

Erzeugung eines ultrakalten Gases fermionischer Kaliumatome im optischen Dipolfallenpotential

Dissertation

zur

Erlangung des Doktorgrades (Dr. rer. nat.)

der

Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät

der

Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn

vorgelegt von

Christian Bolkart

aus

Leutkirch im Allgäu

Bonn, Februar 2011

Angefertigt mit Genehmigung der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät der
Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn

1. Gutachter: Prof. Dr. Martin Weitz
2. Gutachter: Prof. Dr. Dieter Meschede
Tag der Promotion: 12. Mai 2011
Erscheinungsjahr: 2011

Diese Dissertation ist auf dem Hochschulschriftenserver der ULB Bonn
<http://hss.ulb.unibonn.de/diss> online elektronisch publiziert.

Zusammenfassung

Kalte Atome können durch das induzierte elektrische Dipolmoment in Lichtfeldern gefangen werden. Liegt die Frequenz der verwendeten Lichtfelder sehr weit unterhalb aller elektronischen atomaren Resonanzen, so entsteht eine sogenannte quasi-elektrostatische Dipolfalle. Sie eignet sich durch ihre nahezu vollkommene Dissipationsfreiheit aufgrund der zu vernachlässigenden spontanen Photonenstreuung sehr gut zur Speicherung und Manipulation von kalten Atomen. Ferner lassen sich lange Speicherzeiten für die darin gefangenen Atome erzielen, wodurch ein erzwungenes Verdampfungskühlen der eingeschlossenen Atome bis hin zur Quantenentartung möglich ist.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde eine neue experimentelle Apparatur entworfen und aufgebaut, in der sich fermionische Kaliumatome des Isotops ^{40}K in einer quasi-elektrostatischen Dipolfalle speichern und evaporativ kühlen lassen. Die optische Dipolfalle wird durch den Fokus eines gaußförmigen Laserstrahl eines CO_2 -Lasers der Wellenlänge $10,6\ \mu\text{m}$ mit $135\ \text{W}$ Leistung erzeugt. Bei einem Strahlradius von $25\ \mu\text{m}$ im Fokus beträgt die Falltiefe $k_{\text{B}} \times 4\ \text{mK}$. Aus einer komprimierten magneto-optischen Falle werden bis zu $5,5 \times 10^5$ Atome bei einer Temperatur von etwa $700\ \mu\text{K}$ in diese Dipolfalle transferiert. Durch optisches Pumpen lässt sich der energetisch niedrigste Grundzustand in ^{40}K bevölkern, wodurch Verlustprozesse durch hyperfeinstrukturändernde Stöße unterbunden werden. In Kombination mit dem geringen Hintergrundgasdruck in der Vakuumapparatur lassen sich für die Atome in der quasi-elektrostatischen Dipolfalle Speicherzeiten von einer Minute erzielen. Dadurch wird es möglich, die fermionischen Kaliumatome mit einer erzwungenen Evaporation auf Temperaturen von $140\ \text{nK}$ abzukühlen. Diese, mittels rein optischer Methoden realisierte, Verdampfungskühlung basiert auf der kontinuierlichen Reduktion des einschließenden optischen Potentials. Mit dieser Technik ist es im Rahmen dieser Arbeit erfolgreich gelungen, die fermionischen Kaliumatome bis an die Grenze der Quantenentartung abzukühlen.

Zukünftig sollten sich durch die Verwendung einer zusätzlichen magnetischen Quadrupolfalle die anfängliche Teilchenzahl in der optischen Dipolfalle deutlich erhöhen lassen, wodurch eine Kühlung bis weit in den quantenentarteten Bereich möglich werden sollte. Quantenentartete Fermi-Gase stellen ein attraktives System zur Untersuchung stark korrelierter Quantenmaterie in periodischen optischen Gittern dar.

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung	1
2. Fermi-Gase	7
2.1. Fermi-Dirac-Statistik	7
2.2. Grundzustands-Fermi-Gas in einer harmonischen Falle	9
2.3. Schwach angeregtes Fermi-Gas und Grenzfall hoher Temperaturen	11
3. Experimentelle Methoden	17
3.1. Fermionisches Kalium	17
3.2. Verwendete Atomfallen	19
3.2.1. Funktionsprinzip der magneto-optischen Falle und der dunklen-magneto-optischen Falle	19
3.2.2. Funktionsprinzip der zweidimensionalen magneto-optischen Falle	25
3.2.3. Optische Dipolfallen	27
3.3. Verwendete Analysetechniken ultrakalter atomarer Ensembles	33
3.3.1. Absorptionsabbildung	33
3.3.2. Temperaturbestimmung	34
3.3.3. Fluoreszenzmessung	36
3.4. Bestimmung atomarer Vibrationsfrequenzen im Dipolfallenpotential	37
3.5. Berechnung der Phasenraumdichte	38
4. Experimenteller Aufbau	41
4.1. Vakuumsystem	41
4.1.1. Vorvakuumkammer	41
4.1.2. Kalium-Dispensoren	43
4.1.3. Differentielle Pumpstrecke	43
4.1.4. Experimentierkammer	44
4.1.5. Vakuumpumpen	47
4.2. Optischer Aufbau	48
4.2.1. Referenzlaser	48
4.2.2. Magneto-optische Falle	51
4.2.3. Zweidimensionale magneto-optische Falle	55
4.2.4. CO ₂ -Laser Dipolfallenlasersystem	57
4.2.5. Absorptionsabbildung	61
4.2.6. Fluoreszenzmessung	62
5. Messungen zur evaporativen Kühlung von Atomen in der optischen Dipolfalle	63
5.1. Präparation	63
5.2. Umladen der Atome in die optische Dipolfalle	65
5.3. Speicherzeit von Atomen in der CO ₂ -Laser Dipolfalle	69

5.4. Evaporatives Kühlen	71
6. Ausblick	85
A. Eigenschaften von atomarem Kalium	87
A.1. Allgemeine Eigenschaften	87
A.2. Optische Eigenschaften von ^{40}K	87
A.3. Polarisierbarkeit	88
B. Magnetfeldspulen	91
C. Experimentsteuerung	95
D. Grundlagen der Hochvakuumphysik	97
D.1. Grundbeziehungen	97
D.2. Leitfähigkeit	97
D.3. Pumpleistung	98
D.4. Ausheizen des Vakuumsystems	99
E. Literaturverzeichnis	101

1. Einleitung

Ein faszinierender Aspekt an Experimenten mit ultrakalten Atomen ist die Möglichkeit, mittels eines sehr gut kontrollierbaren, künstlichen Quantensystems andere, experimentell schwer zugängliche Vielteilchensysteme zu simulieren und Fragestellungen u.a. aus der theoretischen Festkörperphysik zu beantworten.

Mit der Erzeugung von Bose-Einstein-Kondensaten in verdünnten atomaren Gasen im Jahr 1995 durch die Arbeitsgruppen um C. Wieman, E.A. Cornell [1] und W. Ketterle [2] wurde es möglich, grundlegende quantenmechanische Phänomene, wie z.B. die auf Kohärenz basierende Materiewelleninterferenz bei Atomlasern [3, 4], den Phasenübergang zum Mott-Isolator [5], die Suprafluidität [6] und die Ausbildung quantisierter Vortizes [7] an einem sehr reinen Modellsystem zu untersuchen. Die Gemeinsamkeit all dieser Phänomene ist die Existenz einer kohärenten und makroskopischen Wellenfunktion. In diesen verdünnten Gasen wird der Vielteilchen-Aspekt eines Bose-Einstein-Kondensats auf eine effektive Einteilchen-Beschreibung reduziert, die qualitativ durch die Gross-Pitaevskii-Gleichung beschrieben wird. Interatomare Wechselwirkungen führen zu der Bogoliubov-Theorie schwach wechselwirkender Bose-Gase und sind ebenfalls gut verstanden [8].

Die Hauptmotivation fermionische Quantensysteme zu studieren ist in vielerlei Hinsicht komplementär zu bosonischen Systemen. Fermionen legen jedoch einige grundlegend andere Quanteneigenschaften an den Tag als Bosonen. 1999 konnten dies B. DeMarco und D. Jin am JILA in einem Spingemisch von fermionischen ^{40}K -Atomen mit dem ersten quantenentarteten Fermi-Gas experimentell nachweisen [9]. In diesen Experimenten konnten, durch die Verwendung zweier magnetisch gefangener Spinzustände, Temperaturen des atomaren Gases von $0,5 T_F$ erzielt werden. Obgleich die Theorie von Bardeen-Cooper-Schrieffer für dieses entartete Fermi-Gas Suprafluidität vorhersagt, konnte diese aufgrund der extremen Verdünntheit des Gases in diesen Experimenten nicht beobachtet werden [10]. Als erste Quanteneigenschaft fermionischer Systeme wurde 2001 der charakteristische Fermi-Druck in einem ^6Li Fermi-Gas, durch sympathetisches Kühlen mit dem bosonischen ^7Li Isotop, nachgewiesen [11, 12]. Die Ausbildung dieser sogenannten Fermi-Kugel im Impulsraum, deren Radius am Temperaturnullpunkt durch die Fermi-Energie festgelegt ist, liegt direkt im fundamentalen Pauli-Prinzip begründet und verhindert z.B. auch, dass weiße Zwerge und Neutronensterne kollabieren [13].

Basierend auf dem Pauli-Prinzip und dessen Konsequenzen zeichnen sich fermionische Vielteilchensysteme gegenüber bosonischen Systemen im sogenannten stark korrelierten Bereich durch eine weitaus komplexere und reichhaltigere Physik aus [14]. Um in diesen Bereich zu gelangen, kann die Stärke der Wechselwirkung zwischen den Atomen direkt über die interatomaren Streueigenschaften mittels einer magnetischen Feshbach-Resonanz beeinflusst werden, wie dies u.a. durch O'Hara *et al.* [15] 2002 in einem fermionischen System gezeigt wurde. Hierbei wird durch Anlegen eines Magnetfeldes das Energieniveau eines gebundenen molekularen Zustands in Resonanz mit der Energie des stoßenden Atompaars gebracht. In bosonischen Systemen ist dies aufgrund damit verbundener, stark inelastischer Drei-Körper-Verluste nur

bedingt möglich und limitiert das Studium stark wechselwirkender Kondensate [16]. Ganz anders verhält es sich in einem Gas aus fermionischen Atomen. Handelt es sich bei dem Fermi-Gas um eine zweikomponentige Spinmischung, so lässt sich über eine Feshbach-Resonanz die interatomare Wechselwirkung verstärken, während die inelastischen Verluste mit zunehmender Streulänge stark unterdrückt werden [17]. Diese reduzierten Drei-Körper-Verluste sind direkt durch das Pauli-Prinzip begründet. Damit ein erzeugtes Feshbach-Molekül in einen tiefer liegenden, gebundenen Molekülzustand zerfallen kann, ist mindestens ein weiteres Fermion notwendig, um die entsprechende Energie durch einen Stoß aufzunehmen. Da dann aber zwei der Fermionen zwangsläufig die gleiche Spinprojektion besitzen, muss deren Wellenfunktion notwendigerweise antisymmetrisch sein, wodurch Stöße unterdrückt werden. Diese außergewöhnliche Stabilität fermionischer Systeme nahe Feshbach-Resonanzen erlaubt es, zwei Atome bei starker Anziehung zu einem kleinen Molekülverbund zusammenzuschweißen. Diese Dimere sind bosonischer Natur und haben das Phänomen der Bose-Einstein-Kondensation zur Folge [18], entsprechende Temperaturen und Dichten des Gases vorausgesetzt. Das Verhalten des molekularen Gases ist dann vollständig durch die Theorie der Bose-Einstein-Kondensate beschrieben. Auf der anderen Seite kann man die Fermionen einander auch nur schwach anziehen lassen. So schwach die Wechselwirkung aber auch sein mag, der voll besetzte Fermi-See schränkt aufgrund des Pauli-Prinzips die Bewegungsfreiheit der beiden Fermionen so weit ein, dass sie eine schwache Bindung eingehen und ein sogenanntes Cooper-Paar mit langreichweitiger Wechselwirkung bilden [19]. Das ist die grundlegende Idee der BCS-Theorie von Bardeen, Cooper und Schrieffer aus dem Jahr 1957, welche die Supraleitung beschreibt [20]. Die perfekte Kontrolle der interatomaren Wechselwirkung in atomaren Fermi-Gasen bietet die einzigartige Möglichkeit, diesen Übergang von einem molekularen Bose-Einstein-Kondensat zu einem BCS-Suprafluid schwach gebundener Cooper-Paare erstmals experimentell zu untersuchen [21]. Der überzeugendste Beweis der Suprafluidität in einem Fermi-Gas gelang jedoch M. Zwierlein *et al.* durch die Beobachtung quantisierter Vortices auf beiden Seiten der Feshbach-Resonanz [22].

Fermi-Gase in periodischen optischen Potentialen sind ebenfalls von großem Interesse. Dies erlaubt, zusammen mit Feshbach-Resonanzen, die Realisierung des idealen und einstellbaren Fermi-Hubbard-Modells, dem Musterbeispiel für eine Vielzahl stark wechselwirkender Systeme in der Festkörperphysik [14]. Ein Paradebeispiel hierfür ist sicherlich die Realisierung des Mott-Isolators, bei dem die Unterdrückung der Leitfähigkeit ein Resultat der Wechselwirkung und nicht eine Konsequenz gefüllter Bloch-Bänder ist [23, 24]. Neuartige Ansätze zum Studium grundlegender Fragestellungen in der Vielteilchenphysik ermöglichen sich hierdurch, im Besonderen in Bereichen der Festkörper- oder Kernphysik, die bislang unzugänglich waren.

Allen bisher angesprochenen Untersuchungen mit ultrakalten Atomen, ob Bosonen oder Fermionen, liegt die Kühlung und Manipulation der Atome durch Lichtfelder zugrunde. Durchgeführt werden diese Experimente allesamt in Atomfallen, die grundsätzlich durch drei verschiedene Wechselwirkungsarten realisiert werden können. Die von D.E. Pritchard *et al.* erstmals 1987 realisierte magneto-optische Falle [25] stellt wohl den wichtigsten Vertreter der Fallen dar, die auf dem Strahlungsdruck nahresonanter Lichtfelder [26] beruhen. Diese Fallen erlauben das Fangen und Kühlen thermischer Atome und die Präparation optisch dichter Atomwolken im Mikrokkelvinbereich.

Magnetfallen basieren auf einer zustandsabhängigen Kraft auf das magnetische Dipolmo-

ment in einem inhomogenen Magnetfeld [27, 28]. Da der Fangmechanismus vom internen Zustand des Atoms abhängt, lässt sich evaporatives Kühlen sehr effizient durch Radiofrequenzübergänge bewerkstelligen, indem die Atome von gebundenen in ungebundene interne Zustände überführt werden. In solchen dissipationsfreien magnetischen Fallen gelang erstmals die Beobachtung eines Bose-Einstein-Kondensats [1, 2].

Optische Dipolfallen repräsentieren den dritten Fallentyp. Der Fangmechanismus basiert hier auf der Wechselwirkung des induzierten elektrischen Dipolmoments mit dem elektrischen Feld des weit verstimmtten Lichtfeldes [29, 30]. Solche Fallen sind geeignet um Teilchen zu halten, obgleich die optische Dipolkraft wesentlich schwächer ist als die Kraft auf das magnetische Dipolmoment in einer Magnetfalle. Die in einer optischen Dipolfalle erreichbaren Potentialtiefen liegen typischerweise im Bereich von $k_B \times (0,1 \dots 5)$ mK und sind damit circa zwei Größenordnungen kleiner als die Potentialtiefen, die in Magnetfallen erreichbar sind. Dennoch bieten optische Dipolfallen gegenüber Magnetfallen, deren Fangmechanismus auf der internen Struktur der Atome beruht, Vorteile. Bei einer geeigneten Wahl der Laserverstimmung bezüglich des optischen Übergangs ist mit optischen Dipolfallen ein zustandsunabhängiges Fangen möglich [30]. Spinabhängiges Fangen wird möglich, wenn neben der Verstimmung auch die Polarisation des verwendeten Lichtes kontrolliert wird [31, 32]. Die interne Zustandsdynamik kann durch optische Dipolfallen experimentell auf einer Sekundenzeitskala studiert werden. Die Lebensdauer der gefangenen Atome kann bis zu einigen zehn Minuten betragen [33]. Darüber hinaus erlauben Lichtfelder die Realisierung einer großen Vielzahl von Fallengeometrien wie z.B. symmetrische und anisotrope Fallen, makroskopische Fallen bis zur regelmäßigen Anordnung von Mikrofallen in optischen Gittern [34, 35].

2001 gelang es M.S. Chapman *et al.* erstmals, ein Bose-Einstein-Kondensat durch direktes evaporatives Kühlen in einer gekreuzten Dipolfalle zu erzeugen [36]. Kurz darauf konnten J.E. Thomas *et al.* mittels rein optischer Methoden ein entartetes, zweikomponentiges ^6Li Fermi-Gas beobachten [37]. In optischen Dipolfallen können magnetische Feshbach-Resonanzen dazu eingesetzt werden um die s-Wellen-Kollisionsrate zu erhöhen, wodurch die Erzeugung eines entarteten und stark wechselwirkenden Fermi-Gases direkt in dieser Falle möglich wird [15]. Im Gegensatz zu Experimenten die entartete Fermi-Gase in Magnetfallen erzeugen, sind in optischen Dipolfallen keine bosonischen Atome notwendig um den Evaporationsprozess zu unterstützen. Dies vereinfacht den experimentellen Aufbau. Durch direktes evaporatives Kühlen der Atome in optischen Dipolfallen wurde es auch möglich, Bose-Einstein-Kondensate von Cäsium [38] und Ytterbium [39, 40] zu erzeugen.

Ein langfristiges Ziel des vorgestellten Experimentes ist die Untersuchung der, durch magnetische Feshbach-Resonanzen, induzierten starken Wechselwirkung zwischen fermionischen Kaliumatomen in fernverstimmtten optischen Gittern. Um die Vorteile einer Überhöhung der s-Wellenstreuulänge durch Feshbach-Resonanzen auch während der erzwungenen Evaporation nutzen zu können, muss dieses Verdampfungskühlen in einer optischen Dipolfalle erfolgen. Da in der Arbeitsgruppe eine quasi-elektrostatische Dipolfalle bereits erfolgreich zur Erzeugung eines Bose-Einstein-Kondensates [41] und eines Atomlasers [42] eingesetzt wurde, wird auch in dem vorgestellten Experiment das fernverstimmtte Licht eines CO_2 -Lasers der Wellenlänge $10,6 \mu\text{m}$ für die Realisierung der Dipolfalle verwendet.

Das Thema der Promotionsarbeit von A. Gatto [43] steht in engem Zusammenhang mit der

vorliegenden Arbeit. Schwerpunkt seiner Untersuchungen sind lichtinduzierte Verlustmechanismen, die sich als entscheidende Begrenzung bei der erreichbaren Dichte und Teilchenzahl in der magneto-optischen Falle herausstellten, und die Umladedynamik der Atome in die quasi-elektrostatische Dipolfalle, deren Effizienz ebenfalls durch diese Verlustprozesse begrenzt ist.

Der Schwerpunkt der vorliegenden Arbeit liegt neben dem Aufbau der Apparatur in der evaporativen Kühlung der Kaliumatome mittels rein optischer Methoden. Ein Ensemble kalter Kaliumatome wird hierfür aus einer dunklen-magneto-optischen Falle in das fernverstimmte und fokussierte Lichtfeld eines CO₂-Lasers umgeladen. Die erreichte Umladeeffizienz wird für Kaliumatome durch lichtinduzierte Verluste beschränkt. Optisches Pumpen erlaubt es, den energetisch niedrigsten Grundzustand zu bevölkern, wodurch Verlustprozesse durch hyperfeinstrukturändernde inelastische Stöße unterbunden werden. Die Atome lassen sich so in der Dipolfalle für eine Minute speichern. Diese lange Zeitskala erlaubt das Untersuchen der evaporativen Kühlung. Neben dem guten Vakuum in der Apparatur wird dies auch aufgrund der vernachlässigbaren Photonenstreurrate in der quasi-elektrostatischen Dipolfalle möglich. Durch eine erzwungene Evaporation gelang es in der vorliegenden Arbeit einen Entartungsgrad von $T/T_F \simeq 1$ für das fermionische Kaliumsystem zu erreichen. Damit konnte ein Ensemble von fermionischen Kaliumatomen mit rein optischen Methoden bis an die Grenze der Quantenentartung gekühlt werden.

Die vorliegende Arbeit ist wie folgt aufgebaut. Das folgende Kapitel befasst sich mit den grundlegenden statistischen und thermodynamischen Eigenschaften harmonisch gefangener Fermi-Gase. Wichtige Relationen für die Analyse des Fermi-Gases werden für den Spezialfall verschwindender Temperatur hergeleitet und anschließend auf kleine, aber endliche Temperaturen verallgemeinert. Der klassische Grenzfall hoher Temperaturen wird ebenfalls betrachtet.

Im dritten Kapitel wird ein Überblick über die verwendeten Methoden gegeben. Nachdem einige grundlegenden Eigenschaften des verwendeten Kaliumisotops präsentiert wurden, wird auf die verwendeten Atomfallen eingegangen die zur Erzeugung des ultrakalten fermionischen Kaliumgases notwendig sind. Bei den Betrachtungen zur optischen Dipolfalle liegt der Fokus auf der Möglichkeit der Realisierung einer zustandsunabhängigen, quasi-elektrostatischen optischen Dipolfalle, die durch die Verwendung der infraroten Strahlung eines CO₂-Lasers realisiert wird. Neben den verwendeten Analysetechniken zur Charakterisierung des atomaren Ensembles wird eine Methode zur experimentellen Bestimmung der Vibrationsfrequenzen der optischen Dipolfalle vorgestellt.

Das vierte Kapitel widmet sich der experimentellen Umsetzung der verwendeten Methoden. Nach einer Beschreibung der Bestandteile der zweiteiligen Vakuumapparatur liegt das Hauptaugenmerk auf der experimentellen Umsetzung der angewendeten Atomfallen und den Aufbauten für die Analyse des atomaren Ensembles.

Das fünfte Kapitel ist der Beschreibung der rein optischen Realisierung eines ultrakalten Fermi-Gases gewidmet. Nach Betrachtungen zur Vorkühlung und Präparation der Atome in der dunklen-magneto-optischen Falle wird der Umladezyklus in die optische Dipolfalle detailliert beschrieben, Messungen zur Speicherzeit der Atome in dieser Falle präsentiert und mit den theoretischen Erwartungen eines einfachen Modells verglichen. Die Ergebnisse der rein optischen Verdampfungskühlung des fermionischen Kaliumisotops ⁴⁰K werden präsen-

tiert und diskutiert.

Im sechsten und letzten Kapitel wird ein Ausblick auf zukünftig geplante Experimente gegeben.

2. Fermi-Gase

In diesem Kapitel soll nach einer kurzen Rekapitulation des quantenmechanischen Prinzips der Ununterscheidbarkeit identischer Teilchen in Folge kurz auf die notwendige Antisymmetrisierung der Viel-Teilchen-Wellenfunktion eingegangen werden. Diese Antisymmetrisierung trägt der Ununterscheidbarkeit von Fermionen in Form des Pauli-Prinzips in einfacher Form Rechnung und liefert, als Konsequenz daraus, die möglichen Werte der Besetzungszahl der Ein-Teilchen-Zustände. Die Fermi-Dirac-Verteilungsfunktion soll Gegenstand genauerer Betrachtungen sein. Dafür wird das in der harmonischen Falle gefangene ideale Fermi-Gas in der semiklassischen Näherung für den Spezialfall $T = 0$ behandelt. Neben grundlegenden thermodynamischen Größen werden die Dichte- und Impulsverteilung innerhalb der Falle ermittelt. Abschließend wird das Verhalten des idealen Fermi-Gases den Referenzen [10, 44] folgend bei endlichen, aber kleinen Temperaturen und im Grenzfall hoher Temperaturen untersucht, da die Kenntnis der theoretischen Verteilungen eine Voraussetzung für die präzise Temperaturbestimmung des Gases im Experiment ist.

2.1. Fermi-Dirac-Statistik

In der Quantenmechanik werden sowohl einzelne Teilchen, wie auch das gesamte System durch Wellenfunktionen beschrieben. In einem System aus ununterscheidbaren Teilchen muss das Quadrat der Gesamtwellenfunktion invariant unter Teilchenaustausch sein, d.h. die Zustände eines Systems, bestehend aus N identischen Teilchen sind gegenüber Vertauschung zweier Teilchen entweder symmetrisch oder antisymmetrisch. Als Konsequenz folgt unmittelbar, dass sich die in der Natur vorkommenden Teilchen in zwei fundamentale Klassen unterteilen lassen. Bosonen, d.h. Teilchen mit ganzzahligem Spin, werden durch symmetrische Wellenfunktionen und Fermionen, Teilchen mit halbzahligem Spin, durch antisymmetrische Wellenfunktionen beschrieben [45]. Mathematisch ist die Gesamtwellenfunktion $|\varphi_N\rangle$ des Systems als Produkt aus den Wellenfunktionen der N einzelnen Teilchen $|\varphi_{\alpha_i}^{(i)}\rangle$, oder einer Linearkombination aus diesen gegeben. Der vollständige Satz von Quantenzahlen, wie z.B. (n, l, m_l, m_s) , durch den die Ein-Teilchen-Zustände eindeutig charakterisiert sind, ist hierbei durch α_i repräsentiert und der obere Index i nummeriert formal die Teilchen. Um das Prinzip der Ununterscheidbarkeit zu berücksichtigen, muss dieser Produktzustand im Fall von Bosonen symmetrisiert, bzw. bei Fermionen entsprechend antisymmetrisiert werden. Generell kann dies über die Summation über alle denkbaren Permutationen des Viel-Teilchen-Systems erzielt werden. Speziell für Fermionen ergeben sich die Basiszustände des antisymmetrisierten Hilbertraums aus der sogenannten Slater-Determinante, die wie folgt mit den Ein-Teilchen-Zuständen geschrieben werden kann [46]

$$|\varphi_N\rangle^{(-)} = \frac{1}{\sqrt{N!}} \begin{vmatrix} |\varphi_{\alpha_1}^{(1)}\rangle & |\varphi_{\alpha_1}^{(2)}\rangle & \cdots & |\varphi_{\alpha_1}^{(N)}\rangle \\ |\varphi_{\alpha_2}^{(1)}\rangle & |\varphi_{\alpha_2}^{(2)}\rangle & \cdots & |\varphi_{\alpha_2}^{(N)}\rangle \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ |\varphi_{\alpha_N}^{(1)}\rangle & |\varphi_{\alpha_N}^{(2)}\rangle & \cdots & |\varphi_{\alpha_N}^{(N)}\rangle \end{vmatrix}. \quad (2.1)$$

Besitzen in einem Viel-Teilchen-Zustand zwei Fermionen die gleiche Wellenfunktion, d.h. ihre Sätze von Quantenzahlen sind identisch, $\alpha_i = \alpha_j$, sind zwei Zeilen der Determinante identisch und selbige ist Null. Es kann somit keine Gesamtwellenfunktion bzw. kein Systemzustand existieren, bei dem zwei Fermionen den gleichen Ein-Teilchen-Zustand einnehmen. Als Konsequenz müssen Fermionen immer verschiedene Zustände einnehmen. Dies ist die Aussage des fundamentalen Pauli-Prinzips. Eine analoge Beschränkung für symmetrische Viel-Teilchen-Systeme, d.h. Bosonen, existiert nicht.

Dieser fundamentale Unterschied zwischen Bosonen und Fermionen führt zu unterschiedlichen Quantenstatistiken, die Bose-Einstein- und die Fermi-Dirac-Statistik. Für letztere ist die mittlere Besetzungszahl $\langle n_{\alpha_i} \rangle$ des Ein-Teilchen-Zustandes $|\varphi_{\alpha_i}\rangle$ durch die Fermi-Dirac-Verteilungsfunktion

$$\langle n_{\alpha_i} \rangle = \frac{1}{\exp[\beta(\epsilon_{\alpha_i} - \mu)] + 1} \quad (2.2)$$

gegeben, wobei $\beta = 1/(k_B T)$ den Temperaturparameter und μ das chemische Potential bezeichnet. Letzteres ist so zu bestimmen, dass die Summe über alle Besetzungszahlen der Gesamtteilchenzahl entspricht, also $N = \langle N \rangle = \sum_i \langle n_{\alpha_i} \rangle$ ist.

Für Fermionen liegen alle Werte der Besetzungszahlen zwischen $\langle n_{\alpha_i} \rangle = 0$ und $\langle n_{\alpha_i} \rangle = 1$. Entspricht die Energie ϵ_{α_i} dem chemischen Potential μ , ergibt sich aus der Fermi-Dirac-Verteilungsfunktion

$$\epsilon_{\alpha_i} = \mu : \quad \langle n_{\alpha_i} \rangle = \frac{1}{\exp(0) + 1} = \frac{1}{2}. \quad (2.3)$$

Ist die Energie ϵ_{α_i} sehr viel größer als das chemische Potential $\epsilon_{\alpha_i} \gg \mu$, so ergibt sich

$$\frac{\epsilon_{\alpha_i}}{k_B T} \rightarrow \infty : \quad \langle n_{\alpha_i} \rangle = \frac{1}{\exp(\infty) + 1} = 0 \quad (2.4)$$

und die Zustände mit hohen Energien sind unbesetzt. Andererseits gilt für Energien $\epsilon_{\alpha_i} \ll \mu$

$$\frac{\epsilon_{\alpha_i}}{k_B T} \rightarrow -\infty : \quad \langle n_{\alpha_i} \rangle = \frac{1}{\exp(-\infty) + 1} = 1, \quad (2.5)$$

was bedeutet, dass die Ein-Teilchen-Zustände weit unterhalb des chemischen Potentials μ jeweils mit einem Fermion besetzt sind. Für $T = 0$ befindet sich das Gas in seinem Grundzustand und die Besetzungszahl ändert sich sprunghaft von 1 auf 0, wenn die Teilchenenergie ϵ_{α_i} dem chemischen Potential μ entspricht. Diese scharfe Kante wird als Fermi-Kante und die dazugehörige Energie $E_F = \mu$ als Fermi-Energie bezeichnet. Im reziproken, durch die Wellenvektoren aufgespannten Raum, wird die Energie direkt als Funktion des Impulses $p = \hbar k$ der Fermionen dargestellt. Die Zustände dieses Raumes werden energetisch sukzessive aufgefüllt, d.h. beginnend mit einem Wellenvektor $k = 0$ bis zu einem Grenzwellenvektor k_{grenz} werden die Zustände mit jeweils einer oder mehreren Spineinstellungen besetzt. Die energiesparendste Besetzung dieser Zustände entspricht hierbei einer Kugel mit dem Radius des Grenzwellenvektors. Für ein Gas am absoluten Temperaturnullpunkt, d.h. $T = 0$, entspricht dieser Grenzwellenvektor k_{grenz} dem Fermi-Wellenvektor k_F und die Kugel wird als Fermi-Kugel bezeichnet. Fermionen auf der Oberfläche dieser Fermi-Kugel besitzen die Fermi-Energie $E_F = \hbar^2 k_F^2 / (2m)$. Ein Gas, das sich entsprechend verhält, wird als entartetes Fermi-Gas bezeichnet. Die Temperatur, die mit der Boltzmann-Konstante k_B , gemäß $T_F = E_F / k_B$ der Fermi-Energie entspricht, heißt Fermi-Temperatur T_F .

Das Verhältnis zwischen der Temperatur T und der Fermi-Temperatur T_F , T/T_F , definiert den Entartungsgrad des Systems. Für $T/T_F = 0$ befindet sich das Fermi-Gas in seinem Grundzustand und ist stark entartet. Bis zur Fermi-Energie sind alle Energiezustände besetzt. Für $T/T_F \ll 1$ wird das Fermi-Gas als schwach angeregt bezeichnet, da einige Fermionen den Grundzustand verlassen haben. Dennoch handelt es sich noch um ein stark entartetes System, da die Fermi-Dirac-Verteilungsfunktion nur schwach gegenüber der Verteilungsfunktion des Grundzustandes modifiziert ist. Im reziproken Raum wechseln die Fermionen von Zuständen knapp unterhalb der Fermi-Energie in solche kurz oberhalb über. Die Fermi-Kante verschwimmt daher bei zunehmenden Temperaturen immer mehr, wie Abbildung 2.1 veranschaulicht. Im Grenzfall hoher Temperaturen, d.h. für $T/T_F \gg 1$ geht das System in die klassische Boltzmann-Verteilung des nicht entarteten Gases über.

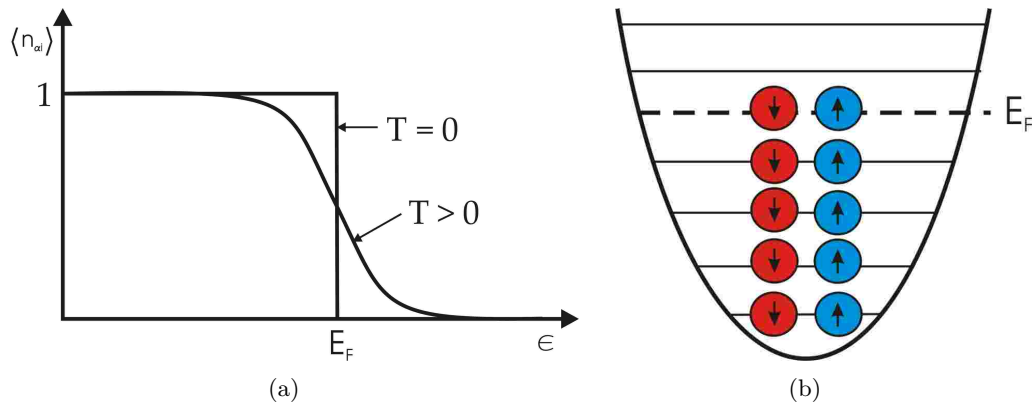


Abbildung 2.1.: (a) Mittlere Besetzungszahl für ein schwach angeregtes, $T > 0$, und ein ideales Fermi-Gas im Grundzustand, $T = 0$. (b) Fermionen gehorchen dem Pauli-Prinzip und füllen die möglichen Energiezustände eines entarteten Systems bis zur Fermi-Energie E_F . Hier dargestellt für ein Fermi-Gas bestehend aus zwei Spinkomponenten.

2.2. Grundzustands-Fermi-Gas in einer harmonischen Falle

Im Folgenden soll ein ultrakaltes Gas aus N spinpolarisierten Fermionen der Masse m betrachtet werden. Die Wechselwirkung zwischen den Atomen wird in diesem Temperaturbereich durch s-Wellenstreuung bestimmt. Wegen der Forderung nach einer antisymmetrischen Wellenfunktion verschwindet jedoch die zugehörige Streuamplitude für identische Fermionen, was nochmals das Pauli-Prinzip zum Ausdruck bringt. Die p-Wellenstreuung als nächsthöhere Ordnung ist aufgrund der Zentrifugalbarriere und den geringen Stoßenergien stark unterdrückt [47] und daher kann in guter Näherung von einem wechselwirkungsfreien, idealen Fermi-Gas ausgegangen werden. Die N spinpolarisierten Fermionen sollen in einem zylindrischen harmonischen Potential

$$V(\vec{r}) = \frac{1}{2}m\omega_r^2(x^2 + y^2 + \lambda^2 z^2), \quad (2.6)$$

mit dem Verhältnis zwischen der axialen und radialen Fallenfrequenz $\lambda = \omega_a/\omega_r$ eingeschlossen sein, wobei jedes dieser Fermionen dem Ein-Teilchen-Hamilton

$H(\vec{r}, \vec{p}) = \vec{p}^2/2m + V(\vec{r})$ gehorcht [48]. Für $T = 0$ werden die identischen Fermionen gemäß dem Pauli-Prinzip, welches eine Mehrfachbesetzung desselben Energiezustandes verbietet, die um die Nullpunktsenergie bereinigten Energiezustände $\epsilon_{n_x, n_y, n_z} = \hbar\omega_r [n_x + n_y + \lambda n_z]$ des Fallenpotentials bis zur Fermi-Energie besetzen. Ist die thermische Energie der Atome viel größer als der Energieabstand benachbarter Zustände des einschließenden Potentials, d.h. $k_B T \gg \hbar\omega_r, \hbar\omega_a$, kann das diskrete Ein-Teilchen-Spektrum durch eine Ein-Teilchen-Zustandsdichte

$$g(\epsilon) = \frac{\epsilon^2}{2(\hbar\bar{\omega})^3} \quad (2.7)$$

ersetzt werden. Die Frequenz $\bar{\omega} = (\omega_x\omega_y\omega_z)^{1/3} = \omega_r\lambda^{1/3}$ bezeichnet hierbei das geometrische Mittel der drei Fallenfrequenzen. Mit dem kontinuierlichen Energiespektrum nimmt die Fermi-Dirac-Verteilungsfunktion (2.2) die Form

$$f(\vec{r}, \vec{p}) = \frac{1}{\exp\left[\beta\left(\frac{p^2}{2m} + V(\vec{r}) - \mu\right)\right] + 1} \quad (2.8)$$

an, wobei $\beta = 1/(k_B T)$ den Temperaturparameter bezeichnet [44]. Das chemische Potential $\mu(T, N)$ ist durch die Normierungsbedingung

$$N = \frac{1}{(2\pi\hbar)^3} \int d\vec{r} d\vec{p} f(\vec{r}, \vec{p}) = \int_0^\infty d\epsilon \frac{g(\epsilon)}{\exp[\beta(\epsilon - \mu)] + 1} \quad (2.9)$$

festgelegt, wobei die Teilchenzahl N als groß angenommen wird. Für den Fall, dass $T = 0$ liefert die Fermi-Dirac-Verteilung (2.8) Eins für $p^2/2m + V(\vec{r}) < \mu$ und Null andernfalls. Das chemische Potential $\mu(T = 0, N)$ entspricht in diesem Fall der Fermi-Energie $E_F = \mu(T = 0, N)$ und die Normierungsbedingung (2.9) vereinfacht sich zu

$$N = \int_0^{E_F} d\epsilon g(\epsilon). \quad (2.10)$$

Integration liefert die charakteristische Energie, bzw. Temperatur

$$E_F \equiv k_B T_F = (6N)^{1/3} \hbar\bar{\omega} \quad (2.11)$$

der atomaren Wolke. Die Fermi-Energie zeigt interessanterweise die gleiche Abhängigkeit von der gefangenen Teilchenzahl und der Oszillationsfrequenz $\bar{\omega}$, wie die kritische Temperatur für Bose-Einstein-Kondensation, die durch $k_B T_{\text{BEC}} \simeq 0,94 \hbar\bar{\omega} N^{1/3}$ gegeben ist [10].

Die Fermi-Energie (2.11) kann dazu benutzt werden, um den Thomas-Fermi-Radius

$$R_F \equiv \sqrt{\frac{2E_F}{m\omega_r^2}} = \sigma_r (48N\lambda)^{1/6} \quad (2.12)$$

zu definieren, wobei der Ausdruck $\sigma_r = (\hbar/m\omega_r)^{1/2}$ die radiale Breite des Grundzustandes des harmonischen Oszillators beschreibt. Mit dem Thomas-Fermi-Radius ergibt sich die radiale Breite der Dichteverteilung bei $T = 0$ durch Integration der Verteilungsfunktion (2.8) über den Impulsraum zu

$$n(\vec{r}, T = 0) = \frac{8}{\pi^2} \frac{N\lambda}{R_F^3} \left[1 - \frac{\rho^2}{R_F^2} \right]^{3/2}. \quad (2.13)$$

Dabei bezeichnet $\rho \equiv [x^2 + y^2 + \lambda^2 z^2]^{1/2}$ den effektiven Abstand vom Fallenzentrum [48]. In der vorgenommenen semiklassischen Näherung sehr großer Teilchenzahlen, d.h. $N \gg 1$ ist die Größe des eingeschlossenen Fermi-Gases viel größer als die charakteristische Größe des Grundzustandes des Oszillators σ_r , was auf das Pauli-Prinzip zurückzuführen ist. Dieses induziert eine effektive „Abstoßung“ zwischen den identischen Fermionen in der Falle. Dieser Fermi-Druck führt zu einer größeren Atomwolke bezüglich der harmonischen Oszillatorlänge. Dieses Verhalten ist ein Charakteristikum für ein Fermi-Gas und unterscheidet sich grundlegend gegenüber dem eines klassischen Gases und dem eines nicht wechselwirkenden Bose-Einstein-Kondensats. Entsprechend der Boltzmann-Verteilung nimmt die Größe eines klassischen Gases mit sinkender Temperatur ab. Die Größe eines nicht wechselwirkenden Bose-Einstein-Kondensates ist hingegen temperaturunabhängig und besitzt für $T = 0$ exakt die Abmessungen der charakteristischen Oszillatorlänge, da alle Atome den energetisch niedrigsten Zustand des Fallenpotentials bevölkern. Bei Berücksichtigung von abstoßender Zwei-Körper-Wechselwirkung skaliert der Radius der Wolke kondensierter Bosonen mit $R_B \propto N_B^{1/5}$ und der entarteter Fermionen mit $R_F \propto N_F^{1/6}$ [10]. Die Form der Dichteverteilung hat für Bosonen und Fermionen eine unterschiedliche physikalische Ursache. Für Bosonen resultiert sie aus der repulsiven Zwei-Körper-Wechselwirkung, wohingegen bei Fermionen der Fermi-Druck maßgeblich die Dichteverteilung bestimmt.

Eine weitere wichtige Größe ist die Impulsverteilung der atomaren Wolke. In der Tat besteht eine Möglichkeit den Zustand der gefangenen Atome zu charakterisieren darin, die Dichte und Temperatur des sich adiabatisch expandierenden Gases mittels einer Absorptionsabbildung zu messen und auf die Impuls- und Dichteverteilung zurückzuschließen. Die Eigenschaften dieser Verteilungen sind direkt mit der unterschiedlichen Statistik für Bosonen und Fermionen verknüpft. Für ultrakalte Bosonen-Gase ist z.B. die, bedingt durch die Wechselwirkungsenergie, beobachtbare Anisotropie der Geschwindigkeitsverteilung ein starker Hinweis auf quantenstatistische Effekte [8]. Die Breite der Impulsverteilung eines entarteten und idealen Fermi-Gases wird durch den maximal möglichen Impuls, den Fermi-Impuls $p_F = \sqrt{2mE_F}$, bzw. den Fermi-Wellenvektor

$$k_F \equiv \frac{p_F}{\hbar} = \left[\frac{2mE_F}{\hbar^2} \right]^{1/2} = \left(\frac{48N\lambda}{R_F^3} \right)^{1/3} \quad (2.14)$$

festgelegt. Man kann zeigen [48], dass mit den maximal besetzten Wellenvektor für die Impulsverteilung eines Fermi-Gases bei $T = 0$ gilt:

$$n(\vec{k}, T = 0) = \frac{8}{\pi^2} \frac{N}{k_F^3} \left[1 - \frac{|\vec{k}|^2}{k_F^2} \right]^{3/2}. \quad (2.15)$$

Trotz der räumlichen Anisotropie der Falle ist die Impulsverteilung eines entarteten Fermi-Gases isotrop. Diese Isotropie ist ein allgemeingültiges Merkmal eines gefangenen Fermi-Gases, da der Ausdruck (2.15) nur vom Betrag von \vec{k} abhängig ist.

2.3. Schwach angeregtes Fermi-Gas und Grenzfall hoher Temperaturen

Für die bisher betrachtete Situation $T = 0$, ist die Fermi-Dirac-Verteilungsfunktion (2.2) als Stufenfunktion gegeben und in Abbildung 2.1 dargestellt. Die Verteilungsfunktion eines

schwach angeregten Fermi-Gases, welches die Bedingung $0 < T/T_F \ll 1$ bzw. $0 < k_B T \ll E_F$ erfüllt, wird nur von dieser Stufenfunktion abweichen, wenn der Exponent in der Fermi-Dirac-Verteilung von den Grundzustandswerten $\exp[\pm\infty]$ abweicht. Energiewerte E , für welche $(E - \mu)/k_B T \approx 0$ gilt, erfüllen diese Bedingung. Die thermische Anregung des Fermi-Gases wird daher bei kleinen Temperaturen nur in einem schmalen Energieband um den Energiewert $E = \mu(N, T = 0)$ stattfinden. Die Fermionen in Energiezuständen mit $E \ll \mu(N, T = 0)$ bleiben durch die Temperaturerhöhung unbeeinflusst.

Obleich einige Fermionen mit Energien $k_B T > E_F$ den Grundzustand verlassen haben, handelt es sich bei einem schwach angeregten Fermi-Gas dennoch um ein stark entartetes System. Die Bestimmung der experimentell zugänglichen Dichte- und Impulsverteilung ist jedoch nicht mehr so einfach wie für verschwindende Temperaturen $T = 0$, da bei der Integration der Verteilungsfunktion $f(\vec{r}, \vec{p})$ in Ausdruck (2.8) über den Orts- und Impulsraum die Kenntnis über das chemische Potential $\mu(N, T)$ notwendig ist. Generell kann dieses für Temperaturen ungleich Null numerisch exakt aus der Normierungsbedingung (2.9) bestimmt werden. Analytische Ausdrücke können nur im Grenzfall kleiner ($k_B T \ll E_F$) und hoher Temperaturen ($k_B T \gg E_F$) angegeben werden. Im Fall eines schwach angeregten Fermi-Gases kann das chemische Potential um die Fermi-Kante durch die Sommerfeld-Erweiterung

$$\mu(T, N) = E_F \left[1 - \frac{\pi^2}{3} \left(\frac{k_B T}{E_F} \right)^2 \right] \quad (2.16)$$

angenähert werden. Im klassischen Grenzfall hoher Temperaturen $k_B T \gg E_F$ gilt für das chemische Potential [48]

$$\mu(T, N) = -k_B T \ln \left[6 \left(\frac{k_B T}{E_F} \right)^3 \right]. \quad (2.17)$$

Abbildung 2.2 vergleicht numerische Ergebnisse für μ/E_F mit diesen beiden Näherungen. Die Sommerfeld-Erweiterung (2.16) bleibt quantitativ bis zu $k_B T/E_F \sim 0,55$ in guter Näherung gültig, wohingegen die klassische Näherung (2.17) für höhere Temperaturen hält.

Des Weiteren kann die Dichte- und Impulsverteilung der atomaren Wolke bei endlichen Temperaturen nur mittels der Polylogarithmen $\text{Li}_n(\mathcal{Z})$ n -ter Ordnung in analytischer Form dargestellt werden. Für beliebige $n > 1$ gilt hierbei [49]

$$\int_0^\infty d\epsilon \frac{\epsilon^n}{\mathcal{Z}^{-1} e^{\epsilon/k_B T} + 1} = -(k_B T)^{n+1} \Gamma(n+1) \text{Li}_{n+1}(-\mathcal{Z}), \quad (2.18)$$

wobei Γ für die Eulersche Gamma-Funktion und $\mathcal{Z} = \exp[\mu/k_B T]$ für die Fugazität steht. Der Polylogarithmus ist im Bereich $|\mathcal{Z}| < 1$ durch die Reihenentwicklung

$$\text{Li}_n(\mathcal{Z}) = \sum_{k=1}^{\infty} \frac{\mathcal{Z}^k}{k^n} \quad (2.19)$$

definiert. Die Dichteverteilung im Ortsraum folgt aus der Integration der Verteilungsfunktion (2.8) über den Impulsraum

$$n(\vec{r}) = \frac{1}{(2\pi\hbar)^3} \int d^3\vec{p} f(\vec{r}, \vec{p}) = \frac{4\pi}{(2\pi\hbar)^3} \int_0^\infty dp p^2 f(\vec{r}, p^2) \quad (2.20)$$

und kann für beliebige Temperaturen in allgemeingültiger Form durch

$$n(\rho, T) = - \left(\frac{mk_B T}{2\pi\hbar^2} \right)^{3/2} \text{Li}_{3/2} \left(- \exp \left(\frac{\mu - V(\rho)}{k_B T} \right) \right) \quad (2.21)$$

angegeben werden [49]. Das Potential $V(\rho) = 1/2m\omega_r^2\rho^2$ wurde bereits durch Gleichung (2.6) eingeführt, wobei $\rho^2 = (x^2 + y^2 + \lambda^2 z^2)$ den effektiven Abstand vom Fallenzentrum beschreibt. Analog erhält man durch Integration der Verteilungsfunktion (2.8) über den Ortsraum die Impulsverteilung

$$n(p, T) = - \frac{1}{\lambda} \left(\frac{k_B T}{2\pi m \omega_r} \right)^{3/2} \text{Li}_{3/2} \left(- \exp \left(\frac{\mu - E(p)}{k_B T} \right) \right), \quad (2.22)$$

worin $E(p)$ die kinetische Energie $p^2/(2m)$ bezeichnet. Für das chemische Potential μ ist in den Ausdrücken (2.20) und (2.22), entsprechend dem betrachteten Temperaturbereich T/T_F , die Sommerfeld-Erweiterung (2.16) oder der klassische Grenzfall (2.17) zur Berechnung der Dichte- und Impulsverteilung zu verwenden.

