

**Untersuchungen an
lasergekühlten und gespeicherten
metastabilen Neon-Atomen**

Vom Fachbereich Physik der Universität Hannover
zur Erlangung des Grades

Doktor der Naturwissenschaften

– Dr. rer. nat. –

genehmigte Dissertation

von

Dipl.-Phys. Martin Zinner

geboren am 31.03.1972 in Recife

2002

Referent: Prof. Dr. Wolfgang Ertmer, Universität Hannover

Korreferent: Prof. Dr. Karsten Danzmann, Universität Hannover

Tag der Promotion: 8. Juli 2002

Zusammenfassung

Das Studium lasergekühlter metastabiler Edelgase bildet aufgrund der hohen inneren Energie der Atome und ihrer spezifischen Stößeigenschaften ein zukunftsweisendes Forschungsfeld auf dem Gebiet der Wechselwirkung ultrakalter Gase. Für spinpolarisiertes metastabiles Helium existieren bereits seit einigen Jahren theoretische Modelle und zuverlässige Vorhersagen über elastische wie inelastische Stoßparameter, die jüngst durch die Realisierung der Bose-Einstein-Kondensation weitestgehend bestätigt wurden. Während für die schwereren Edelgase Argon, Krypton und Xenon sehr hohe inelastische Stoßraten in spinpolarisierten Ensembles erwartet bzw. beobachtet werden, bietet sich mit metastabilem Neon ein vielversprechender Kandidat zur Bose-Einstein-Kondensation, über dessen Stößeigenschaften aufgrund unzureichend bekannter Potentialformen sowie der relativ komplexen inneren Struktur keine ausreichend gesicherten Erkenntnisse vorliegen. Selbst die Literaturangabe der Lebensdauer des metastabilen Zustands erwies sich bei unseren Messungen als unzureichend.

Daher beinhaltet die vorliegende Arbeit die schrittweise Realisierung eines neuen Aufbaus und die experimentelle Bestimmung der atomphysikalischen Parameter sowie der Parameter der inelastischen Streuprozesse von metastabilem Neon mit dem Ziel, sofern physikalisch möglich, die Phasenraumdichte durch evaporative Kühlung bis ins quantenentartete Regime zu steigern. Hierzu werden Neon-Atome in einer Gasentladungsquelle in den metastabilen Zustand angeregt und der austretende Atomstrahl in einem Zeeman-Slower abgebremst, um sie in einer magnetooptischen Falle einzufangen. Schließlich werden die Atome spinpolarisiert in eine magnetostatische Ioffe-Prichard-Falle transferiert. Um trotz der geringen Anregungseffizienz der Gasentladung von typischerweise unter 10^{-4} und einer hohen Verlustrate durch Penning-Ionisation eine große Anzahl von Atomen in die magnetooptische Falle zu laden, befindet sich hinter der Quelle eine zweidimensionale optische Melasse zur Kühlung des Atomstrahls. Mit Hilfe von gekrümmten Wellenfronten wird so die Intensität des Atomstrahls um den Faktor 34 erhöht und es konnten 5×10^8 Atome innerhalb einer Ladezeit von lediglich 400 ms in die magnetooptische Falle (MOT) geladen werden.

Durch Beobachtung der abklingenden MOT-Fluoreszenz über mehr als vier Größenordnungen konnten wir mit hoher Genauigkeit die den exponentiellen sowie den nichtexponentiellen Zerfall verursachenden Ein- bzw. Zweikörperverlustprozesse quantifizieren. Nach sorgfältiger Berücksichtigung von parasitären Effekten wurde die Lebensdauer des über einen magnetischen Quadrupolübergang zerfallenden metastabilen Zustands $3s[3/2]_2$ zu $14,9(2)$ s bestimmt. Die Diskrepanz des bisherigen Literaturwerts von 22 s konnte durch die detaillierte MOT-Lebensdauer-Verlängerung aufgrund hoher Besetzung des angeregten Zustands plausibel gemacht werden. Der endliche Wert aus der Extrapolation der MOT-Lebensdauer auf vollständige Inversion wird als Zerfall dieses Zustands $3p[5/2]_3$ über einen weiteren magnetischen Quadrupolübergang mit der Rate $(54(10)\text{ s})^{-1}$ interpretiert. Des Weiteren wurden die Penning-Ionisationsraten für s-s- und s-p-Stöße in einem nicht spinpolarisierten Ensemble zu $K_{ss} = 4,4(25) \times 10^{-10}\text{ cm}^3\text{ s}^{-1}$ bzw. $K_{sp} = 1,2(4) \times 10^{-8}\text{ cm}^3\text{ s}^{-1}$ bestimmt.

Vor dem Umladen des Ensembles in die Magnetfalle wurde es auf eine Dichte von $8 \times 10^{10}\text{ cm}^{-3}$ komprimiert, auf eine Subdopplertemperatur von $130\text{ }\mu\text{K}$ gekühlt und durch optisches Pumpen zu einem Grad von 69 % spinpolarisiert. Die so erreichte Phasenraumdicke von $2 \times 10^{-6}\hbar^{-3}$ ist als guter Ausgangspunkt für eine erfolgreiche evaporative Kühlung anzusehen. Bei optimaler Phasenraumanpassung und nachfolgender adiabatischer Kompression sollten elastische Stoßraten von 20 s^{-1} eine selbstbeschleunigende Evaporation ermöglichen.

In die im Vakuum aufgebaute magnetostatische Falle mit Feldparametern von 215 G/cm und 295 G/cm^2 und den hohen Fallenfrequenzen von axial 79 Hz bzw. radial 990 Hz konnten 3×10^8 Atome transferiert werden. In der Magnetfalle konnte eine Unterdrückung der Penning-Ionisation im spinpolarisierten Ensemble um einen Faktor größer 5 demonstriert werden. Durch Einstrahlen einer Radiofrequenz wurden erfolgreich energiereiche Atome aus der Falle extrahiert.

Zusammenfassend wurde in dieser Arbeit eine neue Apparatur konzipiert und aufgebaut, mit deren Hilfe ein dichtes spinpolarisiertes Ensemble ultrakalter metastabiler Neonatome bereitgestellt wird. Zudem konnten teilweise erstmals einige der entscheidenden atomphysikalischen Parameter mit hinreichender Genauigkeit bestimmt werden.

Schlagnworte: Penning-Ionisation, metastabiles Neon, Bose-Einstein-Kondensation

Abstract

The investigation of laser-cooled metastable noble gases forms a rapidly evolving field of research in the context of interacting ultra-cold gases. Special interest arises from the high internal energy of these atoms and their specific collisional characteristics. For spin-polarized metastable helium theoretical models and reliable predictions for elastic as well as inelastic collisional parameters already exist for some years. These have recently been confirmed by the realization of the Bose-Einstein condensation for this atomic species. While for the heavier noble gases such as argon, krypton, and xenon high inelastic collision rates are expected in spin-polarized samples or have even been observed, metastable neon forms a promising candidate for reaching Bose-Einstein condensation. However, due to the lack of knowledge for accurate interaction potentials and the complexity of the internal structure, there is no reliable prediction of the collisional properties. Even for the lifetime of the metastable state, the value given in the literature turned out to be inconsistent with our measurements.

Therefore, this work is concerned with the realization of a new experimental setup for ultracold metastable neon atoms and the experimental determination of the atom-physical parameters as well as the parameters of the inelastic scattering processes of metastable neon. Our longterm goal is to increase the phase space density by evaporative cooling up to the quantum-degenerate regime. For this purpose, neon atoms are initially excited in an electric discharge source to provide a beam of metastable atoms. These atoms are decelerated in a Zeeman-slower, in order to be captured in a magneto-optical trap. Finally the atoms are spin-polarized and transferred into a magneto-static Ioffe-Pritchard trap.

In order to load a large number of atoms into the magneto-optical trap (MOT), overcoming the low excitation efficiency of the gas discharge of typically 10^{-4} and the high loss rate due to Penning ionization, a two-dimensional optical molasses was implemented for transverse cooling of the atomic beam directly after the discharge source. Using curved wave fronts, the atomic flux could be increased by a factor of 34 which allowed us to accumulate 5×10^8 neon atoms with a total MOT loading time of only 400 ms.

By observing the fluorescence decay of the MOT over a range of more than four orders of magnitude, we could quantify the one-body as well as the two-body loss processes causing an exponential and a non-exponential decay, respectively. By a careful consideration of systematic effects, the lifetime of the metastable state $3s[3/2]_2$ decaying via a magnetic quadrupole transition was determined to be 14.9(2)s. The discrepancy to the literature value of 22s could be made plausible by the systematic investigation of an increase in the MOT lifetime for high occupation probability of the excited state. The extrapolated MOT lifetime of the state for complete inversion was found to be finite which is interpreted as an additional decay channel caused by magnetic quadrupole transitions with the rate $(54(10)\text{s})^{-1}$. In an additional experimental study, the coefficients of Penning ionizing s-s- and s-p-collisions in an unpolarized sample were determined to be $K_{ss} = 4.4(25) \times 10^{-10}\text{cm}^3\text{s}^{-1}$ and $K_{sp} = 1.2(4) \times 10^{-8}\text{cm}^3\text{s}^{-1}$, respectively.

Before transferring the atom sample into a magnetostatic trap it was compressed to a density of $8 \times 10^{10}\text{cm}^{-3}$, cooled down to a Sub-Doppler temperature of $130\mu\text{K}$ and spin-polarized by optical pumping to a degree of 69 %. The respective phase space density of $2 \times 10^{-6}\hbar^{-3}$ is expected to present a good starting condition for evaporative cooling. With optimum phase space matching during loading and following adiabatic compression an elastic collision rate of 20s^{-1} should make a runaway evaporation possible.

Up to 3×10^8 atoms were transferred into the magnetostatic trap. By installing the field coils inside the vacuum chamber we attained extraordinary high field parameters of 215G/cm and 295G/cm^2 and high trap frequencies of 79Hz and 990Hz in axial and radial direction, respectively. The suppression of Penning ionization in a spin polarized sample was demonstrated to be larger than a factor of 5. By irradiating the magnetically trapped sample with a radio frequency 'knife', atoms with high external energy were extracted from the trap.

In conclusion, in this work a new experimental setup for the investigation of cold noble gas atoms has been developed and built. It has been applied to prepare a dense spin-polarized sample of ultracold metastable neon atoms. Some of the crucial atom physical parameters could be determined, in part for the first time with sufficient accuracy.

Key words: Penning ionization, metastable neon, Bose-Einstein condensation

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Experimenteller Aufbau und Methoden	7
2.1	Lasersystem	7
2.1.1	Laserstabilisierung	8
2.1.2	Aufteilung und Frequenzverschiebung des Laserstrahls	9
2.2	Vakuumsystem	9
2.2.1	Quellenkammer	9
2.2.2	Hauptkammer	10
2.3	Optische Detektion	11
2.3.1	Fluoreszenzdetektion	12
2.3.2	Absorptionsdetektion	13
3	Präparation eines langsamen Atomstrahls	17
3.1	Quelle	18
3.2	Atomstrahl-Kollimation	21
3.3	Zeeman-Slower	23

4	Magnetooptische Falle	27
4.1	Experimenteller Aufbau	27
4.2	Maximierung der Teilchenzahl	29
4.3	Lebensdauer des metastabilen Zustands	31
4.3.1	Zerfallsrate der magnetooptischen Falle	32
4.3.2	Stöße mit dem Hintergrundgas	37
4.3.3	Einfluss der Besetzung des oberen Kühlzustands	39
4.4	Penning-Ionisationsrate im unpolarisierten Ensemble	41
5	Magnetfalle	45
5.1	Grundlagen der magnetischen Speicherung	45
5.2	Ioffe-Pritchard-Falle	47
5.2.1	Harmonische Näherung	48
5.2.2	Räumliche Grenze des fangenden Bereichs	50
5.3	Aufbau der verwendeten Magnetfalle	51
5.3.1	Spulen- und Magnetfeldgeometrie	51
5.3.2	Elektrische Beschaltung	55
5.4	Transfer des Ensembles in die Magnetfalle	57
5.4.1	Komprimierung des magnetooptisch gespeicherten Ensembles	59
5.4.2	Polarisationsgradientenkühlen	60
5.4.3	Spinpolarisation	61
5.4.4	Phasenraumangepasstes Umladen in die Magnetfalle	61
5.4.5	Adiabatisches Komprimieren	63
5.5	Messung der Fallenfrequenzen	66
5.6	Verlustprozesse in der Magnetfalle	67
5.7	Evaporative Kühlung	69

6 Ausblick	71
Literaturverzeichnis	73
A Liste der Veröffentlichungen	79
B Lebenslauf und Bildungsweg	81

Kapitel 1

Einleitung

Durch die Entwicklung der Laserkühlung und der Speicherung [1, 2, 3] neutraler Atome eröffnet sich eine Vielzahl neuartiger Forschungsrichtungen auf den Gebieten von Atomphysik und Quantenoptik. Bei den erzielten Temperaturen im Mikro- und Nanokelvinbereich [4] tritt die quantenmechanische Welleneigenschaft von Materie in besonderer Weise hervor. Durch die Bereitstellung von Kohärenz erhaltenden Atomstrahlteilern konnten Atominterferometer [5] verwirklicht werden, mit deren Hilfe die Auflösungsgrenze der Präzisionsspektroskopie beispielsweise an Rubidium um viele Größenordnungen auf $\frac{\delta\nu}{\nu} \approx 3 \times 10^{-16}$ erweitert wurde [6]. Auf spektroskopische Weise lassen sich fundamentale physikalische Größen wie die Rydbergkonstante R_∞ bis auf eine relative Unsicherheit von $8,3 \times 10^{-12}$ bestimmen [7]. Mitentscheidend für die Präzision ist die in Atomfallen erreichte überaus lange Wechselwirkungszeit im Vergleich zu Atomstrahlexperimenten. Auf der anderen Seite spielt auf dem Weg zu immer höher werdenden Dichten die interatomare Wechselwirkung eine zunehmende Rolle. Diese führt beispielsweise bei Cäsium zu einer starken dichteabhängigen Resonanzverschiebung [8], die die Präzision von Atomuhren negativ beeinflussen kann. Ferner kommt es in Atomfallen zu inelastischen Stößen, wodurch die Lebensdauer des Ensembles limitiert wird. Elastische Stöße wiederum sind entscheidend bei der evaporativen Kühlung [9, 10], bei der sich nach dem Entfernen der energiereichsten Teilchen durch rethermalisierende Stöße ein tieferes Temperaturgleichgewicht einstellt. Sie werden bei tiefen Temperaturen durch die s-Wellenstreuung dominiert. Dieser Stoßprozess wird vollständig durch die elastische Streulänge beschrieben.

Die langjährige detaillierte Untersuchung der interatomaren Wechselwirkungsmechanismen [11] war schließlich ein wichtiger Schritt auf dem Weg zur Realisierung des 1924 von Einstein theoretisch beschriebenen quantenentarteten Materiezustands [12, 13] – der Bose-Einstein-Kondensation (BEC) – im Jahre 1995 [14, 15, 16]. Dieser rein quantenstatistische Effekt tritt auf in einem System

identischer bosonischer Teilchen der Masse m , sobald die thermische De-Broglie-Wellenlänge $\lambda_{dB} = \hbar\sqrt{2\pi/(mk_B T)}$ bei der Temperatur T in den Bereich des mittleren Teilchenabstandes kommt. Quantitativ ist der Phasenübergang zur makroskopischen Besetzung des Grundzustands eines externen Potentials gegeben durch: $n\lambda_{dB}^3 \approx 2,612$. Bei Temperaturen deutlich unterhalb der entsprechenden Übergangstemperatur T_c lässt sich das gesamte Ensemble durch eine einzige makroskopische Kondensatwellenfunktion beschreiben. Durch Auskopplung von Atomen konnte ein Strahl kohärenter Materiewellen erzeugt werden [66, 67, 68], dessen Verhalten mit dem eines (Photonen-)Laserstrahls vergleichbar ist. Folglich wird ein derartiger Strahl als Atomlaser bezeichnet.

Im Gegensatz zu den der Bose-Einstein-Kondensation verwandten Tieftemperatur-Effekten mit sehr starker Wechselwirkung zwischen den Teilchen wie der Supraleitung und der Superfluidität von ^4He [18] lässt sich die Wechselwirkung bei dem hier behandelten Phänomen in den meisten Fällen quantitativ sehr gut durch die Einführung eines der mittleren Dichte proportionalen Energiefeldes der sogenannten *Mean-Field-Energie* beschreiben. Mit Hilfe der dies berücksichtigenden Gross-Pitaevskii-Gleichung können Effekte wie Schallausbreitung, Solitonen, Vortices oder Vierwellenmischung [22] behandelt werden, bei denen die durch die Wechselwirkung bedingte nichtlineare Dynamik eine entscheidende Rolle spielt.

Lange Zeit existierten ausschließlich Realisierungen der Bose-Einstein-Kondensation mit Elementen der ersten Hauptgruppe des Periodensystems. Nach den anfänglichen Erfolgen mit Rubidium [14], Natrium [15] und Lithium [16] 1995 gelangen 1998 und 2001 die Kondensation von Wasserstoff [23, 24] und Kalium [25], während verschiedene Gruppen noch an der Verwirklichung eines Cäsium-Kondensats arbeiten [70]. Eine überaus interessante Erweiterung des Elementspektrums bietet die Gruppe der Edelgase, die sich in vielerlei Hinsicht von den Alkalimetallen unterscheiden. Mit der Bose-Einstein-Kondensation von Edelgasen befassen sich die Arbeitsgruppen von A. Aspect (Orsay, Helium)[26], M. Leduc und C. Cohen-Tannoudji (Paris, Helium)[27], W. Hogervorst (Amsterdam, Helium)[28], H. Beijerinck (Eindhoven, Neon)[29] sowie unsere Arbeitsgruppe (Neon). Bedingt durch die Abgeschlossenheit der äußeren Elektronenschale wird zur Anregung eine ungewöhnlich große Energie mit 19,8 eV bei Helium und 16,6 eV bei Neon benötigt, was einem Übergang im fernen UV-Bereich entspricht. Den Edelgasen ist gemeinsam, dass vom jeweils niedrigsten angeregten Zustand aus kein elektrischer Dipolübergang in den Grundzustand existiert und er mit extrem langen Lebensdauern zwischen ca. 8000 s bei He und ca. 20 s bei Ne metastabil ist, so dass er als effektiver Grundzustand zur Laserkühlung angesehen werden kann. Hierfür existiert stets ein geeigneter geschlossener Übergang im sichtbaren bis nahinfraroten Spektralbereich.

Aufgrund der elektronischen Struktur unterscheidet sich Helium von den schwereren Edelgasen. Bei metastabilem He – mit He^* gekennzeichnet – ist ein Elektron aus der $1s$ - in die $2s$ -Schale angeregt. Während kein Bahndrehimpuls vorliegt, koppeln die beiden Spins zum Gesamtspin $S = 1$, wodurch der niedrigste Zustand des Triplet-Systems gebildet wird. Der Übergang in den Grundzustand

geschieht über einen magnetischen Dipolübergang. Bei den schwereren Edelgasen ist im metastabilen Zustand ein Elektron aus der np - in die $(n+1)s$ -Schale angeregt (mit $n = 2 \dots 5$ für Ne bis Xe). Spins und Bahndrehimpuls koppeln hier zum Gesamtdrehimpuls $J = 2$. Aufgrund von Drehimpulsdifferenz und Paritätswechsel geschieht der Zerfall über einen magnetischen Quadrupolübergang. Zusätzlich sei betont, dass die schwereren Edelgase aufgrund des p-Rumpfes eine anisotrope Zweikörper-Wechselwirkung aufweisen, was Auswirkungen auf elastische wie inelastische Streuprozesse hat.

Die hohe innere Energie eröffnet eine Vielzahl neuartiger Diagnosemöglichkeiten. Trifft ein metastabiles Atom auf eine Oberfläche, so wird mit hoher Wahrscheinlichkeit ein Auger-Elektron ausgelöst, das mit Hilfe von Elektronenvervielfachern, wie Mikrokanalplatten (MCPs) oder Channeltrons, verstärkt und auf elektronischem Wege detektiert werden kann. Auf diese Weise können einzelne Atome mit hoher räumlicher und zeitlicher Auflösung mit einer Effizienz von typischerweise 50 % detektiert werden. Als ein besonders interessantes sich daraus ergebendes Experiment ist der direkte Vergleich der quantenstatistischen Kohärenzeigenschaften eines Bose-Einstein-Kondensats mit denen eines klassischen Ensembles anzusehen. Wie bereits an der thermischen Wolke einer magnetooptischen Falle (MOT) geschehen [30], kann analog zum Hanbury-Brown-Twiss-Experiment mit Photonen [31, 32] die Korrelationsfunktion zweiter Ordnung vermessen werden, aber auch die Untersuchung höherer Ordnungen ist von Interesse. So ließe sich erstmals eindeutig und direkt [43] das laserartige Verhalten eines aus einem Kondensat ausgekoppelten Atom(-laser)-Strahls [66, 67, 68] demonstrieren.

Die hohe Nachweiseffizienz kann zusammen mit dem hohen Signal-zu-Rausch-Verhältnis genutzt werden, um Experimente mit sehr geringer Teilchenzahl im Kondensat durchzuführen. So kann beispielsweise der abnehmende Einfluss der Mean-Field-Energie auf die Kondensatwellenfunktion bei geringen Dichten und somit der Übergang zu quasi wechselwirkungsfreien Kondensaten untersucht werden, bei denen die Ausdehnung alleine durch die Grundzustands-Wellenfunktion eines einzelnen Atoms im äußeren Fallenpotential gegeben ist. Außer den Effekten bei geringer Dichte wird auch das Studium von Systemen mit wenigen Teilchen unterhalb des thermodynamischen Limits [33] erleichtert, da bei diesen Untersuchungen deutliche Effekte erst weit unterhalb von 1000 Atomen im Kondensat zu erwarten sind.

Neben metastabilen Atomen kann der gleiche Detektor auch die UV-Photonen nachweisen, die beim Zerfall in den Grundzustand entstehen. Dies gilt für die nicht-invasive Detektion von Zerfällen sowohl direkt aus dem metastabilen Zustand, als auch für solche, die über einen Quenchübergang induziert werden [59].

Selektiv lassen sich auch die geladenen Reaktionsprodukte, Ionen oder Elektronen, beobachten, die bei dem angenommenen Hauptverlustprozess, der dichteabhängigen Penning-Ionisation, entstehen. Diese Möglichkeit lässt sich nutzen, um nicht-invasiv und mit hoher Zeitauflösung die Prozesse der Kondensation und des Zerfalls eines Kondensats zu beobachten. Ebenso ist diese

Methode sensitiv auf durch kollektive Anregungen bedingte Variationen der Dichteverteilung. Außer der Nutzung der inelastischen Stöße als Sonde bietet deren Erforschung an sich, in Hinblick auf Abhängigkeiten von Temperatur, Magnetfeld und Polarisationsgrad, einen überaus interessanten Forschungsgegenstand.

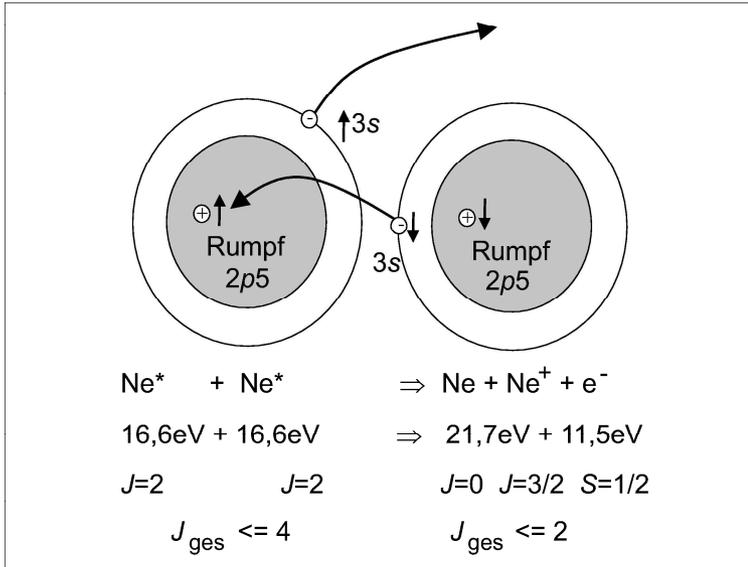
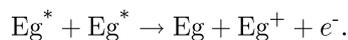


Abbildung 1.1: Beim Prozess der Penning-Ionisation neutralisiert das Valenzelektron des einen Stoßpartners das Loch im Rumpf des anderen. Es entstehen ein neutrales Atom, ein Ion und ein freies Elektron.

Die hohe innere Energie ermöglicht nicht nur die Auslösung von Elektronen aus Festkörpern, sondern auch die gegenseitige Ionisation von metastabilen Atomen, die Penning-Ionisation [34]. Hierbei besetzt das Valenzelektron des einen Stoßpartners das Loch im Rumpf des anderen. Dessen Valenzelektron ist fortan nicht weiter gebunden und wird durch elektrostatische Wechselwirkung abgestoßen. Der Prozess der Penning-Ionisation von metastabilen Edelgasen Eg^* hinterlässt somit ein Atom im Grundzustand, ein Ion sowie ein freies Elektron



Dieser Prozess ist derart dominant, dass sich in einer MOT bei einer Dichte von 10^{10} cm^{-3} eine Ensemblelebensdauer von unter einer Sekunde ergibt. Um dennoch

eine hohe Teilchenzahl als Ausgangspunkt für weitergehende Experimente zu erzielen, bedarf es einer in jedem Teilschritt optimierten Apparatur. Trotz dieser experimentellen Herausforderung und der zusätzlichen Einschränkung durch die begrenzte Lebensdauer des metastabilen Zustands besteht dennoch die auf theoretischen Abschätzungen begründete Erwartung, die von uns angestrebte Bose-Einstein-Kondensation mit metastabilem Neon zu erzielen.

In einem ultrakalten, spinpolarisierten Ensemble, wie es innerhalb einer magnetostatischen Falle zu realisieren ist, ist die Penning-Ionisation in Anbetracht des Drehimpulserhalts bei reinen s-Wellen-Stößen verboten. Der Gesamtdrehimpuls der Stoßpartner koppelt zu $J_{\text{ges}} = 4$, während die Drehimpulse der Ionisationsprodukte maximal zu $J_{\text{atom}} + J_{\text{ion}} + S_{\text{el}} = 0 + 3/2 + 1/2 = 2$ koppeln. Dieses Verbot wird jedoch durch eine Depolarisation während des Stoßes relativiert. Zu einer Depolarisation kann es durch die Anisotropie aufgrund der Wechselwirkung zwischen Valenzelektron und p-Rumpf beziehungsweise, speziell bei Helium, zwischen den Spins kommen. Theoretische Berechnungen ergaben jedoch sowohl für Helium als auch für Neon [35, 36, 37] eine Unterdrückung um etwa vier Größenordnungen, während für Xenon keine Unterdrückung prognostiziert wurde. Für Helium und Xenon [38] bestätigten experimentelle Untersuchungen diese Vorhersagen, und auch bei Krypton wurde keine Unterdrückung beobachtet [39]. Die erfolgreiche Unterdrückung der Penning-Ionisation bei Helium führte 2001 erfolgreich zur Bose-Einstein-Kondensation.

Aufgrund unzureichend bekannter Ne^* - Ne^* -Wechselwirkungs-Potentiale wurden für die entsprechenden Vorhersagen Natrium-Daten zugrunde gelegt. Somit besitzen sie eine im Gegensatz zu Helium nur eingeschränkte Vorhersagekraft. Die Frage nach der Realisierbarkeit bleibt also weiter offen. Des Weiteren liegen über die elastische Streulänge, die von großer Bedeutung für die evaporative Kühlung ist, keinerlei Erkenntnisse vor. In dieser Hinsicht bietet metastabiles Neon im Vergleich zu den bisher erfolgreich zur Bose-Einstein-Kondensation verwendeten Elementen eine herausragende Eigenschaft. Die starke Anisotropie des Wechselwirkungspotentials lässt eine erhebliche Abhängigkeit der Streulänge von der Stoßrichtung in Bezug auf die durch das Magnetfeld gegebene Quantisierungsachse erwarten [40]. Dieser Umstand eröffnet ein weites Feld an theoretischen wie experimentellen Untersuchungen. Durch die tensorartige Eigenschaft der Mean-Field-Wechselwirkung ergäbe sich eine deutliche Abweichung des Aspektverhältnisses eines Ne^* -Kondensats von dem durch die Geometrie der Falle zu erwartendem Aspektverhältnis. Auch das gleichzeitige Auftreten von positiven und negativen Streulängen könnte möglich werden.

Hiervon abgesehen besitzt metastabiles Neon noch eine Reihe weiterer Besonderheiten. In technischer Hinsicht lassen sich aufgrund des hohen magnetischen Moments von $\mu = 3\mu_B$ verhältnismäßig einfach in Magnetfallen überdurchschnittlich starke Potentiale realisieren. Ferner erlaubt der Kühlübergang im sichtbaren Spektralbereich bei 640 nm, insbesondere im Vergleich zu Helium, den Einsatz von kostengünstigen Kameras mit hoher Quanteneffizienz von über 50 %.

Physikalisch hoch interessant ist die Existenz zweier bosonischer Isotope oh-

ne Hyperfeinstruktur sowie eines fermionischen Isotops mit Hyperfeinstruktur. Als Konsequenz lassen sich die elastischen sowie die inelastischen Streuparameter unterschiedlicher Isotope miteinander vergleichen. Zeigt sich insbesondere das mit 90 % häufigste Isotop ^{20}Ne als ungeeignet zur Kondensation, so böte das andere bosonische Isotop ^{22}Ne eine zweite Chance. Auch die Untersuchung der Wechselwirkungen in einem Isotopengemisch bietet ein interessantes Forschungsthema. In einem durch die sympathetische Kühlung erzeugten Fermigas des Isotops ^{21}Ne mit 0,27 % Anteil an der natürlichen Zusammensetzung stellt sich die Frage nach der Auswirkung der ausbleibenden s-Wellenstreuung auf die Penning-Ionisation.

Zusammenfassend ergibt sich also aus der Sicht sowohl atomphysikalischer und stoßphysikalischer als auch die Bose-Einstein-Kondensation betreffender Fragestellungen ein weites Forschungsfeld für die Untersuchung ultrakalter metastabiler Neon-Atome. Einem Teil dieser Fragestellungen ist diese Arbeit gewidmet

Kapitel 2

Experimenteller Aufbau und Methoden

Das Ziel des hier beschriebenen Experiments ist die detaillierte Untersuchung ultrakalter Stöße zwischen metastabilen Neon-Atomen und das Erlangen des quantenentarteten Regimes. Zur Präparation eines Ensembles hoher Phasenraumdichte beginnt mit verschiedenen Methoden der Laserkühlung. Hierzu wurde das in Abschnitt 2.1 behandelte auf den verwendeten atomaren Übergang frequenzstabilisierte Lasersystem aufgebaut.

