

# Stoßwechselwirkungen in einem kalten Gas metastabiler Neonatome

Vom Fachbereich Physik  
der Universität Hannover  
zur Erlangung des Grades  
Doktor der Naturwissenschaften  
– Dr. rer. nat. –

genehmigte Dissertation  
von

Dipl. Phys. Peter Spoden  
geboren am 18. Mai 1973 in Stuttgart

2004

Referent: Prof. Dr. Wolfgang Ertmer  
Koreferent: Prof. Dr. Maciej Lewenstein  
Tag der Promotion: 20. April 2004

*Making an atomic BEC  
was already a formidable task*

*– but trying to condense metastables  
is like tempting the devil.*

*Jook Walraven  
San Feliu de Guixols, September 2001*



## Zusammenfassung

Diese Arbeit ist dem Studium eines kalten Gases aus Neonatomen im metastabilen  $3s[3/2]_2$ -Zustand gewidmet. Sie umfasst die präzise Bestimmung der Lebensdauer dieses Zustandes und eine detaillierte Untersuchung elastischer und inelastischer Stöße zwischen spinpolarisierten Atomen. Basierend auf der Messung der entsprechenden Stoßparameter wurde gezeigt, dass das Isotop  $^{22}\text{Ne}$  besser als  $^{20}\text{Ne}$  für die Verdampfungskühlung geeignet ist. Eine Erhöhung der Phasenraumdicke eines  $^{22}\text{Ne}$ -Ensembles konnte beobachtet werden. Die Realisierung eines Bose-Einstein-Kondensates metastabilen Neons durch evaporatives Kühlen wird allerdings durch die vergleichsweise hohen inelastischen Stoßraten erschwert.

Für die hier beschriebenen Messungen wurden Neonatome in einer magneto-optischen Falle bzw. in einer magnetostatischen Falle gespeichert. Durch Laserkühlung innerhalb der Magnetfalle konnten zuverlässig Ensembles mit über 95% Besetzung des magnetischen Unterzustandes  $m_J = +2$  präpariert werden. Sie weisen eine typische Temperatur von 0,5 mK, eine zentrale Dichte von bis zu  $10^{11} \text{ cm}^{-3}$  und eine zentrale Phasenraumdicke von bis zu  $4,4 \times 10^{-7}$  auf.

Die natürliche Lebensdauer des metastabilen Zustandes wurde aus der exponentiellen Abnahme der Anzahl gespeicherter  $^{20}\text{Ne}$ -Atome ermittelt. Nach Berücksichtigung systematischer Einflüsse konnte sie zu 14,73(14) s bestimmt werden. Elastische Stöße konnten durch die Beobachtung der Relaxation einer anisotropen Temperaturverteilung des Atomensembles nachgewiesen werden. Bei den vorherrschenden Temperaturen wird deren Wirkungsquerschnitt durch die s-Wellen Streulänge  $a$  spezifiziert. Sie ist bei  $^{20}\text{Ne}$  wahrscheinlich negativ und beträgt  $a = -105(4)_{\text{stat}}(18)_{\text{syst}} a_0$  ( $a_0 = 5,29 \times 10^{-11} \text{ m}$ ). Die Streulänge von  $^{22}\text{Ne}$  ist mit hoher Wahrscheinlichkeit positiv und liegt zwischen  $150 a_0$  und  $1050 a_0$  mit einem wahrscheinlichsten Wert von  $a = +310(70)_{\text{stat}} a_0$ . Inelastische Stöße metastabiler Neonatome treten hauptsächlich als Penning-Ionisation auf. Durch die Bestimmung von Fallenverlusten und Heizraten konnte die dichteabhängige Rate inelastischer Stöße bestimmt werden. Sie wird durch den Verlustparameter  $\beta$  charakterisiert. Durch eine detaillierte Analyse konnte der Grad ihrer Unterdrückung  $\beta_{\text{unpol}}/\beta_{\text{pol}}$  durch Spinpolarisation ermittelt werden. Für  $^{20}\text{Ne}$  beträgt er 47(20) mit Verlustparametern von  $\beta_{\text{unpol}} = 2,5(8) \times 10^{-10} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$  und  $\beta_{\text{pol}} = 5,3(15) \times 10^{-12} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$  und für  $^{22}\text{Ne}$  lediglich 9(6) mit  $\beta_{\text{unpol}} = 8(5) \times 10^{-11} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$  und  $\beta_{\text{pol}} = 9,4(26) \times 10^{-12} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ . Die Unterdrückung inelastischer Stöße erweist sich hiermit um Größenordnungen geringer als prognostiziert.

Aufgrund eines höheren Verhältnisses elastischer zu inelastischer Stoßraten ist  $^{22}\text{Ne}$  besser für das evaporative Kühlen geeignet als  $^{20}\text{Ne}$ . Entsprechende erste Experimente wurden durchgeführt. Es konnte bei  $^{22}\text{Ne}$  eine Erhöhung der Phasenraumdicke um eine Größenordnung durch Evaporation beobachtet werden. Simulationsrechnungen der Verdampfungskühlung zeigen, dass insgesamt eine Erhöhung der Phasenraumdicke um zwei bis sieben Größenordnungen – je nach tatsächlicher Größe der Streulänge – erzielbar sein sollte.

**Schlagworte:** metastabiles Neon, Penning-Ionisation, elastische Stöße



## Abstract

This thesis describes the study of a cold gas of neon atoms in the metastable  $3s[3/2]_2$  state. It covers a precision measurement of the lifetime of this state and a detailed investigation of elastic and inelastic collisions between spinpolarized atoms. Based on the measurement of the appropriate collisional parameters, it is shown that the isotope  $^{22}\text{Ne}$  is better suited than  $^{20}\text{Ne}$  for evaporative cooling. Accordingly, an increase in phase space density of a  $^{22}\text{Ne}$  ensemble has been observed. The realization of a Bose-Einstein condensate is however hampered by the comparatively high rates of inelastic collisions.

For the measurements described here neon atoms have been confined in a magneto-optical trap or in a magnetostatic trap, respectively. By laser cooling inside the magnetic trap, atom samples with more than 95 per cent occupation of the magnetic substate  $m_J = +2$  could be prepared. They exhibit a typical temperature of 0.5 mK, a central density of up to  $10^{11} \text{ cm}^{-3}$ , and a central phase space density of up to  $4.4 \times 10^{-7}$ .

The natural lifetime of the metastable state was determined from the exponential decay of the number of trapped  $^{20}\text{Ne}$  atoms. Carefully accounting for systematical contributions it could be measured to 14.73(14) s. Elastic collisions could be observed by the relaxation of an anisotropic temperature distribution of the atom sample. For typical temperatures, the cross section of elastic collisions is specified by the s-wave scattering length  $a$ . For  $^{20}\text{Ne}$  it is probably negative and amounts to  $a = -105(4)_{\text{stat}}(18)_{\text{syst}} a_0$  ( $a_0 = 5.29 \times 10^{-11} \text{ m}$ ). The scattering length of  $^{22}\text{Ne}$  is very likely positive and amounts to  $150 a_0 < a < 1050 a_0$  with a most probable value of  $a = +310(70)_{\text{stat}} a_0$ . Inelastic collisions of metastable neon atoms are dominated by Penning ionization. By measuring trap losses and heating rates, the rate of inelastic collisions could be determined. It is characterized by the loss parameter  $\beta$ . The degree of its suppression by spin polarization  $\beta_{\text{unpol}}/\beta_{\text{pol}}$  was derived from a detailed analysis of inelastic collisions. For  $^{20}\text{Ne}$  it amounts to 47(20) with loss parameters of  $\beta_{\text{unpol}} = 2,5(8) \times 10^{-10} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$  and  $\beta_{\text{pol}} = 5,3(15) \times 10^{-12} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$  and for  $^{22}\text{Ne}$  to 9(6) with  $\beta_{\text{unpol}} = 8(5) \times 10^{-11} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$  and  $\beta_{\text{pol}} = 9,4(26) \times 10^{-12} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ . The suppression of inelastic collisions proves hereby to be orders of magnitude smaller than predicted.

Due to a higher ratio of elastic to inelastic collisions, the isotope  $^{22}\text{Ne}$  is better suited for evaporative cooling than  $^{20}\text{Ne}$ . Accordingly, first experiments on evaporative cooling of  $^{22}\text{Ne}$  have been carried out and an increase in phase space density by one order of magnitude has been observed. Based upon numerical simulations of the cooling process, the central phase space density may be increased by two to seven orders of magnitude in total depending on the actual value of the scattering length of  $^{22}\text{Ne}$ .

**Key words:** metastable neon, Penning ionization, elastic collisions





# Inhaltsverzeichnis

<b>1 Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2 Experimenteller Aufbau</b>	<b>5</b>
2.1 Eigenschaften metastabiler Neons . . . . .	5
2.2 Überblick über den experimentellen Aufbau . . . . .	7
2.3 Magnetische Speicherung . . . . .	14
2.3.1 Ioffe-Pritchard-Falle . . . . .	15
2.3.2 Aufbau der Ioffe-Pritchard-Falle . . . . .	18
2.3.3 Charakterisierung der Magnetfalle . . . . .	20
2.4 Bestimmung von Ensembleparametern . . . . .	23
2.4.1 Optische Detektion . . . . .	23
2.4.2 Elektronische Detektion . . . . .	25
2.4.3 Methoden zur Bestimmung der Ensembleparameter . . . . .	26
2.4.4 Genauigkeit der Parameterbestimmung . . . . .	28
<b>3 Präparation magnetisch gespeicherter spinpolarisierter Atome</b>	<b>33</b>
3.1 Optisches Pumpen . . . . .	35
3.2 Doppler-Kühlung in der Magnetfalle . . . . .	36
3.3 Optimierte Präparationssequenz . . . . .	39
<b>4 Lebensdauer des metastabilen Niveaus</b>	<b>43</b>
4.1 Verlustrate der magneto-optischen Falle . . . . .	44
4.2 Kollisionen mit dem Hintergrundgas . . . . .	46
4.3 Geometrische Verluste . . . . .	48
4.4 Bestimmung der Lebensdauer . . . . .	50
4.5 Vergleich mit theoretischen Vorhersagen . . . . .	52
<b>5 Elastische Stöße</b>	<b>55</b>
5.1 Elastische Kollisionen kalter Gase . . . . .	56
5.2 Kreuzdimensionale Relaxation . . . . .	61
5.3 Beobachtung elastischer Stöße . . . . .	63
<b>6 Inelastische Stöße</b>	<b>71</b>
6.1 Penning-Ionisation . . . . .	72
6.2 Inelastische Stöße unpolarisierter Atome . . . . .	77
6.3 Inelastische Stöße spinpolarisierter Atome . . . . .	82
6.3.1 Fallenverluste . . . . .	82
6.3.2 Heizraten . . . . .	84
6.4 Diskussion . . . . .	88

<b>7 Evaporative Kühlung</b>	<b>91</b>
7.1 Beschreibung der Kühlmethode . . . . .	93
7.2 Beobachtung der evaporativen Kühlung . . . . .	96
7.3 Simulation optimierter Kühlprozesse . . . . .	100
<b>8 Ausblick</b>	<b>109</b>
<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>113</b>
<b>A Zusammenstellung der Stoßparameter</b>	<b>123</b>
<b>B Beschreibung von Fallenverlustexperimenten</b>	<b>125</b>
<b>C Methode der reskalierten Zeit</b>	<b>127</b>
<b>D Lebenslauf</b>	<b>129</b>

## KAPITEL 1

### Einleitung

Die Erforschung ultrakalter Gase befasst sich mit atomarer Materie unter „Extrembedingungen“: Diese Gase sind bis zu einer Billion mal kälter und bis zu einer Milliarde mal verdünnter als Gase unserer alltäglichen Umgebung. Sie weisen Temperaturen zwischen einem halben Nanokelvin und einigen Millikelvin und Anzahldichten von  $10^{10}$  bis  $10^{15}$  Teilchen pro Kubikzentimeter auf. Die physikalische Forschung hat hierbei Zugang zu einem neuen Regime, in dem das Verhalten dieser Gase maßgeblich durch quantenmechanische Effekte beeinflusst wird. Dies wird besonders evident für ein Gas, das sich im quantenentarteten Regime befindet. Hierbei handelt es sich – abhängig von der Natur der kalten Atome – entweder um ein Bose-Einstein-Kondensat, das 1995 erstmals experimentell erzeugt werden konnte [1–4], oder um ein Fermi-entartetes System („Fermisee“), das in atomaren Gasen vier Jahre später erstmals beobachtet werden konnte [5–7]. Die Eigenschaften des „Fermisees“ sind dabei grundsätzlich verschieden von denen des Bose-Einstein-Kondensates.

Die Untersuchung der kalten und ultrakalten Atomgase vereinigt aktuelle mehrere Teilgebiete der Physik: die Atom- und Molekülphysik, die Quantenoptik und die Physik der kondensierten Materie [8–14]. Dies äußert sich in besonders schöner Weise an den Eigenschaften der Bose-Einstein-Kondensate. Diese weisen eine Form der Kohärenz auf, die in vielerlei Hinsicht an die Eigenschaften eines Lasers erinnert. Folge dieser Kohärenz ist einerseits, dass ein Kondensat ein makroskopisch ausgedehntes Quantenobjekt darstellt. Andererseits ist sie auch die Ursache dafür, dass dieser Materiezustand Eigenschaften aufweist, die von Superflüssigkeiten und Supraleitern bekannt sind. Als Beispiele dieser vielfältigen Eigenschaften der Kondensate seien hier für das Gebiet der Quantenoptik die Beobachtung der Interferenz zweier Kondensate [15], der Vier-Wellen-Mischung [16] und der Propagation von Solitonen [17, 18] genannt und für das Gebiet der kondensierten Materie die Beobachtung von Abrikosovgittern aus Vortizes [19, 20] und des Mott-Isolator-Übergangs [21].

Die Techniken, die zur Erzeugung der (ultra-)kalten Gase eingesetzt werden, sind die Kühlung und Speicherung neutraler Atome. Zur Speicherung werden hauptsächlich magneto-optische Fallen [22], optische Dipolfallen [23] und Magnetfallen [24] eingesetzt. Die Kühlung der Atome erfolgt vornehmlich in der aufeinander folgenden Anwendung von Methoden der Laserkühlung (für einen Überblick s. [25]) und der evaporativen Kühlung [26]. Dabei beruht die evaporative Kühlung auf der rethermalisierenden Wirkung elastischer Stöße, nachdem die mittlere Energie des zu kühlenden Ensembles durch einen externen Eingriff gesenkt wurde.

Elastische Stöße spielen jedoch nicht nur bei der Generierung ultrakalter Gase eine wichtige Rolle, denn beinahe das gesamte dynamische Verhalten dieser atomaren Gase ist Folge der Stoßwechselwirkungen zwischen Atomen. Bei den meisten in diesem Regime bisher untersuchten Elementen (das sind hauptsäch-

lich Alkalimetalle und metastabile Edelgase) dominieren hierbei die elastischen über die inelastischen Stöße. Die enorme Bedeutung elastischer Kollisionen manifestiert sich wiederum in besonderer Weise bei Bose-Einstein-Kondensaten. Die Formation der Kondensate, deren Stabilität und Kohärenzzeit, deren superfluides Verhalten und die Eignung von Bose-Einstein-Kondensaten für die nichtlineare Atomoptik hängen entscheidend von der elastischen Wechselwirkung ab [4, 10, 11, 27–29].

Bei manchen atomaren Systemen kann die elastische Wechselwirkung durch Anlegen äusserer Felder manipuliert werden, wozu meist die Existenz einer speziellen Streuresonanz – der Feshbach-Resonanz – genutzt wird. Abhängig von der applizierten Feldstärke kann die Größe des elastischen Wirkungsquerschnitts verändert werden. Damit kann ein kaltes Gas, das entweder vergleichsweise starken Wechselwirkungen unterliegt, oder aber wechselwirkungsfrei ist, erzeugt werden [12]. Jüngst wurde erkannt, dass durch adiabatisches Überschreiten einer Feshbach-Resonanz ultrakalte molekulare Quantengase erzeugt werden können, die aus Dimeren bosonischer [30] oder fermionischer Atome [31] bestehen. Diese Möglichkeit, aus fermionischen Atomen reversibel ultrakalte bosonische Moleküle zu erzeugen, wurde nun genutzt, um erstmalig molekulare Bose-Einstein-Kondensate zu erzeugen [32–35]. Durch eine Fortsetzung der Kühlung dieser Kondensate erhofft man, derart tiefe Temperaturen erzeugen zu können, die nach einer Umkehrung der Molekülerzeugung den BCS-Übergang fermionischer Atome beobachtbar werden lassen.

Viele der in den letzten Jahren studierten Phänomene (ultra-)kalter Gase sind grundsätzlicher Natur, so dass mit gewisser Berechtigung diese Gase generell als eine Art ideales Modellsystem der kondensierten Materie angesehen werden. Dabei entsteht leicht der falsche Eindruck, dass die interne Struktur der atomaren Spezies, aus der das Gas besteht, keine Rolle spielt. Jedoch liegen den beobachteten Effekten atomare Wechselwirkungen zugrunde. Deshalb ist die Wahl der verwendeten Spezies durchaus relevant, da hiermit implizit festgelegt wird, welche Effekte beobachtbar sind. In diesem Sinne fußt das Bestreben neue Elemente der Palette bereits kondensierter Spezies hinzuzufügen, auf der Absicht, neue, unerforschte physikalische Fragestellungen experimentell zugänglich zu machen.

Dementsprechend ist es auch das erklärte Ziel unseres Experimentes, ein Bose-Einstein-Kondensat bestehend aus Neonatomen im metastabilen  $3s[3/2]_2$ -Zustand zu erzeugen. Die Untersuchung der Stoßwechselwirkungen soll unter anderem klären, ob dieses Ziel aufgrund der atomphysikalischen Eigenschaften dieser Atome erreichbar ist. Da die Anregungsenergie des metastabilen Zustandes von 16,6 eV die thermische Energie der gespeicherten angeregten Neonatome um etwa acht Größenordnungen übertrifft, befinden sich die Atome in einer energetisch instabilen Situation. Die Lebensdauer von 14,73 s des  $3s[3/2]_2$ -Zustandes ermöglicht jedoch Experimente mit ihnen, da diese zumeist mit kürzeren Gesamtdauern durchgeführt werden.

Ausgehend vom metastabilen Zustand existiert bei allen Edelgasen ein geschlossener Übergang in ein höheres Niveau (das  $3p[5/2]_3$ -Niveau bei Neon). Dieser Übergang ist aufgrund seiner Linienbreite gut für die Laserkühlung geeignet. Daher spielten Experimente an metastabilen Edelgasen bei der Erforschung der Laserkühlung (z. B. [36–39]) sowie bei der Entwicklung der Atomoptik (z. B. [40–42]) eine wichtige Rolle. Viele dieser Experimente haben enorm von der hoch effizienten elektronischen Nachweisbarkeit metastabilen Neons profitiert.

Durch seine hohe Anregungsenergie kann ein solches Atom beim Aufprall auf metallischen Oberflächen dort gebundene Elektronen auslösen. Aus diesen kann in Elektronenvervielfachern ein klar detektierbares Signal erzeugt werden. Kombiniert mit optischen Nachweismethoden, wie sie bei anderen Spezies ausschließlich eingesetzt werden, eröffnen sich bei metastabilen Atomen deutlich erweiterte Diagnosemethoden, die sich durch eine hohe Nachweiseffizienz auszeichnen.

Ein für die Bose-Einstein-Kondensation metastabiler Edelgase wichtiger Aspekt ist die Penning-Ionisation [43, 44]. Aufgrund der hohen Anregungsenergie der metastabilen Zustände, führt die Kollision zweier metastabiler Atome oft zu einer Ionisation einer der beiden Stoßpartner. Die Rate dieser inelastischen Stöße ist derart hoch, dass sie verhindert, hohe Dichten gespeicherter Wolken metastabiler Atome zu erzeugen. Bis vor einigen Jahren bestand entsprechend keine Aussicht, ein Bose-Einstein-Kondensat aus diesen Atomen zu erzeugen. Diese Situation änderte sich, als erkannt wurde, dass sich bei metastabilem Helium die Rate der Penning-Ionisation bei vorliegender Spinpolarisation der Stoßpartner wahrscheinlich um vier Größenordnungen reduzieren lässt [45, 46]. Nachdem diese Unterdrückung experimentell nachgewiesen wurde [47], war der Weg zur Erzeugung eines Bose-Einstein-Kondensats geebnet; es wurde im Jahr 2001 erstmals beobachtet [48, 49].

Bei den schwereren Edelgasen kommt es nicht automatisch auch zu einer Unterdrückung der Penning-Ionisation durch Spinpolarisierung, da diese eine andere elektronische Struktur als Helium aufweisen. Der ungefüllte p-Rumpf dieser metastabilen Atome ruft anisotrope Wechselwirkungen hervor, die während des Kollisionsvorganges zu einer graduellen Depolarisierung der Stoßpartner führen. Theoretische Prognosen [50] besagen, dass bei metastabilem Neon noch eine deutliche Unterdrückung der Ionisation um ebenfalls bis zu vier Größenordnungen auftreten sollte, diese aber für noch schwerere Edelgase nicht mehr existent ist. Letzterer Aspekt wurde durch Experimente an Xenon experimentell bestätigt [51]. Für metastabiles Neon wurde deshalb prognostiziert, dass durch das Verfahren der evaporativen Kühlung ein Bose-Einstein-Kondensat erzeugt werden könnte [52]. Zuletzt durchgeführte Berechnungen der elastischen Streuraten [53] scheinen diese Aussage zu unterstützen.