Im klassischen Grenzfall hoher Temperaturen, $k_B T \ll E_F$, werden die Unterschiede zwischen der Fermi-Dirac-Statistik (2.8) und der Boltzmann-Statistik

$$f_{\text{kl}}(\vec{r}, \vec{p}) = \frac{1}{\exp[(\frac{\vec{p}^2}{2m} + V(\vec{r}) - \mu)/k_B T]} \quad (2.23)$$

unmerklich, wie Abbildung 2.3 veranschaulicht. Damit die beiden Verteilungsfunktionen ineinander übergehen, muss für die Fermi-Dirac-Verteilung (2.8) $\exp[(\vec{p}^2/2m + V(\vec{r}) - \mu)/k_B T] \gg 1$ gelten. Dies impliziert im Grenzfall hoher Temperaturen,

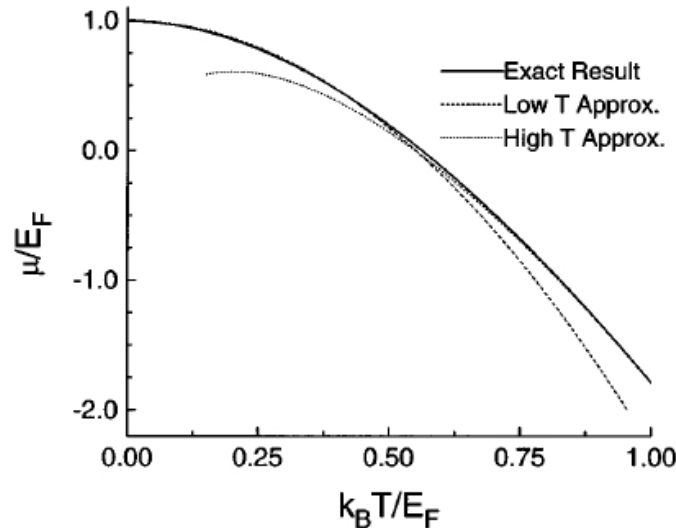


Abbildung 2.2.: Chemisches Potential als Funktion der Temperatur. Beide Achsen skalieren mit der Fermi-Temperatur und daher ist die Kurve universell für alle, in harmonischen Oszillatorpotentialen gefangenen Fermi-Gase gültig [48].

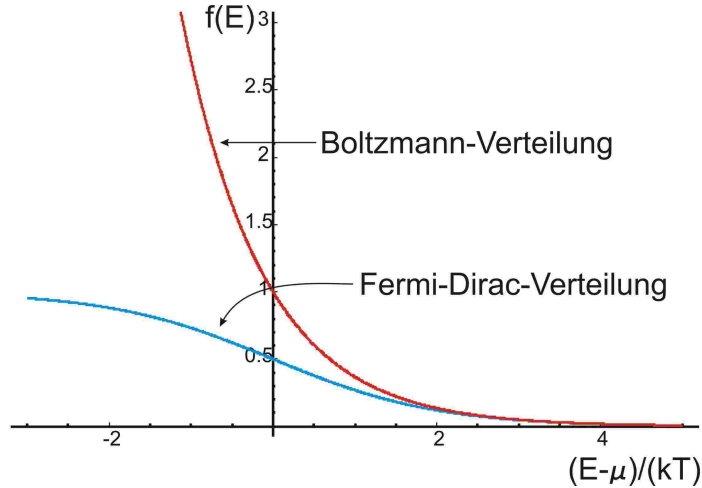


Abbildung 2.3.: *Fermi-Dirac-Verteilung und Boltzmann-Verteilung. Im klassischen Grenzfall hoher Temperaturen gehen diese Verteilungen ineinander über.*

dass das chemische Potential des Systems negativ und groß werden muss, damit diese Bedingung erfüllt wird. Dies bedeutet, dass die Fugazität $\mathcal{Z} = \exp[\mu/k_B T]$ des Systems viel kleiner als Eins wird, bzw. $\mathcal{Z} \rightarrow 0$ für $\mu \rightarrow -\infty$ gilt. Für $|\mathcal{Z}| < 1$ kann der Polylogarithmus auch durch die Reihenentwicklung (2.19) dargestellt werden und liefert in der ersten Ordnung $\text{Li}_n(-\mathcal{Z}) \approx -\mathcal{Z}$ [44], so dass die gaußförmigen Orts- und Impulsverteilungen

$$n_{\text{kl}}(\rho) = \frac{\lambda N}{(2\pi)^{3/2} \sigma_r^3} \exp\left(-\frac{\rho^2}{2\sigma_r^2}\right) \quad (2.24)$$

$$n_{\text{kl}}(k) = \frac{N}{(2\pi)^{3/2} \sigma_k^3} \exp\left(-\frac{(\hbar k)^2}{2\sigma_k^2}\right) \quad (2.25)$$

der klassischen Boltzmann-Verteilung resultieren [49]. Die Dichteverteilung (2.24) des klassischen Gases in dem harmonischen Fallenpotential (2.6) spiegelt die Anisotropie der Falle mit dem Aspektverhältnis λ wieder. Die radiale Breite $\sigma_r^2 = k_B T / m\omega_r^2$ der Verteilung verschwindet für $T \rightarrow 0$, im Gegensatz zur Dichteverteilung (2.13) für Fermionen. Für $T > T_F$ ist die Größe der Atomwolke ein direktes Maß für die Temperatur der Atome. Die Breite der Impulsverteilung (2.25) des klassischen Gases ist $\sigma_k^2 = mk_B T$ und wie die des Fermi-Gases isotrop.

Im Bild der lokalen Dichtenäherung kann die räumliche Dichteverteilung eines Fermi-Gases qualitativ gut verstanden werden. In dieser Näherung wird an der Stelle \vec{r} in der Falle eine lokale Fermi-Energie $\epsilon(\vec{r})_F$ mit $\epsilon(\vec{r})_F = E_F(T=0) - V(\vec{r})$ definiert. Bei endlichen Temperaturen $T \lesssim T_F$ ist die Temperatur des inneren Bereiches der Atomwolke kleiner als die lokale Fermi-Energie, d.h. $k_B T \ll \epsilon(\vec{r})_F$, und die räumliche Dichteverteilung ist durch die Form (2.13) bei $T = 0$ gegeben. Für die äußeren Regionen der Falle gilt $k_B T \gg \epsilon(\vec{r})_F$ und die Dichteverteilung ist durch die Boltzmann-Verteilung (2.23) bestimmt. Der Polylogarithmus interpoliert zwischen diesen beiden Bereichen [44]. Die Form des Dichteprofiles und dessen Thomas-Fermi-Radius wird darüberhinaus auch durch Wechselwirkungen zwischen den Atomen modifiziert. Wird das Verhältnis von Teilchenabstand und Streulänge als dimensionsloser

Parameter eingeführt, können drei relevante Wechselwirkungs-Bereiche angegeben werden. Experimentell sind die unterschiedlichen Bereiche durch magnetische Feshbach-Resonanzen, die eine Kontrolle der Streulänge erlauben, zugänglich. Im BCS-Bereich, d.h. $1/k_{\text{F}}a \rightarrow -\infty$, ist das Dichteprofil aufgrund der anziehenden Wechselwirkung zwischen den Atomen relativ zum wechselwirkungsfreien Dichteprofil komprimiert. Der zweite interessante Fall ist der Grenzfall schwacher repulsiver Wechselwirkung, d.h. $1/k_{\text{F}}a \rightarrow \infty$, in welchem der Grundzustand des Systems aus einem Bose-Einstein-Kondensat schwach wechselwirkender Moleküle besteht. In diesem Grenzfall ist die Dichteverteilung durch das invertierte Profil des Fallpotentials gegeben. Die Dichteverteilung eines unitären Gases, d.h. stark wechselwirkend und $1/k_{\text{F}}a \rightarrow 0$, nimmt die gleiche Form an wie die eines idealen Gases (2.23). In allen Fällen wird der Thomas-Fermi-Radius durch die Wechselwirkung verändert und ist z.B. in Referenz [10] explizit angegeben. Eine gute Übersicht über experimentelle Techniken, die Theorie des BEC-BCS Übergangs und Feshbach-Resonanzen liefern auch W. Ketterle und M. Zwierlein [44]. I. Bloch *et.al.* [14] hingegen behandeln das Thema starker Korrelationen in optischen Gittern.

3. Experimentelle Methoden

In diesem Abschnitt sollen die im Experiment verwendeten Methoden und Konzepte im Detail dargelegt werden. Nach einer kurzen Übersicht über grundlegende Eigenschaften des verwendeten fermionischen Kaliumisotops und den zur Laserkühlung verwendeten optischen Übergängen, wird das Funktionsprinzip der magneto-optischen Falle (MOT, *magneto-optical trap*) erläutert. Ein besonderes Augenmerk soll hierbei auch auf lichtinduzierte Verlustprozesse gerichtet sein, da diese eine Realisierung hoher Dichten und Teilchenzahlen in dem vorgestellten Experiment erschweren. Mit einer sogenannten dunklen-magneto-optischen Falle (Dark-SPOT, *dark spontaneous-force optical trap*) lassen sich diese Verlustmechanismen im Vergleich zu einer üblichen MOT abschwächen, da die Atome hauptsächlich in einem „dunklen“ Hyperfeingrundzustand gefangen werden und so nicht mehr mit dem Kühllicht wechselwirken können. Diese Dark-SPOT findet im Experiment Anwendung. Nach diesen Vorüberlegungen zu den Prinzipien der Laserkühlung folgt eine kurze Übersicht über die zweidimensionale magneto-optische Falle (2D-MOT), die im Experiment einen kalten Atomstrahl hoher Intensität liefert. Eine detaillierte Betrachtung der Physik optischer Dipolfallen, der realisierten Fallengeometrie und der Oszillationsfrequenzen beendet den Teilabschnitt der verwendeten Atomfallen.

Das Teilkapitel zu den verwendeten Analysetechniken ultrakalter atomarer Ensemble beschreibt zunächst die Technik der Absorptionsabbildung. Mit deren Hilfe lassen sich im Experiment die Dichte, Teilchenzahl und Temperatur der Atome bestimmen. Letzteres kann auch durch die vorgestellte *release and recapture* Methode bewerkstelligt werden, die ebenfalls im Experiment zum Einsatz kommt. Ebenso wird die Messung des durch die Atome gestreuten Fluoreszenzlichts zur Teilchenzahlbestimmung verwendet und soll kurz erklärt werden.

Die zur Charakterisierung der experimentell realisierten Dipolfalle wichtige Größe der Oszillationsfrequenz lässt sich durch Anregung sogenannter parametrischer Resonanzen messen. Diese Methode wird beschrieben bevor abschließend kurz auf Betrachtungen zur Phasenraumdichte eingegangen wird.

3.1. Fermionisches Kalium

Alle in dieser Arbeit durchgeführten und präsentierten Experimente verwenden das Kaliumisotop ^{40}K . Das Alkalimetall Kalium besitzt im natürlichen Isotopengemisch eine Masse von 39,0983 u mit der Ordnungszahl 19. Es schmilzt unter Normalbedingungen bei 63,38 °C und verdampft bei 759 °C. Die natürlich vorkommenden Isotope sind die stabilen Bosonen ^{39}K und ^{41}K sowie das mit einer Halbwertszeit von $1,3 \times 10^9$ Jahre radioaktive ^{40}K . Letzteres besitzt einen Kernspin von $I = 4$ und in Kombination mit dem Spin des Valenzelektrons wird dieses zum Fermion. Aufgrund des negativen magnetischen Moments ist die Hyperfeinstrukturaufspaltung invertiert. Das natürliche Isotopenvorkommen beträgt 93,3 % ^{39}K , 0,0117 % ^{40}K und 6,7 % ^{41}K [50].

Der optische Übergang vom $4^2S_{1/2}$ -Grundzustand zum angeregten $4^2P_{3/2}$ -Zustand ($D2$ -Linie) wird für die Laserkühlung von ^{40}K verwendet. Abbildung 3.1 zeigt die für den Kühl- und Rückpumplaser verwendeten Übergänge. Während der Kühlaser auf den Übergang $|4^2S_{1/2}, F = 9/2\rangle \rightarrow |4^2P_{3/2}, F' = 11/2\rangle$ stabilisiert ist, wird für den Rückpumplaser der Übergang $|4^2S_{1/2}, F = 7/2\rangle \rightarrow |4^2P_{3/2}, F' = 9/2\rangle$ verwendet. Die natürliche Linienbreite dieser optischen Übergänge beträgt $\Gamma = 2\pi \times 6,03 \text{ MHz}$, woraus sich die Doppler-Temperatur zu $T_D = \hbar\Gamma/(2k_B) = 145 \mu\text{K}$ ergibt. Die Hyperfeinstrukturaufspaltung des Grundzustandes beträgt $1,29 \text{ GHz}$ und die des angeregten Zustandes ist mit $101,7 \text{ MHz}$ viel kleiner als die entsprechenden Aufspaltungen in Rubidium und Cäsium. Somit muss dem Rückpumplaser in der MOT eine größere Bedeutung beigemessen werden, um ein Umpumpen der Atome während des Kühlens in den $|4^2S_{1/2}, F = 7/2\rangle$ -Grundzustand zu vermeiden. Anhang A liefert nochmals eine ausführliche Übersicht über die wichtigsten Daten von Kalium.

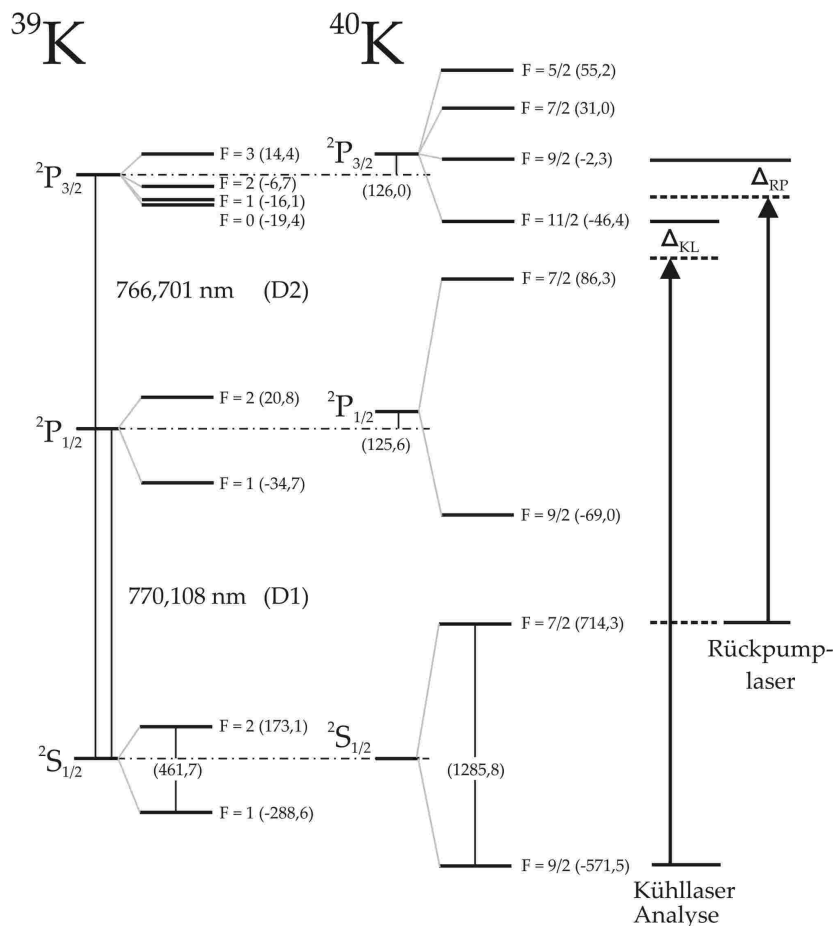


Abbildung 3.1.: Termschema der optischen Übergänge der $D1$ - und $D2$ -Linien von ^{39}K und ^{40}K mit den, für das Fangen, das Kühlen und die Analyse verwendeten Laserübergängen. ^{40}K besitzt aufgrund des negativen magnetischen Moments eine invertierte Hyperfeinstrukturaufspaltung. In Klammern ist die Aufspaltung in MHz gegeben. (Abbildung nach [51])

3.2. Verwendete Atomfallen

Um Atome auf Temperaturen im Mikro- und Nanokelvinbereich abzukühlen, ist eine Reihe von aufeinander folgenden Kühschritten in verschiedenen Fallen nötig. Startpunkt ist hier, wie in nahezu allen quantenoptischen Experimenten, eine MOT bzw. Dark-SPOT, mit der Atome aus einem Gas bei Raumtemperatur eingefangen und gekühlt werden. Durch die Verwendung einer 2D-MOT wird dieser erste Fang- und Kühschritt, der effizient bei einem hohen Dampfdruck funktioniert, in eine zweite Kammer ausgelagert, wodurch das Vakuum in der Experimentierkammer nicht beeinträchtigt wird. Nur die bereits vorgekühlten ^{40}K -Atome gelangen in die Hauptkammer und werden dort durch die MOT bzw. Dark-SPOT eingefangen. In einer MOT bzw. Dark-SPOT können Atome jedoch nicht beliebig weit gekühlt werden. Eine Möglichkeit Atome bis weit unter die Doppler-Temperatur abzukühlen ist evaporatives Kühlen in einer optischen Dipolfalle, bei dem selektiv die heißesten Atome aus dem Ensemble entfernt werden und die Rethermalisierung der verbleibenden Atome zu einer Abkühlung führt.

Im Folgenden werden die verschiedenen, in dieser Arbeit angewandten Fallentypen theoretisch vorgestellt.

3.2.1. Funktionsprinzip der magneto-optischen Falle und der dunklen-magneto-optischen Falle

1975 schlugen T.W. Hänsch und A.L. Schawlow vor, die kinetische Energie eines bewegten Atoms durch die Einwirkung nahresonanter und rotverstimmter Laserstrahlung zu reduzieren und das Atom dadurch zu kühlen [52]. Hierzu wird ein atomares Gas mit drei senkrecht zueinander stehenden Paaren von Laserstrahlen beleuchtet, deren Frequenz gegenüber dem atomaren Übergang rotverstimmt ist. Aufgrund der Doppler-Verschiebung erfahren Atome, die sich entgegen des eingestrahnten und rotverstimmten Laserstrahls bewegen, das Licht näher zur Resonanz verschoben als mit dem Lichtfeld propagierende Atome und absorbieren daher mehr Photonen aus dem entgegenkommenden Strahl. Die Kühlkraft resultiert aus der Absorption von Photonen aus dem Lichtfeld und der anschließenden spontanen Emission von Photonen durch das Atom. Während die Absorption eines Photons einen gerichteten Impulsübertrag zur Folge hat, erfolgt die anschließende Emission in eine zufällige Raumrichtung und besitzt im statistischen Mittel keinen Impulsübertrag. Aufgrund des Doppler-Effektes ist die Kühlkraft von der Geschwindigkeit der Atome abhängig und wird maximal, wenn die Frequenz des Lichtfeldes resonant mit einem optischen Übergang des Atoms ist. Wegen der entscheidenden Rolle des Doppler-Effektes wird diese Art der Laserkühlung auch Doppler-Kühlung genannt. Die Doppler-Kühlung alleine erzeugt nur eine geschwindigkeitsabhängige, jedoch keine ortsabhängige Kraft. Dadurch können die Atome zwar gekühlt, aber nicht gefangen werden [53]. Die Atome führen aufgrund der starken Dämpfung durch die Kühlkraft eine diffuse Bewegung, ähnlich der Brown'schen Bewegung, aus [54]. Wegen der viskosen Natur der Kühlkraft wird dies auch optische Melasse genannt. Eine ortsabhängige Kraft und somit ein räumlicher Einschluss kann durch ein zusätzliches magnetisches Quadrupolfeld erreicht werden [25]. Dessen Nullpunkt fällt hierbei mit dem Kreuzungspunkt der optischen Melassestrahlen zusammen und bildet das Fallenzentrum. Abbildung 3.2 zeigt den schematischen Aufbau einer MOT.

Zur Erzeugung des magnetischen Quadrupolfeldes werden die Spulen (vgl. Abschnitt B)

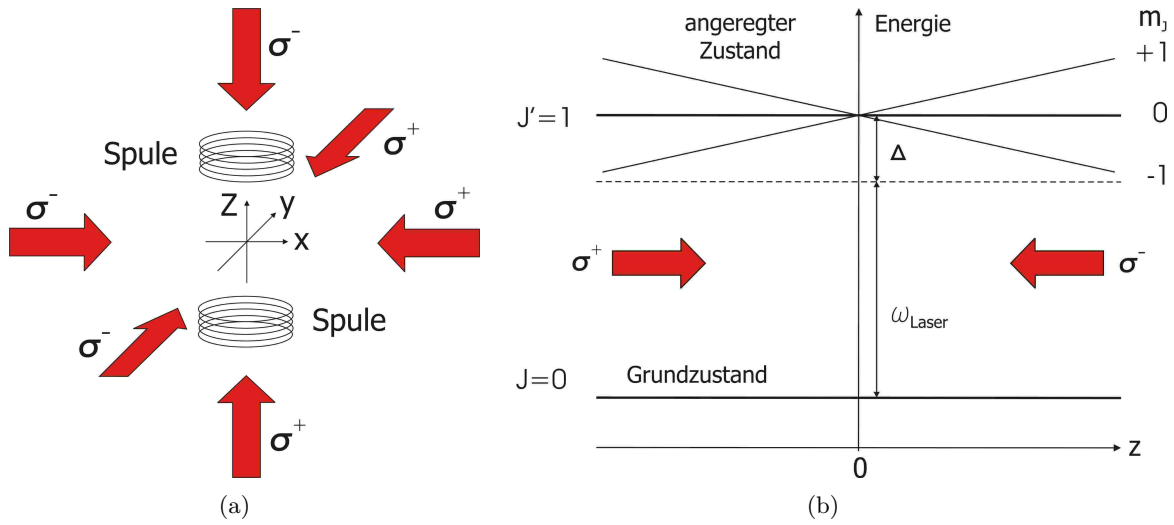


Abbildung 3.2.: Aufbau und Funktionsprinzip einer magneto-optischen Falle. **(a)** Drei gegenläufige Paare σ^\pm -polarisierten Lichts bilden im Kreuzungspunkt der Kammer eine optische Melasse. In Kombination mit dem magnetischen Quadrupolfeld der Spulen entsteht die MOT. **(b)** Ortsabhängige Aufspaltung der Energieniveaus des $J = 0$ Grundzustandes und des $J' = 1$ angeregten Zustandes im magnetischen Feld $B(z) = Az$.

in einer Anti-Helmholtz-Konfiguration betrieben, so dass der Mittelpunkt feldfrei ist. Das magnetische Feld steigt linear mit dem Abstand zum Zentrum $B(z) = Az$ an und führt zu einer ortsabhängigen Aufspaltung der Zeeman-Zustände. In Abbildung 3.2(b) ist diese ortsabhängige Aufspaltung entlang der z -Achse dargestellt, wobei ein Atom mit einem $J = 0 \rightarrow J' = 1$ Übergang angenommen wurde. Im positiven Bereich der z -Achse führt die Zeeman-Verschiebung dazu, dass das Atom mehr σ^- -polarisierte als σ^+ -polarisierte Photonen absorbiert, da der Übergang $m_J = 0 \rightarrow m'_{J'} = -1$ resonanter mit dem von rechts kommenden σ^- -polarisierten Lichtfeld ist. Analog ergibt sich eine bevorzugte Absorption des σ^+ -polarisierten Photons durch den Übergang $m_J = 0 \rightarrow m'_{J'} = +1$ im negativen Bereich der z -Achse. In jedem Fall ergibt sich für das Atom im zeitlichen Mittel vieler Absorptions- und Emissionszyklen eine rücktreibende Kraft in Richtung des Zentrums der Falle.

Für kleine Geschwindigkeiten und nahe des Fallenzentrums, d.h. die Doppler- und Zeeman-Aufspaltung sind klein verglichen mit der Laserverstimmung Δ , lässt sich die effektive gemittelte Kraft auf die Atome durch eine Reihenentwicklung linearisieren und durch

$$F = -\alpha v - \kappa r \quad (3.1)$$

beschreiben [55]. Hierbei sind der Dämpfungskoeffizient α und die Federkonstante κ durch

$$\alpha = -4\hbar k^2 \frac{I}{I_0} \frac{2\Delta/\Gamma}{[1 + I/I_0 + (2\Delta/\Gamma)^2]^2} \quad (3.2)$$

und

$$\kappa = \frac{\mu' \nabla B}{\hbar k} \alpha \quad (3.3)$$

bestimmt. Das aus den einzelnen magnetischen Momenten $\mu'_n = (g_g m_g - g_a m_a) \mu_B$ der beteiligten Übergänge gemittelte und mit den jeweiligen Übergangsstärken c_n gewichtete effektive

magnetische Moment ist durch $\mu' = \sum_n c_n \mu'_n / \sum_n c_n$ gegeben [55] und ergibt sich für den in diesem Experiment verwendeten Kühllaserübergang $|4^2S_{1/2}, F = 9/2\rangle \rightarrow |4^2P_{3/2}, F' = 11/2\rangle$ zu $\mu' = 0,6818 \cdot \mu_B$. Die Kraft aus Gleichung (3.1) führt zu einer gedämpften, harmonischen Oszillation der Atome, deren Bewegungsgleichung durch die eines gedämpften, harmonischen Oszillators gegeben ist. Der Dämpfungskoeffizient aus Gleichung (3.2) kann für die in diesem System typischerweise benutzte Laserintensitäten von circa 50 mW/cm^2 und einer Verstimmung von $\Delta_{\text{KL}} = 3/2 \Gamma$ zu $\alpha = 1,86 \times 10^{-17} \text{ N/s/m}$ und die Federkonstante aus Gleichung (3.3) zu $\kappa = (dB/dz) \cdot 1,36 \times 10^{-13} \text{ N/T}$ abgeschätzt werden. Mit dem Dämpfungskoeffizienten α und der Atommasse m ergibt sich die Dämpfungsrate zu $\Gamma_{\text{MOT}} = \alpha/(2m) = 140 \times 10^6 \text{ Hz}$. Für die typischerweise im Experiment verwendeten Magnetfeldgradienten von $dB/dz = 5 \text{ G/cm}$ erhält man mit der Federkonstante κ eine Oszillations- bzw. Fallenfrequenz von $\omega_{\text{MOT}} = \sqrt{\kappa/m} = 320 \times 10^3 \text{ Hz}$. Die Bewegung des Teilchens im Einfangbereich der MOT ist daher stark überdämpft und die Zeitskala für die Bewegung ist durch das Verhältnis $2\Gamma_{\text{MOT}}/\omega_{\text{MOT}}^2 \approx 9,6 \text{ ms}$ gegeben [25].

Die MOT kann direkt aus dem Hintergrundgas [56] oder, wie auch in diesem Experiment und in Abschnitt 3.2.2 beschrieben, durch einen Strahl kalter Atome [25] geladen werden. In beiden Fällen nimmt die Teilchenzahl der MOT mit einer gewissen Laderate zu und sättigt, wenn ein Gleichgewicht zwischen Lade- und Verlustrate gegeben ist. Die Verlustrate kann hierbei zum Einen durch Stöße mit dem Hintergrundgas und zum Anderen durch inelastische Stöße zwischen den Atomen in der MOT bestimmt sein [57]. Die Laderate der MOT aus dem Hintergrundgas ist proportional zur vierten Potenz der maximalen Einfanggeschwindigkeit v_C der MOT und linear zum Hintergrundgasdruck [53]. Die maximale Einfanggeschwindigkeit v_C legt fest, welche Atome aus der Geschwindigkeitsverteilung des Atomstrahls oder des Hintergrundgases innerhalb des Einfangvolumens noch so weit abgebremst werden können, damit diese das Fallenpotential nicht mehr verlassen. Diese Einfanggeschwindigkeit kann durch

$$v_C = \sqrt{\frac{\hbar k \Gamma}{2m}} r \quad (3.4)$$

abgeschätzt werden, wenn angenommen wird, dass ein Atom während der Verweildauer im Einfangbereich der Falle der maximalen Spontankraft $F_{\text{max}} = ma = \hbar k \Gamma / 2$ ausgesetzt ist und nach Durchlaufen der Strecke r , die durch den Strahlradius des Kühlstrahls gegeben ist, im Fallenzentrum zum Stillstand kommt. In diesem Experiment ist der für die MOT-Strahlen verwendete Strahldurchmesser durch die Apertur der Vakuumsichtfenster auf 34 mm begrenzt. Somit erwarten wir, dass sich in unserer MOT Atome bis zu einer Grenzgeschwindigkeit von etwa 66 m/s fangen lassen, was einer Fallentiefe von circa $k_B \times 10 \text{ K}$ entspricht.

Die in einer MOT erreichbaren atomaren Dichten sind im Allgemeinen auf circa $10^{11} \text{ Atome/cm}^3$ begrenzt [55] und können aus zwei Gründen nicht beliebig hohe Werte annehmen. Anfänglich, d.h. für kleine Atomzahlen, führt die thermische Bewegung der Atome zu einer Ausdehnung der Atomwolke mit einem Radius, der durch das Äquipartitionstheorem $k_B T = 1/2 \kappa r^2$ gegeben ist [58]. Die Dichteverteilung der Atome entspricht dabei der gaußförmigen Dichteverteilung eines idealen Gases in einem harmonischen Fallenpotential. Bei einer gegebenen Gleichgewichtstemperatur nimmt die Dichte der kalten Atome linear mit steigender Atomzahl zu, während die Größe der Wolke unverändert bleibt [59]. Wird eine kritische atomare Dichte von etwa $10^{10} \text{ Atomen/cm}^3$ überschritten, entspricht das Verhalten der kalten Atome nicht mehr dem eines idealen Gases und eine starke, langreichweitige Kraft

macht sich zwischen den Atomen bemerkbar [60]. Diese Kraft ist repulsiv und resultiert aus der starken Reabsorption von Fluoreszenzphotonen durch zentrumsnahe Atome. Dadurch bildet sich ein relativer Impuls pro Photon von maximal $2\hbar k$ zwischen den beiden Atomen aus und die entsprechende Kraft wirkt den einschließenden Kräften der Kühllaserstrahlen entgegen. Dieser innere Strahlungsdruck limitiert daher die in einer MOT erreichbare Dichte auf Werte von 10^{11} Atome/cm³ [25, 59] und führt dazu, dass das Hinzufügen weiterer Atome lediglich zu einer Vergrößerung der kalten Atomwolke bei konstanter Dichte führt. Die Zweite Begrenzung der erreichbaren Dichte liegt in den Zwei-Körper-Verlusten begründet [57]. Bei geringen Intensitäten der Fallenlaser dominieren Stöße, bei denen einer der Stoßpartner den Hyperfeinzustand ändert [61, 62]. Dabei wird die der Hyperfeinstruktur entsprechende Energie frei, was für die Stoßteilnehmer ausreicht, die Falle zu verlassen. Bei höheren Intensitäten der Fallenlaser treten lichtinduzierte Verluste auf, wie sie schematisch in Abbildung 3.3 dargestellt sind. Bei diesen Verlusten ist einer der beiden Stoßpartner im angeregten Zustand und die Wechselwirkung erfolgt durch eine Dipol-Dipol-Wechselwirkung in einem starken,

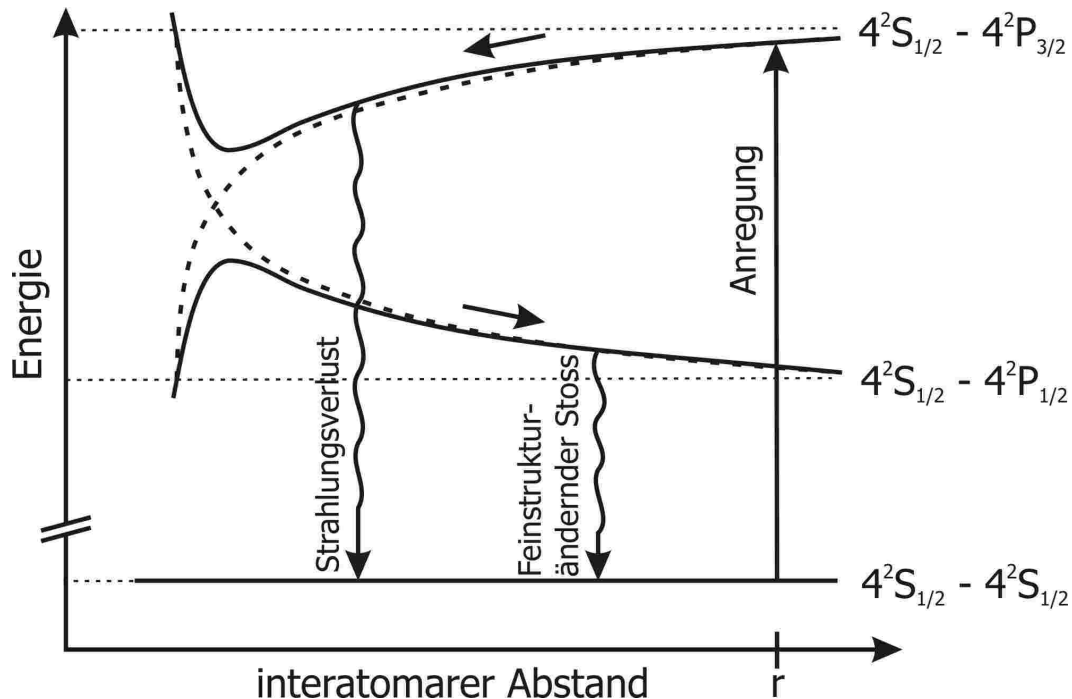


Abbildung 3.3.: Schematische Darstellung der lichtinduzierten Verluste. Wird ein Stoßpartner bei einem interatomaren Abstand r in den $P_{3/2}$ -Zustand angeregt, erfolgt die Wechselwirkung durch ein langreichweitiges C_3/r^3 Dipol-Dipol-Potential. Beim Prozess des Strahlungsverlusts besitzt das spontan emittierte Photon eine geringere Energie als das zuvor absorbierte Photon. Diese Energie wurde durch die räumliche Anziehung der Stoßpartner in kinetische Energie umgewandelt. Bei feinstrukturändernden Stößen gewinnen die Atome kinetische Energie durch den Transfer vom attraktiven $S_{1/2} + P_{1/2}$ -Potential in das repulsive $S_{1/2} + P_{1/2}$ -Potential. In beiden Fällen ist der Energiegewinn der Stoßpartner ausreichend um das Fallenpotential zu verlassen. Die räumliche Variation des Grundzustandquasimolekülpotentials ist aufgrund der schwachen C_6/r^6 -Abhängigkeit für die Betrachtung irrelevant. Daher ist das Potential hier als konstant eingezeichnet. Abbildung nach [55]

langreichweitigen C_3/r^3 -Potential. Daher ist der Streuquerschnitt für Stöße mit angeregten Atomen wesentlich größer als der für Stöße zwischen Grundzustandsatomen, deren Wechselwirkungspotential durch das schwache van der Waals- C_6/r^6 -Potential gegeben ist [63]. Wird ein Atom bei einem interatomaren Abstand r in einem, bezüglich der D_2 -Linie rotverstemten Lichtfeld der MOT angeregt, beschleunigen die Atome aufgrund des attraktiven $S_{1/2}+P_{3/2}$ -Quasimolekülpotentials aufeinander zu. Nun müssen zwei verschiedene Verlustmechanismen unterschieden werden. Erstens, findet die Emission des Photons bei kleineren interatomaren Abständen statt, besitzt dieses eine geringere Energie als das zuvor absorbierte Photon. Die Energiedifferenz wird in kinetische Energie der Atome umgewandelt. In diesem Zusammenhang spricht man von Strahlungsverlusten. Zweitens kann das Quasimolekül am Schnittpunkt des $S_{1/2}+P_{3/2}$ - und $S_{1/2}+P_{1/2}$ -Quasimolekülpotentials in das repulsive $S_{1/2}+P_{1/2}$ -Quasimolekülpotential transferieren. In diesem Zusammenhang spricht man von feinstrukturändernden Stößen. Die Feinstrukturaufspaltung von ^{40}K beträgt $\Delta_{\text{FS}} = k_{\text{B}} \times 84 \text{ K}$ und die entsprechende Energie liegt nach dem Zerfall als kinetische Energie vor. In beiden Fällen reicht die durch die Atome gewonnene Energie aus, um aus der MOT zu entkommen.

Im Laufe der experimentellen Arbeiten stellte sich heraus, dass die beschriebenen lichtinduzierten Verlustmechanismen die entscheidende Limitierung bei der erreichbaren Dichte und Teilchenzahl in der ^{40}K -MOT darstellen und dadurch das Umladen hoher Teilchenzahlen in die optische Dipolfalle verhindern [43]. Das Umladen der Atome aus einer MOT in eine optische Dipolfalle ist ein dynamischer Prozess, der durch eine Laderate und eine dichteabhängige Verlustrate bestimmt ist [64]. Während die Laderate von der Kühlung und der Teilchenflussdichte in das Fallenvolumen der Dipolfalle abhängt, ist die Verlustrate maßgeblich durch lichtinduzierte Verluste, die durch die MOT-Lichtfelder induziert werden, gegeben. Genaue Untersuchungen der nichtexponentiellen Zerfallskurve des Fluoreszenzsignals der MOT-Atome, die durch

$$\frac{dn}{dt} = \frac{n}{\tau} - \beta n^2 \quad (3.5)$$

bzw.

$$n(t) = \frac{n_i \exp(-t)}{\{1 + \beta \tau n_i [1 - \exp(-t)]\}} \quad (3.6)$$

beschrieben werden [57] ergaben, dass der für die inelastischen Zwei-Körper-Verluste charakteristische Parameter β je nach Intensität und Verstimmung der Lichtfelder für ^{40}K $3 \times 10^{-10} \text{ cm}^3/\text{s} \leq \beta \leq 2 \times 10^{-10} \text{ cm}^3/\text{s}$ beträgt und im Vergleich mit Rubidium ($2 \times 10^{-13} \text{ cm}^3/\text{s} \leq \beta \leq 2 \times 10^{-11} \text{ cm}^3/\text{s}$) um bis zu drei Größenordnungen größer ist [62]. In Ausdruck (3.5) und (3.6) bezeichnet n die gemittelte Dichte der gefangenen Atome, die sich experimentell mit der Kenntnis über das MOT-Volumen und dem zur Teilchenzahl proportionalen Fluoreszenzsignal ergibt und n_i die anfängliche Dichte. Eine genaue Auswertung dieser Untersuchungen findet sich in der Dissertation von A. Gatto [43].

W. Ketterle *et al.* konnten mit der Technik der Dark-SPOT die dichtelimitierenden Verlustmechanismen im Vergleich zu einer üblichen MOT erstmals abschwächen und damit mehr als 10^{10} Natrium Atome bei Dichten von bis zu 10^{12} Atomen/ cm^3 in dieser Falle fangen [65]. In einer herkömmlichen MOT sorgt das Rückpumplicht dafür, dass sich die Atome mit einer Wahrscheinlichkeit $p \approx 1$ im hellen Hyperfeingrundzustand aufhalten und durch den Kühllaser angeregt werden können. Wird nun die Intensität des gaußförmigen Rückpumpplaserstrahls durch Abbilden eines schwarzen Punktes auf die MOT ausgeblendet, werden nur

die Atome außerhalb dieses Bereichs in den Kühlkreislauf zurückgepumpt. Die kälteren Atome im Fallenzentrum werden durch nichtresonantes optisches Pumpen in den angeregten, „dunklen“ Hyperfeingrundzustand gepumpt und stehen dem Kühlkreislauf nicht mehr zur Verfügung. Dadurch koppeln die Atome schwächer an das Licht des Kühllasers und streuen weniger Photonen, so dass lichtinduzierte Verluste durch Reabsorption von Fluoreszenzphotonen oder feinstrukturändernde Stöße reduziert werden. Sobald die Atome das Fallenzentrum verlassen, werden sie wieder in den Kühlkreislauf zurückgeführt. Der Parameter

$$p \equiv \frac{N_H}{N_H + N_D} < 1 \quad (3.7)$$

ist ein Maß dafür, mit welcher Wahrscheinlichkeit die Atome im hellen Zustand sind. Die Besetzung des hellen bzw. des dunklen Hyperfeingrundzustandes ist durch N_H bzw. N_D bezeichnet. Für die Zahl der gefangenen Atome gilt in einer Dark-SPOT mit $p < 1$ in Näherung [66]

$$N_{\text{DSPOT}} \approx \frac{N_{\text{MOT}}}{p}. \quad (3.8)$$

Da die Stärke der nichtresonanten Anregung durch den Kühllaser in den angeregten Hyperfeingrundzustand von der Hyperfeinstrukturaufspaltung des angeregten Zustandes abhängt, ist für schwere Alkaliatome, wie Rubidium und Cäsium, ein zusätzlicher Umpumpstrahl erforderlich, damit die Atome effektiv in den dunklen Zustand gepumpt werden [67]. Für Kalium ist diese Aufspaltung des angeregten Zustandes vergleichsweise gering, so dass auf diesen zusätzlichen Umpumpstrahl verzichtet werden kann.

Abbildung 3.4 zeigt einen Vergleich der im Experiment beobachteten Laderaten und Lebensdauern einer Dark-SPOT und einer gewöhnlichen MOT. Die Zahl der jeweils durch Lichtkräfte gesammelten ^{40}K Atome wurde über die Leistung der gestreuten Fluoreszenz bestimmt. In der MOT sättigt die Teilchenzahl aufgrund der oben beschriebenen Verlustmechanismen bei etwa 2×10^7 Atomen, wohingegen in der Dark-SPOT Teilchenzahlen von 2×10^8 Atomen

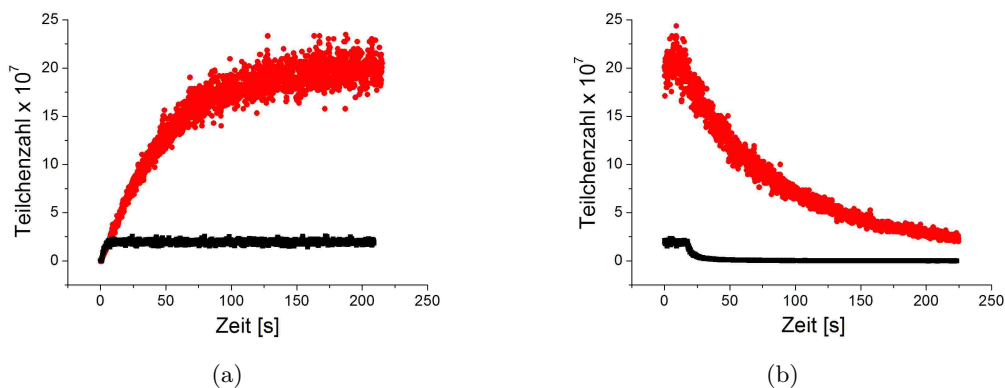


Abbildung 3.4.: Vergleich der experimentell beobachteten Laderate und der Lebensdauer einer Dark-SPOT (●, rot) und einer MOT (■, schwarz). (a) Die Teilchenzahl in einer Dark-SPOT sättigt bei einem um den Faktor zehn höheren Wert verglichen mit der normalen MOT. (b) Die Lebensdauer der Dark-SPOT ist um knapp einen Faktor zehn länger als die Lebensdauer der normalen MOT.

erreicht werden. Nach den vorangegangenen Überlegungen entspricht dies einer Wahrscheinlichkeit von $p = 0,1$, dass sich die zentrumsnahen Atome im hellen Hyperfeingrundzustand $F = 9/2$ befinden. Darüber hinaus ist die Lebensdauer der Dark-SPOT um einen Faktor zehn größer als die der MOT, was ebenfalls auf eine entsprechende Reduktion der lichtinduzierten Verluste hinweist.

3.2.2. Funktionsprinzip der zweidimensionalen magneto-optischen Falle

Das grundlegende Prinzip der 2D-MOT ist die Laserkühlung in zwei Dimensionen. Zwei Paare gegenläufiger Laserstrahlen in σ^\pm -Konfiguration werden, wie in Abbildung 3.5 gezeigt, in die Kammer eingestrahlt. Diese Strahlenpaare stehen senkrecht zueinander und senkrecht zur Achse des Atomstrahls. Das Lichtfeld schließt dabei, bedingt durch die starke elliptische Form der Laserstrahlen, ein zylindrisches Kühlvolumen ein. In Kombination mit einem zweidimensionalen magnetischen Quadrupolfeld erzeugt das Lichtfeld eine radiale Rückstellkraft, welche auf die Linie des verschwindenden Magnetfeldes gerichtet ist. Atome, die in dieses Kühlvolumen fliegen, werden daher nur in den zwei radialen Dimensionen abgebremst und auf die z-Achse komprimiert. Die Geschwindigkeit der Atome in z-Richtung wird hierbei nicht verändert. Aus der radialen Kühlung resultiert ein dünner und gut kollimierter Atomstrahl hoher Dichte. Die Technik der zweidimensionalen Laserkühlung wurde zunächst dazu benutzt, um quer durch das Kühlvolumen hindurchlaufende Atomstrahlen zu kühlen und zu komprimieren [68–71]. Dabei konnten verschiedene Arbeitsgruppen kalte Atomstrahlen mit Temperaturen von $25 \mu\text{K}$ bei Dichten von bis zu 10^9 Atomen/ cm^3 und Geschwindigkeiten von $(0,7 - 3) \text{ m/s}$ erzeugen.

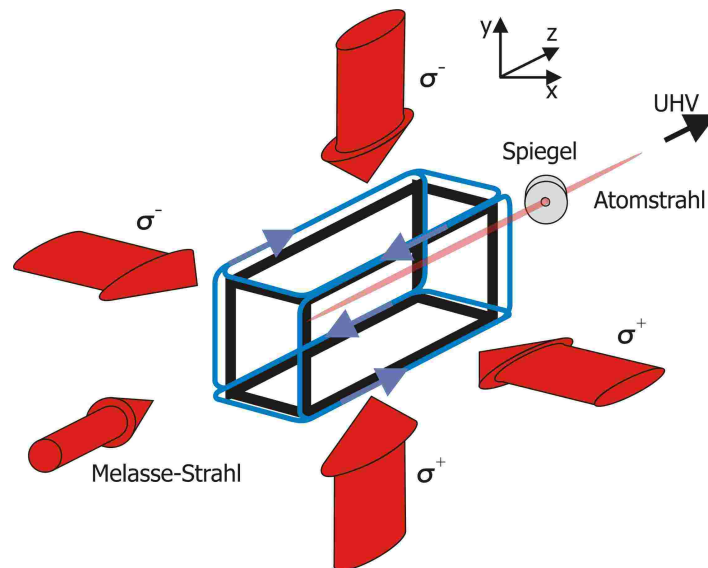


Abbildung 3.5.: Aufbau und Funktionsprinzip der 2D-MOT. Zwei gegenläufige Paare σ^\pm -polarisierten Lichts bilden im Kreuzungspunkt der Kammer eine optische Melasse. In Kombination mit dem zweidimensionalen magnetischen Quadrupolfeld der Spulen entsteht die 2D-MOT. Der zusätzliche, axiale eingestrahlte Melasse-Strahl kühlt die Atome zusätzlich in longitudinaler Richtung. Der Atomstrahl verlässt die Vorvakuumkammer durch eine differentielle Pumpstrecke.

Dieckmann *et al.* [72] realisierten eine 2D-MOT mit einem zusätzlichen axialen Laserstrahl (2D⁺-MOT) in einer ⁸⁷Rb Dampfdruckzelle. Durch das Laden der 2D-MOT aus dem Hintergrundgas konnten er, und andere Arbeitsgruppen, Flüsse von bis zu 1×10^{11} Atome/s [73, 74] erzeugen und diese durch eine differentielle Pumpstrecke aus der Dampfdruckzelle extrahieren. Damit die Atome der Dampfdruckzelle zum Fluss lasergekühlter Atome beitragen, müssen gleichzeitig drei Kriterien erfüllt sein [74]. Erstens muss die radiale Geschwindigkeitskomponente der Atome kleiner als die Einfanggeschwindigkeit der 2D-MOT sein, damit die Atome gekühlt und eingefangen werden können. Die zur Verfügung stehende Laserintensität bestimmt dabei die maximale radiale Einfanggeschwindigkeit der Falle und somit die Effizienz der radialen Kühlung. Der atomare Fluss nimmt linear mit der Laserintensität zu und geht in Sättigung über, wenn die Spontankraft für einen zunehmend höher werdenden Sättigungsparameter ihren Maximalwert $\hbar k \Gamma / 2$ annimmt. Zweitens muss die Wechselwirkungszeit der Atome mit dem Lichtfeld lange genug sein, damit diese effektiv in radialer Richtung gekühlt und auf die z-Achse kollimiert werden können. Atome, die zu schnell in z-Richtung fliegen, werden nicht ausreichend gekühlt und durch die Apertur der differentiellen Pumpstrecke ausgefiltert. Mit zunehmender Länge des Kühlvolumens, und damit zunehmender Wechselwirkungszeit, können schnell in z-Richtung fliegende Atome besser radial gekühlt werden und tragen somit auch zum atomaren Fluss bei. Die mittlere Geschwindigkeit der Atome im Strahl verschiebt sich daher mit zunehmender Länge des Kühlvolumens zu höheren Werten. Drittens muss die mittlere freie Weglänge in der Dampfdruckzelle vergleichbar oder größer als die Länge des Kühlvolumens sein, um Kollisionen mit dem Hintergrundgas zu vermeiden. Diese Kollisionen führen zur Rethermalisierung der Atome in der Dampfdruckzelle und dadurch tragen auch Atome zum atomaren Fluss bei, deren Startpunkt innerhalb der Dampfdruckzelle und nicht mehr an den Kammerwänden liegt. Dies erhöht den Anteil thermischer Atome im Strahl und die mittlere Geschwindigkeit des Atomstrahls verschiebt sich ebenfalls zu höheren Werten. Darüberhinaus reduzieren lichtinduzierte Verluste zwischen dem Hintergrundgas und dem Atomstrahl mit zunehmender Länge des Kühlvolumens den Fluss und legen bei einer gegebenen Geometrie der 2D-MOT den idealen Dampfdruck fest.

