakterisierung einer magneto-optischen Falle für metastabile Argon-Atome,* Dissertation an der Fakultät für Physik der Universität Konstanz, Mai 1995 (unveröffentlicht).

[97] M. Hartl, *Ein Wellenleiter für Atome,* Dissertation an der Fakultät für Physik der Universität Konstanz, in Vorbereitung.

[98] C. Monroe, W. Swann, H. Robinson und C. Wieman, Phys. Rev. Lett. **65,** 1571 (1990).

[99] J. Kawanaka, M. Hagiuda, K. Shimizu, F. Shimizu und H. Takuma, Appl. Phys. B **56,** 21 (1993).

[100] K. B. MacAdam, A. Steinbach und C. Wieman, Am. J. Phys. **60,** 1098 (1992).

[101] J.-P. Bouyer, Ann. Phys. Fr. **18,** 89 (1993).

[102] T. Ikegami, S. Sudo und Y. Sakai, *Frequency Stabilization of Semiconductor Laser Diodes* (Artech House, Boston, 1995).

[103] M. E. Kaminsky, R. T. Hawkins, F. V. Kowalski und A. L. Schawlow, Phys. Rev. Lett. **36,** 671 (1976).

[104] D. Cotter, J. Opt. Commun. **4,** 10 (1983).

[105] J. Nellessen, J. H. Müller, K. Sengstock und W. Ertmer, J. Opt. Soc. Am. B **6,** 2149 (1989).

[106] A. Aspect, N. Vansteenkiste, R. Kaiser, H. Haberland und M. Karrais, Chem. Phys. **145,** 307 (1990).

[107] F. Shimizu, K. Shimizu und H. Takuma, Chem. Phys. **145,** 327 (1990).

[108] M. D. Hoogerland, J. P. J. Driessen, E. J. D. Vredenbregt, H. J. L. Megens, M. P. Schuwer, H. C. W. Beijerinck und K. A. H. van Leeuwen, Appl. Phys. B **62,** 323 (1996).

[109] B. Albrecht, *Atomstrahlkollimation durch Laserkühlung mit verkippten Spiegeln,* Diplomarbeit an der Fakultät für Physik der Universität Konstanz, April 1997 (unveröffentlicht).

[110] H. Schnitzler, *Wellenleiterexperimente mit metastabilen Argon-Atomen,* Diplomarbeit an der Fakultät für Physik der Universität Konstanz, April 1998 (unveröffentlicht).

[111] C. G. Townsend, N. H. Edwards, C. J. Cooper, K. P. Zetie, C. J. Foot, A. M. Steane, P. Szriftgiser, H. Perrin und J. Dalibard, Phys. Rev. A **52,** 1423 (1995).

[112] Ch. Kurtsiefer und J. Mlynek, Appl. Phys. B **64,** 85 (1997).

[113] Verkaufsprospekt *Long-Life Microchannel Plates,* Firma Galileo.

[114] H. Hotop in *Experimental Methods in the Physical Sciences,* Bd. 29B, herausgegeben von F. B. Dunning und R. G. Hulet, S. 191 (Academic Press, San Diego, 1996).

[115] S. Schohl, D. Klar, T. Kraft, H. A. J. Meijer, M.-W. Ruf, U. Schmitz, S. J. Smith und H. Hotop, Z. Phys. D **21,** 25 (1991).

[116] G. Weissmann, J. Ganz, A. Siegel, H. Waibel und H. Hotop, Opt. Commun. **49,** 335 (1984).

[117] Katalog Schott Optisches Glas, 1992.

[118] D. Schneble, persönliche Mitteilung.

[119] E. Kretschmann, Z. Phys. **241,** 313 (1971).

[120] U. Schröder, Surf. Sci. **102,** 118 (1981).

[121] G. Barton, Proc. R. Soc. Lond. A **410,** 141 (1987).

[122] H. Conrad, G. Ertl, J. Küppers, W. Sesselmann, B. Woratschek und H. Haberland, Surf. Sci. **117,** 98 (1982).

[123] W. C. Walker, O. P. Rustgi und G. L. Weissler, J. Opt. Soc. Am. **49,** 471 (1959).

[124] C. Henkel und M. Wilkens, *Heating of trapped atoms near thermal surfaces,* zur Veröffentlichung in Europhys. Lett. eingereicht.