Nachdem wir bereits die Existenz der Unterdrückung der Penning-Ionisation experimentell nachweisen konnten [54], ist es eines der zentralen Themen der hier vorliegenden Arbeit, das Ausmaß dieser Unterdrückung zu bestimmen. Ergänzt wird die Untersuchung der Stoßwechselwirkungen durch die Bestimmung elastischer Stoßraten. Bei Kenntnis der Parameter elastischer und inelastischer Stöße lassen sich experimentell unterstützte Aussagen treffen, ob in der Tat ein Bose-Einstein-Kondensat metastabiler Neons durch Verdampfungskühlung realisiert werden kann. Experimente, die ebenfalls zu diesem Ziel führen sollen, werden in der Gruppe um Prof. Beijerinck in Eindhoven durchgeführt [55].

Das Interesse an einem Kondensat metastabiler Neonatome gründet sich auf der Möglichkeit dieses elektronisch nachzuweisen. Dies kann entweder durch Detektion der metastabilen Atome selber oder durch Detektion der geladenen Ionisationsprodukte erfolgen. Insbesondere durch den Ionennachweis können nicht-invasive und gleichzeitig nicht-destruktive Messungen am gespeicherten Quantengas vorgenommen werden [56]. Es eröffnet sich damit ein einzigartiger Zugang, um Messungen an einem kalten Quantengas durchzuführen. Er könnte genutzt werden, um Erkenntnisse über die dynamischen Vorgänge der Formation und des Zerfalls eines Kondensats oder über dessen kollektive Anregungen

zu gewinnen.

Von größtem Interesse sind jedoch Messungen bei denen der elektronische Nachweis der metastabilen Atome orts- und zeitaufgelöst erfolgt. Aus solchen Messungen können Teilchenkorrelationen beliebiger Ordnung ermittelt werden, die von den quantenstatistischen Kohärenzeigenschaften eines Bose-Einstein-Kondensates abhängen. So zeigt sich insbesondere in der Korrelationsfunktion zweiter Ordnung der fundamentale Unterschied der Kondensate zu thermischen Atomen durch die Abwesenheit des sogenannten bunching-Effektes – ganz in Analogie zum Unterschied zwischen Laserlicht und thermischem Licht [57]. Ein orts- und zeitaufgelöster Nachweis eines Kondensats würde dem berühmten Experiment von Hanbury Brown und Twiss [58] mit Licht entsprechen. Er könnte bereits existierende direkte Messungen der Korrelationsfunktion zweiter Ordnung, die an einem Atomstrahl thermischer metastabiler Neonatome [59] bzw. an einem Kondensat aus Rubidiumatomen [60] durchgeführt wurden, ergänzen.

Die hier vorliegende Arbeit ist wie folgt gegliedert: In den beiden folgenden Kapiteln wird zunächst der Aufbau des Experimentes und die Präparation kalter spinpolarisierter Atomwolken beschrieben. Dieser Einführung schließt sich die Beschreibung der Messung der natürlichen Lebensdauer des metastabilen  $3s[3/2]_2$ -Zustandes von Neon an, die am bosonischen Isotop  $^{20}\text{Ne}$  durchgeführt wurde. Anschließend wird die experimentelle Untersuchung elastischer (Kap. 5) und inelastischer Stöße (Kap. 6) beider bosonischer Isotope,  $^{20}\text{Ne}$  und  $^{22}\text{Ne}$ , vorgestellt. Die Demonstration einer Erhöhung der Phasenraumdicke durch evaporatives Kühlen von  $^{22}\text{Ne}$  und eine Diskussion der Aussichten, mittels dieses Verfahrens ein Bose-Einstein-Kondensat zu erzeugen, schließen die Arbeit ab.

## KAPITEL 2

### Experimenteller Aufbau

Die hier vorgestellten Arbeiten haben das generelle Ziel eine möglichst hohe Phasenraumdichte gespeicherter metastabiler Neonatome zu erreichen und, falls möglich, den Phasenübergang zu einem Bose-Einstein-Kondensat zu beobachten. Basierend auf den Anforderungen, die solch ein Ziel stellt, wurde ein experimenteller Aufbau erstellt, wie er in weiten Teilen in der Dissertation von Martin Zinner beschrieben ist [54]. Ausgehend von den Eigenschaften metastabiler Neons (Abschnitt 2.1) wird hier lediglich ein Überblick über das Experiment gegeben (Abschnitt 2.2). Schwerpunkte in dieser Darstellung bilden die Beschreibung und Charakterisierung der verwendeten Magnetfalle (Abschnitt 2.3) sowie die Vorstellung benutzter Techniken und Methoden zur Bestimmung von Ensembleparametern in Abschnitt 2.4.

#### 2.1 Eigenschaften metastabiler Neons

Von den drei natürlich vorkommenden Isotopen Neons sind  $^{20}\text{Ne}$  (natürliche Häufigkeit 90,25%) und  $^{22}\text{Ne}$  (9,25%) von bosonischer Natur. Das einen Kernspin von  $3/2$  aufweisende Isotop  $^{21}\text{Ne}$  (0,27%) ist ein Fermion [61].

Die energetisch niedrigsten Niveaus der in dieser Arbeit ausschließlich untersuchten bosonischen Isotope sind in Abb. 2.1 dargestellt. Als Ordinate dient die (nicht maßstäblich gezeigte) Bindungsenergie, als Abszisse der Gesamtdrehimpuls  $J$  der Zustände. Diese sind entsprechend der  $LS$ -Notation mit  $^{2S+1}L_J$  gekennzeichnet, wobei  $L$  der Gesamtbahndrehimpuls und  $S$  der Gesamtspin des Atoms ist. Die ersten angeregten Zustände von Neon entstehen durch das Anheben eines  $p$ -Elektrons aus der geschlossenen  $(2s)^2(2p)^6$ -Schale in einen  $3s$ -Zustand. Hierbei wird ein Großteil der Ionisationsenergie von 21,6 eV aufgewandt: Der niedrigste angeregte Zustand weist eine Anregungsenergie von 16,6 eV auf. Aufgrund der starken Spin-Bahn-Wechselwirkung zwischen dem Valenzelektron und dem ungefüllt verbliebenen  $2p^5$ -Rumpf liegt bei Neon eine intermediäre Racah-Kopplung der Drehimpulse vor,  $S$  und  $L$  sind in diesem Fall keine Erhaltungsgrößen. Die Zustände in Abb. 2.1 sind deshalb auch mit der Racah-Notation  $n l [J_{\text{Rumpf}} + l]_J$  bezeichnet. Hierbei wird das Valenzelektron durch die Hauptquantenzahl  $n$  und die Bahndrehimpulsquantenzahl  $l$  klassifiziert, der Rumpf durch dessen Gesamtdrehimpuls  $J_{\text{Rumpf}}$ . Ein dem  $l$  hintan gestellter Apostroph bedeutet  $J_{\text{Rumpf}} = 3/2$ , fehlt dieser, so gilt  $J_{\text{Rumpf}} = 1/2$ .

Die ersten angeregten Zustände teilen sich auf in ein Triplett und in ein Singulett, jedoch besteht zwischen diesen kein strenges Interkombinationsverbot wie im Falle Heliums. Zwei der Triplett-Zustände sind metastabil, wobei der in dieser Arbeit manipulierte Zustand  $3s[3/2]_2$  nur durch einen magnetischen Quadrupolübergang in den Grundzustand zerfallen kann. Der andere metastabile Zustand  $3s'[1/2]_0$  zerfällt über den  $3s'[1/2]_1$ -Zustand in den Grundzustand.

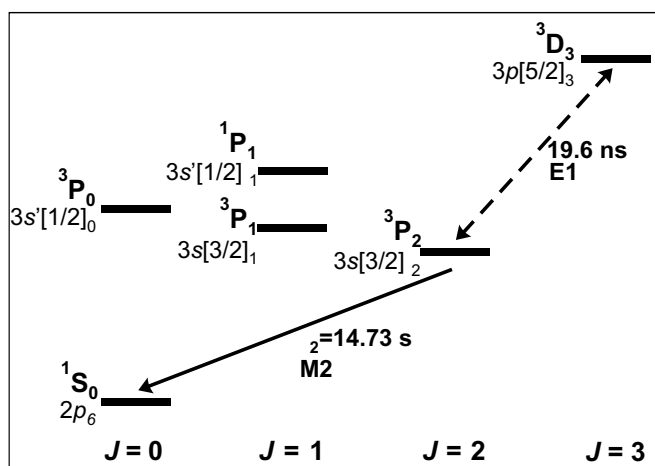


Abbildung 2.1: Termschema bosonischen Neons, das die niedrigsten angeregten Zustände beinhaltet. Die Zustände sind entsprechend ihres Gesamtdrehimpulses  $J$  angeordnet und entsprechend der  $LS$ -Notation (oben) und der Racah-Notation (unten) bezeichnet. Die in dieser Arbeit vorgestellten Experimente beruhen allesamt auf der Manipulation des  $3s[3/2]_2$ -Zustandes; zur Laserkühlung wird der geschlossene Übergang in den  $3p[5/2]_3$ -Zustand genutzt.

Tabelle 2.1: Für die Manipulation des  $3s[3/2]_2$ -Zustandes von Neon relevante Parameter. Die Rückstoßgeschwindigkeit und -temperatur sind für  $^{20}\text{Ne}$  angegeben.

Metastabiler $3s[3/2]_2$ -Zustand		
Anregungsenergie		$E = 16,6\text{ eV}$
Wellenlänge		$\lambda = 74,6\text{ nm}$
Lebensdauer		$\tau = 14,73\text{ s}$
Kühlübergang $3s[3/2]_2 \rightarrow 3p[5/2]_3$		
Wellenlänge in Luft		$\lambda = 640,2\text{ nm}$
Lebensdauer		$\tau = 19,4\text{ ns}$
Linienbreite		$\Gamma = 2\pi \cdot 8,18\text{ MHz}$
Sättigungsintensität	$I_0 = \frac{\pi\hbar c}{3} \frac{\Gamma}{\lambda^3}$	$I_0 = 4,08\text{ mW/cm}^2$
Parameter der Laserkühlung		
Doppler-Temperatur	$T_D = \frac{\hbar\Gamma}{2k_B}$	$T_D = 196\text{ }\mu\text{K}$
Rückstoßgeschwindigkeit	$v_R = \frac{\hbar}{m} k_L$	$v_R = 3,1\text{ cm/s}$
Rückstoßtemperatur	$T_R = \frac{\hbar^2 k_L^2}{mk_B}$	$T_R = 2,3\text{ }\mu\text{K}$
Zeeman-Verschiebung $\Delta E_{m_J}$ des $3s[3/2]_2$ -Zustandes		
Landé'scher $g_J$ -Faktor		$g_2 = \frac{3}{2}$
Zeeman-Verschiebung	$m_J=2$	$\Delta E_2 = 3\mu_B B$
Differenzenergie	$\Delta m=1$	$\Delta E_2 - \Delta E_1 = \frac{3}{2}\mu_B B$



Die verbleibenden Zustände mit  $J=1$  zerfallen über schnelle Dipolübergänge in den Grundzustand.

Der metastabile Zustand  $3s[3/2]_2$  ist für Experimente zur Speicherung und Laserkühlung von Neon besonders geeignet, da ein geschlossener Übergang zum  $3p[5/2]_3$ -Niveau existiert. Dieser eignet sich aufgrund seiner Linienbreite von  $\Gamma = 2\pi \cdot 8,2 \text{ MHz}$  zur Laserkühlung. Licht der erforderlichen Wellenlänge von  $\lambda = 640,2 \text{ nm}$  ist bequem mit Lasersystemen erzeugbar.

In Tab. 2.1 sind die für Experimente mit Neon im  $3s[3/2]_2$ -Zustand relevanten Parameter zusammengefasst.

## 2.2 Überblick über den experimentellen Aufbau

Jedwede Manipulation metastabiler Neons beginnt zwangsläufig mit der Anregung von Neon in diesen metastabilen Zustand. Die hierfür gebräuchliche Methode ist die Elektronenstoßanregung innerhalb einer Gasentladung. Da einerseits für eine stabile Entladung ein minimaler Druck von etwa 1 mbar notwendig ist, und andererseits für die Speicherung von Atomen in einer Falle ein Druck von unter  $10^{-10}$  mbar anzustreben ist, muss der experimentelle Aufbau das Auftreten eines derart großen Druckunterschiedes ermöglichen.

Der Aufbau gliedert sich deshalb in zwei Teile, eine Quellkammer, in der ein Atomstrahl metastabiler Neonatome generiert wird, und eine Hauptkammer, in der die Atome aus dem ankommenden Strahl gefangen werden. Hierzu wird eine magneto-optische Falle (MOT) benutzt, aus der die gespeicherten Atome in eine magnetostatische Falle transferiert werden können. Da die maximale Einfangeschwindigkeit der MOT ca. 50 m/s beträgt, müssen die einzufangenden Atome auf dem Weg zur Falle abgebremst werden.

Zur Aufrechterhaltung des Druckunterschiedes sind Quell- und Hauptkammer durch mehrere differentielle Pumpstufen voneinander getrennt. Die wesentlichen Teile des hier beschriebenen Experiments wurden während der Dissertation von Martin Zinner [54] aufgebaut. Abbildung 2.2 zeigt eine Fotografie des Aufbaus.

### Erzeugung eines langsamen Atomstrahls

Der metastabile Zustand wird in einer Gleichspannungsentladung angeregt, die im Inneren einer Atomstrahlquelle brennt. Deren Anregungseffizienz ist mit  $10^{-4}$  sehr gering, so dass die MOT lediglich mit  $3 \times 10^9$  metastabilen Atomen pro Sekunde geladen wird. Um die mittlere Geschwindigkeit des ausströmenden Strahls zu minimieren, wird der Querkörper mit flüssigem Stickstoff auf etwa 77 K gekühlt.

Die erste differentielle Pumpstufe, die der Atomstrahl nach 7 mm erreicht, ist ein Skimmer mit einem Durchmesser von 0,8 mm. In dieser ersten Sektion der Quellkammer fällt der größte Gasballast an, der durch eine Öldiffusionspumpe abgepumpt wird. Der Umgebungsdruck der Quelle beträgt dann  $2 \times 10^{-5}$  mbar. In den beiden sich anschließenden Sektionen der Quellkammer wird dieser Druck stufenweise durch differentielle Pumpstufen reduziert. In diesen Sektionen kommt jeweils eine Turbomolekularpumpe zum Einsatz; bereits in der zweiten Sektion kann somit der Druck schon auf ca.  $5 \times 10^{-7}$  mbar abgesenkt werden. In der dritten Sektion befindet sich ein Atomstrahlshutter, der die freie

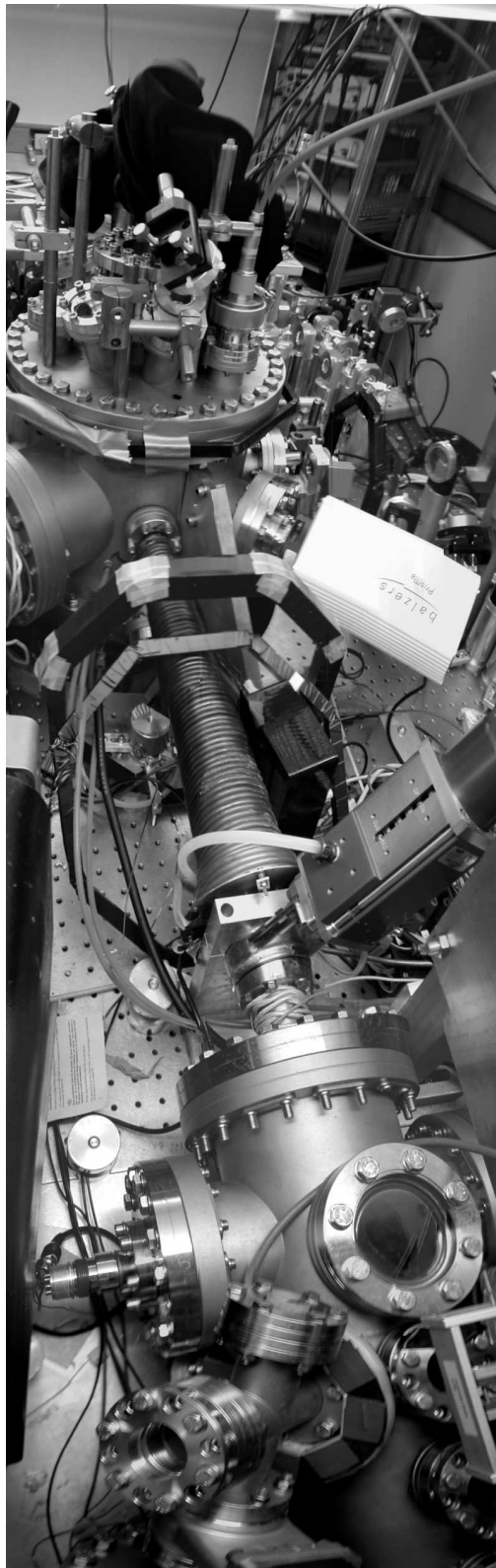


Abbildung 2.2: Experimenteller Aufbau von oben fotografiert.

**Oberer Bildabschnitt:**

In der Hauptkammer werden Atome bei einem Druck von unter  $10^{-10}$  mbar gespeichert. Oberhalb der Kammer befindet sich unter dem schwarzen Streulichtschutz die CCD-Kamera. Innerhalb der Kammer sind die Spulen der Magnetfalle angebracht, eine Spule zum Einstrahlen von Radiofrequenzen und eine MCP zum elektronischen Nachweis metastabiler Atome, UV-Photonen und Ionen.

**Mittlerer Bildabschnitt:**

Im Zeemanslower wird die mittlere Geschwindigkeit des Atomstrahles von 620 m/s auf etwa 50 m/s reduziert. Ebenfalls erkennbar ist eine von sechs Kompensationsspulen, die dazu dienen das Labormagnetfeld am Ort der Falle zu kompensieren.

**Unterer Bildabschnitt:**

Teil der Quellenkammer, in der der Atomstrahl metastabiler Neonatome erzeugt und kollimiert wird. Am Ende der Kammer befindet sich eine differentielle Pumpstufe, vor der ein mechanischer Shutter den Fluss des Atomstrahls in die Hauptkammer unterbrechen kann.

Sicht der Quelle auf die Hauptkammer unterbricht. Er wird nur zum Laden der MOT geöffnet und ermöglicht daher, den Druck der Hauptkammer auf unter  $10^{-10}$  mbar zu senken. Vor dem Einbau des Shutters war dieser Druck durch den permanent einströmenden Atomstrahl auf minimal  $10^{-9}$  mbar beschränkt.

Aufgrund der geometrischen Einschränkungen durch die differentiellen Pumpstufen ist der nutzbare Raumwinkel des Atomstrahls auf ungefähr  $20 \mu\text{sterad}$  begrenzt. Um den Ladefluss der MOT zu maximieren, wird der Atomstrahl deshalb kollimiert. Damit wird der effektiv nutzbare Raumwinkel des Atomstrahls erhöht. Hierzu wird die transversale Geschwindigkeitsbreite der Atome durch zweidimensionale Laserkühlung auf der Basis gekrümmter Wellenfronten herabgesenkt. Eine 5 cm lange Melassenkühlzone wurde hierfür von Christian Jentsch entwickelt [62] und befindet sich in der zweiten Quellkammersektion. Die benötigten Lichtfelder weisen eine Verstimmung von  $\Delta = -1/4\Gamma$  und eine Intensität von  $50 \text{ mW/cm}^2$  auf. Durch den Einsatz der Kollimationszone konnte die Laderate der MOT um nahezu das 40-fache erhöht werden (s. Kap. 3.2 in [54]).

Nach Durchlauf der dritten Kammersektion tritt der Atomstrahl in den sogenannten Zeeman-Slower ein, in dem die Atome abgebremst werden. Hierzu wird dem Atomstrahl ein Bremslaserstrahl entgegengeschickt, der während des Abbremsens permanent in Resonanz mit dem atomaren Kühlübergang ist. Dies wird erreicht, indem die jeweils lokal auftretende Doppler-Verschiebung durch eine ortsabhängige Zeeman-Verschiebung, die von einem entsprechend entworfenen Magnetfeld hervorgerufen wird, kompensiert wird. Der Zeeman-Slower wurde von Aydin Aclan aufgebaut [63] und besitzt eine Länge von 54 cm. Auf dieser Strecke wird die ursprüngliche mittlere Geschwindigkeit des Strahls von 620 m/s auf 50 m/s reduziert. Der benötigte Bremslaserstrahl durchläuft das Zentrum der MOT, deren Betrieb durch diese Lichtfelder nicht beeinträchtigt werden soll. Deshalb ist der Bremsstrahl mit  $\Delta = +20\Gamma$  blauverstimmt. Es stellte sich experimentell heraus, dass der optimale Einsatz des Slowers kritisch von den erzeugbaren Abbruchfeldgradienten abhängt (s. Kap. 3.3 in [54]). Eine optimale Laderate der MOT wurde bei einem Gradienten von 250 G/cm gefunden, die hierfür notwendigen Spulenströme liegen über dem zulässigen Dauerstrom, so dass der Zeeman-Slower nur während der Ladezeit der MOT von 400 ms eingeschaltet wird.

### Speicherung metastabiler Atome

Die aus dem Zeeman-Slower austretenden Atome werden von einer magneto-optischen Falle eingefangen. Sie können dann optional in eine magnetostatische Falle (s. Abschnitt 2.3) transferiert werden.