Wie bereits eingangs angesprochen, kann als Erweiterung zu der 2D-MOT zusätzlich zu den Kühllaserstrahlen eine optische Melasse entlang der Achse des Atomstrahls verwendet werden (2D⁺-MOT), um die Atome zusätzlich in longitudinaler Richtung zu kühlen. Dabei können sich die Frequenzen der gegenläufigen Strahlen [68] oder die Intensitäten [72] unterscheiden. Üblich ist dabei die Verwendung eines Spiegels mit Loch an der Austrittsöffnung der differentiellen Pumpstrecke. Während der in Richtung des Atomstrahls propagierende Laserstrahl ein gaußförmiges Strahlprofil aufweist, besitzt der gegenläufige Laserstrahl in der Mitte ein Loch. Atome, die nahe der Symmetrieachse fliegen, werden daher durch den unterschiedlichen Strahlungsdruck der longitudinalen Laserstrahlen, ähnlich zu der „Low Velocity Intense Source“, aus der Kammer beschleunigt [75]. Atome, die in die negative z-Richtung fliegen, können zudem durch den in positive z-Richtung propagierenden Laserstrahl abgebremst und in der Bewegungsrichtung umgekehrt werden. Außerhalb dieses Kernschattens wird durch die zusätzliche longitudinale Kühlung die Geschwindigkeit der Atome reduziert, wodurch sich deren Wechselwirkungszeit mit den radialen Kühllaserstrahlen erhöht. Durch diesen Abbremsseffekt kann der Atomstrahl besser kollimiert und der Fluss langsamer Atome erhöht werden, was sich vorteilhaft auf die Laderate der MOT oder Dark-SPOT auswirkt [74].

3.2.3. Optische Dipolfallen

In diesem Kapitel wird die Wirkung eines Lichtfeldes auf neutrale Alkaliatome betrachtet und folgt Referenz [76]. Dazu wird zunächst ein klassisches Modell, basierend auf der atomaren Polarisierbarkeit, eingeführt, welches alle relevanten Eigenschaften einer optischen Dipolfalle liefert. Mit diesen Vorüberlegungen wird der, für die vorliegende Arbeit wichtige Fall der quasi-elektrostatischen Dipolfalle, die im Experiment mit dem Licht eines CO₂-Lasers realisiert wird, genau analysiert. Dabei werden das Fallenpotential und die zu erwartende Photonenstreureate bestimmt. Die in diesem Experiment verwendete Geometrie der Dipolfalle wird abschließend betrachtet und die relevanten physikalischen Parameter, wie Fallentiefe und Oszillationsfrequenzen, werden herausgearbeitet. Eine ausführliche Darstellung sowohl theoretischer als auch experimenteller Resultate findet sich in Referenz [76].

Optische Potentiale und Photonenstreureate

Allgemein kann die Kraft, die auf ein Atom in einem Lichtfeld wirkt und durch das elektrische Feld des Laserlichts hervorgerufen wird, als Lorentzkraft auf das induzierte atomare Dipolmoment betrachtet werden. Diese Kraft setzt sich aus drei Komponenten zusammen, die von der Absorption, der spontanen Emission und der induzierten Emission eines Photons durch das Atom herrührt. Die beiden ersten Komponenten dieser Kraft repräsentieren die Lichtkräfte, die dissipativ sind und üblicherweise zur Laserkühlung wie z.B. in der MOT verwendet werden. Für weit verstimmt Lichtfelder sind diese dissipativen Lichtkräfte vernachlässigbar gering und nur die stimulierte Emission ist an der Atom-Licht-Wechselwirkung beteiligt. Der entsprechende Beitrag, die optische Dipolkraft, besitzt einen dispersiven Charakter und ist entlang des Intensitätsgradienten des Lichtfeldes gerichtet. Der Vollständigkeit halber sei erwähnt, dass die nichtresonante Anregung und anschließende spontane Emission maßgeblich für die Heizrate der Atome in der optischen Dipolfalle verantwortlich sind und auch für optische Dipolfallen Grenzen setzen.

Die zum Verständnis grundlegenden Eigenschaften der optischen Dipolfalle, wie das Dipolpotential und die Photonenstreureate, können gewonnen werden, indem das Atom als harmonischer Oszillator in einem klassischen Lichtfeld betrachtet wird. Wird ein Atom Laserlicht ausgesetzt, induziert das elektrische Feld \vec{E} des Laserlichts ein atomares Dipolmoment \vec{p} , das mit der Frequenz des Lichtfeldes $\omega_L = 2\pi\nu_L$ oszilliert. Ist das elektrische Feld durch $\vec{E}(\vec{r}, t) = \hat{e}E(\vec{r})\exp(-i\omega_L t) + c.c.$ gegeben, besitzt das atomare Dipolmoment die Form $\vec{p}(\vec{r}, t) = \hat{e}p\exp(-i\omega_L t) + c.c..$ Der Einheitsvektor der Polarisation ist hierbei durch \hat{e} bezeichnet. Die Amplitude p des induzierten Dipolmomentes ist über

$$p = \alpha(\omega)E \quad (3.9)$$

mit der atomaren Polarisierbarkeit $\alpha(\omega)$ verknüpft. Diese Polarisierbarkeit α ist ein komplexwertiger Tensor und von der Laserfrequenz abhängig. Das Wechselwirkungspotential des induzierten Dipolmomentes \vec{p} im treibenden Lichtfeld \vec{E} ist durch

$$U_{\text{dip}} = -\frac{1}{2}\langle\vec{p}\vec{E}\rangle = -\frac{1}{2}\langle\alpha E^2\rangle \quad (3.10)$$

gegeben, wobei die Klammern für die zeitliche Mittelung über die schnell oszillierenden Terme steht. Der Faktor 1/2 berücksichtigt, dass es sich bei dem Dipolmoment um kein permanentes,

sondern ein induziertes Dipolmoment handelt. Das optische Potential ist mit der Intensität des Lichtfeldes über

$$U_{\text{dip}}(\vec{r}) = -\frac{1}{2\epsilon_0 c} \Re \mathfrak{e}(\alpha(\omega)) I(\vec{r}) \quad (3.11)$$

verknüpft, wobei $I = 2\epsilon_0 c |\vec{E}|^2$ die Intensität des Laserlichts bezeichnet. Die potentielle Energie des Atoms im Lichtfeld ist somit proportional zur Intensität I und zum Realteil der atomaren Polarisierbarkeit. Wegen des konservativen Charakters des optischen Dipolpotentials resultiert die Dipolkraft aus dem Gradienten des optischen Potentials

$$\vec{F}_{\text{dip}}(\vec{r}) = -\nabla U_{\text{dip}}(\vec{r}) = -\frac{1}{2\epsilon_0 c} \Re \mathfrak{e}(\alpha(\omega)) \nabla I(\vec{r}) \quad (3.12)$$

und wirkt in Richtung des Laserintensitätsgradienten.

Aufgrund des außer Phase schwingenden Anteils des Dipolmomentes wird die Leistung

$$P_{\text{abs}} = \langle \dot{\vec{p}} \vec{E} \rangle = 2\omega \Im \mathfrak{m}(pE^*) = \frac{\omega}{\epsilon_0 c} \Im \mathfrak{m}(\alpha(\omega)) I(\vec{r}) \quad (3.13)$$

aus dem Lichtfeld absorbiert und in Form von Dipolstrahlung wieder emittiert. Im Bild eines aus Photonen der Energie $\hbar\omega$ zusammengesetzten Lichtfeldes entspricht dies der Absorption von Photonen, gefolgt von deren spontaner Emission. Die durchschnittlich absorbierte Leistung pro Photonenergie liefert die entsprechende Photonenstreurate

$$\Gamma_{\text{st}}(\vec{r}) = \frac{P_{\text{abs}}}{\hbar\omega} = \frac{1}{\hbar\epsilon_0 c} \Im \mathfrak{m}(\alpha(\omega)) I(\vec{r}). \quad (3.14)$$

Mit Gleichung (3.11), welche die Form und Tiefe der Dipolfalle festlegt, und Gleichung (3.14), welche die fundamentale Heizrate des gespeicherten Atomensembles bestimmt, sind die zwei Hauptgrößen einer optischen Dipolfalle auf die komplexe Polarisierbarkeit $\alpha(\omega)$ zurückgeführt. Die Ausdrücke (3.11) und (3.14) sind für jedes polarisierbare und neutrale Teilchen in einem oszillierenden elektrischen Feld gültig. Dabei kann es sich z.B. um ein Atom in einem nahresonanten oder weit verstimmtten Laserlicht oder um ein Molekül in einem Mikrowellenfeld handeln. Ist die atomare Polarisierbarkeit bekannt, kann das optische Dipolpotential quantitativ bestimmt werden.

Wiederum in klassischer Theorie lässt sich die Polarisierbarkeit α anhand des Lorentzchen Atommodells eines harmonisch gebundenen Elektrons mit der Eigenfrequenz ω_0 bestimmen (siehe bspw. [77]). Aus dessen Bewegungsgleichung, die der eines gedämpften und mit der Frequenz ω getriebenen harmonischen Oszillators entspricht, gewinnt man folgenden Ausdruck

$$\alpha(\omega) = 6\pi\epsilon_0 c^3 \frac{\Gamma/\omega_0^2}{\omega_0^2 - \omega^2 - i(\omega^3/\omega_0^2)\Gamma} \quad \text{mit} \quad \Gamma = \frac{e^2\omega_0^2}{6\pi\epsilon_0 m_e c^3} \quad (3.15)$$

für die Polarisierbarkeit. Die Rate Γ beschreibt die Dämpfung des Oszillators und ist so gewählt, dass die absorbierte Leistung mit der abgestrahlten Leistung des klassischen Dipols übereinstimmt. Semiklassisch, d.h. in einer quantenmechanischen Beschreibung des Atoms als Zwei-Niveau-System unter Einfluss eines klassischen Lichtfeldes, bleibt Gleichung (3.15) weiterhin gültig. Allerdings ist die klassische Dämpfungsrate Γ durch die induzierte Spontanemissionsrate des angeregten Zustands in den Grundzustand

$$\Gamma = \frac{\omega_0^3}{3\pi\epsilon_0 \hbar c^3} |\langle a | \mu | g \rangle|^2 \quad (3.16)$$

zu ersetzen. Für die D2-Linie von atomarem Kalium, einem starken Dipol-Übergang, stimmt das klassische Resultat aus Gleichung (3.15) mit Γ bis auf wenige Prozent überein. Allerdings setzt die Gültigkeit von Gleichung (3.15) eine hinreichend schwache Intensität des treibenden Lichtfeldes voraus. Eine zu hohe Intensität führt in der quantenmechanischen Betrachtung zur Sättigung des Zwei-Niveau-Systems, ein Verhalten, welches der klassische Oszillator nicht berücksichtigt. Zumeist liegt aber der Fall hoher Verstimmung mit äußerst geringer Sättigung und entsprechend kleinen Streuraten $\Gamma_{\text{st}} \ll \Gamma$ vor, so dass Ausdruck (3.15) eine ausgezeichnete Näherung für den quantenmechanischen Oszillator darstellt.

Unter Verwendung von Gleichung (3.15) findet man für den Fall großer Verstimmungen, d.h. $|\omega - \omega_0| \gg \Gamma$, und vernachlässigbarer Sättigung, d.h. $I \ll I_S$, folgende Ausdrücke für das Dipolpotential und die Streuraten

$$U_{\text{dip}}(\vec{r}) = -\frac{3\pi c^2}{2\omega_0^3} \left(\frac{\Gamma}{\omega_0 - \omega} + \frac{\Gamma}{\omega_0 + \omega} \right) I(\vec{r}), \quad (3.17)$$

$$\Gamma_{\text{st}}(\vec{r}) = \frac{3\pi c^2}{2\hbar\omega_0^3} \left(\frac{\omega}{\omega_0} \right)^3 \left(\frac{\Gamma}{\omega_0 - \omega} + \frac{\Gamma}{\omega_0 + \omega} \right)^2 I(\vec{r}). \quad (3.18)$$

Man erkennt in den Gleichungen zwei resonante Beiträge, einen bei $\omega = \omega_0$ und den anderen bei $\omega = -\omega_0$. Im nahresonanten Regime, d.h. bei Lichtfeldern die nahe an der atomaren Resonanz ω_0 liegen, gilt für die Verstimmung $\Delta = \omega - \omega_0$ die Beziehung $|\Delta| \ll \omega_0$ und die Gleichungen (3.17) und (3.18) können mit der sogenannten Drehwellennäherung weiter vereinfacht werden, wobei für den Quotienten $\omega/\omega_0 \approx 1$ gilt. Für nahresonante Dipolfallen erhält man dann die Ausdrücke

$$U_{\text{dip}}(\vec{r}) = \frac{3\pi c^2}{2\omega_0^3} \frac{\Gamma}{\Delta} I(\vec{r}) \quad (3.19)$$

und

$$\Gamma_{\text{st}}(\vec{r}) = \frac{3\pi c^2}{2\hbar\omega_0^3} \left(\frac{\Gamma}{\Delta} \right)^2 I(\vec{r}). \quad (3.20)$$

Das optische Dipolpotential ist proportional zur Laserintensität und abhängig vom Vorzeichen der Laserverstimmung, so dass, wie in Abbildung 3.6, zwei Fälle unterschieden werden müssen:

- **Rotverstimmte Falle**, $\Delta < 0$: Das Dipolpotential ist negativ und die Atome bewegen sich aufgrund der Wechselwirkung in Richtung zunehmender Intensität. Das Potentialminimum befindet sich am Ort maximaler Intensität.
- **Blauverstimmte Falle**, $\Delta > 0$: Aufgrund des positiven Dipolpotentials drückt die Dipolwechselwirkung die Atome aus dem Lichtfeld. Das Potentialminimum entspricht dem Minimum der Laserintensität.

Die maximale kinetische Energie, die ein in der optischen Dipolfalle gefangenes Atom besitzen kann, entspricht der Potentialtiefe der optischen Dipolfalle. Jedes Mal, wenn ein Atom der Masse m ein Photon mit dem Wellenvektor k aus dem Laserfeld absorbiert, erhöht sich die kinetische Energie durchschnittlich um die Rückstoßenergie $E_{\text{rec}} \simeq (\hbar k)^2 / (2m)$ eines Photons. Diese Aufheizung der atomaren Bewegung durch Photonenstreuung kann darüber hinaus auch zur Depolarisation und Dekohärenz quantenmechanischer Superpositionen gefangener Atome führen [78]. Deshalb ist es notwendig die optische Dipolfalle bei großen Verstimmungen Δ zu

betreiben, um die Photonenstreurate Γ_{st} zu reduzieren und unter anderem lange Lebensdauern der gefangenen Atome zu gewährleisten. Andererseits bedeuten große Verstimmungen der Lichtfelder nach Gleichung (3.19) flache optische Potentiale. Aufgrund der Abhängigkeiten $U_{\text{dip}} \propto I/\Delta$ und $\Gamma_{\text{st}} \propto I/\Delta^2$ lässt sich bei vorgegebener Potentialtiefe eine möglichst geringe Streurrate bei gleichzeitig hoher Intensität und großer Verstimmung erreichen.

Quasi-elektrostatische Dipolfalle

Im Fall einer CO₂-Laser Dipolfalle ist die Wellenlänge des Laserlichts mit $10,6 \mu\text{m}$ um mehr als eine Größenordnung größer als die Absorptionswellenlängen der D1- und D2-Linien im Kaliumatom. Für diesen extremen Fall der Rotverstimmung des Fallenlasers, $\omega \ll \omega_0$, oszilliert das Lichtfeld sehr langsam gegenüber der atomaren Resonanzfrequenz, wobei der induzierte Dipol nahezu statisch, d.h. ohne Phasenverschiebung dem Feld folgt. Die frequenzabhängige, atomare Polarisierbarkeit $\alpha(\omega)$ aus Gleichung (3.15) kann dann mit der sogenannten „quasi-statischen Näherung“, d.h. $\omega \rightarrow 0$, durch die statische Polarisierbarkeit $\alpha_{\text{stat}} \equiv \alpha(\omega = 0) = e^2/(m_e \omega_0^2)$ ersetzt werden [30]. Der in dieser Arbeit verwendete Wert der statischen Polarisierbarkeit des Grundzustandes $4^2S_{1/2}$ von Kalium beträgt $4,83 \times 10^{-39} \text{ Cm}^2/\text{V}$ [79, 80]. Nach Gleichung (3.11) ist das optische Dipolpotential dann durch

$$U_{\text{dip}}(\vec{r}) = -\alpha_{\text{stat}} \frac{I(\vec{r})}{2\epsilon_0 c} \quad (3.21)$$

gegeben. Das optische Dipolpotential ist hierbei, im Gegensatz zu den bisher betrachteten Fällen, auch für den angeregten Zustand attraktiv, so dass die Atome unabhängig von ihrem internen Zustand gefangen werden können. Ausdruck (3.21) kann für den Grundzustand von Alkaliatomen durch Anwendung der quasi-statischen Näherung auf Gleichung (3.17) durch

$$U_{\text{dip}}(\vec{r}) = -\frac{3\pi c^2}{\omega_0^3} \frac{\Gamma}{\omega_0} I(\vec{r}) \quad (3.22)$$

angenähert werden. Des Weiteren ist für quasi-elektrostatische Dipolfallen die Verstimmung des Lichtfeldes gegenüber der Resonanz offensichtlich sehr viel größer als die Feinstrukturaufspaltung $\Delta_{\text{FS}} \simeq 1,7 \text{ GHz}$. In diesem Fall lässt sich zeigen [76, 81], dass sich die Abhängigkeit

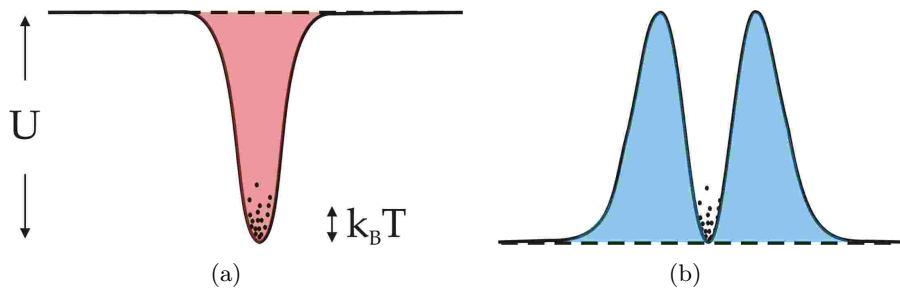


Abbildung 3.6.: Optische Dipolfallen: **(a)** Schema für eine rotverstimmte optische Dipolfalle ($\Delta < 0$). Die Intensität des Laserstrahls besitzt ein gaußförmiges Profil, die Atome werden in das Intensitätsmaximum gezogen. **(b)** Blauverstimmte optische Dipolfalle ($\Delta > 0$). Solche Fallengeometrien können z.B. mit Laguerre-Gauß oder Bessel-Gauß Strahlen realisiert werden. Die Atome werden in diesem Fall im Minimum der Intensität eingeschlossen. (Abbildung nach [76])

der Grundzustandsverschiebung von der Polarisation \mathcal{P} des Lichtfeldes und den magnetischen Unterniveaus m_F als

$$U_{\text{dip}}(\vec{r}) \approx -\frac{\alpha_{\text{stat}}}{2\epsilon_0 c} \left(1 + \frac{1}{3} \mathcal{P} g_F m_F \frac{\Delta_{\text{FS}}}{\omega_0} \right) I(\vec{r}) \quad (3.23)$$

schreiben lässt, wobei g_F den Landé-Faktor darstellt. Dabei gilt $\mathcal{P} = 0, \pm 1$ für linear, bzw. zirkular polarisiertes Licht. Die Potentiale für die verschiedenen Grundzustände sind demnach nicht unabhängig von der Polarisation des Fallenlasers. Die Korrektur für zirkular polarisiertes Licht ist für Kalium jedoch sehr gering, ($\Delta_{\text{FS}}/\omega_0 \approx 0,7\%$). Im Experiment wird zudem nur linear polarisiertes Licht mit $\mathcal{P} = 0$ verwendet, so dass die Lichtverschiebung für alle magnetischen Unterzustände m_F eines bestimmten Hyperfeingrundzustandes F gleich groß ist. Darüber hinaus hängt die Potentialtiefe einer quasi-elektrostatischen Dipolfalle nur von der statischen Polarisierbarkeit ab und ist somit unabhängig von der genauen Laserfrequenz oder der genauen Lage elektronischer Resonanzfrequenzen. Daher lassen sich verschiedene Atomsorten [82] oder sogar Moleküle [83] simultan in einer Falle fangen.

Ein sehr wichtiges charakteristisches Merkmal quasi-elektrostatischer optischer Dipolfallen ist die bereits angesprochene, sehr geringe Photonenstreurate [30, 33]. Mit der quasi-elektrostatischen Näherung kann aus Gleichung (3.18) der Ausdruck

$$\Gamma_{\text{st}}(\vec{r}) = \frac{6\pi c^2}{\hbar \omega_0^3} \left(\frac{\omega}{\omega_0} \right)^3 \left(\frac{\Gamma}{\omega_0} \right)^2 I(\vec{r}) \quad (3.24)$$

gewonnen werden. Unter Verwendung von Gleichung (3.22) kann diese Photonenstreurate mit dem optischen Dipolfallenpotential in Beziehung gesetzt werden

$$\hbar \Gamma_{\text{st}}(\vec{r}) = 2 \left(\frac{\omega}{\omega_0} \right)^3 \left(\frac{\Gamma}{\omega_0} \right) U_{\text{dip}}(\vec{r}). \quad (3.25)$$

Für den hier betrachteten Fall sehr großer Verstimmungen kann die Streuung von Photonen aus dem Fallenlaser als rein elastische Rayleigh-Streuung aufgefasst werden [30]. Daher ist die Energie der gestreuten Photonen durch die Frequenz des Fallenlichts und nicht durch einen atomaren Übergang festgelegt. Die Zunahme der thermischen Energie eines Kaliumatoms beträgt $E_{\text{rec}} = (\hbar k)^2/(2m)$ pro gestreutem Photon und ist für eine, durch einen CO_2 -Laser bei $\lambda = 10,6 \mu\text{m}$ erzeugte Dipolfalle mit $E_{\text{rec}} \approx k_B \times 20 \text{ pK}$ verschwindend gering. Die im Experiment verwendeten Fallentiefen liegen typischerweise im Bereich von $U_{\text{dip}} = k_B \times 2 \text{ mK}$. Somit ergibt sich für Kalium nach Ausdruck (3.25) eine Photonenstreurate von $\Gamma_{\text{st}} \approx 5 \times 10^{-4} \text{ Photonen/s}$ und die Heizleistung $P_{\text{heiz}} = 2E_{\text{rec}}\Gamma_{\text{st}}$ kann komplett vernachlässigt werden. Die fehlenden Aufheizprozesse der Atome durch Photonenstreuung erlauben das Festhalten und Untersuchen von Atomen über viele Minuten [84]. Dadurch sind mit diesem Fallentyp Hochpräzisionsexperimente mit langen Wechselwirkungszeiten möglich. Dekohärenz quantenmechanischer Superpositionen treten in guter Näherung ebenfalls nicht auf. Die quasi-elektrostatische optische Dipolfalle repräsentiert daher die nahezu ideale Realisierung einer konservativen Falle.

Fallengeometrie und Oszillationsfrequenz

Die räumliche Intensitätsverteilung eines fokussierten und gaußförmigen Laserstrahls der Leistung P wird entlang der z-Achse mit der radialen Komponente $r^2 = x^2 + y^2$ durch

$$I(r, z) = \frac{2P}{\pi w^2(z)} \exp\left(-2\frac{r^2}{w^2(z)}\right) \quad (3.26)$$

beschrieben. Der Strahlradius $w(z)$, bei dem die Intensität auf $1/e^2$ ihres maximalen Wertes abgefallen ist, hängt gemäß

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_R}\right)^2} \quad (3.27)$$

von der axialen Koordinate ab. Im Abstand der Rayleigh-Länge $z_R = \pi w_0^2/\lambda$ von der Taille des Strahls w_0 bei $z = 0$ ist der Laserstrahl der Wellenlänge λ auf $w(\pm z_R) = \sqrt{2}w_0$ verbreitert. Aus der Intensitätsverteilung (3.26) kann in Übereinstimmung mit Gleichung (3.21) das optische Potential für ein Teilchen mit der statischen Polarisierbarkeit α_{stat} angegeben werden

$$U(r, z) = -\frac{\alpha_{\text{stat}}}{2\epsilon_0 c} I(r, z) = -\frac{\alpha_{\text{stat}}}{\epsilon_0 c} \frac{P}{\pi w^2(z)} \exp\left(-2\frac{r^2}{w^2(z)}\right), \quad (3.28)$$

wobei der Strahlradius $w(z)$ bereits durch Ausdruck (3.27) gegeben wurde. Abbildung 3.7 zeigt eine Simulation dieses Fallenpotentials. Die maximale Falltiefe U_0 im Fokus des CO₂-Laserstrahls ist nach Ausdruck (3.28) durch

$$U_0 = U(r = 0, z = 0) = \frac{\alpha_{\text{stat}}}{\epsilon_0 c} \frac{P}{\pi w_0^2} \quad (3.29)$$

gegeben. Ist die thermische Energie des Atomensembles viel kleiner als die Potentialtiefe U_0 der Falle, dann ist die Ausdehnung der Atomwolke in radialer Richtung klein verglichen mit der Strahltaile und in axialer Richtung klein gegen die Rayleigh-Länge. Das optische Dipolpotential kann dann in guter Näherung durch ein zylindersymmetrisches harmonisches Oszillatorpotential

$$U(r, z) \simeq -U_0 \left[1 - 2\left(\frac{r}{w_0}\right)^2 - \left(\frac{z}{z_R}\right)^2 \right] \quad (3.30)$$

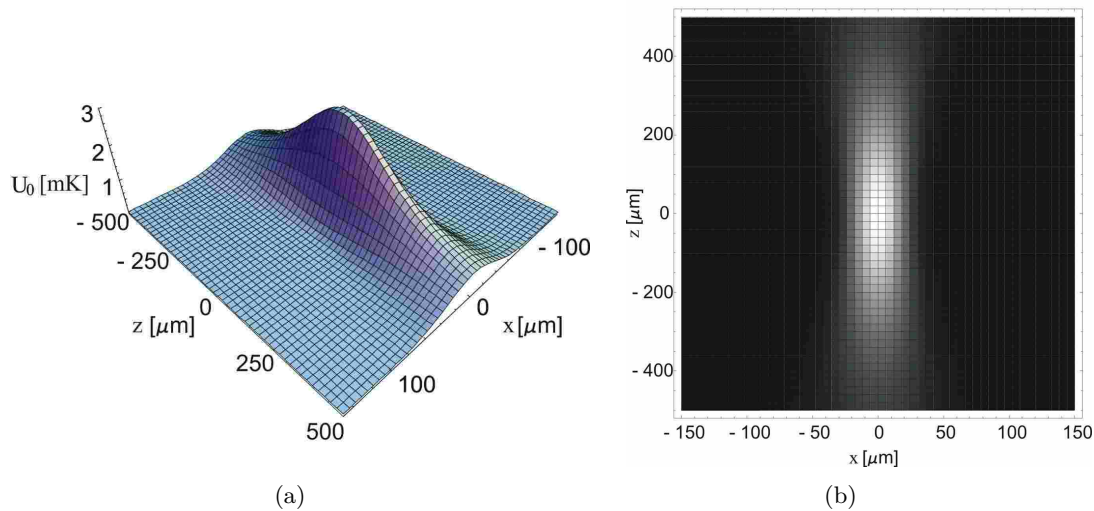


Abbildung 3.7.: Simuliertes Potential der optischen Dipolfalle nach Gleichung (3.28) für eine Laserleistung von 100 W und einem Strahlradius von $w_0 = 30 \mu\text{m}$. **(a)** 3D-Ansicht des Potentials eines fokussierten gaußförmigen Laserstrahls in der xz -Ebene. **(b)** Dichte-Darstellung der Intensitätsverteilung des CO₂-Laserstrahls in der xz -Ebene. Hellere Regionen entsprechen einer höheren Laserintensität.

angegeben werden. Für Atome die in diesem Potential Oszillationsbewegungen ausführen, ergeben sich die spezifischen Oszillationsfrequenzen gemäß [85]

$$\omega_{x_i}^2 = \frac{1}{m} \cdot \left. \frac{\partial^2 U(x_i)}{\partial x_i^2} \right|_{x_i=x_{i,\min}}. \quad (3.31)$$

Für einen einfachen Gauß-Strahl berechnen sich die Vibrationsfrequenzen zu:

$$\omega_z = \sqrt{\frac{\alpha_{\text{stat}} P}{\pi c \epsilon_0 m w_0^2} \cdot \frac{2\lambda^2}{\pi^2 w_0^4}} = \sqrt{\frac{2U_0 \lambda^2}{m \pi^2 w_0^4}} \quad (3.32)$$

$$\omega_r = \sqrt{\frac{\alpha_{\text{stat}} P}{\pi c \epsilon_0 m w_0^2} \cdot \frac{4}{w_0^2}} = \sqrt{\frac{4U_0}{m w_0^2}}.$$

Im Allgemeinen gibt es in nichtisotropen Fallengeometrien bis zu drei Oszillationsfrequenzen bezüglich der drei Hauptachsen.

3.3. Verwendete Analysetechniken ultrakalter atomarer Ensembles

Informationen über die Eigenschaften entarteter Fermigase und kalter Atome im Allgemeinen können aus der Analyse von Absorptionsabbildungen, Flugzeitaufnahmen (*Time-Of-Flight*) und von Fluoreszenzmessungen gewonnen werden. In dieser Arbeit wurden diese Techniken verwendet, um Informationen über die Anzahl gefangener Atome, deren Temperatur und der atomaren Dichte zu erhalten.

3.3.1. Absorptionsabbildung

Diese Technik ist für optisch dichte Atomwolken, wie z.B. kalte Atome geeignet. Im Gegensatz zu der Phasenkontrastabbildung, die nicht resonantes Licht verwendet und auf der Detektion der Phasenverschiebung beruht, ist die hier verwendete Methode der Informationsgewinnung destruktiver Natur [44]. Sie basiert auf der Absorption von resonantem Licht und der anschließenden, inkohärenten Emission von Photonen. Ein räumlich gefilterter und kollimierter Laserstrahl beleuchtet die ultrakalten Atome während ihres ballistischen Fluges, nachdem das einschließende Fallenpotential ausgeschaltet wurde. Der Schatten der Atome wird, wie in Abbildung 3.8 schematisch dargestellt, auf einer CCD-Kamera abgebildet. Nach dem Lambert-Beer'schen Gesetz kann die Intensität des Detektionslichts nach dem Durchlaufen der Atomwolke als

$$I(x, y) = I_0(x, y) e^{-D(x, y)} \quad (3.33)$$

geschrieben werden, wobei $I_0(x, y)$ die Intensitätsverteilung des Detektionsstrahls vor der Absorption ist. Die optische Dichte

$$D(x, y) = \sigma_\pi \int dz n(x, y, z) \quad (3.34)$$

ist durch die entlang der optischen Achse integrierte Dichteverteilung $n(x, y, z)$ der Atomwolke und durch den Photonenabsorptionsquerschnitt σ_π gegeben. Für linear polarisiertes Detektionslicht ist dieser durch

$$\sigma_\pi = \frac{2}{5} \frac{3\lambda^2}{2\pi} \frac{1}{1 + (2\delta/\Gamma)^2} \quad (3.35)$$

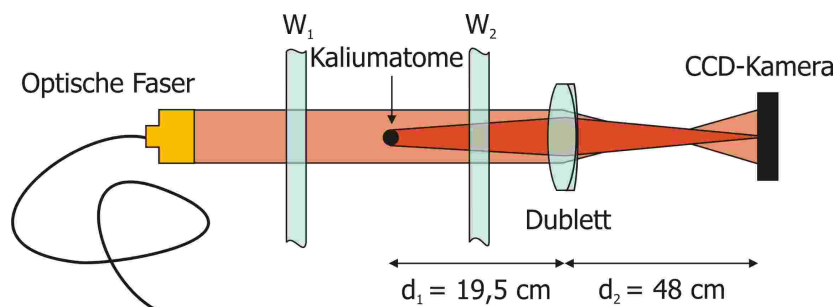


Abbildung 3.8.: Schematischer Aufbau der verwendeten Absorptionsabbildung. Der resonante Laserstrahl wird von den Atomen absorbiert und inkohärent emittiert. Der entstehende atomare Schatten wird mit einer Dublettlinse auf eine CCD-Kamera abgebildet. W_1 und W_2 sind hierbei die großen Sichtfenster der im Experiment verwendeten Vakuumkammer.

gegeben. Aus den Gleichungen (3.33) und (3.34) folgt sofort, dass

$$D(x, y) = \sigma_{\pi} \int dz n(x, y, z) = -\ln \left(\frac{I(x, y)}{I_0(x, y)} \right) \quad (3.36)$$

gilt. Mit dem Wissen über $I(x, y)$ und $I_0(x, y)$ können so Informationen über die optische Dichte gewonnen werden. Hierbei ist das Messen der absoluten Intensitäten auf dem CCD-Chip und das Berücksichtigen von Reflektionsverlusten an den Abbildungsoptiken nicht erforderlich. Die Kenntnis über die relativen Intensitäten $I(x, y)/I_0(x, y)$ ist ausreichend, um die Dichteverteilung aus dem Schattenbild zu extrahieren. Zu diesem Zweck werden wie folgt drei Aufnahmen gemacht. Das erste Bild, $I_{\text{Abs}}(x, y)$, wird mit Atomen in der oben beschriebenen Weise aufgenommen. Nachdem die Atome aus dem Sichtbereich gefallen sind wird ein zweites Bild, $I_{0,\text{Abs}}(x, y)$, mit der ungestörten Intensitätsverteilung aufgenommen. Im Anschluss wird ein drittes Bild ohne Atome und ohne Detektionslicht aufgenommen, um Informationen über den Hintergrund $I_{\text{HG}}(x, y)$ zu erhalten. Alle diese Aufnahmen werden mit der gleichen Belichtungszeit aufgenommen. Das Intensitätsverhältnis $I(x, y)/I_0(x, y)$ in Gleichung (3.36) ist dann durch die experimentellen Daten

$$\frac{I(x, y)}{I_0(x, y)} = \frac{I_{\text{Abs}}(x, y) - I_{\text{HG}}(x, y)}{I_{0,\text{Abs}}(x, y) - I_{\text{HG}}(x, y)} \quad (3.37)$$

gegeben. Um systematische Fehler durch Schwankungen der Laserintensität zu minimieren, wird dieses Verfahren bei jeder Aufnahme der atomaren Dichteverteilung der Wolke vorgenommen.

3.3.2. Temperaturbestimmung

Die Temperatur der in den verwendeten Fallen gefangenen Atome wurde in der vorliegenden Arbeit durch die dynamische Expansion der Atomwolke mit den im Folgenden beschriebenen Methoden vermessen.

Flugzeitaufnahme

Bei einer Flugzeitaufnahme wird die Atomfalle ausgeschaltet und die Atomwolke nach einer gewissen Expansionszeit mittels einer Absorptionsabbildung aufgenommen. Besitzt die Dich-

teverteilung der Atomwolke sowohl innerhalb der Falle, als auch während der ballistischen Expansion ein Gauß-Profil

$$n(r, t) \propto e^{-r^2/(2\sigma^2(t))}, \quad (3.38)$$

erhält man unter der Annahme, dass sich die Atomwolke für $t > 0$ durch die thermische Bewegung der Atome ausdehnt, für die zeitliche Änderung der Wolkengröße die Gleichung

$$\sigma(t) = \sqrt{\sigma_0^2 + \frac{k_B T}{m} t^2}, \quad (3.39)$$

wobei $\sigma_0 = \sigma(t = 0)$ die anfängliche Dichteverteilung, k_B die Boltzmann-Konstante und T die Gleichgewichtstemperatur der Atome ist [86]. Durch die Verwendung der Absorptionsabbildung zur Messung der Wolkenausdehnung eignet sich dieses Verfahren im Besonderen für kalte Atomwolken, da diese selbst für große Expansionszeiten noch einen guten Kontrast in der Abbildung liefern. Aus diesem Grund wurde mit dieser Methode ausschließlich die Temperatur der in der optischen Dipolfalle gespeicherten Atome gemessen. Diese lässt sich durch Anpassen der Gleichung (3.39) an die gemessenen Wolkenausdehnungen bestimmen, da die anderen Größen bekannt sind. In Abbildung 3.9 ist das Ergebnis dieser Anpassung exemplarisch für einen typischen Messdurchgang, bei dem unterschiedliche Expansionszeiten verwendet wurden, angegeben. In diesem Beispiel beträgt die ermittelte Temperatur $T = (144,3 \pm 2,4)$ nK. Neben der Temperatur liefert die Anpassung der Expansionsfunktion auch einen Wert für die ursprüngliche Größe der Atomwolke, in dieser Messung ist diese $\sigma_x = \sigma_y \equiv \sigma_0 = (6,6 \pm 0,4)$ μm .

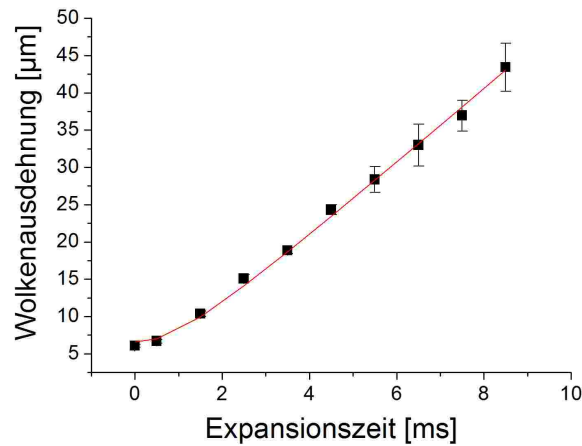


Abbildung 3.9.: Flugzeitmessung der Temperatur von evaporativ gekühlten Kaliumatomen in der optischen Dipolfalle. Die Größe der atomaren Wolke ist in Abhängigkeit von der Flugzeit dargestellt. Die Anpassung der theoretischen Kurve ergibt eine Temperatur von $T = (144,3 \pm 2,4)$ nK.

Release and Recapture Methode

Die release and recapture Methode eignet sich gut für die Temperaturbestimmung noch vergleichsweise „heißer“ Atome und wurde in dieser Arbeit zur Charakterisierung der magneto-optischen Fallen verwendet. Dazu wird die MOT abgeschaltet und die Atome expandieren

ballistisch mit ihrer momentanen Geschwindigkeit. Nach unterschiedlichen Auszeiten Δt werden die Atome erneut durch die MOT eingefangen. Atome, deren Geschwindigkeit ausreicht, um während der Expansionszeit Δt das Einfangvolumen der MOT zu verlassen, entkommen und tragen nicht zum Messsignal bei. Legt man der atomaren Geschwindigkeitsverteilung eine Maxwell-Boltzmann-Verteilung

$$f(v) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \left(\frac{m}{k_B T} \right)^{3/2} v^2 \exp\left(-\frac{mv^2}{2k_B T}\right) \quad (3.40)$$

zugrunde, lässt sich die Temperatur der Atome bestimmen. Dazu ist die Stammfunktion

$$F(v) = \operatorname{erf}\left(\frac{v}{\sqrt{2}a}\right) - \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{v \exp(-v^2/(2a^2))}{a} \quad \text{mit} \quad a = \sqrt{\frac{k_B T}{m}} \quad (3.41)$$

der Maxwell-Boltzmann-Verteilung an das Verhältnis aus erneut eingefangenen zur ursprünglich vorhandenen Atomzahl anzupassen. In Abbildung 3.10 ist diese Anpassung exemplarisch für eine Messreihe zur Dark-SPOT gezeigt. Die ermittelte Temperatur der Atome beträgt $T = (238 \pm 12) \mu\text{K}$ und liegt somit oberhalb der Doppler-Temperatur $T_D = 145 \mu\text{K}$ für die Kalium D2-Linie.

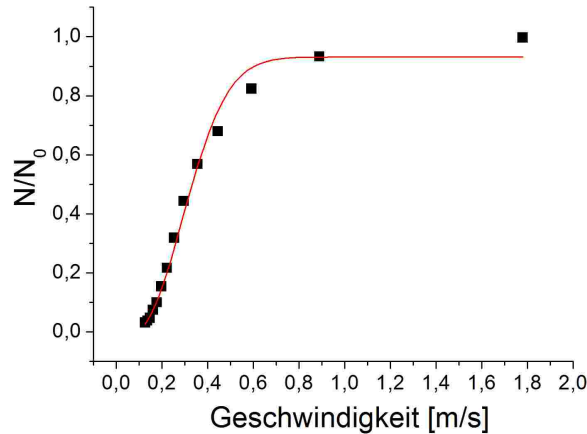


Abbildung 3.10.: Flugzeitmessung der Temperatur der Atome in der Dark-SPOT mittels release and recapture. Die Anpassung mit Gleichung (3.41) liefert eine Temperatur von $T = (238 \pm 12) \mu\text{K}$.

3.3.3. Fluoreszenzmessung

Die Anzahl der gefangenen Atome kann insbesondere bei geringen Dichten aus einer Messung der Leistung des gestreuten Fluoreszenzlichts bestimmt werden [87]. Zu diesem Zweck wird die Atomwolke mit einem nahresonanten Laserstrahl definierter Intensität und Verstimmung beleuchtet. Die Gesamtleistung des fluoreszierten Lichts, das von N Atomen isotrop in den ganzen Raumwinkel abgestrahlt wird, ist [81]

$$P = N \frac{\Gamma \pi \hbar c}{\lambda} \frac{I/I_S}{1 + I/I_S + 4(\Delta/\Gamma)^2}. \quad (3.42)$$

Hierbei bezeichnet Δ die Verstimmung des Lasers zur atomaren Resonanz mit der Linienbreite Γ und I/I_S das Verhältnis der Gesamtintensität zur Sättigungsintensität des verwendeten Übergangs. Da nur ein Teil des fluoreszierten Lichts mittels einer Sammellinse auf einem kalibrierten Detektor fokussiert wird, ergibt sich der Anteil der detektierten Leistung zur gesamten gestreuten Leistung aus dem Verhältnis aus dem durch die Sammellinse abgedeckten Raumwinkel Ω zum vollen Raumwinkel 4π . Ausdruck (3.42) ist daher mit dem Faktor $\Omega/4\pi$ zu multiplizieren.

3.4. Bestimmung atomarer Vibrationsfrequenzen im Dipolfallenpotential

Die Vibrationsmoden der Atome im optischen Dipolfallenpotential wurden bereits in Abschnitt 3.2.3 diskutiert. Zur Messung dieser, von den Fallenparametern abhängigen Frequenzen, werden die Atome durch parametrisches Heizen angeregt. Ein Beispiel eines parametrisch getriebenen Oszillators stellt ein Kind auf einer Schaukel dar, wobei die periodische Änderung des Schwerpunktes des Kindes die Schaukel zum Schwingen anregt. Dies lässt sich auch mit den Atomen in der optischen Dipolfalle bewerkstelligen. Dazu wird die Intensität des CO₂-Laserstrahls mit einer bestimmten Frequenz und Amplitude sinusförmig moduliert [35].

Die Anregung der Atome in einem eindimensionalen harmonischen Potential durch die Modulation der Potentialtiefe lässt sich durch die Bewegungsgleichung

$$\ddot{x}(t) + \omega_0^2(1 + A \cos(\omega t))x(t) = 0 \quad (3.43)$$

beschreiben. Da die Differentialgleichung invariant gegenüber der Transformation $t \rightarrow t + T$ ist, kann man zeigen, dass zwei unabhängige Lösungen der Gleichung (3.43) der Form

$$x_1(t) = \mu^{t/T} \Pi_1(t) \quad \text{und} \quad x_2(t) = \mu^{-t/T} \Pi_2(t) \quad (3.44)$$

existieren [88]. Dabei ist μ eine reelle Konstante ungleich eins und $\Pi_1(t)$ bzw. $\Pi_2(t)$ rein periodische Funktionen der Zeit, mit der Periode T . Eine dieser Funktionen (3.44) steigt mit der Zeit exponentiell an, so dass eine noch so kleine anfängliche Verschiebung aus der Ruhelage genügt um eine zeitlich schnell wachsende Auslenkung hervorzurufen. Die parametrische Resonanz tritt hierbei am stärksten auf, wenn die Frequenz der Modulation gleich der doppelten Resonanzfrequenz ω_0 ist [88]. Das Resonanzphänomen tritt auch dann auf, wenn im System Reibung vorhanden ist. Die Amplitude A der Anregung muss in diesem Fall jedoch einen gewissen Schwellwert überschreiten.

Abbildung 3.11 zeigt exemplarisch eine typische Messung zur Bestimmung der Vibrationsfrequenzen. Die Anzahl der in der Dipolfalle verbleibenden Atome wurde hierbei nach immer der selben Zeitdauer der Intensitätsmodulation, aber bei verschiedenen Anregungsfrequenzen gemessen. Die Dauer der Modulation betrug bei allen solchen Messungen 100 ms und die Modulationsamplitude circa 5%. Die in den Spektren beobachtete Resonanz entspricht einer Anregung der Oszillation senkrecht zur Fallenachse mit der Frequenz ω_r und stellt die größte bezüglich der drei Raumachsen dar. Die axiale Fallenfrequenz kann nach Gleichung (3.32) gemäß $\omega_r \cdot \lambda / (\sqrt{2}\pi\omega_0)$ berechnet werden. Aus der experimentell ermittelten radialen Vibrationsfrequenz der Dipolfalle lässt sich der Radius w_0 des CO₂-Laserstrahls im Fokus

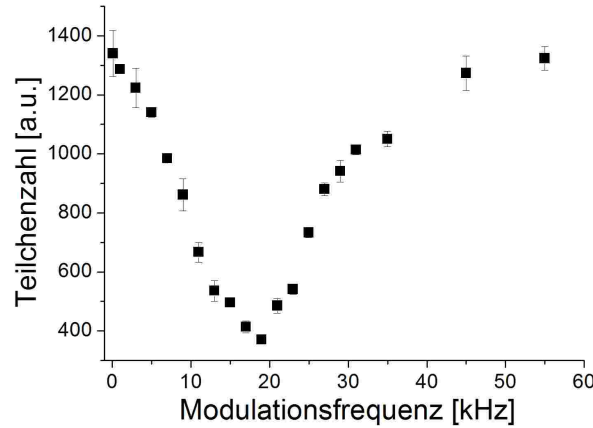


Abbildung 3.11.: Messung der Vibrationsfrequenz von Atomen in der optischen Dipolfalle. Die aus einer nicht dargestellten Anpassung erhaltene Vibrationsfrequenz beträgt $\nu_r = (9258 \pm 48)$ Hz.

bestimmen, denn nach Gleichung (3.32) gilt die Beziehung

$$w_0^2 = \frac{1}{2\pi\nu_r} \sqrt{\frac{4\alpha_{\text{stat}}}{\pi c \epsilon_0 m}} \cdot \sqrt{P}. \quad (3.45)$$

Unter Verwendung der statischen Polarisierbarkeit des $4^2S_{1/2}$ -Grundzustandes von $\alpha_{\text{stat}} = 4,83 \times 10^{-39} \text{ Cm}^2/\text{V}$ und einer typischen Laserleistung von 90 W erhält man mit Gleichung (3.45) einen Strahlradius $w_0 = (31,05 \pm 0,08) \mu\text{m}$ für diese Messung. Die entsprechende Potentialtiefe der optischen Dipolfalle ergibt sich gemäß Gleichung (3.29) in diesem Beispiel zu $U_0 = k_B \times (3,92 \pm 0,02) \text{ mK}$.