[125] T. Müller-Seydlitz, M. Hartl, B. Brezger, H. Hänsel, C. Keller, A. Schnetz, R. J. C. Spreeuw, T. Pfau und J. Mlynek, Phys. Rev. Lett. **78,** 1038 (1997).

[126] D. Schneble, *Magneto-optische Atomfalle an einer Oberfläche,* Diplomarbeit an der Fakultät für Physik der Universität Konstanz, Januar 1997 (unveröffentlicht).

[127] M. Chevrollier, E. G. Lima, O. Di Lorenzo, A. Lezama und M. Oriá, Opt. Commun. **136,** 22 (1997).

[128] V. Bagnato und D. Kleppner, Phys. Rev. A **44,** 7439 (1991).

[129] J. Seidel und B. Wende, *Plasmen,* in *Bergmann · Schäfer, Lehrbuch der Experimentalphysik,* Bd. 5, herausgegeben von W. Raith, S. 97 (de Gruyter, Berlin, 1992).

[130] Siehe z. B. R. G. Hunsperger, *Integrated Optics: Theory and Technology* (Springer, Berlin, 1985).

[131] J. Denschlag, G. Umshaus und J. Schmiedmayer, Phys. Rev. Lett. **81,** 737 (1998).

[132] C. Henkel, R. Adams, H. Gauck, D. Schneble, T. Pfau, C. I. Westbrook und J. Mlynek, Poster Q 39.3 auf der *63. Physikertagung in Heidelberg,* Verhandl. DPG **34,** 416 (1999).

[133] C. Henkel, K. Mølmer, R. Kaiser, N. Vansteenkiste, C. I. Westbrook und A. Aspect, Phys. Rev. A **55,** 1160 (1997).

[134] F. Bardou, O. Emile, J.-M. Courty, C. I. Westbrook und A. Aspect, Europhys. Lett. **20,** 681 (1992).

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich all jenen danken, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben:

Herrn Mlynek dafür, daß er mir die Möglichkeit gegeben hat, mich an seinem Lehrstuhl mit Atomoptik zu beschäftigen, für die ausgezeichneten Arbeitsbedingungen in einer internationalen Atmosphäre und nicht zuletzt für die Denkanstöße auch jenseits der Physik;

Tilman Pfau für die anregenden Diskussionen und manch visionäre Idee;

Unserem Postdoc Richard Adams sowie meinen Diplomanden und Kollegen Dominik Schneble, Benno Albrecht, Harald Schnitzler und Kay Orgassa für die engagierte Mitarbeit, die ganz wesentlich in diese Arbeit eingeflossen ist;

Den Alumnis, insbesondere Michael Hartl für die gute Zusammenarbeit auch in schwierigen Phasen, Christian Kurtsiefer für seinen Einsatz und die allzeit gute Atmosphäre, Stephan Nowak für die freundschaftliche Labor- und Büronachbarschaft;

William Power dafür, daß er mit seinen Simulationen des Wellenleiterexperimentes zu einem tieferen Verständnis der limitierenden Prozesse und zur Entwicklung möglicher Perspektiven beigetragen hat, und Carsten Henkel für gewinnbringende Diskussionen über Oberflächenplasmonen und die Reflexion von Atomen;

Björn Brezger für die freundliche Überlassung des Programmes zur Diagonalisierung des vollständigen Hamilton-Operators, das mir bei der Untersuchung des Reflexionsprozesses eine große Hilfe war;

Den Korrekturlesern Stephan Nowak, Dominik Schneble und Tilman Pfau, die nochmals Anregungen für fruchtbare Diskussionen gaben und die Lesbarkeit dieser Arbeit durch ihre Hinweise erhöhten;

Für die technische Unterstützung Stefan Hahn und den Werkstätten der Universität, die durch ihre kompetente und hochqualifizierte Arbeit zum Erfolg der Arbeiten entscheidend beigetragen haben;

Allen unerwähnt gebliebenen Kollegen und Freunden für die angenehme Atmosphäre diesseits und jenseits der Physik;

Der Studienstiftung des deutschen Volkes für die finanzielle und ideelle Unterstützung in Studium und Promotion;

Sowie last, not least Letizia für die partnerschaftliche Unterstützung in allen Lebenslagen, die Geduld und die Einfühlsamkeit in den weniger erfreulichen Tagen und die gemeinsame Freude über die Erfolge.