Für Experimente mit gespeicherten Atomen, insbesondere falls eine Erhöhung der Phasenraumdichte angestrebt wird, ist eine Ultrahochvakuum(UHV)-Umgebung mit einem Druck von weniger als  $10^{-10}$  mbar notwendig. Andernfalls ist die Lebensdauer der gespeicherten Atome in der Falle durch Stöße mit dem Hintergrundgas limitiert (s. Abschnitt 4.2). Um die notwendigen Druckbedingungen bereitzustellen, wird die Hauptkammer mit drei verschiedenen Pumpen evakuiert, die an einem Appendix der Kammer angebracht sind. Es kommen eine Turbomolekularpumpe (Saugleistung 250 l/s), eine Ionengetterpumpe mit spezieller Edelgastriode (Saugleistung 250 l/s, speziell für Neon: 20 l/s) und eine Titansublimationspumpe (TSP) zum Einsatz, die besonders hohe Sauglei-

stungen für Wasser und Wasserstoff aufweist. Dank der TSP kann der von den anderen beiden Pumpen erzielte Basisdruck von etwa  $1,2 \times 10^{-10}$  mbar auf  $6 \times 10^{-11}$  mbar abgesenkt werden. Durch Fluten des Kühlschildes, das die TSP umgibt, mit flüssigem Stickstoff kann der Basisdruck der Hauptkammer auf bis zu  $1,5 \times 10^{-11}$  mbar abgesenkt werden. Dieser Druck erhöht sich im Experimentierbetrieb, da während der Ladephase der MOT der Atomstrahl in die UHV-Umgebung einströmt. Dank des eingebauten Atomstrahlshutters bleibt der Druckanstieg auf etwa  $3 \times 10^{-11}$  mbar beschränkt und wird innerhalb einiger Sekunden wieder abgebaut.

Die magneto-optische Falle wird durch die Überlagerung eines geeigneten Lichtfeldes mit einem sphärischen Quadrupolmagnetfeld gebildet. Dieses wird von einem Paar antiparallel durchflossener Dipolspulen erzeugt, die Bestandteil der in Abschnitt 2.3 beschriebenen Magnetfalle sind. Die Symmetrieachse des Quadrupolfeldes liegt horizontal und senkrecht zur Achse des Atomstrahles. Der axiale Gradient  $B'_{\text{ax}}$  des Magnetfeldes ist etwa doppelt so groß wie die Gradienten in radialer Richtung und beträgt typischerweise  $20 - 30$  G/cm.

Das Lichtfeld der MOT besteht aus drei zueinander senkrecht stehenden Paaren entgegenlaufender zirkular polarisierter Laserstrahlen, die ohne das Magnetfeld eine dreidimensionale optische Melasse erzeugen. Die Gesamtintensität  $I_{\text{ges}}$  der Laserstrahlen verteilt sich im Verhältnis 2:2:1 auf die drei Strahlenpaare. Die niedrigere Intensität in axialer Richtung kompensiert den höheren Gradienten  $B'_{\text{ax}}$ , so dass das gefangene Ensemble eine nahezu isotrope Ausdehnung aufweist. Die MOT-Laserstrahlen weisen ein gaußförmiges Strahlprofil mit einem Strahlradius von 10 mm auf, das durch eine Blende auf einen Durchmesser von 22 mm beschränkt wird. Mit diesen Strahlen wird das mögliche Schnittvolumen der Laserstrahlen, das durch die Magnetfalle eingegrenzt wird, voll ausgeleuchtet. Durch den Einsatz eines akusto-optischen Modulators (AOM) zur Intensitäts- und Frequenzvariation wird eine größtmögliche Flexibilität des MOT-Betriebs sichergestellt. Der erreichbare Parameterraum ( $\Delta = -10 \dots + 2\Gamma$ ,

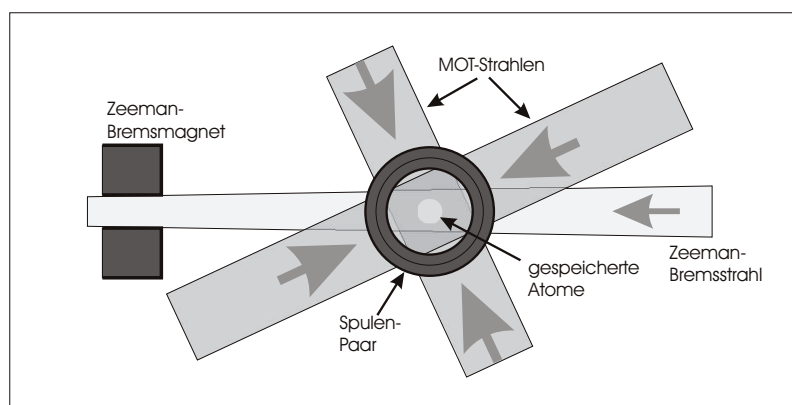


Abbildung 2.3: Schematischer Aufbau der magneto-optischen Falle in Blickrichtung der Symmetrieachse des magnetischen Quadrupolfeldes. Da die Linienleiter der Magnetfalle den optischen Zugang zum Fallenzentrum begrenzen, sind die Laserstrahlen, die den radialen Einschluss erzeugen, um  $25^\circ$  bezüglich der Horizontalen bzw. Vertikalen verkippt.

$I_{\text{ges}} = 0 \dots 30I_0$ ) ist hinreichend groß gewählt.

Die Hauptkammer ist umgeben von drei zueinander senkrecht stehenden Spulenpaaren, die dazu dienen das Labor-Magnetfeld am Ort der Falle zu kompensieren. Durch Vorgabe der Spulenströme in den einzelnen Raumrichtungen kann hiermit ebenfalls die Position der MOT definiert bzw. gezielt verschoben werden.

### Lasersystem und -stabilisierung

Für die hier beschriebenen Experimente wird ausschließlich Laserlicht der Wellenlänge 640,2 nm (s. Tab. 2.1) verwendet. Dieses Licht wird von einem Farbstoffringlaser (Coherent 699-21) erzeugt, der mit dem Farbstoff Sulforhodamin B (Kiton Red 6200) betrieben wird (s. Abb. 2.4). Als Pumplaser wurde ein frequenzverdoppelter Neodym-Yttrium-Vanadat-Laser (Coherent Verdi) mit einer Wellenlänge von 532 nm benutzt. Bei einer Pumpleistung von 10,5 W weist der Farbstofflaser eine Ausgangsleistung von 2,1 W auf, die höher ist als die zum experimentellen Betrieb notwendige Leistung von 1,3 – 1,5 W.

Wichtiger noch als eine hohe Ausgangsleistung ist die Frequenz- und Leistungsstabilität des Lasersystems. Dies ist notwendig, um einerseits die für die Laserkühlung und die Absorptionsdetektion benötigten Laserfrequenzen genau einstellen zu können, und um andererseits eine hohe Reproduzierbarkeit der Ensemblepräparation bei wiederholten experimentellen Durchläufen zu gewährleisten.

Die Kurzzeit-Stabilität und die Ausgangsleistung des Lasersystems konnten zunächst durch einen neuen Pumpkreislauf für den Farbstoff verbessert werden. Mit diesem konnte die Temperatur des Farbstoffs von Zimmertemperatur auf etwa 12°C gekühlt und der Druck der Farbstoffdüse auf ca. 5,5 bar erhöht werden. Die verbleibende Instabilität der Ausgangsleistung ist auf das mechanische Kriechen eines Pumpspiegels im Resonatoraufbau zurückzuführen. Die Drift des Spiegels ist auf einer Zeitskala von mehreren zehn Minuten bemerkbar und wird durch eine Intensitätsstabilisierung kompensiert. Hierzu wird ein Referenzsignal der Ausgangsleistung mittels einer Photodiode aufgenommen und über die RS-232-Schnittstelle eines Multimeters an einen portablen Computer übertragen. Dieser berechnet aus einem Integralteil ein Regelsignal, das an den Steuerungseingang des Pumplasers übermittelt wird und dessen Leistung reguliert. Die Bandbreite der Regelung liegt zwar deutlich unter einem Hertz ist aber aufgrund der inhärenten Stabilität des Resonators völlig ausreichend.

Die Frequenz des Farbstofflasers wird durch dopplerfreie Sättigungsspektroskopie auf den Kühlübergang  $3s[3/2]_2 \rightarrow 3p[5/2]_3$  langzeitstabilisiert. Zur Anwendung dieses Verfahrens werden in einer Hochfrequenz-Gasentladung Neonatome im metastabilen Zustand erzeugt (s. [54], Abschnitt 2.1.1).

Das für die Spektroskopie benötigte Laserlicht wurde in einem ersten Aufbau vom Ausgangsstrahl des Lasers abgezweigt und durchlief einen AOM im doppelten Durchgang, der die Laserfrequenz um +260 MHz verstimmte. Anschließend wurde der Strahl durch die Spektroskopiezelle, in der die Entladung brennt, geführt, um den atomaren Übergang zu sättigen. Die Leistung des dann in sich zurück reflektierten Strahls wurde mit einer Photodiode aufgenommen (s. Abb. 2.4). Zur Regelung der Frequenz wurde die Verschiebefrequenz des AOMs frequenzmoduliert und das detektierte Photodiodensignal durch einen Lock-In-Verstärker mit der Modulationsfrequenz  $\nu_{\text{mod}}$  demoduliert. Das hierbei

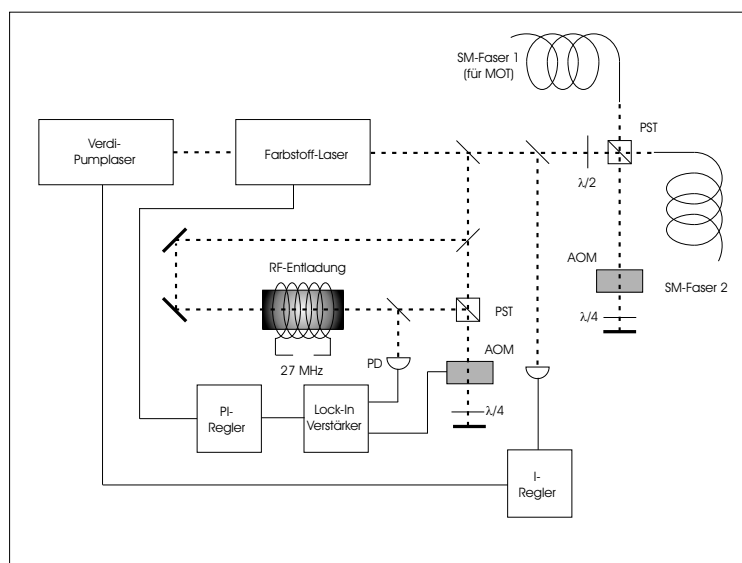


Abbildung 2.4: Aufbau der Laserstabilisierung und Aufteilung des Laserstrahls auf zwei Single-Mode-Glasfasern, die zum Experiment führen. Zur Frequenzstabilisierung wird eine Variante der dopplerfreien Sättigungsspektroskopie eingesetzt. Hierfür werden metastabile Atome in einer RF-Gasentladung angeregt. Die Intensitätsstabilisierung erfolgt durch Überwachung der Ausgangsleistung des Farbstofflasers und eine entsprechende Anpassung der Leistung des Pumplasers.

entstandene Fehlersignal wurde über einen PI-Regler an den externen Frequenzsteuereingang des Farbstofflasers geführt, der somit auf  $-260$  MHz bezüglich des atomaren Übergangs stabilisiert wurde.

In der alltäglichen Anwendung stellte sich heraus, dass die Stabilität der Frequenzstabilisierung durch die frequenzabhängige Beugungseffizienz des AOMs limitiert war. Dies führte zu einer ungewollten Amplitudenmodulation des Laserstrahls mit  $\nu_{\text{mod}}$ , die vom Lock-In-Verstärker nicht diskriminiert wird und zu einer Drift des Nullpunktes des Fehlersignals führte. Wir haben deshalb eine Variante der dopplerfreien Sättigungsspektroskopie eingesetzt. Wie bisher durchläuft der Pumpstrahl einen frequenzmodulierten AOM im doppelten Durchgang, wird aber nicht mehr zugleich als Probestrahl benutzt. Dieser wird direkt vom Ausgangsstrahl des Lasers abgezweigt und weder frequenzverschoben noch -moduliert. Er weist somit eine andere Frequenz als der Pumpstrahl auf. Der Probestrahl wird in der Spektroskopiezelle dem Pumpstrahl entgegengeschickt und anschließend von der Photodiode detektiert. Deren Signal wird vom Lock-In-Verstärker und dem PI-Regler weiterverarbeitet. Um den Laser weiterhin auf  $-260$  MHz bezüglich des atomaren Übergangs zu stabilisieren, muss der AOM die Laserfrequenz nun um  $520$  MHz verschieben<sup>1</sup>. Die in den AOM einge-

<sup>1</sup>Bei der „normalen“ Sättigungsspektroskopie weisen Pump- und Probestrahl die gleiche Frequenz auf. Die Absorption aus dem Probestrahl ist genau dann unterbunden, wenn Pump- und Probestrahl mit denselben Atomen gleichzeitig in Resonanz sind. Dies ist nur für jene Atome möglich, die bezüglich der Ausbreitungsrichtung der Laser keine Geschwindigkeitskomponente aufweisen. Sind die Frequenzen von Pump- und Probestrahl unterschiedlich, so lässt sich diese Situation auf die „normale“ durch Transformation in ein bewegtes Inertialsys-

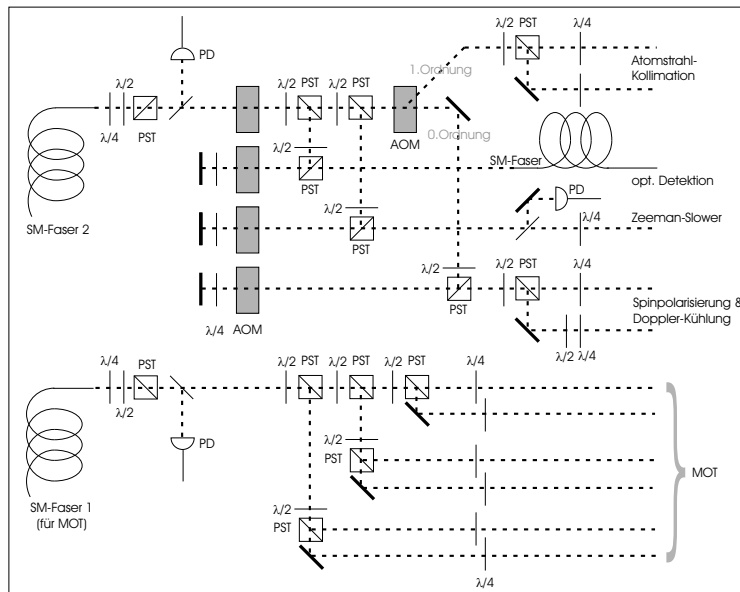


Abbildung 2.5: Schema des optischen Aufbaus im Experimentlabor. Das Licht, das durch die erste Single-Mode-Glasfaser („SM-Faser 1“) ankommt, wird in sechs Teilstrahlen aufgeteilt, die zur Erzeugung einer MOT eingesetzt werden. Das Licht der anderen Glasfaser („SM-Faser 2“) wird zunächst frequenzverschoben und dann aufgeteilt. Diese Teilstrahlen werden für die Kollimation des Atomstrahls, den Bremslaser des Zeeman-Slowers, die Spinpolarisierung durch optisches Pumpen und die optische Detektion der Atome eingesetzt. Für das Doppler-Kühlen in der Magnetfalle wird derselbe Strahlengang wie für das optische Pumpen benutzt.

koppelte Radiofrequenz wird von einem Signalgenerator (Marconi 2019A) mit einer Trägerfrequenz von 260 MHz, einer Modulationsfrequenz von 3 kHz und einem Hub der Frequenzmodulation von 1,3 MHz erzeugt. Dieses Spektroskopieverfahren hat sich als deutlich stabiler als die übliche Sättigungsspektroskopie erwiesen. Die während verschiedener Messreihen beobachteten statistischen Fluktuationen wichtiger Ensembleparameter von nur wenigen Prozent führen wir auf das verbesserte Spektroskopieverfahren zurück.

### Optischer Aufbau

Das Lasersystem befindet sich in einem anderen Labor als das eigentliche Experiment, zu dem die Laserstrahlung durch zwei Single-Mode-Glasfasern von 50 m Länge geführt wird. Ein Schema des Aufbaus ist in Abb. 2.5 dargestellt. Die Eingänge beider Fasern können durch mechanische Shutter blockiert werden, so dass jedwedes nahresonante Streulicht vom Experiment fern gehalten wird. Dies ist insbesondere bei der magnetischen Speicherung von Atomen von eminenter Bedeutung.

stem zurückführen, in dem beide Frequenzen durch Dopplerverschiebung für ein dort ruhendes Atom gleich sind. Die Rotverschiebung des Pumpstrahls muss daher der Blauverschiebung des Probestrahls entsprechen. Die Resonanzbedingung ist dann für eine Laserfrequenz erfüllt, die genau in der Mitte zwischen den Frequenzen von Pump- und Probestrahl liegt.

Das Licht für die magneto-optische Falle wird aus dem Ausgangsstrahl des Lasers abgezweigt und noch im Laserlabor durch einen AOM im doppelten Durchgang geführt, um anschließend in die Glasfaser („SM-Faser 1“) eingekoppelt zu werden. Im Hauptlabor wird dieser Strahl auf einen gaußschen Strahlradius von 10 mm kollimiert und durch Polarisationsstrahlteiler (PST) und Verzögerungsplatten auf die sechs MOT-Strahlen aufgeteilt.

Das verbleibende Licht des Ausgangsstrahls des Farbstofflasers wird durch die zweite Glasfaser („SM-Faser 2“) zum Experiment geführt und dann in die Lichtfelder aufgeteilt, die für die Atomstrahlkollimation, den Zeeman-Slower, das optische Pumpen und Doppler-Kühlen in der Magnetfalle, sowie für die optische Detektion verwendet werden. Die jeweilige Strahlverzweigung wird durch eine Kombination aus  $\lambda/2$ -Verzögerungsplatten und PST erreicht, die für den jeweiligen Zweck nötige Laserfrequenz durch AOMs erzeugt. Da die Absorptions-Detektion besonders empfindlich gegenüber Strahllagen-Schwankungen ist, wird der zum Einsatz kommende Probestrahl über eine weitere Single-Mode-Glasfaser zur Hauptkammer geführt.

### Experimentsteuerung

Für die Präparation gespeicherter Ensembles, die in Kap. 3 erläutert wird, sind zahlreiche Einzelschritte erforderlich, bei denen gezielt Licht- und Magnetfelder eingesetzt werden. Die Dauer dieser Schritte reicht von einigen zehn Mikrosekunden bis hin zu mehreren Sekunden. Die notwendige Synchronisation wird über eine Computer-basierte Experimentsteuerung erreicht. Hierzu werden drei Ein-/Ausgangskarten mit digitalen und analogen Schnittstellen durch das Computerprogramm LabVIEW gesteuert. Um nicht vorhersehbare Eingriffe des Betriebssystems zu vermeiden, werden dabei die gewünschten Präparations- und Detektionssequenzen zunächst in den internen Speicher der Karten übertragen. Der Abruf einer Sequenz erfolgt, indem eine der Karten eine Triggersequenz für die beiden anderen erzeugt.

Um einen Einzelschritt einer solchen Sequenz zu definieren werden Frequenz und Amplitude eines Lichtfeldes durch die Ansteuerung eines AOMs kontrolliert. Das „Ein-“ und „Ausschalten“ eines Laserstrahls erfolgt entweder durch RF-Schalter in der elektronischen AOM-Ansteuerung (Zeitskala 100 Nano- bis Mikrosekunden) oder durch mechanische Shutter im Strahlengang (Zeitskala mehrere Millisekunden). Die Felder der Magnetfalle werden durch ansteuerbare IGBT-Schalter und MOSFETs kontrolliert, die des Kompensationsfeldes und des Zeeman-Slowers durch MOSFETs.

## 2.3 Magnetische Speicherung

Die Grundlage der magnetischen Speicherung neutraler Atome ist ein räumlich inhomogenes Magnetfeld, das vermöge der Zeeman-Aufspaltung atomarer Zustände ein Potentialfeld erzeugen kann, das ein für die Speicherung notwendiges Potentialminimum aufweist (eine ausgezeichnete Einführung in dieses Gebiet gibt [64]).

Die Energie der Zeeman-Aufspaltung ist für ein Atom mit magnetischem Moment  $\boldsymbol{\mu}$  im Magnetfeld  $\mathbf{B}$  gegeben durch

$$E = -\boldsymbol{\mu} \cdot \mathbf{B}. \quad (2.3.1)$$



Wird als Quantisierungsachse die lokale Magnetfeldrichtung gewählt, kann diese Energie in diskreten Energiezuständen bezüglich der magnetischen Quantenzahl  $m_J$  ausgedrückt werden,

$$E = g_J m_J \mu_B B, \quad (2.3.2)$$

wobei  $g_J$  den Landé-Faktor und  $\mu_B$  das Bohrsche Magneton bezeichnet und  $m_J$  die Werte zwischen  $-J$  und  $J$  annehmen kann. Ein Potentialminimum kann also nicht gleichzeitig für alle möglichen Werte von  $m_J$  existieren. Da es zudem nicht möglich ist, im freien Raum ein Maximum des Magnetfeldes zu erzeugen (sogenanntes Earnshaw-Theorem), sind nur Zustände fangbar, für die  $g_J m_J > 0$  gilt.

Diese Zustände werden allerdings nur dann gefangen, wenn die Atome beständig im gleichen Unterzustand  $m_J$  bezüglich der räumlich variierenden Magnetfeldrichtung bleiben. Hierzu muss sich das magnetische Moment  $\boldsymbol{\mu}$  des sich bewegenden Atoms durch die Larmor-Präzession an die lokale Richtung von  $\mathbf{B}(\mathbf{r})$  anpassen können. Dies ist möglich, falls die Larmor-Frequenz  $\omega_L$  deutlich größer als die Frequenz der Änderung der Magnetfeldrichtung ist:

$$\omega_L = g_J \mu_B B / \hbar \gg \left| \frac{d \mathbf{B}(\mathbf{r})}{dt} \right| \quad (2.3.3)$$

Hieraus ist sofort ersichtlich, dass ein verschwindendes Magnetfeld im Potentialminimum zu vermeiden ist, da ansonsten Majorana-Verluste, bei denen das Atom in einen nicht fangbaren magnetischen Unterzustand wechselt, stattfinden.