3.5. Berechnung der Phasenraumdicke

Die Phasenraumdicke stellt eine wichtige physikalische Größe bei der Beschreibung von ultrakalten Atomwolken dar. Die Phasenraumdicke lässt sich aus der Dichte und der thermischen de Broglie-Wellenlänge berechnen

$$\rho = n\lambda_{\text{dB}}^3. \quad (3.46)$$

Die de Broglie-Wellenlänge ergibt sich aus atomaren Konstanten und der Temperatur der Atome zu

$$\lambda_{\text{dB}} = \sqrt{\frac{2\pi\hbar^2}{mk_B T}} \quad (3.47)$$

und kann als Ausdehnung der atomaren Materiewellen aufgefasst werden. Ist die thermische de Broglie-Wellenlänge vergleichbar mit dem mittleren Abstand der Atome, d.h. ist die Phasenraumdicke $\rho \geq 1$, so beginnen die Wellenpakete der einzelnen Atome zu überlappen und es tritt für Bosonen der Phasenübergang zum Bose-Einstein-Kondensat ein. Für ein spinpolarisiertes fermionisches Quantengas darf die Phasenraumdicke aufgrund des Pauli-Prinzips jedoch maximal eins werden, da jeder Zustand nur durch ein Fermion besetzt sein darf.

Die Dichte der Atomwolke lässt sich aus der Atomzahl und deren Größe berechnen. Die Atomwolke kann im Allgemeinen durch eine gaußförmige Dichteverteilung der Form

$$n(x, y, z) = n_0 \exp\left(-\frac{x^2}{2\sigma_x^2} - \frac{y^2}{2\sigma_y^2} - \frac{z^2}{2\sigma_z^2}\right) \quad (3.48)$$

beschrieben werden, wobei für jede Raumrichtung ein Größenparameter angegeben ist. Die Gesamtzahl der Atome in der Verteilung ergibt sich durch Integration über das Volumen, d.h.

$$N = \int_V dV n(x, y, z) = n_0 (2\pi)^{3/2} \sigma_x \sigma_y \sigma_z, \quad (3.49)$$

woraus die Zentraldichte

$$n_0 = \frac{N}{(2\pi)^{3/2} \sigma_x \sigma_y \sigma_z} \quad (3.50)$$

im Zentrum der Atomwolke folgt. Die Größenparameter σ_x , σ_y und σ_z ergeben sich, wie in Abschnitt 3.3.2 beschrieben, aus den Auswertungen zur Bestimmung der Temperatur durch die Dynamik der Wolkenausdehnung. Neben der Temperatur liefert die Anpassung der Expansionsfunktion (3.39) auch einen Wert für die ursprüngliche Größe der Atomwolke.

Die Phasenraumdichte lässt sich auch in Abhängigkeit von der Temperatur, der Atomzahl und den Vibrationsfrequenzen direkt darstellen, was speziell im Zusammenhang mit der optischen Dipolfalle interessant ist. Dazu werden die Größenparameter mittels dem Virialsatz berechnet. Dieser Satz gibt einen Zusammenhang zwischen dem zeitlichen Mittel der kinetischen und potentiellen Energie an. Die kinetische Energie bezüglich einer Raumrichtung ergibt sich aus der thermischen Bewegung $\overline{E_{\text{kin}}} = \frac{1}{2} k_B T$. Mit dem harmonischen Potential $U(x) = \frac{1}{2} m \omega_x^2 x^2$ mit der Vibrationsfrequenz ω_x gilt der Zusammenhang

$$\frac{1}{2} m \omega_x^2 \langle x^2 \rangle = \overline{E_{\text{pot}}} = \overline{E_{\text{kin}}} = \frac{1}{2} k_B T \quad (3.51)$$

$$\langle x^2 \rangle = \frac{k_B T}{m \omega_x^2}. \quad (3.52)$$

Für die Gauß-Verteilung aus Gleichung (3.48) gilt $\sigma_x^2 = \langle x^2 \rangle$, so dass für die Größenparameter die Formel

$$\sigma_i = \frac{1}{2\pi\nu_i} \sqrt{\frac{k_B T}{m}} \quad (3.53)$$

folgt. Zusammen mit dem Ausdruck der Zentraldichte (3.50) und der thermischen de Broglie-Wellenlänge (3.47) ergibt sich

$$\rho = \frac{(2\pi\hbar)^3 N \nu_r^2 \nu_z}{k_B^3 T^3} \quad (3.54)$$

für die Phasenraumdichte.

4. Experimenteller Aufbau

Die nachfolgenden Abschnitte sind den Komponenten des experimentellen Aufbaus gewidmet. In Abschnitt 4.1 wird auf die verwendete Vakuumapparatur eingegangen. Des Weiteren wird in den Abschnitten 4.2.1, 4.2.2, 4.2.3 und 4.2.4 der optische Aufbau des verwendeten Referenzlasers, der MOT bzw. Dark-SPOT, der 2D-MOT und der Aufbau der CO₂-Laser Dipolfalle detailliert beschrieben. Eine Beschreibung der Absorptionsabbildung und der Fluoreszenzmessung findet sich in den Abschnitten 4.2.5 und 4.2.6. Die Magnetfeldspulen und die Experimentsteuerung werden in Anhang B und C kurz besprochen. Eine genaue Beschreibung dieser Spulen einschließlich der Experimentsteuerung findet sich in der Dissertation von A. Gatto [43].

4.1. Vakuumsystem

Das für das Experiment notwendige Vakuumsystem besteht im Wesentlichen aus fünf Teilen. In der Vorvakuumkammer wird eine 2D-MOT realisiert, die als Quelle für einen vorgekühlten Atomstrahl hoher Intensität dient. In dieser befinden sich auch die Kalium-Dispensoren, die durch ohmsches Heizen für den entsprechenden Hintergrunddampfdruck sorgen. Die differentielle Pumpstrecke erzeugt einen Druckunterschied von mehreren Größenordnungen zwischen der Vorvakuumkammer und der eigentlichen Experimentierkammer. Diese bietet neben einem kleinen Vakuumrestdruck ausreichend optische Zugänge für Lichtfelder wie z.B. den Strahlen der MOT und dem infraroten CO₂-Dipolfallenlaserstrahl. Die Pumpen sorgen für die notwendigen Ultrahochvakuum-Bedingungen.

4.1.1. Vorvakuumkammer

Die Vorvakuumkammer besteht aus einem Titan-Grundkörper mit den Abmessungen $(180 \times 74 \times 62) \text{ mm}^3$. Grund der vergleichsweise langgestreckten Form ist das Funktionsprinzip der 2D-MOT, welches ein zylindrisches Kühlvolumen mit einem großen Aspektverhältnis voraussetzt. Auf diesen Grundkörper sind beidseitig anti-reflex beschichtete BK7-Fenster-substrate $(750 - 800) \text{ nm}$ mit den Abmessungen $(160 \times 60) \text{ mm}^2$ und einer Dicke von 10 mm aufgeklebt. Um die Qualität der Lichtstrahlen möglichst gut zu erhalten, sind die Substrate auf $\lambda/10$ genau gearbeitet. Die Wahl der Materialien Titan und BK7-Substrat ist in ihren Wärmeausdehnungskoeffizienten begründet. Bei 20 °C beträgt er für Titan $8,9 \times 10^{-6} \text{ m/mK}$ und für BK7 $8,3 \times 10^{-6} \text{ m/mK}$. Da die Wärmeausdehnungskoeffizienten für diese Kombination weniger als bei anderen Materialien, z.B. Stahl 316 und Pyrex-Glassubstrat, voneinander abweichen, liegt die differentielle Längenausdehnung der Materialien während des Ausheizprozesses nur im μm -Bereich. Dadurch lassen sich mechanische Spannungen zwischen den Materialien reduzieren, die während des Ausheizens zu Lecks führen können, somit die Vakuumumgebung verschlechtern und im schlimmsten Fall sogar zerstören. Dauerhafte mechanische Spannungen können auch zur Doppelbrechung der aufgetragenen Glassubstrate führen, was wiederum die Polarisation der Kühllaserstrahlen negativ beeinflusst [89].

Zum Aufkleben der Fenstersubstrate auf den Titankörper wurde ein vakuumtauglicher Zwei-Komponenten-Klebstoff auf Epoxidharzbasis (Poytec, EPO-TEK 353ND) mit geringer Ausgasrate verwendet [90, 91]. Der Klebstoff wurde nach dem Mischen in Vakuum gegeben, um Luft einschließen zu vermeiden und ihn anschließend möglichst blasenfrei auf den Grundkörper aufbringen zu können. In vier Arbeitsschritten wurde jeweils ein Fenstersubstrat mittig über dem Titangehäuse aufgebracht und die Klebeverbindung anschließend in einem Ofen ausgehärtet. Beim An- und Abschalten des Ofens wurde hierbei großer Wert auf einen geringen Temperaturgradienten gelegt, um auch hier die Spannungen auf das Material gering zu halten.

An einem Ende des Kammerkörpers ist, wie in Abbildung 4.1 erkennbar, über ein DN60CF Titanflansch ein Sechs-Wege-Kreuz angebracht. In diesem befindet sich in Gravitationsrichtung ein Ionivac IM540 Ion-Gauge Drucksensor für Ultrahochvakuum (Oerlikon Leybold Vakuum) und auf der gegenüberliegenden Seite eine zwölfpolige elektrische Durchführung (Hositrad) zur Kontaktierung der Kalium-Dispensoren. Des Weiteren ist auf der optischen Achse liegend ein anti-reflex beschichtetes Sichtfenster (633 – 1064) nm montiert, um zusätzliche Lichtfelder einstrahlen zu können. Wie in Abbildung 4.1 ebenfalls zu erkennen ist, wird die Vorvaku-

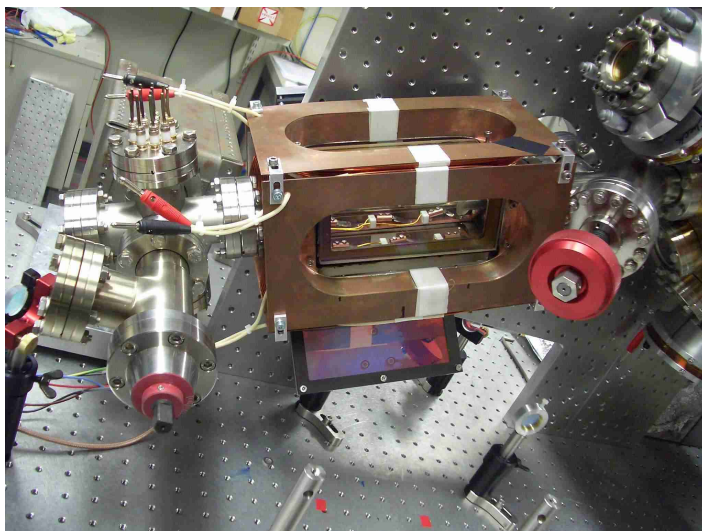


Abbildung 4.1.: Die für das Experiment verwendete Vorvakuummutter besteht aus einem Titankörper, auf welchen Sichtfenster aufgebracht sind. Das Sechs-Wege-Kreuz bietet Platz für einen Drucksensor, eine elektrische Vakuumdurchführung, ein Ventil und eine Pumpe. Diese Vorvakuummutter beinhaltet die Kalium-Dispensoren, von denen jeder einzeln elektrisch kontaktiert ist. Mittels des ohmschen Widerstandes der Kalium-Dispensoren können diese geheizt und aktiviert werden. Der Dampfdruck in der Vorvakuummutter stellt sich entsprechend der Gleichgewichtsbedingung ein.

umkammer durch ein ultrahochvakuum Eckventil vom Normaldruck getrennt und durch eine 25 l/s Ionen-Getter-Pumpe evakuiert. Das letzte, zur Kammer gehörende Element, ist ein Durchgangsventil auf der dem Sechs-Wege-Kreuz gegenüberliegenden Seite. Dieses erlaubt das Abtrennen der Vor- von der Hauptvakuummutter, so dass beim Austausch der Kalium-Dispensoren der Druck in der Hauptvakuummutter aufrecht erhalten werden kann.

4.1.2. Kalium-Dispensoren

Kalium-Dispensoren unterschiedlichster Bauformen und Füllmengen sind kommerziell von SAES Getters erhältlich. Das fermionische Isotop ^{40}K ist darin mit einer Isotopenhäufigkeit von 0,012 % enthalten, was die Anzahl der fangbaren Atome in der MOT erheblich begrenzt [92, 93]. Um einen für die Experimente hinreichenden Fluss von Atomen zum Laden der MOT zu erhalten, wurden hier Kalium-Dispensoren mit angereichertem ^{40}K -Gehalt verwendet, wie sie in der Arbeit von B. DeMarco *et al.* beschrieben sind [94]. Die aus den geheizten Kalium-Dispensoren emittierten Kaliumatome dienen hierbei innerhalb der Vorvakuumkammer zum Laden der 2D-MOT.

Angereichertes ^{40}K ist in unterschiedlichen Anreicherungsstufen von Trace Sciences International in Form des Salzes Kaliumchlorid (KCl) beziehbar. Das von uns verwendete KCl beinhaltet Kalium mit folgendem Isotopenvorkommen: 70,3 % ^{39}K , $(5,5 \pm 0,1)\%$ ^{40}K und 24,2 % ^{41}K . Die Kalium-Dispensoren beinhalten dieses Alkalisalz und Kalzium als Reduktionsmittel. Durch Heizen der Quelle mittels des ohmschen Widerstands wird das Kalium evaporiert, während das Chlorid und andere Verunreinigungen durch das Kalzium chemisch gebunden werden. Diese Reduktion ist von der, nicht oxidierten, Kalziumfläche abhängig und daher muss dieses als Pulver vorliegen. Ferner muss das Kalzium hochrein sein (99,99 %), da Verunreinigungen zu einer Verschlechterung des Hintergrundgasdrucks und des relativen Vorkommens des gewünschten Isotops führen würde. Das Kalzium in unserer Quelle wurde unter Vakuum bei circa 200 °C für mehrere Tage ausgebacken, um etwaige Verunreinigungen weitmöglichst zu beseitigen.

Unter Schutzatmosphäre wurde eine Mischung, mit einem molaren Verhältnis von 5 : 1, aus dem Ca- und KCl-Pulver vorbereitet. Die Schutzatmosphäre ist aus zwei Gründen notwendig. Zum Einen muss verhindert werden, dass das KCl aus der Luftfeuchtigkeit Wasser bindet und zum Anderen, dass das Ca durch den Sauerstoff oxidiert und damit die chemische Reaktion schlechter abläuft. Das Pulvergemisch wurde in eine Wanne gegeben und für eine leichtere Handhabbarkeit mit einem Deckel versehen. Diese Wanne ist aus 0,125 mm dicker Nickel-Chrom Folie (80 % Ni 20 % Cr) tiefgezogen und wurde unter Vakuum bei circa 200 °C für eine Woche ausgegast. In der Vorvakuumkammer sind sechs dieser Kalium-Dispensoren eingebaut, die jeweils mit ungefähr 2,2 mg KCl gefüllt sind. Die Kalium-Dispensoren sind elektrisch unabhängig voneinander kontaktiert und können somit unabhängig voneinander betrieben werden.

4.1.3. Differentielle Pumpstrecke

Die Vorvakuumkammer wird in einem Druckbereich von 10^{-9} mbar betrieben. Um in der Hauptvakuumkammer eine Lebensdauer der kalten Atome in der optischen Dipolfalle zu erreichen die hinreichend lange ist um eine evaporative Kühlung der Atome zu ermöglichen, wird hingegen ein Druck im Bereich von 10^{-11} mbar oder darunter benötigt. Um diese benötigten Druckverhältnisse aufrechterhalten zu können, wurde die in Abbildung 4.2(a) dargestellte differentielle Pumpstrecke zwischen den Kammern eingebracht. Mit dieser differentiellen Pumpstrecke wird in dem Aufbau ein Druckunterschied von etwa 1 : 1000 in den beiden Kammern erreicht. Der gezeigte Dorn besitzt eine Länge von knapp 75 mm, schließt mit einem DN40CF-Flansch ab und sitzt auf der Symmetrieachse der Kammer. Die spiegelseitige Bohrung hat einen Durchmesser von 1,1 mm, ist 7,5 mm lang und ragt in den Dorn. Sie bildet die erste

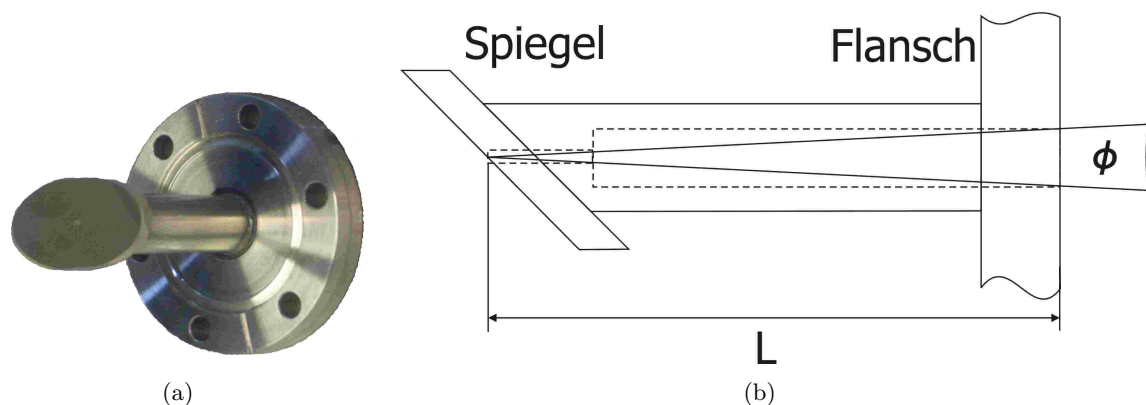


Abbildung 4.2.: (a) Differentielle Pumpstrecke in Form eines Dorns mit aufgeklebtem Spiegel. (b) Der Divergenzwinkel des Atomstrahls wird durch die Geometrie des differentiellen Pumpröhrchens festgelegt.

Apertur, um den durch die Lichtfelder der 2D-MOT erzeugten Atomstrahl zu kollimieren. Die zur Hauptvakuumkammer gerichtete Bohrung, durch die die Atome austreten, besitzt einen Durchmesser von 5,25 mm und bildet, wie in Abbildung 4.2(b) zu erkennen, die zweite Apertur. Die geometrisch limitierende Divergenz ist durch

$$\tan \frac{\phi}{2} = \frac{D/2}{L} \quad (4.1)$$

gegeben. Für die gewählte Geometrie erhält man einen Divergenzwinkel von etwa 35 mrad, was für die Flugstrecke von 450 mm zwischen Vor- und Hauptvakuumkammer einem Durchmesser der ausgefüllten Fläche von 1,5 cm entspricht. Das Einfangvolumen der MOT wird durch die Apertur der Sichtfenster auf 34 mm begrenzt.

4.1.4. Experimentierkammer

Die Hauptvakuumkammer, in der das eigentliche Experiment stattfindet, ist in Abbildung 4.3 zu sehen. Sie besteht, wie auch alle Flansch-Verbindungen, aus nicht magnetisierbarem, rostfreiem Stahl 316LN. Die Grundform ist ein Zylinder mit einem Durchmesser von 380 mm und einer Höhe von 100 mm an den, von der Firma VAb Vakuum Anlagenbau GmbH, radial zehn Flächen mit je $(72 \times 100) \text{ mm}^2$ (A), vier Flächen mit je $(88 \times 100) \text{ mm}^2$ (B) und eine Fläche mit $(141 \times 100) \text{ mm}^2$ (C) gefräst wurden. Eine zentrale Bohrung mit einem Durchmesser von 256 mm auf der Zylinderachse schafft Platz für den Innenraum, in dem das Experiment stattfindet. Für den optischen Zugang besitzen die Stirnflächen (A) jeweils ein Durchgangsloch mit einem Durchmesser von 38,5 mm an das über ein kurzes Rohrstück jeweils ein rotierbarer DN40CF Flansch angeschweißt ist. An den Flanschen (A1) befindet sich die Vorvakuumkammer, an (A2) ein Drucksensor für Ultrahochvakuum und an (A3) eine elektrische Durchführung für kommerzielle Dispensoren. Die restlichen sieben Flansche sind mit optischen Fenstern aus Quarzglassubstrat mit beidseitiger anti-reflex Beschichtung (633 – 1064) nm abgeschlossen. Auf der horizontalen und vertikalen Achse (B) wurden Durchgangslöcher mit einem Durchmesser von 48 mm eingelassen und, ebenfalls rotierbare, NW50CF Flanschen angeschweißt. Die zwei vertikalen NW50CF Flansche (B1) sind mit HelicoFlex gedichteten Fenstern aus Quarzglas abgeschlossen. Auch diese sind beidseitig für den Spektralbereich von

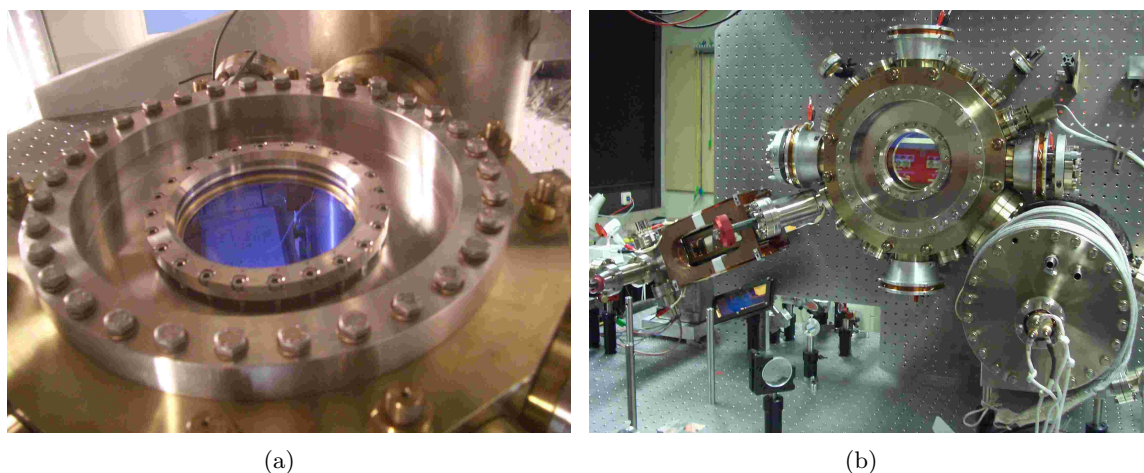


Abbildung 4.4.: (a) An der Vorder- und Rückseite in das Kammervolumen eingelassenes Sichtfenster mit gutem optischen Zugang. (b) Gesamtes für das Experiment notwendige Vakuumsystem, bestehend aus Vorvakuumkammer (links), Experimentierkammer (Mitte) mit dem eingelassenen „Spezialsichtfenster“ und Titan-Sublimationspumpe (rechts). Auf der horizontalen Achse befinden sich die Zinkselenid-Optiken für die CO_2 -Laser optische Dipolfalle.

der Form eines Topfes, wie es in Abbildung 4.4 zu sehen ist. Dieses besteht aus einem kommerziellen, auf einen Innendurchmesser von 252 mm ausgefrästen Flansch, in den eine rotationssymmetrische, L-förmige Stufe eingeschweißt wurde, so dass eine Vertiefung entsteht. Am Boden dieses Topfes ist, über eine HelicoFlex-Verbindung ein optisches Fenster eingelassen. Eines dieser Fenster besteht aus BK7-Substrat und das andere aus Quarzglas, jeweils mit einer Oberflächengenauigkeit von $\lambda/10$ und einer beidseitigen anti-reflex Beschichtung im Spektralbereich von (750 – 800) nm. Diese Sichtfenster liefern über einen Durchmesser von 118 mm einen guten optischen Zugang.

Auf der verbleibenden, horizontalen Achse (B2) sind die benötigten Optiken für die mit dem Lichtstrahl eines CO_2 -Lasers der Wellenlänge $10,6 \mu\text{m}$ realisierten optischen Dipolfalle angebracht. Normales Glas ist nicht transparent für diese im mittleren infraroten Spektralbereich befindliche Wellenlänge. Dadurch werden andere Materialien zur Manipulation der infraroten Lichtstrahlen erforderlich. Neben den Halbleiterelementen Silizium und Germanium findet besonders Zinkselenid Verwendung. Der Vorteil von Zinkselenid gegenüber den anderen beiden genannten Elementen ist seine partielle Durchlässigkeit im sichtbaren Wellenlängenspektrum. Dies ermöglicht es, sichtbare Laser mit dem für das menschliche Auge unsichtbaren CO_2 -Laserstrahl zu überlagern, was eine Justage vereinfacht. Wie in Abbildung 4.5 zu sehen, ermöglicht die im Aufbau verwendete Konstruktion eine genaue Justage der sich im Inneren der Vakuumkammer befindlichen Zinkselenid-Linse. An den Kammerflanschen (B2) ist jeweils ein Metallmembranfaltbalg befestigt, der mit einem HelicoFlex gedichteten, beidseitig anti-reflex beschichteten ($10,6 \mu\text{m}$) Zinkselenid-Fenster abgeschlossen ist. An diesem Balg ist ein 247 mm langes Rohrstück angebracht, das bis in das Innere der Kammer reicht und dort eine Zinkselenid-Linse (II-VI LOT Deutschland) fasst. Diese Linse korrigiert die sphärische Aberration fast vollständig und es lassen sich sehr kleine Strahlradianen im Fokus des Strahls erzeugen. Mit einer sphärischen Singulett-Linse wäre das wegen

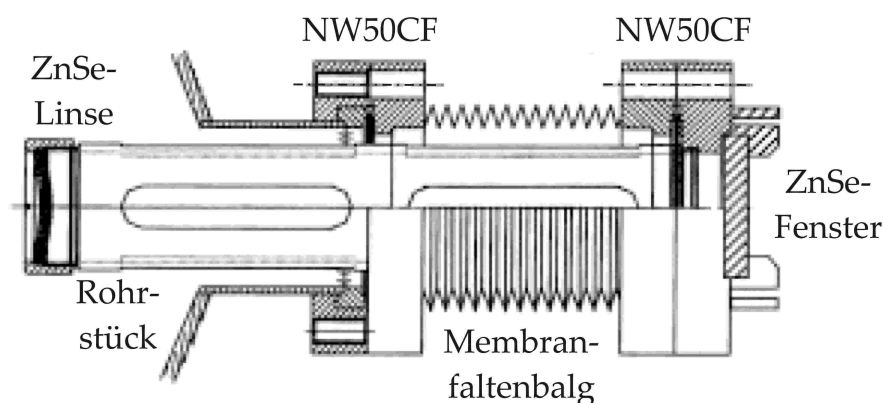


Abbildung 4.5.: Schematischer Aufbau eines Zugangs für den CO_2 -Laserstrahl [95]. Die Zinkselenid-Linse ist über eine Rohrverbindung mit dem Membranfaltenbalg verbunden und kann über die Mikrometerschrauben des Dreibeins, die nicht dargestellt sind, translatiert werden. Somit ist eine genaue Kontrolle über die Position der Dipolfalle möglich.

des Öffnungsfehlers nicht möglich. Über drei Mikrometerschrauben, die eine Positionierung des äußeren Befestigungsringes relativ zum Flansch der Vakuumkammer erlauben, kann die Linsenposition im Inneren der Kammer justiert werden.

4.1.5. Vakuumpumpen

Die Vorvakuumkammer wird über eine 25 l/s Ionen-Getter-Pumpe (IGP, VTS Schwarz) evakuiert. Diese ist über einen DN40CF-Flansch am Sechs-Wege-Kreuz angebracht und pumpt das Kammervolumen über einen 90° -Winkel. Dadurch wird die Pumpleistung auf etwa 13 l/s im Kammervolumen reduziert, vgl. dazu Anhang D.2 und D.3. Der Druck wird über einen Drucksensor (Oerlikon Leybold Vakuum, Ionivac IM540) gemessen und beträgt bei abgeschalteten Dispensoren 6×10^{-10} mbar.

Das Pumpensystem für die Experimentierkammer liefert die Ultrahochvakuum-Umgebung und unterstützt das differentielle Pumpen gegen die Vorvakuumkammer. Die selbst konstruierte Titan-Sublimationspumpe bedampft einen Kryokörper mit einer Fläche von ungefähr 1200 cm^2 mit einem dünnen Titanfilm. Dieser zeichnet sich durch eine hohe chemische Reaktivität aus und bindet Restgasatome mit einer durchschnittlichen Pumpleistung von circa $5 \text{ ls}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ [96]. Dies entspricht einer theoretischen Pumpleistung von 6000 l/s bei einer homogenen Ablagerung des Titans über die gesamte Fläche. Am Ende der Titan-Sublimationspumpe ist eine 100 l/s Ionen-Getter-Pumpe (IGP, VTS Schwarz) über ein DN160CF Flansch angebracht. Dieses gesamte Pumpensystem ist rechtwinklig über eine DN100CF Flanschverbindung an der Hauptvakuumkammer befestigt. Dadurch wird die Pumpgeschwindigkeit der Titan-Sublimationspumpe auf etwa 790 l/s und der Ionen-Getter-Pumpe auf ungefähr 90 l/s begrenzt. Auf der zu dem DN100CF Verbindungsflansch gegenüberliegenden Seite, sind zwei weitere optische Fenster aus Quarzglas im Format DN63CF angebracht um weitere optische Zugänge zu besitzen. Der Drucksensor in der Hauptvakuumkammer zeigt typischerweise einen Wert von 5×10^{-11} mbar an. Die Magnetfelder der Ionen-

Getter-Pumpen werden mit vakuumgeglühtem Weichmetall abgeschirmt, um einen störenden Einfluss auf die Atome zu vermeiden. Die Titan-Sublimationspumpe wurde nur gegen Ende des Ausheizprozesses benutzt, um schnell in den Bereich des Ultrahochvakuum zu gelangen. Da die Saugleistung der Ionen-Getter-Pumpe ausreichend ist, um den für die Experimente benötigten hinreichend geringen Hintergrundgasdruck aufrecht halten zu können, wird die Titan-Sublimationspumpe nur einmal pro Jahr unterstützend betrieben.

4.2. Optischer Aufbau

Zur Kühlung und Manipulation von Kaliumatomen wird kohärentes Licht bei einer Wellenlänge von 766,7 nm benötigt. Eine Dopplerfreie frequenzmodulierte Sättigungsspektroskopie in einer Kalium-Gaszelle mit natürlichem Isotopenverhältnis dient der Stabilisierung des Referenzlasers auf eine sogenannte „Cross-Over“ Resonanz in ^{39}K . Da sich die Frequenzverschiebung der, zum Fangen und Kühlen relevanten Übergänge in ^{40}K bezüglich dieser „Cross-Over“ Resonanz nicht mit kommerziellen akusto-optischen-Modulatoren überbrücken lässt, werden für den Kühl- bzw. Rückpumpübergang zwei Lasersysteme verwendet. Diese Systeme werden mittels einer Frequenzabstandsstabilisierung bezüglich der Frequenz des Referenzlasers stabilisiert. Des Weiteren sind die MOT und die 2D-MOT aufgrund der benötigten hohen Leistungen und der unterschiedlichen Verwendungszwecke unabhängig voneinander realisiert. Die optische Dipolfalle wird mit dem Licht eines CO_2 -Lasers hoher Leistung implementiert.

4.2.1. Referenzlaser

Der für die Stabilisierung des Referenzlasers verwendete optische Aufbau ist in Abbildung 4.6 schematisch dargestellt. Für die Dopplerfreie Frequenzmodulationsspektroskopie wird über die erste Kombination aus einem $\lambda/2$ -Plättchen und einem polarisierenden Strahlteilerwürfel etwas Licht aus dem Hauptstrahl ausgekoppelt. Ein darauf folgender Strahlteilerwürfel transmittiert einen kleinen Bruchteil des SpektroskopieLichts (Teststrahl) und schickt dieses durch

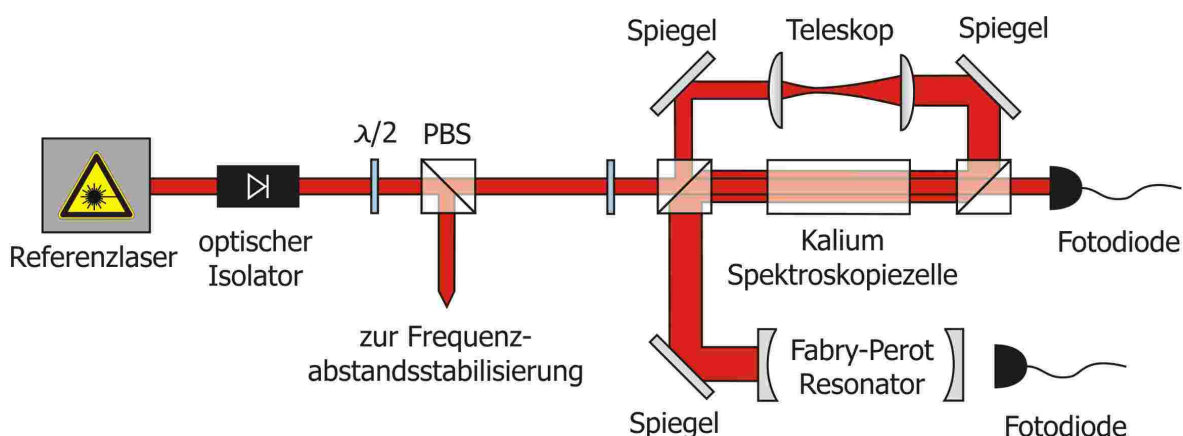


Abbildung 4.6.: Schematischer Aufbau der Dopplerfreien Frequenzmodulationsspektroskopie. Am ersten polarisierenden Strahlteilerwürfel wird Licht für die Frequenzabstandsstabilisierungen der Laser der MOT bereitgestellt. Das restliche Licht steht für den aufgeweiteten Sättigungsstrahl und den Teststrahl zur Verfügung. Der Fabry-Perot Resonator dient zur Kontrolle der Lasermodes.

eine Kalium-Spektroskopiezelle auf eine Fotodiode (Hamamatsu, S6468 – 5). Der vom Strahlteilerwürfel abgespaltete, größere Intensitätsanteil (Sättigungsstrahl), wird zunächst über ein 2 : 1 Teleskop im Strahldurchmesser aufgeweitet und über einen weiteren Strahlteilerwürfel mit dem Teststrahl überlagert, so dass er diesem entgegenläuft.

Da der Dampfdruck von Kalium bei Raumtemperatur nur etwa $2,5 \times 10^{-7}$ mbar beträgt (vgl. Anhang A.1), wird die Spektroskopiezelle mittels einem Widerstandsdraht auf eine Temperatur von 70°C geheizt. Um ein Aufspalten der atomaren Niveaus durch das Magnetfeld des stromdurchflossenen Heizdrahtes zu vermeiden, wurden je zwei Wicklungen dieses Drahtes gegenläufig auf eine μ -Metallfolie gewickelt. In der Spektroskopiezelle befindet sich eine geringe Menge Kalium mit der natürlichen Isotopenverteilung (vgl. Anhang A). Den größten Anteil am beobachteten Spektroskopiesignal haben deshalb die Übergänge in ^{39}K , die Signale der Isotope ^{40}K und ^{41}K können nicht aufgelöst werden. Im Spektrum ist neben den „gewöhnlichen“ Sättigungssignalen der beiden ^{39}K Übergänge $4^2S_{1/2}(F = 2) \rightarrow 4^2P_{3/2}$ und $4^2S_{1/2}(F = 1) \rightarrow 4^2P_{3/2}$ auch die „Cross-Over“ Resonanz zwischen den Hyperfeinniveaus der Grundzustände vorhanden. Da die „Cross-Over“ Resonanz deutlich ausgeprägter ist als die beiden anderen Resonanzen, wird diese für die Frequenzstabilisierung des Referenzlasers verwendet.

Um den Referenzlaser in seiner Frequenz stabilisieren zu können, muss aus dem Dopplerfreien Sättigungsspektroskopiesignal ein Fehlersignal generiert werden. Dies wird erreicht, indem der Spektroskopielaser in seiner Frequenz moduliert wird. Die Frequenzmodulationsspektroskopie liefert hierbei ein Fehlersignal, welches für kleine Verstimmungen linear mit der Verstimmung des Lasers skaliert und dessen Nulldurchgang exakt bei der Übergangsfrequenz, bzw. „Cross-Over“ Resonanzfrequenz liegt [97, 98].

Der Referenzlaser emittiert Licht der Frequenz ω mit dem elektrischen Feld $E_1(t)$, gegeben durch $E_1(t) = 1/2E_0(t) \exp(i\omega t) + c.c.$. Durch Anlegen eines harmonischen Frequenzsignals auf den Modulationseingang des Diodenlasers kann die Ladungsträgerdichte im Laserchip und somit die Frequenz des Lasers moduliert werden [99]. Das elektrische Feld nimmt dann die Form

$$E_2(t) = \frac{E_0}{2} \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_n(M) \exp[i(\omega + n\omega_m)t] + c.c. \quad (4.2)$$

an [100], wobei M den Modulationsindex und J_n die Besselfunktion n -ter Ordnung beschreibt. Der Modulationsindex M bestimmt hierbei die Ausprägung des n -ten Seitenbands. Für den Fall einer schwachen Modulation, d.h. $M \ll 1$, können alle Terme außer $J_0(M) \cong 1$ und $J_{\pm 1}(M) = \pm M/2$ vernachlässigt werden. Der frequenzmodulierte Laserstrahl kann dann durch eine starke Trägerfrequenz ω und zwei schwache Seitenbänder $\omega \pm \omega_m$ beschrieben werden. Die Amplituden der Seitenbänder sind gleich groß, besitzen jedoch eine Phasendifferenz von 180° [101].

Nach der Transmission durch die Spektroskopiezelle der Länge L nimmt das elektrische Feld die Form

$$E_3(t) = \frac{E_0}{2} \left\{ -T_{-1} \frac{M}{2} \exp[i(\omega - \omega_m)t] + T_0 \exp(i\omega t) + T_1 \frac{M}{2} \exp[i(\omega + \omega_m)t] \right\} \quad (4.3)$$

an. Für einen frequenzabhängigen Absorptionskoeffizient $\alpha(\omega)$ und Brechungsindex $n(\omega)$ beschreibt $T_j = \exp(-\delta_j - i\phi_j)$ den Transmissionskoeffizienten, $\delta_j = \alpha_j L/2$ die Amplituden-

abschwächung und $\phi_j = n_j L(\omega + j\omega_m)/c$ den Phasenverschub der spektralen Komponenten ω und $\omega \pm \omega_m$, wobei der Index $j = 0$ für die Trägerfrequenz ω und $j = \pm 1$ für die Frequenz der Seitenbänder $\omega \pm \omega_m$ steht. Auf der Fotodiode wird das Signal $I(t) = c|E_3(t)|^2/8\pi$ detektiert. Vernachlässigt man Terme der Ordnung M^2 und geht davon aus, dass sich die Abschwächungen und Phasenverschiebungen der Bänder nicht stark unterscheiden, d.h. $|\delta_0 - \delta_{\pm 1}| \ll 1$ und $|\phi_0 - \phi_{\pm 1}| \ll 1$ gilt, erhält man mit Gleichung (4.3)

$$I(t) = \frac{cE_0^2}{8\pi} e^{-2\delta} [1 + (\delta_{-1} - \delta_1)M \cos \omega_m t + (\phi_1 + \phi_{-1} - 2\phi_0)M \sin \omega_m t]. \quad (4.4)$$

Der Cosinus-Term ist proportional zum Amplitudenunterschied zwischen dem unteren und dem oberen Seitenband, wohingegen der Sinus-Term proportional zur Phasendifferenz zwischen dem Träger und den gemittelten Phasenverschiebungen der Seitenbänder ist. Fällt die Trägerfrequenz ω exakt mit der Frequenz der „Cross-Over“ Resonanz zusammen, so werden beide Seitenbänder in der Gaszelle gleich stark abgeschwächt. Aufgrund der Phasendifferenz der beiden Seitenbänder von 180° hat das Ausgangssignal der Fotodiode, deren elektrisches Signal proportional zur Leistung ist, durch die Auslöschung beider Seitenbänder keine Modulation mit der Frequenz ω_m . Wenn sich die Laserfrequenz jedoch von der „Cross-Over“ Resonanzfrequenz entfernt, werden beide Seitenbänder unterschiedlich stark absorbiert, da die Frequenz eines Seitenbands nun näher an der „Cross-Over“ Resonanz liegt, während die Frequenz des anderen Seitenbands davon wegrückt. Daraus resultiert ein Fotodiodensignal mit der Frequenz ω_m , das für kleine Differenzfrequenzen proportional zur Abweichung der Laserfrequenz von der „Cross-Over“ Resonanzfrequenz ist. So entsteht, mit der Schaltung aus Abbildung 4.7, bei der Resonanzfrequenz ω des „Cross-Over“ eine steile Flanke mit einem Nulldurchgang. Die modulierende Frequenz des Referenzlasers wird durch einen spannungsgesteuerten Oszillator (Eigenbau, Elektronikwerkstatt Physikalisches Institut Tübingen) bei 20 MHz erzeugt und an einem Leistungsteiler (MiniCircuits, ZFSC-2-4) in zwei Zweige aufgeteilt. Mit dem Modulationssignal wird die Laserdiode des Referenzlasers moduliert. Der zweite Zweig wird nachverstärkt (MiniCircuits, ZFL-500) und bildet die Modulationsreferenzfrequenz zur Demodulation des Fotodiodensignals. Das elektrische Signal der Fotodiode ist proportional zur detektierten Intensität $I(t)$ aus Gleichung (4.4). Diesem nachverstärkten Spannungssignal (MiniCircuits, ZFL-500-LN) werden mit einem Tiefpassfilter (MiniCircuits,

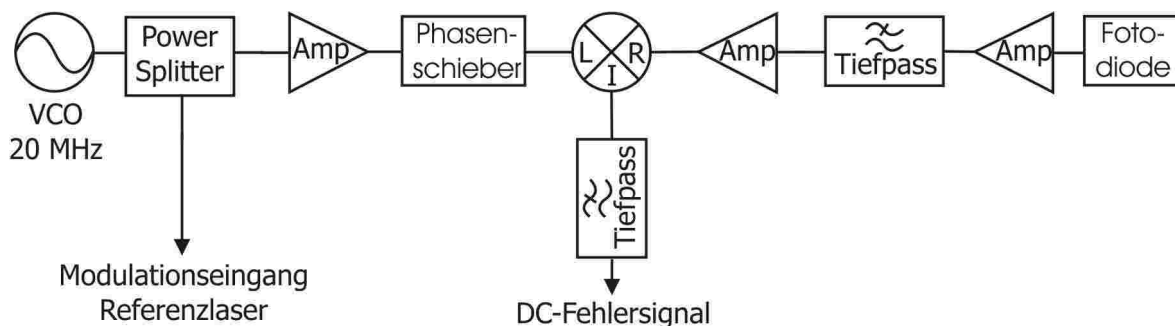


Abbildung 4.7.: Elektronik zur Frequenzmodulationsspektroskopie. Der spannungsgesteuerte Oszillator (VCO) liefert das Modulationssignal für den Diodenlaser und die Referenzfrequenz zur Demodulation des gefilterten und nachverstärkten Fotodiodensignals am Mischer. Am Ausgang des Mixers kann das DC-Fehlersignal für die Stabilisierung des Diodenlasers abgegriffen werden. Amp: Radiofrequenzverstärker

BLP-50) hochfrequente Anteile herausgeflitert und nochmals nachverstärkt (MiniCircuits, ZFL-500-LN). Der Mischer (MiniCircuits, ZP-1) demoduliert dieses Radiofrequenzsignal mit der Modulationsreferenzfrequenz ω_m und liefert nach dem Tiefpassfilter (Eigenbau) ein DC-Signal, welches proportional zu

$$U \propto (\Delta\delta \cos \theta + \Delta\phi \sin \theta) \quad (4.5)$$

ist. Über die Phase θ der Modulationsreferenzfrequenz kann die Abhängigkeit des Fehlersignals (4.5) auf eine Abhängigkeit vom absorptiven Anteil $\Delta\delta$ oder dispersiven Anteil $\Delta\phi$ der gemessenen Intensität (4.4) reduziert werden. Das im Experiment erreichbare Signal-zu-Rausch Verhältnis des Fehlersignals beträgt etwa 85 : 1 [102].

4.2.2. Magneto-optische Falle

Um das für das MOT-System benötigte Kühl- und Rückpumplicht zur Verfügung zu stellen werden gitterstabilisierte Diodenlaser (Eagleyard Photonics) in Littrow-Konfiguration verwendet. Der externe Resonator reduziert hierbei die spektrale Breite des emittierten Lichts und das Gitter erlaubt darüberhinaus die Wahl der Wellenlänge [103]. Die Temperatur des mechanischen Aufbaus und der Diodenstrom sind über elektronische Regelkreise stabilisiert.

Eine Kombination aus $\lambda/2$ -Plättchen und polarisierendem Strahlteilerwürfel spaltet, wie in Abbildung 4.8 dargestellt, jeweils etwas Licht für die Frequenzstabilisierung der Laser ab. Hierfür wird eine Frequenzabstandsstabilisierung benutzt, bei der die Frequenz des zu stabilisierenden Lasers mit einem vorgegebenen Abstand bezüglich der Frequenz des Referenzlasers stabilisiert wird. Dazu werden die jeweiligen Laserstrahlen an einem Strahlteilerwürfel mit dem frequenzstabilisierten Strahl des Referenzlasers überlagert und mittels eines Polarisators auf die gleiche Polarisationsrichtung projiziert. Die Schwebungsfrequenz $\Delta\omega = \omega_1 - \omega_2$ wird mit einer schnellen Photodiode (Hamamatsu, S2381) detektiert. Dabei können die Laser bis zu 1 GHz relativ zum Referenzlaser verstimmbar werden. Ein Frequenz-Spannungs-Wandler (Eigenbau, Elektronikwerkstatt Physikalisches Institut Tübingen) erzeugt das zur Stabilisierung der Laser notwendige schwebungsfrequenzabhängige DC-Fehlersignal und erlaubt durch Anlegen einer variablen Offsetspannung das Verstimmen des jeweiligen Lasers.

Das von Kühl- und Rückpumplaser emittierte nahresonante Laserlicht durchläuft jeweils einen optischen Isolator (Gsänger, FR789TS, 60 dB), der die Diodenlaser vor zurückgestreuter Strahlung schützt. Das Licht von Kühl- und Rückpumplaser wird im Anschluss durch Trapezverstärker (Eagleyard Photonics, TPA-0765-01500-3006-CMT03) nachverstärkt. Dazu wird das Licht an einem $\lambda/2$ -Plättchen auf die, durch den Verstärker verstärkte Polarisationsrichtung projiziert. Durch eine geeignete Modenanpassung des Kühl- und Rückpumplasers mit der in Rückwärtsrichtung emittierten Spontanemission des Verstärkerchips, wird der Verstärker injiziert. Hierfür wird die gleiche Kollimatorlinse (Optima Precision, 336-1027-785) wie in den Diodenlasern verwendet, eine zusätzliche strahlformende Optik ist nicht nötig. Da die optische Leistung am Ausgang des Chips mit steigendem Betriebsstrom und sinkender Betriebstemperatur, wie in Abbildung 4.9 erkennbar zunimmt, werden die Verstärker für den Kühl- und Rückpumplaser jeweils auf eine Temperatur von 17,0 °C und einen Strom von 1750 mA stabilisiert. Bei einer Kühlaser-Injektionsleistung von 22 mW kann mit dem verwendeten mechanischen Aufbau eine Ausgangsleistung von typischerweise 680 mW erzielt werden, was einem Verstärkungsfaktor von knapp 15 dB entspricht. Für den Rückpumpla-

ser wird bei einer Injektionsleistung von etwa 20 mW ein Verstärkungsfaktor von 14 dB erzielt. Nach Herstellerangaben ist typischerweise eine Verstärkung von 16 dB möglich. Der ausgangsseitige Strahl des Verstärkers weist durch dessen Bauweise ein elliptisches Strahlprofil mit unterschiedlichen Divergenzwinkeln für die horizontale und vertikale Halbachse auf. Die Ebene des verstärkenden, konischen Halbleiterelementes liegt horizontal und die starke vertikale Divergenz kann, wie eingangsseitig kollimiert werden. Dies liefert jedoch einen Fokus in der horizontalen Ebene, so dass die horizontale Strahldivergenz zusätzlich mit einer Zylinderlinse korrigiert werden muss. Da die Trapezverstärker keine ausgezeichnete Verstärkungsrichtung aufweisen, müssen die Chips jeweils durch einen optischen Isolator (Gsänger, FR789TS, 60 dB) vor zurückgestreuter Strahlung geschützt werden. Andernfalls würde das in den Verstärker zurückgestreute und verstärkte Licht aufgrund der hohen Leistungsdichte die Eingangsfacette des Chips zerstören.