Als zweites Standbein dient das in Abschnitt 2.2 beschriebene Vakuumsystem. Dieses ist daraufhin ausgelegt, beginnend von der Gasentladung etwa zehn Größenordnungen an Druckdifferenz zu überwinden, um schließlich am eigentlichen Ort der Untersuchungen die zur Vermeidung von Hintergrundgasstößen nötigen Ultrahochvakuum-(UHV-)bedingungen von unter 10^{-10} mbar zu gewährleisten.

Die bisher durchgeführten Beobachtungen basieren größten Teils auf der optischen Detektion. Das hierfür verwendete Kamerasystem und die Detektionsmethoden werden in Abschnitt 2.3 erläutert. Die Methode der nicht-optischen Detektion von Ionen mit Hilfe der eingebauten Mikrokanalplatte (MCP) wurde bisher wenig verwendet.

Ein Überblick über den experimentellen Aufbau gibt Abb. 2.1.

2.1 Lasersystem

Für das Experiment kam bisher ausschließlich Laserlicht der Vakuum-Wellenlänge 640,4 nm zum Einsatz. Das Lasersystem befindet sich in einem separaten Labor,

von dem aus das Licht über zwei ca. 50 m lange Single-Mode-Glasfasern zum Experiment geführt wird. Durch das Verwenden mechanischer Strahl-Shutter ist es so möglich, sämtliches nahresonante Streulicht vom Experiment fern zu halten. Für die Erzeugung des Lichts verwenden wir einen Farbstofflaser Coherent 699 mit dem Farbstoff Sulforhodamin B. Dieser wird von einem frequenzverdoppelten Neodym-Yttrium-Vanadat-Laser des Typs Verdi der Firma Coherent mit Licht der Wellenlänge 532 nm gepumpt. Bei einer Pumpleistung von 10,5 W beträgt die maximal erreichte Ausgangsleistung des Farbstofflasers 2,1 W. Typischerweise wurde mit einer Ausgangsleistung von 1,3 W gearbeitet. Abb. 2.2 zeigt schematisch den optischen Aufbau auf dem Lasertisch sowie die Regelung zur Frequenz-Stabilisierung.

2.1.1 Laserstabilisierung

Der Farbstofflaser wird durch dopplerfreie Sättigungsspektroskopie in einer Hochfrequenz-Gasentladung auf den im Experiment verwendeten Übergang $3s[3/2]_2 \leftrightarrow 3p[5/2]_3$ langzeitstabilisiert. Zur Spektroskopie dient eine 15 cm lange Glaszelle, die von uns mit einem Neondruck von 0,1 mbar befüllt wurde. Der für eine Gasentladung niedrige Druck senkt die Druckverbreiterung und -verschiebung der Spektrallinie. Bei diesem Druck erwiesen sich Gleichspannungsentladungszellen als zu kurzlebig, da vermutlich durch den Entladungsprozess zu große Mengen Neon von dem Elektrodenmaterial eingefangen werden. In der verwendeten von inneren Elektroden freien Zelle ist ein solcher Prozess nicht möglich. Statt dessen wird die Entladung von einer Hochfrequenz-Strahlung gezündet und aufrechterhalten. Zum Zünden wird die die Zelle umgebene Senderspule von einem CB-Funkgerät bei 27 MHz mit einer Leistung von ca. 4 W gespeist. Um die Absorption des Sättigungsstrahls bei unterhalb von ca. 80 % zu halten, wird die Sendeleistung auf unter 1 W abgesenkt.

Zur Stabilisierung werden vom Ausgangsstrahl des Lasers 5 % der Leistung abgeteilt. Dieser Teilstrahl durchläuft im doppelten Durchgang einen akustooptischen Modulator (AOM), der die Laserfrequenz um insgesamt +260 MHz verstimmt. Dieser Strahl durchläuft die Spektroskopiezelle und sättigt dort den atomaren Übergang. Nach einem entgegengesetzten Durchlaufen trifft der Laserstrahl auf eine Photodiode. Die Verschiebungsfrequenz des AOMs wird mit einer Spitzen-Spitzen-Amplitude von ca. 4 MHz mit 4 kHz frequenzmoduliert. Das elektrische Signal der Photodiode wird von einem Lock-In-Verstärker in ein Fehlersignal umgesetzt. Dieses wird über einen PI-Regler zurück zum externen Frequenzsteuereingang der Laseransteuerung geführt. Auf diese Weise wird der Laser auf die Frequenz $\nu_{\text{Laser}} = \nu_{\text{Ne}} - 260 \text{ MHz}$ stabilisiert. Dabei ist es möglich, eines der beiden gewünschten Neon-Isotope ^{20}Ne oder ^{22}Ne frei zu wählen. Die Isotopverschiebung beträgt $\nu_{^{20}\text{Ne}} - \nu_{^{22}\text{Ne}} = 1630 \text{ MHz}$.

2.1.2 Aufteilung und Frequenzverschiebung des Laserstrahls

Vom der verbleibenden Laserleistung wird von einem Polarisationsstrahlteiler ein variabler Anteil zum Bilden der MOT-Strahlen abgetrennt. Dieser Teilstrahl durchläuft im doppelten Durchgang einen AOM, von dessen elektrischen Eingangssignal Frequenz und Amplitude über eine computerbasierte Ansteuerung frei wählbar sind. Schließlich wird das Licht in eine Single-Mode-Glasfaser eingekoppelt. Das am anderen Ende aus der Faser tretende divergente Licht wird von einer achromatischen Linse auf einen gaußschen Strahlradius von $w = 10$ mm kollimiert. Durch eine Kombination von $\lambda/2$ -Verzögerungsplatten und Polarisations-Strahlteilerwürfeln kann dieser Strahl in variablem Verhältnis in die sechs MOT-Strahlen aufgeteilt werden.

Das verbleibende Licht wird über eine zweite Faser zum Experiment geführt. Hier wird es in vier unabhängige Teilstrahlen für den Zeeman-Slower, die Kollimation, die Detektion und die Spinpolarisation aufgeteilt und die Laserfrequenz von AOMs auf die benötigte Frequenzverstimmung verschoben. Aufgrund der besonderen Empfindlichkeit der Absorptions-Detektion gegenüber Strahllagenschwankungen, wird der Detektionsstrahl über eine zusätzliche Faser auf die schwer zugängliche Unterseite der Kammer geführt. Zur Vermeidung von Intensitäts-Fluktuationen durch einen Etalon Effekt ist die Auskoppelseite der Faser um 8° abgeschrägt. Der Einsatz dieser Faser dient gleichzeitig der Präparation eines ungestörten Strahlprofils.

2.2 Vakuumsystem

Die zum Erreichen langer Speicherzeiten von gefangenen Atomen erfordern einen Druckbereich von unter 10^{-10} mbar. Hingegen herrscht in der Gasentladung zur Anregung der Atome in den metastabilen Zustand typischerweise ein Druck um 1 mbar. Um diese große Druckdifferenz zu überwinden, ist das Vakuumsystem zunächst in zwei Teile gegliedert. Die Quellenkammer ist über das 60 cm lange Rohr des Zeeman-Slowers mit einem Innendurchmesser von 1 cm mit der Hauptkammer, in der unter UHV-Bedingungen die Atome gefangen werden, verbunden.

2.2.1 Quellenkammer

Die Quellenkammer selbst ist wiederum durch differenzielle Pumpstufen in drei Abschnitte unterteilt. Im ersten befindet sich die Gasentladungsquelle in einer Umgebung bei 2×10^{-5} mbar. Aufgrund des großen anfallenden Gasballasts wird er von einer Öldiffusionspumpe mit 2000 l/s Saugleistung abgepumpt. Bei dem vorhergehenden Druck, der in unmittelbarer Umgebung der Gasentladung noch deutlich

größer ist, liegt die mittlere freie Weglänge im cm-Bereich, weshalb sich 7 mm hinter der Quelle die erste differenzielle Pumpstufe mit einem Durchmesser von 0,8 mm befindet.

An sie schließt sich der 7 cm lange Abschnitt der Kollimationszone an, in der der Atomstrahl durch eine zweidimensionale optische Melasse transversal gekühlt wird. Dieser Abschnitt wird von einer Turbomolekularpumpe mit 250 l/s Saugleistung auf ca. 5×10^{-7} mbar abgepumpt.

Nach der zweiten differenziellen Pumpstufe von 45 mm Länge und 2 mm Durchmesser schließt sich ein weiterer Abschnitt von 10 cm Länge an, der mit einer vergleichbaren Pumpe gepumpt wird. Hier verfügt über keine Drucksonde. In diesem Bereich befindet sich ein elektrischer Drehmagnet, mit dem die dritte differentielle Pumpstufe von 15 cm Länge und ebenfalls 2 mm Durchmesser verschlossen werden kann. Quellenkammer und Hauptkammer inklusive Zeeman-Slower sind durch ein Schiebeventil voneinander abgrenzbar. Dieses Ventil wird nur während der Experimentierzeit geöffnet und bietet neben Sicherheitsaspekten die Möglichkeit, die Quellenkammer zu öffnen, ohne die Hauptkammer zu belüften.

2.2.2 Hauptkammer

Die Hauptkammer bildet ein Edelstahlzylinder mit 30 cm Durchmesser und 22 cm Höhe. Boden und Deckel sind von der Kammer abtrennbar. Mit einer Öffnung von 50 cm Durchmesser unterhalb der Kammer im optischen Tisch besteht die Möglichkeit der Erweiterung des Aufbaus um Fallexperimente mit bis zu 1 m Fallstrecke zu realisieren.

Die Hauptkammer wird von drei Pumpen unterschiedlichen Typs und unterschiedlicher gaspezifischer Saugleistung gepumpt.

Zum Abpumpen der Kammer vom belüfteten Zustand ausgehend wird eine **Turbomolekularpumpe** mit 250 l/s nomineller Saugleistung verwendet. Die Saugleistung ist von chemischen Gaseigenschaften unabhängig. Abgesehen von Wasserstoff und liegt sie für alle relevanten Gasarten nahe dem Nominalwert. Die Pumpe ist bis zu einem Enddruck von 10^{-10} mbar spezifiziert, unterhalb dessen rückwärts gerichtete Strömungen eine Rolle spielen. Bei Bedarf kann diese Pumpe durch ein Schiebeventil geschlossen werden. Dies kann insbesondere dann hilfreich sein, wenn Vibrationen negative Auswirkungen auf das Experiment zeigen.

Zusätzlich und speziell für diesen Fall sowie außerhalb der Experimentierzeit wird eine **Ionengerterpumpe** mit einer nominellen Saugleistung von 220 l/s verwendet. Ihre Edelgas-Triode erhöht ihre Saugleistung für Neon auf 20 l/s, was jedoch noch deutlich unterhalb der Saugleistung der Turbomolekularpumpe liegt. Aus diesem Grunde wurde letztere stets mitverwendet.

Eine außerordentlich hohe Saugleistung für Wasser und insbesondere Wasserstoff weist die **Titan-Sublimationspumpe** auf. Mit Ihrer Hilfe sinkt der Druck bei geschlossener Quellenkammer von über $1,2 \times 10^{-10}$ mbar auf 6×10^{-11} mbar.

Wird der sie umgebene Kühleis mit flüssigem Stickstoff auf 77 K gekühlt, sinkt der Druck weiter auf $1,5 \times 10^{-11}$ mbar. Üblicherweise ist es notwendig, etwa alle zwei Wochen erneut Titan zu sublimieren.

Unter Verwenden aller Pumpen steigt der Kammerdruck-Anzeige bei hinzugeschaltetem Atomstrahl auf 1×10^{-9} mbar. Aufgrund der geringen Empfindlichkeit der Drucksonde für Neon ist real von dem vierfachen Druck auszugehen. Hier hilft der oben beschriebene Atomstrahl-Shutter. Bei einer zum Laden der MOT typischen Strahldauer von 400 ms kann der Druckanstieg auf ca. 3×10^{-11} mbar beschränkt werden. Ohne ihn wäre es notwendig, die freie Sichtverbindung zwischen Hauptkammer und Quelle durch Verschieben letzterer zu unterbinden und den geringen Anteil metastabiler Atome in einer Umlenkzone in die Hauptkammer zu lenken.

Zur Präparation und Detektion ist die Kammer mit diversen optischen Sichtfenstern ausgestattet. Von ihnen werden eines für den Bremslaserstrahl und sechs für die MOT-Strahlen verwendet. Für die in Abschnitt 2.3 beschriebene optische Detektion werden zwei große Sichtfenster in vertikaler Richtung benutzt. Auch in horizontaler Richtung wird die Fluoreszenz von einer einfachen Kamera beobachtet. Über zwei raumdiagonal gegenüberliegende Sichtfenster besteht eine zusätzliche Beobachtungsoption.

Innerhalb der Kammer befindet sich der in Abschnitt 5.3 beschriebene Spulenaufbau der Magnetfalle, der durch elektrische Konfiguration auch das Quadrupolfeld der MOT erzeugt. Aufgrund der hohen Ströme von über 200 A wurden für die Spulen kaptonisierte Kupferkapillarrohre mit 1,2 mm Innen- und 3 mm Außendurchmesser verwendet, die unter einem Druck von 9 bar wassergekühlt sind. Die Kaptonisierung erwies sich nach zweiwöchigem Ausheizen der Kammer als ebenso UHV-kompatibel wie das Macor als Trägermaterial für die Spulen. Die insgesamt zwölf Spulenanschlüsse sind über Hohlverschraubungen und isolierte Kupferhohldurchführungen nach außen geführt.

Als weitere Komponenten befinden sich in der Kammer die in Abschnitt 5.7 beschriebene RF-Spule zur evaporativen Kühlung sowie die Mikro-Kanal-Platte (MCP) zur Detektion insbesondere von Ionen.

2.3 Optische Detektion

Das verwendete optische Detektionssystem dient der Bestimmung der charakteristischen Parameter eines atomaren Ensembles wie Teilchenzahl, Ausdehnung, Dichte, Temperatur, Position und Polarisationsgrad. Hierzu dient eine 12-bit-CCD-Kamera vom Typ Sensys 1400E der Firma Photometrics. Diese verfügt über einen CCD-Sensor mit einer Auflösung von 1500×1035 Pixeln von $6,8 \mu\text{m} \times 6,8 \mu\text{m}$ einer spezifizierten Quanteneffizienz von $\eta_{\text{chip}} = 60\%$ bei 640 nm Wellenlänge. Die Pixelkapazität beträgt $C_{\text{pix}} = 44000$ Elektronen und das Ausleserauschen $13 e^-$. Die Kamera verwendet einen AD-Wandler mit einer maximalen Sampling-Rate von

1 MHz. Dies erlaubt das Auslesen eines gesamten Bildes in einen Computer innerhalb von etwa 1,5 s. Wird nur ein Bildausschnitt ausgelesen oder wird die Ladung mehrerer Pixel hardwaremäßig durch Binning zusammengefasst, so erhöht sich die Bildausleserate auf maximal 10 Bilder pro Sekunde. Das Binning dient insbesondere bei niedriger Intensität der Verminderung der Auswirkung des Ausleserausens. Über einen externen Eingang kann die Kamera getriggert werden.

Wir verwenden die Kamera mit einem Kleinbild-Fotoobjektiv der Brennweite $f_{\text{obj}} = 135 \text{ mm}$ und der maximalen Blende 2,8. Dies entspricht einem Objektiv-Durchmesser von $d_{\text{obj}} = 48 \text{ mm}$. Die Kamera beobachtet das atomare Ensemble über einen Umlenkspiegel aus der vertikalen y -Richtung senkrecht zum Atomstrahl und senkrecht zur Symmetrieachse der Spulengeometrie. Zur Bestimmung des Abbildungsmaßstabs wurde zunächst auf ein fluoreszierendes Ensemble in der MOT fokussiert. Anschließend wurde die Kamera auf einen Größenmaßstab gerichtet und auf diesen durch Variation der Gegenstandsweite fokussiert, so dass der Abstand zu diesem identisch zum Abstand zur Falle war. Aus der von der Kamera bestimmten Bildgröße ermittelten wir schließlich den Abbildungsmaßstab zu $17,0 \pm 0,3 \mu\text{m}$ pro Pixel. Die hieraus berechnete Gegenstandsweite beträgt $g_{\text{opt}} = 473 \text{ mm}$.

Zur Detektion eines atomaren Ensembles verwendeten wir zwei gegensätzliche Aufnahmeverfahren: Die Fluoreszenzaufnahme und die Absorptionaufnahme.

2.3.1 Fluoreszenzdetektion

Beim Fluoreszenzverfahren wird das von den Atomen durch spontane Emission gestreute Licht detektiert. Dieses Verfahren eignet sich besonders zur Bestimmung der relativen Teilchenzahl und der räumlichen Ausdehnung der magnetooptischen Falle. Da hier das ohnehin vorhandene Fluoreszenzlicht detektiert wird, kann von einem einzigen atomaren Ensemble über eine Dauer von mehreren Minuten eine zeitliche Sequenz vieler hundert Einzelaufnahmen erstellt werden.

Die bestimmte Pixelhelligkeit ist ein Maß für die atomare Säulendichte des Ensembles. Zusätzlich geht aber auch die Anregungsrate in die Pixelhelligkeit ein. Diese hängt von der eingestrahnten Laserintensität sowie der Frequenzverstimmung ab. Ist π_p die relative Besetzung des angeregten Zustands, und Γ die Linienbreite des Übergangs, so werden von jedem Atom Photonen mit der Rate

$$\gamma_{\text{scat}} = \pi_p \Gamma \quad (2.1)$$

gestreut. Ist η_{opt} die gesate Transmission des optischen Aufbaus bestehend aus Kammerfenster, Umlenkspiegel und Objektiv, so ist unter Beachtung des Raumwinkels $\Omega_{\text{det}} = \pi/4(d_{\text{obj}}/g_{\text{opt}})^2$ die Elektronenauslöserate

$$\gamma_{\text{el}} = \gamma_{\text{scat}} \eta_{\text{opt}} \eta_{\text{chip}} \Omega_{\text{det}} / (4\pi). \quad (2.2)$$

Mit dem AD-Wandlungskoeffizienten $\eta_{\text{AD}} = (2^{12} - 1)/C_{\text{pix}}$ der angibt, wieviele AD-Wandlungseinheiten pro Elektron ausgegeben werden, und der Belichtungszeit

τ_{bel} ergibt sich der digitale Bildwert für ein Atom zu

$$w_D = \tau_{\text{bel}} \eta_{\text{AD}} \gamma_{\text{el}}. \quad (2.3)$$

Prinzipiell lässt sich so aus dem ausgelesenen zweidimensionalen Bildwert-Feld $W(i,j)$ die atomare Säulendichteverteilung bestimmen. Jedoch ist dies aufgrund der Vielzahl einfließender Parameter mit einer großen systematischen Unsicherheit behaftet. Hinzu kommt, dass ein räumlich variierende Magnet durch eine ortsabhängige relative Besetzung π_p ohne genaueste Analyse zu einer Verfälschung führen kann. Für Relativmessungen und zur Bestimmung der räumlichen Ausdehnung bietet das Fluoreszenzverfahren jedoch eine geeignete Methode.

2.3.2 Absorptionsdetektion

Während die Fluoreszenzdetektion hauptsächlich bei auf Zeitskalen von Sekunden ablaufenden Prozessen in der magnetooptischen Falle zum Einsatz kam, ist für eine deutlich höhere Zeitauflösung und für das Vermessen von magnetisch gespeicherten Atomen die Absorptionsdetektion meist vorteilhafter. Hierbei durchläuft unter Abwesenheit von Magnetfeldern ein mehrere Zentimeter Durchmesser messender Laserpuls das atomare Ensemble bevor das Licht in die Kameraoptik trifft und auf den Sensor-Chip abgebildet wird. Wird Licht von den Atomen absorbiert, so macht sich dies einem Schattenwurf im aufgenommenen Bild bemerkbar. Die optische Dichte kann dann aus dem Verhältnis der aufgenommenen Intensität ohne absorbierende Atome bestimmt werden. Die Abschwächung des Strahls ist dann ein Maß für die atomare Säulendichte.

Unter den Voraussetzungen niedriger, nicht sättigender Detektionslichtintensität, linearer Lichtpolarisation und einer gegenüber der Linienbreite kleinen Doppler-Verschiebung bzw. -Verbreiterung berechnet sich die atomare Säulendichtedichte n_2 aus der detektierten optischen Dichte $\ln(\mathcal{I}_{\text{det}}(0)/\mathcal{I}_{\text{det}}(n_2))$ gemäß

$$n_2 = \frac{2\mathcal{I}_{\text{Sat,lin}}}{\hbar\omega_L\Gamma} \left(1 + 4\frac{\Delta^2}{\Gamma^2} \right) \cdot \ln \left(\frac{\mathcal{I}_{\text{det}}(0)}{\mathcal{I}_{\text{det}}(n_2)} \right). \quad (2.4)$$

Dabei ist ω_L die Laserfrequenz, Γ die Linienbreite und $\mathcal{I}_{\text{Sat,lin}}$ die Sättigungsintensität für linear polarisiertes Licht entsprechend dem mittleren quadratischen Clebsch-Gordan-Koeffizienten \overline{CG} aller m_J - m_j -Übergänge:

$$\mathcal{I}_{\text{Sat,lin}} = \overline{CG} \mathcal{I}_{\text{Sat}} \quad (2.5)$$

$$\mathcal{I}_{\text{Sat}} = \frac{2\pi^2 \hbar \gamma c}{3\lambda^3} \quad (2.6)$$

Bei der Aufnahme eines Absorptionbildes wurde für eine Dauer von $80 \mu\text{s}$ typischerweise eine Intensität von $10 \mu\text{W}/\text{cm}^2$ eingestrahlt. Dies sicherte einerseits eine

gute Aussteuerung der Kamera. Andererseits werden pro Atom etwa drei Photonen gestreut, so dass es durch die Photonenrückstöße zu keiner großen Dopplerverschiebung kommt.

Ein wesentlicher Vorteil des Absorptionsverfahrens ist, dass in die absolute Säulendichtebestimmung keine systemspezifischen Größen wie Detektionseffizienz und Transmissionsverluste eingehen. Selbst die Detektionsintensität muss nicht genau bekannt sein. Somit scheidet eine Vielzahl systematischer Fehlerquellen aus, da lediglich die dimensionslose optische Dichte in die Berechnung einfließt.

Aus der so bestimmten zweidimensionalen Dichteverteilung lassen sich die Gesamtteilchenzahl sowie die Größe und Position der Wolke bestimmen. Durch eine Abfolge von Messungen eines frei expandierenden Ensembles mit variabler Flugzeit, lassen sich die mittlere Teilchengeschwindigkeit und somit die Temperatur des Ensembles bestimmen.

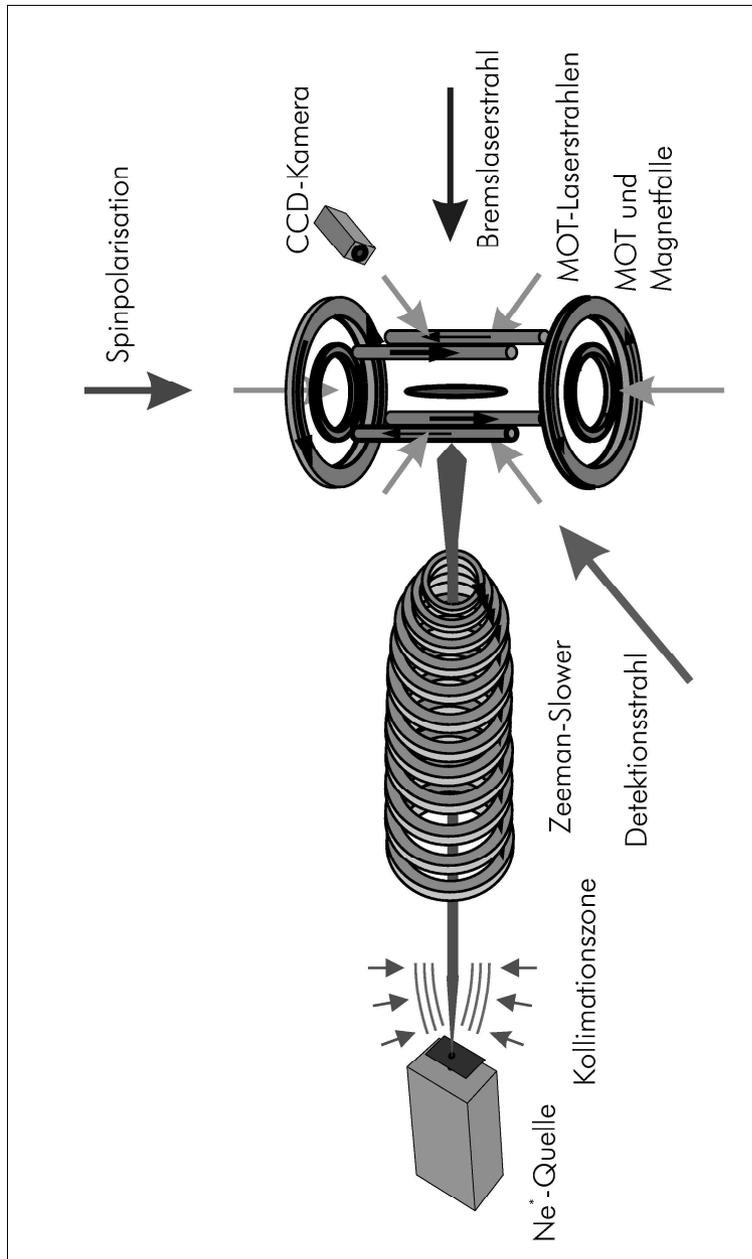


Abbildung 2.1: Experimenteller Aufbau. Neon-Atome werden in einer Gasentladung in den metastabilen Zustand angeregt. Der austretende divergente Atomstrahl wird transversal gekühlt und von einem Zeeman-Slower von 650 m/s auf ca. 50 m/s abgebremst. Die Atome werden in der magnetooptischen Falle eingefangen und schließlich in die magnetostatische Falle transferiert.

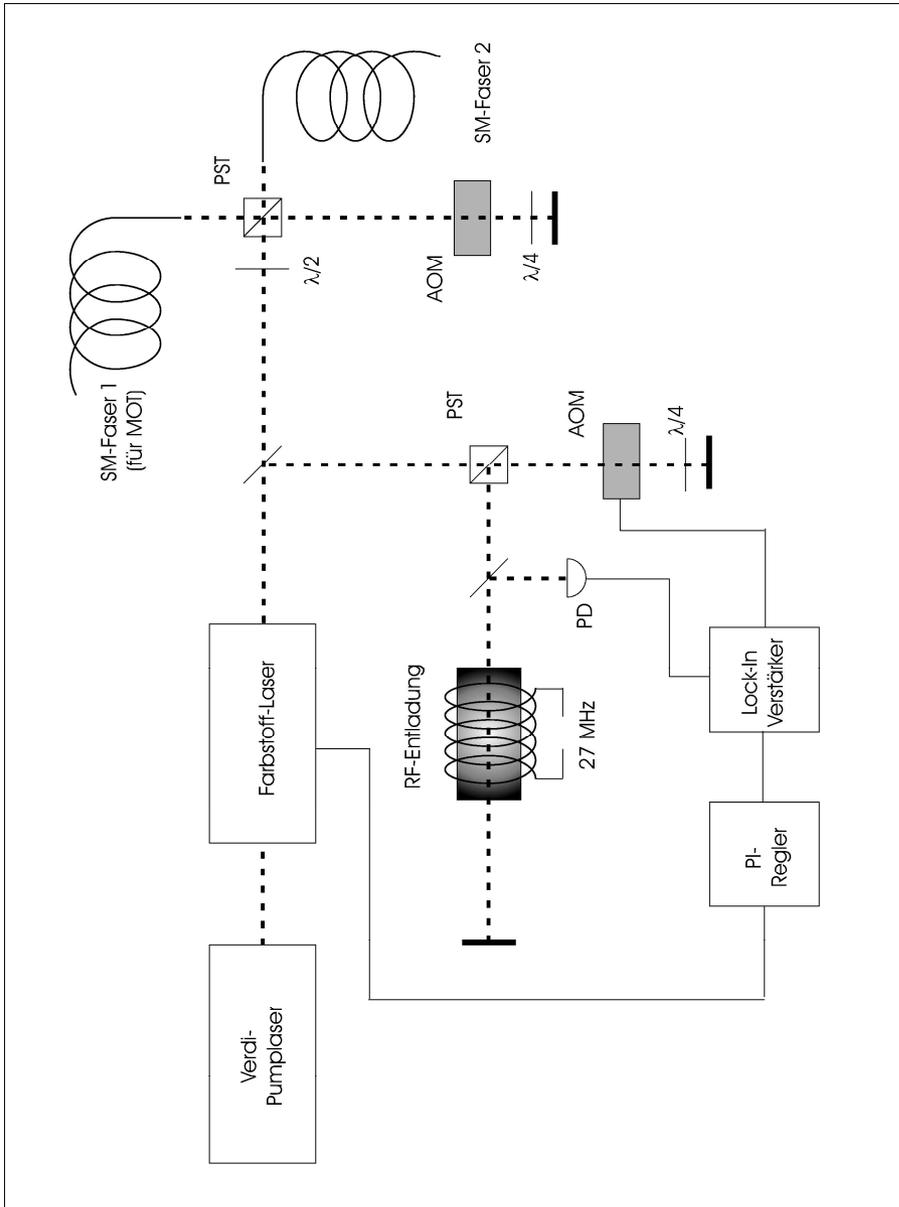


Abbildung 2.2: Aufbau der Laserfrequenzstabilisierung und der Aufteilung des Strahls auf die zwei zum Experiment führenden Single-Mode-Glasfasern

Kapitel 3

Präparation eines langsamen Atomstrahls

Eine magnetooptische Falle soll, wie in Kapitel 4 beschrieben wird, mit einer hohen Laderate gefüllt werden. Hierzu werden Neon-Atome zunächst in einer Gleichspannungs-Gasentladung bei einem Druck von typischerweise 1 mbar in den metastabilen Zustand angeregt. Die in der Fallenumgebung erforderliche UHV-Bedingung im Druckbereich unterhalb von 10^{-10} mbar machten ein mehrstufiges differentielles Pumpsystem notwendig, welches jedoch den nutzbaren Raumwinkel des Atomstrahls von ursprünglich einigen 10 msterad auf $21 \mu\text{sterad}$ beschränkt. Dieser Umstand zusammen mit der geringen Anregungseffizienz von typischerweise unter 10^{-4} [55, 56] erfordert zur Erhöhung des Ladeflusses eine Kollimation des Atomstrahls durch transversale Kühlung. Schließlich werden die Atome in einem Zeeman-Slower von anfangs 650 m/s auf die Einfangeschwindigkeit der MOT von 50–100 m/s abgebremst.

Dieses Kapitel behandelt die genannten Schritte zur Präparation eines intensiven, langsamen Strahls metastabiler Neon-Atome zum Laden einer magnetooptischen Falle.