Zur Erzeugung eines geeigneten Magnetfeldes haben sich unter anderem sogenannte Ioffe-Pritchard-Fallen etabliert [65, 66], die diese Verluste vermeiden und zudem die Möglichkeit bieten, die Fallengeometrie flexibel zu verändern. Die im Rahmen der Dissertation von Martin Zinner aufgebaute Falle (Kap. 5 in [54]) ist von diesem Typ.

### 2.3.1 Ioffe-Pritchard-Falle

Das Magnetfeld der Ioffe-Pritchard-Falle setzt sich aus einem zweidimensionalen Quadrupolfeld in der x-y-Ebene, einem dazu senkrecht stehenden Dipolfeld und einem hierzu parallelen homogenen Feld zusammen. In dem am Experiment verwendeten Aufbau wird das Quadrupolfeld durch vier gegensinnig durchflossene Linienleiter erzeugt, die parallel zur z-Achse verlaufen. Das axiale Dipolfeld und das axiale homogene Feld werden jeweils durch ein Paar gleichsinnig durchflossener Spulen erzeugt, deren Symmetrieachse die z-Achse ist und die symmetrisch zum Fallenzentrum angeordnet sind. Das resultierende Magnetfeld wird beschrieben durch

$$\mathbf{B}(\mathbf{r}) = B_0 \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix} + B' \begin{pmatrix} x \\ -y \\ 0 \end{pmatrix} + \frac{B''}{2} \begin{pmatrix} -xz \\ -yz \\ -z^2 - \frac{1}{2}(x^2 + y^2) \end{pmatrix} \quad (2.3.4)$$

und hängt ab vom radialen Gradienten  $B' = \partial_x B_x$  an der Stelle  $z = 0$ , der radialen Krümmung  $B'' = \partial_z^2 B_z$  und dem Betrag des Offsetfeldes  $B_0$ , das sich aus der Überlagerung der axialen Felder ergibt. In axialer Richtung wächst das Magnetfeld in guter Näherung quadratisch mit dem Abstand vom Fallenzentrum an, das resultierende Potential der Falle ist harmonisch. In radialer Richtung

ist das Potential für kleine Abstände vom Fallenzentrum ebenfalls harmonisch, geht aber für große Abstände in ein lineares Potential über. Die Tiefe des Fallenpotentials ist begrenzt durch vier Sattelpunkte (s. Abschnitt 5.2.2 in [54]).

### Fallenpotential

Für kleine Auslenkungen aus der Ruhelage lässt sich das Fallenpotential  $U(\mathbf{r})$  durch Entwicklung des Betrages  $B(r)$  des Magnetfeldes in Ordnungen des Abstandes vom Fallenzentrum angeben. Wählt man das Potentialminimum zu  $U = 0$ , so gilt bis zur dritten Ordnung<sup>2</sup>

$$U(x, y, z) = \frac{m}{2}\omega_{\text{ax}}^2 z^2 + \frac{m}{2}\omega_{\text{rad}}^2(x^2 + y^2) + \frac{m}{2}\omega_{\text{ax}}^2 \frac{B'}{B_0}(y^2 - x^2)z + \mathcal{O}(4), \quad (2.3.5)$$

wobei das Potential von den axialen und radialen Vibrationsfrequenzen  $\omega_{\text{ax}}$  und  $\omega_{\text{rad}}$  der Falle abhängt, die durch das Offsetfeld, den Gradienten und die Krümmung des Magnetfeldes bestimmt sind:

$$\omega_{\text{ax}}^2 = \frac{gJm_J\mu_B}{m} B'' \quad (2.3.6)$$

$$\omega_{\text{rad}}^2 = \frac{gJm_J\mu_B}{m} \left( \frac{B'^2}{B_0} - \frac{B''}{2} \right). \quad (2.3.7)$$

Können die Terme dritter Ordnung vernachlässigt werden, so ist das Potential rein harmonisch und rotationssymmetrisch um die Symmetrieachse der Falle. Die Harmonizität in radialer Richtung entsteht durch die Überlagerung des linearen radialen Quadrupolfeldes mit dem axialen Offsetfeld. Nur bei kleinen Abständen ist das Potential harmonisch und zwar solange die tatsächliche Feldstärke nur wenig vom Offsetfeld abweicht. Atome halten sich im harmonischen Bereich der Falle auf, solange für den radialen Abstand  $\rho$  vom Fallenzentrum gilt:  $B'\rho \ll B_0$ . Die Terme dritter Ordnung können vernachlässigt werden, solange  $zB''B'/(B'^2 - \frac{1}{2}B_0B'') \ll 1$  gilt. Für die Parameter der von uns verwendeten Falle ist dies gleichbedeutend mit  $z \ll 0,7$  cm und schränkt den harmonischen Bereich auf eine axiale Ausdehnung weniger Millimeter ein.

Jenseits der harmonischen Näherung sind die Äquipotentialflächen von  $U(\mathbf{r})$  tetraederförmig und nicht mehr rotationssymmetrisch (s. Abb. 2.6). Dies ist Folge der Überlagerung des radialsymmetrischen Dipolfeldes mit dem achsensymmetrischen Quadrupolfeld. Bereits in den Termen dritter Ordnung ist die grundlegende Form des allgemeinen Potentials erkennbar.

### Dichteverteilung

Für die Dichteverteilung  $n(\mathbf{r})$  eines Ensembles der Temperatur  $T$  in einem Potential  $U(\mathbf{r})$  gilt allgemein

$$n(\mathbf{r}) = n_0 \exp\left(-\frac{U(\mathbf{r})}{k_B T}\right), \quad (2.3.8)$$

so dass diese für ein zylindersymmetrisches harmonisches Potential durch eine gaußsche Verteilung gegeben ist

$$n(x, y, z) = n_0 \exp\left(-\frac{x^2}{2\sigma_{\text{rad}}^2} - \frac{y^2}{2\sigma_{\text{rad}}^2} - \frac{z^2}{2\sigma_{\text{ax}}^2}\right). \quad (2.3.9)$$

<sup>2</sup>Bereits die vierte Ordnung ist für die experimentell erzielten Parameter völlig vernachlässigbar.

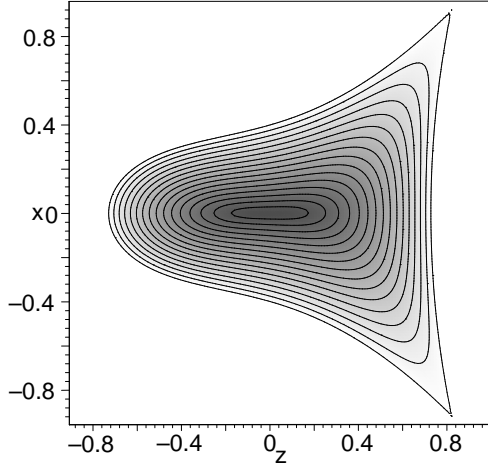


Abbildung 2.6: Schnitt durch das Magnetfeld einer Ioffe-Pritchard-Falle ( $B_0 = 1$  G,  $B' = 200$  G/cm und  $B'' = 300$  G/cm<sup>2</sup>). Die Abstände sind in cm angegeben. Die tetraederartige Form der Äquipotentialflächen bei großen Abständen wird hier teilweise ersichtlich (Abbildung entnommen aus [54]).

Hierbei bezeichnet  $n_0 = n(0)$  die zentrale Dichte. Die Ausdehnung des Ensembles wird charakterisiert durch die gaußschen Breiten  $\sigma_{\text{rad}}$  und  $\sigma_{\text{ax}}$ , die von den Fallenfrequenzen und den Temperaturen  $T_{\text{rad}}$  und  $T_{\text{ax}}$  abhängen,

$$\sigma_{\text{rad}} = \frac{\sqrt{\frac{k_{\text{B}}}{m} T_{\text{rad}}}}{\omega_{\text{rad}}} \quad \text{und} \quad \sigma_{\text{ax}} = \frac{\sqrt{\frac{k_{\text{B}}}{m} T_{\text{ax}}}}{\omega_{\text{ax}}}, \quad (2.3.10)$$

und mit zunehmender Temperatur ansteigen. Die mittlere Dichte dieses Ensembles (s. Anh. B) ist

$$\bar{n} = \frac{N}{8\pi^{3/2} \sigma_{\text{ax}} \sigma_{\text{rad}}^2}. \quad (2.3.11)$$

Gleichung 2.3.8 gilt nur bei vorliegendem thermodynamischen Gleichgewicht. Dann besteht aufgrund des Äquipotentialtheorems ein Zusammenhang zwischen potentieller und kinetischer Energie des Ensembles. Im hier vorliegenden Fall gilt für die mittlere Energie pro Atom  $\bar{U}_{\text{ges}} = 3k_{\text{B}}T$  und  $\bar{U}_{\text{pot}} = \bar{U}_{\text{kin}} = 3/2k_{\text{B}}T$ . Fänden zwischen den Teilchen des Ensembles keine Stöße statt, so wäre ihre Bewegung in einem harmonischen Potential nicht ergodisch (vgl. mit Abschnitt 5.2), da die Bewegungen in den drei Dimensionen voneinander entkoppelt sind. In diesem Fall kann das Äquipartitionstheorem in jeder Raumrichtung einzeln erfüllt sein, so dass in diesem Sinne von einer axialen Temperatur  $T_{\text{ax}}$  und einer radialen Temperatur  $T_{\text{rad}}$  gesprochen werden kann, obwohl sich das Ensemble nicht im Gleichgewicht befindet. Die mittlere Temperatur des Ensembles bestimmt sich über die gesamte kinetische Energie zu

$$\bar{T} = \frac{1}{3} (T_{\text{ax}} + 2T_{\text{rad}}). \quad (2.3.12)$$

Ist die Temperatur des Ensembles so hoch, dass dessen Ausdehnung den harmonischen Bereich der Falle wenig übertrifft, so müssen die Terme dritter Ordnung in Gl. 2.3.5 berücksichtigt werden. Nach Gl. 2.3.8 ist die Dichteverteilung auch eines solchen Ensembles anhand gaußscher Profile beschreibbar. Dichteprofile radialer Richtung (für konstantes  $y$  und  $z$ ) weisen eine  $z$ -abhängige gaußsche Breite auf, die Mitte dieser eindimensionalen Verteilungen ist bei  $x = 0$ . Die

axialen Profile hingegen ( $x$  und  $y$  konstant) haben eine konstante Breite, ihr Zentrum ist jedoch abhängig vom Abstand zur Symmetrieachse.

Bemerkenswert für diese spezielle Verteilung ist, dass ihre mittlere Dichte und ihre mittleren Breiten weiterhin durch die Glgn. 2.3.11 und 2.3.10 gegeben sind. Auch wenn die harmonische Näherung nicht mehr streng gültig ist, lassen sich mit diesen Gleichungen die Dichte und Temperatur eines Ensembles dennoch ermitteln<sup>3</sup>.

Ist die radiale Ausdehnung des Ensembles in der Ioffe-Pritchard-Falle so groß, dass der radiale Einschluss im wesentlichen durch den linearen Anteil des Quadrupolfeldes erzeugt wird, liegt eine andere Dichteverteilung vor. In axialer Richtung ist diese weiterhin gaußisch, in radialer Richtung wird sie jedoch durch eine Laplace-Verteilung beschrieben [67].

### 2.3.2 Aufbau der Ioffe-Pritchard-Falle

Die verwendete Magnetfalle ist innerhalb des UHV-Bereichs der Hauptkammer installiert, um durch die geometrische Nähe der Spulen zum Fallenzentrum einen möglichst starken Einschluss zu erzeugen. Spulen und Linienleiter bestehen aus Kupferkapillarrohren, die mit einer UHV-verträglichen Kaptonbeschichtung isoliert wurden. Getragen wird die Spulenkonstruktion von zwei Marcor-Platten (Abb. 2.7 und 2.8). Der Abstand der Platten und der Abstand benachbarter Linienleiter beträgt 22 mm, um einen guten optischen Zugang zum Fallenzentrum für die MOT-Laser und die optische Detektion zu ermöglichen. Die für ein Offsetfeld von  $B_0 = 1$  G berechneten Fallenfrequenzen betragen  $\omega_{ax} = 2\pi \cdot 79$  Hz und  $\omega_{rad} = 2\pi \cdot 990$  Hz, falls alle Leiter mit einem Strom von 230 A durchflossen werden. Bei diesen Strömen müssen die Spulen gekühlt werden; durch die Kupferkapillarrohre fließt deshalb Kühlwasser bei einem Druck von 8 – 10 bar.

Die Magnetfalle wird von lediglich einem Netzgerät (maximaler Strom 233 A, maximale Spannung 22 V) gespeist, um Fluktuationen des Offsetfeldes durch Fluktuationen der Stromstärke zu unterbinden. Die Leiter des Dipolfeldes, des homogenen Magnetfeldes und der Linienleiter sind deshalb in Reihe geschaltet. Die Richtung des homogenen Magnetfeldes ist axial der des Dipolfeldes entgegengerichtet, um auf diese Weise ein möglichst geringes Offsetfeld  $B_0$  zu erzeugen. In diesen Stromkreislauf sind IGBTs zum Schalten der Ströme eingebaut. Diese ermöglichen es, mit den vorhandenen Spulen verschiedene Magnetfeldgeometrien zu erzeugen, die für den Betrieb der MOT und der Magnetfalle oder für das optische Pumpen benötigt werden. Die beim Schalten über den IGBTs abfallende Induktionsspannung wird durch Varistoren begrenzt. Dadurch konnten Schaltzeiten von 30  $\mu$ s erreicht werden. Das Magnetfeld der Falle baut sich jedoch langsamer ab, da beim Abschalten Wirbelströme im Edelstahlgehäuse der Hauptkammer induziert werden. Die mit einer Hallsonde im Abstand von ca. 10 cm nachgewiesenen Magnetfelder sind innerhalb von 2–4 ms nach Abschalten ausgedämpft.

Zur Regelung der Spulenströme werden zwei Bänke von jeweils 100 MOSFETs eingesetzt. Mit einer dieser Bänke wird der Gesamtstrom durch die Falle kontrolliert, mit der anderen der Strom des homogenen Magnetfeldes, das den Dipolspulen überlagert wird. Auf diese Weise kann das Offsetfeld  $B_0$  der Falle

---

<sup>3</sup>Diese Feststellung hat Auswirkungen auf die experimentelle Bestimmung von Ensembleparametern, da sie auch während der ballistischen Expansion des Ensembles gültig ist. Hierzu mehr in Abschnitt 2.4.

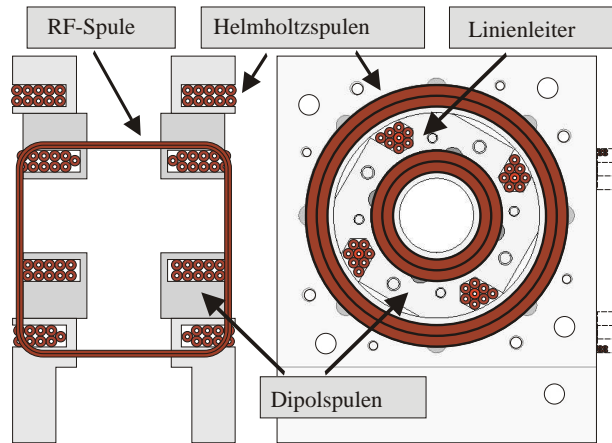


Abbildung 2.7: Schema des Magnetfallenaufbaus. Links ist die Ansicht aus Richtung des ankommenden Atomstrahls und rechts in Richtung der Symmetrieachse der Falle dargestellt. Die rechts erkennbaren vier Linienleiter sind so angebracht, dass ihre Verbindungslinien um  $25^\circ$  bezüglich der Horizontalen bzw. Vertikalen geneigt sind. Ebenfalls dargestellt ist die RF-Spule zur evaporativen Kühlung.

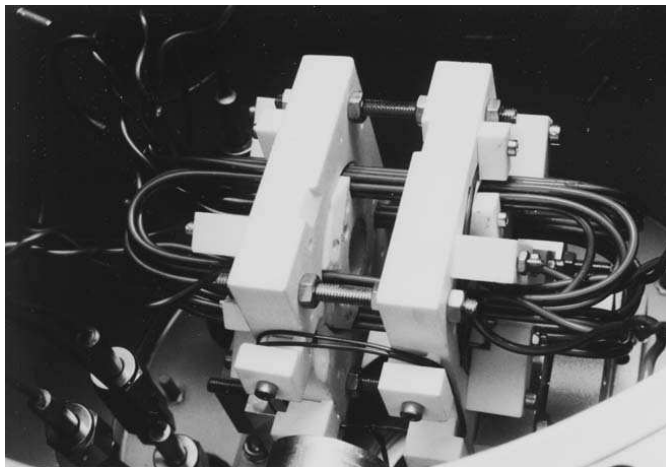


Abbildung 2.8: Fotografie der Magnetfalle nach dem Einbau in die Hauptkammer. Die Spulen sind aus Kupferkapillarrohr geformt, das von zwei weißen Marcor-Platten getragen wird. Zwischen diesen sind einige der Linienleiter erkennbar. An die Vorderseite der Marcor-Träger ist die RF-Antenne, die aus zwei Windungen besteht, angebracht.

variiert werden. Bei gleichem Stromfluss von 230 A in den entsprechenden Spulen beträgt der errechnete Offset  $B_0 = 1$  G. Durch Verringerung des Stroms in den Spulen des homogenen Feldes kann  $B_0$  bis auf über 100 G erhöht werden. Dies ist für den Transfer von Atomen in die Magnetfalle und für die Doppler-Kühlung in der Magnetfalle von Belang (s. Kap. 3). Mit der Wahl des Offsetfeldes kann bei der Ioffe-Pritchard-Falle zudem der Einschluss der Falle und die Ausdehnung des harmonischen Bereichs verändert werden.

An die Marcoträger der Magnetfalle ist zusätzlich eine kleine RF-Antenne angebracht, die für die evaporative Kühlung oder zur energieabhängigen Extraktion von Atomen aus der Falle benutzt werden kann. Sie besteht aus zwei quadratischen Drahtwindungen mit einer Kantenlänge von 5 cm. Ihre Symmetrieachse ist senkrecht zu der der Falle orientiert, um eine optimale Kopplung der RF-Strahlung zu erzielen. Die benötigten Radiofrequenzen werden von einem Signalgenerator (Rohde & Schwarz SMG) generiert und einem 10 W-Leistungsverstärker verstärkt. Ihre Einstrahlung kann mittels einer GPIB-Schnittstelle von der LabVIEW-Experimentsteuerung programmiert werden.

### 2.3.3 Charakterisierung der Magnetfalle

Bei den bisherigen Untersuchungen metastabiler Neons im Zustand  $3s[3/2]_2$  und  $m_J = 2$ , das in der Magnetfalle gespeichert war, befand sich das Ensemble zumeist im harmonischen Bereich der Falle. Das Offsetfeld war dabei stets kleiner als ca. 40 G. In diesem Regime ist das Fallenpotential durch die Angabe von  $B_0$  und der beiden Vibrationsfrequenzen hinreichend charakterisiert.

Das Offsetfeld wurde durch Abwandlung der RF-Spektroskopie (Abschnitt 2.4.3) ermittelt. Normalerweise wird die Radiofrequenz so gewählt, dass Atome, die eine potentielle Energie  $U_{\text{ex}}$  aufweisen, aus der Falle extrahiert werden. Im Fallenzentrum ( $U_{\text{ex}} = 0$ ) haben die gespeicherten Atome eine Zeeman-Verschiebung von  $3\mu_B B_0$ . Das Offsetfeld lässt sich deshalb bestimmen, wenn die Radiofrequenzen zunächst so klein gewählt werden, dass keine Extraktion stattfindet ( $U_{\text{ex}} < 0$ ). Durch sukzessives Erhöhen der Frequenz kann der Punkt  $U_{\text{ex}} = 0$  detektiert werden, ab dem eine Extraktion einsetzt. Bei der Analyse von Absorptionbildern (s. Abschnitt 2.4) ist diese Extraktion im Zentrum der räumlichen Verteilung der Atomwolke zu erkennen.

In Abbildung 2.9 sind die Ergebnisse einer solchen Messung dargestellt. Bei einem Gesamtstrom von  $I_{\text{ges}} = 230$  A in der Magnetfalle wurde das Offsetfeld  $B_0$  durch unterschiedliche Ströme  $I_{\text{hom}}$  in den Spulen des homogenen Magnetfeldes variiert. Hierzu wurden unterschiedliche Gatespannungen an die entsprechende MOSFET-Bank angelegt, so dass über einen Bypass der Differenzstrom  $I_{\Delta} = I_{\text{ges}} - I_{\text{hom}}$  abfließen konnte. Dieser Bypass-Strom ist durch direkte Messung einfacher zu bestimmen als die Differenz zweier Einzelströme von über 200 A. Der Zusammenhang zwischen Offsetfeld und Spulenströmen ist wie erwartet linear. Das minimale Offsetfeld der Falle wird bei verschwindendem Differenzstrom realisiert und beträgt 2,2(1) G, allgemein gilt  $B_0 = 2,2(1) \text{ G} + 1,75(2) \text{ G/A}$ .

Durch Anlegen eines zusätzlichen externen Magnetfeldes konnte  $B_0$  noch weiter verringert werden. Durch diese Maßnahme wurde zunächst bestätigt, dass die Abstrahlung der RF-Antenne auch bei Frequenzen kleiner 5 MHz ausreichend effizient ist. Für mögliche zukünftige Anwendungen kann auf diese Weise ein erhöhter radialer Einschluss erzielt werden.