Nach Durchlaufen eines akusto-optischen-Modulators (Crystal Technology, 3080-120) wird die erste Beugungsordnung des Kühllaserstrahls mit einer Einkoppeloptik (Schäfter+Kirchhoff, 60FC-4-M12) in eine optische Mono-Moden-Faser (Schäfter+Kirchhoff, PNC-630-4-NA012-3-APC-400-P) eingekoppelt und zum Experiment geführt. Diese Faser wirkt primär als räumlicher Filter. Zusätzlich wird durch die Faser weniger Anteil von spontan emittierter Strahlung des Verstärkerchips transmittiert, so dass zusätzlich eine Unterdrückung des spektral breiten Untergrundes erfolgt [104]. Durch die Faser konnten Transmissionen von circa 35 % erzielt werden. Diese vergleichsweise geringe Einkoppeleffizienz ist durch das schlechte Strahlprofil nach dem Verstärkerchip bedingt. Durch die Kontrolle der Radiofrequenzleistung des akusto-optischen-Modulators ist es möglich, die Lichtleistung des Kühllasers innerhalb

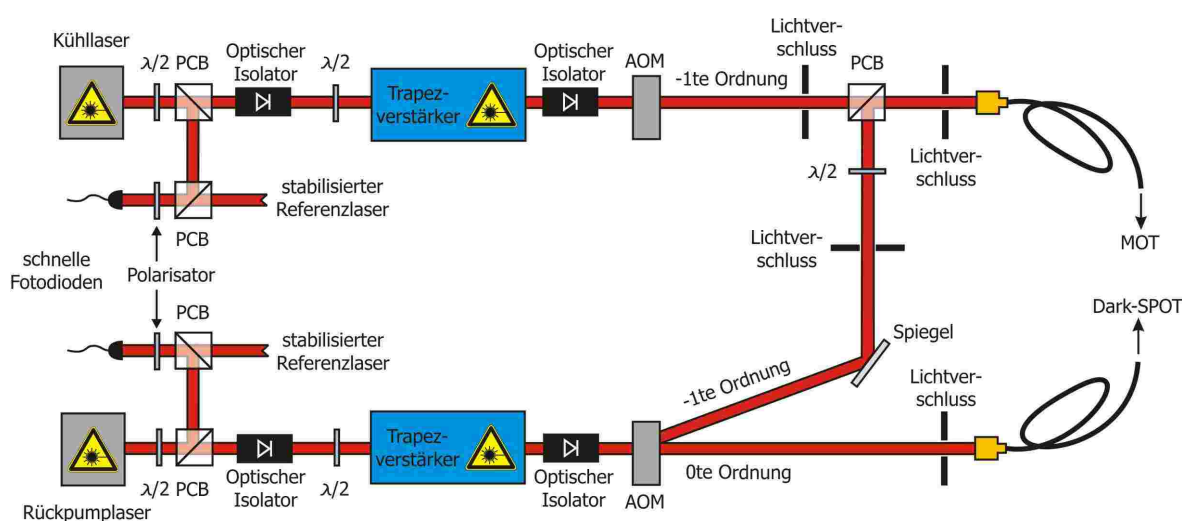


Abbildung 4.8.: Schematischer Aufbau des für den Betrieb der MOT und Dark-SPOT notwendigen Lasersystems. Das Licht des Kühl- und Rückpumplasers wird separat durch Trapezverstärker verstärkt und kann an einem polarisierenden Strahlteilerwürfel überlagert werden. Dieses Licht steht dann der MOT zur Verfügung. Für den Betrieb der Dark-SPOT wird Licht aus der nullten Ordnung des akusto-optischen-Modulators im Strahlengang des Rückpumplasers verwendet und das Licht aus der ersten Ordnung blockiert. AOM: akusto-optischer-Modulator, PCB: polarisierender Strahlteilerwürfel

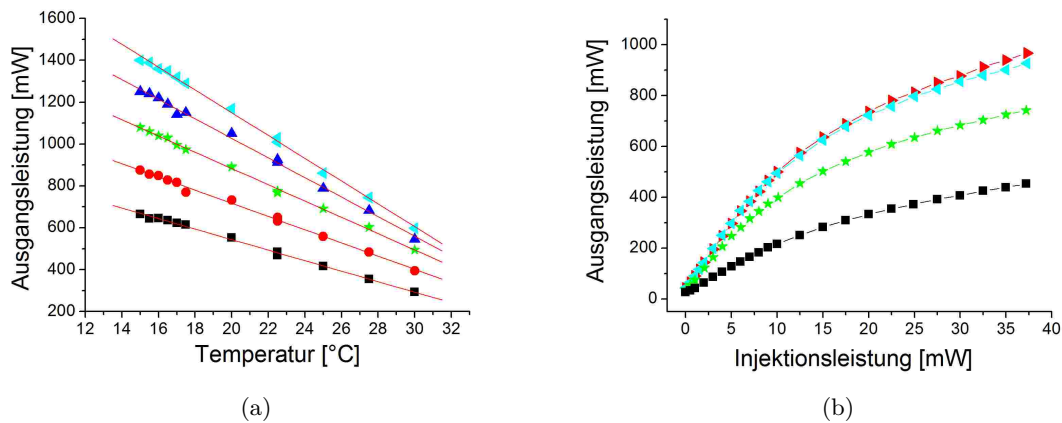


Abbildung 4.9.: Ausgangsleistung des Trapezverstärkers in Abhängigkeit der **(a)** Temperatur bei einer Injektionsleistung von 30 mW und Betriebsströmen von $\blacksquare = 1500$ mA, $\bullet = 1750$ mA, $\star = 2000$ mA, $\blacktriangle = 2250$ mA und $\blacktriangleleft = 2500$ mA. **(b)** Injektionsleistung bei einer Temperatur von 25,1 °C und Betriebsströmen von $\blacksquare = 1500$ mA, $\star = 2000$ mA, $\blacktriangleleft = 2500$ mA und $\blacktriangleright = 2742$ mA.

von 1 μ s auf einen nW-Leistungsniveau zu reduzieren. Um sämtliches resonantes Licht zu blockieren ist zusätzlich ein mechanischer Lichtverschluss mit einer Verschlusszeit von 1,3 ms eingebaut. Dieser Lichtverschluss wird nach dem Umladen der Atome in die optische Dipolfalle geschlossen. Der akusto-optische-Modulator im Strahlengang des Rückpumpasers erlaubt das Schalten zwischen einer gewöhnlichen MOT und der Dark-SPOT. Beide dieser Strahlen können unabhängig voneinander mit mechanischen Lichtverschlüssen blockiert werden. Die erste Beugungsordnung wird an einer Kombination aus $\lambda/2$ -Plättchen und Strahlteilerwürfel mit dem Kühllaserlicht überlagert und ebenfalls in die optische Mono-Moden-Faser eingekoppelt. Aufgrund einer nicht perfekten Modenanpassung des Rückpumpaserstrahls konnten lediglich Einkoppeleffizienzen von typischerweise 10 % erreicht werden. Nach dem Faserauskoppler (Schäfter+Kirchhoff, 60FC-4-A8) besitzt der Strahl einen $1/e^2$ -Strahldurchmesser von 1,44 mm. Dieser wird mit einem nachfolgenden Teleskop, mit den Linsenbrennweiten $f_1 = 40$ mm und $f_2 = 1000$ mm, um den Faktor 25 aufgeweitet und besitzt eine Kühllaserintensität von etwa 26 mW/cm². Kombinationen aus $\lambda/2$ -Plättchen und polarisierenden Strahlteilerwürfeln teilen den Strahl in drei Teile auf. Mittels $\lambda/4$ -Plättchen werden vor der Kammer, wie in Abbildung 4.10 zu sehen, die zum Kühlen benötigten zirkularen Polarisationen erzeugt. Die MOT wird als retroreflektierte drei-Strahl-MOT betrieben.

Im Betrieb der Dark-SPOT wird das Rückpumplicht aus der, durch den akusto-optischen-Modulator nicht gebeugten, nullten Ordnung verwendet. Etwaiges, noch in der ersten Beugungsordnung vorhandenes Licht wird durch den Lichtverschluss blockiert. Auch hier wird das Licht durch die Einkoppeloptik (Schäfter+Kirchhoff, 60FC-4-A8) und eine optische Faser (Schäfter+Kirchhoff, PNC-630-4-NA012-3-APC-400-P) räumlich gefiltert bevor es dem Experiment zur Verfügung steht. Die Auskoppeloptik (Schäfter+Kirchhoff, 60FC-4-M40) weitet den Strahl auf einen $1/e^2$ -Durchmesser von 7,2 mm auf. Ein darauffolgender Spiegel, mit einem Loch vom Durchmesser 1,6 mm, erzeugt das charakteristische Strahlprofil mit einer dunklen Region im Zentrum des Rückpumpstrahls. Mit einer langbrennweitigen Linse, $f = 225$ mm, wird der, durch das Loch gebildete Schatten 1 : 1 abgebildet. Ein nachfolgendes Teleskop, mit den Linsenbrennweiten $f_1 = 50$ mm und $f_2 = 150$ mm, weitet diesen

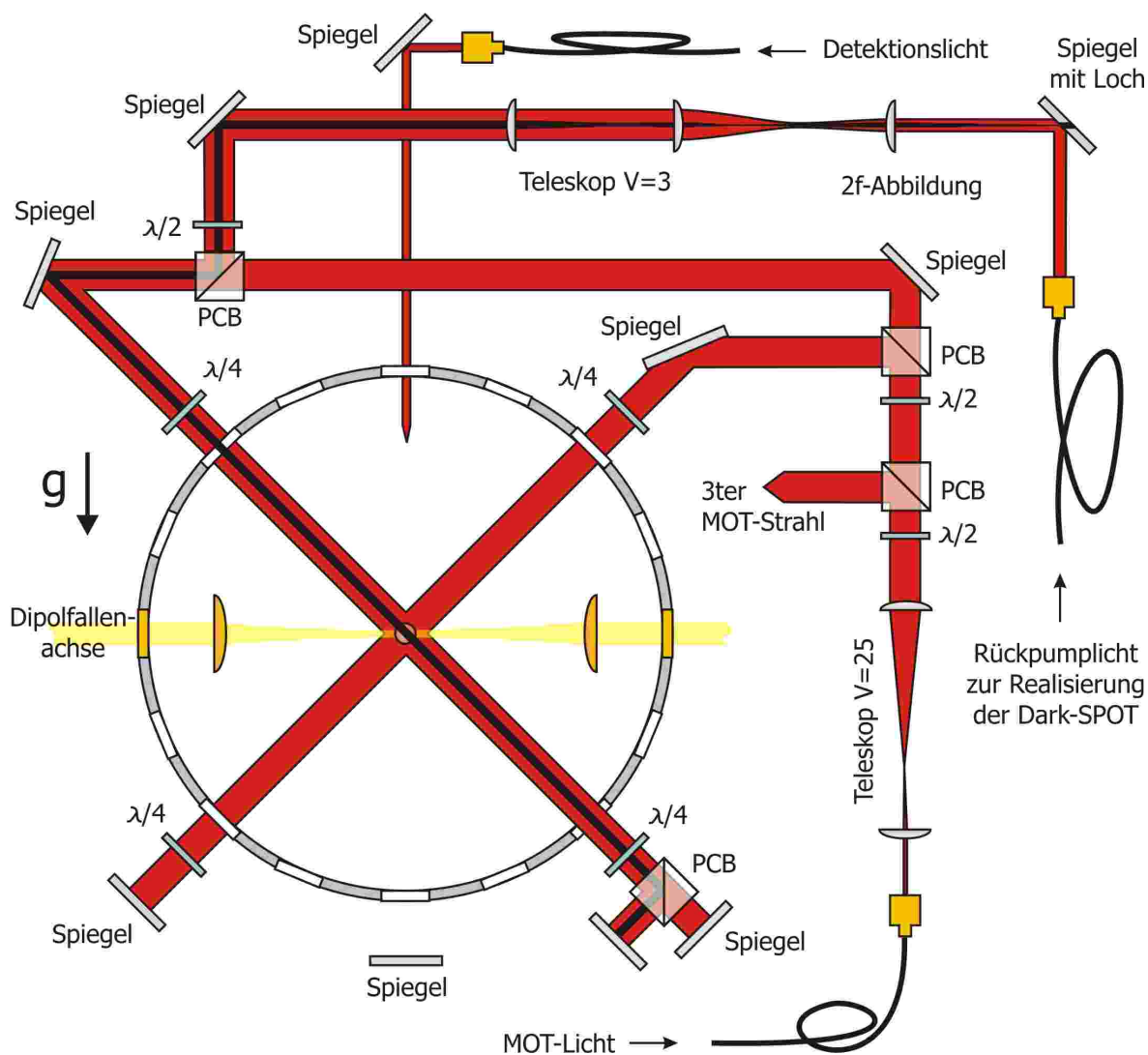


Abbildung 4.10.: Optischer Aufbau für die Strahlen der MOT, der Dark-SPOT und des Detektionslichts. Das Licht der gewöhnlichen MOT besitzt Frequenzen des Kühl- und Rückpumpasers, wird nach der Faser um einen Faktor 25 aufgeweitet und auf die drei Raumachsen aufgeteilt. Der dritte, nicht eingezeichnete Strahl steht senkrecht zur Papierebene. Während des Betriebs der Dark-SPOT besitzt das MOT-Licht nur optische Frequenzen auf dem Kühlübergang und einem dieser Strahlen wird der Rückpumpstrahl überlagert. Diesem um einen Faktor 3 aufgeweiteten Rückpumperstrahl wurde, mittels eines Lochs in einem Spiegel, die Intensität im Zentrum ausgeblendet, wodurch im Fallenzentrum ein „dunkle“ Region ohne Rückpumplicht entsteht. Das Detektionslicht erlaubt den Nachweis der Atome mittels Fluoreszenzstrahlung. AOM: akustooptischer-Modulator, PCB: polarisierender Strahlteilerwürfel

Schatten um einen Faktor 3 auf. Dieser Rückpumpstrahl wird, wie in Abbildung 4.10 zu erkennen, auf einer Achse mit dem Kühllaserstrahl überlagert. Dazu wird eine Kombination aus $\lambda/2$ -Plättchen und Strahlteilerwürfel verwendet. Nach dem Durchlaufen der Vakuumkammer wird der Rückpumpstrahl an einem polarisierenden Strahlteilerwürfel ausgekoppelt, so dass dieser nicht in sich zurück reflektiert wird.

4.2.3. Zweidimensionale magneto-optische Falle

Das Kühl- und Rückpumplicht wird, wie im vorangegangenen Kapitel 4.2.2, durch gitterstabilisierte Diodenlaser (Eagleyard Photonics) bereitgestellt, die Frequenzen der Laser mit jeweils einer Frequenzabstandsstabilisierung bezüglich der Frequenz des Referenzlasers stabilisiert und die Dioden durch optische Isolatoren (Gsänger, FR789TS, 60 dB) vor zurückgestreuter Strahlung geschützt. Bevor die beiden Laserstrahlen an einem polarisierenden Strahlteilerwürfel überlagert werden, wird an zwei Kombinationen aus $\lambda/2$ -Plättchen und polarisierendem Strahlteilerwürfel etwas Leistung aus dem Strahl des Kühllasers ausgekoppelt, wie in Abbildung 4.11 zu sehen ist. Der erste abgespaltete Teilstrahl wird mit einer Einkoppeloptik (Schäfter+Kirchhoff, 60FC-4-A8) in eine optische Mono-Moden-Faser (Schäfter+Kirchhoff, PNC-780-4,7-NA013-3-APC-300-P) eingekoppelt, zur Vorvakuumkammer geführt und steht dort, während der Dark-SPOT-Ladephase, als Melasse-Strahl zur Verfügung. Andernfalls ist dieser Strahlengang durch den integrierten Lichtverschluss blockiert. Nach dem Faserauskoppler (Schäfter+Kirchhoff, 60FC-4-M40) besitzt dieser Strahl einen $1/e^2$ -Strahldurchmesser von 7,2 mm, eine Leistung von typischerweise 1,5 mW und wird mit der gleichen Verstimmung wie der Kühllaser betrieben. Der zweite abgespaltete Teilstrahl wird für die Detektion der Atome mittels einer Absorptionsabbildung verwendet, was in den Kapiteln 3.3.1 und 4.2.5 genauer beschrieben wird.

Da der atomare Fluss aus der 2D-MOT stark von der Intensität der verwendeten Laserstrahlen abhängt, wird auch dieses von den Diodenlasern bereitgestellte Licht mit einem Trapezverstärker (Eagleyard Photonics, TPA-0765-01500-3006-CMT03) nachverstärkt. Das an einem Strahlteilerwürfel überlagerte Licht vom Kühl- und Rückpumplaser wird hierzu an einem darauffolgenden $\lambda/2$ -Plättchen auf die, durch den Verstärker verstärkte Polarisationsrichtung projiziert. Je nach Stellung dieses $\lambda/2$ -Plättchens kann das Verhältnis von Kühl- zu Rückpumplaserlicht variiert werden. Für den optimierten Betrieb der 2D-MOT wird ein Verhältnis von 2 : 1 verwendet. Auch dieser Verstärkerchip wird durch einen optischen Isolator (Gsänger, FR789TS, 60 dB) vor zurückgestreuter Strahlung geschützt. Aufgrund des nichtlinearen Verstärkungsverhaltens des Trapezverstärkers für linear ansteigende Injektionsleistungen werden die Moden des Kühl- und Rückpumplasers nach dem Trapezverstärker und nicht davor betrachtet. Dafür wird Licht für einen Fabry-Perot Resonator bereitgestellt.

Nach diesem optischen Isolator wird der Strahl, wie im vorangegangenen Kapitel 4.2.2 beschrieben, durch eine Einkoppeloptik (Schäfter+Kirchhoff, 60FC-4-M12) und eine optische Mono-Moden-Faser (Schäfter+Kirchhoff, PNC-630-4-NA012-3-APC-400-P) sowohl räumlich als auch spektral gefiltert und zum Experiment geführt. Aufgrund des schlechten Strahlprofils nach dem Verstärker beträgt die Transmission durch diese Faser lediglich 35 %. Da das Schalten des Lichts der 2D-MOT nicht zeitkritisch ist, werden zwei in Reihe geschaltete mechanische Lichtverschlüsse verwendet, die alleinig während der Ladephase der Dark-SPOT geöffnet sind.

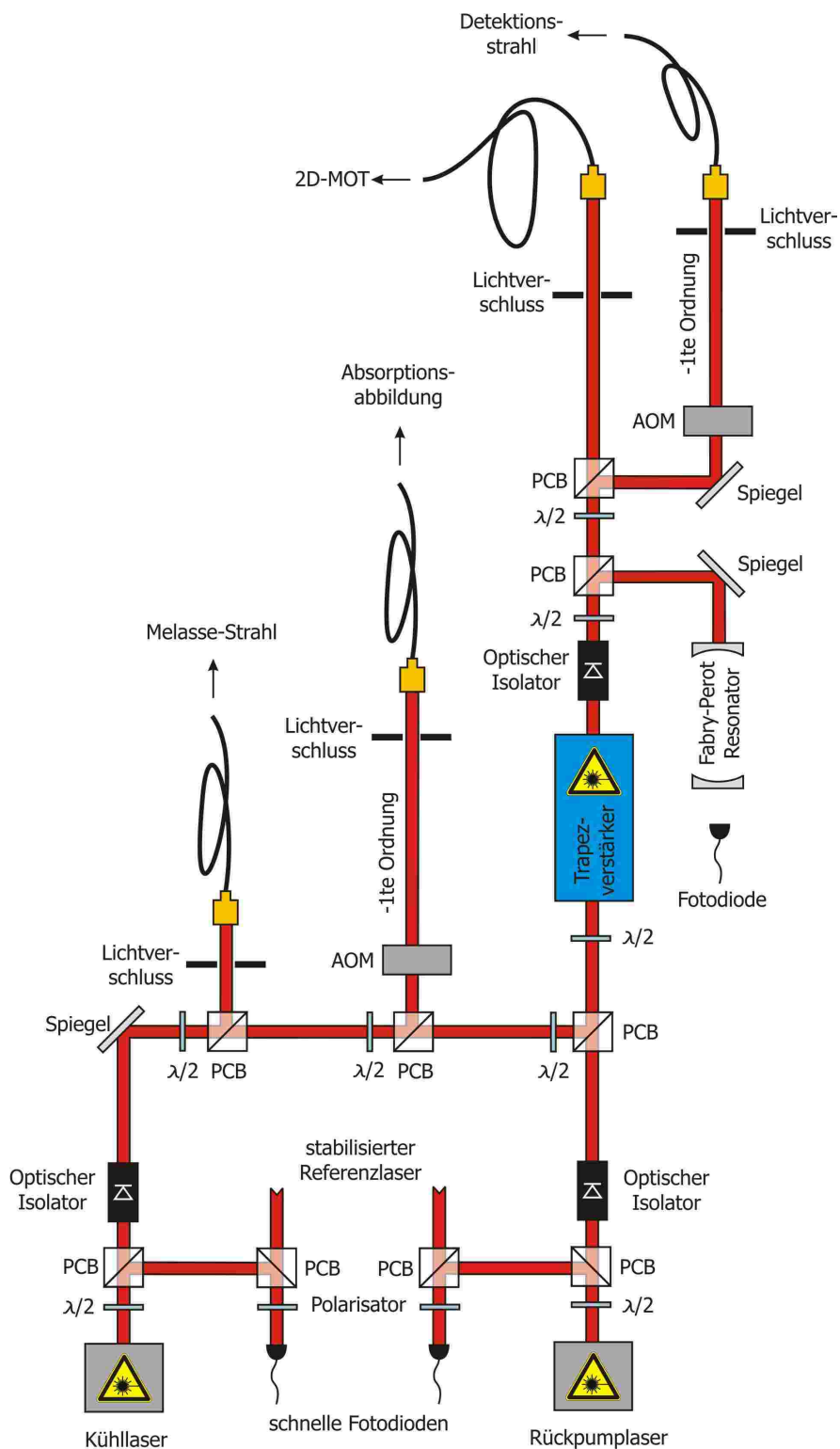


Abbildung 4.11.: Schematischer Aufbau der für den Betrieb der 2D-MOT notwendigen Optik. Das Licht der frequenzabstandsstabilisierten Diodenlaser wird überlagert und mit dem nachfolgenden $\lambda/2$ -Plättchen auf die durch den Trapezverstärker verstärkte Polarisationsrichtung projiziert. Durch diese Projektion lässt sich das gewünschte Verhältnis von Kühl- zu Rückpumlaserlicht einstellen. AOM: akusto-optischer-Modulator, PCB: polarisierender Strahlteilerwürfel

Eine Kombination aus $\lambda/2$ -Plättchen und polarisierendem Strahlteilerwürfel erlaubt es, nach dem Verstärker etwas Licht für einen Detektionsstrahl zur Teilchenzahlbestimmung mittels einer Fluoreszenzmessung abzuzweigen, was in den Kapiteln 3.3.3 und 4.2.6 genauer beschrieben wird.

Das Licht für die 2D-MOT wird mit einem Faserkoppler (Schäfter+Kirchhoff, 60FC-T-4-M150) aus der optischen Mono-Moden-Faser ausgekoppelt und besitzt einen $1/e^2$ -Strahldurchmesser von 26,9 mm bei Leistungen von typischerweise bis zu 200 mW. Eine nachfolgende Kombination aus $\lambda/2$ -Plättchen und polarisierendem Strahlteilerwürfel teilt das Licht, wie in Abbildung 4.12 zu sehen, in zwei Strahlen auf. Die $\lambda/4$ -Plättchen erzeugen das zum Kühlen benötigte zirkular polarisierte Licht. Die für die 2D-MOT charakteristische, große elliptische Form der Laserstrahlen wird, für jeden der beiden Strahlen, durch ein Zylinderlinsenteleskop erzeugt. Dieses besteht aus einer Plankonkav- und Plankonvexlinse (LensOptics) mit den Brennweiten $f = -90$ mm und $f = 360$ mm und erzeugt ein elliptisches Strahlprofil mit dem Seitenverhältnis 4 : 1. Mittels Spiegel geeigneter Abmessungen werden die aufgeweiteten Strahlen, vertikal und horizontal, durch die Vakuumkammer geführt und bilden am Schnittpunkt mit dem Nulldurchgang des zweidimensionalen magnetischen Quadropfeldes das Kühlvolumen. Nachfolgende Zylinderlinsenteleskope überführen das Strahlprofil wieder in ein rundes, um mit kleinen Spiegeln die Strahlen in sich selbst zurück reflektieren zu können.

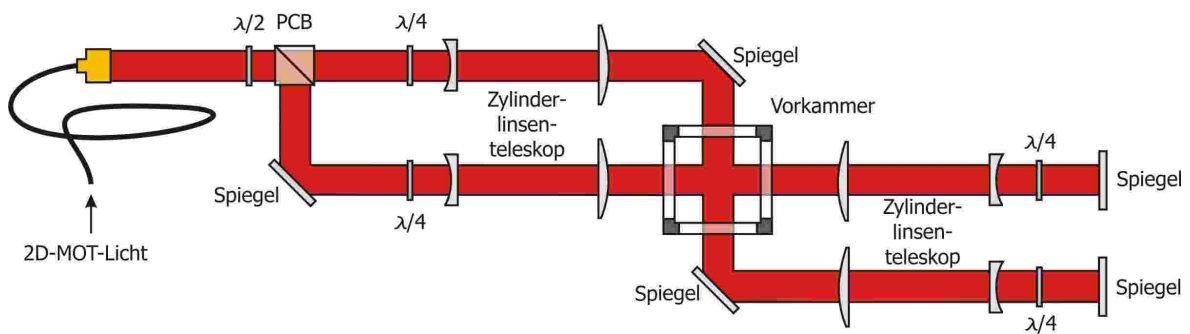


Abbildung 4.12.: Zwei gegenläufige Paare σ^\pm -polarisierten Lichts bilden im Kreuzungspunkt der Kammer das für eine 2D-MOT typische zylindrische Kühlvolumen. Die elliptische Form der Lichtfelder wird durch Zylinderlinsenteleskope in den Strahlengängen erzeugt. Die 2D-MOT wird als retroreflektierte zwei-Strahl-MOT betrieben. PCB: polarisierender Strahlteilerwürfel

4.2.4. CO₂-Laser Dipolfallenlasersystem

Das Licht für die optische Dipolfalle stammt von einem kommerziellen CO₂-Laser (Coherent, GEM-100). Eine Radiofrequenzquelle der Leistung 1000 W regt hierbei über Elektronenstoß in einer Gasentladung Schwingungsmoden innerhalb des Stickstoffmoleküls an und erzeugt eine effiziente Inversion in der Besetzung des angeregten Zustands gegenüber dem Grundzustand. Das Stickstoffmolekül als Partnergas überträgt durch Stöße zweiter Ordnung seine Energie auf das CO₂-Molekül, in dem der eigentliche Laserprozess zwischen unterschiedlichen Vibrationsmoden stattfindet [85]. Der verwendete CO₂-Laser besitzt bei einem Laserübergang der Wellenlänge 10,6 μm eine maximale Ausgangsleistung von 135 W.

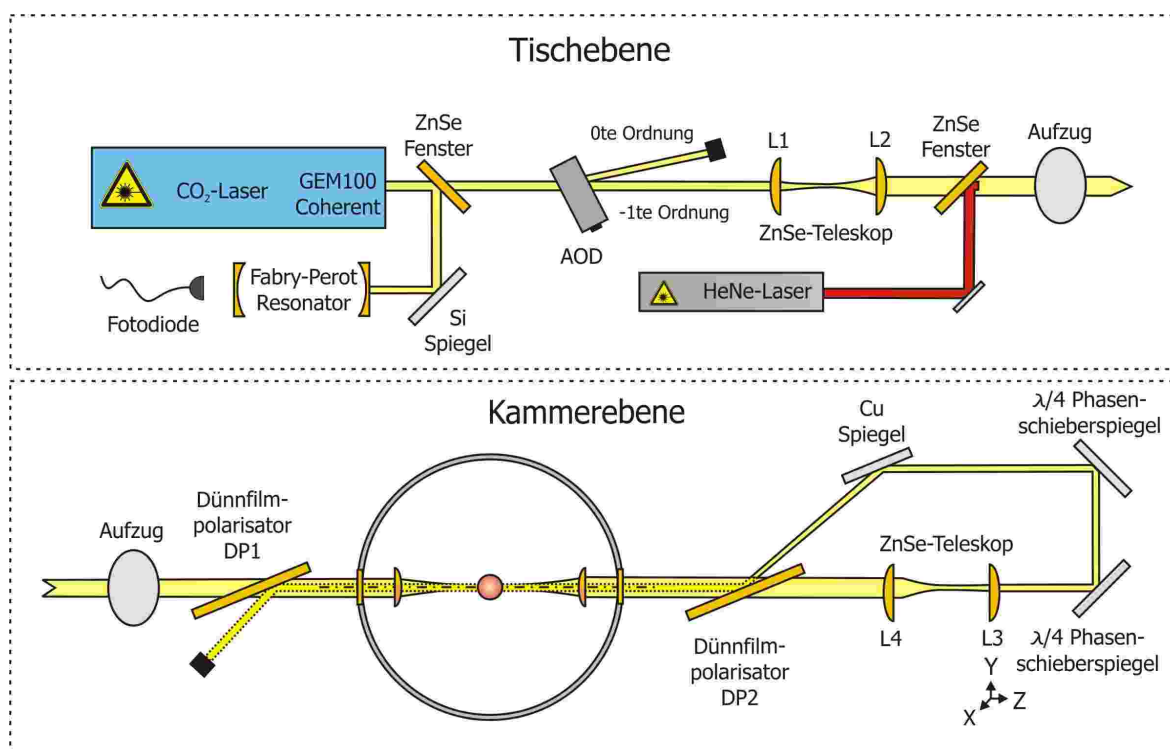


Abbildung 4.13.: Strahlengang des vom CO_2 -Laser emittierten Lichts. Das infrarote Laserlicht wird von einem kommerziellen CO_2 -Laser erzeugt. Die optische Leistung wird durch einen akusto-optischen-Deflektor kontrolliert. Der Strahldurchmesser kann durch ein Teleskop variiert und eingestellt werden. Zur Justage wird dem CO_2 -Laserlicht ein HeNe-Laser überlagert. Die Polarisation des aus der Kammer austretenden, im Durchmesser verkleinerten und kollimierten Laserstrahls wird mittels zweier Phasenschieberspiegel um $\lambda/2$ gedreht. So kann dieser bei Bedarf über den Dünnpolarisator zurück in die Kammer geleitet werden und bildet einen weiteren Dipolfallenlaserfokus mit vergrößertem Strahldurchmesser.

Der Strahlengang ist in Abbildung 4.13 schematisch dargestellt. Das infrarote Laserlicht passiert einen wassergekühlten akusto-optischen-Deflektor (IntraAction, AGD-406B1M Deflector) um die optische Leistung regulieren zu können und den Laser vor Rückreflexen zu schützen. Dieser Deflektor zeichnet sich speziell durch eine hohe Beugungseffizienz bei einer hohen Radiofrequenzbandbreite von 20 MHz aus, so dass dieser gut mit dem nachfolgend beschriebenen Dual-Oszillator angesteuert werden kann. Etwa 85 % der optischen Leistung wird in die erste Ordnung gebeugt und steht für das Fangen und Kühlen der Atome in der optischen Dipolfalle zur Verfügung. Durch die hohe optische Leistungsdichte des CO_2 -Laserstrahls finden innerhalb des Germanium-Kristalls des akusto-optischen-Deflektor nichtlineare Effekte und Selbstfokussierung statt. In ersten Experimenten führte dies zu einem elliptischen Strahlprofil mit einem Aspektverhältnis von 2 : 1. Durch die Wahl geeigneter optischer Weglängen zwischen dem Laserkopf und dem Deflektor konnte in späteren Experimenten der Durchmesser des Laserstrahls aufgrund der vorhandenen Strahldivergenz so aufgeweitet werden, dass der Effekt der Selbstfokussierung auf ein Aspektverhältnis von 1,2 : 1 reduziert werden konnte. Nach dem Deflektor wird das infrarote Laserlicht mittels einem 1 : 2 Teleskopes, bestehend aus Zinkselenid-Linsen (L1) und (L2) (II-VI LOT Deutschland) mit den

Brennweiten $f_1 = 127$ mm und $f_2 = 254$ mm divergent aufgeweitet. Der relative Abstand dieser Teleskoplinsen zueinander bestimmt dabei den Divergenzwinkel und somit die Größe der ausgeleuchteten Fläche auf der fokussierenden, vakuumseitigen Linse, wodurch sich unterschiedliche Strahldurchmesser der optischen Dipolfalle verwirklichen lassen. Um den Strahlengang des infraroten Laserlichts des CO₂-Lasers besser justieren zu können, wird diesem nach dem Teleskop an einem optischen Zinkselenid-Fenster ein sichtbarer Pilotlaserstrahl räumlich überlagert. Dazu wird ein HeNe-Laserstrahl bei einer Wellenlänge von 632 nm verwendet. Über Silizium-Spiegel werden die Laserstrahlen in Richtung Kammer gelenkt. Um von der Tischebene auf die Höhe der Sichtfenster zu gelangen wird eine Aufzugskonstruktion verwendet. Bei dieser bildet der erste Spiegel mit der Tischebene einen Winkel von 45° und reflektiert den Strahl senkrecht nach oben. Ein zweiter Spiegel, ebenfalls unter 45° bezüglich der Tischebene, reflektiert den Strahl entsprechend in die Horizontale, so dass ein nachfolgender Dünnpolarisator (DP1) (II-VI LOT Deutschland) maximal transmittiert wird. Dieser steht im Braggwinkel von 67,4° zur Einfallrichtung und besitzt die Abmessungen (80 × 35 × 5) mm, bzw. eine Apertur von ≥ 32 mm. Über das in der horizontalen Ebene angebrachte Zinkselenid-Sichtfenster am Membranfaltenbalg (vgl. Abbildung 4.5) wird der Laserstrahl in die Kammer eingekoppelt und mittels der sphärisch korrigierten Zinkselenid-Linsen, mit der Brennweite $f = 63,5$ mm gemäß $w_0 = \lambda f / (\pi w)$ [99] auf einen minimalen Strahlradius von 12,6 μm fokussiert. Bei dieser Abschätzung wurde angenommen, dass die Linse mit einem reinen Gauß-Strahl der TEM₀₀-Mode mit einem $1/e^2$ -Durchmesser von $2w = 34$ mm voll ausgeleuchtet wird. Unter Berücksichtigung der Beugungsmaßzahl M^2 des verwendeten CO₂-Lasers von $M^2 < 1,3$ [105] vergrößert sich der minimal erreichbare Strahldurchmesser im Fokus zu $2w'_0 = M^2 2w_0 < 16,4$ μm [106]. Über die am Membranfaltenbalg angebrachten Mikrometerschrauben kann Einfluss auf die Position des Fokus genommen werden.

Der realisierte optische Aufbau ermöglicht die Erzeugung und Verwendung eines überlagerten Fallenpotentials mit vergrößertem Fallenvolumen. Hierfür wird der infrarote CO₂-Laserstrahl auf der ausgangsseitigen Kammerseite über die vakuumseitige Zinkselenid-Linse kollimiert und passiert dann einen zweiten, im Braggwinkel stehenden Dünnpolarisator (DP2). Über ein nachfolgendes 2 : 1 Teleskop mit den Linsen (L3) (Laser Research Optics) und (L4) (II-VI LOT Deutschland) mit den Brennweiten $f_3 = 127$ mm und $f_4 = 63$ mm, wird der Strahldurchmesser um den Faktor zwei verkleinert, auf dem Dünnpolarisator mit sich selbst überlagert und in die Kammer zurückreflektiert. Die Polarisation des verkleinerten Strahls wird dazu mit zwei $\lambda/4$ -Phasenschieberspiegel (Laser Research Optics) um 90° gedreht. Die Position des retroreflektierten Strahls relativ zum eingehenden Strahl kann über die transversale Position der Linse (L3) in Abbildung 4.13 justiert werden. Der Fokus des retroreflektierten Strahls kann über die z-Position dieser Linse verschoben werden. Am Dünnpolarisator (DP1) wird der retroreflektierte infrarote CO₂-Laserstrahl in einen Strahlblocker abgelenkt.

Zweifrequenz-Oszillator

Evaporatives Kühlen erfolgt in optischen Dipolfallen durch die zeitliche Reduktion der optischen Potentialtiefe. Im Experiment wird hierzu die optische Leistung im Dipolfallenlaserstrahl reduziert, indem die anfängliche Radiofrequenzleistung von 50 W auf den akustooptischen-Deflektor reduziert und somit weniger Lichtleistung in die erste Ordnung gebeugt wird. Es zeigt sich, dass die Reduktion der Radiofrequenzleistung auf den Kristall des akustooptischen-Deflektors einen räumlichen Versatz des Strahls der ersten Beugungsordnung verursacht. Bei einer optischen Weglänge von $(297,5 \pm 1)$ cm beträgt dieser Versatz etwa 4 cm, was

einem Winkel von etwa $(6,72 \pm 0,03)$ mrad entspricht. Dadurch wird der Laserstrahl durch den optischen Zugang der Kammer und der sich darin befindenden Zinkselenid-Linse geschnitten. Dies hat eine zusätzliche und unkontrollierte Reduktion der Leistung des Dipolfallenstrahls zur Folge, wodurch ein theoretisch optimaler Evaporationsverlauf experimentell nicht umgesetzt werden kann. Diese sich ändernde Strahlposition wird durch thermische Effekte im Germanium-Kristall des Deflektors verursacht [107]. Durch die Reduktion der Radiofrequenzleistung bei der Modulationsfrequenz ν ändert sich die thermische Last auf dem Kristall, was eine Veränderung des Brechungsindex n hervorruft und den Bragg-Winkel $\sin \vartheta_B = \lambda\nu / (2nv_s)$ ändert. Die Schallgeschwindigkeit v_s beträgt für Germanium bei 293 K $v_s = 5,4 \times 10^3$ m/s [108].

Die Strahlposition kann konstant gehalten werden, wenn die thermische Last auf dem Kristall konstant gehalten wird [109]. Dazu wird der in Abbildung 4.14 dargestellte Radiofrequenztreiber für die Ansteuerung des akusto-optischen-Deflektors verwendet. Ein spannungsgesteuerter Oszillator (MiniCircuits, ZOS-100+) erzeugt eine Radiofrequenz bei 40 MHz. Durch einen spannungsgesteuerten Abschwächer (VCA1, Eigenbau, Elektronikwerkstatt Physikalisches Institut Tübingen) kann die Leistung der Radiofrequenz direkt mit der Experimentsteuerung geregelt werden. Der zweite spannungsgesteuerte Oszillator (MiniCircuits, ZOS-50) bildet den zweiten Radiofrequenzweig bei einer Frequenz von 30 MHz. Die Leistung dieser Frequenz wird elektronisch so geregelt, dass die aus der 40 MHz Ordnung und der 30 MHz Ordnung resultierende Gesamtleistung, wie in Abbildung 4.15 konstant ist. Die elektronische Regelung übernimmt hierbei ein Differenzverstärker mit dem Verstärkungsfaktor eins. Auf dessen Eingängen liegen die Steuerspannungen für den Leistungspegel der 40 MHz Frequenz (0 V – 10 V) und eine frei wählbare, aber konstante Referenzspannung. Diese bestimmt die minimale/maximale Höhe der Ausgangsspannung des Differenzverstärkers, mit der über den

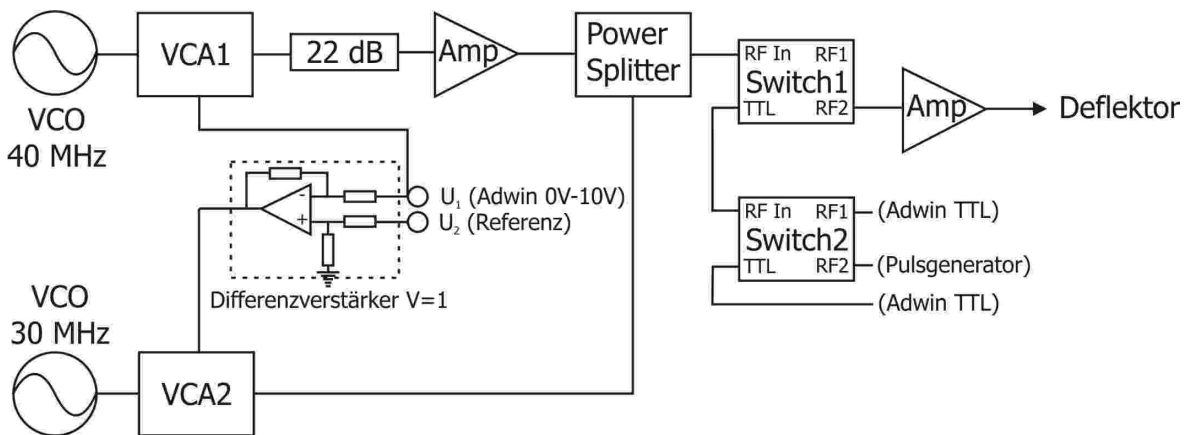


Abbildung 4.14.: Für den akusto-optischen-Deflektor verwendete Radiofrequenztreiber. Die 40 MHz Ordnung wird im Experiment als Dipolfallenlicht verwendet. Die Leistung der 30 MHz Ordnung wird über einen Differenzverstärker so geregelt, dass die gesamte Radiofrequenzleistung auf dem Germaniumkristall annähernd konstant gehalten wird. Mit den Radiofrequenzschalter (Switch2) kann über die Experimentsteuerung oder einen Pulsgenerator die Radiofrequenzleistung am Schalter (Switch1) geschaltet werden. VCO: Spannungsgesteuerter Oszillator, VCA: Spannungsgesteuerter Abschwächer, Amp: Verstärker, Power Splitter: Leistungsteiler

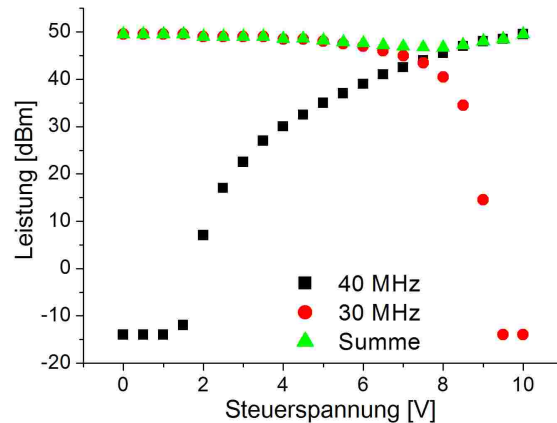


Abbildung 4.15.: Leistungsverlauf der 40 MHz und der 30 MHz Radiofrequenz als Funktion der Steuerspannung auf den spannungsgesteuerten Abschwächer (VCA1) des 40 MHz Radiofrequenzzweigs. Das Summe der Leistungen ist nahezu konstant.

spannungsgesteuerten Abschwächer (VCA2) die Leistung der 30 MHz Frequenz geregelt wird und somit die maximale/minimale Leistung der 30 MHz Frequenz. Die beiden Radiofrequenzsignale werden an einem Leistungsteiler (MiniCircuits, ZSC-2-1) vereint und mit einem 50 W Verstärker (MiniCircuits, LZY-1) für den Deflektor nachverstärkt. Über den TTL-Eingang des Radiofrequenzschalters Switch1 (MiniCircuits, ZYSWA-2-50DR) kann die Radiofrequenz geschaltet werden. Der TTL-Eingang an Radiofrequenzschalter Switch2 bietet die Möglichkeit, den durch Switch1 ausgeführten Schaltvorgang über die Experimentsteuerung oder über einen Pulsgenerator zu steuern. Der Pulsgenerator ist während des Umladevorgangs in die Dipolfalle notwendig, was in Abschnitt 5.2 beschrieben wird.

4.2.5. Absorptionsabbildung

Das für die Absorptionsabbildung der Atome verwendete Licht stammt, wie in Abbildung 4.2.3 skizziert, vom Kühllaser der 2D-MOT. Während der Detektionsphase ist die Laserfrequenz auf Resonanz mit dem optischen Übergang $|4^2S_{1/2}, F = 9/2\rangle \rightarrow |4^2P_{3/2}, F' = 11/2\rangle$. Nach dem optischen Isolator wird ein Teil des Lichts an einem polarisierenden Strahlteilerwürfel für die Absorptionsabbildung bereitgestellt. Die erste Beugungsordnung eines nachfolgenden akusto-optischen-Modulators (Crystal Technology, 3080-120) wird als Absorptionsstrahl verwendet. Der folgende mechanische Lichtverschluss ist nur während der Detektionsphase geöffnet. Das resonante Laserlicht wird über eine Einkoppeloptik (Schäfter+Kirchhoff, 60FC-4-A8) in eine optische Mono-Moden-Faser (Schäfter+Kirchhoff, PNC-630-4-NA012-3-APC-400-P) eingekoppelt und zur Vakuumkammer geleitet. Der Abbildungsstrahl durchläuft die Vakuumkammer durch die großen Sichtfenster unter einem Winkel von circa 40° um Interferenzeffekte durch Vielfachreflexionen an den Fenstern zu vermeiden. Nach dem Faserkoppeler (Schäfter+Kirchhoff, 60FC-4-M60) besitzt der Abbildungsstrahl einen $1/e^2$ -Strahldurchmesser von 10,9 mm. Die Intensität beträgt typischerweise $270 \mu\text{W}/\text{cm}^2$ und liegt deutlich unterhalb der Sättigungsintensität des D2 Übergangs von $1,75 \text{ mW}/\text{cm}^2$ [110]. Das Bild des Atomschattens wird auf einer CCD Kamera (Sony, XC-56) im Vollbildverfahren, bei einer

Auflösung von (659×494) Pixel und einer Pixelgröße von $(7,4 \times 7,4) \mu\text{m}$ abgebildet. Eine sphärisch korrigierte Dublettlinse der Brennweite $f = 120 \text{ mm}$ (Linos) erzeugt hierbei eine Vergrößerung von 3,2. Um das Ausschmieren des Absorptionsbildes zu minimieren, wird die expandierende Atomwolke mit einem $80 \mu\text{s}$ langen Puls des Detektionslichts abgelichtet. Während der Detektion werden typischerweise $N_{\text{P}} = 200$ Photonen von jedem Atom gestreut. Aufgrund des Photonenrückstoßes erwarten wir hierbei eine diffuse räumliche Ausschmierung der beobachteten atomaren Position um $\sqrt{N_{\text{P}}/3} v_{\text{rec}} \Delta t \sim 8 \mu\text{m}$ [8].

4.2.6. Fluoreszenzmessung

Das für die Fluoreszenzmessung verwendete Licht stammt, wie in Abbildung 4.11 skizziert, vom Kühl- und Rückpumpplaser der 2D-MOT. Die Verwendung eines akusto-optischen-Modulators (Crystal Technology, 3080-120) erlaubt es, durch die Kontrolle der Radiofrequenzleistung die Lichtleistung des resonanten Lichts innerhalb von $1 \mu\text{s}$ zu reduzieren. Der nachfolgende Lichtverschluss ist nur während der Detektionsphase geöffnet, bei der die Kühl- und Rückpumpplaserfrequenzen resonant mit ihren entsprechenden Übergängen sind. Das resonante Laserlicht wird über eine Einkoppeloptik (Schäfter+Kirchhoff, 60FC-4-A8) in eine optische Mono-Moden-Faser (Schäfter+Kirchhoff, PNC-780-4,7-NA013-3-APC-300-P) eingekoppelt und zur Vakuumkammer geleitet. Nach dem Faserkoppler (Schäfter+Kirchhoff, 60FC-4-M40) besitzt der Detektionsstrahl einen $1/e^2$ -Strahldurchmesser von $7,2 \text{ mm}$ und die Intensität beträgt typischerweise 40 mW/cm^2 . Der Detektionsstrahl durchläuft die Vakuumkammer vertikal und parallel zur Gravitationsrichtung und wird in sich zurück reflektiert.

Das Streulicht der Atome wird mittels einer Linse, mit einem Durchmesser von zwei Zoll, durch den großen optischen Zugang des „Spezielsichtfensters“ gesammelt und fokussiert. Im Fokus dieser Sammellinse ist eine Irisblende angebracht, um den Einfluss von Streulicht zu eliminieren. Eine weitere Linse bildet in einer $2f$ -Konfiguration das fluoreszierte Licht der Atome auf die Detektorfläche eines Photoelektronenvervielfachers (Hamamatsu, R943-02) ab. Dieser wurde für verschiedene Beschleunigungsspannungen kalibriert, indem dessen Ausgangsspannung in Abhängigkeit von der eingestrahlten Lichtleistung gemessen wurde. Im verwendeten experimentellen Aufbau beträgt der abgedeckte Raumwinkel der Sammellinse etwa $\Omega = 0,1373$.

5. Messungen zur evaporativen Kühlung von Atomen in der optischen Dipolfalle

Im folgenden Kapitel wird zunächst auf die Präparation und Vorkühlung von Atomen in der MOT bzw. Dark-SPOT eingegangen, da diese als Ausgangspunkt für das weitere Experiment dient. Die Abhängigkeit der beobachteten Teilchenzahl von Parametern der 2D-MOT, wie Dampfdruck und Laserleistung, wird beschrieben. Ein entscheidender Punkt für das Gelingen der Evaporation in der Dipolfalle ist die anfängliche Atomzahl in dieser fernverstimmten optischen Falle. Der Umladezyklus von der nahresonanten Falle in die fernverstimmte Dipolfalle wird detailliert beschrieben und Grenzen aufgezeigt. Messungen zur beobachteten Lebensdauer der in einer quasi-elektrostatischen Dipolfalle gespeicherten Atome werden präsentiert und mit theoretischen Überlegungen verglichen. Die natürliche Evaporation der Atome bei konstant gehaltener Falltiefe wurde für verschiedene Strahlradien im Fokus des Dipolfallenlaserstrahls beobachtet. Nach Überlegungen zum zeitlichen Verlauf der Leistungsabsenkung des Dipolfallenlaserstrahls während der Verdampfungskühlung schließt die Präsentation und Diskussion, der bei der erzwungenen Evaporation erzielten Ergebnisse, dieses Kapitel.