3.1 Quelle

Das in einer Standard-Druckflasche bereit gestellte Neongas wird mittels eines Nadelventils in die Entladungszelle dosiert, aus der der Atomstrahl durch eine Öffnung mit 0,4 mm Durchmesser austritt. Um die Anfangsgeschwindigkeit zu minimieren, wird das Quellengehäuse mit flüssigem Stickstoff auf nahe 77 K gekühlt. Zwecks eines geringen Wärmewiderstands ist dieses aus Bornitrit gefertigt von der Firma Ceramoptic/Schweiz. Abb. 3.1 zeigt das verwendete und in der Gruppe von Prof. Hotop in Kaiserslautern entwickelte Design. Die Entladung brennt von der im Inneren der Quelle befindlichen Kathode auf den in einem Abstand von 7 mm davor positionierten Skimmer, der als erste differenzielle Pumpstufe wirkt.

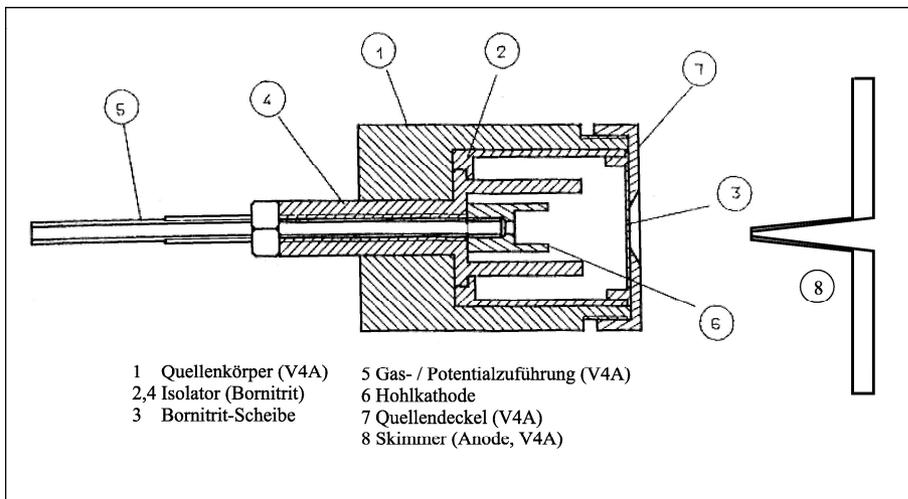


Abbildung 3.1: Aufbau der Gasentladungsquelle

Zur Messung des Flusses an metastabilem Neon dient eine ca. 1 m von der Quelle entfernt in den Atomstrahl platzierte Edelstahlplatte. Metastabile Atome, die auf sie treffen, lösen mit einer Wahrscheinlichkeit von etwa 30% Elektronen aus. Ebenso tun dies in der Entladung erzeugte VUV-Photonen, die zu ca. 33% zum Detektorstrom beitragen [71]. Unter diesen Annahmen lässt sich der gemessene elektrische Strom in den Fluss metastabiler Atome umrechnen. Bei einem typischen Entladungsstrom von 10 mA und optimiertem Neon-Gasdruck entspricht der Detektorstrom von 74 pA einem Fluss von $1,0 \times 10^9 \text{ s}^{-1}$. Bei einem durch eine Pumpstufe von 1 mm Radius in 350 mm Entfernung von der Quelle definierten Raumwinkel von $26 \mu\text{sterad}$ ergibt sich somit eine Strahlungsstärke von $4 \times 10^{13} \text{ s}^{-1} \text{sterad}^{-1}$.

Während der Quelledruck nicht gemessen werden konnte, beträgt der Druck in der umgebenen Kammer 2×10^{-5} mbar. Abbildung 3.2 zeigt die Abhängigkeit des Flusses von der Stärke des Entladungsstroms.

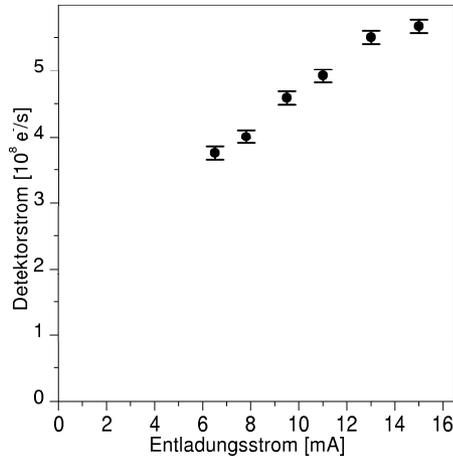


Abbildung 3.2: Abhängigkeit des unter einem Raumwinkel von $26 \mu\text{sterad}$ gemessenen Detektorstroms vom Strom der Gasentladung in der Quelle metastabiler Neon-Atome

Für die Auslegung der Kollimationszone und des Zeeman-Slowers ist die Kenntnis der longitudinalen Geschwindigkeitsverteilung von großer Bedeutung. Wie in Abbildung 3.3 gezeigt, wurde hierzu der Atomstrahl von zwei Laserstrahlen gleicher aber variabler Frequenz unter zwei unterschiedlichen Winkeln beleuchtet.

Das schwache Fluoreszenzlicht wurde von einem Photomultiplier detektiert. Die Laserfrequenz wird innerhalb von einigen 10 Sekunden linear über mehrere Gigahertz um die atomare Resonanzfrequenz variiert. Während die Laserfrequenz auf der atomaren Resonanzfrequenz liegt, wechselwirken sämtliche Atome unabhängig von ihrer Longitudinalgeschwindigkeit mit dem senkrecht eingestrahlten Markerstrahl. Hingegen ist die Wechselwirkung mit dem unter einem Winkel von $\gamma = 25^\circ$ den Atomen entgegenlaufenden Laserstrahl dopplersensitiv. Von ihm werden nur die Atome innerhalb eines ca. 5 m/s schmalen Geschwindigkeitsintervalls angeregt, deren Dopplerverschiebung gerade die Laserverstimmung kompensiert. Auf diese Weise lässt sich aus der Verstimmungsabhängigkeit des Fluoreszenzsignals auf die Geschwindigkeitsverteilung schließen. Abbildung 3.4 zeigt ein auf die beschriebene Weise aufgenommenes Spektrum.

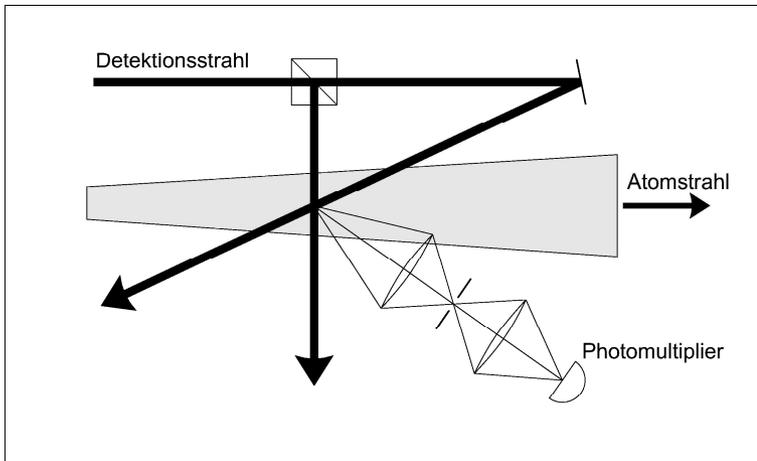


Abbildung 3.3: Aufbau zur Messung der longitudinalen Geschwindigkeitsverteilung

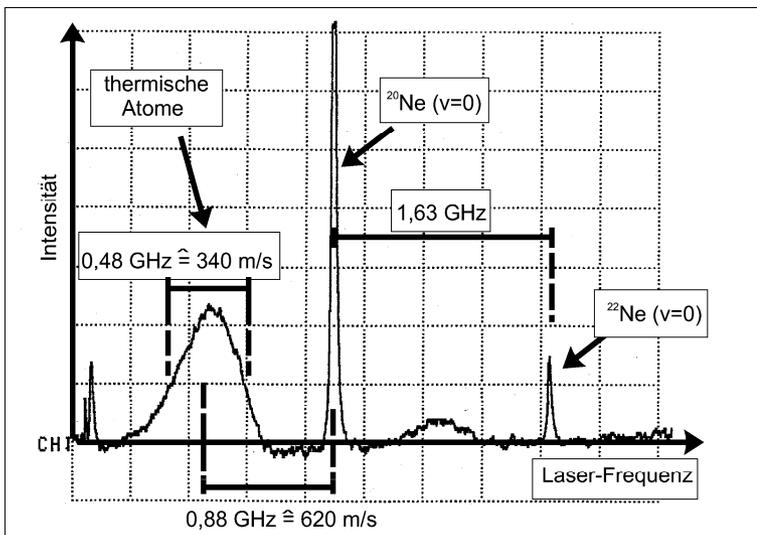


Abbildung 3.4: Doppler-Spektrum des ungebremsten Atomstrahls

Zur Skalierung dienen die beiden dopplerfreien Markersignale, deren Frequenzdifferenz gleich der bekannten Isotopieverschiebung zwischen ^{20}Ne und ^{22}Ne von $\delta_{\text{Isotopie}} = 2\pi \cdot 1630 \text{ MHz}$ [64, 63, 65] ist. Jeweils zu geringeren Frequenzen verschob-

ben erkennt man die Doppler-Profile der zwei Isotope. Unter Berücksichtigung des schrägen Einfalls lässt sich die Verstimmung δ in die entsprechende Geschwindigkeit umrechnen:

$$v(\delta) = \frac{\delta \lambda}{2\pi \cos \gamma}.$$

Für ^{20}Ne ist die so bestimmte mittlere Geschwindigkeit $\bar{v} = 620 \text{ m/s}$ und die volle Halbwertsbreite $\Delta_v = 340 \text{ m/s}$.

3.2 Atomstrahl-Kollimation

Die letzte differenzielle Pumpstufe mit $r_{\text{ap}} = 1 \text{ mm}$ Radius in 385 mm Abstand zur Quelle begrenzt den nutzbaren Divergenzwinkel auf $2,6 \text{ mrad}$. Zur Steigerung der Strahlintensität wird dicht hinter der Quelle eine in Zusammenarbeit mit Christian Jentsch [44] entwickelte zweidimensionale Melassenkühlzone verwendet, die durch Verringerung der Transversalgeschwindigkeit zusätzlichen Atomen den Durchgang durch die Apparatur gestattet. Die maximal mögliche transversale Einfanggeschwindigkeit ergibt sich aus dem Produkt der Wechselwirkungszeit $t_{\text{WW}} = L_{\text{WW}}/v_{\text{long}}$ und der durch die Spontankraft bedingten maximalen Beschleunigung $a_{\text{max}} = \hbar k \Gamma / 2m$. Bei typischen Parametern liegt sie bei einigen 10 m/s . Dabei ist L_{WW} die Länge der Melassenzone und v_{long} die longitudinale Geschwindigkeit. Die reale Beschleunigung wird im Allgemeinen beschränkt durch die endliche Lichtintensität, die Wechselwirkung mehrerer Lichtfelder und die durch den Doppler-Effekt bedingte Verstimmung. Die Doppler-Verschiebung bewirkt, dass ein Atom bei einer Änderung seiner Relativgeschwindigkeit zum Lichtfeld in der Größenordnung der Doppler-Geschwindigkeitsbreite $v_{\text{Doppler}} = \lambda \Gamma / 2\pi = 5,2 \text{ m/s}$ schnell außer Resonanz gerät. Durch Angleichen der Wellenfronten der Melassenstrahlen an die atomaren Trajektorien ist es möglich, den Doppler-Effekt zu kompensieren und somit auch Atome mit entsprechend großen Ausgangstransversalgeschwindigkeiten zu kollimieren. Zur Realisierung der nötigen Lichtfelder fiel aus Gesichtspunkten des technischen Aufwands die Entscheidung gegen die Laserleistung sparende Zigzag-Technik mit Mehrfachreflektion [52] und zugunsten von durch Zylinderlinsen fokussierten elliptischen Strahlen [50, 51, 53].

Die maximal sinnvolle Länge L_{max} der Kollimationszone und damit die Einfanggeschwindigkeit ist im vorliegenden Aufbau durch den nutzbaren Radius des kollimierten Atomstrahls beschränkt, der durch den Radius der differentiellen Pumpstufen r_{ap} gegeben ist (s. Abbildung 3.5). Unter der Annahme einer mittleren Beschleunigung $a = \eta a_{\text{max}}$ mit $\eta < 1$ ergibt sich

$$L_{\text{max}} = 2v_{\text{long}} \sqrt{\frac{r_{\text{ap}} m}{\hbar k \Gamma \eta}} \quad (3.1)$$

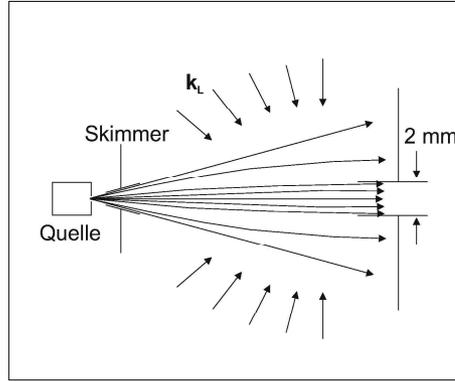


Abbildung 3.5: Trajektorien von Atomen in der transversalen Kühlzone. Atome mit einem Achs-Abstand von über 1 mm passieren nicht die differenzielle Pumpstufe.

und für die maximale Einfangeschwindigkeit

$$v_{\max} = \sqrt{\frac{L_{\max} \hbar k \Gamma \eta}{m}}. \quad (3.2)$$

Bei einer maximalen Longitudinalgeschwindigkeit von $v_{\text{long}} = 700 \text{ m/s}$ und $\eta = 0,5$ ist die sinnvolle Länge der Melassenzone $L_{\max} = 5 \text{ cm}$ und die maximale Einfangeschwindigkeit $v_{\max} = 28 \text{ m/s}$ entsprechend einem Anfangsdivergenzwinkel von 40 mrad . Es sei angemerkt, dass die Abschätzung $\eta = 0,5$ eher als Obergrenze angesehen werden kann und die optimale Länge entsprechend länger ist. In Anbetracht der begrenzten Laserleistung und der eingeschränkten Verfügbarkeit von großen Zylinderlinsen fiel die Entscheidung auf eine Länge von 5 cm .

Zur Aufweitung der Melassenstrahlen in Atomstrahlrichtung von 3 mm auf 60 mm werden Zylinderlinsenteleskope mit Linsen der Brennweiten $f_1 = 10 \text{ mm}$ und $f_2 = 200 \text{ mm}$ verwendet. Um die benötigte Leistung zu halbieren, werden die Laserstrahlen von Spiegeln zurückreflektiert. Wie in Abbildung 3.6 dargestellt, sind pro Dimension die zweite Teleskoplinse und der Spiegel aufgrund des beschränkten optischen Zugangs innerhalb des Vakuums installiert. Abbildung 3.7 zeigt die Einheit zur Aufnahme und Justage der vier optischen Komponenten. Die im Vakuum befindlichen Spiegel wurden sorgfältig parallel zur Achse der Apparatur einjustiert, da durch ihre Lage die Richtung des kollimierten Atomstrahls weitestgehend unabhängig von sonstigen Parametern definiert ist. Der Strahlengang wurde, wie in Abbildung 3.6 ersichtlich ist, derart ausgerichtet, dass die Wellenvektoren am Ende der Kollimationszone senkrecht zum Atomstrahl verlaufen. Durch Vermeiden eines entsprechenden Doppler-Effektes ist auf diese Weise die Spontankraft unabhängig von der Longitudinalgeschwindigkeit der Atome. Der Krümmungsradius

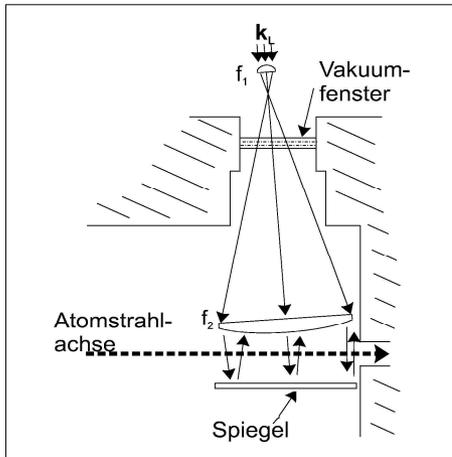


Abbildung 3.6: Schematische Darstellung der auf gekrümmten Wellenfronten basierenden Kollimationszone

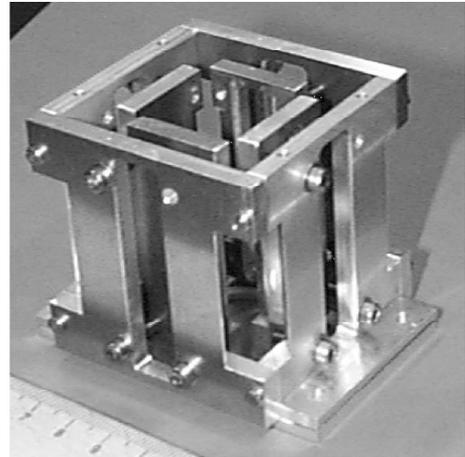


Abbildung 3.7: Foto der zweidimensionalen Kollimationszone vor dem Einbau ins Vakuum. Je zwei Zylinderlinsen und Spiegel sind auf den Justagehalterungen befestigt.

der Wellenfronten lässt sich durch Variation des Linsenabstands variieren. Auf diese Weise wurde der Einfangwinkel und damit die Kollimationseffizienz optimiert. Abbildung 3.8 zeigt die erreichte Erhöhung des atomaren Flusses in Abhängigkeit von der gesamten eingestrahlten Melassenlaserleistung. Der Fluss wurde ermittelt aus Fluoreszenzmessungen in der Hauptkammer mittels einer CCD-Kamera. Bei der maximal zur Verfügung stehenden Leistung von 70 mW, entsprechend einer Maximalintensität von 50 mW/cm^2 , wurde eine Erhöhung des Flusses um den Faktor 34 erreicht. Bei späteren Messungen der Laderate der MOT wurde mit 39 ein vergleichbarer Faktor bestimmt.

3.3 Zeeman-Slower

Zum Einfangen der Atome des kollimierten Strahls in einer MOT müssen diese zunächst von der Anfangsgeschwindigkeit von ca. 650 m/s auf die Einfangeschwindigkeit der MOT von etwa 50 m/s abgebremst werden. Hierzu wird dem Atomstrahl ein resonanter Laserstrahl entgegengeschickt. Pro absorbiertem Photon verringert sich die Longitudinalgeschwindigkeit um die Rückstoßgeschwindigkeit von 3,1 cm/s.

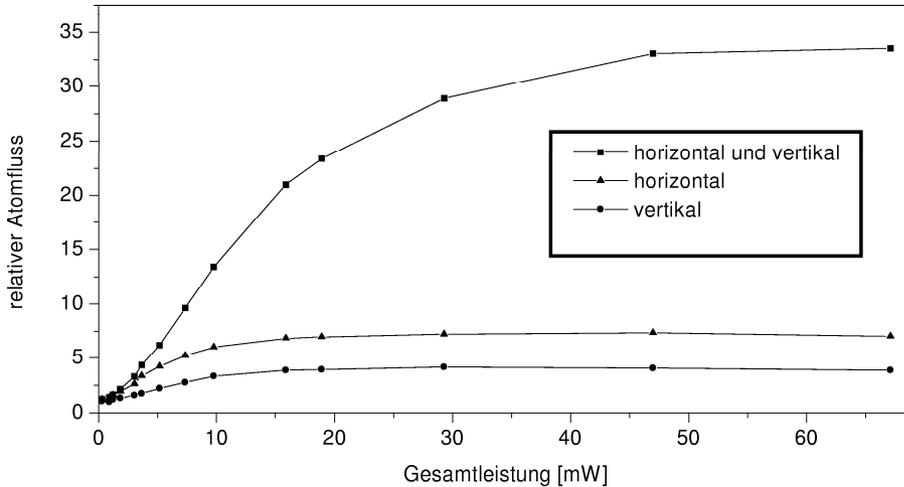


Abbildung 3.8: Erhöhung des Flusses des Atomstrahls durch zweidimensionale Kollimation in Abhängigkeit von der Gesamt-Laserleistung. Für die Betrachtung der einzelnen Dimensionen wurde der jeweils andere Kollimationsstrahl unterbrochen.

Bei einfacher Sättigungsintensität werden mit einer Streurrate von $\Gamma/4$ pro Sekunde $1,3 \times 10^7$ Photonen absorbiert, was in einer (Abbremms-)Beschleunigung von $3,9 \times 10^5 \text{ m/s}^2$ resultiert. Der Bremsweg liegt dann entsprechend bei 54 cm.

Die sogenannte Doppler-Geschwindigkeit, also die Relativgeschwindigkeit, bei der die Dopplerverschiebung gerade einer Linienbreite entspricht, liegt bei $v_{\text{Doppler}} = \lambda\Gamma/2\pi = 5,3 \text{ m/s}$. Daher ist ein monochromatisches Lichtfeld im Allgemeinen nur mit einer schmalen Geschwindigkeitsklasse resonant. Um dennoch Atome über ein erheblich größeres Geschwindigkeitsintervall abzubremsen sind zwei Techniken gebräuchlich.

Bei der Chirp-Methode [54] wird die Laserfrequenz periodisch der momentanen Geschwindigkeit eines Teilchenpakets angepasst. Nachteil hierbei ist die geringe Abbremseffizienz, da pro Zyklus Atome stets nur in einem kleinen Zeitfenster in den Abbremmsprozess eintreten können.

Mit größerem technischen Aufwand verbunden ist die hier verwendete Methode des Zeeman-Slowers. Hierbei wird die geschwindigkeitsabhängige Dopplerverschiebung gezielt durch die magnetfeldabhängige Zeeman-Verschiebung kompensiert. Vorteil hierbei ist, dass die Kompensation nicht zeit- sondern ortsabhängig geschieht. Somit können prinzipiell alle Atome kontinuierlich am Abbremmsprozess teilnehmen.

Während des Abbremmsvorgangs werden von jedem Atom im Mittel ca. 21 000 Photonen, davon 14 000 in transversaler Richtung, gestreut. Das durch die isotrope Emission bedingte Heizen erhöht die transversale Geschwindigkeitsbreite eines

kollimierten Strahls auf 3,7 m/s. Das entspricht bei einer Endgeschwindigkeit von 50 m/s einer Divergenz von über 70 mrad. Um trotz der erhöhten Divergenz eine große Einfangrate zu erzielen, wurde das Ende des Zeeman-Slowers durch eine 7 cm tiefe Einstülpung mit 8 cm so dicht wie möglich an das MOT-Zentrum herangeführt.

Zwischen Zeeman-Slower und MOT sollen die Atome eine schmale Geschwindigkeitsverteilung knapp unterhalb der maximalen Einfanggeschwindigkeit aufweisen, da der Anteil mit deutlich niedrigerer Geschwindigkeit aufgrund der erhöhten Divergenz eine entsprechend geringe Einfangrate besitzt. Besonders kritisch dabei ist es, langsame Atome beim Verlassen des Zeeman-Slowers mit einer entsprechend langen Wechselwirkungszeit nicht noch weiter abzubremesen. Um dies zu gewährleisten, bedarf es eines steilen Magnetfeldgradienten an der Stelle, an der die Atome auf die Sollgeschwindigkeit abgebremst sind. So geraten die Atome rasch außer Resonanz mit dem Bremslicht und behalten ihre momentane Geschwindigkeit bis zum Eintritt in die MOT bei.

Mit dem Ziel, das vom Bremsstrahl durchleuchtete MOT-Ensemble geringstmöglich zu beeinflussen, wurde dessen Frequenz um +18 Linienbreiten gegenüber der Resonanzfrequenz verstimmt.

Hierauf, auf der maximalen Einfanggeschwindigkeit von 650 m/s und auf konstanter Beschleunigung basierend wurde in Zusammenarbeit mit Aydin Aclan [42] das nötige Magnetfeld berechnet und zur technischen Umsetzung die Spulengeometrie optimiert.

Abbildung 3.9 zeigt den axialen Verlauf des Magnetfeldes sowie die Geschwindigkeit, bei der sich die Atome unter Berücksichtigung der Laserverstimmung und der Zeemanverschiebung in Resonanz befinden. Nach dem Abbremsen wurde auf

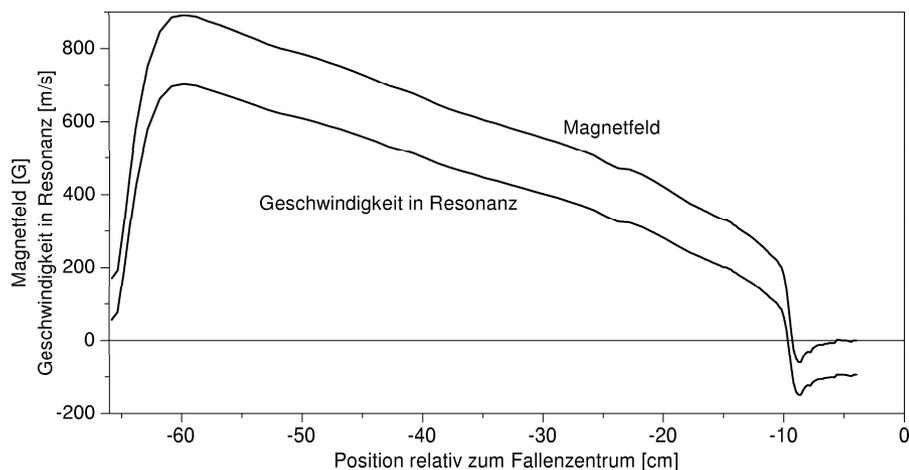


Abbildung 3.9: Axiales Magnetfeld des Zeeman-Slowers sowie die Geschwindigkeit, bei der sich die Atome in Resonanz befinden

die in Abschnitt 3.1 beschriebenen Weise die Geschwindigkeitsverteilung bestimmt. Wie Abbildung 3.10 zeigt, wird eine mittlere Endgeschwindigkeit von ca. 50 m/s bei einer ganzen Halbwertsbreite von 40 m/s erreicht. Letztendlich wurden die Parameter des Zeeman-Slowers auf optimale Laderate der MOT optimiert. Zu diesem Zeitpunkt stand der zweite Farbstofflaser nicht mehr zur Verfügung, so dass beim endgültigen Parametersatz keine Geschwindigkeitsverteilung mehr aufgezeichnet werden konnte. Erheblichen Einfluss auf die Laderate hat der Gradient des Abbruchfeldes. Da im Optimum mit 250 G/cm der Strom mit 37 A beim Dreifachen des zulässigen Dauerstroms der Abbruchfeldspulen liegt, kann der Zeeman-Slower unter diesen Bedingungen nur getaktet betrieben werden. Die maximale Einschaltdauer von ca. 2 s stellt jedoch bei einer typischen Ladezeitkonstanten (Verhältnis von Gleichgewichtsteilchenzahl zu Laderate) von 0,2 s und typischen Ladezeiten von 0,4 s keine Beeinträchtigung dar, zumal auch unter UHV-Gesichtspunkten eine kurze Ladedauer anzustreben ist.

Die optimale Intensität des Bremslasers beträgt bei $\mathcal{I} = 6 \text{ mW/cm}^2 = 1,5 \mathcal{I}_{\text{Sat}}$. Das dabei erreichte Maximum der MOT-Teilchenzahl wird von der Beeinträchtigung der MOT durch den Bremsstrahl mit beeinflusst.

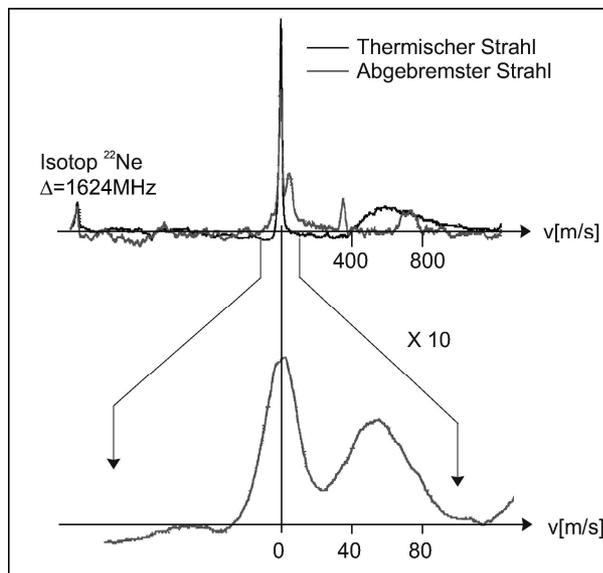


Abbildung 3.10: Aus dem Dopplerspektrum berechnete Geschwindigkeitsverteilung des abgelenkten und des nicht abgelenkten Atomstrahls.

Kapitel 4

Magnetooptische Falle

Die, wie im vorangegangenen Kapitel beschrieben, abgebremsten metastabilen Atome werden in einer magnetooptischen Falle (MOT) eingefangen und gespeichert. Dieses Kapitel beschreibt den experimentellen Ausbau der verwendeten MOT sowie deren Optimierung auf maximale Teilchenzahl. Als Lebensdauer begrenzende Prozesse sind je nach vorliegendem Dichteregime die Penning-Ionisation oder der Zerfall aus dem metastabilen Zustand anzusehen. Diese Prozesse werden detailliert untersucht.

4.1 Experimenteller Aufbau

Die magnetooptische Falle besteht aus der Überlagerung eines sphärischen magnetischen Quadrupolfeldes und drei jeweils zueinander senkrecht stehenden Paaren entgegen laufender zirkular polarisierter Laserstrahlen. Die MOT befindet sich 8 cm hinter dem Ende des Zeeman-Slowers im Zentrum der Hauptkammer.

Das Magnetfeld wird von den antiparallel durchflossenen Dipolspulen der in Kapitel 5 beschriebenen Magnetfalle erzeugt. Die Symmetrieachse (z -Richtung) liegt in horizontaler Richtung senkrecht zur Achse des Atomstrahls. Der axiale Magnetfeldgradient beträgt $B'_z = I_{\text{MOT}} \cdot 1,49 \text{ G}/(\text{cm A})$. Für einen optimalen Betrieb der Falle bei typischerweise 20–30 G/cm ist der maximal mögliche Spulenstrom von 246 A deutlich mehr als ausreichend. Abb. 4.1 zeigt den Magnetfeldverlauf und die -gradienten in axialer und radialer Richtung. Das Feld ist hinreichend gut lokalisiert, um den Betrieb des Zeeman-Slowers nicht zu beeinträchtigen. Mithilfe von die Kammer umgebenden Kompensationsspulen kann der Feldnullpunkt des Quadrupolfeldes durch Überlagerung eines homogenen Magnetfelds von wenigen Gauss verschoben werden. Diese Offsetfelder sind vom Steuerungssystem regelbar.