Die Vibrationsfrequenzen der Falle bei gegebenem Offsetfeld wurden durch

Beobachtung der Schwerpunktsbewegung eines Ensembles gemessen. Durch Anlegen eines zusätzlichen Magnetfeldes – hierzu wurden die Felder des Zeeman-Slowers benutzt – wird die Gleichgewichtsposition der Atomwolke verschoben. Die nach Abschalten des zusätzlichen Feldes stattfindenden Schwerpunkts-Oszillationen in axialer und radialer Richtung wurden zeitaufgelöst nachgewiesen. Eine andere eingesetzte Methode diese Schwingungen anzuregen besteht darin, das Ensemble mit einem resonanten Laserpuls aus einer Richtung „anzustoßen“.

Die Mittenposition der atomaren Wolke zum Zeitpunkt  $t$  nach Beginn der Oszillationen wurde aus Absorptionenaufnahmen bestimmt. In Abb. 2.10 ist die bei einem Strom von 230 A und einem Offsetfeld von 26 G aufgenommene Oszillation in radialer Richtung dargestellt, die Vibrationsfrequenz beträgt  $\omega_{\text{rad}} = 2\pi \cdot 179,9(1)$  Hz, nicht dargestellt ist die zugehörige axiale Oszillation mit  $\omega_{\text{rad}} = 2\pi \cdot 80,0(2)$  Hz.

Die axialen Vibrationsfrequenzen wurden in einem Bereich zwischen 4 und 35 G gemessen und ihr Mittelwert bestimmt sich zu  $\omega_{\text{ax}} = 2\pi \cdot 80,3(13)$  Hz. Die Genauigkeit der Einzelmessungen reicht jedoch nicht aus, um die schwache Abhängigkeit von  $B_0$  nachzuweisen, die durch die geringe remanente Krümmung des im Prinzip homogenen Axialfeldes entsteht. Aus  $\omega_{\text{ax}}$  kann die axiale Krümmung (Gl. 2.3.10) zu  $B'' = 304(10)$  G/cm<sup>2</sup> ermittelt werden, die mit dem berechneten Wert von 295 G/cm<sup>2</sup> in Übereinstimmung ist. Radiale Oszillationen wurden zwischen  $B_0 = 2,2$  und 50 G beobachtet. Die zugehörige Schwingungs-

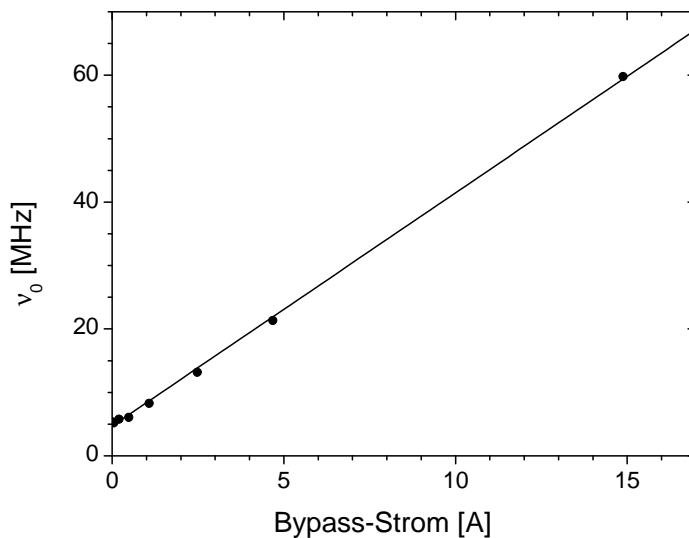


Abbildung 2.9: Bestimmung des Offsetfeldes  $B_0$  der Magnetfalle. Dargestellt ist die gemessene Frequenz entsprechend  $\nu_0 = 3\mu_B B_0/h$  in Abhängigkeit des Bypass-Stromes. Das minimal realisierbare Offsetfeld beträgt  $B_0 = 2,2(1)$  G, die Steigung 1,75(2) G/A.

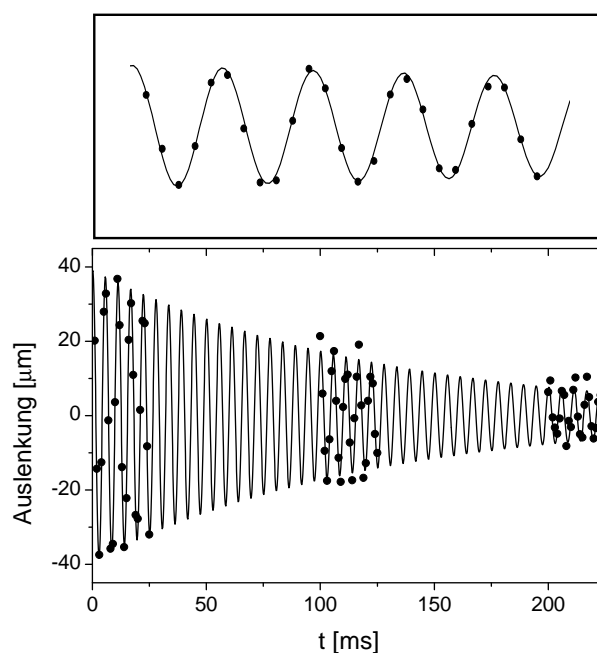


Abbildung 2.10: Beobachtung radialer Schwerpunktsoszillationen. Bei einem Offsetfeld von  $B_0 = 26$  G wurde die atomare Wolke durch Auslenkung aus der Gleichgewichtposition zum Schwingen angeregt. Die radiale Vibrationsfrequenz beträgt  $\omega_{\text{rad}} = 2\pi \cdot 179,9(1)$  Hz. Oben ist eine Ausschnittsvergrößerung der ersten vier Oszillationen dargestellt.

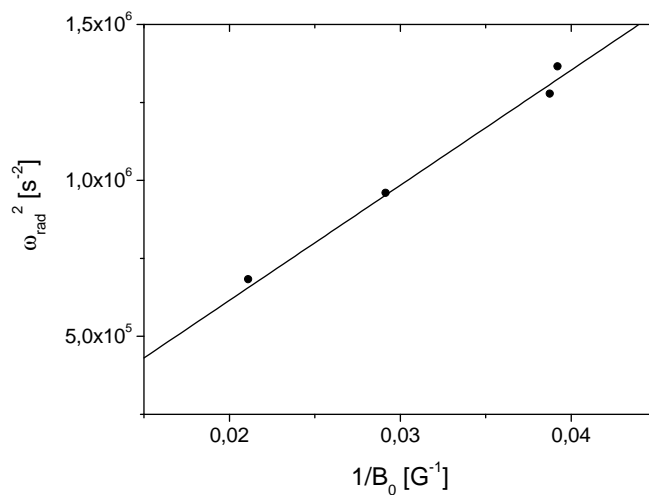


Abbildung 2.11: Die radialen Fallenfrequenzen  $\omega_{\text{rad}}$  hängen vom Offsetfeld  $B_0$  ab. Zur Bestimmung des radialen Gradienten  $B'$  ist hier  $\omega_{\text{rad}}^2$  in Abhängigkeit von  $1/B_0$  aufgetragen. Aus der erwarteten linearen Abhängigkeit ermitteln wir den Gradienten zu  $B' = 210(2)$  G/cm.



frequenz hängt gemäß Gl. 2.3.10

$$\omega_{\text{rad}}^2 = \frac{gJm_J\mu_B}{m} \left( \frac{B'^2}{B_0} - \frac{B''}{2} \right)$$

von  $B_0$  ab. In Abb. 2.11 ist  $\omega_{\text{rad}}^2$  als Funktion von  $1/B_0$  für Offsetfelder zwischen 25 und 50 G aufgetragen<sup>4</sup>. Die Steigung des erwarteten linearen Zusammenhangs gibt den radialen Gradienten  $B' = 210(2)$  G/cm an, der nahe am Designwert von 215 G/cm liegt.

## 2.4 Bestimmung von Ensembleparametern

Zur Charakterisierung gespeicherter Ensembles ist die Kenntnis mehrerer Ensembleparameter notwendig. Diese sind die Anzahl  $N$  gespeicherter Teilchen und deren Ausdehnung, die über die (gaußschen) Breiten der Atomverteilung spezifiziert wird. Hieraus lässt sich die Dichte und auch die Temperatur des Ensembles bestimmen. Bei Experimenten innerhalb der Magnetfalle ist zudem der Grad der Spinpolarisierung von hohem Interesse. In Abschnitt 2.4.3 werden die Methoden zur Bestimmung dieser Parameter vorgestellt.

Zuvor werden die eingesetzten Techniken zur Detektion der gespeicherten Atome erläutert. Für einen Großteil der hier vorgestellten Messungen wurde ein optisches Detektionsverfahren, die Absorptionsmessung, verwendet. Ein alternatives Detektionsverfahren ist elektronischer Natur und nutzt spezifische Eigenschaften metastabiler Edelgasatome aus. Aufgrund der hohen Anregungsenergie des metastabilen Zustands kann ein solches Atom, das auf eine metallische Oberfläche trifft, aus dieser ein Elektron auslösen. Dieses kann durch Elektronenvervielfacher leicht nachgewiesen werden. Mit solch einem Vervielfacher können auch Ionen nachgewiesen werden, die bei einer Penning-Ionisation entstehen (s. Abschnitt 6.1 in Kap. 6), und UV-Photonen, die beim Zerfall des metastabilen Zustandes in den Grundzustand emittiert werden.

### 2.4.1 Optische Detektion

Für die optische Detektion wird eine 12-bit-CCD-Kamera (Typ Sensys 1400E der Firma Photometrics) benutzt, deren CCD-Chip  $1500 \times 1035$  Pixel mit einer Fläche von  $6,8 \mu\text{m} \times 6,8 \mu\text{m}$  aufweist. Bei einer Wellenlänge von 640 nm beträgt dessen Quanteneffizienz 60%. Die atomare Wolke wird von der Kamera in vertikaler Richtung über einen Umlenkspiegel beobachtet, so dass auf den aufgenommenen Bildern die axiale Dimension und eine radiale Dimension des Ensembles erkennbar ist. Zur Abbildung des Ensembles auf den CCD-Chip wird ein Kleinbild-Fotoobjektiv (Brennweite 135 mm, maximale Blende 2,8) benutzt, der Abbildungsmaßstab beträgt  $16,8 \mu\text{m}/\text{Pixel}$  die Entfernung des Chips zum Fallenzentrum ca. 47 cm.

Für den Nachweis gespeicherter Atome kann sowohl das Verfahren der Fluoreszenzmessung als auch das der Absorptionsmessung eingesetzt werden.

---

<sup>4</sup>Die zwischen 2 und 25 G beobachteten radialen Oszillationen finden nicht im harmonischen Bereich der Falle statt, da die Temperatur der atomaren Wolke hierfür zu hoch war. Die Oszillationen sind daher stark gedämpft und weisen Periodendauern auf, die größer sind als die im harmonischen Bereich erwarteten.

### Fluoreszenzmessungen

Beleuchtet man gespeicherte Atome mit (nah-)resonantem Licht, so kann deren Fluoreszenz mit der CCD-Kamera aufgenommen werden. Ist die optische Dichte der Atomwolke gering, so ist die Anzahl gestreuter Photonen proportional zur Anzahl vorhandener Atome.

Zur Bestimmung von  $N$  muss deshalb die Photonenstreurrate gemessen werden, die von der Intensität und Verstimmung der beleuchtenden Lichtfelder abhängt. Zudem muss die Detektionseffizienz des gesamten Nachweissystems bekannt sein. Die Kalibration der nachgewiesenen Fluoreszenz ist daher von den Eigenschaften der vorhandenen Lichtfelder abhängig und unterliegt dem Einfluss einer Vielzahl systematischer Parameter.

Wir haben dieses Verfahren hauptsächlich für Relativmessungen der Teilchenzahl (s. Kap. 4) und zur Bestimmung der räumlichen Ausdehnung innerhalb der MOT benutzt.

Befindet sich das gespeicherte Ensemble in der MOT, so kann die Fluoreszenz, die von den Lichtfeldern der Falle hervorgerufen wird, aufgenommen werden. Dies hat den Vorteil, dass dieser Nachweis zerstörungsfrei ist und das Ensemble über lange Zeiträume beobachtet werden kann.

### Absorptionsmessungen

Im Gegensatz zur Fluoreszenzmessung beruht die Absorptionsmessung nicht auf dem direkten Nachweis gestreuter Photonen, sondern auf der Bestimmung der Intensität des beleuchtenden Lichtfelds, die durch die Streuung abgenommen hat.

Hierzu schicken wir einen resonanten Laserstrahl ( $\Delta = 0$ ) mit gaußischem Strahlprofil und einem Durchmesser von mehreren Zentimetern der Blickrichtung der Kamera entgegen. Die Belichtung des Ensembles währt dabei typischerweise  $60 - 100 \mu\text{s}$  bei einer Intensität von ca.  $I = 10 \mu\text{W}/\text{cm}^2$ , die deutlich geringer als die Sättigungsintensität ist. Die Polarisation dieses Probestrahls ist linear und parallel zur Symmetrieachse der Magnetfalle. Setzt man die Intensität eines derart aufgenommenes Bild  $I_{\text{det}}(n_{\text{col}})$  in Relation zu der eines Bildes ohne vorhandene Atome  $I_{\text{det}}(0)$ , so lässt sich die optische Dichte des Ensembles bestimmen, die ein Maß für die zweidimensionale Säulendichte  $n_{\text{col}}$  ist.

Unter der Voraussetzung  $I \ll I_0$  und  $\Delta = 0$  lässt sich die Säulendichte aus der optischen Dichte  $\ln(I_{\text{det}}(0)/I_{\text{det}}(n_{\text{col}}))$  gemäß

$$n_{\text{col}} = \frac{2AI_{0,\text{lin}}}{\hbar\omega\Gamma} \ln \left( \frac{I_{\text{det}}(0)}{I_{\text{det}}(n_{\text{col}})} \right) \quad (2.4.1)$$

bestimmen [54, 68]. Hierbei bezeichnen  $\omega$  und  $\Gamma$  die Kreisfrequenz und Linibreite des verwendeten atomaren Übergangs und  $I_{0,\text{lin}}$  dessen Sättigungsintensität bei Verwendung linear polarisierten Lichts.  $A$  gibt die auf ein Pixel des CCD-Chips abgebildete Querschnittsfläche innerhalb der Atomverteilung an. Da die Ermittlung der Säulendichte auf der Bestimmung einer relativen Größe, i.e.  $I_{\text{det}}(0)/I_{\text{det}}(n_{\text{col}})$ , beruht, ist sie unabhängig von der Detektionseffizienz des Nachweissystems und der Kenntnis der Intensität des Probestrahls. Dies begründet den großen Vorteil des Verfahrens im Vergleich zu Fluoreszenzmessungen.

Bei den hier vorgestellten Untersuchungen befand sich das gespeicherte Ensemble entweder in der MOT oder aber vornehmlich im harmonischen Bereich der Magnetfalle. In diesen beiden Fällen entspricht die Dichteverteilung einer Gauß-Verteilung. Nach Bestimmung der Säulendichte wurden deshalb gaußsche Verteilungen an die Bilder des Ensembles angepasst. Für diese Fits wurden diese Bilder zunächst getrennt in axialer und radialer Richtung integriert, um systematische Fehler zu vermeiden (vgl. mit Abschnitt 2.3.1). Die aus diesen integrierten eindimensionalen Verteilungen ermittelten Breiten  $\sigma_{\text{ax}}$  und  $\sigma_{\text{rad}}$  entsprechen dabei dem gewichteten Mittel der Breiten aller axialen bzw. radialen Dichteprofile. Diese Prozedur der Bildverarbeitung gewährleistet, dass die mittlere Dichte der Atomwolke auch dann korrekt ermittelt wird, wenn bereits Terme dritter Ordnung des Magnetfallenpotentials (Gl. 2.3.5) von Bedeutung sind.

Anhand dieser Bilder kann somit die Anzahl der Atome, sowie die Ausdehnung und die Position der atomaren Wolke bestimmt werden. Um den störenden Einfluss von Magnetfeldern auf den atomaren Übergang zu unterbinden, werden Absorptionsbilder erst nach einer gewissen Expansionszeit des Ensembles nach Abschalten der Falle aufgenommen. Typische Zeiten der Expansion liegen zwischen 0,5 und 5 ms. Die aus einem Absorptionsbild erhaltene Information über die räumliche Ausdehnung kann deshalb nicht direkt zur Ermittlung der Anzahldichte in der Falle benutzt werden. Zur Aufnahme einer Messreihe muss das gespeicherte Ensemble, im Gegensatz zu Fluoreszenzmessungen, wiederholt und möglichst identisch präpariert werden.

### 2.4.2 Elektronische Detektion

Zum Nachweis metastabiler Atome und der bei einer Penning-Ionisation entstehenden Ionen wurde ein Multikanalplatten(MCP)-Detektor in der Hauptkammer eingebaut. Er besteht aus zwei MCPs (Typ: MCP 33-10E der Firma DelMar Ventures) in Chevron-Anordnung, die einen aktiven Durchmesser von 25,4 mm aufweisen. Der für die Elektronenvervielfachung nötige kontinuierliche Spannungsabfall wird erzeugt, indem die Vorderseite der ersten MCP auf ein negatives Potential von  $-2\text{ kV}$  gelegt wird, während die Rückseite der zweiten MCP geerdet ist. Bei dieser Betriebsspannung beträgt der Verstärkungsfaktor der Elektronenvervielfachung etwa  $10^8$ . Die aus den Mikrokanälen austretenden Elektronen werden von einer Kupferanode aufgefangen. Vor den beiden MCPs ist ein Gitter angebracht, das auf ein Potential zwischen  $-10\text{ kV}$  und  $+10\text{ kV}$  gelegt werden kann, um entweder die positiv geladenen Produkte der Penning-Ionisation anzuziehen oder abzustößen.

Die von uns konzipierte Ausleseelektronik des Detektors ist zur Bestimmung von Zählraten aufgebaut. Jeder auf die Anode treffende Puls, der eine Dauer weniger Nanosekunden aufweist, wird dabei zunächst verstärkt und dann – abhängig von der Pulshöhe – diskriminiert. Die Diskriminatorstufe wandelt die Pulse zusätzlich in TTL-Signale um, die von einem Zählereingang im Computer der Experimentsteuerung registriert werden.

Aus geometrischen Gründen befindet sich der Detektor mit einem Abstand von etwa 10 cm leicht oberhalb des Fallenzentrums und eignet sich deshalb zum Nachweis von Ionen – weniger für den Nachweis von neutralen Atomen. Befand sich das gespeicherte Ensemble in der MOT, so führten die dort auftretenden hohen Ionisationsraten zu einer schnellen Sättigung des Detektors bei Zählraten oberhalb von  $2 \times 10^4$  Ereignissen pro Sekunde, die nachfolgend zu einer langen

Totzeit führten, da die gesamte vorhandene Oberflächenladung abgeräumt wurde.

Da es uns zudem nicht gelungen ist, die Nachweiseffizienz des Detektors zu ermitteln, konnten wir diesen nicht zur Absolutbestimmung von Penning-Ionisationsraten einsetzen. Eine solche Kalibration könnte z.B. innerhalb der MOT durchgeführt werden, da hier die Raten der Ionisationsverluste bekannt sind. Für die Kalibrierung des Detektors muss jedoch gleichzeitig zum Ionennachweis mit optischen Methoden die Teilchenzahl und Dichte des Ensembles ermittelt werden. Bei hohen Teilchenzahlen sättigt die MCP zunächst und weist dann lange Totzeiten auf und bei niedrigen Dichten ist das Signal-zu-Rausch-Verhältnis der optischen Detektion sehr niedrig. Daher ließ sich diese Messung nicht durchführen. Befindet sich das Ensemble in der Magnetfalle, so ist zwar die Ionisationsrate reduziert, jedoch haben die vorhandenen Magnetfelder einen nicht bekannten Einfluss auf die Trajektorien geladener Teilchen.

Aus diesen Gründen wurde die MCP für die hier vorgestellten Arbeiten nur selten eingesetzt, und meist lediglich für qualitative Aussagen benutzt.

### 2.4.3 Methoden zur Bestimmung der Ensembleparameter

Zur Bestimmung von Ensembleparametern wurden die gespeicherten Atome zu meist mit Absorptionsoptionen nachgewiesen. In diesem Abschnitt werden Methoden vorgestellt, wie aus diesen Bildern neben der direkt entnehmbaren Teilchenzahl auch andere Ensembleparameter ermittelt werden können. Zur Bestimmung der Temperatur und der Anzahldichte wurde überwiegend die Methode der Flugzeitmessung eingesetzt. Aus den seltener eingesetzten Methoden der RF-Spektroskopie und der Stern-Gerlach-Aufspaltung kann die Temperatur in der Magnetfalle resp. der Grad der Spinpolarisation gemessen werden. Prinzipiell sind diese Methoden auch bei Fluoreszenzaufnahmen anwendbar.

#### Flugzeitmessungen

Um den störenden Einfluss von Magnetfeldern auf den atomaren Übergang zu unterbinden, werden Absorptionsoptionen erst eine Zeit  $t$  nach Abschalten der Falle aufgenommen. Hierbei ist die ballistische Expansion des Ensembles während dieser Flugzeit zu beachten, die zu einer Ausdehnung und Ausdünnung des Ensembles führt.

Bei Vorliegen einer anfänglichen gaußschen Dichteverteilung bleibt diese während der gesamten Expansion ebenfalls gaußsch. In einer Raumrichtung ist die Breite  $\sigma_i(t)$  dabei gegeben durch

$$\sigma_i^2(t) = \sigma_{i,0}^2 + \frac{k_B T_i}{m} t^2, \quad (2.4.2)$$

wobei  $\sigma_{i,0}$  die anfängliche Breite und  $T_i$  die Temperatur in der vorliegenden Raumrichtung bezeichnet. Aus einer Messreihe, bei der  $\sigma_i(t)$  zu verschiedenen Zeiten bestimmt wurde, lässt sich die Temperatur aus der Zunahme der Breite ablesen. Die anfängliche Breite bestimmt sich über eine  $t \rightarrow 0$ -Extrapolation. In Kombination mit der Bestimmung der Teilchenzahl kann durch die nun bekannten Anfangsbreiten die Spitzendichte  $n_0$  und die mittlere Dichte  $\bar{n}$  bestimmt werden (s. Anh. B).