5.1. Präparation

Zu Beginn eines experimentellen Zyklusses der hier vorgestellten Experimente werden die Atome eines kalten Atomstrahls aus der 2D-MOT in der Dark-SPOT gesammelt. In den Kapiteln 3.2.1 und 3.2.2 wurde bereits das Funktionsprinzip dieser Elemente erläutert und in den Kapiteln 4.2.2 und 4.2.3 deren entsprechende experimentelle Umsetzung beschrieben.

Für den optimierten Atomfluss aus der 2D-MOT wird dessen Kühllaser etwa drei Linienbreiten rotverstimmt bezüglich des Kühllaserübergangs eingestrahlt und der Rückpumplaser mit einer Rotverstimmung von einer halben Linienbreite. Der atomare Fluss aus der 2D-MOT ist als Funktion der eingestrahnten Laserleistung in Abbildung 5.1 dargestellt. Zu erkennen ist, dass dieser linear mit der eingestrahnten Leistung zunimmt und empfindlich von dieser abhängt. Die typischerweise im Experiment eingestrahnten Lichtleistungen liegen im Bereich von $P = (170 - 200)$ mW und sind technisch limitiert. Mit mehr Leistung ließen sich noch höhere Flüsse erzielen und die Effizienz der 2D-MOT weiter steigern. Die beobachtete Abhängigkeit des atomaren Flusses in Abhängigkeit des Dampfdrucks in der Vorvakuumkammer ist in Abbildung 5.2 gezeigt und steigt mit zunehmendem Dampfdruck ebenfalls linear an. Hinsichtlich einer langen Lebensdauer der sehr aufwendig herzustellenden Dispensoren, wurde bei einem vergleichsweise geringen Dampfdruck von $p \simeq 2,5 \times 10^{-9}$ mbar gearbeitet.

Für den Betrieb der Dark-SPOT wurden die Laserverstimmungen hinsichtlich einer maximal fangbaren Teilchenzahl optimiert. Der Kühllaser ist hierfür fünf halbe und der Rückpumplaser eine halbe Linienbreite bezüglich ihrer Übergänge rotverstimmt. Bei typischen Ladedauern von 30 s können in dieser Falle bis zu 2×10^8 Atome gesammelt werden. Eine Auswertung

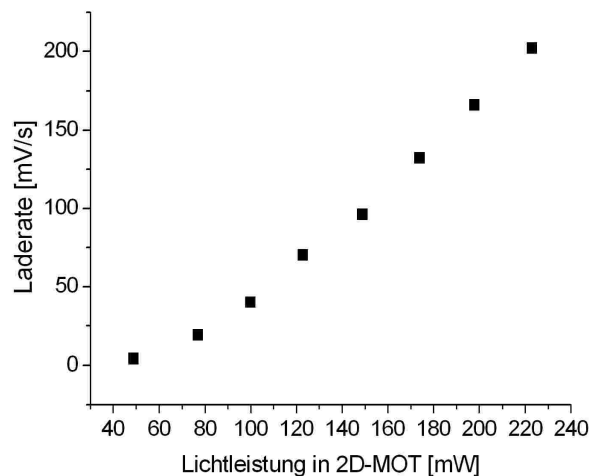


Abbildung 5.1.: Zeitlicher Anstieg des detektierten Fluoreszenzsignals in der Dark-SPOT in Abhängigkeit von der in die 2D-MOT eingestrahltten Lichtleistung.

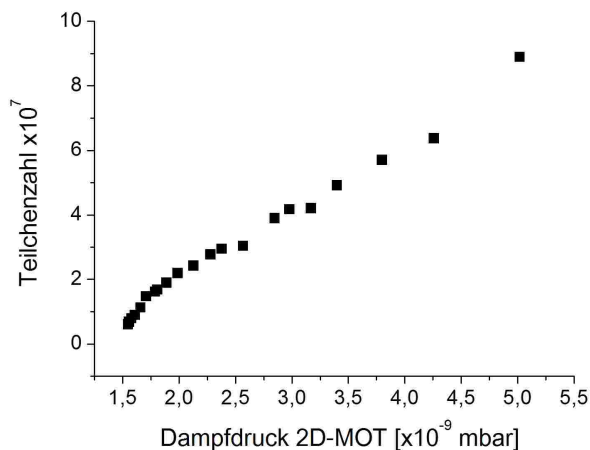


Abbildung 5.2.: Zeitlicher Verlauf der Teilchenzahl in der Dark-SPOT in Abhängigkeit von dem in der Vorvakuumkammer herrschenden Dampfdruck.

von Fluoreszenzaufnahmen liefert einen Durchmesser der Atomwolke von $\sigma_0 = 1,3$ mm, was mit Gleichung (3.50) eine Abschätzung der atomaren Dichte erlaubt. Diese beträgt für die hier vorgestellten Parameter etwa $n_0 = 5,8 \times 10^9$ Atome/cm³ im Zentrum der Atomfalle. Die Temperatur dieses Ensembles wurde mit der in Abschnitt 3.3.2 vorgestellten release and recapture Methode gemessen und liefert einen Wert von (238 ± 12) μ K. Daraus ergibt sich die thermische de Broglie-Wellenlänge nach Ausdruck (3.47) zu $\lambda_{dB} = 18$ nm, woraus mit der Zentraldichte n_0 eine Phasenraumdicke von $\rho_{DSPOT} = 3,3 \times 10^{-8}$ für die realisierte Dark-SPOT folgt. Die $1/e$ -Lebensdauer konnte aus dem exponentiell zerfallenden Fluoreszenzsignal aus Abbildung 5.3 zu $\tau = (72,7 \pm 3,4)$ s bestimmt werden.

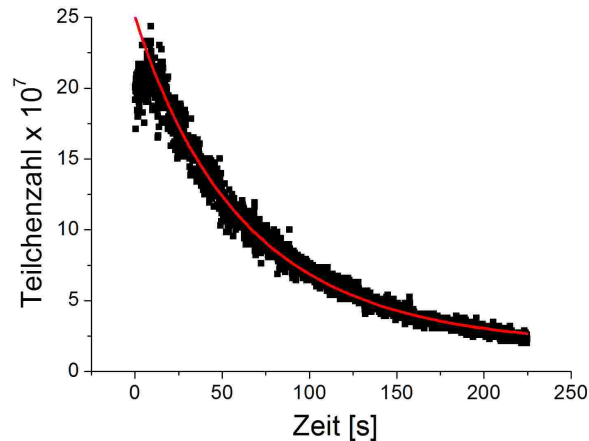


Abbildung 5.3.: Beobachtetes exponentiell abklingendes Fluoreszenzsignal der in der Dark-SPOT gespeicherten Atome. Die $1/e$ -Lebensdauer kann durch eine Anpassung der Messdaten mit einer exponentiellen Zerfallskurve zu $\tau = (72,7 \pm 3,4)$ s bestimmt werden.

5.2. Umladen der Atome in die optische Dipolfalle

Der zeitliche Ablauf eines experimentellen Zyklusses und die Sequenz für den Umladevorgang der Atome in die optische Dipolfalle ist in Abbildung 5.4 dargestellt. Nach dem Sammeln der Atome in der Dark-SPOT wird für eine Zeitdauer von 2 ms auf den Betrieb einer gewöhnlichen MOT umgeschaltet, indem mittels akusto-optischer-Modulatoren der Rückpumpstrahl mit Schatten im Zentrum durch einen TEM₀₀-Laserstrahl ersetzt wird, so dass Rückpumpleistung im gesamten Volumen der MOT zur Verfügung gestellt wird. Um während dieser Zeit die lichtinduzierten Verluste weiterhin gering zu halten, werden die Verstimmungen vom Kühl- und Rückpumpplaser auf neun bzw. drei Linienbreiten vergrößert. Eine Temperaturmessung mittels des release and recapture Verfahrens liefert einen Wert von $T = 2,5$ mK. Die Ausdehnung der Wolke ergibt sich durch die Auswertung von Fluoreszenzaufnahmen zu $\sigma_0 = 2,1$ mm. Bei Annahme einer 100 %-igen Transfereffizienz der Atome aus der Dark-SPOT folgt in dieser Phase des Experimentes eine Zentraldichte von $n_0 = 1,4 \times 10^9$ Atome/cm³. Mit einer thermischen de Broglie-Wellenlänge von $\lambda_{dB} = 5,5$ nm hat dies eine Phasenraumdicke von $\rho_{MOT} = 2,3 \times 10^{-10}$ zur Folge.

Die anschließende magnetische Kompression der atomaren Wolke dient der Erhöhung der Dichte in der MOT und im Fallenvolumen der optischen Dipolfalle. Diese Kompression erfolgt durch eine 20 ms lange lineare Erhöhung des Magnetfeldgradienten von 5 G/cm auf den Maximalwert von 47 G/cm. Die Verstimmungen des Kühl- und Rückpumpplasers von zwei bzw. sieben halbe Linienbreiten wurden auf das Erreichen einer maximalen Dichte während dieser Kompression optimiert. Die 8 ms lang andauernde Haltephase der Kompression dient dem eigentlichen Umladen der Atome in die Dipolfalle. In dieser Phase wird eine periodische und wechselseitige Modulation der Lichtfelder der MOT und des CO₂-Lasers hinzugeschaltet. Ersteres wird bei einer Modulationsfrequenz von 40 kHz für eine Zeitdauer von 5 μ s an- und anschließend für 20 μ s abgeschaltet, wohingegen der Dipolfallenlaserstrahl in der Auszeit der MOT für 16 μ s angeschaltet und während der Anzeit der MOT für 9 μ s

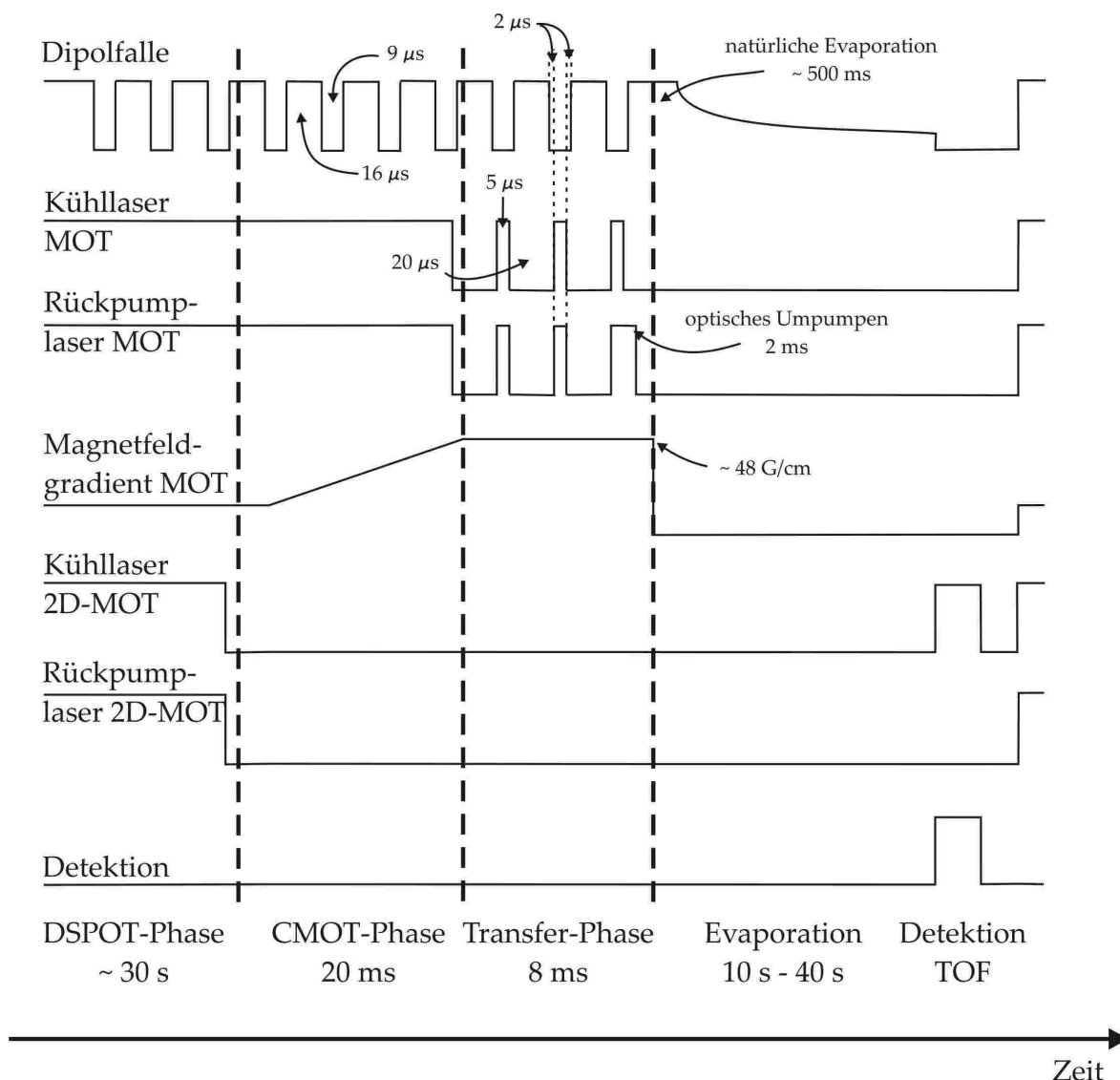


Abbildung 5.4.: Zeitlicher Ablauf eines typischen experimentellen Zyklus. Zu Beginn werden die Atome in einer Dark-SPOT gesammelt. Nach einer anschließenden magnetischen Kompression (CMOT) werden die Intensitäten der Kühl- und Rückpump-laserstrahlen zusammen mit der Intensität des CO_2 -Laserstrahls periodisch und abwechselnd moduliert (Transfer-Phase), um die Umladeeffizienz in die optische Dipolfalle zu erhöhen. Das längere Einstrahlen des Rückpump-lasers dient dem Umpumpen der Atome in den $F = 9/2$ Grundzustand. Bevor die Intensität des CO_2 -Lasers zur Verdampfungskühlung reduziert wird, erfolgt eine Phase der natürlichen Evaporation. Eine Flugzeitaufnahme dient am Ende der Verdampfungskühlung zur Analyse des atomaren Ensembles.

abgeschaltet wird. Die verwendete Pulsfolge wurde hinsichtlich einer maximalen Teilchenzahl in der Dipolfalle optimiert und basiert auf der Idee, die durch das stark fokussierte Lichtfeld des CO₂-Lasers verursachte differentielle AC-Stark-Verschiebung zu eliminieren. Für einen typischerweise verwendeten Strahlradius im Fokus der Dipolfalle von 25 μm beträgt die AC-Stark-Verschiebung bei 90 W Laserleistung für den $|4^2S_{1/2}, F = 9/2\rangle$ -Grundzustand nach Gleichung (3.29) etwa $\Delta f_{9/2} = U_0/h = 126$ MHz, wobei für die statische Polarisierbarkeit der Wert $\alpha_{\text{stat}} = 4,83 \times 10^{-39} \text{ Cm}^2/\text{V}$ (vgl. Abschnitt A.4) verwendet wurde. Für den, beim Kühllaserübergang relevanten Zustand $|4^2P_{3/2}, F = 11/2\rangle$ folgt mit einer statischen Polarisierbarkeit von $\alpha_{\text{stat}} = 10,12 \text{ Cm}^2/\text{V}$ (vgl. Abschnitt A.4) für die gegebenen Fallenparameter eine Absenkung um maximal $\Delta f_{11/2} = 264$ MHz, was zu einer differentiellen AC-Stark-Verschiebung von 138 MHz gegenüber den Atomen außerhalb des CO₂-Laserstrahls führt. Atome, die sich im Einfangvolumen der Dipolfalle befinden, nehmen ohne die Elimination der differentiellen AC-Stark-Verschiebung das Lichtfeld der MOT blauverstimmt bezüglich der entsprechenden Übergänge wahr und werden aus dem Einfangvolumen geheizt. Daher wurde bei der erwähnten Pulsfolge auch darauf geachtet, dass zu keinem Zeitpunkt die MOT als auch der optische Dipolfallenstrahl simultan eingestrahlt wurden. Am Ende der Umladephase wird die Modulation aller Lichtfelder beendet. Gleichzeitig wird die Kühllaserintensität durch Schalten eines akusto-optischen-Modulators innerhalb einer Zeitdauer von etwa 1 μs ausgeschaltet und, um verbleibendes Streulicht zu unterdrücken, zusätzlich durch einen mechanischen Lichtverschluss vollständig blockiert. Die Präparation der Kaliumatome in den energetisch niedriger liegenden Grundzustand $|4^2S_{1/2}, F = 9/2\rangle$ erfolgte durch ein 2 ms längeres Einstrahlen des Rückpumpasers. Dieses optische Umpumpen führt zu einer Reduktion der hyperfeinstrukturändernden Stöße und ist direkt über die Lebensdauer der in der Dipolfalle gefangenen Atome beobachtbar, wie dies Abbildung 5.5 veranschaulicht. Um sämtlichen störenden Einfluss von nahresonantem Licht zu vermeiden wurden sämtliche Strahlengänge blockiert und Kühl- und Rückpumpaser um etwa 24 bzw. 20 Linienbreiten bezüglich ihrer Übergänge rotverstimmt.

Die Temperatur der Atome wurde am Ende dieser Umladesequenz, jedoch ohne eingestrahlt Dipolfalle mittels Flugzeitaufnahmen vermessen, wobei sich eine Temperatur von $T = 2,15$ mK ergab. Neben der Temperatur liefert die Anpassung der Expansionsfunktion (3.39) an die Messdaten auch einen Wert für die ursprüngliche Größe der runden Atomwolke. In dieser Messung ist dies $\sigma_0 = 600 \mu\text{m}$. Bei einer Atomzahl von ungefähr $N = 1 \times 10^8$ Atomen ergibt sich eine Zentraldichte von $n_0 = 3 \times 10^{10} \text{ Atome}/\text{cm}^3$. Mit der thermischen de Broglie-Wellenlänge von $\lambda_{\text{dB}} = 6 \text{ nm}$ folgt daraus eine Phasenraumdichte von $\rho_{\text{CMOT}} = 6,2 \times 10^{-9}$.

Die Kompression und das optische Umpumpen ist in dem vorgestellten Experiment zwingend erforderlich. So konnte ohne ein solches Verfahren selbst mit der empfindlichen Detektionsmethode eines Photoelektronenvervielfachers kein atomares Signal in der optischen Dipolfalle nachgewiesen werden. Die Leistung des CO₂-Lasers ist von Beginn des experimentellen Zyklusses an maximal in die erste Ordnung des akusto-optischen-Deflektors gebeugt und von Beginn an moduliert. Ein späteres Schalten der Ordnung oder auch der Modulation führt zu thermischen Effekten an den im CO₂-Strahlengang zur Anwendung kommenden optischen Komponenten, was die Richtungsstabilität des optischen Dipolfallenstrahls negativ beeinflusst. Beobachtungen zeigten zudem, dass eine Justage des Fokus des optischen Dipolfallenstrahls leicht außerhalb des Zentrums der maximalen Kompression höhere Teilchenzahlen in der Dipolfalle zur Folge hat als ein direkt auf die Kompression justierter Fokus.

Dies führen wir auf eine reduzierte Verlustrate durch Stöße aus der komprimierten MOT im Hintergrund zurück. Des weiteren wird beim Umschalten von der Dark-MOT auf die MOT ein räumlicher Versatz der Atomwolke beobachtet. Dies wird auf einen, bedingt durch die Verwendung einer retroreflektierten drei-Strahl-MOT, unausgeglichenen Strahlungsdruck auf den Achsen der Lichtfelder zurückgeführt. Während der Erhöhung des Magnetfeldgradienten bei der Kompression ist ferner ein Drift der Atomwolke beobachtbar, was auf einen Versatz der Atomwolke bezüglich des Nullpunkts des Magnetfeldes hindeutet und ebenfalls auf einen unausgeglichenen Strahlungsdruck zurückgeführt wird. Die Abschirmung der Experimentierkammer vor jeglichem nahresonanten Steulicht der MOT-Laser ist zudem elementar wichtig, um die resonante Photonenstreuung und die damit verbundenen Verluste gering zu halten. Ohne diese Abschirmung konnten in einem frühen Stadium des experimentellen Aufbaus $1/e$ -Speicherzeiten der im Dipolfallenpotential gefangenen Atome von lediglich einigen 100 ms erreicht werden. Durch die Abdeckung des gesamten experimentellen Aufbaus mit Troidur und die Verwendung von mehreren mechanischen Lichtverschlüssen konnten diese lichtinduzierten Verlustprozesse weitgehend unterdrückt werden. Die im nachfolgenden Abschnitt präsentierte Speicherzeit von Atomen in der CO_2 -Laser Dipolfalle ist primär durch den Hintergrundgasdruck gegeben.

Es wird angenommen, dass sich durch ein Umstellen der verwendeten Apparatur von einer retroreflektierten drei-Strahl-MOT auf eine sechs-Strahl-MOT die beobachteten Bewegungen der Atomwolke mit den damit verbundenen Aufheizeffekten minimieren lassen, wofür aber auch höhere Laserleistungen erforderlich wären. Somit wäre auch der räumliche Überlapp

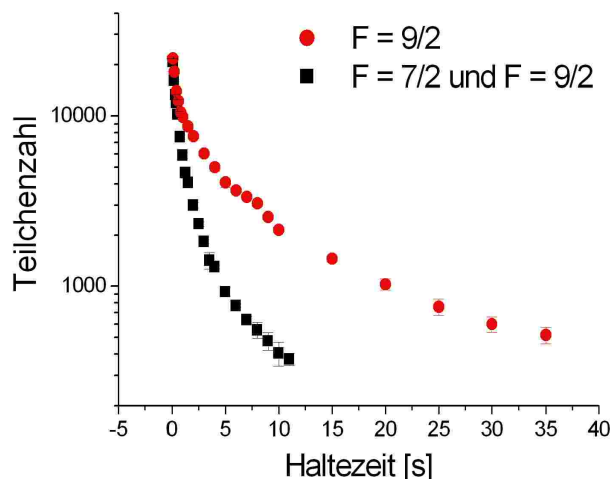


Abbildung 5.5.: Lebensdauer der in einer optischen Dipolfalle mit einer Fallentiefe von $U_0 = k_B \times 2,2 \text{ mK}$ gespeicherten Atome. Der experimentelle Ablauf war dabei identisch, abgesehen von der Grundzustandspräparation der Atome. Bei einer Messreihe (\bullet) wurden die Atome im unteren Hyperfeingrundzustand $F = 9/2$ präpariert, wohingegen in der zweiten Messreihe (\blacksquare) keine explizite Präparation stattfand und sich die Atome in einer unbekanntem Mischung der Hyperfeingrundzustände $F = 9/2$ und $F = 7/2$ befanden. Die Grundzustandspräparation wurde durch optisches Umpumpen am Ende des Umladezyklusses vorgenommen.

von der Atomwolke mit der Dipolfalle während des gesamten experimentellen Zyklusses, und nicht nur während der 8 ms andauernden Haltephase beim maximalen Magnetfeldgradienten gegeben. In Kombination mit niedrigeren Ensembletemperaturen sollte sich die Umladeeffizienz in die Dipolfalle von derzeit etwa knapp 1 % erhöhen lassen, was auch der folgenden Verdampfungskühlung dienlich wäre. Eine genaue Analyse der Umladedynamik in die quasi-elektrostatische Dipolfalle ist in der Promotionsarbeit von A. Gatto zu finden [43].

5.3. Speicherzeit von Atomen in der CO₂-Laser Dipolfalle

Die geringe Photonenstreurrate und die Möglichkeit, Atome in jedem ihrer Grundzustände über lange Zeiträume fangen zu können, zeichnet die verwendete quasi-elektrostatische Dipolfalle besonders aus. Erste Messungen befassten sich mit der Frage nach der experimentelle erzielbaren Lebensdauer der ⁴⁰K Atome in der Dipolfalle. Dazu wurden die Atome, wie in Abschnitt 5.2 beschrieben, in die Dipolfalle transferiert und durch optisches Umpumpen am Ende des Umladezyklusses im unteren Hyperfeingrundzustand $F = 9/2$ präpariert. Für diesen Fall wird ein rein exponentieller Zerfall der Teilchenzahl gemäß

$$N(t) = N_0 \exp(-t/\tau) \quad (5.1)$$

erwartet, der durch die Stöße mit dem Hintergrundgas bedingt ist. Abbildung 5.6 zeigt die beobachtete zeitliche Entwicklung der Teilchenzahl in der optischen Dipolfalle bei einer Fallentiefe von $U_0 = k_B \times 0,6$ mK und einem Druck in der Hauptkammer von $p = 2,5 \times 10^{-10}$ mbar.

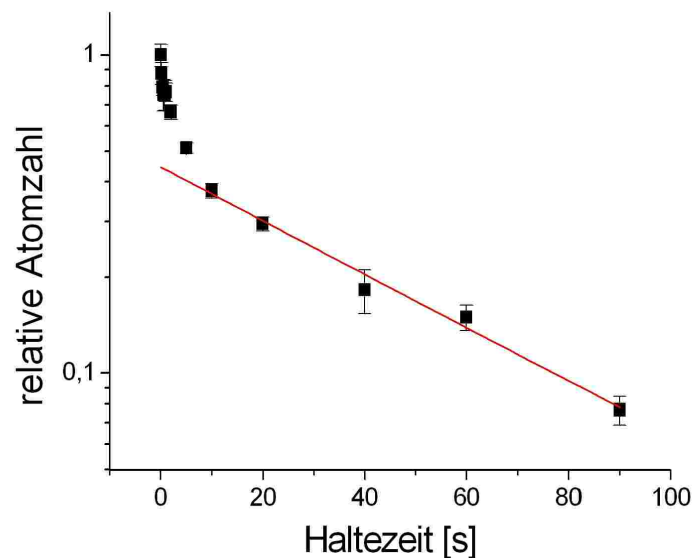


Abbildung 5.6.: Atomares Fluoreszenzsignal als Funktion der Speicherzeit für die im unteren Grundzustand $F = 9/2$ präparierten Kaliumatome in der quasi-elektrostatischen Dipolfalle. Die Anpassung nach Gleichung (5.1) liefert nach dem anfänglich schnellen Zerfall eine $1/e$ -Lebensdauer von $\tau_{\text{Exp}} = (51 \pm 17)$ s.

Für kurze Speicherzeiten ist ein schneller Zerfall erkennbar, der durch die natürliche Verdampfung der energiereichsten Atome begründet ist und im folgenden Abschnitt nochmals diskutiert wird. Ferner ist erkennbar, dass der Zerfall nach Gleichung (5.1) für lange Speicherzeiten gut erfüllt ist. Die Anpassung an die Messdaten liefert eine $1/e$ -Lebensdauer von $\tau_{\text{Exp}} = (51 \pm 17) \text{ s}$, die maßgeblich durch die Stöße mit den Hintergrundgasatomen begrenzt ist. Im Folgenden soll ein einfaches Modell für die zu erwartende Zeitkonstante dieses Zerfalls vorgestellt werden.

Damit ein gefangenes Atom über die Potentialbarriere der Falle gehoben wird und dieses verlassen kann, muss das Hintergrundgasatom beim Stoß Energie transferieren. Diese minimal notwendige Energie kann gut durch die Bindungsenergie E_{Bind} des betrachteten Fallensystems angenähert werden, da die thermische Energie des gefangenen Atomensembles in der Regel wesentlich kleiner als die Potentialtiefe ist. Dieser mindestens notwendige Energietransfer entspricht einem minimalen Streuwinkel, der durch

$$\Theta_{\min} = \sqrt{\frac{E_{\text{Bind}} \cdot m_{\text{HG}}}{E_{\text{kin,HG}} \cdot m_{\text{K}}}} \quad (5.2)$$

gegeben ist [111]. Unter der Annahme, dass die wahrscheinlichste Geschwindigkeit der Hintergrundgasatome durch eine Maxwell-Boltzmann-Verteilung gegeben ist, ist deren kinetische Energie nur durch die Temperatur bestimmt und unabhängig von deren Masse m_{HG} , d.h. $E_{\text{kin,HG}} = k_{\text{B}}T$. Da in dem betrachteten Druckbereich die mittlere freie Weglänge der Atome viel größer als die Abmessungen der Vakuumapparatur ist, liegen deren Startpunkte auf der Kammerwand und sind mit dieser im thermischen Gleichgewicht. Für ein Hintergrundgas das hauptsächlich aus Helium und Wasserstoff besteht, ergibt sich dieser minimale Streuwinkel für Raumtemperatur zu $\Theta_{\min,\text{H}} = 7,2 \times 10^{-3}$ bzw. zu $\Theta_{\min,\text{He}} = 10,1 \times 10^{-3}$. Der Hauptbeitrag zum totalen Streuquerschnitt

$$\sigma = 2\pi \int_{\Theta_{\min}}^{\pi} G(\Theta) \sin \Theta d\Theta, \quad (5.3)$$

resultiert daher von kleinen Streuwinkeln [112] und berechnet sich durch Integration des Streukoeffizienten $G(\Theta)$ über den Streuwinkel Θ . Der Streukoeffizient ist für ein van der Waals-Wechselwirkungspotential $V(r) = C_l/r^l$ mit $l = 6$ durch

$$G(\Theta) = \frac{1}{l} \left(\frac{2lK_l|C_l|}{mv_{\text{HG}}^2} \right)^{2/l} \cdot \left(\frac{1}{\Theta^{1+2/l} \sin \Theta} \right) \quad (5.4)$$

gegeben, wobei K_l durch

$$K_l = \int_0^{\pi/2} \sin^l \xi d\xi \quad (5.5)$$

bestimmt ist [113]. Mit den van der Waals- C_6 -Koeffizienten für Wasserstoff $C_{6,\text{H}} = 38 \text{ a.u.}$ und Helium $C_{6,\text{He}} = 38,9 \text{ a.u.}$ [114] ergeben sich die totalen Streuquerschnitte entsprechend zu $\sigma_{\text{H}} = 1,3 \times 10^{-14} \text{ 1/cm}^2$ bzw. zu $\sigma_{\text{He}} = 2,3 \times 10^{-16} \text{ 1/cm}^2$. Die Zeitkonstante für die Verlustrate ist durch

$$1/\tau = n_{\text{HG}} \cdot \sigma \cdot v_{\text{HG}} \quad (5.6)$$

bestimmt, wobei $v_{\text{HG}} = (2k_{\text{B}}T/m_{\text{HG}})^{1/2}$ die charakteristische thermische Geschwindigkeit der Hintergrundgasatome und $n_{\text{HG}} = p/(k_{\text{B}}T)$ die Hintergrundgasdichte bei einem Druck p

beschreiben. Bei Raumtemperatur und einem Hintergrundgasdruck von $p = 2,5 \times 10^{-10}$ mbar ergibt sich diese Zeitkonstante für Stöße zwischen Kalium und Wasserstoff zu $\tau_{\text{K-H}} = 57$ s und für Stöße zwischen Kalium und Helium zu $\tau_{\text{K-He}} = 61$ s. Die theoretischen Erwartungen dieses einfachen Modells sind innerhalb der Fehlergrenzen in sehr guter Übereinstimmung mit dem in Abbildung 5.6 gemessenen Wert von $\tau_{\text{Exp}} = (51 \pm 17)$ s.

5.4. Evaporatives Kühlen

Evaporatives Kühlen basiert auf der selektiven Entfernung der energiereichsten Atome aus der thermischen Geschwindigkeitsverteilung und der anschließenden Rethermalisierung der verbleibenden Atome durch elastische Stöße. Dies führt zu einer Geschwindigkeitsverteilung mit einer geringeren Temperatur. Bei magnetisch eingeschlossenen Atomen wird die selektive Entfernung der Atome bei konstant gehaltener Potentialtiefe durch geeignete Radiofrequenzübergänge in nicht fangbare Zeemann-Zustände erreicht. In optischen Dipolfallen hingegen wird evaporatives Kühlen üblicherweise durch ein zeitliches Absenken des optischen Potentials verwirklicht, wie dies erstmals in der Arbeitsgruppe um Steven Chu demonstriert wurde [115].

Der Schlüsselparameter bei der evaporativen Kühlung ist das Verhältnis zwischen der Potentialtiefe und der Temperatur der gefangenen Atome $\eta = U/k_{\text{B}}T$. Die Evaporationsrate, mit der Atome bei konstanter Falltiefe U genügend Energie erhalten, um das Fallenpotential verlassen zu können, ist näherungsweise [116]

$$1/\tau_{\text{ev}} \simeq n(t) \cdot \sigma \cdot \langle v \rangle \cdot \eta \cdot e^{-\eta}. \quad (5.7)$$

Dabei ist σ der elastische Streuquerschnitt, $\langle v \rangle$ die mittlere thermische Relativgeschwindigkeit zwischen zwei Kaliumatomen, $n(t)$ die Dichte des atomaren Gases und τ_{ev} die Zeitkonstante der Evaporation. Mit sinkender Temperatur der Atome wird diese natürliche Evaporation zunehmend ineffizient, da der Abschneideparameter η größer wird, somit die Evaporationsrate exponentiell unterdrückt wird und diese ab einem bestimmten Punkt stagniert [117].

Im Folgenden soll die Abhängigkeit der erwarteten Evaporationsrate (5.7) von den experimentellen Parametern diskutiert werden. Die atomare Dichte n_0 ist nach Ausdruck (3.50) unter Zuhilfenahme der Gleichung (3.53) bei einer gegebenen Teilchenzahl N durch

$$n_0 = \frac{N(2\pi)^{3/2} \nu_{\text{r}}^2 \nu_{\text{z}}}{\left(\frac{k_{\text{B}}T}{m}\right)^{3/2}} \quad (5.8)$$

gegeben. Die atomaren Vibrationsfrequenzen im Dipolfallenpotential waren nach Gleichung (3.32) bereits durch

$$2\pi\nu_{\text{z}} = \frac{\sqrt{2}\lambda}{\pi w_0^3} \sqrt{\frac{\alpha_{\text{stat}} P}{\pi c \epsilon_0 m}} \quad (5.9)$$

und

$$2\pi\nu_{\text{r}} = \frac{2}{w_0^2} \sqrt{\frac{\alpha_{\text{stat}} P}{\pi c \epsilon_0 m}} \quad (5.10)$$

gegeben und hängen demnach sehr stark von der Größe des Fokus w_0 des Dipolfallenlaserstrahls ab. Die Dichte skaliert demnach gemäß

$$n_0 = \frac{2^{1/2} N \lambda}{\pi^4 \omega_0^7} \left(\frac{\alpha_{\text{stat}} P}{\epsilon_0 c k_{\text{B}} T} \right)^{3/2}, \quad (5.11)$$

woraus mit einer mittleren thermischen Relativgeschwindigkeit von $\langle v \rangle = 4\sqrt{k_B T / (\pi m)}$ für die Evaporationsrate (5.7)

$$1/\tau_{\text{ev}} \propto \frac{NP^{3/2}}{T\omega_0^7} e^{-\eta} \quad (5.12)$$

folgt. Abbildung 5.7 zeigt den zeitlichen Verlauf des Abschneideparameters für den Fall der natürlichen Evaporation, d.h. bei konstant gehaltener Fallenlaserleistung, für drei unterschiedliche Strahlradien im Zentrum der Dipolfalle, bzw. unterschiedliche Fallentiefen. Der

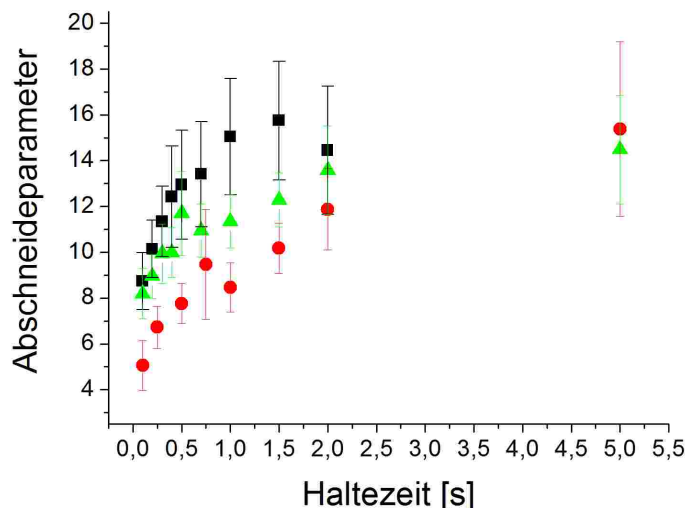


Abbildung 5.7.: Zeitlicher Verlauf des Abschneideparameters während der natürlichen Verdampfungskühlung bei zeitlich konstanter Fallenlaserleistung für die Dipolfallenparameter (■) $w_0 = (28,7 \pm 0,9) \mu\text{m}$, (▲) $w_0 = (41,3 \pm 1,5) \mu\text{m}$ und (●) $w_0 = (68,8 \pm 0,6) \mu\text{m}$. Für kleine Strahlradien im Zentrum der Dipolfalle erfolgt die natürliche Evaporation schneller als für Große. In allen Fällen stagniert die Evaporation bei einem Abschneideparameter von $\eta = 12 - 14$.

Abschneideparameter ergibt sich aus der Kenntnis der experimentell eingestellten Potentialtiefe und aus der, zu den verschiedenen Haltezeitpunkten, gemessenen Temperatur gemäß $\eta = U/(k_B T)$. Erkennbar ist, dass die Rethermalisierung und somit auch die natürliche Evaporation der Atome aufgrund der Abhängigkeit $1/\tau_{\text{ev}} \propto w_0^{-7}$ für einen kleinen Strahlradius im Zentrum der Dipolfalle erwartungsgemäß schneller erfolgt als für einen Großen. Im Laufe der Zeit nimmt jedoch die natürliche Evaporation in allen Fällen aufgrund sinkender Temperatur und Teilchenzahl ab [42] und stagniert bei den in dieser Arbeit vorgestellten Experimenten bei einem Abschneideparameter von etwa 12 – 14. Dies entspricht einer Unterdrückung der Evaporationsrate um einem Faktor von $e^{-12} - e^{-14}$. Um die Evaporation dennoch mit einer konstanten Rate aufrecht zu erhalten, muss in geeigneter Weise das Fallenpotential abgesenkt werden, wie nachfolgend nach Referenz [118] beschrieben wird.

Ist die thermische Energie der gefangenen Atome viel kleiner als die Potentialtiefe, d.h. gilt $k_B T \ll U$, kann das einschließende Potential durch einen harmonischen Oszillator angenähert werden und die Atome oszillieren nahe des Fallenzentrums. Es kann gezeigt werden [118], dass die Änderung der Gesamtenergie aufgrund der Evaporation von Atomen \dot{N} und der Änderung

der Potentialtiefe \dot{U} der zeitlichen Entwicklung

$$\dot{E} = \dot{N}(U + \alpha k_B T) + \frac{\dot{U}}{U} \frac{E}{2} \quad (5.13)$$

gehört, wobei $E/2$ die durchschnittliche potentielle Energie und $\alpha = (\eta - 5)/(\eta - 4)$ ist. Andererseits ist die Gesamtenergie im klassischen Limit $E = 3Nk_B T$, so dass dessen Variation $\dot{E} = 3Nk_B \dot{T} + 3\dot{N}k_B T$ liefert. Der Beitrag der Evaporation zur Temperaturänderung \dot{T} ist proportional zu $\dot{N}(U + \alpha k_B T - 3k_B T)$. Folglich ist die Kühlrate proportional zur Differenz der durchschnittlich verlorenen Energie pro Teilchen ($U + \alpha k_B T$) und der durchschnittlichen thermischen Energie $3k_B T$.

Wird Gleichung (5.13) für einen festen Wert $U/(k_B T) = \eta$ gelöst, variiert die Anzahl $N = N(t)$ gefangener Atome mit der Falltiefe $U = U(t)$ wie

$$\frac{N}{N_i} = \left(\frac{U}{U_i} \right)^{3/[2(\eta'-3)]}, \quad (5.14)$$

wobei i die Anfangsbedingungen zum Zeitpunkt $t = 0$ kennzeichnet und η' durch $\eta' = \eta + \alpha$ gegeben ist.

Die Phasenraumdicke lässt sich im klassischen Bereich zu $\rho = N(\hbar\bar{v})^3/(k_B T)^3$ berechnen. Hierbei bezeichnet $\bar{v} = \bar{v}(t) \propto \sqrt{U}$ das geometrische Mittel der Fallenfrequenzen. Mit Gleichung (5.14) skaliert die Phasenraumdicke $\rho = \rho(t)$ mit der Falltiefe und Teilchenzahl wie

$$\frac{\rho}{\rho_i} = \left(\frac{U_i}{U} \right)^{3(\eta'-4)/[2(\eta'-3)]} = \left(\frac{N_i}{N} \right)^{\eta'-4}. \quad (5.15)$$

Bei den in dieser Arbeit vorgestellten Experimenten wird die Potentialtiefe der Falle von ursprünglich circa 65 W Laserleistung typischerweise um einen Faktor 400 auf einen Endwert von 162,5 mW reduziert. Für $\eta \approx 13,5$ sollte es demnach möglich sein die Phasenraumdicke um einen Faktor 3630 zu erhöhen, sofern Rethermalisation stattfindet.

Diese Rethermalisierung des Gases erfolgt über elastische Kollisionen zwischen den Teilchen. Während bei kalten bosonischen Atomen diese elastischen Kollisionen vorwiegend durch s-Wellen-Stöße erfolgen, muss bei identischen Fermionen der Hauptbeitrag zur Partialwellenzerlegung die p-Welle sein, da das Pauli-Prinzip s-Wellen-Stöße zwischen identischen Fermionen untersagt. Der Streuquerschnitt einer solchen p-Wellen-Streuung ist jedoch bei tiefen Temperaturen aufgrund der Zentrifugalbarriere stark unterdrückt. Deren Höhe kann über

$$E_{\text{GE}}(l) = \frac{\hbar^2 l(l+1)}{2mb^2} - \frac{C_6}{b^6}, \quad \text{mit} \quad b^2 = \left(\frac{6C_6 m}{\hbar^2 l(l+1)} \right)^{1/2} \quad (5.16)$$

abgeschätzt werden [47]. Für einen C_6 -Koeffizient für Kalium-Kalium-Stöße von $C_6 = 3925,9$ a.u. [110] finden für Stoßenergien unterhalb der Grenzenergie $E_{\text{GE}}(l=1) = k_B \times 98,7 \mu\text{K}$ in einem spinpolarisierten Fermi-Gas keine elastischen Stöße mehr statt. Daher wird die Rethermalisierung während der evaporativen Kühlung stark unterdrückt und unterhalb einer gewissen Temperatur, die weit oberhalb der Fermi-Temperatur liegt, findet keine weitere Kühlung mehr statt. Bei den in dieser Arbeit vorgestellten Experimenten beträgt die Fermi-Temperatur bei einer Teilchenzahl von 3×10^4 Atomen in einem

zylindersymmetrischen harmonischen Fallenpotential mit einer radialen und axialen Vibrationsfrequenz von $\omega_r = 2\pi \times 528$ Hz bzw. $\omega_a = 2\pi \times 35$ Hz etwa $T_F \approx 280$ nK und liegt um den Faktor 35 unterhalb der Grenzenergie.

Sympathetisches Kühlen kann dazu benutzt werden, um dieses Hindernis bei der Evaporation eines spinpolarisierten fermionischen Gases zu umgehen. Bei dieser Methode werden Bosonen und Fermionen gemeinsam in einer magnetischen Falle gehalten, jedoch wird nur die bosonische Komponente evaporativ gekühlt. Über s-Wellen-Stöße werden die Fermionen dann sympathetisch mit den kalten Bosonen rethermalisiert und somit bis zur Quantenentartung abgekühlt.

Die in dieser Arbeit benutzte Alternative, zu der technisch sehr aufwendigen sympathetischen Kühlung, verwendet ein Gemisch aus Fermionen in unterschiedlichen Spinzuständen. In den Temperaturbereichen in denen die p-Wellen-Streuung unterdrückt wird, kann dadurch die Rethermalisierung durch s-Wellen-Stöße zwischen, aber nicht innerhalb, der Spinkomponenten stattfinden. Für einen energieunabhängigen Streuquerschnitt skaliert die elastische Stoßrate $\gamma = \pi N m \sigma \bar{v}^3 / (k_B T)$ [37] für ein Gemisch aus Fermionen in der harmonischen Falle gemäß [118]

$$\frac{\gamma}{\gamma_i} = \left(\frac{U}{U_i} \right)^{\eta' / [2(\eta' - 3)]}, \quad (5.17)$$

wobei $\sigma = 8\pi a^2$ den elastischen Streuquerschnitt mit der Streulänge a bezeichnet [37]. Bei einer Reduktion der Potentialtiefe um einen Faktor 400 wird sich die Stoßrate für einen Abschneideparameter von $\eta \approx 13,5$ gemäß Gleichung (5.17) um einen Faktor 44 reduzieren.

Es kann gezeigt werden, dass $\eta = \text{konst.}$ gilt, wenn das optische Potential entsprechend der Funktion

$$\frac{U(t)}{U_i} = \left(1 + \frac{t}{\tau} \right)^{-\beta} \quad (5.18)$$

mit $\beta = 2(\eta' - 3)/\eta'$ und der Zeitkonstante

$$\frac{1}{\tau} = \frac{2}{3} \eta' (\eta - 4) \exp(-\eta) \gamma_i \quad (5.19)$$

reduziert wird. Letztere skaliert mit der anfänglichen Kollisionsrate. Werden Stöße mit dem Hintergrundgas Γ_{HG} berücksichtigt, ist in Gleichung (5.18) die Zeitvariable t durch $[1 - \exp(-\Gamma_{\text{HG}} t)] / \Gamma_{\text{HG}}$ zu ersetzen.

Nachfolgend werden zwei unterschiedliche Datensätze zur evaporativen Kühlung vorgestellt und diskutiert. Zum Zeitpunkt der Messung des Ersten wurde die Position der Dipolfalle während der Evaporation noch nicht mit dem in Abschnitt 4.2.4 vorgestellten Zweifrequenz-Oszillator stabilisiert. Während der Evaporation kam es daher zu einem unkontrollierten Beschneiden des Fallenlaserstrahls durch optische Komponenten, was eine zusätzliche Reduktion der Potentialtiefe zur Folge hatte. In der Tat konnte die radiale Fallenfrequenz des abgesenkten Potentials am Ende der Evaporation durch eine räumliche Modulation des CO₂-Laserstrahls mit einer sehr geringen Modulationsamplitude gemessen werden. Das erhaltene Resultat für die Vibrationsfrequenz lag einen Faktor 2,08 unterhalb von dem, das sich ohne ein Abschneiden des Fallenlaserstrahls ergeben würde. Als Konsequenz hieraus kam

es zu einer Variation des Abschneideparameters η , so dass letztlich die experimentell umgesetzte Evaporationsrampe nicht der vorgegebenen, theoretisch Optimalen entsprach. Die Auswertung dieses Datensatzes mit den vorangegangenen Ausdrücken, die einen konstanten Abschneideparameter η voraussetzen, ist daher nur bedingt möglich. Der zweite Datensatz entstand unter Verwendung des Zweifrequenz-Oszillators. Hier trat kein räumliches Abschneiden des Fallenlaserlichtes auf.

Die Charakterisierung der, für den ersten Datensatz, verwendeten Dipolfalle erfolgte mittels parametrischer Resonanzen. Aus der beobachteten radialen Vibrationsfrequenz von $\omega_r = 2\pi \times (5,8 \pm 0,1)$ kHz kann bei einer eingestrahelten CO₂-Laser Leistung von 63 W nach Ausdruck (3.45) der Strahlradius zu $w_0 = (35,8 \pm 0,2)$ μm bestimmt werden. Nach Gleichung (3.29) entspricht dies einer Falltiefe von $U_0 = k_B \times (2,06 \pm 0,03)$ mK. Das Laden der Dipolfalle wurde nach dem in Abschnitt 5.1 und 5.2 dargestellten Ablauf durchgeführt. Für alle Messreihen war dieser Zyklus identisch und es konnten $(2,0 \pm 0,5) \times 10^5$ Atome mit einer Temperatur von (240 ± 17) μK in der Dipolfalle detektiert werden. Nach dem Laden der Dipolfalle wurde während der ersten 500 ms natürlich evaporiert. Hierbei stellte sich ein Abschneideparameter von $\eta = 11$ ein. Dieser wurde zusammen mit der Zeitkonstante $\tau = 0,25$ s und dem Exponenten $\beta = 1,49$ für die nachfolgende erzwungene Evaporation durch Absenken des Fallenpotentials gemäß Ausdruck (5.18) verwendet. Die Temperatur und Atomzahl wurde zu definierten Zeitpunkten während der Evaporation mittels einer Flugzeitaufnahme gemessen. Dazu wurde die Dipolfalle abgeschaltet, um die Atome frei expandieren zu lassen. Der frühest mögliche Zeitpunkt für diese Messung war 100 ms nach dem Umladen. Zu früheren Zeiten befinden sich die nicht in die Falle transferierten Atome noch im Detektionsbereich.