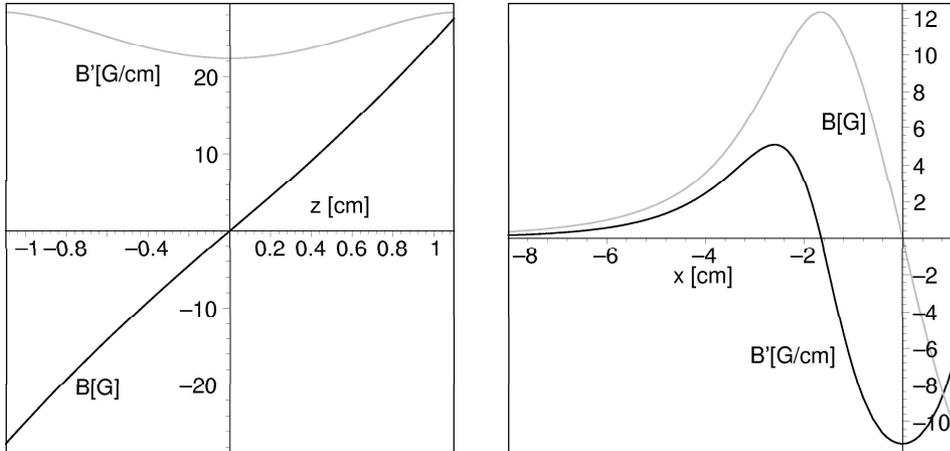


Abbildung 4.1: Berechneter Verlauf des MOT-Magnetfeldes und dessen Gradienten in paralleler (z -Richtung) und senkrechter (x -Richtung) Richtung zur Spulenachse bei einem typischen Strom von 15 A

Das MOT-Licht wird von einem Farbstofflasersystem erzeugt. Die Frequenz und die Intensität \mathcal{I}_{ges} des MOT-Lichtes kann von einem akustooptischen Modulator bei doppeltem Durchgang in einem hinreichend großen Parameterbereich ($\Delta = -10 \dots + 2 \Gamma, \mathcal{I}_{\text{ges}} = 0 \dots 30 \mathcal{I}_{\text{sat}}$) variiert werden. Danach wird das Licht über eine ca. 50 m lange Singlemode-Glasfaser zum Experiment geleitet. Durch mechanische Shutter kann zudem sämtliches Laserlicht vom Experiment fern gehalten werden. Das aus der Faser tretende MOT-Licht wird auf einen Strahl mit dem gaußschen Strahlradius $w = 10 \text{ mm}$ kollimiert und im Verhältnis 1:2:2 in die drei Strahlenpaare aufgeteilt. Die schwächere Intensität in z -Richtung kompensiert teilweise die durch den doppelten Magnetfeldgradienten bedingte erhöhte rücktreibende Kraft und sorgt somit für ein ausgeglicheneres Aspektverhältnis. Bei gegebener Intensität der beiden radialen Strahlenpaare vermindert sich so weiterhin die Population des angeregten Zustands, was zu einer Verringerung der Penning-Ionisationsrate durch s-p-Stöße führt. Die freie Apertur von 22 mm wird von den MOT-Strahlen voll ausgenutzt. Abb. 4.2 zeigt den schematischen Aufbau der magnetooptischen Falle. Die Beschränkung des optischen Zugangs durch die Linienleiter der Magnetfalle erforderten die Verkippung der Achsen der hier abgebildeten Strahlenpaare in radialer Richtung um 25° gegenüber der Horizontalen bzw. Vertikalen.

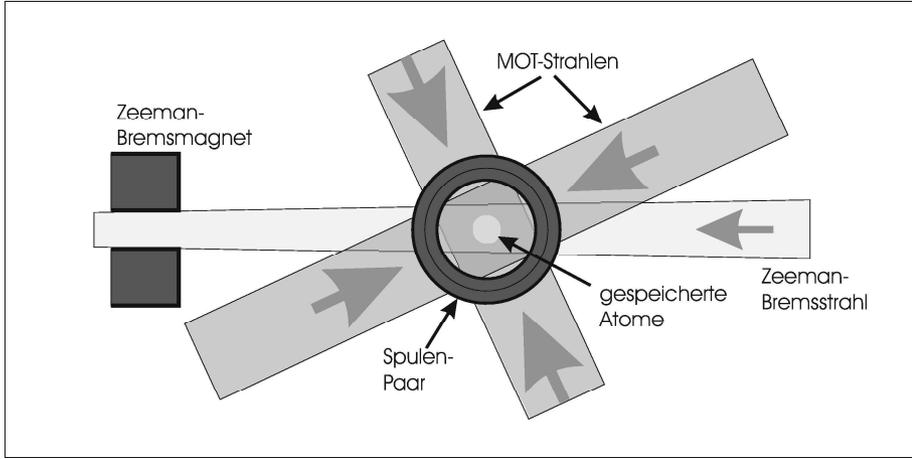


Abbildung 4.2: Schematischer Aufbau der magnetooptischen Falle in Blickrichtung der Spulenachse

4.2 Maximierung der Teilchenzahl

Im Gleichgewicht der Teilchenzahl in der MOT ist die Laderate gleich der Verlustrate. In dem angestrebten Regime dominiert die dichteabhängige Penning-Ionisation gegenüber dichteunabhängigen Einteilchen-Verlusten wie dem Zerfall aus dem metastabilen Zustand oder Stößen mit dem Hintergrundgas. Die Strategie zur Maximierung der in der MOT gefangenen Atome basiert somit auf der gegeneinander abwägenden Optimierung von Laderate und Penning-Verlusten.

Bei einer gegebenen Geschwindigkeitsverteilung des die MOT ladenden Atomstrahls, steigt die Laderate mit der maximalen Einfanggeschwindigkeit v_{einf} der MOT. Zur Abschätzung der Einfanggeschwindigkeit hilft ein Vergleich mit dem Abbremsen von Atomen im Zeeman-Slower. Man betrachte vereinfachend den Fall, bei dem ein MOT-Strahl dem Atomstrahl genau entgegenläuft. Für diesen Strahl wirkt die Doppler-Verschiebung der Laserverstimmung entgegen, so dass die Atome hoher Geschwindigkeit vornehmlich mit diesem Lichtfeld wechselwirken. Beim Eintritt in das Lichtfeld bei $x_0 = -d/2$ ist die abbremsende Beschleunigung maximal, wenn sich Dopplerverschiebung $\Delta_{\text{Doppler}} > 0$, Laserverstimmung $\Delta_{\text{Laser}} < 0$ und die dem lokalen Magnetfeld entsprechenden Zeeman-Verschiebung $\Delta_{\text{Zeeman}} < 0$ genau kompensieren:

$$0 = \Delta_{\text{ges}} = \Delta_{\text{Laser}} + \Delta_{\text{Doppler}} + \Delta_{\text{Zeeman}} = \Delta_{\text{Laser}} + kv + \frac{\mu_B}{\hbar} \frac{B'_z}{2} x \quad (4.1)$$

$$a_{\text{max}} = -\frac{\hbar k \Gamma}{m} \frac{s}{2(1+s)}, \quad s = \frac{\mathcal{I}}{\mathcal{I}_{\text{sat}}} \quad (4.2)$$

Als maximale Obergrenze für die Einfanggeschwindigkeit bei einem Lichtfelddurchmesser d ist dann $v_{\text{einf}} \leq \sqrt{2a_{\text{max}}d}$ anzusehen. Jedoch wird die maximale Beschleunigung nur dann aufrecht erhalten, sofern die sich durch Abbremsen verringernde Dopplerverschiebung durch die Ortsabhängigkeit der Zeeman-Verschiebung ausgeglichen wird. Unter der Annahme eines konstanten Magnetfeldgradienten ($B(x) = xB'_x = xB'_z/2$) gilt dann

$$\left| \frac{d}{dx} \Delta_{\text{Doppler}} \right| = \left| \frac{d}{dx} \Delta_{\text{Zeeman}} \right| \quad (4.3)$$

$$\Leftrightarrow \frac{ka_{\text{max}}}{v} = \frac{\mu_B}{\hbar} \frac{B'_z}{2} \quad (4.4)$$

Ist der Magnetfeldgradient zu groß, so geraten die Atome außer Resonanz zum Licht und können schließlich nicht mehr bis zum Stillstand abgebremst werden. Der Einfang ist hingegen gesichert, wenn neben der Erfüllung der Gradientenbedingung (4.1) der Punkt, an dem ruhende Atome sich in Resonanz befinden, innerhalb des Bereichs des MOT-Lichtfeldes liegt. Optimalerweise liegt dieser Punkt am Rand des Lichtfeldes mit dem Durchmesser d , also

$$-\Delta_{\text{Laser}} = \frac{\mu_B}{\hbar} \frac{B'_z}{2} \frac{d}{2} \quad (4.5)$$

Unter der Annahme einer der Zeeman-Verschiebung entsprechenden räumlich linear abnehmenden Geschwindigkeit und $a \leq a_{\text{max}}$ wird als konservative Abschätzung für die Einfanggeschwindigkeit

$$v_{\text{einf}} \leq \sqrt{a_{\text{max}}d} \quad (4.6)$$

verwendet. Dieses wird erreicht, sofern gilt:

$$\frac{kv_{\text{einf}}}{2} = -\Delta_{\text{Laser}} \quad (4.7)$$

$$= \frac{\mu_B}{\hbar} \frac{B'_z}{2} \frac{d}{2}. \quad (4.8)$$

Diese Parameter für Magnetfeldgradient und Laserverstimmung geben zwar einen guten Anhaltspunkt für eine maximale Einfanggeschwindigkeit, jedoch ist zusätzlich der Minimierung der Penning-Ionisation Rechnung zu tragen. Hierzu ist das Volumen des Ensembles in den Grenzen des Lichtfeldes zu maximieren und auf eine niedrige Besetzung des oberen Kühlzustands zu achten. Dies wurde ausführlich in [45] behandelt.

Von einer theoretischen Vorhersage der optimalen Parameter wurde aufgrund der Unkenntnis der Penning-Ionisationsraten und der genauen Geschwindigkeitsverteilung des gebremsten Atomstrahls abgesehen. Desweiteren wäre eine detaillierte Monte-Carlo-Simulation zum Einfangprozess und zu geometrischen Verlusten

Tabelle 4.1: Ermittelter Parameter-Satz der auf hohe Teilchenzahl optimierten MOT

Gesamtintensität	$\mathcal{I}_{\text{ges}} = 50 \text{ mW/cm}^2$
Laserverstimmung	$\Delta = 2\pi \times 50 \text{ MHz}$
Magnetfeldgradient	$B'_z = 23 \text{ G/cm}$
Teilchenzahl	$N = 5 \times 10^8$
zentrale Dichte	$n_0 = 6 \times 10^9 \text{ cm}^{-3}$

durch die endlichen Lichtfelddurchmesser vonnöten. Da dies nicht Gegenstand der Untersuchungen war, wurde auf empirischem Wege ein Parametersatz zum Erreichen einer hohen Teilchenzahl ermittelt.

Hierzu wurde die MOT unter variablen Parametern für typischerweise 400 ms geladen. Diese Zeit zeigte sich zumeist als ausreichend um nahe an das Gleichgewichtsregime zu gelangen. Der Ladezyklus wurde durch Ausschalten von Licht- und Magnetfeldern des Zeeman-Slowers sowie das Unterbrechen des Atomflusses in der Quellenkammer beendet. Zur Bestimmung der Teilchenzahl wurde das Ensemble unter festen MOT-Parametern innerhalb von 20 ms in eine definierte Lage und Größe gebracht. Daraufhin wurde mit der CCD-Kamera, wie in Kapitel 2.3 beschrieben, ein Absorptionsbild aufgenommen und hieraus die Teilchenzahl bestimmt. Neben den genannten MOT-Parametern wurde auch Intensität, Verstimmung und mehrere Spulenströme des Zeeman-Slowers optimiert. Der gefundene Satz an Parametern ist in Tabelle 4.1 zusammengefasst.

4.3 Lebensdauer des metastabilen Zustands

Die Bestimmung der Länge der Lebensdauer der metastabilen Zustände von Edelgasen war vor der Entwicklung magnetooptischer Fallen meist nur theoretisch möglich, da Strahlexperimente [57] nur untere Grenzen in der Größenordnung von einer Sekunde lieferten. Für Neon galt lange Zeit eine Lebensdauer von 24 s [47] als akzeptierter und meistzitiertes Wert. Dieser theoretische Wert wurde von Shimizu mit einer experimentell bestimmten Lebensdauer von 22 s [46] weitestgehend bestätigt. Dieses ist bemerkenswert, da bei den anderen metastabilen Edelgasen die experimentellen Werte stets signifikant unterhalb der theoretischen Lebensdauern liegen. Tabelle 4.2 gibt einen Überblick über die theoretischen und experimentellen Befunde. Nicht zuletzt diese Diskrepanzen initiierten eine Verfeinerung der theoretischen Modelle zur Bestimmung der Lebensdauer sowie der verwendeten Näherungsverfahren. Dies führte jüngst auch bei metastabilem Neon zu abweichenden

Tabelle 4.2: Theoretisch und experimentell bestimmte Lebensdauern metastabiler Edelgase

Element	Theorie			Experiment	
Ne [*]	24 s	(1975)	[47]	22 s	(1998) [46]
	18,9 s	(2002)	[69]	14,9 s	diese Arbeit
Ar [*]	56 s	(1975)	[47]	38 s	(1993) [58]
	34,2 s	(2002)	[69]		
Kr [*]	85 s	(1975)	[47]	39 s	(1993) [58]
	39,2 s	(2002)	[69]		
Xe [*]	150 s	(1975)	[47]	42,9 s	(1994) [59]
	50,9 s	(2002)	[69]		

Ergebnissen. Zum einen durch die physikalischen Prozesse und zum anderen durch die hohe Relevanz der Lebensdauer für die hier beschriebenen Arbeiten motiviert, gilt das Interesse einer präzisen experimentellen Bestimmung der Lebensdauer.

4.3.1 Zerfallsrate der magnetooptischen Falle

Durch die neuartigen experimentellen Möglichkeiten der Speicherung von metastabilen Atomen in einer MOT besteht ein wesentlich genauerer Zugang für die Lebensdauerermessung. Zu diesem Zweck haben wir die zeitliche Abnahme der Atomzahl über das Abklingen der Fluoreszenz der MOT nach dem Beenden des Ladevorgangs detailliert untersucht. Die auftretenden Verlustprozesse sind zu unterteilen in dichteunabhängige Einteilchenprozesse und zur Dichte proportionale Zweiteilchenprozesse. Als Einteilchenverluste gelten der Zerfall aus dem metastabilen Zustand, Stöße mit dem Hintergrundgas oder geometrische Verluste aufgrund der endlichen Falltiefe. Hingegen ist die Penning-Ionisation ein Zweikörperprozess. Somit beobachtet man insbesondere bei hohen Dichten einen nicht-exponentiellen Zerfall wie in Abb. 4.4. Um hieraus die Parameter der beiden Verlustarten zu extrahieren, muss zunächst ein Modell gefunden werden, das an die gemessene Fluoreszenzkurve angeglichen werden kann. Sei $n(\mathbf{r}, t)$ die atomare Dichte am Ort \mathbf{r} zur Zeit t nach dem Beenden des Ladevorgangs, so werden die ortsabhängigen Teilchenverluste $\mathcal{L}(\mathbf{r}, t)$ beschrieben durch

$$\mathcal{L}(\mathbf{r}, t) = \alpha n(\mathbf{r}, t) + \beta n^2(\mathbf{r}, t). \quad (4.9)$$

Ist N die Gesamtteilchenzahl, so wird die Gesamtverlustrate $-\dot{N}$ gegeben durch

$$-\dot{N}(t) = \int_V d^3r \mathcal{L}(\mathbf{r}, t). \quad (4.10)$$

Es wird nun angenommen, dass sich durch Umverteilung der verbleibenden Atome auf kurzer Zeitskala die ursprüngliche relative Dichteverteilung beibehalten wird, also

$$n(\mathbf{r}, t) = N(t) \frac{n(\mathbf{r}, 0)}{N(0)}. \quad (4.11)$$

Somit lässt sich die zeitliche Entwicklung der Teilchenzahl beschreiben durch

$$\dot{N}(t) = -\alpha N(t) - \beta V_{\text{eff}}^{-1} N^2(t) \quad (4.12)$$

$$\text{mit } V_{\text{eff}} := \left(\int_V d^3r \frac{n^2(\mathbf{r}, 0)}{N^2(0)} \right)^{-1}. \quad (4.13)$$

In einer gaußschen Dichteverteilung

$$n(x, y, z) = n_0 \exp\left(-\frac{x^2}{2\sigma_x^2} - \frac{y^2}{2\sigma_y^2} - \frac{z^2}{2\sigma_z^2}\right) \quad (4.14)$$

$$\text{mit } n_0 := \frac{N}{V_0}, \quad V_0 := (2\pi)^{3/2} \sigma_x \sigma_y \sigma_z \quad (4.15)$$

ist das effektive Volumen

$$V_{\text{eff}} = \sqrt{8} V_0. \quad (4.16)$$

Die Differentialgleichung (4.12) wird gelöst von

$$N(t) = N_0 \frac{\alpha V_{\text{eff}}}{(\alpha V_{\text{eff}} + \beta N_0) e^{\alpha t} - \beta N_0}. \quad (4.17)$$

Die fluoreszierende MOT wurde mit einer digitalen CCD-Kamera (Photometrics, Sensys 1400E, 12 Bit) beobachtet. Mit ihr wurden über einen Zeitraum von 120s fünf Bilder pro Sekunde aufgenommen. Die Änderung der räumlichen Ausdehnung während des Zerfalls lag unterhalb der Signifikanzgrenze von ca. 2%. Eine zur Teilchenzahl proportionale Größe lässt sich durch Integration über ein Bild gewinnen. Um zu einem guten Signal-zu-Rausch-Verhältnis zu gelangen, wurde die Kamera dicht unterhalb ihrer Aussteuergrenze betrieben und die Streulichteinflüsse weitestgehend minimiert. Als Rauschquellen kommen das Quantenrauschen der Photonenstatistik, das Ausleserauschen der Kamera sowie durch Laserfluktuationen bedingtes Rauschen von Hintergrund- und Fluoreszenzlicht in Betracht.

Zur Minimierung des Photonenrauschens ist über die gesamte Bildfläche zu integrieren. Eine Berücksichtigung von Bildbereichen mit geringer Fluoreszenzamplitude wirkt sich jedoch negativ auf den Einfluss des Ausleserauschens aus. Daher wurde nur über einen Bereich integriert, in dem die Fluoreszenzintensität über dem etwa halben Maximalwert lag. Laserfluktuationen machten sich besonders bei kleiner verbleibender Atomzahl gegen Ende des Beobachtungszyklus durch Rauschen im Hintergrundlicht störend bemerkbar. Um dem entgegenzuwirken, wurde die Bildsequenz zusätzlich in einem fluoreszenzfreien Bereich ausgewertet und

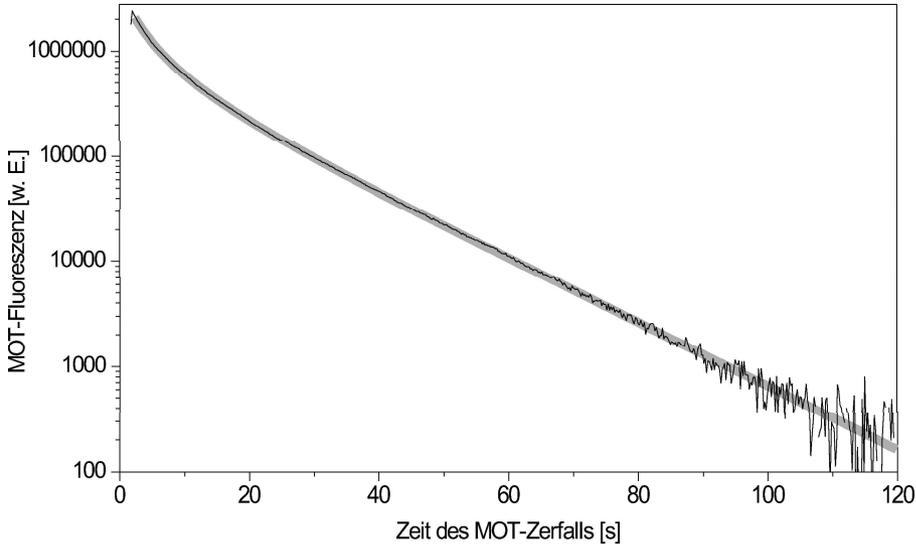


Abbildung 4.3: schwarz: Per Fluoreszenzdetektion mit einer CCD-Kamera aufgenommener Zerfall des atomaren Ensembles in der MOT; grau: Fit unter Berücksichtigung von Verlusten durch Ein- und Zweikörperprozesse

so eine zum fluktuierenden Streulicht proportionale Größe gewonnen. Durch Subtraktion vom eigentlichen Signal wurde der Rauschpegel um etwa einen Faktor 5 verringert. Auf diese Weise ist es gelungen, das Abklingen der MOT-Fluoreszenz über mehr als vier Größenordnungen zu verfolgen, obgleich die 12-Bit-Kamera mit einem Ausleserauschen von 1,4 AD-Einheiten ($15 e^-$) nur einen Dynamikbereich von drei Größenordnungen aufweist. Die mittlere Pixelhelligkeit lag im niedrigsten Auswertebereich also bei ca. 0,3 AD-Einheiten.

An die so gewonnenen Zerfallskurven wurde das Modell (4.17) angeglichen und somit insbesondere der Koeffizient α für den exponentiellen Zerfall gewonnen. Wir erhielten ebenfalls den Koeffizienten β als relative Größe. Eine quantitative Angabe erfordert aber die zusätzliche Kenntnis des absoluten Volumens und der absoluten Teilchenzahl. Dementsprechend weitergehende Untersuchungen werden in Abschnitt 4.4 behandelt. Abb. 4.3 verdeutlicht die Übereinstimmung der Beobachtung mit dem Modell.

Die gesamte Einteilchen-Verlustrate α ist die Summe der Raten aller entsprechenden Einzelprozesse. Neben dem Zerfall aus dem metastabilen Zustand tragen vor allem Stöße mit dem Hintergrundgas zu den Verlusten bei. Erste Messungen bei unterschiedlichen MOT-Parametern wie Laserstrahl-Durchmesser, Laserintensität, Laserverstimmung und Magnetfeldgradient zeigten erwartungsgemäß keine

signifikante Variation der Verlustrate. Die bei einem Kammerdruck unterhalb von 10^{-10} mbar bestimmten MOT-Lebensdauern von $\alpha^{-1} = (14,5 \pm 1)$ s standen jedoch im deutlichen Widerspruch zu der von Shimizu [46] bestimmten Lebensdauer des metastabilen Zustands von $\tau_2 = 22$ s, der sich auch unter Berücksichtigung der Hintergrundgasstöße nicht aufheben ließ. Dieser Umstand motivierte eine Erweiterung des Modells der Einteilchen-Verlustrate α in einer magnetooptischen Falle.

Von allen in der MOT gespeicherten Atomen können nur jene über den magnetischen Quadrupol-Übergang in den Grundzustand zerfallen, die sich im metastabilen Zustand $3s[3/2]_2$ befinden. Atome im angeregten Zustand $3p[5/2]_3$ hingegen zerfallen über einen elektrischen Dipolübergang innerhalb von 20 ns in den metastabilen Zustand. Aufgrund des Unterschiedes von neun Größenordnungen zwischen den beiden Zerfallszeiten hat die endliche Lebensdauer keinen nennenswerten Einfluss auf die relative Population π_p des angeregten Zustands, so dass sich Verluste aus dem metastabilen Zustand quasi instantan ausgleichen.

Dies berücksichtigend ist die absolute Zerfallsrate $\dot{N}_{2 \rightarrow 0}$ aus dem metastabilen Zustand mit der relativen Population $\pi_s = 1 - \pi_p$

$$\dot{N}_{2 \rightarrow 0} = -\pi_s N \tau_2^{-1} \quad (4.18)$$

und somit die relative Zerfallsrate

$$\alpha_{2 \rightarrow 0}(\pi_p) = \frac{1 - \pi_p}{\tau_2}. \quad (4.19)$$

Mit steigender Anregung π_p wird demnach eine Verlängerung der MOT-

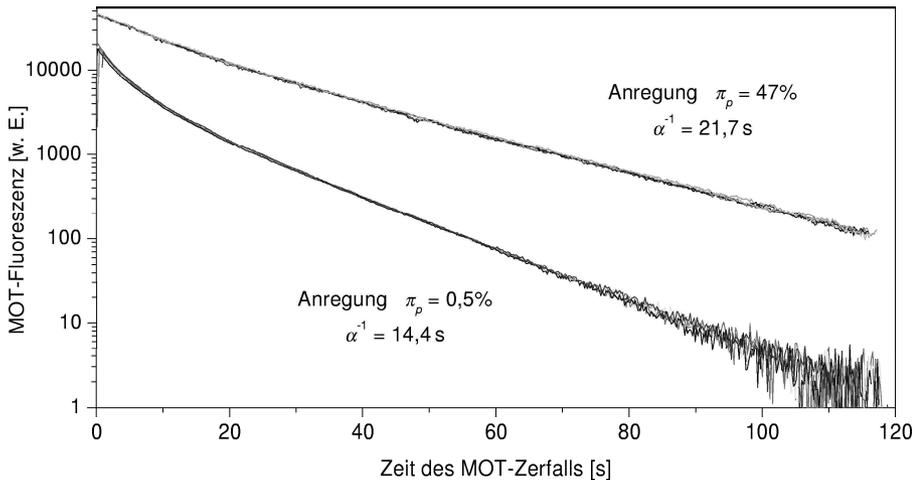


Abbildung 4.4: Jeweils fünf Zerfallssequenzen bei unterschiedlichen relativen Populationen des angeregten Zustands.

Lebensdauer erwartet. Zur Verifizierung wurde der Zerfall einer MOT mit hoher Intensität und kleiner Verstimmung untersucht. Abb. 4.4 zeigt die Fluoreszenzkurven für zwei unterschiedliche Anregungen von $\pi_p = 47\%$ und $\pi_p = 0,5\%$. Dargestellt sind jeweils fünf Zerfallssequenzen, was die gute Reproduzierbarkeit der Messungen demonstriert. Deutlich ersichtlich ist die Verlängerung der MOT-Lebensdauer bei hoher Anregung. Die Population des angeregten Zustands hängt ab von der Laser-Verstimmung Δ und dem Sättigungsparameter $s = \mathcal{I}/\mathcal{I}_{\text{sat}}$:

$$\pi_p = \frac{1}{2} \frac{C s}{1 + C s + (2\Delta/\Gamma)^2}. \quad (4.20)$$

Dabei ist C ein phänomenologischer Parameter der den unterschiedlichen Anregungsraten der Übergänge zwischen den einzelnen magnetischen Unterzuständen Rechnung trägt. Hier wurde wie in [48] $C = 0,7 \pm 0,2$ angenommen. Zur weiteren Verifizierung des Modells wurde der Zusammenhang zwischen der Zerfallsrate und der Laserverstimmung bei konstanter Anregung untersucht. Wie Abb. 4.5 zeigt ist diesbezüglich keine Abhängigkeit erkennbar.

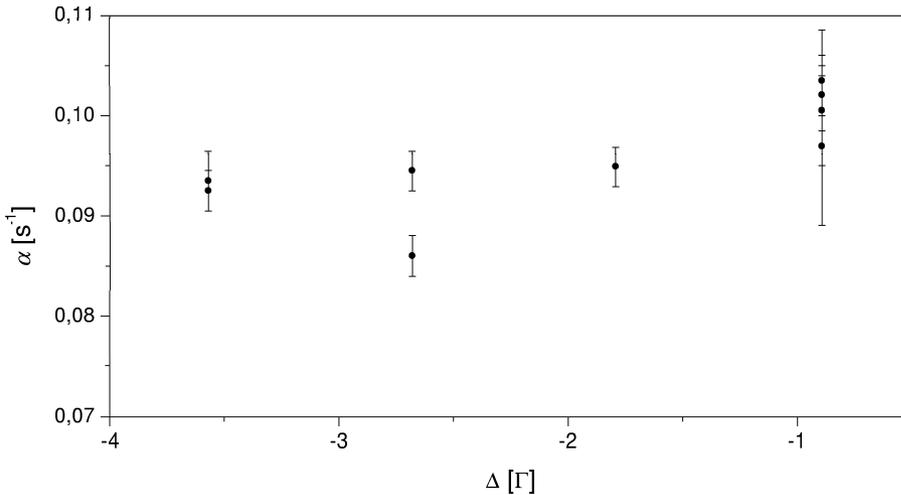
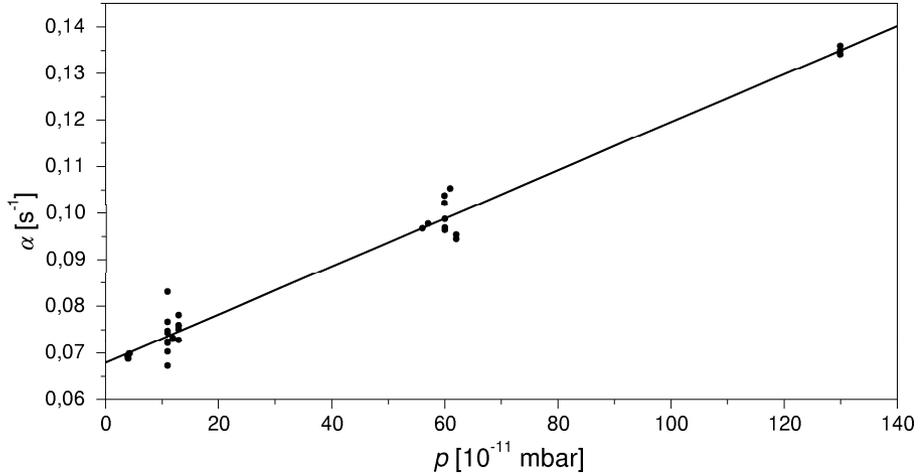


Abbildung 4.5: Zerfallsraten der MOT bei unterschiedlichen Laserverstimmungen unter nahezu konstanter relativer Population des angeregten Zustands mit $\pi_p = 0,034 \dots 0,039$



Offset hätte eine Auswirkung von 20 % auf die Bestimmung der Lebensdauer.

Zur Bestimmung des Hintergrundgasdrucks wurde der Zerfall der MOT simultan über die Fluoreszenz F mit der CCD-Kamera sowie über die Ionenrate R_{Ion} mit dem MCP-Detektor aufgenommen. Während das Fluoreszenzsignal direkt proportional zur Teilchenzahl N ist, setzt sich die Ionenrate aus der Hintergrundzählrate ($\propto F^0$), den Ionisationsprozessen durch Stöße von Neon-Atomen mit dem Hintergrundgas ($\propto F^1$) sowie solchen durch Stöße zweier Neon-Atome ($\propto F^2$) zusammen. Daher beobachtet man eine polynomiale Abhängigkeit zweiter Ordnung der Ionenrate von der MOT-Fluoreszenz (Abb. 4.7).

$$R_{\text{Ion}}(F) = c_0(p) + c_1(p)F + c_2F^2 \quad (4.22)$$

Die Rate der Stöße mit dem Hintergrundgas und somit auch der lineare Koeffi-

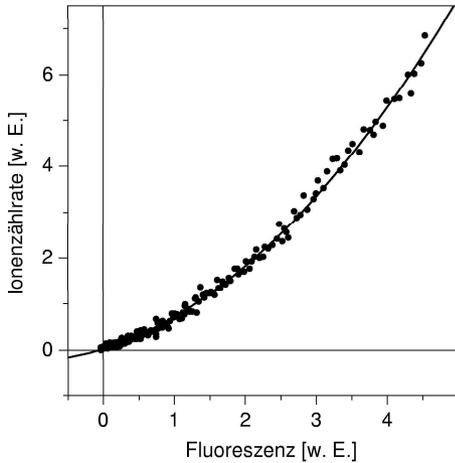


Abbildung 4.7: Zählrate der MCP in Abhängigkeit von der Fluoreszenz der MOT. Die Steigung c_1 bei niedriger Teilchenzahl ist proportional zum Kammerdruck.