Während sich die Temperatur mit diesem Verfahren vergleichsweise gut bestimmen lässt, ist die Ermittlung der anfänglichen Breiten dann ungenau, wenn eine hohe Dichte des Ensembles vorliegt, die Breiten also klein sind. In diesem Fall ist der Einfluss von  $\sigma_{i,0}$  auf das Expansionsverhalten gering, die detektierten Breiten spiegeln im wesentlichen die Geschwindigkeitsverteilung wider.

Innerhalb der Magnetfalle kann jedoch die Temperatur zur anfänglichen Breite in Bezug gesetzt werden. Nach Gl. 2.3.10 gilt

$$\sigma_{i,0} = \frac{\sqrt{\frac{k_B}{m} T_i}}{\omega_i},$$

so dass die ballistische Expansion nach Gl. 2.4.2 mit nur einem freien Parameter beschrieben wird (wahlweise  $T_i$  oder  $\sigma_{i,0}$ ):

$$\sigma_i^2(t) = \frac{k_B}{m} T_i \left( \frac{1}{\omega^2} + t^2 \right) \quad \text{oder} \quad (2.4.3)$$

$$\sigma_i^2(t) = \sigma_{i,0}^2 (1 + \omega_i^2 t^2). \quad (2.4.4)$$

Sind die entsprechenden Fallenfrequenzen  $\omega_i$  bekannt, genügt prinzipiell nun eine einzige Messung, um Dichte und Temperatur des Ensembles bestimmen zu können. Aufgrund des Zusammenhangs zwischen  $\sigma_{i,0}$  und  $T_i$  ist in diesem Fall die Schwierigkeit der  $t \rightarrow 0$ -Extrapolation bei kleinen Anfangsbreiten nicht vorhanden.

### RF-Spektroskopie

Bei der Methode der RF-Spektroskopie [69, 70] werden Atome energieabhängig aus der Magnetfalle extrahiert. Hierzu wird das Ensemble mit Radiofrequenzen bestrahlt, die Zeeman-Übergänge zwischen den magnetischen Unterzuständen induzieren. Durch Einstrahlen der Frequenz  $\nu_{\text{RF}}$  werden Atome, die die potentielle Energie  $U_{\text{ex}}$  aufweisen, extrahiert:

$$U_{\text{ex}} = 2 h \nu_{\text{RF}} - 3 \mu_B B_0. \quad (2.4.5)$$

Hierbei ist zu beachten, dass die Radiofrequenzen  $\Delta m=1$ -Übergänge induzieren und das Potential  $U$  so gewählt wurde, dass es im Potentialminimum verschwindet. Da das Magnetfallenpotential ortsabhängig ist,  $U = U(\mathbf{r})$ , und die Ausdehnung des Ensembles von dessen Temperatur abhängt, kann aus der Verteilung der potentiellen Energie auf die Temperatur geschlossen werden.

Wird die Einstrahldauer der Radiofrequenzen genügend lang gewählt, bzw. ist die Bewegung der Teilchen im Fallenpotential hinreichend ergodisch, so passieren all jene Atome mit einer Gesamtenergie  $E_{\text{kin}} + E_{\text{pot}} \geq U_{\text{ex}}$  die durch  $U_{\text{ex}}$  definierte Äquipotentialfläche und werden aus der Falle extrahiert. In der Falle verbleiben lediglich Atome mit geringerer Energie. Das Verhältnis zwischen den verbliebenen Atomen  $N(U_{\text{ex}})$  und den zuvor vorhandenen Atomen  $N_{\text{ges}} = N(\infty)$  ist für ein Ioffe-Pritchard-Potential gegeben durch [71]

$$\frac{N(U_{\text{ex}})}{N_{\text{ges}}} = \frac{P(4, \eta) + \frac{2}{3} \eta_0 P(3, \eta)}{1 + \frac{2}{3} \eta_0}. \quad (2.4.6)$$

Es hängt vom Abschneideparameter  $\eta$  ab, der die auf die Temperatur skalierte Abschneideenergie angibt

$$\eta = \frac{U_{\text{ex}}}{k_{\text{B}}T},$$

und vom Offsetparameter  $\eta_0$ , der die Zeemanverschiebung durch  $B_0$  entsprechend angibt,  $\eta_0 = 3\mu_{\text{B}}B_0/k_{\text{B}}T$ .  $P(a, \eta)$  sind die unvollständigen Gammafunktionen der Form  $P(a, \eta) \equiv \Gamma(a)^{-1} \int_0^\eta dx x^{a-1} e^{-x}$ .

Um die Temperatur aus einem aufgenommenen Energiespektrum zu ermitteln, muss sowohl das Offsetfeld der Magnetfalle  $B_0$  als auch die Gesamtzahl vorhandener Atome  $N_{\text{ges}}$  bekannt sein. Zudem ist experimentell sicherzustellen, dass tatsächlich alle Atome mit Energien größer  $U_{\text{ex}}$  aus der Falle extrahiert wurden. Experimentell wird die Extraktion deshalb in zwei Stufen der RF-Einstrahlung vorgenommen. In der ersten Stufe wird ein sogenannter Frequenz-Sweep zur gewünschten Frequenz  $\nu_{\text{RF}}$  durchgeführt. Hierbei durchläuft die Einstrahlungsfrequenz innerhalb einer vorgegebenen Zeitspanne kontinuierlich den Frequenzbereich zwischen  $\nu_0$  und  $\nu_{\text{RF}}$ . Die Startfrequenz  $\nu_0$  wird so hoch gewählt, dass bei Beginn des Sweeps die Anzahl extrahierter Atome gering ist. Die zweite Stufe besteht aus einem sogenannten RF-Schnitt, bei der die zeitlich konstante Frequenz  $\nu_{\text{RF}}$  eingestrahlt wird. Die Anzahl verbliebener Atome wird anschließend nach Abschalten der Falle aus einem Absorptionsbild ermittelt.

Prinzipiell lässt sich die RF-Spektroskopie auch ohne Frequenzsweeps mit RF-Schnitten durchführen, jedoch wird durch das zweistufige Vorgehen schneller eine vollständige Extraktion erzielt. Dies hat den Vorzug, dass während der Extraktion eine Relaxation des atomaren Ensembles unterbunden wird, die zu einer evaporativen Kühlung führen würde.

### Stern-Gerlach-Aufspaltung

Um den Grad der Spinpolarisation zu bestimmen erzeugen wir eine Stern-Gerlach-Aufspaltung der fünf magnetischen Unterzustände  $m_J = -2, \dots, 2$ . Die Aufspaltung wird erreicht, indem das Ensemble für typischerweise 2 ms dem Einfluss eines inhomogenen Magnetfeldes unterliegt. Hierzu benutzen wir eine der Spulen, die das Dipolfeld der Magnetfalle erzeugen. Der Gradient in Richtung der Symmetrieachse der Falle beträgt  $B'_z = 180 \text{ G/cm}$  bei  $B_z = 200 \text{ G}$ .

Die Verteilung der Atome auf die magnetischen Unterzustände wird nach Abschalten des Gradientenfeldes und einer kurzen Expansionsphase durch eine Absorptionaufnahme ermittelt. In Abb. 3.1 (Abschnitt 3.1) sind Beispiele solcher Messungen dargestellt. Bei der Bestimmung der Teilpopulationen müssen die unterschiedlichen Liniestärken der einzelnen  $m_J$ -Zustände bei der Absorption beachtet werden. Bei vorliegender  $\pi$ -Polarisation des Probestrahls betragen diese für den beteiligten Übergang ( $J=2 \rightarrow 3$  und  $\Delta m_J=0$ )  $5/35$ ,  $8/35$ ,  $9/35$ ,  $8/35$  und  $5/35$  für  $m_J = -2, -1, 0, 1$  und  $2$  [25]. Bei unbekannter Polarisation kann die Population der einzelnen Unterzustände ermittelt werden durch eine Vergleichsmessung mit einem unpolarisierten Ensemble, bei dem jeder Unterzustand mit gleicher Wahrscheinlichkeit besetzt ist.

#### 2.4.4 Genauigkeit der Parameterbestimmung

In Kapitel 5 werden Untersuchungen der elastischen Kollisionen und in Kapitel 6 der inelastischen Kollisionen spinpolarisierter metastabiler Neonatome

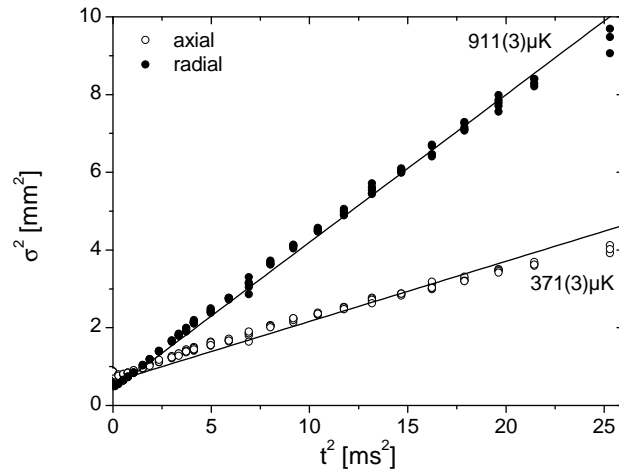


Abbildung 2.12: Ballistische Expansion eines  $^{20}\text{Ne}$ -Ensembles, das in der Magnetfalle bei  $B_0 = 35\text{ G}$  gespeichert war. Die eingezeichneten Kurven sind das Ergebnis eines ungewichteten Fits nach Methode der kleinsten Quadrate nach Gl. 2.4.3 und dienen der Ermittlung der radialen und axialen Temperatur. Aus den Messpunkten werden systematische Abweichungen vom erwarteten Expansionsverhalten ersichtlich.

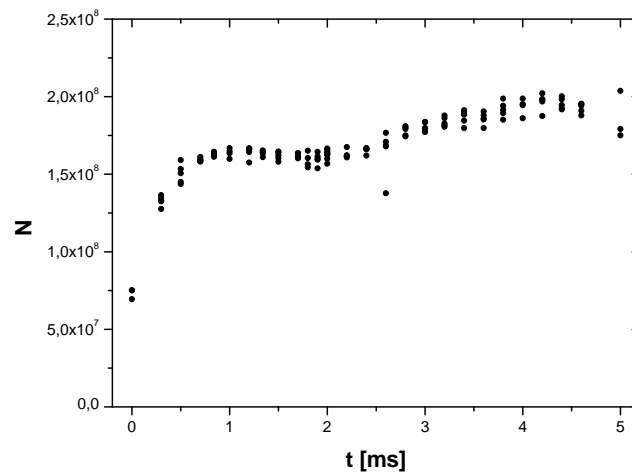


Abbildung 2.13: Aus den Absorptionen zur Beobachtung obiger Expansion kann die Teilchenzahl ermittelt werden. Diese nimmt scheinbar kontinuierlich zu bis bei etwa 4 ms ein Plateau ersichtlich ist. Die Zunahme der detektierten Teilchenzahl ist auf vorhandene, unerwünschte Magnetfelder zurückzuführen, die nach Abschalten der Magnetfalle durch Wirbelströme in der Vakuumkammer induziert werden.

vorgestellt, die in der Magnetfalle bei Offsetfeldern von  $B_0 = 25$  und  $35$  G durchgeführt wurden. Da die Rate dieser Stöße von der mittleren Dichte der gespeicherten Atome abhängt, ist die Genauigkeit dieser Messungen stark von der Genauigkeit beeinflusst, mit der die Dichte bestimmt werden kann.

In Abb. 2.12 und 2.4.4 ist die Entwicklung eines  $^{20}\text{Ne}$ -Ensembles während der ballistischen Expansion dargestellt, das zuvor in der Magnetfalle bei  $B_0 = 35$  G gespeichert war. Für diese Messreihe wurden ca. 140 Absorptionenaufnahmen bei Expansionszeiten zwischen 0 und 5 ms aufgenommen. Anhand dieser Ergebnisse ist einerseits zu erkennen, dass die statistischen Fluktuationen der Ensembleparameter bei der mehrfach wiederholten identischen Präparation der Atome weniger als drei Prozent betragen. Deshalb wird andererseits auch ersichtlich, dass die detektierten Parameter systematisch vom erwarteten Verhalten abweichen.

Die Variation der detektierten Teilchenzahl führen wir auf Magnetfelder zurück, die nach Abschalten der Falle durch Wirbelströme erzeugt werden. Diese Wirbelströme sind nach 2 – 4 ms ausgedämpft. Der erste in Abb. 2.4.4 dargestellte Messpunkt wurde bei einer Expansionszeit von 0 ms, i.e. bei laufender Magnetfalle, aufgenommen. Durch die Zeemanverschiebungen der vorhandenen Magnetfelder ist der Probestrahl bezüglich dem atomaren Übergang verstimmt, die Absorption abgeschwächt. Mit zunehmender Expansionsdauer nimmt die detektierte Teilchenzahl zu und bleibt nach 4 ms nahezu konstant. Um diese Hypothese zu stützen, haben wir während der Expansion zu verschiedenen Flugzeiten Lorentz-Profile des Detektionsübergangs aufgenommen. Die detektierte Breite  $\gamma$  des Profils nimmt während der Expansion ab. Sie beträgt in Einheiten der Linienbreite des Übergangs bei  $t = 1$  ms  $\gamma = 1,5(4)\Gamma$ , bei 2 ms :  $\gamma = 1,4(5)\Gamma$ , 3 ms :  $\gamma = 2,0(13)\Gamma$ , 4 ms :  $\gamma = 1,1(2)\Gamma$ , und bei 5 ms :  $\gamma = 1,1(3)\Gamma$ .

Wir haben die gemessenen gaußschen Breiten mit den Breiten, die während der Expansion zu erwarten sind, verglichen. Es zeigt sich, dass die relativen systematischen Abweichungen in radialer und axialer Richtung gleich sind, sich aber während der Expansion verändern. Die systematischen Abweichungen der detektierten gaußschen Radien lassen sich jedoch nicht allein durch vorhandene Wirbelstrom-induzierte Magnetfelder erklären. Die während der Expansion beobachtete Schwerpunktsbewegung ist in axialer Richtung gleichförmig geradlinig, in radialer Richtung ist eine Art Pendeln zu beobachten und ließe sich nur durch die Annahme unrealistisch großer Magnetfelder erklären. Zudem legt die beobachtete Bewegung nahe, dass die Magnetfelder in axialer und radialer Richtung unterschiedlich sind, die beobachteten relativen systematischen Abweichungen sind jedoch unabhängig von der Raumrichtung. Dies legt die Vermutung nahe, dass zwar die Teilchenzahlbestimmung durch vorhandene Restmagnetfelder beeinflusst wird, nicht aber die Trajektorien der Atome bei der Expansion.

Wir haben deshalb andere systematische Einflussgrößen der Absorptionsdetektion untersucht. Dies umfasste den Einfluss der Belichtungsdauer des Ensembles durch den Probestrahl, die endliche Auflösung des Abbildungssystems, eventuelle Schwankungen der Dunkelzählrate der Kamera und Schwankungen der Belichtungsintensität der beiden Aufnahmen für ein Absorptionsbild, die einzelnen Schritte der Bildverarbeitung und eine Überprüfung der Fitroutinen. Die Auswertung dieser Überprüfungen ergab, dass keiner der erwogenen systematischen Einflüsse die beobachteten Abweichungen alleinig erklären kann.

Um die systematischen Abweichungen dennoch quantifizieren zu können,



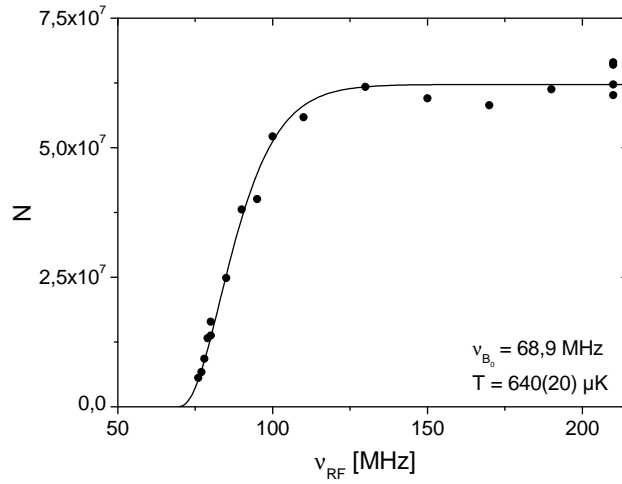


Abbildung 2.14: Ermittlung der Temperatur durch RF-Spektroskopie. Das untersuchte Ensemble befand sich in einer Magnetfalle mit  $B_0 = 35$  G. Die radiale Temperatur des Ensembles beträgt  $640(20)$   $\mu$ K

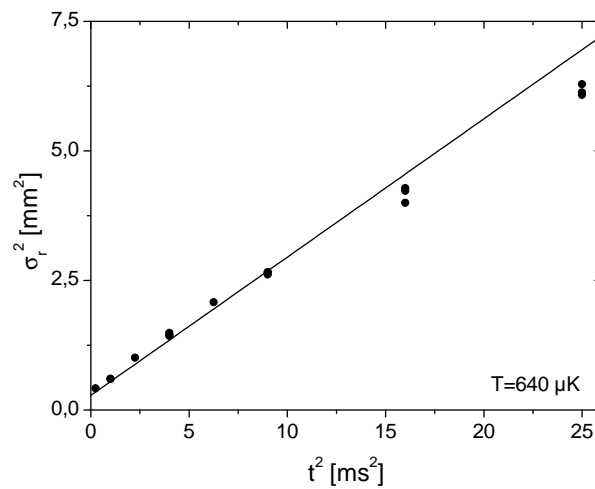


Abbildung 2.15: Die bei obiger Messreihe gleichzeitig durchgeführte Untersuchung der ballistischen Expansion. Die eingezeichnete Kurve ist die erwartete Expansion in radialer Richtung bei  $T_{rad} = 640$   $\mu$ K. Dies ist die aus der RF-Spektroskopie ermittelte Temperatur. Die Abweichung der Messpunkte von der zu erwartenden Expansion gestattet, systematische Abweichungen anzugeben.

wurde die Temperatur des gespeicherten Ensembles gleichzeitig durch Flugzeitmessungen und durch RF-Spektroskopie bestimmt. Die Ergebnisse dieser Vergleichsmessungen sind in Abb. 2.14 und 2.15 dargestellt. Für diese Messungen wurde ein Ensemble von  $^{20}\text{Ne}$ -Atomen bei  $B_0 = 35\text{ G}$  in der Magnetfalle gespeichert und Doppler-gekühlt (s. Abschnitt 3.2). Es weist deshalb eine anisotrope Temperaturverteilung auf. Mit der Methode der RF-Spektroskopie kann lediglich die höhere der beiden Temperaturen, die radiale Temperatur, ermittelt werden. Aus einer Anpassung an die Messdaten nach Gl. 2.4.6 ergibt sich diese zu  $640(20)\ \mu\text{K}$  (Abb. 2.14). Aus einem Vergleich der bei dieser Temperatur erwarteten Expansion mit den Messdaten (Abb. 2.15) kann die Abweichung der detektierten Breiten zu den wahrscheinlich tatsächlich vorhandenen Breiten ermittelt werden. Diese Abweichungen sind für vergleichsweise lange Expansionszeiten ( $\gtrsim 4\text{ ms}$ ) größer als zu Beginn der Expansion. Zudem sind die systematischen Unsicherheiten abhängig vom vorhandenen Offsetfeld  $B_0$ .

Um fundierte Aussagen über die Temperatur und Dichte eines Ensembles zu treffen, müssen bei gegebenem Offsetfeld die Vibrationsfrequenzen der Magnetfalle und die systematischen Abweichungen während der ballistischen Expansion bestimmt werden. Sind diese Werte bekannt, so genügt prinzipiell eine einzige Absorptionaufnahme bei vorzugebender Expansionsdauer, um aus dieser sowohl die Dichte als auch die Temperatur der gespeicherten Atomwolke zu bestimmen. Für eine geeignete Vorgabe der Expansionsdauer sind mehrere Aspekte abzuwägen: Die Genauigkeit der Bestimmung der Teilchenzahl und der gaußschen Breiten, sowie das Signal-zu-Rausch-Verhältnis. Ein guter Kompromiss dieser Anforderungen kann bei Vorgabe der Expansionsdauer zwischen  $0,5\text{ ms}$  und  $2\text{ ms}$  erzielt werden.

Die in Kapitel 5 vorgestellten Untersuchungen elastischer Stöße basieren auf Absorptionsschneidungen des Ensembles nach einer Flugzeit von  $2\text{ ms}$ , das Offsetfeld der Falle betrug  $25\text{ G}$ . Bei den gleichen Parametern wurden die durch inelastische Stöße hervorgerufenen Heizraten untersucht (Kap. 6). Bei den Untersuchungen inelastischer Kollisionen betrug die Flugzeit  $0,5\text{ ms}$ . Für die Ermittlung der Teilchenzahl, Dichte und Temperatur ergeben sich folgende Korrekturen der direkt detektierten Werte. Aus der beobachteten zeitlichen Zunahme der detektierten Teilchenzahl  $N_{\text{det}}$ , muss für die  $0,5\text{ ms}$ -Werte  $N_{\text{det}}$  um einen Faktor  $1,29(6)$  nach oben korrigiert werden, bei einer Flugzeit von  $2\text{ ms}$  um  $1,19(4)$ . Die generelle Unsicherheit der Teilchenzahlbestimmung schätzen wir auf  $20\%$ . Aus dem Vergleich der detektierten gaußschen Breiten mit den Ergebnissen der RF-Spektroskopie ergeben sich Korrekturfaktoren von  $0,94(5)$  bzw. von  $0,93(3)$  für die bei einer  $0,5\text{ ms}$  resp.  $2\text{ ms}$  währenden Expansion aufgenommenen Werte. Die relativen systematischen Unsicherheiten der Dichtebestimmung betragen dann  $0,28$  bzw.  $0,23$ . Sie sind damit bedeutend größer als beobachtete statistische Fluktuationen der Messwerte.