Abbildung 5.8 zeigt den Verlauf der gemessenen Temperatur während der gesamten Evaporation. Nach der anfänglichen, 500 ms andauernden natürlichen Evaporation ist ein schneller Temperaturabfall erkennbar, der auf die erzwungene Verdampfungskühlung durch Absenken des Dipolfallenpotentials gemäß Ausdruck (5.18) zurückzuführen ist. Ebenfalls ist der erwartete Temperaturverlauf für die verwendeten Evaporationsparameter von $\eta = 11$, $\beta = 1,49$ und $\tau = 0,25$ s abgebildet. Dieser erwartete Temperaturverlauf entspricht, unter der Annahme eines konstanten Abschneideparameters η mit $T(t) = U(t)/(k_B\eta)$ und $T_i = U_i/(k_B\eta)$, der zeitlichen Entwicklung des Fallenpotentials gemäß

$$\frac{T(t)}{T_i} = \frac{U(t)}{U_i} = \left(1 + \frac{t}{\tau}\right)^{-\beta}. \quad (5.20)$$

Die experimentellen Beobachtungen stimmen in den ersten 5,5 s der erzwungenen Evaporation sehr gut mit den theoretischen Erwartungen überein, beginnen dann jedoch von dieser abzuweichen.

Die theoretische Entwicklung der Teilchenzahl kann mit den Gleichungen (5.14) und (5.18) zu

$$\frac{N(t)}{N_i} = \left(1 + \frac{t}{\tau}\right)^{-3/\eta'} \quad (5.21)$$

abgeschätzt werden. In Abbildung 5.9 ist der nach Gleichung (5.21) erwartete zeitliche Teilchenzahlverlauf für die verwendeten Evaporationsparameter $\eta' = 11,76$ und $\tau = 0,25$ s gemeinsam mit der experimentell beobachteten Teilchenzahl abgebildet. Nach dem anfänglich erwarteten Verhalten weicht die gemessene Teilchenzahl etwa nach 5,5 s der Evaporationszeit vom theoretisch erwarteten Kurvenverlauf ab. Zu diesem Zeitpunkt beträgt die Tiefe

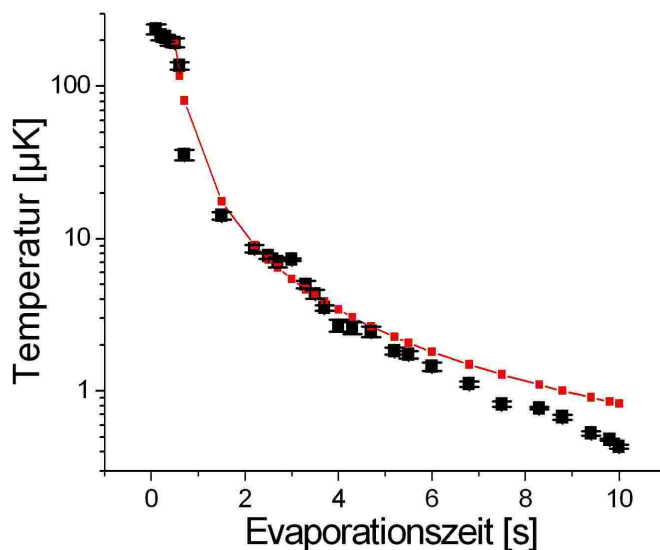


Abbildung 5.8.: Temperaturverlauf während der Evaporation in einer Dipolfalle mit einem Strahlradius von $\omega_0 = (35,8 \pm 0,2) \mu\text{m}$ und einer anfänglichen Falltiefe von $U_0 = k_B \times (2,06 \pm 0,03) \text{mK}$. Während der ersten 500 ms findet eine natürliche Evaporation von Atomen statt. Anschließend wird das Fallenpotential nach Ausdruck (5.18) kontrolliert abgesenkt um die Atome zu kühlen. Die rote Kurve zeigt den erwarteten Temperaturverlauf nach Gleichung (5.20) für die verwendeten Evaporationsparameter von $\eta = 11$, $\beta = 1,49$ und $\tau = 0,25 \text{s}$.

des Dipolfallenpotentials etwa $k_B \times 40 \mu\text{K}$. Der auf den nachfolgenden Seiten beschriebene Einfluss der Gravitation auf das Dipolfallenpotential reduziert dieses zu diesem Zeitpunkt um 3,5% und kann den beobachteten Teilchenzahlverlust daher nicht begründen. Ursache für diesen Verlust ist die unzureichende Richtungsstabilität des CO_2 -Laserstrahls bei der Reduktion der Radiofrequenzleistung auf den akusto-optischen-Deflektor während der erzwungenen Evaporation. Die Fallenfrequenz des abgesenkten Potentials wurde, wie bereits erwähnt, am Ende der Evaporationsrampe vermessen. Bei einer Absenkung des Potentials auf $U = U_i/100$ wird wegen der Proportionalität $\omega_r \propto \sqrt{P} \propto \sqrt{U}$ eine Vibrationsfrequenz von $\omega_{r,\text{Theo}}^{\text{end}} = \omega_{r,i}/10 = 2\pi \times (580 \pm 0,1) \text{Hz}$ erwartet. Gemessen wurde jedoch $\omega_{r,\text{Exp}}^{\text{end}} = 2\pi \times (279 \pm 2) \text{Hz}$, so dass das Potential experimentell tatsächlich offenbar um einen Faktor $U_i/U \propto (\omega_{r,i}/\omega_{r,\text{Exp}}^{\text{end}})^2 = 433 \pm 16$ abgesenkt wurde. Da die Potentialtiefe proportional zur Laserleistung im Fokus des Dipolfallenstrahls ist, muss dazu am Ende der Verdampfungskühlung mindestens die Hälfte des Laserstrahls blockiert worden sein. Diese zusätzliche Reduktion der Potentialtiefe bewirkt eine, gegenüber den theoretischen Erwartungen höhere experimentelle Verdampfungsrate der Atome aus dem Dipolfallenpotential. Aus den Abbildungen 5.8 und 5.9 ist ersichtlich, dass die Temperaturänderung pro evaporierten Teilchen etwa nach 5,5 s der Evaporationszeit geringer ist als für den theoretisch erwarteten Evaporationsverlauf, d.h. $(\Delta T/\Delta N)_{\text{Exp}} < (\Delta T/\Delta N)_{\text{Theo}}$. Somit fällt die Effizienz der Verdampfungskühlung geringer aus als erwartet.

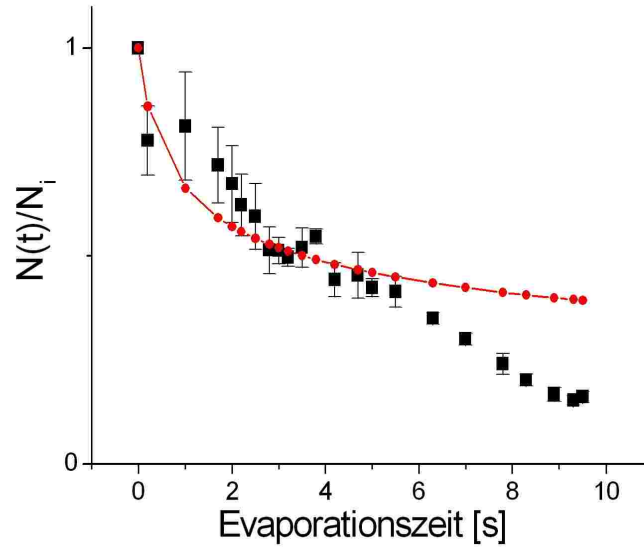


Abbildung 5.9.: Entwicklung der Teilchenzahl im Verlauf der erzwungenen Verdampfungskühlung. Die rote Kurve gibt die erwartete Entwicklung der Teilchenzahl nach Gleichung (5.21) für die verwendeten Evaporationsparameter $\eta' = 11,76$ und $\tau = 0,25$ s an.

Die Tiefe des Dipolfallenpotentials beträgt am Ende der Evaporation $U = 2,06 \text{ mK}/433 = (4,8 \pm 0,2) \mu\text{K}$, was nicht mehr groß gegenüber der Variation des Gravitationspotentials der Atome über den Fallendurchmesser ist. Daher muss der Einfluss der Gravitation auf das Dipolfallenpotential berücksichtigt werden. Das Gesamtpotential ist dann durch

$$U(x) = U_0 \exp\left(-2\frac{x^2}{w_0^2}\right) - mgx \quad (5.22)$$

gegeben. Damit die Atome in der Falle gehalten werden, muss die Dipolkraft größer als die Gravitationskraft sein, d.h.

$$\frac{d}{dx}U_0 \exp\left(-2\frac{x^2}{w_0^2}\right) > mg \quad \text{bzw.} \quad U_0^* \equiv U_0 - U_{\text{kritisch}}(r_0) = 0 \quad (5.23)$$

muss gelten [95], wie Abbildung 5.10 veranschaulicht. Der Wendepunkt des abgesenkten Potentials U_0^* ergibt sich aus der Forderung $d^2U/dx^2 = 0$ an der Stelle $r_0 = w_0/2$, so dass für die minimale Tiefe des Dipolfallenpotentials, unterhalb der keine Speicherung von Atomen mehr möglich ist,

$$U_{\text{kritisch}} = mg \frac{w_0}{2} \exp\left(\frac{1}{2}\right) \quad (5.24)$$

folgt. Bei dem verwendeten Strahlradius von $w_0 = (35,8 \pm 0,2) \mu\text{m}$ lässt sich eine zusätzliche Absenkung des Fallenpotentials durch die Gravitation um $U_{\text{kritisch}} = k_B \times 1,4 \mu\text{K}$ abschätzen, woraus $U_0^* = k_B \times (3,4 \pm 0,2) \mu\text{K}$ für das Experiment folgt. Bei einer gemessenen Temperatur des Ensembles von $T = (670 \pm 22) \text{ nK}$ kann somit der Abschneideparameter η am Ende der Evaporation zu $\eta = 5,07 \pm 0,34$ abgeschätzt werden. Unter Verwendung dieses Wertes und

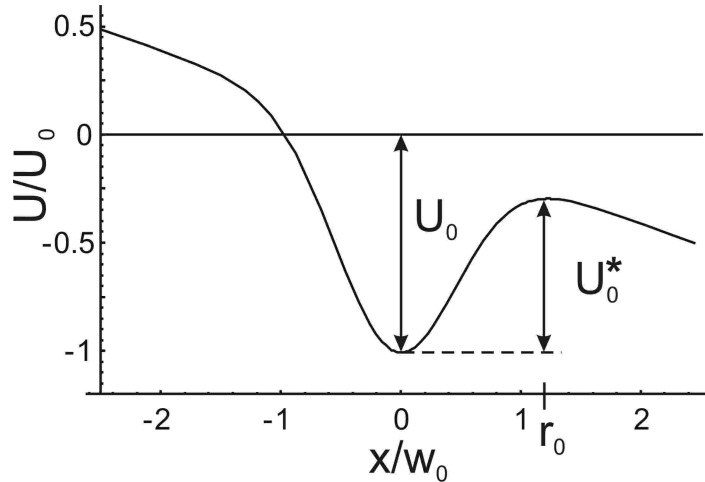


Abbildung 5.10.: Dipolfallenpotential unter Berücksichtigung der Gravitation. Diese führt zu einer Verringerung des ungestörten Potentials U_0 gemäß Ausdruck (5.24) auf U_0^* .

dem experimentell bestimmten Verhältnis $U_i/U = 433$ für die Potentialabsenkung kann mit Ausdruck (5.15) der theoretisch erwartete Zuwachs der Phasenraumdicke zu $\rho_{\text{Theo}}/\rho_i = 317$ bestimmt werden. Unter Zuhilfenahme von Ausdruck (3.54) ergibt sich die anfängliche Phasenraumdicke zu Beginn der erzwungenen Evaporation pro Spinzustand mit den experimentell ermittelten Werten $N_i = (2 \pm 0,5) \times 10^4$ Atome, $T_i = (193 \pm 13) \mu\text{K}$, $\nu_r = (5,8 \pm 0,1) \text{ kHz}$ und $\nu_z = (386 \pm 14) \text{ Hz}$ zu $\rho_i = (4,0 \pm 0,3) \times 10^{-6}$, so dass sich am Ende der Evaporation nach diesem Modell eine erwartete Phasenraumdicke von $\rho_{\text{Theo}} = (1,3 \pm 0,3) \times 10^{-3}$ ergibt. Zur Abschätzung der experimentell erzielten Phasenraumdicke wird ebenfalls Ausdruck (3.54) verwendet. Unter der Annahme, dass sich die $(4,1 \pm 0,3) \times 10^4$ Atome am Ende der Evaporation gleichmäßig über alle 10 m_F -Zeeman-Zustände des $F = 9/2$ -Hyperfeingrundzustands verteilen, ergibt sich mit der gemessenen Temperatur von $T = (670 \pm 22) \text{ nK}$ und dem geometrischen Mittel der Fallenfrequenzen von $\bar{\omega} = 2\pi \times (113,3 \pm 2,3) \text{ Hz}$ für den genannten Datensatz, der noch ohne den Zweifrequenz-Oszillator gewonnen wurde, eine Phasenraumdicke pro Spinzustand zu $\rho_{\text{Exp}} = (2,1 \pm 0,2) \times 10^{-3}$. Im Rahmen der Messgenauigkeit stimmt dies mit den Erwartungen überein.

Die Fermi-Temperatur pro Spinzustand ergibt sich über $T_F = (6N)^{1/3} \hbar \bar{\omega} / k_B$ zu $T_F = (157 \pm 5) \text{ nK}$. Mit der ermittelten Temperatur von $T = (670 \pm 22) \text{ nK}$ folgt somit für diesen Datensatz ein Entartungsgrad des Systems von $T/T_F = 4,3 \pm 0,3$.

Die nachfolgende Messung wurde unter Verwendung des Zweifrequenz-Oszillators durchgeführt. Abbildung 5.11 zeigt, dass für diesen zweiten Datensatz die bei einer Potentialtiefe von $U_i/U = 100$ gemessene radiale Fallenfrequenz von $\omega_{r,\text{Exp}} = 2\pi \times (898,4 \pm 1,6) \text{ Hz}$ innerhalb der Fehlergrenzen gut mit dem erwarteten Wert von $\omega_{r,\text{Theo}} = 2\pi \times (931 \pm 2) \text{ Hz}$ übereinstimmt. Ferner wurde, da die Kollisionsrate γ gemäß $\gamma \propto \bar{v}^3$ mit dem geometrischen Mittel der Vibrationsfrequenzen skaliert, der Strahlradius im Fokus der Dipolfalle auf $w_0 = (24,5 \pm 0,4) \mu\text{m}$ verkleinert, um eine höhere Kollisionsrate zu erhalten. Der Strahlradius ergibt sich aus der beobachteten radialen Vibrationsfrequenz von $\omega_r = 2\pi \times (11,5 \pm 0,2) \text{ kHz}$ bei der Charakterisierung der Dipolfalle mittels parametrischer Resonanzen und einer gemessenen Leistung des

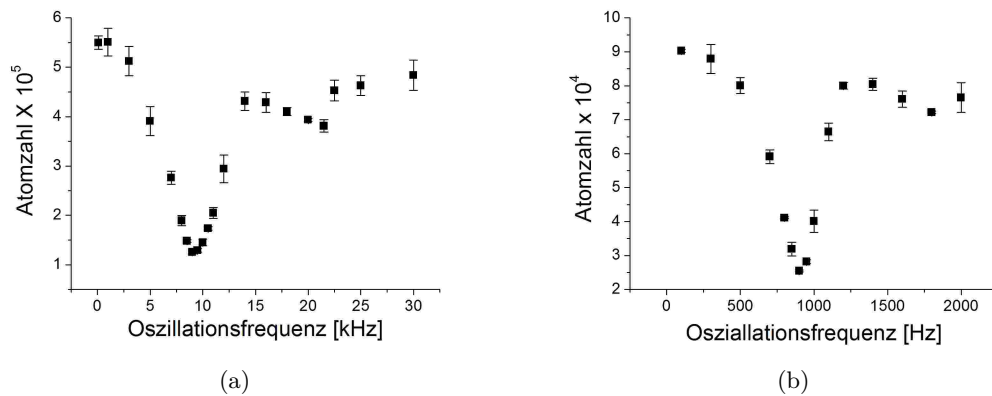


Abbildung 5.11.: Messung der Fallenfrequenz bei $U_i/U = 100$ bei einem Strahlradius von $w_0 = (28,7 \pm 0,9) \mu\text{m}$ durch eine räumliche Modulation der Dipolfalle. **(a)** Bei einer vollen Potentialtiefe von $U_0 = k_B \times (2,72 \pm 0,18) \text{mK}$ ergibt sich eine Vibrationsfrequenz von $\omega_r = 2\pi \times (9,31 \pm 0,02) \text{kHz}$. **(b)** Die Vibrationsfrequenz konnte bei einer Potentialabsenkung um $U = U_i/100$ zu $\omega_r = 2\pi \times (898,4 \pm 1,6) \text{Hz}$ bestimmt werden.

CO_2 -Laserstrahls von $(54 \pm 2) \text{W}$. Die Fallentiefe entspricht $U_0 = k_B \times (3,8 \pm 0,2) \text{mK}$.

Um die Temperatur der anfänglich in der optischen Dipolfalle gespeicherten Atome zu bestimmen, wurde die nach dem Abschalten der Falle frei expandierende Atomwolke zu unterschiedlichen Flugzeiten mittels einer Absorptionsabbildung aufgenommen. Die Anpassung nach Ausdruck (3.39) an diese, in Abbildung 5.12(a) gezeigte Messreihe ergibt zu diesem Zeitpunkt eine Temperatur von $T = (708 \pm 60) \mu\text{K}$. Aus den Absorptionenaufnahmen kann auch

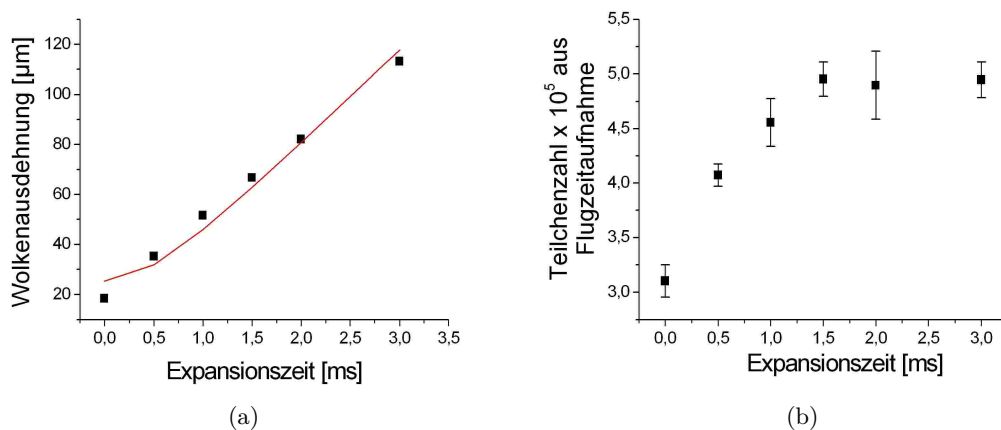


Abbildung 5.12.: Bestimmung der Temperatur und Teilchenzahl der, in die optische Dipolfalle transferierten Kaliumatome vor der erzwungenen Evaporation. **(a)** Temperaturbestimmung mittels Flugzeitmessung der expandierenden atomaren Wolke. Die Anpassung der theoretischen Kurve ergibt eine Temperatur von $T = (708 \pm 60) \mu\text{K}$. **(b)** Aus den Messreihen zur Flugzeitmessung ergibt sich nach einer Expansionszeit von 1,5 ms eine Teilchenzahl von $(5,0 \pm 0,4) \times 10^5$ Atomen.

die Teilchenzahl bestimmt werden. Hierzu ist die, entlang der optischen Achse aufintegrierte Dichteverteilung der Atomwolke, d.h. die mit der Photonestreuerate gewichtete optische Säulendichte über alle Kamerapixel zu summieren. Bei optisch sehr dichten Atomwolken treten bei dieser Art der Teilchenzahlbestimmung jedoch Limitierungen auf. Zum Einen wird der resonante Abbildungsstrahl vollständig absorbiert, so dass das Schattenbild ausgedunkelt und das Ermitteln der optischen Säulendichte aus der Absorptionsabbildung extrem schwierig wird [8]. Zum Anderen weist eine optisch sehr dichte atomare Wolke bei Abweichungen der Abbildungsfrequenz zur atomaren Resonanz einen dichte- bzw. ortsabhängigen Brechungsindex ungleich eins auf, wodurch das atomare Ensemble das Licht wie eine Linse bricht und dieses dann gegebenenfalls nicht mehr durch das Abbildungssystem detektiert wird [8]. In jedem der beiden Fälle führt dies zu einer Unterbestimmung der Teilchenzahl, wie in Abbildung 5.12(b) für kurze Expansionszeiten und optische Dichten von etwa 2,5 zu erkennen ist. Für eine genügend expandierte Atomwolke, d.h. wenn die optische Dichte gefallen ist, kann eine konstante Zahl für das anfänglich in der optischen Dipolfalle gespeicherte Ensemble von $(5,0 \pm 0,4) \times 10^5$ Atomen gemessen werden.

Für die nachfolgende Verdampfungskühlung wurde ein Abschneideparameter von $\eta = 10,5$ gewählt, woraus sich mit den oben genannten Werten für die Temperatur und Teilchenzahl die Parameter $\tau = 0,221$ s und $\beta = 1,471$ für die Absenkung des optischen Potentials gemäß Ausdruck (5.18) ergeben. Das einschließende Fallenpotential wurde während der Evaporation auf ein 2000-stel seines ursprünglichen Wertes abgesenkt. Am Ende der Verdampfungskühlung wurde die Temperatur des verbleibenden Atomensembles bestimmt. Die Messwerte der Flugzeitaufnahmen sind in Abbildung 5.13(a) dargestellt. Die Anpassung der Messdaten liefert eine Temperatur von $T = (144,3 \pm 2,4)$ nK. Die verbleibende Teilchenzahl ist in Abhängigkeit der Expansionszeit in Abbildung 5.13(b) gezeigt. Nach einer Expansionszeit von circa 3 ms kann eine konstante Teilchenzahl von etwa $(2,8 \pm 0,2) \times 10^4$ Atomen gemessen

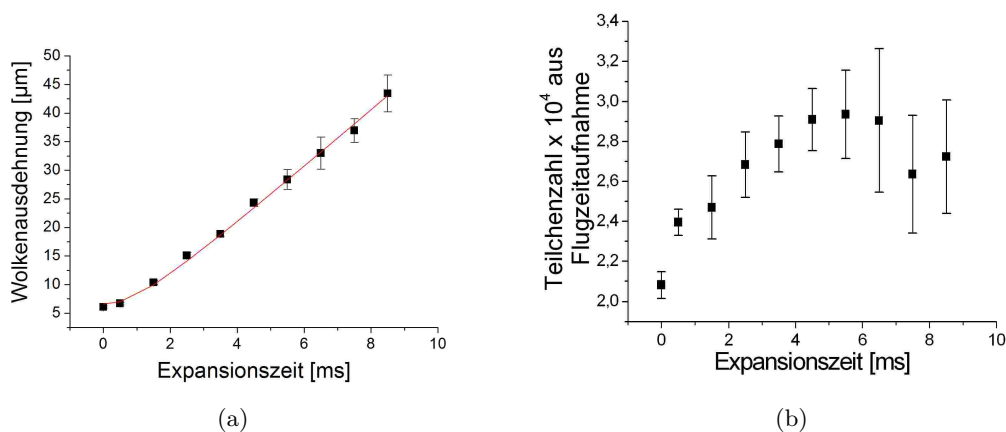


Abbildung 5.13.: Bestimmung der Temperatur und Teilchenzahl der Kaliumatome nach der erzwungenen Evaporation. **(a)** Temperaturbestimmung mittels Flugzeitmessung der expandierenden atomaren Wolke. Die Anpassung der theoretischen Kurve ergibt eine Temperatur von $T = (144,3 \pm 2,4)$ nK. **(b)** Aus den Messreihen zur Flugzeitmessung ergibt sich nach einer Expansionszeit von circa 3 ms eine Teilchenzahl von $(2,8 \pm 0,2) \times 10^4$ Atomen.

sen werden. Unter der Annahme, dass diese Atome gleichmäßig über die 10 m_F -Zustände des $F = 9/2$ -Hyperfeingrundzustands verteilt sind, kann aus den experimentell bestimmten Werten die Fermi-Temperatur pro Spinzustand zu $T_F = (6N)^{1/3} \hbar \bar{\omega} / k_B = (143,9 \pm 3,7) \text{ nK}$ abgeschätzt werden. Dies entspricht einem erzielten Entartungsgrad von $T/T_F = 1,00 \pm 0,02$.

Die Phasenraumdichte kann in Abhängigkeit der Temperatur, der Atomzahl und den Vibrationsfrequenzen gemäß Gleichung (3.54) abgeschätzt werden. Zu Beginn der Evaporation beträgt diese für die experimentell bestimmten Werte $\rho_i = (2,3 \pm 0,2) \times 10^{-6}$ pro Spinzustand. Die anfängliche Phasenraumdichte sollte sich nach Ausdruck (5.15) mit dem verwendeten Abschneideparameter von $\eta = 10,5$ und der Absenkung des einschließenden Fallenpotentials auf ein 2000-stel seines ursprünglichen Wertes um einen Faktor 22770 auf $\rho_{\text{Theo}} = 0,052 \pm 0,004$ erhöhen lassen. Berücksichtigt man bei dieser Abschätzung den Einfluss der Gravitation und die damit verbundene zusätzliche Absenkung des Fallenpotentials um etwa 47%, berechnet sich die erreichbare Phasenraumdichte zu $\rho_{\text{Theo, Grav}} = 0,12 \pm 0,01$. Dies entspricht einer Erhöhung um den Faktor $\rho/\rho_i = 53127$. Die experimentell realisierte Phasenraumdichte liegt unter Verwendung der aus Abbildung 5.13 ermittelten Werte bei $\rho_{\text{Exp}} = 0,17 \pm 0,02$.

Im Rahmen des vorgestellten Experiments konnte mit vollständig optischen Methoden ein Ensemble von fermionischen ^{40}K -Atomen durch eine erzwungene Verdampfungskühlung erfolgreich an die Grenze der Quantenentartung abgekühlt werden. Die hierbei verwendeten Parametereinstellungen sind für die beiden präsentierten Datensätze nochmals zusammenfassend in Tabelle 5.1 aufgelistet.

Der Erfolg der Verdampfungskühlung hängt entscheidend von den experimentellen Anfangsbedingungen zu Beginn des evaporativen Kühlprozesses ab. Neben der Fallenfrequenz, der Temperatur und dem Abschneideparameter ist insbesondere die anfängliche Teilchenzahl in der Dipolfalle von Bedeutung. Diese bestimmt während der gesamten Evaporation die elastische Kollisionsrate und somit den Rethermalisierungsprozess des Gases. Eine geringe Teilchenzahl hat, speziell am Ende der Evaporation, eine reduzierte Stoßrate zur Folge, wodurch sich nur schwer tiefe Temperaturen erreichen lassen. Zusätzlich wird aufgrund der Proportionalität der Teilchenzahl zur Fermi-Temperatur letztere abgesenkt, wodurch sich das Erreichen der Quantenentartung zusätzlich erschwert. Ferner skaliert die Zeitkonstante für die Evaporationsrampe über die Kollisionsrate indirekt mit der Teilchenzahl.

Allgemein wird die Evaporation, bedingt durch die Fermi-Statistik, in einem Temperaturbereich $T/T_F \lesssim 1$ zunehmend ineffizient. Die Besetzungswahrscheinlichkeit der Zustände unterscheidet sich in diesem Temperaturregime nur in einem Temperaturbereich $k_B T$ um die Fermi-Energie von eins, wodurch der Phasenraum für elastische Stöße mit sinkendem T/T_F abnimmt. Zusätzlich führt der sich ausbildende Fermi-Druck zu einer konstanten Dichte im Gas, wodurch ebenfalls die Kollisionsrate abnimmt [119]. Dieses Verhalten ist somit gegensätzlich zu dem von Bosonen, da deren Kollisionsrate bei sinkender Temperatur durch den großen Dichtezuwachs am Ende der Evaporation zunimmt.

Mit einer hinreichend hohen Teilchenzahl könnte diesen Effekten entgegengewirkt werden. Die Fermi-Energie verschiebt sich dadurch zu experimentell gut zugänglichen Werten und auch der mit der Fermi-Energie verknüpfte Fermi-Wellenvektor nimmt höhere Werte an. Die im reziproken Raum aufgespannte Fermi-Kugel gewinnt an Volumen und deren Oberfläche

vergrößert sich entsprechend. Dadurch nimmt die Zustandsdichte im Energiebereich $k_B T$ um die Fermi-Energie zu, wodurch mehr Stoßpartner für den Rethermalisierungsprozess zur Verfügung stehen. Entscheidend wird es daher in zukünftigen Arbeiten sein, die Umladeeffizienz der Atome von der MOT in die optische Dipolfalle weiter zu steigern.

Startparameter	Datensatz 1	Datensatz 2
CO ₂ -Laserleistung P [W] (★)	63	52 ± 2
Radius im Fokus w_0 [μm] (★)	$35,8 \pm 0,2$	$24,5 \pm 0,4$
Radiale Fallenfrequenz ω_r [kHz] (★)	$2\pi \times (5,8 \pm 0,2)$	$2\pi \times (11,5 \pm 0,2)$
Axiale Fallenfrequenz ω_a [Hz]	$2\pi \times (386 \pm 14)$	$2\pi \times (1120 \pm 27)$
Geometrisches Mittel $\bar{\omega}$ [kHz]	$2\pi \times (2,35 \pm 0,1)$	$2\pi \times (5,25 \pm 0,1)$
Falltiefe U_0 [mK]	$k_B \times (2,06 \pm 0,03)$	$k_B \times (3,8 \pm 0,2)$
Teilchenzahl N_0 [Atome] (★)	$(2,0 \pm 0,5) \times 10^5$	$(5,0 \pm 0,4) \times 10^5$
Temperatur T_0 [μK] (★)	240 ± 17	708 ± 60
Phasenraumdichte ρ_i (★)	$(4,0 \pm 0,3) \times 10^{-6}$	$(2,3 \pm 0,2) \times 10^{-6}$
Evaporationsparameter	Datensatz 1	Datensatz 2
Abschneideparameter η	11	10,5
Exponent β	1,49	1,471
Zeitkonstante τ [s]	0,25	0,221
Endparameter	Datensatz 1	Datensatz 2
CO ₂ -Laserleistung P [mW]	145	26 ± 1
Radiale Fallenfrequenz ω_r [Hz]	$2\pi \times (279 \pm 2)$ (★)	$2\pi \times (257 \pm 4)$
Axiale Fallenfrequenz ω_a [Hz]	$2\pi \times (18,6 \pm 0,1)$	$2\pi \times (25,0 \pm 0,4)$
Geometrisches Mittel $\bar{\omega}$ [Hz]	$2\pi \times (113,3 \pm 2,3)$	$2\pi \times (118,2 \pm 1,4)$
Falltiefe U [μK]	$k_B \times (4,8 \pm 0,2)$	$k_B \times (1,9 \pm 0,1)$
U_0/U	433 ± 16 (★)	2000
Teilchenzahl N [Atome] (★)	$(4,1 \pm 0,3) \times 10^4$	$(2,8 \pm 0,2) \times 10^4$
Temperatur T [nK] (★)	670 ± 22	$144,3 \pm 2,4$
Phasenraumdichte ρ (★)	$(2,1 \pm 0,2) \times 10^{-3}$	$0,17 \pm 0,02$
T/T_F	$4,3 \pm 0,3$	$1,00 \pm 0,02$
Theoretische Erwartungen	Datensatz 1	Datensatz 2
Teilchenzahl [Atome] ohne Gravitationseinfluss	$(7,9 \pm 1,9) \times 10^4$	$(1,2 \pm 0,1) \times 10^5$
Phasenraumdichte ohne Gravitationseinfluss		$0,052 \pm 0,004$
Phasenraumdichte mit Gravitationseinfluss	$(1,3 \pm 0,3) \times 10^{-3}$	$0,12 \pm 0,01$
Temperatur [nK] ohne Gravitationseinfluss		354
Temperatur [nK] mit Gravitationseinfluss	554	186

Tabelle 5.1.: Übersicht über die präsentierten Datensätze zum Start- und Endzeitpunkt der Verdampfungskühlung, die mit den angegebenen Parametern durchgeführt wurde. Die Charakterisierung der mit (★) gekennzeichneten Größen wurde mit den in den Kapiteln 3.3, 3.4 und 3.5 beschriebenen Methode durchgeführt. Die verbleibenden Parameter ergeben sich nach Abschnitt 3.2.3 aus den experimentellen Daten. Die Abweichungen der bestimmten Teilchenzahl und Temperatur von den theoretischen Erwartungen ist auf den Einfluss der Gravitation zurückzuführen. Diese bewirkt eine zusätzliche Absenkung des Fallenpotentials, was speziell am Ende der Verdampfungskühlung an Bedeutung gewinnt und in der Theorie zur evaporativen Kühlung aus Kapitel 5.4 nicht berücksichtigt wird. Unter Berücksichtigung dieses Effektes stimmen die in Datensatz 2 präsentierten Werte gut mit den Erwartungen überein. Bei Datensatz 1 kam es während der Verdampfungskühlung bei der Potentialabsenkung zu Abweichungen vom theoretisch optimalen Verlauf. Die Gründe hierfür wurden in den Abschnitten 4.2.4 und 5.4 ausführlich diskutiert.

6. Ausblick

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde die Präparation ultrakalter atomarer Gase in quasi-elektrostatischen Dipolfallen untersucht. Mit vollständig optischen Methoden gelang es ein Gas von Kaliumatomen des fermionischen Isotops ^{40}K bis an die Grenze der Quantenentartung zu kühlen. Begrenzt wird die Kühleffizienz zur Zeit durch die erreichte Umladeeffizienz von der, zur anfänglichen Präparation des atomaren Ensembles, verwendeten MOT in die fernverstimmte Dipolfalle von etwa 1 %, was auf die etwa zwei bis drei Größenordnungen höheren Verluste bei lichtinduzierten Stößen des Kaliumatoms im Vergleich zum Rubidiumatom zurückgeführt wird. Für zukünftige Experimente wird es insbesondere wichtig sein, die Effizienz des Umladevorgangs weiter zu steigern.

Ein vielversprechender Ansatz hierfür wäre die Verwendung einer magnetischen Quadrupolfalle als Zwischenschritt zwischen der MOT und der Speicherung in der optischen Dipolfalle, wie es kürzlich am Beispiel bosonischer Rubidiumatome von J. Porto *et al.* demonstriert wurde [120]. Bei dieser hybriden Technik können die Vorteile einer Quadrupolfalle und die einer optischen Dipolfalle kombiniert werden. Die Quadrupolfalle zeichnet sich dadurch aus, dass das magnetische Feld durch eine „einfache“ Anordnung zweier Spulen erzeugt werden kann und ein großes Fallenvolumen bietet, das gut an die Größe der lasergekühlten Atomwolke angepasst werden kann. Die Linearität des Potentials bietet zudem einen starken Einschluss der Atome, was ein effizientes evaporatives Kühlen ermöglicht. Sinnvoll erscheint es, bei der evaporativen Kühlung in der Quadrupolfalle dem Schema aus der Arbeitsgruppe um D. Jin am JILA zu folgen [9]. Dabei werden die magnetisch fangbaren Spinzustände $|F = 9/2, m_F = 9/2\rangle$ und $|F = 9/2, m_F = 7/2\rangle$ durch Mikrowellenübergänge in einen gemeinsamen, nicht magnetisch fangbaren Spinzustand in der $F = 7/2$ -Grundzustandsmannigfaltigkeit evaporativ gekühlt. Die Rethermalisierung erfolgt zwischen den Spinzuständen im $F = 9/2$ -Grundzustand. Ab dem Punkt, an dem die Majorana Spin-Flips nahe des magnetischen Nullpunktes der Quadrupolfalle zu signifikanten Verlusten von Atomen und zu deren Aufheizen führen, ist keine Erhöhung der Phasenraum-dichte durch evaporatives Kühlen mehr möglich [121]. Die Atome können dann in die optische Dipolfalle transferiert werden. Während dieses Transfers können die Majorana-Verluste klein gehalten werden, indem das Zentrum der Dipolfalle etwa einen Strahldurchmesser oberhalb des magnetischen Nullpunktes justiert wird [120]. Der Transfer in die Dipolfalle sollte hierbei adiabatisch, d.h. bei konstanter Entropie erfolgen. Da hier auch die Form des Fallenpotentials vom linearen Quadrupolpotential zum harmonischen optischen Potential geändert wird, führt dies selbst bei konstanter Entropie zu einer Änderung der Phasenraum-dichte [122], ein Effekt, der auch dazu benutzt wurde, um ein Bose-Einstein-Kondensat von Cäsium zu erzeugen [38]. Die Effizienz dieses Umladeprozesses ist prinzipiell nicht begrenzt, so dass man erwartet dass sich nahezu alle Atome aus der Quadrupolfalle in die Dipolfalle kühlen lassen [120]. Damit sollte sich auch für fermionische Kaliumatome eine hohe anfängliche Teilchenzahl und Phasenraum-dichte in der optischen Dipolfalle erreichen lassen. Ferner ermöglicht das verbleibende magnetische Quadrupolfeld noch einen starken harmonischen Einschluss entlang der Richtung des Dipolfallenstrahls, was einen dreidimensionalen Einschluss ermöglicht. Eine

weitere evaporative Kühlung der Kaliumatome in der optischen Dipolfalle, entsprechend des im Rahmen der vorliegenden Arbeit präsentierten Verfahrens, sollte mit diesen verbesserten Anfangsbedingungen ein Kühlen bis weit in den quantenentarteten Bereich hinein ermöglichen.

Quantenentartete Fermi-Gase ermöglichen längerfristig spannende Untersuchungen stark korrelierter Quantenmaterie in optischen Gitterpotentialen. Mit Feshbach-Resonanzen kann hierbei die interatomare Wechselwirkung kontrolliert werden. Neben einfachen Gittergeometrien ist in weiteren Arbeiten geplant auch Fourier-synthetisierte Gitterpotentiale [123] einzusetzen, in welchen unerwartete neue Effekte und Phasenübergänge erwartet werden. Eine weitere Perspektive ist die Realisierung eines Supersolid-Zustandes mit Fermionen bei schwacher anziehender Wechselwirkung, einer Phase bei der kristalline Ordnung und Suprafluidität koexistieren [124].

A. Eigenschaften von atomarem Kalium

A.1. Allgemeine Eigenschaften

Im Folgenden sind in Tabelle A.1 die wichtigsten Daten für Kalium gegeben:

Massezahl	Neutronen	Isotopenhäufigkeit [50]	Masse [u] [110]	Kernspin [51]
39	20	93,2581(44)	38,96370668(20)	3/2
40	21	0,0117(1)	39,96399848(21)	4
41	22	6,7302(44)	40,96182576(21)	3/2

Tabelle A.1.: Allgemeine Eigenschaften von Kalium

Der Dampfdruck von Kalium ist durch

$$\begin{aligned} \log p &= 7,9667 - \frac{4646}{T} & 298 \text{ K} < T < T_m \\ \log p &= 7,4077 - \frac{4453}{T} & T_m < T < 600 \text{ K} \end{aligned} \quad (\text{A.1})$$

bestimmt [110].

A.2. Optische Eigenschaften von ^{40}K

Die relevanten optischen Übergänge von Kalium sind die D1-Linie ($^2S_{1/2} \rightarrow ^2P_{1/2}$) und die D2-Linie ($^2S_{1/2} \rightarrow ^2P_{3/2}$). Tabelle A.2 und A.3 listen die für diese Übergänge relevanten Eigenschaften auf.

Die natürliche Lebensdauer τ des angeregten Zustandes ist über

$$\Gamma = \frac{1}{\tau} \quad (\text{A.2})$$

mit der Linienbreite Γ des entsprechenden Übergangs verknüpft. Dieser Linienbreite kann eine Temperatur, die Dopplertemperatur, zugeordnet werden [55]

$$k_B T_D = \frac{\hbar \Gamma}{2}, \quad (\text{A.3})$$

wobei k_B für die Boltzmann-Konstante steht. Die Wellenzahl k und die Frequenz ν eines Übergangs sind durch die Wellenlänge λ bestimmt

$$k = \frac{2\pi}{\lambda}, \quad \nu = \frac{c}{\lambda}. \quad (\text{A.4})$$

Durch Emission oder Absorption eines Photons wird auf das Atom der Photonenimpuls

$$mv_{\text{rec}} = \hbar k \quad (\text{A.5})$$

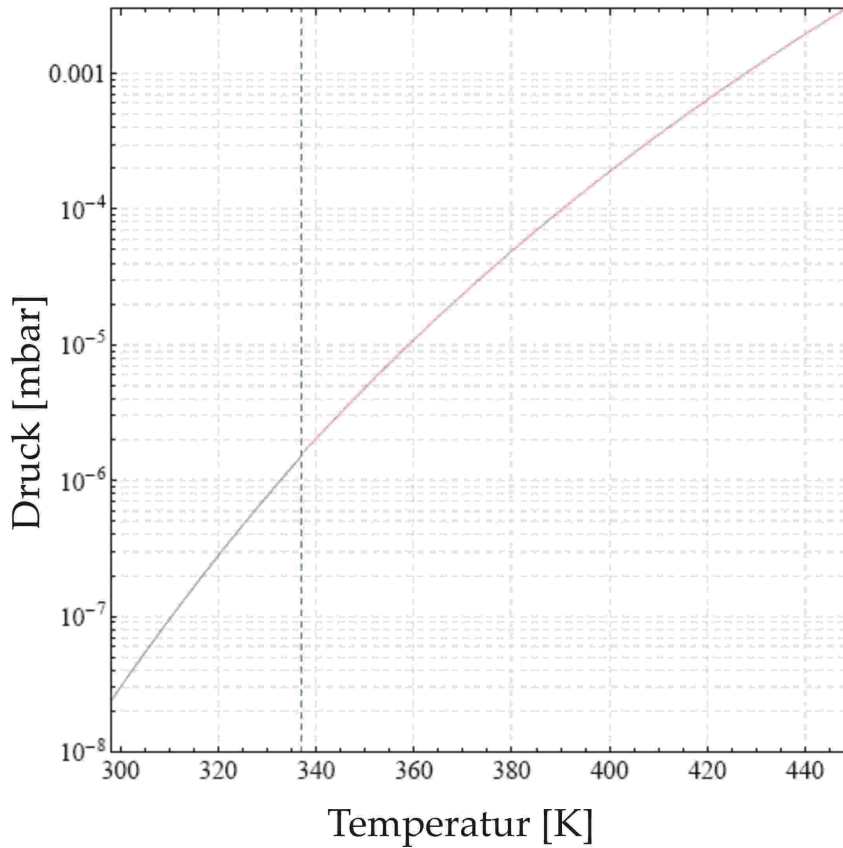


Abbildung A.1.: Dampfdruck von Kalium nach Gleichung A.1.

übertragen, wobei m für die Masse des Atoms, v_{rec} für die gewonnene (verlorene) Rückstoßgeschwindigkeit durch Absorption (Emission) eines Photons und \hbar für das Plancksche Wirkungsquantum steht. Mit dieser Geschwindigkeit kann die Rückstoßtemperatur

$$k_{\text{B}}T_{\text{rec}} = \frac{1}{2}mv_{\text{rec}}^2 \quad (\text{A.6})$$

verknüpft werden. Letztlich kann noch die Sättigungsintensität für den optischen Übergang definiert werden. Die Sättigungsintensität ist als die Intensität definiert, bei welcher die optische Rabi-Frequenz der spontanen Zerfallsrate gleicht

$$I_{\text{S}} = \frac{\pi\hbar c}{3\lambda^3\tau}. \quad (\text{A.7})$$

A.3. Polarisierbarkeit

Die Polarisierbarkeit von Kalium ist für dieses Experiment von besonderer Bedeutung, da diese Größe in die Potentialtiefe der quasi-elektrostatischen Dipolfalle eingeht.