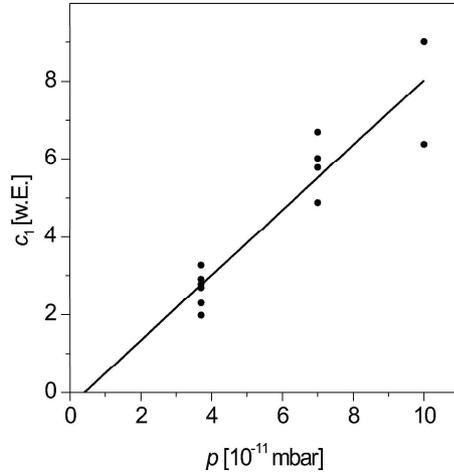


Abbildung 4.8: Abhängigkeit des c_1 -Koeffizienten vom abgelesenen Kammerdruck. Der Abszissenabschnitt liefert den Offset der Druckanzeige von $4(7) \times 10^{-12}$ mbar.

zient c_1 sind proportional zum Druck am Ort der MOT. In Abb. 4.8 ist c_1 gegen den angezeigten Druck aufgetragen. Aus dem Achsenabschnitt der Ausgleichsgeraden lässt sich der Druckoffset δ_p des Vakuummessinstruments ablesen. Mit $\delta_p = 4(7) \times 10^{-12}$ mbar wurde im Fehlerbereich kein signifikanter Offset festgestellt. Für die weiteren Behandlungen wurde dieser Offset und der zugehörige Toleranzbereich jedoch mit berücksichtigt. Der niedrigste während des Betriebs erreichte Druck beträgt dann unter Beachtung von durch den Ladevorgang bedingten Druckschwankungen $p_{\text{min}} = 2,7(9) \times 10^{-11}$ mbar. Die Verlustrate durch Hintergrundgasstöße

ist dann bei niedriger Anregung $\alpha_{\text{coll}} = \gamma_p p = 0,00135(43) \text{ s}^{-1} = (740(240) \text{ s})^{-1}$. Den größten Fehlerbeitrag liefert hier die Unsicherheit im Druckoffset, obwohl diese durch die beschriebenen Messungen um den Faktor 40 reduziert wurde.

4.3.3 Einfluss der Besetzung des oberen Kühlzustands

Nach der Bestimmung der Druckabhängigkeit der Rate inelastischer Hintergrundgasstöße und des Druckoffsets kann die MOT-Verlustrate auf verschwindenden Kammerdruck $p = 0$ extrapoliert werden. Die so ermittelten Werte sind in Abhängigkeit von der Anregung π_p in Abb. 4.9 dargestellt. Der Druck lag im Bereich $2,8 \dots 4,9 \times 10^{-11}$ mbar. Erwartungsgemäß zeigt sich ein linearer Zusammenhang zwischen Anregung und Zerfallsrate.

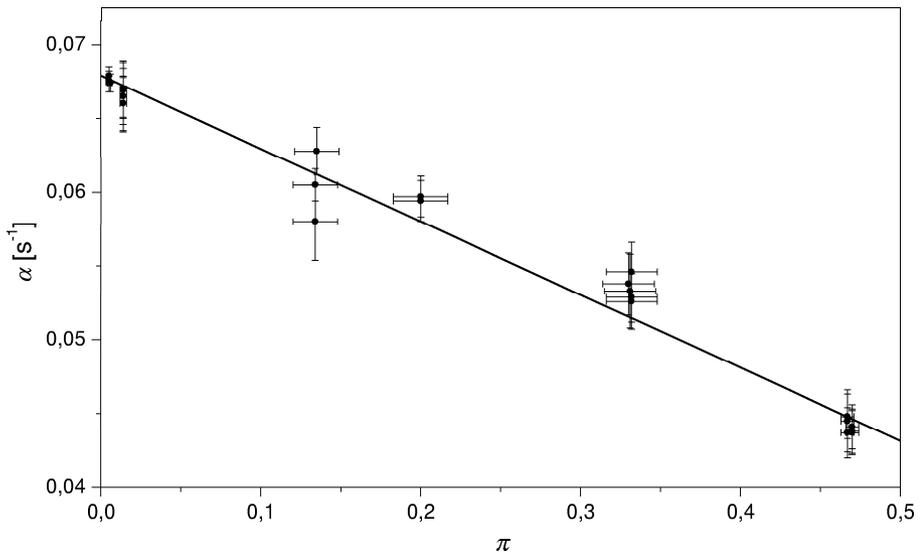


Abbildung 4.9: Abhängigkeit der MOT-Zerfallsrate α von der relativen Population π_p des angeregten Zustands. Mit der Kenntnis der Druckabhängigkeit und des Druckanzeige-Offsets wurden die dargestellten Werte auf verschwindenden Kammerdruck extrapoliert. Zugrunde lagen Messungen bei einem angezeigten Druck von $2,8 \dots 4,9 \times 10^{-11}$ mbar

Entgegen der Vermutung führt die Extrapolation auf eine hypothetisch reine Besetzung des angeregten Zustands ($\pi_p \rightarrow 1$) zu einer endlichen Zerfallsrate von $(54(10) \text{ s})^{-1}$. Dieses Verhalten wird interpretiert als ein Zerfallskanal aus dem angeregten Zustand $3p[5/2]_3$ (mit $J = 3$) in die Zustände $3s[3/2]_1$ und $3s'[1/2]_1$

(mit $J = 1$) über magnetische Quadrupolübergänge (siehe Abb. 4.10), wobei ersterer aufgrund des Erhalts des Rumpfdrehimpulses bevorzugt ist. Somit konnte ein Verzweigungsverhältnis im Zerfall des angeregten Zustands von $1 : 3 \times 10^{-10}$ experimentell demonstriert werden. Von Zuständen mit $J = 1$ aus zerfällt das Atom über schnelle elektrische Dipolübergänge innerhalb weniger Nanosekunden in den Grundzustand.

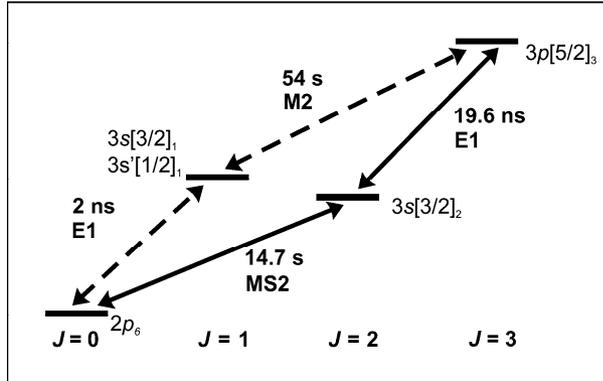


Abbildung 4.10: Die endliche Verlustrate von Atomen im angeregten Zustand von $1/54 \text{ s}$ wird als Zerfall über magnetische Quadrupolübergänge (M2) in kurzlebige Niveaus mit $J=1$ interpretiert.

Durch Extrapolation auf eine reine Besetzung des metastabilen Zustands mit $\pi_p = 0$ ließ sich so dessen Lebensdauer zu $\tau_2 = 14,9(2) \text{ s}$ bestimmen. Hierfür wurden wie schon zuvor ausschließlich die Datensätze von minimaler und maximaler Anregung ($\pi_p = 0,005$ bzw. $\pi_p = 0,47$) herangezogen, da bei diesen die durch die Unsicherheit im Koeffizienten C bedingten systematischen Fehler in der Anregung π_p minimal sind.

In diesem Abschnitt wurde die präzise Vermessung der Lebensdauer des metastabilen Zustands $3s[3/2]_2$ von ^{20}Ne beschrieben. Durch eine starke Besetzung des oberen Kühlzustands konnte die MOT-Lebensdauer über die Lebensdauer des metastabilen Zustands hinaus verlängert werden. Ein hierzu entwickeltes Modell wurde experimentell überprüft und konnte gleichzeitig die Diskrepanz zum bisherigen experimentellen Literaturwert aufklären. Zusätzlich lieferte die Beobachtung eines zusätzlichen Verlustkanals einen Anhaltspunkt für die Zerfallsrate weiterer verbotener Übergänge von angeregten Zustand aus.

Die hervorragenden UHV-Bedingungen mit einem Druck von unter $3 \times 10^{-11} \text{ mbar}$ ermöglichen MOT-Lebensdauern, die nahezu ausschließlich durch die Lebensdauer des metastabilen Zustands beschränkt sind. Mit Stoßraten von $1/740 \text{ s}$ ist entsprechend auch eine aussichtsreiche Basis für die magnetische Speicherung

metastabiler Neon-Atome geschaffen.

4.4 Penning-Ionisationsrate im unpolarisierten Ensemble

Da sich in der magnetooptischen Falle sowohl Atome im metastabilen Zustand (s), als auch solche im angeregten Zustand (p) befinden, ist bei der Untersuchung der Penning-Ionisation zwischen den drei möglichen Stoß-Kombinationen s-s, s-p und p-p zu unterscheiden. Untersuchungen an Helium [73], [72] zeigten, dass die Ionisationsraten der jeweiligen Einzelprozesse weitgehend unabhängig von der Intensität und der Verstimmung der verwendeten Laserstrahlen ist, sondern nur von den relativen Besetzungen π_s und π_p der beteiligten Zustände abhängig ist. Der Koeffizient β lässt sich somit ausdrücken als

$$\beta = K_{ss}\pi_s^2 + 2K_{sp}\pi_s\pi_p + K_{pp}\pi_p^2. \quad (4.23)$$

Für kleine Anregungspopulation $\pi_p \ll 1$ lässt sich (4.23) linear nähern zu

$$\beta(\pi_p) = K_{ss} + 2(K_{sp} - K_{ss})\pi_p. \quad (4.24)$$

Zur Bestimmung des Koeffizienten β der Penning-Ionisationsrate wurden ähnliche Messungen wie zur Bestimmung der Lebensdauer durchgeführt. Prinzipiell ließen sich sogar dieselben Zerfallssequenzen nutzen. Jedoch erschien es sinnvoll, zur präzisen Auswertung besonderen Wert auf eine gute Kameraaussteuerung bei hoher Teilchendichte zu legen. Ferner ist es notwendig, im Gegensatz zu den α -Messungen auch die absolute Dichte zu bestimmen. All dies lieferte Anlass zur Aufnahme vollkommen neuer Zerfallssequenzen.

Eine Bestimmung der Teilchenzahl der MOT mittels Absorptionsoptiken war unter den für die Aufnahme der Zerfallskurve gewählten Bedingungen hoher Dichte aufgrund des raschen Zerfalls nicht präzise durchführbar. Daher wurde zunächst unter geeigneteren Bedingungen die Teilchenzahl auf das Fluoreszenzsignal F kalibriert. Das Fluoreszenzsignal eines Ensembles von N Atomen ist proportional zur Besetzung des angeregten Zustands:

$$F = F_0 N \pi_p, \quad (4.25)$$

$$\text{mit } \pi_p = \frac{1}{2} \frac{C \frac{I}{I_{\text{Sat}}}}{1 + C \frac{I}{I_{\text{Sat}}} + 4 \frac{\Delta^2}{\Gamma^2}}. \quad (4.26)$$

Um aus dem per CCD-Kamera aufgenommenen Fluoreszenzsignal auf die Teilchenzahl schließen zu können, wurde daher für unterschiedliche Parametersätze von per Absorptionsoptiken bestimmter Teilchenzahl, sowie Intensität und Verstimmung

die Fluoreszenz ermittelt, und hieraus der Kalibrationskoeffizient F_0 bestimmt. Hierbei wurde $C = 0,7$ angenommen. Unter Verwendung des so gewonnenen Koeffizienten konnte im Folgenden aus dem Fluoreszenzsignal und der nach (4.26) berechneten Anregung π_p die Teilchenzahl in der MOT gewonnen werden.

Unter konstanter Laserverstimmung $\Delta = -1,5\Gamma$ und konstantem Magnetfeldgradienten $B'_z = 10 \text{ G/cm}$ haben wir MOT-Zerfälle bei unterschiedlichen Laserintensitäten aufgezeichnet. Zur Volumenbestimmung wurde an jedes Einzelbild eine zweidimensionale Gauß-Funktion angefitet. Aus den so erhaltenen rms-Radien σ_x und σ_z berechnet sich unter der Annahme einer Rotationssymmetrie bezüglich der z-Richtung ($\sigma_y = \sigma_x$) das effektive Volumen:

$$V_{\text{eff}} = 2\pi^{3/2}\sigma_x \sigma_y \sigma_z. \quad (4.27)$$

Nach einer Zeit von 0,5s stellte sich, wie in Abb. 4.11 gezeigt wird, ein konstantes MOT-Volumen ein. An die so auf effektive Dichte skalierten Zerfallssequenzen wurden schließlich, wie schon in Abschnitt 4.3, Zerfallskurven gemäß dem Modell 4.12 angeglichen und auf diese Weise die Ionisationsraten β in Abhängigkeit von der Anregung π_p bestimmt. In diese Bestimmung gingen nur Fluoreszenzaufnahmen ein, die nach mehr als 0,5s nach Beenden des Ladezyklus aufgenommen wurden, so dass von einem konstanten effektiven Volumen auszugehen war.

Abb. 4.13 zeigt einen linearen Zusammengang für kleine Anregung $\pi_p = 0,013 \dots 0,16$. Somit ließen sich die Koeffizienten der inelastischen s-s- und s-p-Stöße $K_{ss} = 4,4(25) \times 10^{-10} \text{ cm}^3\text{s}^{-1}$ und $K_{sp} = 1,2(4) \times 10^{-8} \text{ cm}^3\text{s}^{-1}$ bestimmen. Die Unsicherheit bei K_{sp} basiert vornehmlich auf möglichen systematischen Fehlern in der Bestimmung der Teilchenzahl und der Anregung π_p . Die statistischen Fehler bei der Modellierung der Zerfallskurven und des linearen Verlaufs sind dagegen vernachlässigbar. Bei der Bestimmung von K_{ss} kommt die Notwendigkeit der Extrapolation auf $\pi_p = 0$ erschwerend hinzu. Hierbei könnte eine zusätzliche Messung bei $\pi_p \approx 0,005$ die Unsicherheit noch leicht senken.

Ein Vergleich zu den in [29] veröffentlichten Werten zeigt $K_{ss} = 5(3) \times 10^{-10} \text{ cm}^3\text{s}^{-1}$ eine sehr gute Übereinstimmung für die inelastischen s-s-Stöße. Hingegen liegt der bezüglich der s-p-Stöße angegebene Wert mit $K_{sp} = 3,5(10) \times 10^{-8} \text{ cm}^3\text{s}^{-1}$ leicht außerhalb des Toleranzbereichs. Die Ursache dieser Diskrepanz könnte in systematischen Fehlern bei der Bestimmung der Anregung zu suchen sein, da sich Fehler bei der Teilchenzahl- und der Volumenbestimmung in gleicher Weise bei K_{ss} bemerkbar machen würden. Jedoch ist bei letzterem in Anbetracht der großen Unsicherheit auch eine zufällige Übereinstimmung der Werte durch entgegengesetzten Einfluss systematischer und statistischer Fehler denkbar.

Bei den von uns verwendeten Parametern zum Laden der MOT mit $\pi_p \approx 0,05$ sind die Fallenverluste in jedem Fall durch s-p-Stöße dominiert. Mit unseren Werten ergibt sich $\beta = 1,7(7) \times 10^{-9} \text{ cm}^3\text{s}^{-1}$. Bei einer Laderate von $R = 2,5(8) \times 10^9 \text{ s}^{-1}$, einer Gleichgewichtsteilchenzahl von $N_{\text{max}} = 5(1) \times 10^8$ und typischen Ensembleausdehnungen von $\sigma_x = \sigma_y = 1,5(3) \text{ mm}$ und $\sigma_z = 2,5(5) \text{ mm}$ ergibt sich mit der

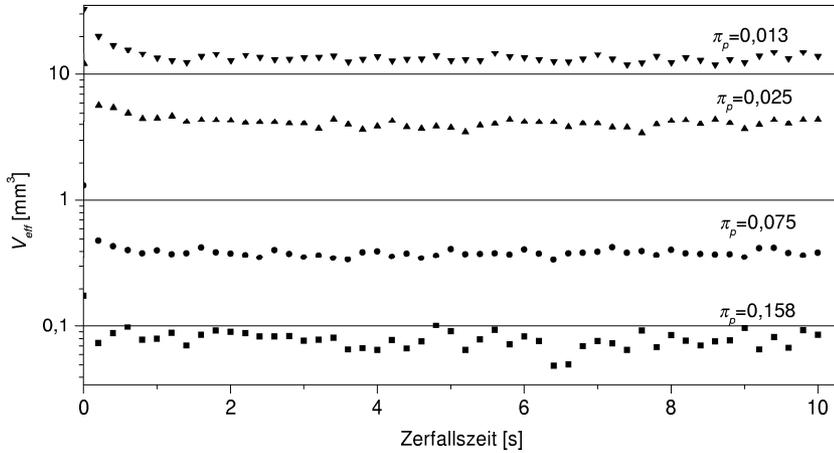


Abbildung 4.11: Zeitliche Entwicklung des effektiven Volumens der zerfallenden MOT. Nur während der ersten 0,5 s ist eine Volumenänderung zu verzeichnen.

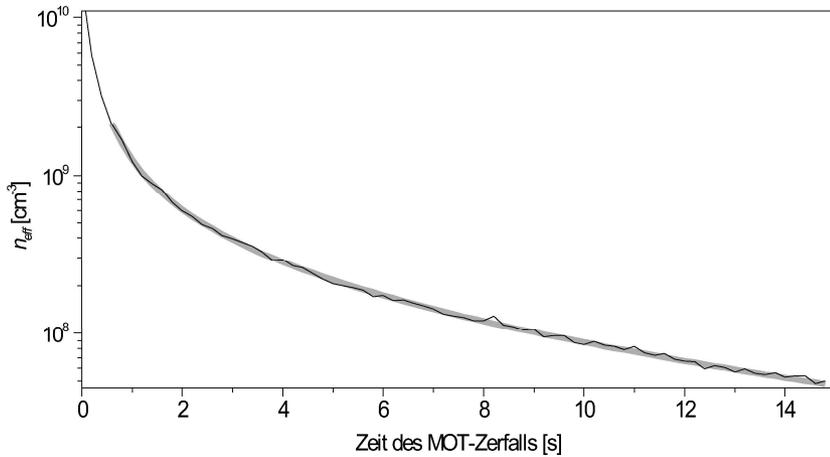


Abbildung 4.12: schwarz: Zeitliche Entwicklung der effektiven Dichte der zerfallenden MOT; grau: Der Fit unter Berücksichtigung von Verlusten durch Ein- und Zweikörperstöße liefert den Koeffizienten β der Penning-Ionisation.

Gleichgewichtsbedingung

$$\frac{\beta N_{\max}^2}{V_{\text{eff}}} = R \quad (4.28)$$

in Übereinstimmung $\beta = 2,5 \times 10^{-9} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$. Diese Betrachtung dient lediglich dazu, die bestimmten Werte zu den Penning-Ionisationsraten auch bezüglich anderer

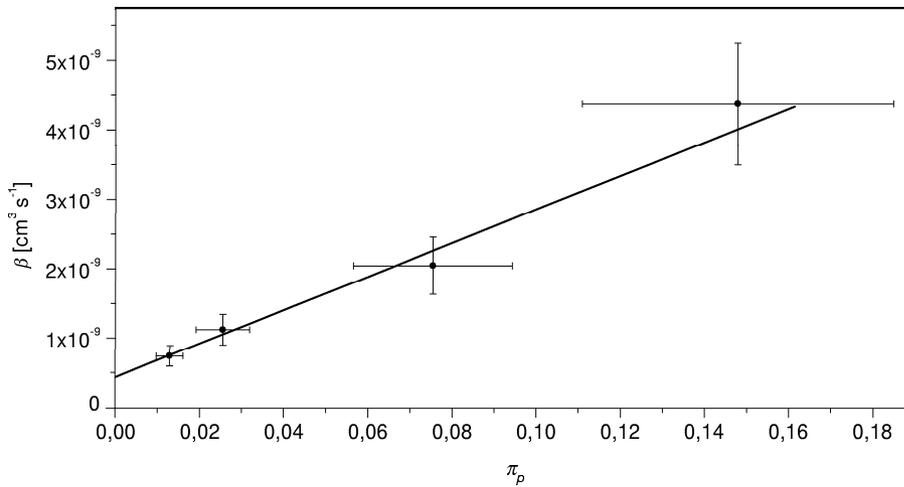


Abbildung 4.13: Abhängigkeit des Koeffizienten der Penning-Ionisationsrate von der Population des angeregten Zustands

Beobachtungen plausibel zu machen. Da dies nur eine einfache Abschätzung ohne detaillierte Untersuchung ist, ist der Fehlerbereich entsprechend groß.

Kapitel 5

Magnetfalle

Es sollen die Stoßwechselwirkungen an ultrakalten metastabilen Neonatomen untersucht werden. Bisher wurde beschrieben, wie ein Ensemble mit einer Phasenraumdichte in der Größenordnung von $n \lambda_{\text{dB}} = 10^{-6}$ erzeugt wurde. Dabei ist die minimale Temperatur durch die Reabsorption von Photonen in der Melasse gegeben. Die durch die Penning-Ionisation gegebene hohe Verlustrate limitiert jedoch die erreichbare Dichte. Um höhere Phasenraumdichten zu realisieren, wurde eine magnetostatische Falle aufgebaut. Während sich die Temperatur durch evaporative Kühlung deutlich unter das Photonen-Rückstoß-Limit senken lässt, wird aufgrund der Spinpolarisation in der Magnetfalle eine deutliche Unterdrückung der Penning-Verluste erwartet.

5.1 Grundlagen der magnetischen Speicherung

Die Wechselwirkungsenergie von Atomen, die das magnetische Moment $\boldsymbol{\mu}$ aufweisen, mit einem externen Magnetfeld \mathbf{B} wird beschrieben durch

$$E = -\boldsymbol{\mu} \mathbf{B} \quad (5.1)$$

$$\boldsymbol{\mu} = g_J \mu_B \mathbf{J} / \hbar. \quad (5.2)$$

Dabei ist g_J der Landé-Faktor und \mathbf{J} der Gesamtdrehimpuls des Atoms. Die Quantisierung der Projektion des Drehimpulses in Richtung des B-Feldes führt zu den diskreten Energiezuständen

$$E = g_J m_J \mu_B B \quad \text{mit} \quad m_J = -J \dots J. \quad (5.3)$$

Ein sich in einem inhomogenen B -Feld bewegendes Atom im reinen magnetischen Unterzustand m_J kann durch Larmor-Präzession der Änderung der Magnetfeldrichtung folgen, sofern die Larmor-Frequenz ω_L groß gegenüber der Rotationsfrequenz der Magnetfeldrichtung im Bezugssystem des Atoms ist

$$\omega_L = g_J \mu_B B / \hbar \gg \left| \frac{d \mathbf{B}(\mathbf{r})}{dt} \right|. \quad (5.4)$$

Unter dieser Voraussetzung ist die Bewegung des Atoms im Zustand m_J gegeben durch das Potential

$$U(\mathbf{r}) = g_J m_J \mu_B B(\mathbf{r}). \quad (5.5)$$

Zur Lokalisation eines Atoms bedarf es eines Potentialminimums. Da im freien Raum nur Magnetfeldminima existieren, können auf rein magnetischem Wege nur schwachfeldsuchende Atome mit $g_J m_J > 0$ gespeichert werden.

Die einfachste Realisierung eines Magnetfeldminimums ist das sphärische Quadrupolfeld, welches im Zentrum eines antiparallel durchflossenen Spulenpaars entsteht

$$\mathbf{B}_{\text{QP}}(\mathbf{r}) = B' \begin{pmatrix} -x \\ -y \\ 2z \end{pmatrix}. \quad (5.6)$$

Nachteilig hierbei ist das verschwindende Magnetfeld im Zentrum der Falle. Ein Atom, das den Nullpunkt durchläuft, erfährt eine instantane Umkehr der Magnetfeldrichtung. Die Ausrichtung des magnetischen Moments gegenüber einer festen Raumrichtung bleibt hierbei erhalten, und das Atom wechselt aus einem gefangenen in einen nicht gefangenen Zustand. Um solche Verluste durch Majorana-Übergänge zu vermeiden, sind zwei Modifikationen der sphärischen Quadrupolfalle gebräuchlich:

TOP-Trap (Time Orbiting Potential) [14]

Durch Überlagerung eines rotierenden homogenen Feldes

$$\mathbf{B}_{\text{rot}} = B_{\text{rot}} \begin{pmatrix} \cos \omega_{\text{rot}} \\ \sin \omega_{\text{rot}} \\ 0 \end{pmatrix} \quad (5.7)$$

verschiebt sich der Nullpunkt räumlich um B_{rot}/B' . Wählt man die Umlauffrequenz ω_{rot} hinreichend groß, so erfahren die Atome ein gemittelttes Potential mit endlicher Magnetfeldstärke B_{rot} im Fallenminimum.

Hybrid-Falle [15]

Eine weitere Möglichkeit, Atome am Durchlaufen des Magnetfeldnullpunkts zu hindern, besteht im dem Einstrahlen eines gegenüber der atomaren Resonanz blau verstimmt Laserstrahls. Dessen abstoßendes Dipolpotential kann die Atome aus dem Fallenzentrum drängen und somit Majorana-Übergänge verhindern.

Beide Fallentypen zeichnen sich durch ein festes Aspektverhältnis und eine stark variierende Magnetfeldrichtung aus. Eine variable Geometrie, die insbesondere ein großes Aspektverhältnis erlaubt, ist jedoch im unserem Fall wünschenswert, um sekundäre Stöße von Ionen, neutralen Atomen und Elektronen, die bei der Penning-Ionisation frei werden, mit metastabilen Atomen zu minimieren. Die variable Magnetfeldrichtung würde eine effiziente Spinpolarisation verhindern, die gerade bei metastabilem Neon mit $J = 2$ von immenser Wichtigkeit ist. Neben der Erhöhung der Transfereffizienz tragen gleichzeitig gefangene Atome im Zustand mit $m_J = 1$ zu zusätzlichen Verlusten durch Penning-Ionisation bei.

Die beiden genannten Nachteile lassen sich durch Verwenden einer Falle vom Ioffe-Pritchard-Typ umgehen.

5.2 Ioffe-Pritchard-Falle

In der Ioffe-Pritchard-Falle wird der Einschluss durch Überlagerung eines zweidimensionalen Quadrupolfeldes in der x-y-Ebene und eines senkrecht hierzu stehenden Dipolfeldes erreicht. Der zu Majorana-Übergängen führende Nullpunkt wird durch ein zusätzliches homogenes Feld in axialer Richtung vermieden.

Die allgemeine vektorielle Form ist gegeben durch

$$\mathbf{B}_{\text{IP}}(\mathbf{r}) = B_0 \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix} + B' \begin{pmatrix} x \\ -y \\ 0 \end{pmatrix} + \frac{B''}{2} \begin{pmatrix} -xz \\ -yz \\ z^2 - \frac{1}{2}(x^2 + y^2) \end{pmatrix} \quad (5.8)$$

$$\text{mit } B' := \left. \frac{d}{dx} B_x \right|_{z=0} \quad \text{und} \quad B'' := \frac{d^2}{dz^2} B_z$$

Ein solches Feld erfüllt die Maxwell-Gleichungen und ist somit in einem begrenzten Volumen prinzipiell beliebig gut realisierbar. Schnitte in der x-y- und der x-z-Ebene sind in den Abbildungen 5.1 und 5.2 dargestellt.

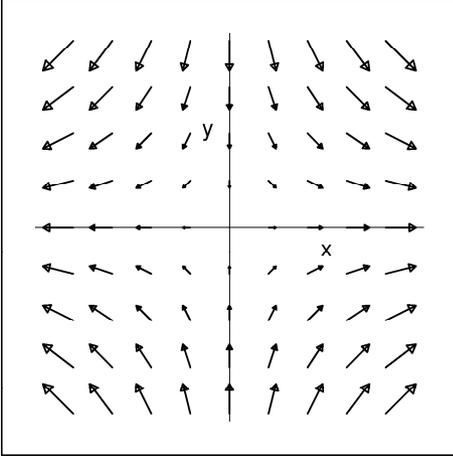


Abbildung 5.1: Das 2D-Quadrupolfeld in der x-y-Ebene ist unabhängig von der z-Koordinate

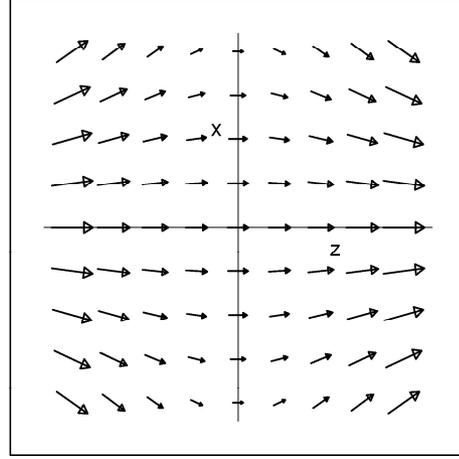


Abbildung 5.2: Verlauf des Magnetfeldes einer Ioffe-Pritchard-Falle in der x-z-Ebene

5.2.1 Harmonische Näherung

Die Entwicklung des für das Potential maßgeblichen Betrags bis zur zweiten Ordnung liefert

$$B_{\text{IP}}(\mathbf{r}) = B_0 + \left(\frac{B'^2}{2B_0} - \frac{B''}{4} \right) (x^2 + y^2) + \frac{B''}{2} z^2 + \mathcal{O}(3). \quad (5.9)$$

Ein dreidimensionales Magnetfeldminimum ist gegeben, sofern

$$2B'^2 > B_0 B''.$$

Anderenfalls sind die Atome in radialer Richtung nicht gebunden. Das Potential der Ioffe-Pritchard-Falle ist bei kleinen Auslenkungen aus der Ruhelage harmonisch und zur z-Achse rotationssymmetrisch mit den Vibrationsfrequenzen ω_a und ω_r in axialer bzw. radialer Richtung

$$U_{\text{IP}}(\mathbf{r}) = \frac{m}{2} \omega_a^2 z^2 + \frac{m}{2} \omega_r^2 (x^2 + y^2) \quad (5.10)$$

$$\omega_a^2 = \frac{g_J m_J \mu_B}{m} B'' \quad (5.11)$$

$$\omega_r^2 = \frac{g_J m_J \mu_B}{m} \left(\frac{B'^2}{B_0} - \frac{B''}{2} \right). \quad (5.12)$$

Das Potentialminimum wurde dabei auf null gelegt. In einer Ioffe-Pritchard-Falle lassen sich aufgrund der inversen Abhängigkeit vom Offsetfeld auf einfache Weise sehr hohe radiale Vibrationsfrequenzen erzielen. Bei minimalem Offsetfeld ist die Fallenform stark elongiert. Zum phasenraumangepassten Umladen in eine sphärische Falle lässt sich $\omega_a = \omega_r$ durch starkes Anheben des Offsetfeldes erreichen:

$$B_{0,\text{sph}} = \frac{2}{3} \frac{B'^2}{B''}$$

Gültigkeit der harmonischen Näherung

Die Variation des Offsetfeldes hat einen großen Einfluss auf den räumlichen Bereich der Gültigkeit der harmonischen Näherung. In radialer Richtung bei $z = 0$ ist die harmonische Näherung erfüllt, solange $\rho = \sqrt{x^2 + y^2} \ll \frac{B'}{B_0}$, d. h. solange, wie die lokale Feldstärke nur wenig vom Offsetfeld abweicht. Im entgegengesetzten Fall bei $\rho \gg \frac{B'}{B_0}$ überwiegt die Quadrupolkomponente und das Magnetfeld steigt nur noch linear an (Abb. 5.3).