## KAPITEL 3

### Präparation magnetisch gespeicherter spinpolarisierter Atome

Bei beinahe allen atomaren Spezies, mit denen bisher ein Bose-Einstein-Kondensat erzeugt werden konnte, bestand der letzte Schritt der Phasenraumdichteerhöhung in der Anwendung der Technik des evaporativen Kühlens [10] (s. auch Kap. 7). Ausgangspunkt dieses Kühlverfahrens ist ein Ensemble, das in einem konservativen Potential einer Magnetfalle oder einer optischen Dipolfalle gespeichert wird, und eine möglichst hohe Rate elastischer Stöße und eine möglichst hohe anfängliche Phasenraumdichte aufweist.

Diese Rahmenbedingungen sind zudem günstig, um binäre elastische und inelastische Stöße bei tiefen Temperaturen zu untersuchen. Bei metastabilem Neon ist der Nachweis einer etwaigen Unterdrückung der Penning-Ionisation eines in den  $m_J=2$ -Zustand polarisierten Ensembles und die Bestimmung der Rate elastischer Stöße von besonderem Interesse (s. Kap. 5 und 6). Nur wenn die Rate elastischer Stöße bedeutend größer ist als die der inelastischen Stöße, kann die evaporative Kühlung mit Erfolg zur Erzeugung eines Bose-Einstein-Kondensats eingesetzt werden.

Um eine möglichst gute Ausgangssituation für die Untersuchung von Stoßprozessen und die Anwendung des evaporativen Kühlens zu schaffen, sind mehrere Präparationsschritte notwendig, die in diesem Kapitel vorgestellt werden. Sie gliedern sich in die Vorbereitung des Transfers der Atomwolke in die Magnetfalle mit Laserkühlverfahren, in den Transfer selber und in die Manipulation des magnetisch gespeicherten Ensembles.

Zumeist werden nach dem Transfer in die Magnetfalle keine Laserkühlverfahren mehr angewandt. Der Transfer des Ensembles sollte dann nach den Kriterien des „phasenraum-angepassten Umladens“ erfolgen. Ziel hierbei ist, die Magnetfalle derart instantan einzuschalten, dass sich die Atomwolke sofort im Gleichgewicht mit dem Fallenpotential befindet. Dies wird erreicht, indem die Ströme der Magnetfalle so gewählt werden, dass die Fallenfrequenzen dem Verhältnis von Geschwindigkeits- zu Ortsbreite entsprechen ( $\omega_i = (k_B T_i / m)^{1/2} \sigma_i^{-1}$ , s. Gl. 2.3.10), und indem das Zentrum der atomaren Verteilung dem Ort des Potentialminimums der Falle angepasst wird. Eine Fehlanpassung der Falle an die Atomwolke wirkt sich in Form der Umwandlung zwischen potentieller und kinetischer Energie aus, die das Ensemble in ein (neues) Gleichgewicht führen. Deren Folge ist immer eine Abnahme der Phasenraumdichte, die allerdings bei einer örtlichen Fehlanpassung gravierender ist als bei einer Fehlanpassung der Fallenfrequenzen [68]. Die mit dem Streben ins Gleichgewicht verbundene Dynamik kann die weitergehende Manipulation und Untersuchung des gespeicherten Ensembles zusätzlich erschweren.

Nach dem Transfer wird die Dichte des gespeicherten Ensembles durch eine sogenannte „adiabatische Kompression“ erhöht. Durch Änderung der axialen

Krümmung und des radialen Gradienten des Magnetfeldes wird ein stärkerer Einschluss erzielt. Geschieht diese Verformung des Fallenpotentials adiabatisch, so bleibt die Entropie des Ensembles erhalten. Befindet sich das Ensemble vor und nach der Kompression im harmonischen Regime der Falle, so bleibt auch die Phasenraumdichte erhalten. Wird durch die Kompression bereits der lineare Anteil des radialen Potentials erreicht, so erhöht sich die Phasenraumdichte um einen Faktor  $e \approx 2,7$  [72].

Die Kompression vollzieht sich dann adiabatisch, wenn folgende drei Adiabazitätskriterien erfüllt sind [73]: (1.) Die Spinpolarisation des Ensembles muss erhalten bleiben. Dies ist erreicht, solange die Larmor-Frequenz der Atome deutlich größer als die Frequenz der Magnetfeldänderung ist (s. Gl. 2.3.3):  $\omega_L \gg \left| \dot{\mathbf{B}}(\mathbf{r})/B(\mathbf{r}) \right|$ . (2.) Das Gleichgewicht zwischen potentieller und kinetischer Energie muss erhalten bleiben. Hierzu ist die Rate der Potentialverformung deutlich kleiner als die Oszillationsfrequenz gefangener Teilchen vorzugeben:  $\dot{\omega}_i/\omega_i \ll \omega_i$ . (3.) Aufgrund der Eigenschaften des transferierten Ensembles und der Designparameter der Falle wird der maximale Einschluss zumeist erreicht, wenn die adiabatische Kompression sich in axialer Richtung anders verhält als in radialer. Die Kompression führt nur dann nicht zu dimensional verschiedenen Temperaturen, wenn sie sich langsam im Vergleich zur Rate elastischer Stöße vollzieht, die zu einem Ausgleich der kinetischen Energie zwischen den Dimensionen führen:  $\dot{\omega}_i/\omega_i \ll \gamma_{el}$ .

Diese drei Kriterien sind hinsichtlich ihrer Bedeutung hierarchisch angeordnet. Die Zeitskalen der Potentialverformung, mit denen sie erfüllt werden, nehmen hierbei zu. Bei üblicherweise vorhandenen Ausgangssituationen sind alle drei Kriterien erfüllt, falls sich die Kompression innerhalb einiger hundert Millisekunden bis hin zu einigen Sekunden abspielt. Weist das gespeicherte Ensemble hohe Verlustraten infolge inelastischer Stöße auf, nimmt die Phasenraumdichte während der Kompression ab. Es ist in diesem Falle günstiger, das dritte Kriterium nicht zu erfüllen.

Ziel der Präparation vor dem Transfer in die Magnetfalle ist es, nach der Kompression eine Situation zu erreichen, die durch eine möglichst hohe Rate elastischer Stöße begleitet von einer möglichst hohen Phasenraumdichte gekennzeichnet ist. Hierzu hat sich folgende Strategie durchgesetzt: Nachdem eine möglichst große Anzahl von Atomen in der MOT gespeichert wurde, wird die Dichte des Ensembles durch einen größeren Magnetfeldgradienten und einen größeren Strahlungsdruck der MOT erhöht („komprimierte MOT“). Dann wird die Temperatur des Ensembles durch Polarisationsgradientenkühlung in einer optischen Melasse [74–77] gesenkt und anschließend durch optisches Pumpen spinpolarisiert.

Die Optimierung der einzelnen Schritte kann hierbei nicht getrennt voneinander erfolgen [54]. Wird in der komprimierten MOT eine hohe Dichte erzeugt, so führt dies zu hohen Penning-Ionisationsraten (s. Abschnitt 6.2) und damit zu hohen Teilchenzahlverlusten. Zugleich nimmt die Effizienz des Polarisationsgradientenkühlens ab. Die hierbei niedrigste beobachtete Temperatur, die wir bei geringer Anzahldichte erzeugen konnten, lag bei etwa  $80 \mu\text{K}$ ; unter normalen Bedingungen betrug sie mit  $400 - 500 \mu\text{K}$  jedoch ungefähr das zweifache der Doppler-Temperatur von  $196 \mu\text{K}$  [78].

Die während der Präparation gravierende Abnahme der Dichte durch optische Kollisionen, die zu einer Penning-Ionisation führen, kann bis zu einem

gewissen Grad durch eine möglichst schnelle Präparation verhindert werden. In einer optimierten Präparationssequenz manifestiert sich dies in einer immer kürzeren Dauer der Einzelschritte: Das Laden der MOT dauert noch 400 ms, deren Kompression vollzieht sich dann innerhalb von 14 ms. Die Dauer der Kompressionsphase ist dabei kürzer als die Zeit, die das Ensemble braucht, um mit den veränderten Parametern des MOT-Strahlungsfeldes im Gleichgewicht zu sein. Die optische Melasse währt 0,4 ms und das optische Pumpen dauert schließlich noch 0,01 ms. Insbesondere bei diesen kurzen Einzelschrittdauern ist die Position des Schwerpunktes der Atomwolke zu kontrollieren und eine etwaige Drift desselben zu unterbinden. Dies geschieht durch sorgfältiges Austarieren der Einzelschrittdauern und durch gezieltes Anlegen von zusätzlichen Magnetfeldern durch die Kompensationsspulen. Hiermit kann die Mittenposition der MOT festgelegt werden und eine Drift des Ensembles nach der Melassenkühlung verhindert werden.

Die mit dieser „konventionellen“ Präparationsstrategie erzielte maximale Phasenraumdicke betrug ca.  $1 \times 10^{-7}$  vor der Kompression der Magnetfalle. Die Einzelschritte einer solchen Sequenz wurden in einer langwierigen Optimierung festgelegt und erwiesen sich z.T. als justagekritisch.

Durch die Implementierung eines Laserkühlverfahrens, das nach dem Transfer in die Magnetfalle eingesetzt wird, konnten wir die Präparation des Ensembles beträchtlich vereinfachen. Der Einsatz dissipativer Kühlkräfte innerhalb der Magnetfalle führt dazu, dass die Anforderungen nach einem Phasenraumangepassten Umladen nicht mehr notwendig sind. Da die maximal erzielbare Phasenraumdicke von den Minimaltemperaturen des Kühlverfahrens abhängt, verbleibt als einzige zu optimierende Größe die Anzahl transferierter Atome. Mit diesem Doppler-Kühlen in der Magnetfalle [79] konnten wir höhere Phasenraumdichten erzielen als zuvor, die Präparation des Ensembles erwies sich als deutlich robuster.

Im Folgenden wird kurz die Spinpolarisation diskutiert, und nach Vorstellung des Doppler-Kühlverfahrens in Abschnitt 3.2 eine darauf basierende Präparationssequenz vorgestellt.

### 3.1 Optisches Pumpen

Ziel des optischen Pumpens ist die größtmögliche Bevölkung des  $m_J = +2$  Zustands. Dies ist notwendig, um eine etwaige Unterdrückung der Penning-Ionisation beobachten zu können, die nur für Stöße zwischen zwei  $m_J = +2$  Atomen oder zwischen zwei Atomen im magnetisch nicht fangbaren Zustand  $m_J = -2$  existent wäre. Zusätzlich erhöht sich durch das optische Pumpen die Anzahl transferierbarer Atome: Da in der Magnetfalle lediglich die Zustände  $m_J = +1$  und  $m_J = +2$  fangbar sind, läge die Transfereffizienz eines unpolarisierten Ensembles bei maximal vierzig Prozent.

Um die Atome in den Unterzustand  $m_J = +2$  zu transferieren, wird durch ein schwaches homogenes Magnetfeld in axialer Richtung ( $B_z \approx 1 \text{ G}$ ) eine Quantisierungsachse definiert. Durch Einstrahlen zweier gegenläufiger  $\sigma^+$ -polarisierter Laserstrahlen, die aus technischen Gründen um  $1^\circ$  bezüglich der axialen Richtung geneigt sind, vollzieht sich das optische Pumpen. Um das optisch dichte Ensemble vollständig auszuleuchten, wurde eine hohe Intensität dieser Laserstrahlen von  $I \approx 50I_0$  gewählt. Diese Intensität verteilt sich auf zwei gegenläufige

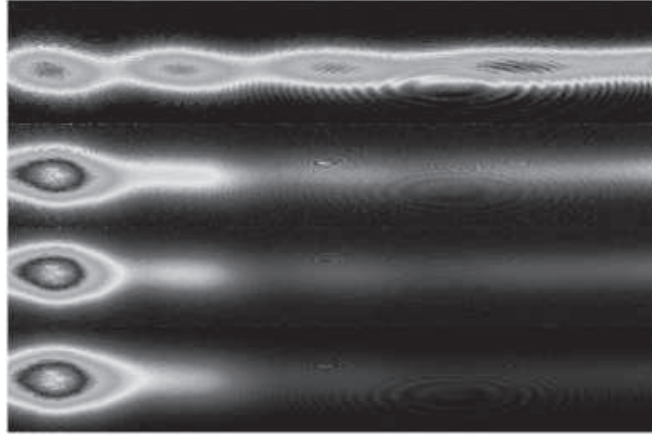


Abbildung 3.1: Absorptionsaufnahmen von  $^{20}\text{Ne}$ -Atomen nach einer Stern-Gerlach-Aufspaltung der fünf magnetischen Unterzustände in einem inhomogenen Magnetfeld. Von links nach rechts sind Atome, die sich im Unterzustand  $m_J = +2, +1, 0$  und  $-1$  befinden zu erkennen. Am äußeren rechten Bildrand sind noch einige der Atome im Zustand  $m_J = -2$  zu sehen, die sich größtenteils schon aus der abbildbaren Fläche hinaus bewegt haben. Von oben nach unten ist die Besetzungsverteilung eines unpolarisierten Ensembles, und die Verteilungen nach unterschiedlicher Dauer des optischen Pumpens ( $2, 4$  und  $8 \mu\text{s}$ ) dargestellt. Am Ende der dargestellten Sequenz befanden sich  $69\%$  der Atome im Zustand  $m_J = +2$  und  $19\%$  im  $m_J = +1$ -Zustand.

Laserstrahlen, um einen einseitigen Impulsübertrag auf die Atome zu vermeiden. Die Verstimmung der Lichtfelder beträgt  $\Delta = -1/2\Gamma$ .

Da die Effizienz des optischen Pumpens sich nicht anhand der Transfereffizienz in die Magnetfalle feststellen lässt, und insbesondere der Anteil von  $m_J = +2$ -Atomen bekannt sein muss, wurde die Verteilung auf die magnetischen Unterzustände durch eine räumliche Stern-Gerlach-Aufspaltung ermittelt (s. Abschnitt 2.4.3). In Abbildung 3.1 ist ein Beispiel dargestellt, wie sich der Vorgang des optischen Pumpens vollzieht. Ausgehend von einem unpolarisierten Ensemble wird bereits nach  $8 \mu\text{s}$  ein stationärer Zustand erreicht. Dieser ist gekennzeichnet durch einen Anteil von  $69\%$  der Atome im Zustand  $m_J = +2$  und  $19\%$  im  $m_J = +1$ -Zustand [54].

Durch Verbesserung der Strahlqualität der Pumpstrahlen, eine verlängerte Einstrahldauer und reduzierte Anzahldichte der Atome konnte der Anteil von  $m_J = +2$ -Atomen auf etwa  $80\%$  erhöht werden bei gleichzeitiger Abnahme von Atomen im Zustand  $m_J = +1$ .

## 3.2 Doppler-Kühlung in der Magnetfalle

### Prinzip

In einer Magnetfalle sind die üblichen Methoden der Laserkühlung, wie z.B. die optische Melasse, nur unter bestimmten Voraussetzungen anwendbar. Denn im Normalfall führt die Einstrahlung resonanten Lichts auf das magnetisch ge-

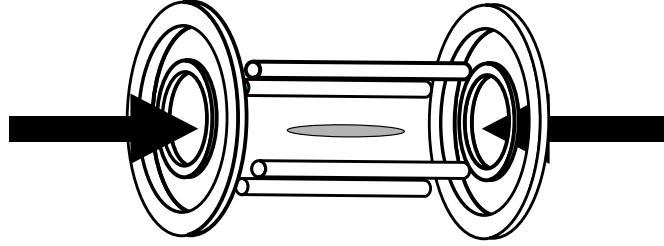


Abbildung 3.2: Prinzip der Doppler-Kühlung in der Magnetfalle. Entlang der Symmetrieachse der Falle werden zwei  $\sigma^+$ -polarisierte Laserstrahlen geringer Intensität eingestrahlt. Durch Vorgabe eines hohen Offsetfeldes der Magnetfalle werden depolarisierende Übergänge unterdrückt. In axialer Richtung findet eine Doppler-Kühlung der Atome statt. Die an spinpolarisierten Atomen gestreuten Photonen führen durch Reabsorption zu einer radialen Kühlung geringerer Effizienz.

speicherte Ensemble zu einer Depolarisation und damit zu einer Abnahme des Grades der Spinpolarisation und zu beträchtlichen Fallenverlusten.

Zudem kann in einer Falle des Ioffe-Pritchard-Typs der Zeeman-Effekt nicht dazu benutzt werden, eine orts- bzw. richtungsselektive Absorption von Photonen aus den Kühllasern zu erzeugen. Die selektive Absorption ist jedoch eines der Schlüsselprinzipien der magneto-optischen Falle.

Diese Schwierigkeiten treten jedoch beim Verfahren der Doppler-Kühlung in der Magnetfalle deutlich vermindert auf. Hierbei wird ein eindimensionales Lichtfeld, bestehend aus zwei gegenläufigen,  $\sigma^+$ -polarisierten Laserstrahlen, entlang der Symmetrieachse der Falle eingestrahlt (s. Abb. 3.2).

Die Zeemanaufspaltung der depolarisierenden Übergänge zwischen den Unterezuständen  $m_J=2 \rightarrow m_J<3$  des Kühlübergangs  $3s[3/2]_2 \rightarrow 3p[5/2]_3$  ist geringer als die des polarisationserhaltenden Übergangs  $m_J=2 \rightarrow m_J=3$ . Deshalb kann durch ein genügend hohes Offsetfeld  $B_0$  der Magnetfalle die Rate depolarisierender Übergänge im Vergleich zur Rate polarisationserhaltender Übergänge stark unterdrückt werden. Bei Vorgabe einer Verstimmung der Kühllaser bezüglich der Zeeman-verschobenen Resonanz von  $-1/2 \Gamma$  ist die Rate depolarisierender Stöße bei einem Offsetfeld von  $B_0 \geq 20 \text{ G}$  um mindestens zwei Größenordnungen unterdrückt.

Bei einer geringen Intensität der Kühllaser,  $I \ll I_0$ , und bei vorliegender hoher optischer Dichte der Atomwolke wird ein Großteil der eingestrahnten Laserleistung absorbiert, so dass im Wesentlichen ein Laserstrahl die ihm zugewandte Seite der Atomwolke beleuchtet. Somit kommt es zu einer richtungsselektiven Absorption aus den Laserstrahlen. In der axialen Richtung findet eine Doppler-Kühlung des Ensembles statt. Die hierbei minimal erreichbare axiale Temperatur liegt unter der Doppler-Temperatur  $T_{\text{ax,min}} = 0,7 T_D$ . Letztere bestimmt sich in einem eindimensionalen Zweizustandsmodell aus einem Gleichgewicht zwischen kühlenden Absorptionsprozessen aus den Lichtfeldern und heizenden Reabsorptionsprozessen wieder ausgesandter Photonen. Da aber hier den erneut emittierten Photonen auch die beiden radialen Dimensionen zur Verfügung stehen, kann das Doppler-Limit unterschritten werden [79].

Die von den spinpolarisierten Atomen erneut emittierten Photonen weisen die gleiche Verstimmung und Polarisation auf, wie die eingestrahnten Lichtfelder

( $I \ll I_0$ ). Ihre Intensität steigt mit zunehmender optischer Dichte des atomaren Ensembles. Durch Reabsorption kommt es nun zu einer radialen Kühlung, deren Effizienz geringer ist als in axialer Richtung, jedoch mit zunehmender optischer Dichte ansteigt.

### Anwendung des Kühlverfahrens

Die Doppler-Kühlung in der Magnetfalle wurde zunächst an  $^{20}\text{Ne}$ -Atomen erprobt, die optimalen Kühlparameter wurden experimentell ermittelt. Hierzu wurden ca.  $3 \times 10^8$  Atome in die Magnetfalle transferiert und bei einem Offsetfeld von  $B_0 = 20$  G gespeichert. Nach Einstellen des Offsetfeldes wurden entlang der Symmetrieachse zwei gegenläufige,  $\sigma^+$ -polarisierte Lichtfelder eingestrahlt. Hierzu wurde derselbe Strahlengang wie beim optischen Pumpen benutzt. Minimale Temperaturen konnten bei einer Verstimmung von  $-0,4 \Gamma$  bezüglich der Zeeman-verschobenen Resonanz und einer Intensität von  $I \approx 5 \times 10^{-3} I_0$  erzielt werden. Dies entspricht den Vorhersagen in [79]. Der zeitliche Verlauf der Temperatur während des Kühlvorgangs ist in Abb. 3.3 dargestellt. In axialer Richtung liegt die minimal erreichte Temperatur mit  $0,9 T_D$  knapp unterhalb der Doppler-Temperatur. Erwartungsgemäß ist die minimale Temperatur, die in radialer Richtung beobachtet wurde, mit ca.  $500 \mu\text{K}$  deutlich größer. Eine Zunahme der minimalen radialen Temperatur bei niedrigeren Dichten der atomaren Verteilung wurde beobachtet.