Eigenschaft	Symbol	Wert	Referenz
Frequenz	ν	389,286184353(73) THz	[110]
Wellenlänge	λ	766,700674872(173) nm	
Wellenzahl	$k/(2\pi)$	13042,8997000(29) cm ⁻¹	
Lebensdauer	τ	26,37(5) ns	[110]
natürliche Linienbreite	$\Gamma/(2\pi)$	6,035(11) MHz	
Rückstoßgeschwindigkeit	v_{rec}	1,302303324(7) cm/s	
Rückstoßtemperatur	T_{rec}	0,40399576 μ K	
Doppler-Temperatur	T_{D}	145 μ K	
Sättigungsintensität	I_{S}	1,75 mW/cm ²	

Tabelle A.2.: Eigenschaften der ⁴⁰K D2-Linie

Eigenschaft	Symbol	Wert	Referenz
Frequenz	ν	391,016296050(88) THz	[110]
Wellenlänge	λ	770,108136507(144) nm	
Wellenzahl	$k/(2\pi)$	12985,1893857(24) cm ⁻¹	
Lebensdauer	τ	26,37(5) ns	[110]
natürliche Linienbreite	$\Gamma/(2\pi)$	6,035(11) MHz	
Rückstoßgeschwindigkeit	v_{rec}	1,296541083(7) cm/s	
Rückstoßtemperatur	T_{rec}	0,40399576 μ K	
Doppler-Temperatur	T_{D}	145 μ K	
Sättigungsintensität	I_{S}	1,73 mW/cm ²	

Tabelle A.3.: Eigenschaften der ⁴⁰K D1-Linie

Das Potential der Stark-Verschiebung durch das elektrische Feld ist mit der Polarisierbarkeit

$$\alpha = \alpha_{\text{s}} + \alpha_{\text{t}} \cdot \frac{3m_{\text{F}}^2 - F(F+1)}{F(2F+1)}, \quad (\text{A.8})$$

durch

$$\Delta E = -\frac{1}{2}\alpha|E|^2 \quad (\text{A.9})$$

gegeben [80, 125, 126]. Hierbei bezeichnet α_{s} die skalare Polarisierbarkeit und α_{t} die Tensorpolarisierbarkeit. Diese beiden Werte sind vom Zustand abhängig in dem sich das Kaliumatom befindet und sind in Tabelle A.4 aufgelistet. Die Umrechnung in andere Einheiten erfolgt

Zustand	$\alpha_{\text{s}}[10^{-39} \text{ Cm}^2/\text{V}]$	$\alpha_{\text{t}}[10^{-39} \text{ Cm}^2/\text{V}]$	Referenz
$4^2S_{1/2}$	4,83		[79]
$4^2P_{1/2}$	10,01		[80]
$4^2P_{3/2}$	10,12	-1,76	[80]

Tabelle A.4.: Atomare Polarisierbarkeit von Kalium

durch:

$$\alpha [\text{Cm}^2/\text{V}] = 4\pi\epsilon_0 \times 10^{-6}\alpha [\text{cm}^3] = \text{h} \times 10^{-4}\alpha [\text{MHzcm}^2/\text{kV}^2]. \quad (\text{A.10})$$

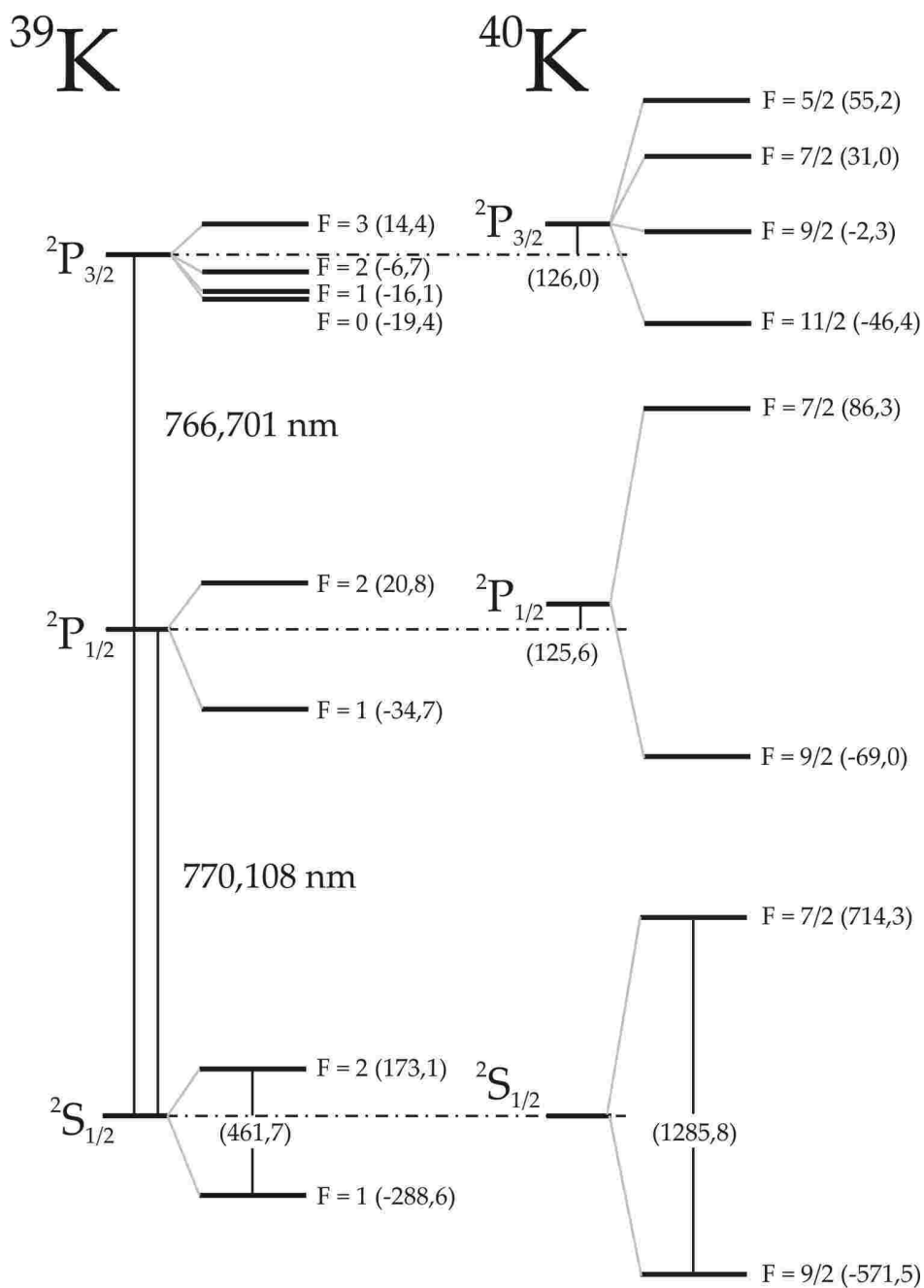


Abbildung A.2.: Termschema der optischen Übergänge der D1- und D2-Linien von ^{39}K und ^{40}K . (Abbildung nach [51])

B. Magnetfeldspulen

Für den Betrieb der MOT bzw. Dark-SPOT sowie zur Untersuchung magnetisch induzierter Feshbach-Resonanzen ist ein Magnetfeld erforderlich, welches über die Ausdehnung der gespeicherten, kalten fermionischen Atomwolke möglichst linear bzw. homogen ist. Die dafür notwendigen Spulen wurden in Anti-Helmholz-, bzw. Helmholz-Geometrie an das Spezial-sichtfenster angepasst, wie in Abbildung B.1 zu sehen ist. Die Spulen besitzen bei 3×3

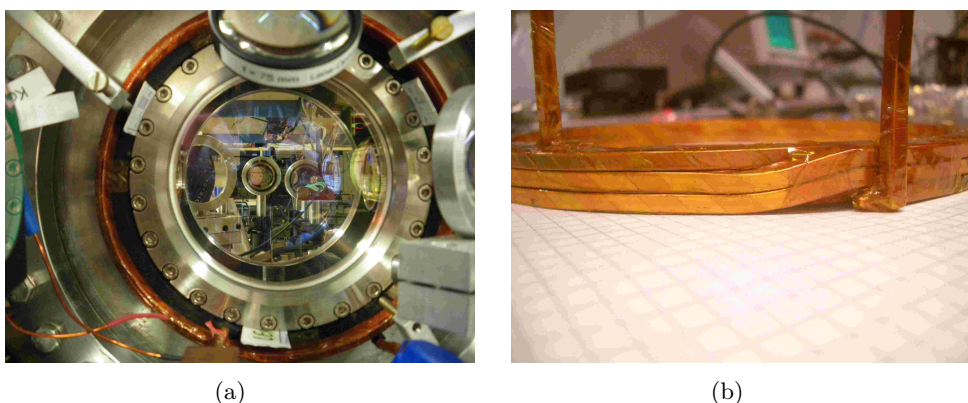


Abbildung B.1.: *Im Experiment verwendete Spulen zur Erzeugung der benötigten magnetischen Felder. (a) Die in das Spezial-sichtfenster eingepasste Spule ist für eine bessere mechanische Stabilität in ein Zwei-Komponenten-Epoxidharz eingegossen. (b) Rohling einer, aus einem quadratischen Kupferrohr, gewickelten Spule. Diese ist zur Kühlung wasserdurchflossen. Die einzelnen Wicklungen sind mit Kaptonklebeband elektrisch isoliert.*

Wicklungen einen Innendurchmesser von 162 mm und wurden aus einem quadratischen Kupferrohr mit einer Kantenlänge von 4 mm und einem Innendurchmesser von 2 mm in den mechanischen Werkstätten des Tübinger Physikalischen Institutes gefertigt. Dieses Kupferrohr ist zur Kühlung der Spulen wasserdurchflossen und die einzelnen Wicklungen der Spulen sind mit Kaptonklebeband (cmc Klebetechnik, CMC70110) elektrisch gegeneinander isoliert. Für eine bessere mechanische Stabilität sind die Spulen in ein Zwei-Komponenten-Epoxidharz (STYCAST 2850 FT3, Catalyst 9) eingegossen, das sich durch einen geringen thermischen Ausdehnungskoeffizienten von $3,6 \times 10^{-5} \text{ m}/(\text{mK})^{-1}$, eine hohe Wärmeleitfähigkeit, große Härte sowie eine gute elektrische Isolierung auszeichnet.

Abbildung B.2 zeigt die schematische Beschaltung der Spulen. Feshbach-Resonanzen zwischen den Zuständen $|F = 9/2, m_F = -9/2\rangle$ und $|F = 9/2, m_F = -7/2\rangle$ sind bei 201,6 G und zwischen den Zuständen $|F = 9/2, m_F = -9/2\rangle$ und $|F = 9/2, m_F = -5/2\rangle$ bei 224,2 G vorzufinden [127]. Nach theoretischen Berechnungen erzeugen die Spulen ein magnetisches Feld von 0,91 G/A, so dass Ströme von 260 A zum Erreichen der Resonanzen erforderlich sind. Es wird ein Netzgerät (A) vom Typ HP6690A (Agilent Technologies, 15 V/440 A) im Experiment eingesetzt, welches auf eine konstante Ausgangsspannung programmiert und durch

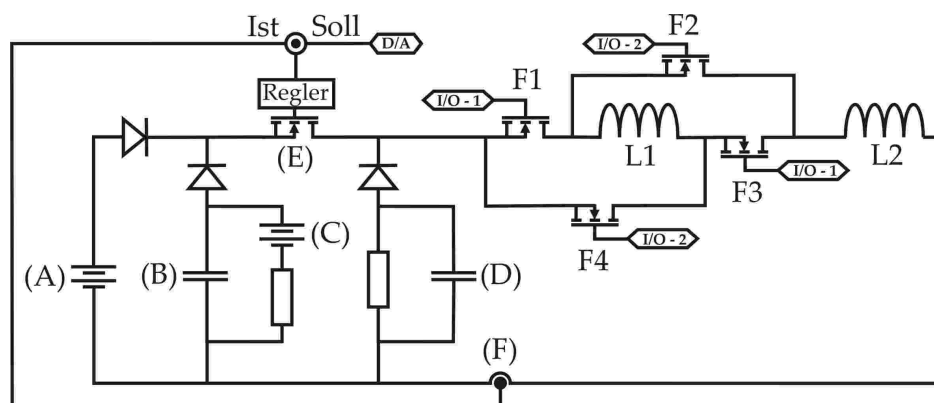


Abbildung B.2.: Elektrische Beschaltung der Spulen. Die durch einen PID-Regelkreis angesteuerten Leistungstransistoren (E) regeln den Stromfluss durch die Spulen (L1 und L2). Ein Stromsensor (F) liefert dafür den Ist-Wert. Der Kondensator (B), der über eine zusätzliche Spannungsquelle (C) geladen wird, liefert im Einschaltmoment die benötigte Induktionsspannung. Der Kondensator (D) nimmt im Ausschaltvorgang die im magnetischen Feld der Spulen gespeicherte Energie auf. Diese wird anschließend an einer ohmschen Last dissipiert. Die H-Brückenschaltung (F1 bis F4) dient dem Umschalten der Stromrichtung in Spule L1. Somit können magnetische Felder in Helmholz- und Anti-Helmholz-Konfiguration erzeugt werden.

eine Diode (Semikron, SKKD700) geschützt ist. Der Gesamtstrom wird über drei Leistungstransistoren (E) (Semikron, SKM111AR) in Parallelschaltung aktiv geregelt. Ein kommerziell erhältlicher Stromsensor (F) (DANFYSK, Ultrastab 867 – 1000I) liefert dafür den „Ist-Wert“ des Gesamtstroms.

Da das Netzgerät zwar ausreichend Spannung für die ohmsche Last der Spulen und deren Beschaltung, nicht aber die für schnelle Schaltzeiten von $500\ \mu\text{s}$ zusätzlich erforderliche Induktionsspannung ($U_{\text{ind}} = L|\dot{I}| \simeq 50\ \mu\text{H} \cdot 440\ \text{A}/500\ \mu\text{s} \simeq 44\ \text{V}$) liefert, kann vor dem Einschaltvorgang ein Kondensator (B) ($4\ \text{mF}$) durch eine weitere Spannungsquelle (C) (EA Elektro-Automatik, EA-PS 3150 – 04B) auf eine Spannung von bis zu $150\ \text{V}$ aufgeladen werden. Im Einschaltmoment oszilliert die im Kondensator gespeicherte Energie zunächst in den durch ihn und die Spulen gebildeten Schwingkreis, bis die Spannung am Kondensator die des Netzgerätes (A) unterschreitet. Der aus einer Diode, Kondensator und Widerstand bestehende Dissipationszweig dient der Dissipation der im Magnetfeld der Spulen gespeicherten Energie. Diese wird zunächst in den Kondensator (D) ($5\ \text{mF}$) transferiert und anschließend in einer ohmschen Last (EPCOS, B60K75) dissipiert.

Um die Feshbach-Spulen auch zur Erzeugung eines magnetischen Quadrupolfeldes für den Betrieb der MOT bzw. Dark-SPOT nutzen zu können, wird eine Brückenschaltung verwendet, bei der sich eine Spule (L1) im Brückenweig befindet. Der Vorteil der Brückenschaltung besteht darin, dass die Spannung und der Strom im Brückenweig je nach Einstellung der Leistungstransistoren (F1-F4) (Semikron, SKM111AR) nicht nur in der Höhe, sondern auch in der Polarität verändert werden kann. Das Umschalten der Stromrichtung erfolgt hierbei durch Setzen der Leistungstransistoren F1 und F3 auf „hoch“ und von F2 und F4 auf „tief“ und umgekehrt. Um ein gleichzeitiges Öffnen aller Leistungstransistoren zu verhindern, wird

für das Umschalten derselbe TTL-Puls verwendet, wobei jedoch die Steuersignale I/O-1 und I/O-2 gegeneinander invertiert sind. Die Schalter F1 - F4 bestehen jeweils aus drei parallel geschalteten Leistungstransistoren, um zum Einen die Stromlast aufzuteilen und um zum Anderen einen möglichst kleinen ohmschen Widerstand und Spannungsabfall an diesen Bauteilen zu erzeugen.

Für eine genaue Charakterisierung der Schaltzeiten der Spulen und der verwendeten elektrischen Komponenten sei an dieser Stelle auf die Arbeit von A. Gatto [43] verwiesen.

C. Experimentsteuerung

Während eines Experimentzyklusses müssen verschiedene Laserstrahlen präzise in ihren Intensitäten kontrolliert werden. Die Frequenzen der Laser müssen darüber hinaus in Bruchteilen einer Millisekunde während den verschiedenen Phasen des Experimentes verstimmt werden. Ein ADwin-Pro-II-light System der Firma Jäger Messtechnik übernimmt diese Aufgaben in Echtzeit.

Dieses modulare System besteht aus einem halben 19" Gehäuse mit integriertem AC-Netzteil und sieben freien Steckplätzen. Der Einschub mit dem Prozessor (Pro-CPU-T11, 300 MHz, 32 Bit, 768 kByte interner und 256 MByte externer RAM) verfügt über eine Ethernet-Schnittstelle (10/100 MBit/s) zur Kommunikation mit deinem PC. Die digitale Ein- und Ausgangskarte (I/O, Pro-DIO-32) verfügt über 32 Kanäle. Im Experiment liefern diese digitalen Ausgänge TTL-Pulse, um die Lichtverschlüsse in den unterschiedlichen Strahlengängen öffnen und schließen zu können. Zusätzlich wird ein digitales Oszilloskop und eine CCD-Kamera getriggert. Das I/O-Modul liefert zudem Pulse um externe Funktionsgeneratoren und die Radiofrequenzschalter der Treiber für die akusto-optischen-Modulatoren anzusteuern. Neben diesem digitalen Modul werden drei Einschubkarten mit jeweils acht analogen Ausgängen (Pro-AOut-8/16) verwendet. Jeder dieser Kanäle liefert eine über ein 16 Bit Digital/Analog Konverter erzeugte Ausgangsspannung von ± 10 V bei einem maximalen Strom von 5 mA. Die analogen Ausgangssignale steuern jeden der spannungsgesteuerten Abschwächer der Radiofrequenztreiber der akusto-optischen-Modulatoren, die Frequenzen der Laser, die Ansteuerung der Magnetfeldtreiber für die Kompensations- und MOT-, bzw. Feshbachspulen und liefern auch sonstige Referenzspannungen.

Ein Computer kann mittels eines Steuerprogramms in Echtzeit mit dem ADwin-Steuer-system über eine Ethernet-Schnittstelle kommunizieren [43]. Dieses Steuerprogramm erlaubt eine besonders schnelle Änderung der analogen Ausgangsspannung und der digitalen Ausgangskanäle innerhalb von $2 \mu\text{s}$ bzw. von $1 \mu\text{s}$.

D. Grundlagen der Hochvakuumphysik

In der Vakuumtechnologie unterscheidet man zwei Bereiche. Im Bereich der *viskosen Gasströmung* sind Stöße zwischen den Atomen oder Molekülen die dominierende Besonderheit innerhalb des Gases, Stöße mit den Wänden können daher vernachlässigt werden. In diesem Druckbereich, Normaldruck bis 10^{-2} mbar, verhält sich das Gas wie eine Flüssigkeit und kann mittels den Gesetzen der Strömungslehre behandelt werden [128].

Im Hochvakuum-Bereich der *molekularen Gasströmung*, ($10^{-4} - 10^{-8}$) mbar, und Ultrahochvakuum-Bereich, ($10^{-9} - 10^{-12}$) mbar, ist die mittlere freie Weglänge $\Lambda = 1/(\sqrt{2}\pi\sigma_0n)$ eines Atoms oder Moleküls mit dem Streuquerschnitt σ_0 in einem Gas mit einer Teilchendichte n viel größer als die Abmessungen des Vakuumsystems. Interatomare oder intermolekulare Stöße sind daher gegenüber Zusammenstößen mit den Wänden vernachlässigbar und die Teilchen bewegen sich von Wand zu Wand. In diesem Druckbereich kann das Gas nicht durch eine klassische Flüssigkeit beschrieben werden, sondern besteht vielmehr aus einer Vielzahl unabhängiger, nicht wechselwirkender Teilchen. Im Folgenden soll nur dieser Druckbereich der Vakuumtechnologie behandelt werden.

Wenn das Atom oder Molekül die Wand erreicht, wird es temporär absorbiert und im Anschluss wieder emittiert. Die Emissionsrichtung ist dabei, selbst bei einer direkten Reflektion ohne Verweildauer an der mikroskopisch rauen Wand, vollkommen zufällig. Dieser Sachverhalt wird durch das Knudsen'sche Cosinus-Gesetz beschrieben, wonach die Streuwahrscheinlichkeit in eine bestimmte Richtung proportional zu $\cos\theta$ ist. Deshalb vollführen die Teilchen in jedem Vakuumsystem Zufallsbewegungen und eine theoretische Analyse liefert nur für einfache Geometrien analytische Lösungen.

D.1. Grundbeziehungen

Die Geschwindigkeitsverteilung eines thermischen Gases ist durch die Maxwell-Boltzmann-Verteilung gegeben, wobei $v = \sqrt{2k_B T/m}$ die wahrscheinlichste, $\bar{v} = \sqrt{8k_B T/\pi m}$ die mittlere und $\sqrt{\bar{v}^2} = v_{\text{rms}} = \sqrt{3k_B T/m}$ die quadratisch gemittelte Geschwindigkeit angibt. Der Druck auf eine Oberfläche ist $p = \frac{1}{3}nmv_{\text{rms}}^2 = nk_B T$ mit der Teilchendichte n . Für Luft gilt bei 22°C : $v = 116\text{ m/s} = 1,16 \times 10^5\text{ l}/(\text{sm}^2)$.

D.2. Leitfähigkeit

Die Leitfähigkeit einer Verbindung zwischen zwei Kammern kann für zwei Extremfälle analytisch exakt angegeben werden. Für eine Apertur mit der Fläche A ist diese

$$C = \frac{v}{4}A. \quad (\text{D.1})$$

Gas kann dabei von Kammer 1 in Kammer 2 und umgekehrt fließen. Für ein unendlich langes Rohr ist die Leitfähigkeit hingegen durch

$$C = \frac{\pi}{12} v \frac{d^3}{l} \quad (\text{D.2})$$

gegeben. Rohre für die die Bedingung $l > 20d$ erfüllt ist, gelten als unendlich lang und deren Leitfähigkeit kann durch Gleichung (D.2) berechnet werden.

Die Berechnung der Leitfähigkeit für komplexere, als die bisher vorgestellten Strukturen, wie z.B. 90° -Winkel, liefern keine geschlossenen analytischen Lösungen mehr und es bedarf aufwendiger Monte-Carlo-Simulationen, um die Trajektorien und Transmissionswahrscheinlichkeiten angeben zu können. D. Davis liefert für einige interessante Strukturen, z.B. 90° -Winkel und rechteckige Rohrprofile, als Ergebnisse seiner Monte-Carlo-Simulation die Transmissionswahrscheinlichkeiten [129]. Die molekulare Leitfähigkeit ist dann durch das Produkt aus der Transmissionswahrscheinlichkeit und der Leitfähigkeit der Eingangsapertur der entsprechenden Struktur gegeben, d.h.

$$C = \frac{a'v}{4} A. \quad (\text{D.3})$$

Werte für die Wahrscheinlichkeit a' sind auch in [130] tabelliert. Für parallel miteinander verbundene Komponenten ergibt sich die effektive Leitfähigkeit zu

$$C = C_1 + C_2 + C_3 + \dots \quad (\text{D.4})$$

und für in Reihe geschaltete Komponenten

$$1/C = 1/C_1 + 1/C_2 + 1/C_3 + \dots \quad (\text{D.5})$$

D.3. Pumpleistung

Die Pumpleistung ist definiert als Volumenstrom pro Fläche. Die Pumpgeschwindigkeit ist der Gasdurchsatz durch eine Fläche dividiert durch den Druck an dieser Stelle

$$S^* = \frac{Q}{p} \quad (\text{D.6})$$

und wird in der Regel vom Hersteller am Pumpeneingangsflansch in Einheiten von m^3/s oder l/s angegeben. Ist eine Pumpe mit der Pumpgeschwindigkeit S^* wie in Abbildung D.1 über ein Rohr der Leitfähigkeit C an eine Kammer mit dem Druck p angeschlossen, ergibt sich für den Durchsatz

$$Q = C(p - p^*) = Sp = S^*p^* \quad (\text{D.7})$$

und die Pumpgeschwindigkeit an der Kammer [128]

$$S = S^* \left(\frac{C}{S^* + C} \right). \quad (\text{D.8})$$

Durch die Leitfähigkeit des Rohres wird die Pumpgeschwindigkeit an der Kammer verschlechtert. Nur wenn für die Leitfähigkeit $C > 5S^*$ gilt, erreicht die effektive Pumpgeschwindigkeit annähernd S^* .

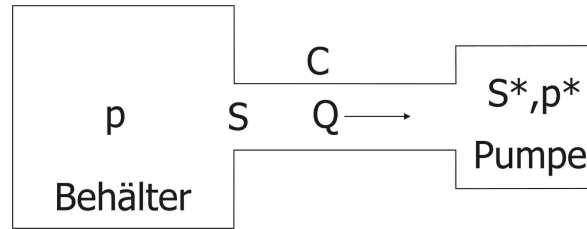


Abbildung D.1.: Einfluss der Vakuumleitfähigkeit c auf die Pumpgeschwindigkeit. (Abbildung nach [128])

D.4. Ausheizen des Vakuumsystems

Um ein gutes Vakuum zu erzeugen reicht es nicht, die im System enthaltene Luft abzupumpen. Verunreinigungen in den für die Kammer verwendeten Materialien stellen zusätzliche Quellen für kontinuierlich freigesetzte Gase dar und sind somit eine zusätzliche Gaslast für die Pumpen. Der in der Vakuumkammer erreichbare Druck ist daher durch das Gleichgewicht zwischen nachströmenden Gasen und der Pumprate gegeben. Um ein Vakuum im UHV-Bereich zu erzeugen, ist es daher unerlässlich, diese aus dem Material ausgasenden Verunreinigungen zu beseitigen.

Im ersten Schritt wurde die Kammer mit Scheuermittel und Aceton gereinigt um die groben Oberflächenverunreinigungen zu beseitigen. Für die tiefer im Material sitzenden Verunreinigungen ist diese Reinigungsmethode jedoch nicht effektiv. Da sich die Ausgasrate der Verunreinigungen exponentiell mit der Temperatur erhöht, können diese sehr effektiv durch ein Ausbacken unter Vakuum, bei hoher Temperatur für einige Zeit, beseitigt werden.

Dieser Ausbackprozess wurde in zwei Schritten durchgeführt. Der erste Schritt diente dem gründlichen Vorreinigen der Hauptvakuumkammer. Dazu wurde zunächst das gesamte System ohne die 2D-MOT und ohne optische Sichtfenster mit Blindflanschen abgedichtet und in mehreren Schritten auf eine Temperatur von 350 °C gebracht. Durch einen Vorpumpstand, bestehend aus Drehschieber- und Turbomolekularpumpe wurde das Kammerensystem dann bei einem Druck von etwa 10^{-6} mbar ausgegast. Nach dem Auskühlen wurde ein Druck von $< 10^{-10}$ mbar gemessen.

Für den zweiten Ausheizschritt wurde die Kammer in ihrer endgültigen Form zusammengebaut. Dafür wurden die Blindflansche durch die Sichtfenster ersetzt. Die 2D-MOT wurde mit den selbst hergestellten Dispensoren an der dafür vorgesehenen Position angeflanscht. Um die Kammer nicht unnötig zu verunreinigen, wurden alle nachträglich angebrachten Komponenten mit Aceton im Ultraschallbad vorgereinigt. Während der Montage wurde die Kammer mit Argon 5.0 geflutet und auf einem leichten Überdruck gehalten. Nachdem die Vorbereitungen für den Ausbackprozess getroffen waren, wurde die Temperatur mit einem Gradienten von etwa 4 °C/h langsam auf 140 °C erhöht, da Spannungen auf die Sichtfenster vermieden werden sollten. Die Ausgastemperatur wurde durch die Sichtfenster und deren anti-reflex Beschichtung limitiert und beträgt maximal 200 °C . Das Kammerensystem wurde bei 140 °C für 18 Tage ausgebacken. Parallel hierzu wurden auch die selbst gebauten Dispensoren bei einer Temperatur $< 300\text{ °C}$ ausgegast. Die Filamente der Titansublimationspumpe und die

Drucksensoren wurden in regelmäßigen Abständen ausgegast. Während des Ausheizprozesses sank der Druck in der Hauptvakuumkammer auf ca. 10^{-6} mbar und in der 2D-MOT auf ca. 10^{-7} mbar. Nachdem die Temperatur wieder langsam reduziert wurde, wurden die Ionen-Getterpumpen hinzugeschaltet und die Ventile zu den Vorpumpständen geschlossen. In der 2D-MOT stellte sich daraufhin ein Druck von 6×10^{-10} mbar ein. In der Hauptvakuumkammer wurde die Titansublimationspumpe gepulst hinzugeschaltet um einen Druck von 5×10^{-11} mbar zu erreichen.

Die Vakuumapparatur wurde nach einem Vakuumbruch, bedingt durch dem Umzug der Arbeitsgruppe von Tübingen nach Bonn, erneut ausgeheizt. Anfang 2009 führte eine defekte Hochspannungsvakuumdurchführung der 100 l/s Ionen-Getterpumpe in der Hauptvakuumkammer zu einem erneuten Vakuumbruch mit anschließendem Ausheizen.

E. Literaturverzeichnis

- [1] M.H. Anderson, J.R. Ensher, M.R. Matthews, C.E. Wieman and E.A. Cornell. Observation of Bose-Einstein Condensation in a Dilute Atomic Vapor. *Science* **269**, 198 (1995).
- [2] K.B. Davis *et al.* Bose-Einstein condensation in a gas of sodium atoms. *Physical Review Letters* **75**, 3969 (1995).
- [3] G. Cennini, C. Geckeler, G. Ritt and M. Weitz. Interference of a Variable Number of Coherent Atomic Sources. *Physical Review A* **72**, 051601(R) (2005).
- [4] C. Cennini. „Field-Insensitive Bose-Einstein Condensates and an All-Optical Atom Laser“. Diss. Physikalisches Institut der Eberhard-Karls Universität Tübingen, 2004.
- [5] M. Greiner, O. Mandel, T. Esslinger, T.W. Hänsch and I. Bloch. Quantum phase transition from a superfluid to a Mott insulator in a gas of ultracold atoms. *Nature* **415**, 39 (2002).
- [6] D.S. Jin, J.R. Ensher, M.R. Matthews, C.E. Wieman and E.A. Cornell. Collective Excitations of a Bose-Einstein Condensate in a Dilute Gas. *Physical Review Letters* **77**, 420 (1996).
- [7] M.R. Matthews *et al.* Vortices in a Bose-Einstein Condensate. *Physical Review Letters* **83**, 2498 (1999).
- [8] W. Ketterle, D.S. Durfee and D.M. Stamper-Kurn. „Making, probing and understanding Bose-Einstein condensates.“ In: *“In Bose-Einstein condensation in atomic gases“, Proceedings of the International School of Physics “Enrico Fermi”, Course CXL.* Hrsg. von M. Inguscio, S. Stringari and C.E. Wieman. IOS Press, Amsterdam, 1999, 67–176.
- [9] B. DeMarco and D.S. Jin. Onset of Fermi Degeneracy in a Trapped Atomic Gas. *Science* **285**, 1703 (1999).
- [10] S. Giorgini, L.P. Pitaevskii and S. Stringari. Theory of ultracold atomic Fermi gases. *Review of Modern Physics* **80**, 1215 (2008).
- [11] A.G. Truscott, K.E. Strecker, W.I. McAlexander, G.B. Partridge and R.G. Hulet. Observation of Fermi Pressure in a Gas of Trapped Atoms. *Science* **291**, 2570 (2001).
- [12] F. Schreck *et al.* Quasipure Bose-Einstein Condensate Immersed in a Fermi Sea. *Physical Review Letters* **87**, 080403 (2001).
- [13] W. Demtröder. *Experimentalphysik 4: Kern-, Teilchen- und Astrophysik.* Springer, 2010.
- [14] I. Bloch, J. Dalibard and W. Zwerger. Many-Body Physics with Ultracold Gases. *Review of Modern Physics* **80**, 885 (2008).
- [15] K.M. O’Hara, S.L. Hemmer, M.E. Gehm, S.R. Granade and J.E. Thomas. Observation of a Strongly Interacting Degenerate Fermi Gas of Atoms. *Science* **298**, 2179 (2002).

- [16] A. Marte. „Feshbach-Resonanzen bei Stößen ultrakalter Rubidiumatome“. Diss. Max-Planck-Institut für Quantenoptik, 2003.
- [17] D.S. Petrov, C. Salomon and G.V. Shlyapnikov. Weakly Bound Dimers of Fermionic Atoms. *Physical Review Letters* **93**, 090404 (2004).
- [18] M. Greiner, C.A. Regal and D.S. Jin. Emergence of a molecular Bose–Einstein condensate from a Fermi gas. *Nature* **426**, 537 (2003).
- [19] C.A. Regal, M. Greiner and D.S. Jin. Observation of resonance condensation of Fermionic atom pairs. *Physical Review Letters* **92**, 040403 (2004).
- [20] J. Bardeen, L.N. Cooper and J.R. Schrieffer. Theory of Superconductivity. *Physical Review* **108**, 1175 (1957).
- [21] C. Regal. „Experimental realization of BCS-BEC crossover physics with a Fermi gas of atoms“. Diss. University of Colorado, 2006.
- [22] M.W. Zwierlein, J.R. Abo-Shaeer, A. Schirotzek, C.H. Schunck and W. Ketterle. Vortices and superfluidity in a strongly interacting Fermi gas. *Nature* **435**, 1047 (2005).
- [23] R. Jördens, N. Strohmaier, K. Günter, H. Moritz and T. Esslinger. A Mott insulator of fermionic atoms in an optical lattice. *Nature* **455**, 204 (2008).
- [24] U. Schneider *et al.* Metallic and Insulating Phases of Repulsively Interacting Fermions in a 3D Optical Lattice. *Science* **322**, 1520 (2008).
- [25] E.L. Raab, M. Prentiss, A. Cable, S. Chu and D.E. Pritchard. Trapping of Neutral Sodium Atoms with Radiation Pressure. *Physical Review Letters* **59**, 2631 (1987).
- [26] D.E. Pritchard, E.L. Raab, V. Bagnato, C.E. Wieman and R.N. Watts. Light Traps Using Spontaneous Forces. *Physical Review Letters* **57**, 310 (1986).
- [27] A.L. Migdall, J.V. Prodan, W.D. Phillips, T.H. Bergeman and H.J. Metcalf. First Observation of Magnetically Trapped Neutral Atoms. *Physical Review Letters* **54**, 2596 (1985).
- [28] T. Bergeman, G. Erez and H.J. Metcalf. Magnetostatic trapping fields for neutral atoms. *Physical Review A* **35**, 1535 (1987).
- [29] A. Ashkin. Trapping of Atoms by Resonance Radiation Pressure. *Physical Review Letters* **40**, 729 (1978).
- [30] T. Takekoshi, J.R. Yeh and R.J. Knize. Quasi-electrostatic trap for neutral atoms. *Optics Communications* **114**, 421 (1995).
- [31] K.L. Corwin, S.J.M. Kuppens, D Cho and C.E. Wieman. Spin-Polarized Atoms in a Circularly Polarized Optical Dipole Trap. *Physical Review Letters* **83**, 1311 (1999).
- [32] M. Karski *et al.* Quantum Walk in Position Space with Single Optically Trapped Atoms. *Science* **325**, 174 (2009).
- [33] T. Takekoshi and R.J. Kinze. CO₂ laser trap for cesium atoms. *Optics Letters* **21**, 77 (1996).
- [34] R. Scheunemann, F.S. Cataliotti, T.W. Hänsch and M. Weitz. Resolving and addressing atoms in individual sites of a CO₂-laser optical lattice. *Physical Review A* **62**, 051801(R) (2000).
- [35] S. Friebel, C. D’Andrea, J. Walz, M. Weitz and T.W. Hänsch. CO₂-Laser Optical Lattice with Cold Rubidium Atoms. *Physical Review A* **57**, R20 (1998).

-
- [36] M.D. Barrett, J.A. Sauer and M.S. Chapman. All-Optical Formation of an Atomic Bose-Einstein Condensate. *Physical Review Letters* **87**, 010404 (2001).
- [37] S.R. Granada, M.E. Gehm, K.M. O’Hara and J.E. Thomas. All-Optical Production of a Degenerate Fermi Gas. *Physical Review Letters* **88**, 120405 (2002).
- [38] T. Weber, J. Herbig, M. Mark, H.-C. Nägerl and R. Grimm. Bose-Einstein Condensation of Cesium. *Science* **299**, 232 (2003).
- [39] Y. Takasu *et al.* Spin-Singlet Bose-Einstein Condensation of Two-Electron Atoms. *Physical Review Letters* **91**, 040404 (2003).
- [40] Y. Takahashi *et al.* Bose-Einstein Condensation of Ytterbium Atoms. *Laser Physics* **14**, 621 (2004).
- [41] G. Cennini, G. Ritt, C. Geckeler and M. Weitz. Bose-Einstein Condensation in a CO₂-Laser Optical Dipole Trap. *Applied Physics B* **77**, 773 (2003).
- [42] G. Cennini, G. Ritt, C. Geckeler and M. Weitz. All-Optical Realization of an Atom Laser. *Physical Review Letters* **91**, 240408 (2003).
- [43] A. Gatto. „Trapping fermionic potassium atoms in a quasi-electrostatic optical dipole potential“. Diss. Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2011.
- [44] W. Ketterle and M.W. Zwierlein. „Making, probing and understanding ultracold Fermi gases.“ In: *“Ultracold Fermi Gases“, Proceedings of the International School of Physics “Enrico Fermi“, Course CLXIV.* Hrsg. von M. Inguscio, W. Ketterle and C. Salomon. Bd. 31. Rivista del Nuovo Cimento. IOS Press, Amsterdam, 2008, 247–422.
- [45] W. Pauli. The Connection Between Spin and Statistics. *Physical Review* **58**, 716 (1940).
- [46] W. Nolting. *Grundkurs Theoretische Physik, Band 5 Quantenmechanik, Teil 2 Methoden und Anwendungen.* Vieweg, 1993.
- [47] B. DeMarco and D.S. Jin. Exploring a quantum degenerate gas of fermionic atoms. *Physical Review A* **58**, R4267 (1998).
- [48] D.A. Butts and D.S. Rokhsar. Trapped Fermi Gas. *Physical Review A* **55**, 4346 (1997).
- [49] B. DeMarco. „Quantum Behavior of an Atomic Fermi Gas“. Diss. University of Colorado, 2001.
- [50] *NIST Atomic Weights and Isotopic Compositions*
<http://physics.nist.gov/PhysRefData/Compositions/index.html> Stand: 12.01.2010.
- [51] E. Arimondo, M. Inguscio and P. Violino. Experimental determinations of the hyperfine structure in the alkali atoms. *Review of Modern Physics* **49**, 31–75 (1977).
- [52] T.W. Hänsch and A.L. Schawlow. Cooling of Gases by Laser Radiation. *Optics Communications* **13**, 68 (1975).
- [53] C.S. Adams and E. Riis. Laser Cooling and Trapping of Neutral Atoms. *Progress in Quantum Electronics* **21**, 1 (1997).
- [54] P.D. Lett *et al.* Optical molasses. *Journal of the Optical Society of America B* **6**, 2084 (1989).
- [55] H.J. Metcalf and P. van der Straten. *Laser Cooling and Trapping.* Hrsg. von R.S. Berry, J.L. Birman, J.W. Lynn, M.P. Silverman and M Voloshin. Springer, 1999.

- [56] C. Monroe, W. Swann, H. Robinson and C. Wieman. Very cold trapped atoms in a vapor cell. *Physical Review Letters* **65**, 1571 (1990).
- [57] M. Prentiss *et al.* Atomic-density-dependent losses in an optical trap. *Optics Letters* **13**, 452 (1988).
- [58] A.M. Steane, M. Chowdhury and C.J. Foot. Radiation force in the magneto-optical trap. *Journal of the Optical Society of America B* **9**, 2142 (1992).
- [59] T. Walker, D. Sesko and C. Wieman. Collective Behavior of Optically Trapped Neutral Atoms. *Physical Review Letters* **64**, 408 (1990).
- [60] D.W. Sesko, T.G. Walker and C.E. Wieman. Behavior of neutral atoms in a spontaneous force trap. *Journal of the Optical Society of America B* **8**, 946 (1991).
- [61] D. Sesko, T. Walker, C. Monroe, A. Gallagher and C. Wieman. Collisional Losses from a Light-Force Atom Trap. *Physical Review Letters* **63**, 961 (1989).
- [62] C.D. Wallace, T.P. Dinneen, K.-Y. N. Tan, T.T. Grove and P.L. Gould. Isotopic Difference in Trap Loss Collisions of Laser Cooled Rubidium Atoms. *Physical Review Letters* **69**, 897 (1992).
- [63] P.S. Julienne and J. Vigué. Cold collisions of ground- and excited-state alkali-metal atoms. *Physical Review A* **44**, 4464 (1991).
- [64] S.J.M. Kuppens, K.L. Corwin, K.W. Miller, T.E. Chupp and C.E. Wieman. Loading an optical dipole trap. *Physical Review A* **62**, 013406 (2000).
- [65] W. Ketterle, K.B. Davis, M.A. Joffe, A. Martin and D.E. Pritchard. High Densities of Cold Atoms in a Dark Spontaneous-Force Optical Trap. *Physical Review Letters* **70**, 2253 (1993).
- [66] C.G. Townsend *et al.* High-density trapping of cesium atoms in a dark magneto-optical trap. *Physical Review A* **53**, 1702 (1996).
- [67] M.H. Anderson, W. Petrich, J.R. Ensher and E.A. Cornell. Reduction of light-assisted collisional loss rate from a low-pressure vapor-cell trap. *Physical Review A* **50**, R3597 (1994).
- [68] E. Riis, D.S. Weiss, K.A. Moler and S. Chu. Atom Funnel for the Production of a Slow, High-Density Atomic Beam. *Physical Review Letters* **64**, 1658 (1990).
- [69] H. Chen and E. Riis. Cold atomic beam from a rubidium funnel. *Applied Physics B* **70**, 665 (2000).
- [70] J. Nellessen, J. Werner and W. Ertmer. Magneto-optical compression of a monoenergetic sodium atomic beam. *Optics Communications* **78**, 300 (1990).
- [71] P. Berthoud, A. Joyet, G. Dudle, N. Sagna and P. Thomann. A continuous beam of slow, cold cesium atoms magnetically extracted from a 2D magneto-optical trap. *Europhysics Letters* **41**, 141 (1998).
- [72] K. Dieckmann, R.J.C. Spreeuw, M. Weidemüller and J.T.M. Walraven. Two-dimensional magneto-optical trap as a source of slow atoms. *Physical Review A*. **58**, 3891–3895 (1998).
- [73] J. Catani, P. Maioli, L. De Sarlo, F. Minardi and M. Inguscio. Intense slow beams of bosonic potassium isotopes. *Physical Review A*. **73**, 033415 (2006).

-
- [74] J. Schoser *et al.* Intense source of cold Rb atoms from a pure two-dimensional magneto-optical trap. *Physical Review A*. **66**, 023410–1 (2002).
- [75] Z.T. Lu *et al.* Low-Velocity Intense Source of Atoms from a Magneto-optical Trap. *Physical Review Letters* **77**, 3331 (1996).
- [76] R. Grimm, M. Weidemüller and Y.B. Ovchinnikov. Optical dipole traps for neutral atoms. *Advances in Atomic, Molecular, and Optical Physics* **42**, 95 (2000).
- [77] J.D. Jackson. *Classical Electrodynamics*. John Wiley & Sons, Inc., New York, 1998.
- [78] M. Zielonkowski, I. Manek, U. Moslener, P. Rosenbusch and R. Grimm. Manipulation of spin-polarized atoms in an optical dipole-force trap. *Europhysics Letters* **44**, 700 (1998).
- [79] R.W. Molof, H.L. Schwartz, T.M. Miller and B. Bederson. Measurement of electric dipole polarizabilities of alkali-metal atoms and the metastable noble-gas atoms. *Physical Review A* **10**, 1131 (1974).
- [80] C. Krenn, W. Scherf, O. Khait, M. Musso and L. Windholz. Stark effect investigations of resonance lines of neutral potassium, rubidium, europium and gallium. *Zeitschrift für Physik D* **41**, 229 (1997).
- [81] R. Scheunemann. „Lichtgebundene Atome: Manipulation kalter Atome in mesoskopischen optischen Gittern“. Diss. Fakultät für Physik der Ludwig-Maximilians-Universität München, 2000.
- [82] M. Weidemüller, H. Engler, M. Nill, T. Weber and R. Grimm. „Lithium and cesium in a quasi-electrostatic CO₂-laser trap“. In: *Laser Spectroscopy*. Hrsg. von R. Blatt, J. Eschner, D. Leibfried and F. Schmidt-Kaler. Bd. XIV. World Scientific, Singapore, 1999, 336.
- [83] A.N. Nikolov *et al.* Observation of Ultracold Ground-State Potassium Molecules. *Physical Review Letters* **82**, 703 (1999).
- [84] H. Engler, T. Weber, M. Mudrich, R. Grimm and M. Weidemüller. Very long storage times and evaporative cooling of cesium atoms in a quasi-electrostatic trap. *Physical Review A* **62**, 031402(R) (2000).
- [85] C. Geckeler. „Ultrakalte Rubidiumatome in einer CO₂-Laser Dipolfalle“. Diplomarbeit. Physikalisches Institut der Eberhard-Karls Universität Tübingen, 2002.
- [86] D.S. Weiss, E. Riis, Y. Shevy, P.J. Ungar and S. Chu. Optical molasses and multilevel atoms: experiment. *Journal of the Optical Society of America B* **6**, 2072 (1989).
- [87] K.E. Gibble, S. Kasapi and S. Chu. Improved magneto-optic trapping in a vapor cell. *Optics Letters* **17**, 525 (1992).
- [88] L.D. Landau and E.M. Lifschitz. *Lehrbuch der theoretischen Physik: Mechanik*. Hrsg. von G. Heber. Akademie-Verlag GmbH, Berlin, 1963.
- [89] *private Mitteilung von Artur Widera.*
- [90] *Datenblatt EpoTek 353ND, Polytec GmbH, Polytec-Platz 1-7, 76337 Waldbronn*
www.polytec.com/ger/_files/DBepo-353ND.pdf. URL: [www . polytec . com / ger / _files/DBepo-353ND.pdf](http://www.polytec.com/ger/_files/DBepo-353ND.pdf).
- [91] <http://outgassing.nasa.gov>; Stand: 07.02.2005.

- [92] R. Williamson III. „Magneto-optical trapping and ultracold collisions of potassium atoms“. Diss. University of Wisconsin - Madison, 1997.
- [93] F.S. Cataliotti *et al.* Magneto-optical trapping of Fermionic potassium atoms. *Physical Review A* **57**, 1136 (1998).
- [94] B. DeMarco, H. Rohner and D.S. Jin. An enriched ^{40}K source for fermionic atom studies. *Review of Scientific Instruments* **70**, 1967 (1999).
- [95] S. Friebel. „Mikrofallen aus Licht zur Speicherung kalter Atome“. Diss. Fakultät für Physik der Ludwig-Maximilians-Universität München, 1998.
- [96] T. Weber. „Bose-Einstein Condensation of Optically Trapped Cesium“. Diss. Leopold-Franzens-Universität Innsbruck, 2003.
- [97] R.W.P. Drever *et al.* Laser phase and frequency stabilization using an optical resonator. *Applied Physics B* **31**, 97 (1983).
- [98] G.C. Bjorklund, M.D. Levenson, W. Lenth and C. Ortiz. Frequency Modulation (FM) Spectroscopy. *Applied Physics B* **32**, 145 (1983).
- [99] D. Meschede. *Optik, Licht und Laser*. B.G.Teubner, 1999.
- [100] G.C. Bjorklund. Frequency-modulation spectroscopy: a new method for measuring weak absorptions and dispersions. *Optics Letters* **5**, 15 (1980).
- [101] W. Demtröder. *Laser Spectroscopy: Basic Concepts and Instrumentation*. Springer, 2002.
- [102] S. Klausmann. „Laserquellen für ultrakalte Kaliumatome“. Zulassungsarbeit. Fakultät für Mathematik und Physik der Eberhard-Karls Universität Tübingen, 2005.
- [103] L. Ricci *et al.* A compact grating-stabilized diode laser system for atomic physics. *Optics Communications* **117**, 541 (1995).
- [104] D. Voigt, E.C. Schilder, R.J.C. Spreeuw and H.B. van Linden van den Heuvell. Characterization of a high-power tapered semiconductor amplifier system. *Applied Physics B* **72**, 279 (2001).
- [105] *Operator's Manual, GEM Series OEM/Industrial Lasers, GEM-100 Liquid Cooled.*
- [106] William T. Silfvast. *Laser Fundamentals*. Press Syndicate of the University of Cambridge, 1996.
- [107] *private Mitteilung von Herwig Ott.*
- [108] <http://de.wikipedia.org/wiki/Germanium>; Stand: 14.01.2011.
- [109] B. Fröhlich *et al.* A two-frequency acousto-optic modulator driver to improve the beam pointing stability during intensity ramps. *Review of Scientific Instruments* **78**, 043101 (2007).
- [110] T.G. Tiecke. *Properties of Potassium*. Van der Waals-Zeeman Institute, Feb. 2010. URL: <http://www.tobiastiecke.nl/archive/PotassiumProperties.pdf>.
- [111] V. Gomer *et al.* Magnetostatic traps for charged and neutral particles. *Hyperfine Interactions* **109**, 281 (1997).
- [112] B. Ueberholz, S. Kuhr, D. Frese, V. Gomer and D. Meschede. Cold collisions in a high-gradient magneto-optical trap. *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics* **35**, 4899 (2002).

-
- [113] E H Kennard. *Kinetic Theory of Gases*. McGraw-Hill, 1938.
- [114] K.T. Tang, J.M. Norbeck and P.R. Certain. Upper and lower bounds of two- and three-body dipole, quadrupole, and octupole van der Waals coefficients for hydrogen, noble gas, and alkali atom interactions. *Journal of Chemical Physics* **64**, 3063 (1976).
- [115] C.S. Adams, H.J. Lee, N. Davidson, M. Kasevich and S. Chu. Evaporative Cooling in a Crossed Dipole Trap. *Physical Review Letters* **74**, 3577 (1995).
- [116] W. Ketterle and N.J. van Druten. Evaporative cooling of trapped atoms. *Advances in Atomic, Molecular, and Optical Physics* **37**, 181 (1996).
- [117] O.J. Luiten, M.W. Reynolds and J.T.M. Walraven. Kinetic theory of the evaporative cooling of a trapped gas. *Physical Review A* **53**, 381 (1996).
- [118] K.M. O'Hara, M.E. Gehm, S.R. Granada and J.E. Thomas. Scaling laws for evaporative cooling in time-dependent optical traps. *Physical Review A* **64**, 051403(R) (2001).
- [119] M.J. Holland, B. DeMarco and D.S. Jin. Evaporative cooling of a two-component degenerate Fermi gas. *Physical Review A* **61**, 053610 (2000).
- [120] Y.-J. Lin, A.R. Perry, R.L. Compton, I.B. Spielman and J.V. Porto. Rapid production of ^{87}Rb Bose-Einstein condensates in a combined magnetic and optical potential. *Physical Review A* **79**, 063631 (2009).
- [121] K.B. Davis, M.-O. Mewes, M.A. Joffe, M.R. Andrews and W. Ketterle. Evaporative Cooling of Sodium Atoms. *Physical Review Letters* **74**, 5202 (1995).
- [122] D.M. Stamper-Kurn *et al.* Reversible Formation of a Bose-Einstein Condensate. *Physical Review Letters* **81**, 2194 (1998).
- [123] G. Ritt, C. Geckeler, T. Salger, G. Cennini and M. Weitz. Fourier Synthesis of Conservative Atom Potentials. *Physical Review A* **74**, 063622 (2006).
- [124] F. Karim Pour, M. Rigol, S. Wessel and A. Muramatsu. Supersolids in confined fermions on one-dimensional optical lattices. *Physical Review B* **75**, 161104 (2007).
- [125] K.E. Miller, D. Krause and L.R. Hunter. Precise measurement of the Stark shift of the rubidium and potassium D1 lines. *Physical Review A* **49**, 5128 (1994).
- [126] R.W. Schmieder, A. Lurio and W. Happer. Quadratic Stark Effect in the $^2P_{3/2}$ States of the Alkali Atoms. *Physical Review A* **3**, 1209 (1971).
- [127] D.S. Jin and C.A. Regal. „Fermi gas experiments“. In: *„Ultracold Fermi Gases“, Proceedings of the International School of Physics „Enrico Fermi“, Course CLXIV*. Hrsg. von M. Inguscio, W. Ketterle and C. Salomon. Bd. 31. Rivista del Nuovo Cimento. IOS Press, Amsterdam, 2008.
- [128] B.S. Halliday, R.K. Fitch and A. Chambers. *Basic Vacuum Technology*. Institute of Physics Publishing, 1995.
- [129] D.H. Davis. Monte Carlo Calculation of Molecular Flow Rates through a Cylindrical Elbow and Pipes of Other Shapes. *Journal of Applied Physics* **31**, 1169 (1960).
- [130] John F. O'Hanlon. *A User's Guide to Vacuum Technology*. John Wiley & Sons, Inc., New York, 1980.