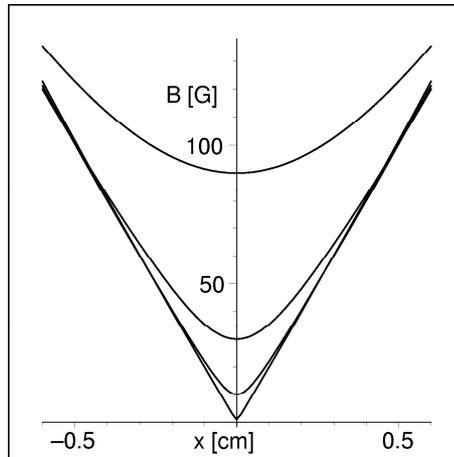


Abbildung 5.3: Magnetfeldstärke auf der x -Achse für $B' = 200 \text{ G/cm}$, $B'' = 300 \text{ G/cm}^2$ sowie von unten nach oben: $B_0 = 1 \text{ G}$, 10 G , 30 G , 90 G .

Atome, die sich mit großem Abstand auf der z -Achse bewegen, erfahren zwar nur den – im Idealfall – rein harmonischen Teil $\propto B''/2 z^2$ des Potentials, können aber durch Kopplung der Freiheitsgrade auch in den nichtharmonischen Bereich

mit großer Radialkomponente gelangen. Die harmonische Näherung ist also gültig, sofern die potentielle Energie klein ist gegenüber der Nullpunktsverschiebung $U_{\text{IP}} \ll U_0 = g_J m_J \mu_B B_0$ bzw. das Magnetfeld $B(\mathbf{r})$ nur wenig vom Offsetfeld B_0 abweicht

$$\frac{B''}{2} z^2 \ll B_0 \quad (5.13)$$

$$B' \rho \ll B_0. \quad (5.14)$$

5.2.2 Räumliche Grenze des fangenden Bereichs

Im Folgenden sei weiterhin ein ideales und unendlich ausgedehntes Ioffe-Pritchard-Feld der Form (5.2) angenommen. Man kann zeigen, dass der quadratische Term für alle Raumrichtungen $B_{\text{quad}} \geq B''/10 r^2$ erfüllt und das Potential für beliebige große Abstände r bindend bleibt. Wie man leicht überprüft, existieren außer dem zentralen Minimum mit $B = B_0$ auch globale Feldminima bei

$$\mathbf{r}_{x\pm} = \frac{2}{B''} \begin{pmatrix} \pm\sqrt{B_0 B'' + 2B'^2} \\ 0 \\ B' \end{pmatrix} \quad \text{und} \quad \mathbf{r}_{y\pm} = \frac{2}{B''} \begin{pmatrix} 0 \\ \pm\sqrt{B_0 B'' + 2B'^2} \\ B' \end{pmatrix} \quad (5.15)$$

mit verschwindendem Magnetfeld. Diese Quadrupolpunkte stellen die geometrischen Verlustkanäle der Falle dar und sind durch eine Barriere B_{max} vom zentralen Minimum getrennt. Die effektive Potentialhöhe ist somit $\mu(B_{\text{max}} - B_0)$. Für typische Parameter ist die Äquipotentialfläche entsprechend B_{max} sowie eine Ausschnittsvergrößerung des zentralen Bereichs in Abb. 5.4 und Abb. 5.5 dargestellt.

Die Koordinaten der vier begrenzenden Sattelpunkte liegen bei

$$\mathbf{r}_{xs\pm} = \frac{1}{2B'B''} \begin{pmatrix} \pm 4B'\tilde{B}' \\ 0 \\ -2B'^2 - \tilde{B}'^2 + B_0 B'' \end{pmatrix} \quad (5.16)$$

$$\mathbf{r}_{ys\pm} = \frac{1}{2B'B''} \begin{pmatrix} 0 \\ \pm 4B'\tilde{B}' \\ 2B'^2 + \tilde{B}'^2 - B_0 B'' \end{pmatrix} \quad (5.17)$$

$$\text{mit} \quad \tilde{B}' := \sqrt{B_0 B'' - 4B'^2 + 2\sqrt{5B'^4 - 2B_0 B'^2 B''}}. \quad (5.18)$$

Für kleines Offsetfeld B_0 beträgt die maximale Feldstärke im fangenden Bereich

$$\begin{aligned} B_{\text{max}} &= \sqrt{10\sqrt{5} - 22} \frac{B'^2}{B''} + \frac{7\sqrt{2} - 3\sqrt{10}}{2\sqrt{5\sqrt{5} - 11}} B_0 + \mathcal{O}(B_0^2) \\ &\approx 0,601 \frac{B'^2}{B''} + 0,486 B_0 + \mathcal{O}(B_0^2) \end{aligned} \quad (5.19)$$

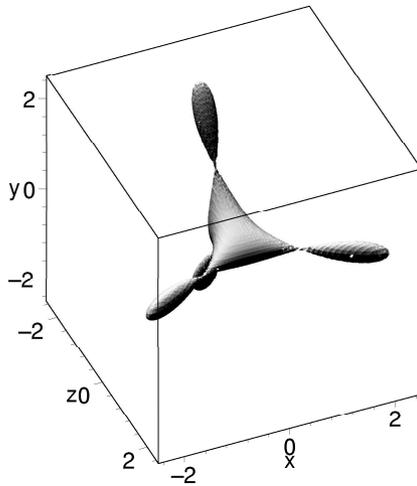


Abbildung 5.4: Äquipotentialfläche entsprechend $B = 80$ G einer Ioffe-Pritchard-Falle mit $B_0 = 1$ G, $B' = 200$ G/cm und $B'' = 300$ G/cm². Außerhalb des zentralen Bereichs existieren vier Quadrupolzentren. Atome mit einer Gesamtenergie $E > \mu \cdot 80$ G können den zentralen Bereich verlassen. Die Dimensionen sind in cm.

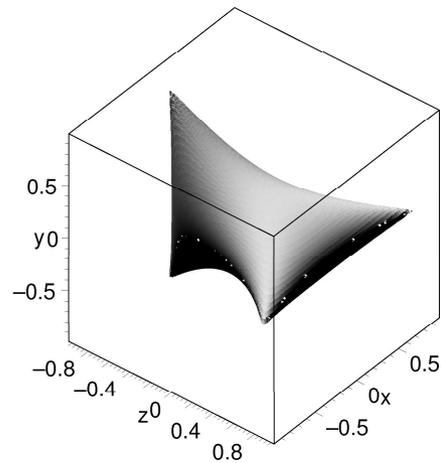


Abbildung 5.5: Ausschnittsvergrößerung des Fallenvolumens mit den Parametern aus Abb. 5.4. Die tetraedrische Form ergibt sich aus der Überlagerung des radial-symmetrischen Dipolfeldes mit dem achsensymmetrischen Quadrupolfeld. Die Dimensionen sind in cm.

5.3 Aufbau der verwendeten Magnetfalle

5.3.1 Spulen- und Magnetfeldgeometrie

Eine Besonderheit der verwendeten Magnetfalle ist, dass die Magnetfeldspulen innerhalb des Ultrahochvakuums installiert sind. Um eine effiziente Kühlung zu ermöglichen, wurden Kupferkapillarrohre verwendet, die zur elektrischen Isolation mit UHV-kompatiblen Kapton beschichtet sind. Zur Minimierung der Anzahl der UHV-Hohldurchführungen, von denen zwei pro Spule benötigt werden, wird das zweidimensionale Quadrupolfeld anstatt wie bei der meist üblichen Kleeblattfalle im vorliegenden Experiment durch Linienleiter realisiert. Die axiale Krümmung der Magnetfeldstärke wird durch ein Dipolspulenpaar erzeugt, deren Offsetfeld von einem weiteren Spulenpaar in annähernd Helmholtz-Anordnung variabel kompensiert wird. Der Spulenabstand ist derart justiert, dass bei identischem Strom durch Dipol- und Helmholtz-Spule von 230 A ein kleines positives Offsetfeld von $B_0 \approx 1$ G vorliegt.

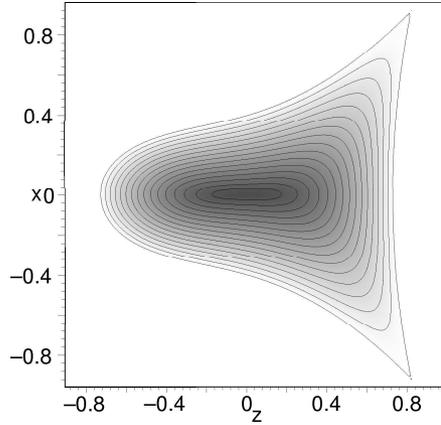


Abbildung 5.6: Schnitt durch das Magnetfeld einer Ioffe-Pritchard-Falle mit $B_0 = 1$ G, $B' = 200$ G/cm und $B'' = 300$ G/cm². Die Dimensionen sind in cm.

Die räumliche Dimensionierung der Spulen wurde wesentlich durch die Forderung nach einem guten optischen Zugang für die MOT-Laserstrahlen mit 22 mm Durchmesser sowie für die optische Detektion bestimmt. Eine zusätzliche Einschränkung lag in der kühlungsbedingten Begrenzung der maximalen Kapillarrohrlänge auf unter 3 m einschließlich der vakuuminternen Zuleitungen. Die Linienleiter, deren Quadrupolfeld quadratisch in die Vibrationsfrequenzen in zwei Dimensionen eingeteilt, wurden daher auf zwei Einzelspulen aufgeteilt. Die geometrische Anordnung der Spulen wird in Abb. 5.7 illustriert.

Zur Berechnung des dreidimensionalen Feldverlaufs der Dipol- und Offsetspulen wurde folgende analytische Form für das Feld einer unendlich dünnen Kreisspule mit dem Radius R senkrecht zur z -Richtung benutzt:

$$\mathbf{B}(\mathbf{r}) = \frac{\mu_0 I}{2\pi R} \left[-\frac{z}{\rho} \left(\frac{K(2\sqrt{\frac{\rho r}{s^2}})}{s} - \frac{s(z^2 + s^2) E(2\sqrt{\frac{\rho r}{s^2}})}{z^2(z^2 + 2s^2) + (R^2 - \rho^2)^2} \right) \hat{\mathbf{e}}_\rho + \left(\frac{K(2\sqrt{\frac{\rho r}{s^2}})}{s} - \frac{s(z^2 - s^2) E(2\sqrt{\frac{\rho r}{s^2}})}{z^2(z^2 + 2s^2) + (R^2 - \rho^2)^2} \right) \hat{\mathbf{e}}_z \right], \quad (5.20)$$

$$\rho = \sqrt{x^2 + y^2},$$

$$r = \sqrt{\rho^2 + z^2},$$

$$s = \sqrt{\rho^2 + R^2}.$$

Dabei sind K und E die vollständigen elliptischen Integrale erster und zweiter

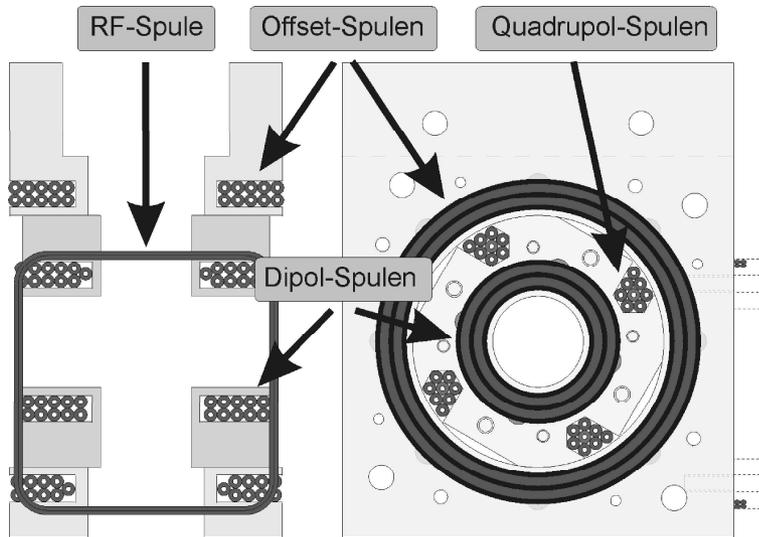


Abbildung 5.7: Geometrie der verwendeten Fallenspulen. Anblick aus Richtung des Atomstrahls (links) und in Richtung der Symmetrieachse (rechts). Die Abmessungen der Macor-Trägerplatten betragen $95\text{ mm} \times 115\text{ mm}$. Abgebildet ist auch die RF-Spule für die evaporative Kühlung.

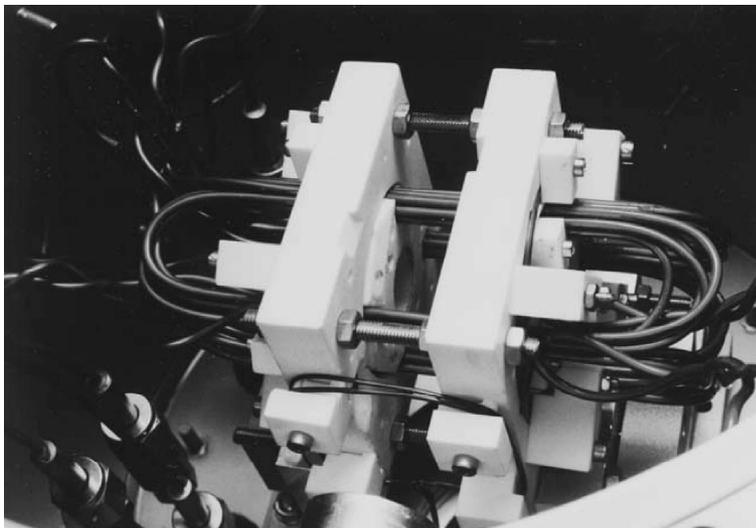


Abbildung 5.8: Foto der in die Vakuumkammer eingebauten Magnetfalle

Tabelle 5.1: Zusammenstellung von Offset, Gradient und Krümmung der Magnetfelder der Spulenkompnenten. Fett: bei einem maximalen Strom von $I = 230$ A.

Spule	Parameter
2D-Quadrupol	$B' = I \cdot 0,936 \text{ G/cm A} = \mathbf{215 \text{ G/cm}}$
Dipol	$B'' = I \cdot 1,449 \text{ G/cm}^2 \text{ A}$ $B_0 = I \cdot 1,690 \text{ G/A}$
Helmholtz	$B'' = I \cdot 0,168 \text{ G/cm}^2 \text{ A}$ $B_0 = I \cdot 1,686 \text{ G/A}$
Dipol und Helmholtz	$B'' = I \cdot 1,281 \text{ G/cm}^2 \text{ A} = \mathbf{295 \text{ G/cm}^2}$ $B_0 = I \cdot 0,004 \text{ G/A} = \mathbf{1 \text{ G}}$
Dipol gegensinnig	$B'_z = I \cdot 1,491 \text{ G/cm A}$
Helmh. gegensinnig	$B'_z = I \cdot 0,660 \text{ G/cm A}$

Ordnung

$$K(u) = \int_0^1 \frac{dt}{\sqrt{1-t^2}\sqrt{1-u^2t^2}} \quad (5.21)$$

$$E(u) = \int_0^1 \sqrt{\frac{1-u^2t^2}{1-t^2}} dt \quad (5.22)$$

Für die Linienleiter wurden unendlich lange Leiter angenommen.

Abbildung (5.9) zeigt den Betrag des Magnetfeldes in der xy - und der xz -Ebene für minimales Offsetfeld von $B_0 = 1$ G bei einem Spulenstrom von 230 A. In den Abbildungen (5.9(c)) und (5.9(d)) ist ausschließlich der fangende Bereich vergrößert dargestellt. Man erkennt, dass dieser mit 4–10 mm deutlich kleiner ist als der durch die endlichen Spulengrößen definierte Bereich innerhalb der Sattelpunkte bei $x, z \approx 20$ mm. Die in Abschnitt 5.2.2 auf der Annahme der Gültigkeit der idealen Feldform (5.2) gemachten Berechnungen sind also in guter Näherung begründet. Die auf der Grundlage der realen Spulengeometrie berechnete Feldstärke am Fallenrand beträgt $B_{\max, \text{real}} = 87$ G anstatt $B_{\max, \text{ideal}} = 95$ G. Räumliche Größe und maximale Höhe des Fallenbereichs lassen sich bei Bedarf ohne Änderung der Spulengeometrie durch Absenken des Dipolfeldes entsprechend (5.19) vergrößern. Ein Absenken des Quadrupolfeldes würde den Fallenbereich entsprechend verkleinern.

In Tabelle 5.1 sind die wichtigsten charakteristischen Designparameter der Fallenspulen zusammengefasst. Hieraus berechnen sich nach (5.11) und (5.12) die Oszillationsfrequenzen für ^{20}Ne zu $\omega_a/2\pi = 79$ Hz und $\omega_r/2\pi = 990$ Hz.

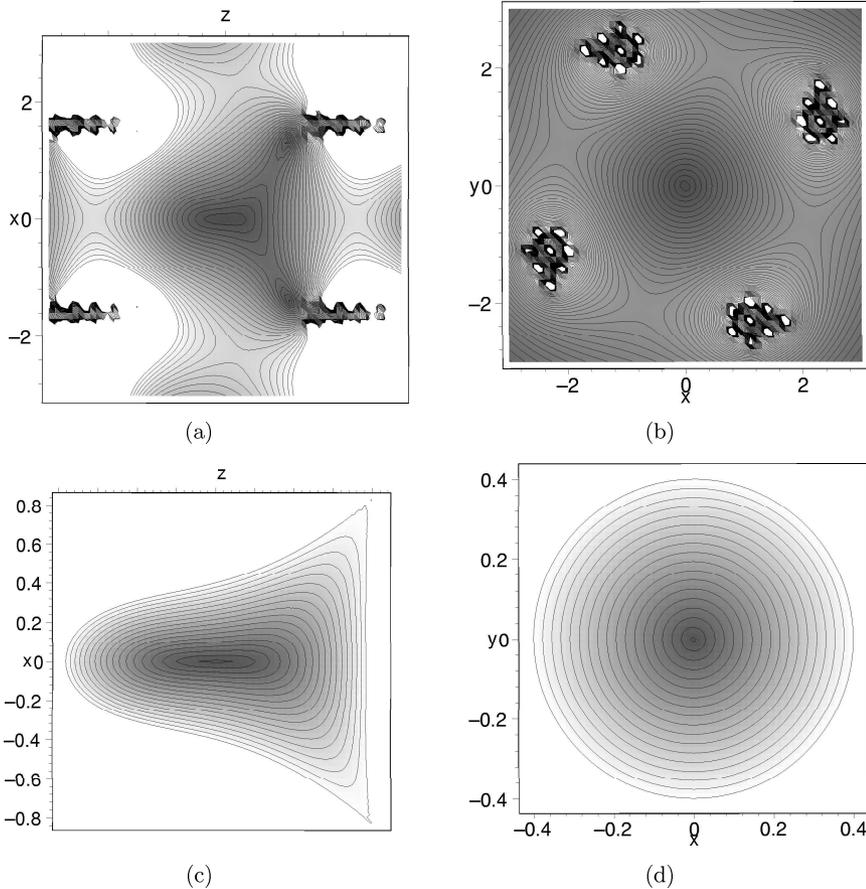


Abbildung 5.9: Berechnete Äquipotentiallinien der aufgebauten Magnetfalle bei kompensiertem Offsetfeld. (5.9(b)) und (5.9(a)) zeigen Schnitte in der x - z - bzw. der x - y -Ebene. Zu erkennen sind die Lagen der Dipolspulen (5.9(b)) und der vier Linienleiter, die jeweils aus acht Einzelleitern bestehen (5.9(a)). In (5.9(b)) sind zwei der vier Quadrupolzentren sichtbar. (5.9(d)) und (5.9(c)) zeigen vergrößert jeweils ausschließlich den von ihnen durch eine Potentialbarriere abgetrennten Bereich. (Alle Bemaßungen sind in cm.)

5.3.2 Elektrische Beschaltung

Während eines Experimentzyklus werden vier qualitativ unterschiedliche Phasen der Magnetfeldkonfiguration durchlaufen. Während der MOT-Phase erzeugen die antiparallel durchflossenen Dipolspulen ein **sphärisches Quadrupolfeld** dessen

Gradient nach dem Laden zur Kompression angehoben wird. In der zweiten Phase werden die Atome in einer **feldfreien** Subdoppler-Melasse weiter gekühlt und anschließend in einem schwachen **homogenen Feld** spinpolarisiert. Hierzu werden die Dipolspulen parallel durchflossen. In der Phase der Magnetfalle wird das **Ioffe-Pritchard-Feld** gebildet, indem ein zur Modenanpassung variabler Strom durch die Dipol- und die Quadrupolspulen fließt. Zur adiabatischen Kompression wird zunächst dieser und anschließend der Strom durch die das Offsetfeld kompensierenden Helmholtz-Spulen kontinuierlich auf denselben Maximalstrom erhöht. Durch die Reihenschaltung der Spulen wird gewährleistet, dass das kleine, aus der Differenz zweier großer Felder gebildete Offsetfeld von auftretenden Stromfluktuationen weitgehend unbeeinflusst ist.

Zur Realisierung dieser Phasen wird die in Abbildung 5.10 gezeigte Schaltung verwendet. Es ergibt sich zusätzlich die Möglichkeit, den Strom nur durch eine Dipolspule fließen zu lassen und das entstehende inhomogene Feld für eine Zeeman aufspaltung zur Überprüfung der Spinpolarisation zu nutzen.

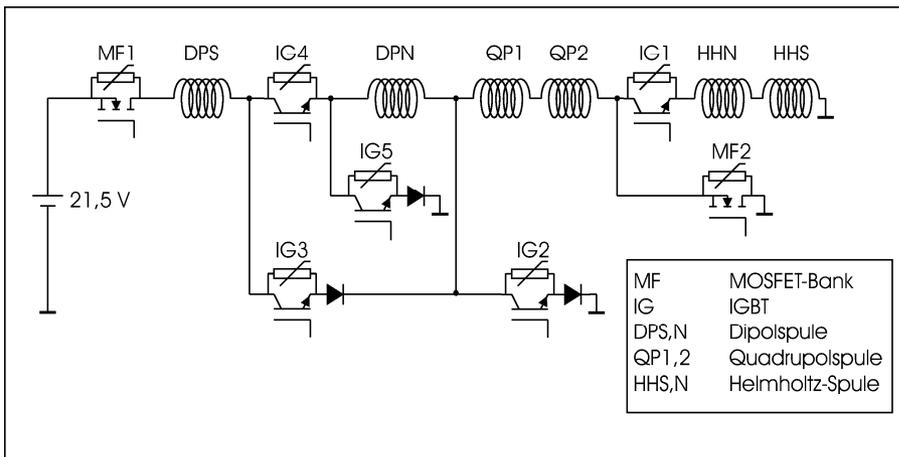


Abbildung 5.10: Elektrische Beschaltung der Fallenspulen

Zum schnellen Schalten der Ströme werden IGBTs (Insulated Gate Bipolar Transistor) vom Typ CM600HA von Mitsubishi verwendet. Diese sind für Ströme bis zu 600 A und Spannungen von 600 V ausgelegt. Die Schaltspitzenspannungen werden von Varistoren auf ca. 400 V begrenzt. Bei einer Gesamtinduktivität von $50 \mu\text{H}$ wird so eine sehr kurze Stromschaltzeit von $30 \mu\text{s}$ erreicht. Zur kontinuierlichen Regelung der Ströme werden Bänke von jeweils 100 MOSFETs (IRFP 460) mit einer Maximalspannung von 500 V verwendet. Die IGBTs und die MOSFET-Bänke werden über die digitalen bzw. analogen Ausgänge eines computergestützten Steuersystems angesprochen. Tabelle 5.2 verdeutlicht den Stromverlauf durch die Steuerelemente während der einzelnen Phasen.

Phase	IGBT					MOSFET	
	1	2	3	4	5	1	2
MOT	○	○	●	○	●	*	○
Melasse	○	○	○	○	○	○	○
Spinpolarisation	○	●	○	●	○	*	○
Stern-Gerlach	○	○	○	●	●	●	○
Magnetfalle	●	○	○	●	○	* / ●	* / ○

Tabelle 5.2: Stromfluss durch die elektrischen Steuerelemente. ○: offen, ●: geschlossen, *: kontinuierlich

5.4 Transfer des Ensembles in die Magnetfalle

Zum Laden der Magnetfalle muss ein in der MOT gefangenes Ensemble effizient in eine magnetostatische Falle mit größtmöglicher Fallenfrequenz transferiert werden. Ziel dabei ist die Phasenraumdichte von $10^{-8} \hbar^{-3}$ um mehrere Größenordnungen zu steigern, während gleichzeitig ein geringer Verlust an Teilchenzahl angestrebt wird. Der Transfer gliedert sich in die folgenden Phasen:

1. Komprimierung des in der MOT gespeicherten Ensembles zur Steigerung der räumlichen Dichte
2. Polarisationsgradientenkühlen zur Steigerung der Dichte im Impulsraum
3. Spinpolarisation in den magnetischen Unterzustand $m_J = 2$
4. Phasenraumangepasstes Umladen in die Magnetfalle
5. Adiabatisches Komprimieren der Magnetfalle

Die selektive Optimierung einzelner Teilschritte wirkt teilweise der Optimierung der anderen Teilschritte entgegen. So führt eine starke Komprimierung aufgrund der hohen Dichte durch Penning-Ionisation zu hohen Teilchenverlusten. Zusätzlich führen die so bedingten Reabsorbtionsprozesse zu einer Verschlechterung des Polarisationsgradientenkühlens. Auch die spätere Spinpolarisation erhöht durch spontane Emissionsprozesse die zuvor minimierte Temperatur. Es stellt sich also die Frage, nach welchen Kriterien Temperatur, Volumen, Teilchenzahl und Spinpolarisationsgrad zu optimieren sind.

Unter der Annahme einer späteren adiabatischen Kompression in der Magnetfalle sind Orts- und Impulsraumvolumen gleichwertig zu behandeln. Dies gilt unter der Voraussetzung, dass das Ensemble phasenraumangepasst in die Magnetfalle

umgeladen werden kann. Wie in Abschnitt 5.4.4 gezeigt wird, müssen dazu die Vibrationsfrequenzen $\omega_{\rho,z} = \sigma_{v_\rho, v_z} / \sigma_{\rho,z}$ erreichbar sein. Unter diesen Bedingungen lassen sich Ausdehnung und Temperatur zum Phasenraumvolumen

$$\mathcal{V}_{\text{PS}} = (2\pi)^3 \sigma_x \sigma_y \sigma_z \sigma_{v_x} \sigma_{v_y} \sigma_{v_z}$$

als einer zu optimierenden Größe zusammenfassen.

Bezüglich der Abwägung zwischen minimalem Phasenraumvolumen und maximaler Teilchenzahl sei bemerkt, dass zunächst zwei Zielsetzungen mit unterschiedlichen Optimierungsbedingungen existieren.

Das primäre Ziel ist das Erreichen der Bose-Einstein-Kondensation durch evaporative Kühlung. Insbesondere soll bei einer bestimmten Phasenraumdichte ρ_{PS} die zugehörige Restteilchenzahl maximal sein. Unter üblicherweise verwendeten Evaporationsbedingungen gewinnt man pro Größenordnung Verlust an Teilchenzahl durch Evaporation zwei Größenordnungen an Phasenraumdichte. Sind andere Verlustprozesse zu vernachlässigen, so verhält sich die Restteilchenzahl bei der Kondensation wie

$$N_{\text{BEC}} \propto N_0 \rho_{\text{PS},0}^{1/2} \propto N_0^{3/2} \mathcal{V}_{\text{PS},0}^{-1/2}. \quad (5.23)$$

Für eine erfolgreiche evaporative Kühlung ist das Regime der selbstbeschleunigenden Evaporation von größter Bedeutung. Hierbei bewirkt die sinkende Temperatur eine Erhöhung der Dichte, was in einer Steigerung der elastischen Stoßrate resultiert. Dieser Effekt ist insbesondere dann essenziell, wenn die Zerfallszeit des Ensembles, wie bei uns durch die Lebensdauer des metastabilen Zustands, durch Einteilchenverlustprozesse limitiert ist. Um ins Regime der selbstbeschleunigenden Evaporation zu gelangen, muss das Verhältnis \mathcal{R} von elastischer Stoßrate

$$\gamma_{\text{el}} = n\sigma v_{\text{coll}} \quad (5.24)$$

zu sonstiger Verlustrate γ_{loss} über einem bestimmten Minimalwert \mathcal{R}_{min} liegen. Dabei ist v_{coll} die mittlere Kollisionsgeschwindigkeit. Bei tiefsten Temperaturen, bei denen der Streuquerschnitt durch das Limit $\sigma = 8\pi a^2$ gegeben ist, und sich die Atome im harmonischen Fallenbereich bewegen, ist $\mathcal{R}_{\text{min}} \approx 281$. Im entgegengesetzten Regime hoher Temperatur, in dem der Streuquerschnitt stark durch die kleine De-Broglie-Wellenlänge limitiert ist,

$$\sigma = \frac{8\pi a^2}{1 + k^2 a^2} \approx \frac{8\pi}{k^2} \quad (5.25)$$

$$\text{mit } k = \frac{mv_{\text{coll}}}{2\hbar}, \quad v_{\text{coll}} = 4\sqrt{\frac{k_{\text{B}}T}{\pi m}} \quad (5.26)$$

ist $\mathcal{R}_{\text{min}} \approx 72$. Für eine typische Starttemperatur für ^{20}Ne von $T = 1 \text{ mK}$ ist $k^{-1} = 4,3 \text{ nm}$. Die Temperaturgrenze des semilinearen Fallenbereichs bei einem Offsetfeld von $B_0 = 1 \text{ G}$ liegt bei $\mu B_0 / k_{\text{B}} = 200 \mu\text{K}$. Bei einer Ensemble-Lebensdauer

von 12 s ist eine elastische Stoßrate von $\gamma_{\text{el}} = 6 \text{ s}^{-1}$ als unterste Schranke für die erfolgreiche evaporative Kühlung anzusehen – angestrebt wird zunächst ein Wert von $\gamma_{\text{el}} \approx 20 \text{ s}^{-1}$.

Je nach dem Regime des Verhältnisses von De-Broglie-Wellenlänge zu Streulänge verhält sich die Stoßrate in der adiabatisch komprimierten Falle in Abhängigkeit von Teilchenzahl und Phasenraumvolumen wie

$$\gamma_{\text{el}} \propto N_0 \mathcal{V}_{\text{PS},0}^{-3/4} \quad \text{für } ak \gg 1 \quad (5.27)$$

$$\gamma_{\text{el}} \propto N_0 \mathcal{V}_{\text{PS},0}^{-1/2} \quad \text{für } ak \ll 1. \quad (5.28)$$

Bei der Optimierung der elastischen Streurrate ist in beiden Regimen das Phasenraumvolumen gegenüber der Teilchenzahl stärker zu bewerten als bei der Optimierung der Kondensat-Teilchenzahl N_{BEC} unter Vernachlässigung zusätzlicher Verlustprozesse nach (5.23) mit

$$N_{\text{BEC}}^{2/3} \propto N_0 \mathcal{V}_{\text{PS},0}^{-1/3}. \quad (5.29)$$

5.4.1 Komprimierung des magnetooptisch gespeicherten Ensembles

Die räumliche Größe eines magnetooptisch gespeicherten Ensembles ist bestimmt durch die Gleichverteilung von kinetischer und potentieller Energie. In einem optisch dünnen Ensemble, in dem also Reabsorptionsprozesse vernachlässigbar sind, ist die Temperatur je nach Magnetfeldstärke durch die Doppler- bzw. durch die Subdoppler-Temperatur gegeben. Das Fallenpotential ergibt sich aus der rücktreibenden Kraft, die gleich der Spontankraft der sechs eingestrahlten MOT-Strahlen ist.

In dem angestrebten Regime höchster Dichte verliert ein derart einfaches Modell zur Fallengröße seine Gültigkeit. Durch Reabsorption erhöht sich einerseits die Temperatur, andererseits wirkt sie der ursprünglichen Spontankraft entgegen [60], so dass in das Modell eine dichteabhängige abstoßende Kraft aufgenommen werden muss.

Die optimale Strategie für die MOT-Komprimierung wurde experimentell ermittelt. Für das Erreichen hoher Dichten zeigte sich eine zweistufige Kompressionsphase als vorteilhaft. In der ersten Phase von 11 ms Dauer werden nach dem Ausschalten des Lichts und des Magnetfelds des Zeeman-Slowers die MOT-Laserverstimmung, MOT-Lasergesamtintensität und der MOT-Magnetfeldgradient auf $\Delta = -1,5 \text{ \AA}$, $\mathcal{I}_{\text{ges}} = 1,7 \text{ mW/cm}^2$ und $B_z' = 11 \text{ G/cm}$ eingestellt. Während dieser Zeit entfernt sich die atomare Wolke um 3 mm von der Quelle weg und wird gleichzeitig vorkomprimiert. In der zweiten Phase von 2 ms Dauer und $\Delta = -1,5 \text{ \AA}$, $\mathcal{I}_{\text{ges}} = 3,3 \text{ mW/cm}^2$ und $B_z' = 41 \text{ G/cm}$ wird das Ensemble auf seine Endgröße komprimiert. Die Ausdehnung wurde durch Extrapolation von Flugzeitaufnahmen

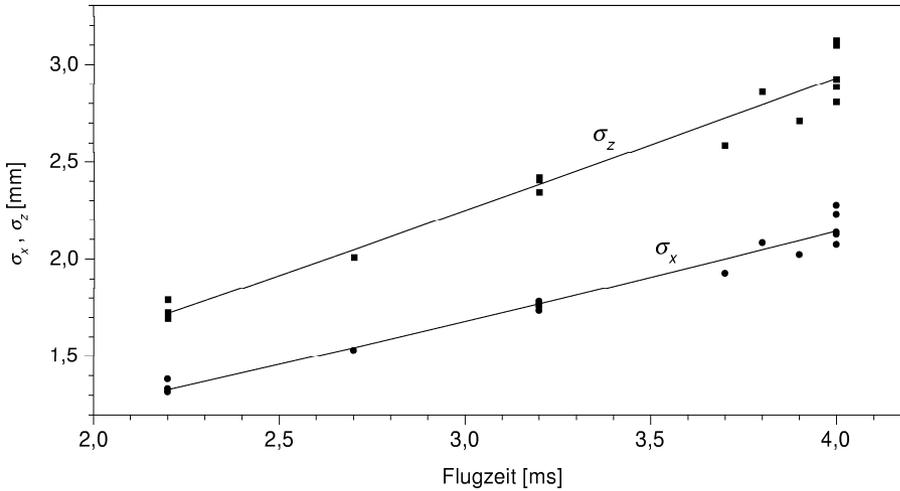


Abbildung 5.11: Aus Flugzeitaufnahmen der komprimierten MOT gewonnene rms-Radien als Funktion der Flugzeit.

(Abb. 5.11) zu $\sigma_x = 0,73$ mm und $\sigma_z = 0,72$ mm bestimmt. Die Geschwindigkeitsbreiten betragen $\sigma_{v_x} = 50$ cm/s und $\sigma_{v_z} = 71$ cm/s. Dies entspricht Temperaturen von $T_x = 300$ μ K und $T_z = 600$ μ K. Bei einer Teilchenzahl von $N = 5 \times 10^8$ ergibt sich eine zentrale Dichte von $8,3 \times 10^{10}$ cm $^{-3}$ und eine Phasenraumdichte von $n\lambda_{dB}^3 = 8 \times 10^{-8}$ pro magnetischem Unterzustand.

5.4.2 Polarisationsgradientenkühlen

Um die Temperatur des Ensembles weiter zu verringern, wurde die Technik des Polarisationsgradientenkühlens [62] verwendet. Hierzu wird das MOT-Magnetfeld ausgeschaltet und für eine Dauer von 400 μ s die Gesamtintensität und die Verstimmung der sechs Laserstrahlen auf $\mathcal{I}_{\text{ges}} = 1,7$ mW/cm 2 , $\Delta = -1,5\Gamma$ gesetzt. Die erreichte Temperatur von 110 μ K ist hier deutlich durch Reabsorptionsprozesse limitiert. In einem Ensemble mit einem um Faktor 5 geringerer Dichte wurde mit den gleichen Lichtparametern eine Minimaltemperatur von 80 μ K erreicht. Pro magnetischem Unterzustand wurde so bei 110 μ K eine Phasenraumdichte von 5×10^{-7} erreicht.

5.4.3 Spinpolarisation

Von den fünf magnetischen Unterzuständen $m_J = -2 \dots 2$ werden nur die Zustände mit $m_J > 0$ magnetisch gespeichert. Aus einem isotropen Ensemble können also maximal 40% in die Magnetfalle transferiert werden. Atome mit $m_J = 1$ tragen jedoch zu erhöhter Penningionisation durch Stöße mit Atomen mit $m_J = 2$ bei. Unter der Berücksichtigung, dass im Zustand $m_J = 1$ gefangene Atome über Penning-Ionisation mit den gewünschten Atomen mit $m_J = 2$ zu zusätzlichen Verlusten führen, liegt die effektive Transfereffizienz somit bei unter 20%. Es ist also besonders wichtig, durch optisches Pumpen das Ensemble weitestgehend zu spinpolarisieren und den Anteil der Atome mit $m_J = 1$ zu minimieren.

Zur Spinpolarisation wird ein schwaches homogenes Magnetfeld mit $B_z = 1$ G angelegt und unter einem kleinen Winkel von 1° zur z-Achse ein Paar entgegengelauferter σ^+ -polarisierter Laserstrahlen eingestrahlt.

Um die Effizienz der Spinpolarisation zu beurteilen, wurde unmittelbar nach dem Polarisationspuls für typischerweise 2 ms ein inhomogenes Magnetfeld mit $B'_z = 180$ G/cm und $B_z = 200$ G angelegt. Die so bewirkte Stern-Gerlach-Aufspaltung in die fünf magnetischen Unterzustände wurde per Absorptionaufnahme nach einer weiteren Millisekunde detektiert.

Um das optisch dichte Ensemble (opt. Dichte ≈ 20) über das gesamte Volumen auszuleuchten, wurde mit $\mathcal{I}_{\text{Pol}}/\mathcal{I}_{\text{Sat}} = 50$ ein sehr hoher Sättigungsparameter der Polarisationsstrahlen gewählt. Die Laserverstimmung betrug $\Delta_{\text{Pol}} = -\Gamma/2$.

In Abb. 5.12 sind typische Stern-Gerlach-Aufspaltungen für unterschiedliche Dauern des Polarisationspulses dargestellt. In Abb. 5.13 sind die Besetzungen der Zustände mit $m_J = 1$ und $m_J = 2$ gegen die Dauer des Polarisationspulses aufgetragen. Nach einer Wechselwirkungszeit von $8 \mu\text{s}$ wird ein Polarisationsgrad von 69% erreicht. Im Zustand mit $m_J = 1$ befanden sich noch 19% der Atome. Durch das optische Pumpen erhöht sich die Temperatur von $110 \mu\text{K}$ auf $150 \mu\text{K}$. Die Phasenraumdichte der Atome mit $m_J = 2$ erreicht durch die Spinpolarisation $n\lambda_{\text{dB}} = 2 \times 10^{-6}$. Die Frage, inwiefern später die gefangenen Atome mit $m_J = 1$ zu zusätzlichen Verlusten durch Penning-Stöße führen, oder ob diese schwächer gebundenen Atome hinreichend schnell durch Evaporation aus der Falle extrahiert werden können, bedarf noch einer experimentellen Beantwortung. In dieser Hinsicht ist gegebenenfalls die Dauer der Spinpolarisation neu zu optimieren.

5.4.4 Phasenraumangepasstes Umladen in die Magnetfalle

Nach der Präparation eines ultrakalten und dichten spinpolarisierten Ensembles ist dieses in die magnetostatische Falle zu transferieren. Zunächst stellt sich die Frage nach den optimalen Magnetfallenfrequenzen zum phasenraumangepassten Umladen.

Seien in eindimensionaler Betrachtung $\sigma_{v_x,0}$ die Geschwindigkeitsbreite und

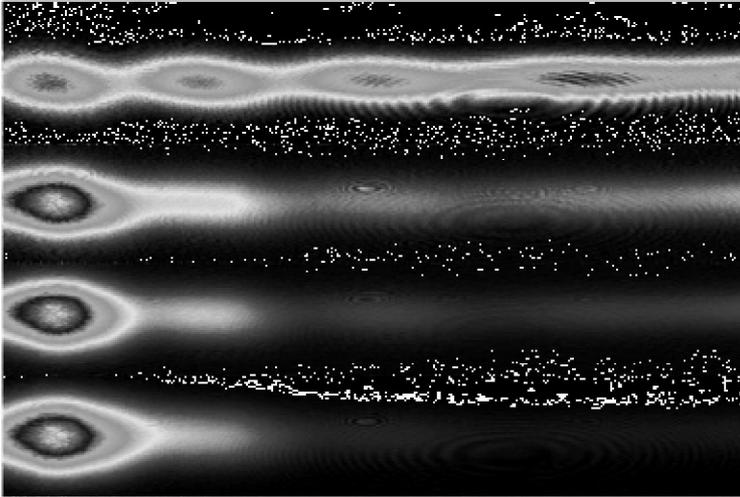


Abbildung 5.12: Stern-Gerlach-Aufspaltungen durch Anlegen eines inhomogenen Magnetfeldes zur Beurteilung der Effizienz der Spinpolarisation. In horizontaler Richtung sind von links nach rechts die magnetischen Unterzustände $m_J = 2, 1, 0, -1$ sowie am äußeren rechten Bildrand $m_J = -2$ zu erkennen. Die Dauer der Spinpolarisation betrug von oben nach unten: $0 \mu\text{s}$, $2 \mu\text{s}$, $4 \mu\text{s}$, $8 \mu\text{s}$.

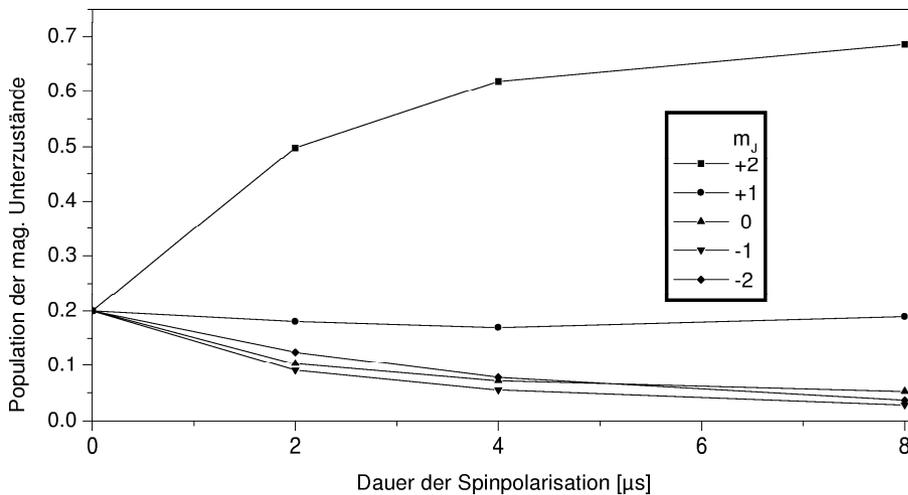


Abbildung 5.13: Besetzung der einzelnen magnetischen Unterzustände in Abhängigkeit von der Dauer der Spinpolarisation

$\sigma_{x,0}$ die räumliche Ausdehnung des atomaren Ensembles zum Zeitpunkt des instantanen Einschaltens des harmonischen Fallenpotentials $V = \frac{m}{2}\omega_x^2\sigma_x^2$, dann ist die mittlere Teilchenenergie:

$$E = \frac{m}{2}(\sigma_{v_x}^2 + \omega_x^2\sigma_x^2). \quad (5.30)$$

Diese Energie ist zeitlich konstant und verteilt sich nach dem Virialsatz zu gleichen Teilen auf die mittlere potentielle und die mittlere kinetische Energie. Nach der Thermalisierung gilt für das neue Gleichgewicht

$$\frac{\sigma_{v_x,\infty}}{\sigma_{x,\infty}} = \omega_x. \quad (5.31)$$

Das Phasenraumvolumen \mathcal{V}_{PS} ist dann unter Berücksichtigung der Gleichverteilung

$$\mathcal{V}_{\text{PS}} = m\sigma_{v_x,\infty}\sigma_{x,\infty} = m\sqrt{\frac{E}{m}}\sqrt{\frac{E}{\omega_x^2 m}} = \frac{E}{\omega_x} = \frac{m}{2}\left(\frac{\sigma_{v_x,0}^2}{\omega} + \omega\sigma_{x,0}^2\right). \quad (5.32)$$

Verallgemeinert auf drei Raumdimensionen ist es minimal und gleich dem ursprünglichen Phasenraumvolumen, wenn

$$\omega_{x,y,z} = \frac{\sigma_{v_x,v_y,v_z}}{\sigma_{x,y,z}}. \quad (5.33)$$

Mit den Parametern $\sigma_\rho = 0,7$ mm, $\sigma_z = 0,7$ mm, $\sigma_{v_\rho} = 25$ cm/s und $\sigma_{v_z} = 25$ cm/s, entsprechend 150 μ K, ergeben sich zur optimalen Phasenraumanpassung Fallenfrequenzen von $\omega_\rho = \omega_z = 2\pi \times 57$ Hz. Dies liegt zwar unterhalb aber nahe an der maximal möglichen einstellbaren axialen Fallenfrequenz von 79 Hz. Eine wesentlich stärkere Komprimierung ist also nur unter einer gleichzeitigen Verringerung der Temperatur in vollem Umfang erstrebenswert.

Die genannten optimalen Fallenfrequenzen werden mit den Fallenparametern $B_r'' = B_z'' = 153$ G/cm² erreicht. Unter der Voraussetzung identischer Ströme durch Quadrupol- und Dipolspulen berechnen sich die Spulenströme mit den Werten aus Tabelle 5.1 zu $I_{\text{QP}} = I_{\text{DP}} = 116$ A und $I_{\text{HH}} = 86$ A. Das Offsetfeld beträgt dann $B_0 = 51$ G.

5.4.5 Adiabatisches Komprimieren

Bei der angestrebten evaporativen Kühlung in der Magnetfalle kommt es neben der erwünschten Extraktion energiereicher Atome zu zusätzlichen Teilchenverlusten: Neben der dichteabhängigen Penning-Ionisation ist insbesondere bei geringen Dichten der Zerfall aus dem metastabilen Zustand mit einer festen Zeitkonstanten

als wesentliche Ursache anzusehen. Zur effizienten Evaporation ist daher die Rate der rethermalisierenden elastischen Stöße zu maximieren. Dieses geschieht mittels Dichteerhöhung durch Aufsteilen des Fallenpotentials. Hiermit verbunden ist eine Steigerung der Temperatur, was aufgrund der höheren Kollisionsgeschwindigkeit ebenfalls die Stoßrate erhöht, solange der Stoßquerschnitt als unabhängig von der Temperatur angesehen werden kann.

Bei einer idealen adiabatischen Kompression bleibt die Entropie des Systems erhalten. Unter Beibehaltung der harmonischen Fallenform ist dies gleichbedeutend mit dem Erhalt der Phasenraumdicke. Es existieren zwei voneinander unabhängige Adiabazitätsbedingungen:

Während einer Schwingungsperiode darf sich die Oszillationsfrequenz ω nur um einen relativ zu ihr selbst kleinen Anteil ändern. Quantitativ ausgedrückt entspricht dies $\dot{\omega}/\omega \ll \omega$.

Außerdem ist bei einer Änderung des Aspektverhältnisses sicher zu stellen, dass sich durch rethermalisierende Stöße das Ensemble stets im thermodynamischen Gleichgewicht befindet, so dass sich die Änderung der kinetischen Energie auf alle Freiheitsgrade verteilen kann. Auf der Zeitskala der Änderung der Oszillationsfrequenz müssen sich daher mehrere elastische Stoßprozesse ereignen: $\dot{\omega}/\omega \ll \gamma_{\text{el}}$.

Um Fallenverluste während der Kompression zu minimieren, sollte diese auf einer Zeitskala kurz gegenüber der Zerfallszeit des Ensembles, also innerhalb von etwa einer Sekunde ablaufen. Mit der Anfangsfallenfrequenz $\omega \gg 1 \text{ s}^{-1}$ ist die erste Bedingung leicht zu erfüllen. Für die Beurteilung der zweiten Adiabazitätsbedingung ist eine Kenntnis über die elastische Streulänge nötig. Im anzunehmenden Parameterbereich ist $\gamma_{\text{el}} \approx 1 \text{ s}^{-1}$. Im ungünstigsten Fall einer vollkommen nichtadiabatischen Änderung des Aspektverhältnisses $\mathcal{A} = \omega_\rho/\omega_z$ ausgehend von einer sphärischen Falle kommt es zu einem Ungleichgewicht der mittleren kinetischen Energien in den jeweiligen Raumdimensionen und erst anschließend zur Thermalisierung. Hierbei verkleinert sich durch Entropiezunahme die Phasenraumdicke proportional zu $(27\mathcal{A}^2)/(2\mathcal{A} + 1)^3$. Bei $\mathcal{A} = 5$ beispielsweise würde sich die Phasenraumdicke halbieren.

Es soll nun abgeschätzt werden, in welchem Umfang sich die elastische Stoßrate durch adiabatische Kompression steigern lässt. Sie ist in guter Näherung das Produkt von mittlerer Dichte n , elastischem Streuquerschnitt $\sigma(T)$ und mittlerer Kollisionsgeschwindigkeit v_{coll}

$$\gamma_{\text{el}} = n_{\text{eff}}\sigma(T)v_{\text{coll}}, \quad \text{mit} \quad (5.34)$$

$$\sigma(T) = \frac{8\pi a^2}{1 + T/T_{\text{S}}}, \quad (5.35)$$

$$T_{\text{S}} = \frac{2\hbar^2}{3mk_{\text{B}}a^2}, \quad (5.36)$$

$$v_{\text{coll}} = 4\sqrt{\frac{k_{\text{B}}T}{\pi m}}. \quad (5.37)$$

Dabei ist a die elastische Streulänge.

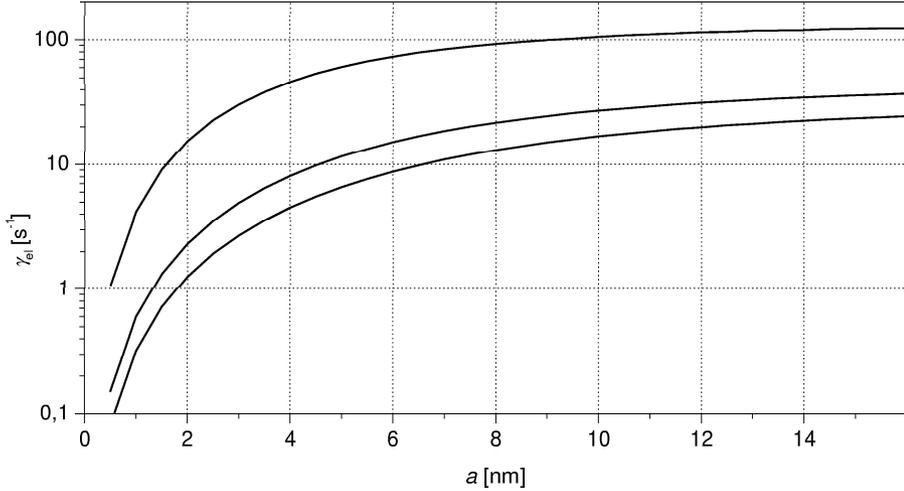


Abbildung 5.14: Abhängigkeit der elastischen Stoßrate γ_{el} von der elastischen Streulänge. Dargestellt sind von unten nach oben: die experimentellen Parameter für das präparierte Ensemble mit $N = 3,5 \times 10^8$, $n_0 = 5,7 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$, $T = 150 \mu\text{K}$, die berechneten Parameter für das in der sphärischen Falle komprimierte Ensemble mit $T = 208 \mu\text{K}$, die berechneten Parameter für das durch Absenken des Offsetfeldes auf 6 G weiter komprimierte Ensemble mit $T = 560 \mu\text{K}$.

Zur Kompression wird zunächst die axiale Magnetfeldkrümmung B'' und -gradient B' auf den maximalen Wert erhöht. Als zweiten Schritt wird durch Absenken des Offsetfeldes die radiale Krümmung B_r'' erhöht. Zur Vereinfachung soll nur der Fall einer Kompression abgeschätzt werden, in der die Falle näherungsweise harmonisch bleibt. Betrachtet sei also die Kompression in den zwei radialen Dimensionen durch Absenken des Magnetfeldoffsets von $B_{0,i}$ bis zum Grenzwert $B_{0,f} = \frac{k_B}{\mu} T(B_{0,f})$. Infolge der steigenden Temperatur lässt sich B_0 in Abhängigkeit von der Anfangstemperatur T_i um den Faktor

$$\frac{B_{0,i}}{B_{0,f}} = \left(\frac{\mu B_{0,i}}{k_B T_i} \right)^{\frac{3}{5}} \quad (5.38)$$

absenken. Dabei erhöht sich die radiale Magnetfeldkrümmung gemäß $B_r'' = \frac{B'^2}{B_0} - \frac{B''}{4}$ und $\omega_\rho \propto \sqrt{B_r''}$.

Ausgehend von den experimentell erreichten Ensembleparametern $N = 3,5 \times 10^8$, $n_0 = 5,7 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$, $T = 150 \mu\text{K}$ und den erreichbaren Magnetfeldstärken

unserer Falle kann nach der ersten Kompressionsphase durch Absenken des Offsetfeldes gemäß (5.38) auf $B_{0,f} = 6 \text{ G}$ die radiale Vibrationsfrequenz um dem Faktor 4,4 auf $\omega_\rho = 2\pi \times 340 \text{ Hz}$ erhöht werden. Abb. 5.14 zeigt die Abhängigkeit der elastischen Stoßrate γ_{el} von der Streulänge a . Zusätzlich sind die Stoßraten für die in den beschriebenen Schritten adiabatisch komprimierten Ensembles dargestellt. Die überdurchschnittlich hohen Magnetfeldstärken der aufgebauten Falle und das hohe magnetische Moment von metastabilem Neon bieten das Potenzial, durch adiabatische Kompression die elastische Stoßrate um eine Größenordnung zu steigern, so dass bei den genannten Startparametern eine selbstbeschleunigende evaporative Kühlung zu erwarten ist, sofern der Betrag der Streulänge etwa 2 nm übersteigt. Auch die Annahme einer im thermodynamischen Sinn adiabatischen Kompression ist dann in guter Näherung gerechtfertigt. Im Experiment wird das Offsetfeld bis auf typischerweise $B_{0,f} \approx 1 \text{ G}$ abgesenkt, da das semilineare Fallenregime durch die geänderte Zustandsdichte sogar Vorteile bei der evaporativen Kühlung erbringt. Somit sind die in Abb. 5.14 dargestellten Streuraten noch nicht als Maximalwert anzusehen.

Experimentell wurden bisher keine optimalen Umladeergebnisse erzielt. Es konnten zwar bis zu 3×10^8 Atome in die Magnetfalle transferiert werden, jedoch stieg die Temperatur vermutlich aufgrund von Fehlanpassungen der räumlichen Lage auf über 1 mK. Hier setzen die momentan durchgeführten Arbeiten an.

5.5 Messung der Fallenfrequenzen

Die räumliche Fehlanpassung führt zu einer Oszillation des in der Magnetfalle gespeicherten Ensembles. Nach der Speicherzeit t wurde die Magnetfalle ausgeschaltet und aus einer sich anschließenden Absorptionaufnahme die Schwerpunktsposition bestimmt. Aus wiederholten Messungen mit variabler Speicherzeit wurde die räumliche Schwingungsbewegung der Atomwolke bestimmt. Abb. 5.16 und 5.15 zeigen diese Oszillation in einer nahezu sphärischen Fallenkonfiguration. In radialer Richtung ist eine gedämpfte Schwingung zu beobachten. Die starke Dämpfung lässt sich durch die starke Anharmonizität im äußeren Fallenbereich erklären. Die in Abschnitt 5.2.2 beschriebene Abweichung von der Rotationssymmetrie bewirkt eine Kopplung der äußeren Freiheitsgrade, was zu einer Anregung der axialen Schwingung führt. Die aus den Aufnahmen bestimmten Schwingungsfrequenzen von $\omega_{\rho, \text{exp}} = 2\pi \times 38 \text{ Hz}$ und $\omega_{z, \text{exp}} = 2\pi \times 41 \text{ Hz}$ stimmen bis auf eine Abweichung von 15 % bzw. 7 % mit den aus den gemessenen Spulenströmen und den berechneten Feldparametern aus Tab. 5.1 überein. Die so theoretisch erwarteten Frequenzen liegen jeweils bei 44 Hz. Damit ist auch eine experimentelle Überprüfung der meisten in der komprimierten Falle vorliegenden Feldparameter gegeben. Lediglich eine aussagekräftige Angabe über das Offsetfeld in der komprimierten Falle kann bisher nicht gegeben werden, da sich das Ensemble bei den hohen Temperaturen überwie-

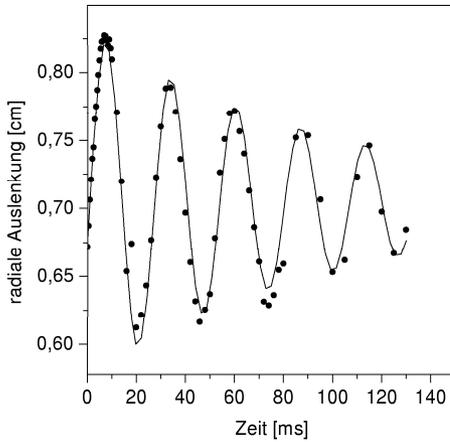


Abbildung 5.15: Radiale Oszillation des Ensembles nach dem Umladen in die Magnetfalle

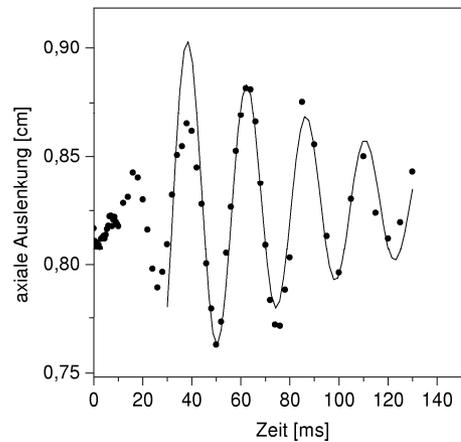


Abbildung 5.16: Axiale Oszillation des Ensembles nach dem Umladen in die Magnetfalle

gend im linearen Feldbereich befindet, und somit keine harmonische Schwingung in radialer Richtung stattfindet.

5.6 Verlustprozesse in der Magnetfalle

Von großer Bedeutung für das Erreichen hoher Phasenraumdichten durch evaporative Kühlung ist die starke Unterdrückung der Penning-Ionisation in einem spinpolarisierten Ensemble um mehrere Größenordnungen auf deutlich unterhalb von $10^{-12} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$. Bei einer mittleren Dichte von wenigen 10^{10} cm^{-3} wäre dann der Zerfall des Ensembles durch die endliche Lebensdauer des metastabilen Zustands dominiert.

Für eine erste abschätzende Untersuchung wurde der Zerfall des magnetisch gespeicherten Ensembles über eine Zeitspanne von 30 s verfolgt. Hierzu wurde nach einer variablen Zeit die Magnetfalle ausgeschaltet und mittels einer Absorptionaufnahme die zugehörige Teilchenzahl und Dichte bestimmt. Bei einem Offsetfeld von 31 G betrug die Vibrationsfrequenz der sphärischen Falle 44 Hz und die Fallentiefe $k_B \cdot 2,8 \text{ mK}$. Der rms-Radius des Ensembles betrug 1,4 mm und die durch Fallzeitmessung bestimmte Temperatur $300 \mu\text{K}$.

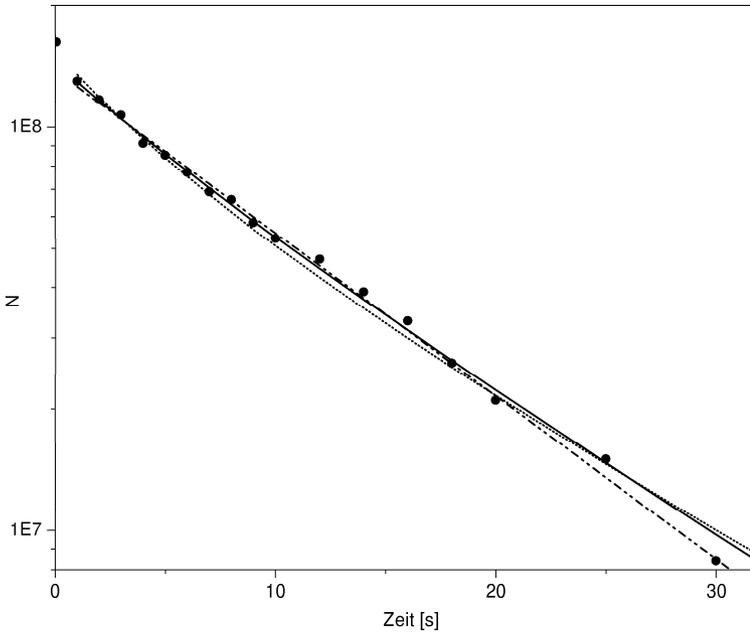


Abbildung 5.17: Mittels Absorptionsmessungen aufgenommener Zerfall des in der Magnetfalle gespeicherten Ensembles zur Bestimmung der Verlustparameter. Durchgezogene Linie: freier Fit ergibt $\alpha^{-1} = 12,6\text{s}$ und $\beta = 2,8 \times 10^{-11} \text{cm}^3 \text{s}^{-1}$; strichpunktierte Linie: $\alpha^{-1} = 10,8\text{s}$ und $\beta = 0$; gepunktete Linie $\alpha^{-1} = 14,1\text{s}$ und $\beta = 4,6 \times 10^{-11} \text{cm}^3 \text{s}^{-1}$.

Abb. 5.17 zeigt den auf diese Weise aufgenommenen Zerfall. Ein Fit nach dem Modell (4.12) mit freien Parametern α und β liefert $\alpha^{-1} = 12,6\text{s}$ und $\beta = 2,8 \times 10^{-11} \text{cm}^3 \text{s}^{-1}$, was einer Unterdrückung der Penning-Ionisation um eine Größenordnung entspricht. Ebenso dargestellt sind Modell-Zerfälle mit doppelter und verschwindender Penning-Ionisation, die ebenfalls nicht im Widerspruch zum gemessenen Verlauf stehen. Ein Parameter von $\beta \gg 4,6 \times 10^{-11} \text{cm}^3 \text{s}^{-1}$ ist hingegen wenig plausibel. Somit kann eine Unterdrückung der Penning-Ionisation um einen Faktor 5 als untere Schranke angesehen werden. Auch bei den ersten Untersuchungen zur Unterdrückung der Penning-Ionisation bei metastabilem Helium konnte lange Zeit nur ein Faktor 20 als untere Schranke angegeben werden. Auffallend beim Modell mit $\beta = 0$ ist die kurze Lebensdauer von $\alpha^{-1} = 10,8\text{s}$.

Um die Aussagekraft über die Penning-Ionisationsrate im spinpolarisierten Ensemble zu verbessern, ist es sinnvoll, die Dichte des Ensembles durch Kompression zu erhöhen. In der komprimierten Falle zeigte sich jedoch eine hohe Heizrate von über $100 \mu\text{K/s}$ (Abb. 5.18). Dies verhinderte eine zuverlässige Auswertung der entsprechenden Zerfallskurve

5.7 Evaporative Kühlung

Um zu tieferen Temperaturen zu gelangen, werden bei der evaporativen Kühlung [74] die energiereichsten Atome der thermischen Verteilung aus dem Ensemble entfernt. Hierzu werden die Atome durch Einstrahlen eines RF-Feldes in nicht gebundene magnetische Unterzustände gepumpt. Zu diesem Zweck ist in der Vakuum-Kammer eine Spule mit zwei Windungen, 5 cm Durchmesser und 5 cm Abstand vom Fallenzentrum positioniert. Zur optimalen Kopplung ist ihre Achse senkrecht zur Symmetrieachse der Magnetfalle. Die Frequenz wird von einem Signalgenerator (Rhode & Schwarz SMG.43) generiert und von einem 10-W-Leistungsverstärker (Bonn-Elektronik BSA 0122-10) auf die nötige Amplitude verstärkt. Der Verstärker ist freilast- und kurzschluss-sicher, sodass von zusätzlichen Schutzvorkehrungen abgesehen werden konnte.

Infolge des noch nicht vollständig optimierten Umladeprozesses, wurden die für hohe elastische Streuraten nötigen Parameter bisher nicht erreicht. Daher konnten wir lediglich die energieabhängige Extraktion von Atome demonstrieren. Hierzu wurde ein RF-Puls variabler Frequenz von 200 ms Dauer eingestrahlt. Abb. 5.19 zeigt die Abhängigkeit der Anzahl in der Falle verbleibender Atome von der Frequenz des angelegten Pulses.

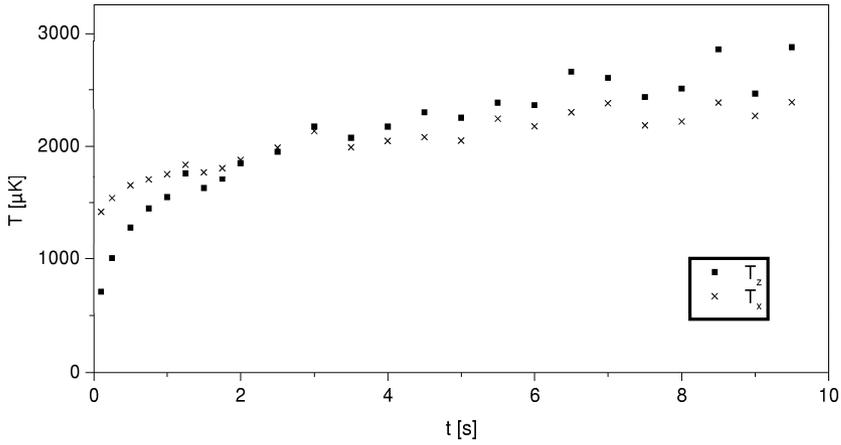


Abbildung 5.18: Temperaturverlauf des in der komprimierten Magnetfalle gespeicherten Ensembles

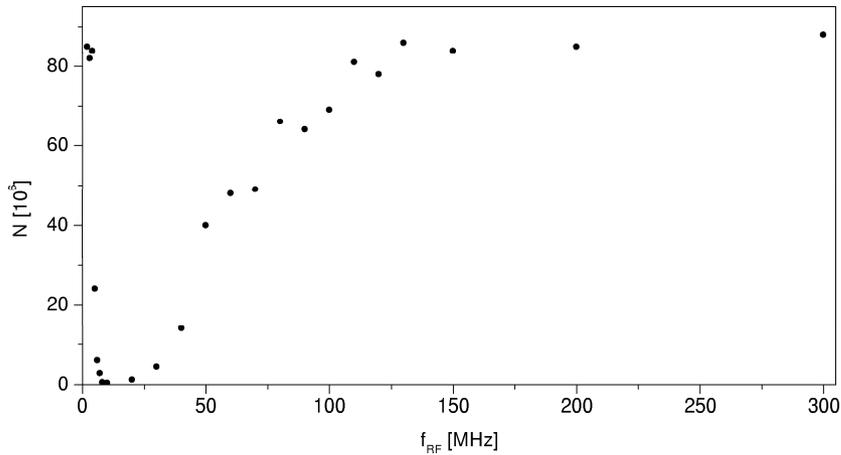


Abbildung 5.19: In der komprimierten Magnetfalle verbleibende Atome nach Einstrahlung eines RF-Pulses von 200 ms Dauer

Kapitel 6

Ausblick

Der realisierte experimentelle Aufbau und die Bereitstellung eines ultrakalten spinpolarisierten Ensembles metastabiler Neon-Atome bildet zusammen mit gewonnenen Erkenntnissen zur Atom- und Stoßphysik die Grundlage für eine Vielzahl weiterer Untersuchungen. Diese lassen sich unterteilen in zwei Zielrichtungen – einerseits die der Erforschung weitergehender atomphysikalischer Eigenschaften von Neon sowie andererseits die der Verwendung des angestrebten Bose-Einstein-Kondensats als Forschungsobjekt unter Ausnutzung der hohen inneren Energie und den damit verknüpften Diagnosemöglichkeiten.

Beide Richtungen sind insofern miteinander verknüpft, als dass die erfolgreiche Realisierung der Bose-Einstein-Kondensation entscheidend von den atomaren Parametern abhängt und andererseits die effiziente nichtoptische Detektion zusätzliche Wege der atomphysikalischen Untersuchungen ermöglicht.

Als nächster Schritt soll die Unterdrückung der Penning-Ionisation durch Spinpolarisation und deren Abhängigkeit von äußeren Parametern wie Temperatur und Magnetfeld weiterverfolgt werden. Entsprechen die Ergebnisse annähernd den theoretischen Erwartungen, lässt sich durch Beobachtung der Rethermalisierungsrate der elastische Streuquerschnitt bestimmen. Die Rethermalisierung und die damit verbundene zentrale Dichteerhöhung lässt sich aus dem transienten Verhalten der Penning-Ionisationsrate nach einem RF-Schnitt quantifizieren. Hierzu wurden in unserer Arbeitsgruppe von Tobias Kraemer [41] theoretische Modelle aufgestellt und diese in Simulationsrechnungen studiert.

Ein weiterer wichtiger zu ermittelnder Parameter ist die Rate von Dreikörper-Verlustprozessen, die speziell bei den angestrebten hohen Dichten Relevanz gewinnen kann. In diesem Zusammenhang stellt sich die Frage des genauen physikalischen Ablaufs solcher Prozesse und inwiefern beispielsweise bei Dreikörperstößen die assoziative Ionisation eine Rolle spielt. Durch Flugzeitmessungen lassen sich prinzipiell

die hierbei entstehenden molekularen Ionen von den atomaren Ionen unterscheiden.

Als Ergänzung zu den Messungen der Stoßparameter soll der bisherige Mangel an experimentell bestimmten Daten für die molekularen Wechselwirkungspotentiale mittels Photoassoziationsmessungen behoben werden. Auf diese Weise böte sich die Möglichkeit, die bisherigen theoretischen Modelle zu verfeinern und der physikalischen Realität besser anzunähern. Für diese Untersuchungen steht uns ein zweites Farbstofflaser-System zur Verfügung, dessen Stabilisierung auf den Neonübergang sich im Aufbau befindet.

Sämtliche bisher beschriebenen Vorhaben sind auf das zweite bosonische Isotop ^{22}Ne auszudehnen, da die jeweiligen Stoßparameter deutliche Isotopieunterschiede aufweisen können. Durch Stabilisierung der beiden Laser auf unterschiedliche Isotope sollen die Untersuchungen auf heteronukleare Stoßprozesse erweitert werden.

Mit Erreichen des quantenentarteten Regimes stehen Experimente im Vordergrund, bei denen die im Gegensatz zu den Alkaliatomen möglichen nichtoptischen Detektionsverfahren angewandt und ausgenutzt werden können. Hierzu ist ein entsprechendes auf MCP-Verstärkern und ortsauflösendem Detektor basierendes System unterhalb des Fallenzentrums zu installieren. Ein solches System vermag es, mit einer Detektionseffizienz von ca. 50 % gleichzeitig Auftreffort und -zeitpunkt auf unter $100\ \mu\text{m}$ bzw. $1\ \mu\text{s}$ zu bestimmen.

Mit diesen Spezifikationen lassen sich an einem ausgekoppelten Atomstrahl quantenstatistische Korrelationsmessungen höherer Ordnung durchführen und in Analogie zum Hanbury-Brown-Twiss-Experiment mit Photonen eine wesentliche Eigenschaft eines solchen „Atomlasers“ überprüfen. Die Option der Detektion einzelner Atome ist wesentlich bei Phänomenen mit sehr wenigen Teilchen und insbesondere sehr geringen Dichten, bei denen auf optischem Weg keine Messungen mehr durchgeführt werden können. So kann beispielsweise in Regimen extrem schwacher Fallenpotentialstärken experimentiert werden, in denen sich die Ausdehnung der Grundzustandswellenfunktion bis in den Millimeterbereich erstreckt. Damit ist der kontinuierliche Übergang zu einem quasi wechselwirkungsfreien Kondensat zu erforschen, in dem sich die ursprüngliche Modenstruktur eines dreidimensionalen harmonischen Oszillators beobachten lassen sollte. Jedoch stellt eine derart geringe Potentialstärke besondere Ansprüche an eine von Vibrationen und anderen Störungen weitestgehend freie Arbeitsumgebung.

Diese Fülle an interessanten physikalischen Fragestellungen lässt auch für die Zukunft weitreichende experimentelle und theoretische Forschungsarbeiten mit metastabilen Neon-Atomen erwarten.

Literaturverzeichnis

- [1] S. CHU
Rev. Mod. Phys. **70**, 685 (1998).
- [2] C. N. COHEN-TANNOUJDI
Rev. Mod. Phys. **70**, 707 (1998).
- [3] W. D. PHILLIPS
Rev. Mod. Phys. **70**, 721 (1998).
- [4] H.J. METCALF AND P. VAN DER STRATEN
Laser Cooling and Trapping
Springer-Verlag New York, 1999.
- [5] P. R. BERMAN
Atom Interferometry
Academic Press, San Diego, 1997.
- [6] Y. SORATIS, S. BIZE, C. NICOLAS, A. CLAIRON, C. SALOMON, AND C. WILLIAMS
Phys. Rev. Lett. **85**, 3117 (2000).
- [7] TH. UDEM, A. HUBER, B. GROSS, J. REICHERT, M. PREVEDELLI, M. WEITZ, AND T. W. HÄNSCH
Phys. Rev. Lett., **79**, 2646 (1997).
- [8] K. GIBBLE AND S. CHU
Phys. Rev. Lett **70**, 1771 (1993).
- [9] H. F. HESS
Phys. Rev. B. **34**, 3476 (1986).
- [10] N. MASUHARA, J.M. DOYLE, J.C. SANDBERG, D. KLEPPNER, T.J. GREY-TAK, H.F. HESS, AND G.P. KOCHANSKI
Phys. Rev. Lett. **61**, 935 (1988).

-
- [11] J. WEINER, V.S. BAGNATO, S. ZILIO, AND P.S. JULIENNE
Rev. Mod. Phys. **71**(1), 1, (1999).
- [12] A. EINSTEIN
Z. Phys. **26**, 178 (1924).
- [13] A. EINSTEIN
Sitzungsber. Kgl. Preuss. Akad. Wiss. **3** (1925).
- [14] M.H. ANDERSON, J.R. ENSHER, M.R. MATTHEWS, C.E. WIEMAN, AND
E.A. CORNELL
Science **269**,198 (1995).
- [15] K.B. DAVIS, M.O. MEWES, M.R. ANDREWS, N.J. VAN DRUTEN, D.S. DUR-
FEE, D.M. KURN, AND W. KETTERLE
Phys. Rev. Lett. **75**, 3969 (1995).
- [16] C.C. BRADLEY, C.A. SACKETT, J.J. TOLLETT, AND R.G. HULET
Phys. Rev. Lett. **75**, 1687 (1995).
- [18] F. CHEVY, K.W. MADISON, AND J. DALIBARD
Phys. Rev. Lett. **85**, 2223 (2000).
- [22] L. DENG, E. W. HAGLEY, J. WEN, M. TRIPPENBACH, Y. BAND, P. S.
JULIENNE, J. E. SIMSARIAN, K. HELMERSON, S. L. ROLSTON, AND W. D.
PHILLIPS)
Nature **398**, 218 (1999).
- [23] T.C. KILLIAN, D.G. FRIED, L. WILLMANN, D. LANDHUIS, S.C. MOSS, T.J.
GREYTAK, AND D. KLEPPNER
Phys. Rev. Lett. **81**, 3807 (1998).
- [24] D.G. FRIED, T.C. KILLIAN, L. WILLMANN, D. LANDHUIS, S.C. MOSS, D.
KLEPPNER, AND T.J. GREYTAK
Phys. Rev. Lett. **81**, 3811 (1998).
- [25] G. MODUGNO, G. FERRARI, G. ROATI, R. J. BRECHA, A. SIMONI, AND M.
INGUSCIO
Science Magazine, **294**, 1320 (2001).
- [26] A. ROBERT, O. SIRJEAN, A. BROWAEYS, J. POUPARD, S. NOWAK, D. BOI-
RON, C. I. WESTBROOK, AND A. ASPECT
Science Magazine **292**, 463 (2001).
- [27] F. PEREIRA DOS SANTOS, J. LÉONARD, JUNMIN WANG, C. J. BARRE-
LET, F. PERALES, E. RASEL, C. S. UNNIKRISHNAN, M. LEDUC, C. COHEN-
TANNOUDJI
Phys. Rev. Lett. **86**, 3459 (2001).

- [28] P. J. J. TOL, N. HERSCHBACH, E. A. HESSELS, W. HOGERVORST
Phys. Rev. A **60**, R761 (1999).
- [29] S. J. M. KUPPENS, J. G. C. TEMPELAARS, V. P. MOGENDORFF, B. J. CLAESSENS, H. C. W. BEIJERINCK, AND E. J. D. VREDENBREGT
Phys. Rev. A **65**, 023410 (2002).
- [30] M. YASUDA AND F. SHIMIZU
Phys. Rev. Lett. **77**, 3090 (1996).
- [31] R. H. BROWN AND R. Q. TWISS
Nature **177**, 27 (1956).
- [32] R. H. BROWN AND R. Q. TWISS
Nature **178**, 1046 (1956).
- [33] F. DALFOVO, S. GIORGINI, L. PITAEVSKII, AND S. STRINGARI
Rev. Mod. Phys. **71**, 463 (1999).
- [34] F. PENNING
Elektrische Gasentladungen
(1927).
- [35] M.R. DOERY, E.J.D. VREDENBREGT, S.S. OP DE BECK, H.C.W. BEIJERINCK, AND B.J. VERHAAR
Phys. Rev. A **58**, 3673 (1998).
- [36] G.V. SHLYAPNIKOV, J.T.M. WALRAVEN, U.M. RAHMANOV, AND M. W. REYNOLDS
Phys. Rev. Lett. **73**, 3247 (1994).
- [37] P. O. FEDICHEV, M. W. REYNOLDS, U. M. RAHMANOV, AND G. V. SHLYAPNIKOV
Phys. Rev. A **53**, 1447 (1996).
- [38] C. ORZEL, M. WALHOUT, U. STERR, P. S. JULIENNE, AND S. L. ROLSTON
Phys. Rev. A **59**, 1926 (1999).
- [39] H. KATORI, H. KUNUGITA, AND T. IDO
Phys. Rev. A **52**, R4324 (1995).
- [40] H. C. W. BEIJERINCK
persönliche Mitteilung.
- [41] TOBIAS KRAEMER
Diplomarbeit in Vorbereitung (2002).

- [42] A. ACLAN
Erzeugung eines langsamen Atomstrahls für eine Neon-Atomfalle
Diplomarbeit (unveröffentlicht), Universität Hannover (Februar 1999).
- [43] W. KETTERLE AND H.-J. MIESNER
Phys. Rev. A **56**, 3291 (1997).
- [44] C. JENTSCH
Longitudinale und transversale Kühlung eines Strahls metastabiler Neonatome
Diplomarbeit (unveröffentlicht), Universität Hannover (1999).
- [45] S. TEMPELAARS
Trapping metastable neon atoms
PhD thesis, University Eindhoven (2001).
- [46] F. SHIMIZU
Laser Spectroscopy IX, Academic Press, p. 444 (1998).
- [47] N. E. SMALL-WARREN AND L.-Y. CHOW-CHIU
Phys. Rev. A , **11** 1777 (1975).
- [48] C. G. TOWNSEND, N. H. EDWARDS, C. J. COOPER, K. P. ZETIE, C. J. FOOT, A. M. STEANE, P. SZRIFTGISER, H. PERRIN, AND J. DALIBARD
Phys. Rev. A **52**, 1423 (1995).
- [49] D. E. PRITCHARD
Phys. Rev. Lett., **51**, 1336 (1983).
- [50] A. ASPECT, N. VANSTEENKISTE, R. KAISER, H. HABERLAND, AND M. KARRAIS
Chem. Phys. **125**, 307 (1990).
- [51] W. ROOIJAKKERS, W. HOGERVORST, AND W. VASSEN
Opt. Comm. **123**, 321 (1996).
- [52] F. SHIMIZU, K. SHIMIZU, AND H. TAKUMA
Chem. Phys. **145**, 327 (1990).
- [53] E. RASEL, F. PEREIRA DOS SANTOS, F. SAVERIO PAVONE, F. PERALES, C. S. UNNIKRISHNAN, AND M. LEDUC
Eur. Phys. J. D7, 311 (1999).
- [54] W. ERTMER, R. BLATT, J. HALL, M. ZHU
Phys. Rev. Lett, **54**, 996 (1985).
- [55] M. J. VERHEIJEN, H. C. W. BEIJERINCK, L. H. A. M. v. MOLL, J. DRIESSEN, N. F. VERSTER
J. Phys. E. Sci. Instrum. **17**, 904 (1984).

- [56] T. J. GAY
Sources of Metastable Atoms and Molecules
Atomic, Molecules, and Optical Physics: Atoms and Molecules ed. by F. B. Dunning and R. G. Hulet, p. 95, Academic Press, San Diego, (1996).
- [57] R. S. VAN DYCK, C. E. JOHNSON, H. A. SHUGART
Phys. Rev. A, **5**, 991 (1972).
- [58] H. KATORI AND F. SHIMIZU
Phys. Rev. Lett. **70**, 3545 (1993).
- [59] M. WALHOUT, A. WITTE, S. L. ROLSON
Phys. Rev. Lett. **72**, 2843 (1994).
- [60] A. M. STEANE, M. CHOWDHURY, C. J. FOOT
JOSA B, 2142 (1992).
- [61] W. Petrick, M. H. Anderson, J. R. Ensher, and E. A. Cornell JOSA B **11**, 1332 (1994)
- [62] J. Dalibard and C. Cohen-Tannoudji JOSA B **6**, 2023 (1989)
- [63] U. BRAND
Diplomarbeit, Universität Bonn (1992) unveröffentlicht.
- [64] L. JULIEN, M. PINARD, F. LALOE
Jour. Phys. Lett. **41**, 479 (1980).
- [65] GÖ. BASAR, GÜ. BASAR, S. BÜTTGENBACH, S. KRÖGER, H. D. KRONFELDT
Z. Phys. D **39**, 283 (1997).
- [66] M.-O. MEWES, M. R. ANDREWS, D. M. KURN, D. S. DURFEE, C. G. TOWNSEND, AND W. KETTERLE
Phys. Rev. Lett. **78**, 582 (1997).
- [67] B. P. ANDERSON AND M. A. KASEVICH
Science **282**, 1686 (1998).
- [68] I. BLOCH, T. W. HÄNSCH, AND T. ESSLINGER
Phys. Rev. Lett. **82**, 3008 (1999).
- [69] J. P. DESCLAUX, P. INDELICATO, AND Y.-K. KIM
private communication.
- [70] M. MUDRICH, S. KRAFT, K. SINGER, R. GRIMM, A. MOSK, AND M. WEIDEMÜLLER
Phys. Rev. Lett. **88**, 253001 (2002).

- [71] A. SCHOLZ
Dissertation, Universität Bonn (1994).
- [72] F. PEREIRA DOS SANTOS, F. PERALES, J. LÉONARD, A. SINATRA, JUNMIN WANG, F. SAVERIO PAVONE, E. RASEL, C. S. UNNIKRISHNAN, AND MICHÈLE LEDUC
Eur. Phys. J. D **14**, 15 (2001).
- [73] P. J. J. TOL, N. HERSCHBACH, E. A. HESSELS, W. HOGERVORST, W. VASSEN
Phys. Rev. A **60**, R764 (1999).
- [74] N. MASUHARA, J. M. DOYLE, J. C. SANDBERG, D. KLEPPNER, AND T. J. GREYTAK
Phys. Rev. Lett. **61**, 935-938 (1988).

Anhang A

Liste der Veröffentlichungen

- M. ZINNER, P. SPODEN, T. KRAEMER, G. BIRKL UND W. ERTMER
Messungen zur natürlichen Lebensdauer, Stoßwechselwirkung und Kühlung ultrakalter metastabiler Neonatome
Vortrag, DPG-Frühjahrstagung, Osnabrück, März 2002.
- M. ZINNER, P. SPODEN, G. BIRKL, AND W. ERTMER
Interaction of Ultracold Metastable Neon Atoms
Poster, DPG-Frühjahrstagung, Berlin, April 2001.
- M. ZINNER, P. SPODEN, C. JENTSCH, G. BIRKL UND W. ERTMER
Untersuchung von Stoßprozessen mit ultrakalten metastabilen Neonatomen
Poster, Norddeutscher Lasertag 2000, Hannover, Dezember 2000.
- M. ZINNER, P. SPODEN, C. JENTSCH, G. BIRKL UND W. ERTMER
Ein Experiment zur Bose-Einstein-Kondensation mit metastabilem Neon
Poster, DPG-Frühjahrstagung, Bonn, April 2000.
- M. ZINNER, C. JENTSCH, A. ACLAN, G. BIRKL, AND W. ERTMER
Towards Bose-Einstein Condensation with metastable Neon Atoms
Workshop on Bose-Einstein Condensation, San Feliu, September 1999.
- M. ZINNER, C. JENTSCH, A. ACLAN, G. BIRKL, AND W. ERTMER
Investigation of Penning Ionization in cold metastable neon ensembles
Euroconference on slow collisions between laser manipulated systems, Elounda 1999.
- M. SCHIFFER, M. RAUNER, S. KUPPENS, M. ZINNER, K. SENGSTOCK, AND W. ERTMER
Guiding, focusing and cooling atoms in a strong dipole potential
Appl. Phys. B, **67**, 705-708 (1998).

- G. WOKURKA, M. ZINNER, M. RAUNER, M. SCHIFFER, S. KUPPENS, W. SCHIKOWSKI, K. SENGSTOCK UND W. ERTMER
Effiziente Erzeugung reiner Laguerre-Gauß Laserstrahlen und deren Überhöhung
Verhandlungen der Deutschen Physikalischen Gesellschaft, Mainz (1997).
- G. WOKURKA, S. KUPPENS, M. RAUNER, M. SCHIFFER, K. SENGSTOCK, T. SLAWINSKI, M. ZINNER, AND W. ERTMER
Blue Detuned Doughnut Modes as Elements for Atom Optics
Abstracts of the 15th International Conference on Atom Physics (ICAP), Amsterdam (1996).
- M. SCHIFFER, G. WOKURKA, M. RAUNER, S. KUPPENS, T. SLAWINSKI, M. ZINNER, K. SENGSTOCK, AND W. ERTMER
Holographically Designed Light Fields as Elements for Atom Optics
Technical Digest, Sydney, Australia, (Optical Soc. America, ISBN 1-55752-459-9, (1996).
- S. KUPPENS, M. RAUNER, M. SCHIFFER, G. WOKURKA, T. SLAWINSKI, M. ZINNER, K. SENGSTOCK, AND W. ERTMER
Atom Guiding in a Blue-Detuned Donut Mode
Trends in Optics and Photonics, Vol. 7, ..Ultracold Atoms and Bose-Einstein Condensation.., K. Burnett (ed.) (1996).
- S. KUPPENS, M. RAUNER, M. SCHIFFER, T. SLAWINSKI, G. WOKURKA, M. ZINNER, K. SENGSTOCK, AND W. ERTMER
Atom Guiding in a Blue-Detuned Donut Mode
III. Workshop ..Optics and Interferometry with Atoms.., Marciana Marina, Elba, Italy (1996).
- M. RAUNER, M. SCHIFFER, G. WOKURKA, S. KUPPENS, R. DEUTSCHMANN, T. SLAWINSKI, M. ZINNER, K. SENGSTOCK, AND W. ERTMER
Trapping and Cooling Atoms with Holographically Designed Light Fields
Technical Digest European Quantum Electronics Conference (EQEC), QthF1, Hamburg (1996).
- M. RAUNER, M. SCHIFFER, G. WOKURKA, M. ZINNER UND W. ERTMER
Führen von Atomen im Doughnut-Mode
Verhandlungen der Deutschen Physikalischen Gesellschaft, Jena (1996).

Anhang B

Lebenslauf und Bildungsweg

Persönliche Daten

Name	Martin Zinner
Geburtsdatum	31. März 1972
Geburtsort	Recife / Brasilien
Eltern	Hans-Jürgen Zinner Rotraut Zinner, geb. Wälken
Familienstand	ledig

Ausbildung

Schulbildung	06/1991	Abitur, Humboldtschule Hannover
Hochschulstudium	10/1991 – 11/1996	Physikstudium, Universität Hannover
	10/1995 – 10/1996	Diplomarbeit, Universität Hannover
	11/1996	Diplom in Physik
	10/1997 – 03/1999	Promotionsstudium Physik, Universität Hannover

Danksagung

An dieser Stelle habe ich die Freude, all denjenigen zu danken, die mich im Laufe der vergangenen Jahre unterstützt und mir den Spaß an der Arbeit bewahrt haben. Meinem Doktorvater Wolfgang Ertmer danke ich für die interessante Aufgabenstellung, seine immerfort wachsende Anteilnahme am Fortschritt des Experiments und die Schaffung des alljährlichen Dänemarkseminars, das die Gruppenzusammengehörigkeit nicht nur auf physikalischer Ebene prägt. Besonderer Dank gilt Gerhard Birkl für die vielen fruchtbaren Diskussionen und für die bereitwillige Preisgabe seines breiten Erfahrungsschatzes. Das Hinzustoßen von Peter Spoden ins Neon-Team war für mich im fachlichen wie im persönlichen Sinn eine echte Bereicherung. Ebenso bedanken möchte ich mich bei allen ehemaligen Neons, Wolfgang Schikowski, Aydin Aclan, Anette Pahl, Christian Jentsch und Tobias Kraemer, für die angenehme und ergiebige Zusammenarbeit. Gerade in der schwierigen Anfangsphase standen mir aus dem ersten Neonprojekt Guido Wokurka, Max Rauner, Simon Kuppens und Markus Schiffer als alte Hasen stets mit ihrem experimentellen Wissen zur Seite. Entsprechendes gilt für Kai Bongs, dessen Kenntnisse in der Hochstromtechnik mir sicher einige rauchende Erfahrungen erspart haben. Ernst Rasels Engagement verdanke ich den Forschungsaufenthalt in der Helium-Gruppe der Pariser ENS unter Claude Cohen-Tannoudji und Michelle Leduc. Ein physikalisches Vergnügen waren die ausdauernden Diskussionen mit Jochen Keupp. Am meisten bedeutet hat mir das außergewöhnlich gute Gruppenklima innerhalb und außerhalb des Instituts, das ausschlaggebend für die Freude und Ausdauer an der Arbeit war und ist. Hierfür danke ich allen genannten sowie Tanja Mehlstäubler, Silke Salewski, Albane Doulliet, Steffani Dettmer, Dirk Hellweg, Michael Volk, Markus Kottke, Rainer Dumke, Tobias Müther, Nils Rehbein, Sven Burger, Jan Arlt und Felix Buchkremer. Nicht zu vergessen sind Herr Heidekrüger and the Mechanics Herr Dohm, Herr Witzlau und Matthias Scholz, bei denen man nicht nur die präzisesten Werkstücke, sondern bei jedem Besuch auch eine ebenso sitzende Aufmunterung erwarten konnte. So hat man sich schon fast überlegt, was man nicht mal wieder runter geben könnte. Für die gute Freundschaft über viele Jahre und die Aktivitäten, wenn die Sonne gerade mal nicht zu sehen war, möchte ich mich bei Carsten Ziolk und Percy Zahl bedanken. Meinen Eltern danke ich besonders herzlich für die ideelle Unterstützung während meiner Promotionszeit.