In Abbildung 3.4 ist die Entwicklung der Phasenraumdichte und der An-

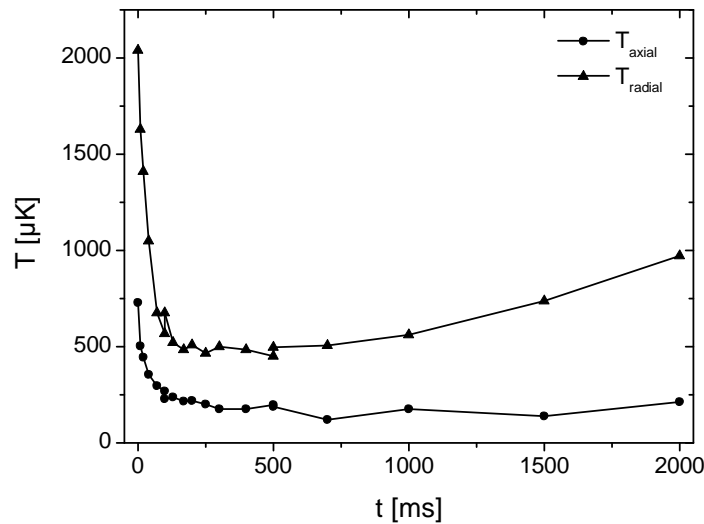


Abbildung 3.3: Temperaturverlauf während der Doppler-Kühlung eines bei  $B_0 = 20$  G magnetisch gespeicherten  $^{20}\text{Ne}$ -Ensembles. Die Laserstrahlen sind bezüglich der Resonanz um  $-0,4 \Gamma$  verstimmt und weisen eine geringe Intensität von  $I \approx 5 \times 10^{-3} I_0$  auf. In axialer Richtung unterschreitet die Temperatur die Doppler-Grenze um 10%, in radialer Richtung erreicht sie aufgrund der kleineren Kühleffizienz einen Wert von  $500 \mu\text{K}$ .



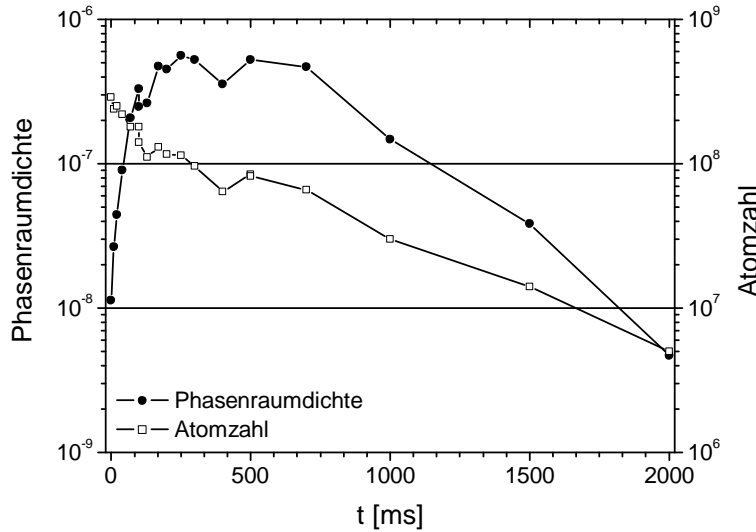


Abbildung 3.4: Entwicklung der Phasenraumdicke und der Anzahl gespeicherter Atome während der Doppler-Kühlung. Während die Phasenraumdicke nach ca. 150 ms ein Maximum erreicht, nimmt die Atomzahl beständig ab.

zahl gespeicherter Atome dargestellt. Bezüglich der Ausgangssituation erhöht sich die Phasenraumdicke des Ensembles nach 150 ms um einen Faktor 50 auf einen Wert von  $6 \times 10^{-7}$ , und ist damit etwa fünfmal so groß wie der bei „konventioneller“ Präparation spinpolarisierter Atome erreichte Wert. Die Zunahme der Phasenraumdicke ist begleitet von einer Abnahme der Atomzahl, deren Rate größer ist als bei Abwesenheit der doppler-kühlenden Lichtfelder. Die mit der MCP gemessene Ereignisrate ist während des Kühlvorgangs weitgehend unabhängig vom Vorzeichen des Potentials, das an das vor der MCP angebrachte Gitter angelegt wird. Sie ist deshalb nicht auf Neon-Ionen zurückzuführen sondern auf neutrale Teilchen. Die beobachteten Verluste entstammen dementsprechend nicht Penning-Ionisationsprozessen, die bei Anwesenheit resonanter Laserstrahlung deutlich verstärkt stattfinden. Vielmehr sind sie auf remanente depolarisierende Übergänge zurückzuführen.

Anhand von Stern-Gerlach-Aufspaltungen wurde die Anzahl von Atomen im  $m_J=+2$ - und  $m_J=+1$ -Zustand ermittelt. Bereits nach etwas mehr als 100 ms konnten keine Atome mehr im  $m_J=+1$ -Zustand detektiert werden. Unter der Annahme einer Nachweisgrenze von etwa 5% weist das doppler-gekühlte Ensemble einen Polarisationsgrad von mehr als 0,95 auf.

### 3.3 Optimierte Präparationssequenz

Die mit Hilfe des Doppler-Kühlens erreichbare Phasenraumdicke ist durch die dabei minimal erzielbaren Temperaturen limitiert. Aus diesem Grunde ist die Präparation vor dem Transfer in die Magnetfalle lediglich auf eine möglichst hohe Teilchenzahl zu optimieren. Die Kompression der MOT ist in der optimierten

Präparationssequenz ist eher sacht im Vergleich zu zuvor erzielten Dichten. Eine Melassenkühlung findet nicht mehr statt, der Kompressionsphase der MOT schließt sich sofort das optische Pumpen und der Transfer in die Magnetfalle an.

### Ladephase der MOT

Die Ladephase dauert für  $^{20}\text{Ne}$ -Atome 400 ms, für  $^{22}\text{Ne}$ -Atome 700 ms. Bereits nach dieser kurzen Zeitspanne hat die Atomzahl einen Gleichgewichtswert erreicht, der aufgrund von Penning-Stößen dichte-limitiert ist.

Die Verstimmung der MOT-Laser beträgt während des Ladens  $-7\Gamma$ , die Intensität  $I = 7,5I_0$  und der angelegte Magnetfeldgradient  $B'_z \approx 28\text{ G/cm}$ . Diese Parameter sind so gewählt, dass aufgrund der niedrigen Anregungswahrscheinlichkeit der Atome durch die MOT-Laser von  $\pi = 2,5\%$  die Verlustrate durch die dichteabhängige Penning-Ionisation möglichst gering ist, und dass das Volumen, das die gefangenen Atome einnehmen, möglichst groß ist. Dies führt im dichtebegrenzten Regime zu einer Maximierung der Anzahl gespeicherter Atome.

Da der Laserstrahl des Zeeman-Slowers das Zentrum der MOT passiert, ist er um 20 Linienbreiten blau verstimmt, um eine Beeinträchtigung des MOT-Betriebes zu verhindern. Dies gelingt jedoch nicht vollständig, so dass das optimale Zentrum der MOT zum Laden der Falle einige Millimeter oberhalb des eigentlichen Zentrums der Falle liegt<sup>1</sup>, wo der Überlapp des gespeicherten Ensembles mit dem Bremslaser geringer ist. Die Position des Fallenzentrums wird durch das Anlegen eines zusätzlichen Magnetfeldes durch die Kompensationspulen verschoben.

Die zum optimalen Laden erforderlichen Parameter des Zeeman-Slowers sind für den Bremsstrahl  $\Delta = +20\Gamma$  und  $I = 1,5I_0$ . Für das Offsetmagnetfeld des Slowers werden 50 A Spulenstrom benötigt, für das Parabelfeld Spulenströme von 3, 2 und 3 A, für das Abbruchfeld 35 A. Zur Erzeugung des Kompensationsfeldes (Ansteuerung  $\square$ ) fließen in der Ost-West-Spule 2,00 A, in der Nord-Süd-Spule 2,73 A und in der Oben-Unten-Spule 3,36 A.

Mit diesen Parametern konnten bis zu  $6 \times 10^8$   $^{20}\text{Ne}$ -Atome und bis zu  $3 \times 10^8$   $^{22}\text{Ne}$ -Atome eingefangen werden. Die Temperatur des Ensembles liegt bei ca. 1,5 mK und entspricht damit der Doppler-Temperatur der vorliegenden Verstimmung. Nach Beendigung des Ladevorgangs wird der Zeeman-Slower abgeschaltet und der Atomstrahl durch den Shutter in der Quellenkammer unterbrochen.

### Kompression der MOT

Um den Transfer in die Magnetfalle vorzubereiten, wird während der Kompressionsphase der MOT die Dichte der Atomwolke erhöht und deren Zentrum dem der Magnetfalle angepasst. Es hat sich als vorteilhaft erwiesen, die Kompression in zwei Schritten vorzunehmen. Die erste Phase dauert 20 ms, wobei der Magnetfeldgradient auf 40 G/cm erhöht und die Verstimmung auf  $-4\Gamma$  verkleinert wird. Da in dieser Phase keine Atome mehr aus dem Atomstrahl einge-

<sup>1</sup>Als das „eigentliche“ Zentrum der MOT wird das Zentrum des Quadrupolfeldes der Falle bezeichnet, falls die anderen im Labor vorhandenen Magnetfelder kompensiert sind. Mit den Kompensationspulen können zusätzliche Offsetfelder erzeugt werden, die den Nullpunkt des Quadrupolfeldes verschieben. Dies ermöglicht die Kontrolle der Position der MOT.

fangen werden müssen, kann die Intensität auf  $3/4 I_0$  erniedrigt werden, dies entspricht einer Anregungswahrscheinlichkeit von  $\pi = 0,8\%$ . Diese erste Phase dient hauptsächlich der Anpassung der Atome an das neue Fallenzentrum, das durch ein verändertes Kompensationsfeld (Ansteuerung  $\blacksquare$ , Ost-West 0,75 A, Nord-Süd 0,37 A und Oben-Unten 0,15 A) erzeugt wird.

In der zweiten Kompressionsphase, die 2,5 ms dauert, wird der von der MOT erzeugte Einschluss weiter verstärkt. Bei gleichen Magnetfeldern wird der Strahlungsdruck durch Verkleinerung der Verstimmung auf  $-1,3 \Gamma$  bei einer Intensität von  $0,6 I_0$  erhöht. Die Anregungswahrscheinlichkeit liegt damit bei 4% und ist zur Unterdrückung von Penning-Verlusten so gering gewählt.

Das Ensemble weist nun gaußsche Breiten von etwa 1,3 bis 1,5 mm auf.

### Optisches Pumpen

Der letzte Präparationsschritt vor dem Transfer in die Magnetfalle besteht aus einer Phase optischen Pumpens (s. Abschnitt 3.1). Bevor die Pumplaser eingestrahlt werden, wird 130  $\mu\text{s}$  zuvor das Magnetfeld, das die Quantisierungsachse definiert, eingeschaltet. Der Pumpvorgang selbst dauert 30  $\mu\text{s}$ , wobei die Parameter der Lichtfelder ( $\Delta = -1/2 \Gamma$ ,  $I = 8 I_0$ ) so gewählt sind, dass der benutzte atomare Übergang mit  $\pi = 0,4$  nahezu gesättigt ist.

In dieser und den folgenden Phasen werden die Kompensationsspulen so betrieben, dass sie das Labormagnetfeld kompensieren. Hierzu (Ansteuerung  $\blacksquare$ ) werden Ströme in der Ost-West-Spule 0,40 A von benötigt, in der Nord-Süd-Spule 0,60 A und in der Oben-Unten-Spule 0,49 A.

### Transfer und Doppler-Kühlung

Einige Mikrosekunden nach Beendigung des optischen Pumpens wird die Magnetfalle eingeschaltet. Die Konfiguration des Magnetfallenpotentials ist hierbei nicht für ein Phasenraum-angepasstes Umladen optimiert sondern lediglich auf eine maximale Zahl transferierter Atome. Nach einer Wartezeit von 10 ms in der sich die Atome an das Potential anpassen können wird das Fallenpotential innerhalb von weiteren 20 ms in die Konfiguration, die für das Doppler-Kühlen erforderlich ist, gebracht (Gesamtstrom durch die Falle  $I_{\text{ges}} = 230 \text{ A}$ , Offsetfeld  $B_0 = 25 - 35 \text{ G}$ ). Die Verformung des Fallenpotentials wird erreicht, indem die Ansteuerspannungen der MOSFET-Bänke in einer exponentiellen Rampe erhöht werden. Die Ansteuerspannung der den Gesamtstrom kontrollierenden MOSFETs wird dabei von 2,0 auf 10,0 V gefahren, die Ansteuerspannung der das Offsetfeld kontrollierenden MOSFETs bleibt dabei gleich ( $B_0 = 25 \text{ G}$ ) oder wird für  $B_0 = 35 \text{ G}$  von 6,0 auf 6,5 V erhöht.

Direkt im Anschluss beginnt die 150 ms währende Phase des Doppler-Kühlens. Die Parameter der eingestrahelten Lichtfelder wurden dabei nicht wie im vorigen Abschnitt 3.2 auf die Erzielung minimaler Temperaturen optimiert sondern auf das Erreichen möglichst hoher Kollisionsraten<sup>2</sup>. Die hierfür erforderli-

<sup>2</sup>Dies wird durch ein maximales Verhältnis zwischen vorhandener Atomzahl und der mit einer Absorptionaufnahme bestimmten  $1/e$ -Fläche der Atomverteilung erreicht. Dies wird durch folgende Überlegung unter der Annahme eines isotropen Fallenpotentials plausibel gemacht. Ist der Wirkungsquerschnitt der stattfindenden Stöße unabhängig von der kinetischen Energie, so wird die Kollisionsrate des Ensembles durch das Produkt aus mittlerer Dichte  $\bar{n} \propto N/\sigma^3$  und mittlerer Relativgeschwindigkeit  $\bar{v} \propto \sqrt{T} \propto \sigma$  bestimmt. Die Kollisionsrate ist demnach proportional zu  $N/\sigma^2$ .

che Verstimmung liegt zwischen  $-1/2$  und  $-3/2\Gamma$ , die erforderliche Intensität ist kleiner als  $0,01 I_0$ , beide Werte hängen von der vorhandenen optischen Dichte des Ensembles ab.

Im alltäglichen Einsatz zeigte sich diese Präparationssequenz als sehr robust, lediglich zwei Parameter mussten zur Wiederherstellung optimaler Ensembleparameter täglich kontrolliert werden. Dies ist zum einen die Intensität der MOT-Laserstrahlen während der Ladephase und zum anderen die Intensität der für das Doppler-Kühlen benutzten Laserstrahlen.

Die auf diese Weise präparierten Ensemble weisen folgende typische Eigenschaften auf: Nach dem Doppler-Kühlen befanden sich  $2 \times 10^8$   $^{20}\text{Ne}$ -Atome in der Magnetfalle bei einer mittleren Dichte von  $\bar{n} = 4 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ , einer axialen Temperatur von  $T_{\text{ax}} = 450 \mu\text{K}$  und einer radialen von  $T_{\text{rad}} = 600 \mu\text{K}$ . Atomwolken aus  $^{22}\text{Ne}$ -Atomen bestanden aus  $1 \times 10^8$  Atomen bei einer Dichte von  $\bar{n} = 2 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$  und vergleichbaren Temperaturen.

Obwohl die gesamte Präparationssequenz sehr schnell abläuft – innerhalb von 600 ms für  $^{20}\text{Ne}$  – überlebt nur gut ein Drittel der ursprünglich eingefangenen metastabilen Atome die Präparation. Dies ist Folge inelastischer Stöße in der MOT, die zu Penning-Ionisationen führen. Ihrer Untersuchung ist Abschnitt 6.2 gewidmet. Die Untersuchung elastischer und inelastischer Stöße der magnetisch gespeicherten, spinpolarisierten Ensemble wird in Kap. 5 und 6 vorgestellt.

## KAPITEL 4

### Lebensdauer des metastabilen Niveaus

Der erste angeregte Zustand von Neon ist der  $3s[3/2]_2$ -Zustand, der in diesem Kapitel entsprechend der LS-Notation mit  $^3P_2$  bezeichnet wird. Mit einem Gesamtdrehimpuls von  $J = 2$  und einem Gesamtspin von  $S = 1$  kann dieser nur über einen magnetischen Quadrupolübergang in den Grundzustand zerfallen und ist deshalb metastabil. Der experimentellen Bestimmung der Lebensdauer  $\tau$  dieses Zustandes ist dieses Kapitel gewidmet [54, 78, 80].

Obwohl bereits 1975 erste theoretische Vorhersagen für die Lebensdauern der  $^3P_2$ -Zustände der Edelgase schwerer als Helium existierten [81], konnten diese erst nach der Entwicklung von Fallen für neutrale Atome überprüft werden. Erste Messungen an Atomstrahlen metastabiler Edelgase konnten lediglich feststellen, dass diese Lebensdauern deutlich größer als eine Sekunde sind [82]. Eine Zusammenstellung des gegenwärtigen Kenntnisstandes der  $^3P_2$ -Lebensdauern findet sich am Ende dieses Kapitels, Abb. 4.6 und Tab. 4.2.

Für gefangene neutrale Atome führt der Zerfall metastabiler Atome in den Grundzustand zu einer Abnahme der Anzahl  $N$  gespeicherter Atome. Aus beobachteten Verlustraten kann somit auf die zu bestimmende Lebensdauer geschlossen werden, falls alle anderen relevanten Verlustprozesse berücksichtigt werden. Die erste derartiger Untersuchungen wurde in der Gruppe um Shimizu an metastabilem Neon durchgeführt. Hierbei wurde festgestellt, dass die exponentielle Zerfallsrate des Ensembles dominiert wird durch den Zerfall des  $^3P_2$ -Niveaus und durch Stöße mit dem Hintergrundgas. Indem deren Rate gemessen wurde, konnte erstmals die Lebensdauer  $\tau$  metastabilen Neons zu 22 s bestimmt werden [83]. Folgende Experimente dieser Gruppe mit Argon und Krypton [84] erreichten höhere Genauigkeit ( $\approx 13\%$ ) durch Berücksichtigung des (störenden) Einflusses der MOT-Lichtfelder auf die beobachteten Zerfallsraten. Zu diesem Zweck wurde die MOT gepulst betrieben und das Verhältnis von MOT-an- zu MOT-aus-Zeiten derart variiert, dass eine Extrapolation zu verschwindenden MOT-an-Zeiten möglich war.

Ein anderer methodischer Ansatz wurde in der Gruppe um Rolston zur Bestimmung der Lebensdauer metastabilen Xenons gewählt [85] und später auch zur Bestimmung der Lebensdauer metastabilen Kryptons benutzt [86]: Die Lebensdauer des metastabilen Zustandes wurde bestimmt durch Detektion der UV-Photonen, die beim Strahlungszерfall in den Grundzustand entstehen. Zu diesem Zweck wurde ein Ensemble metastabiler Atome mit einer MOT präpariert, das nach Ausschalten der Falle nicht mehr durch deren elektromagnetische Felder beeinflusst wird. Aus der dann beobachteten Photonenzählrate und aus Kenntnis der Anzahl vorhandener Atome kann die Lebensdauer direkt bestimmt werden, die dabei auftretenden Unsicherheiten liegen im Bereich von 2 – 3 %.

Bei den hier vorzustellenden Experimenten wurde die Lebensdauer bestimmt durch die Beobachtung von Fallenverlusten. Für die Analyse der auftretenden

Verlustprozesse war eine genaue Bestimmung der Rate der Hintergrundstöße und die Berücksichtigung des Einflusses der MOT-Lichtfelder auf die beobachteten Zerfallsraten entscheidend.

## 4.1 Verlustrate der magneto-optischen Falle

Um die Verlustrate der magneto-optischen Falle bestimmen zu können, wurde die Fluoreszenz eines gespeicherten Ensembles mit einer digitalen CCD-Kamera gemessen. Hierzu wurde die magneto-optische Falle innerhalb von 400 ms mit bis zu  $4 \times 10^8$  Atome geladen. Der Ladevorgang wurde beendet durch Unterbrechung des Atomstrahls und des Abbremslaserstrahls mit mechanischen Shuttern und durch Ausschalten der Magnetfelder des Zeeman-Slowers. Diese Maßnahmen sollen sicherstellen, dass innerhalb der experimentellen Möglichkeiten die gespeicherten Atome allein durch die elektromagnetischen Felder der MOT beeinflusst werden. Über einen Zeitraum von zwei Minuten wurden dann fünf Bilder pro Sekunde aufgenommen. Das Fluoreszenzsignal wurde durch Integration über die aufgenommenen Bilder gewonnen und ist erst nach Subtraktion des gleichzeitig auf die Kamera gefallenen Streulichts zur vorhandenen Teilchenzahl proportional (vergleiche hierzu [54], Seite 33f). Durch dieses Verfahren gewonnene Messkurven sind in Abbildung 4.1 dargestellt.

Für die Abnahme der Anzahl gespeicherter Atome sind zunächst dichteabhängige Stoßprozesse verantwortlich (vgl. Anhang B), die zu einem anfänglichen nichtexponentiellen Zerfall der Teilchenzahl führen. Mit abnehmender Dichte werden die dichteunabhängigen Ein-Körper-Prozesse dominant, die zu einer exponentiellen Abnahme der Teilchenzahl mit der Zerfallsrate  $\alpha$  führen. Beschrieben wird die Zeitentwicklung der Teilchenzahl durch (Gl. B.0.11):

$$N(t) = \frac{N_0}{\left(1 + \frac{\beta N_0}{\alpha V_{\text{eff}}} e^{\alpha t}\right) - \frac{\beta N_0}{\alpha V_{\text{eff}}}},$$

so dass durch Anpassung dieser Gleichung an den beobachteten Zerfall der Fluoreszenz Werte für die Parameter  $\alpha$  und  $\beta$  bestimmt werden können. Wird die gemessene Fluoreszenz jedoch nicht auf die Teilchenzahl geeicht, bleibt der Wert  $\beta$  von geringer physikalischer Aussagekraft. Da aber die zu bestimmende Lebensdauer  $\tau$  lediglich den Wert der exponentiellen Zerfallsrate beeinflusst, ist eine Absolutmessung der Teilchenzahl nicht notwendig.

Die beobachtete Zerfallsrate  $\alpha$  wird verursacht durch Strahlungszерfälle der metastabilen Atome in den Grundzustand (Rate  $\alpha_{\text{SZ}}$ ), durch Stöße mit dem Hintergrundgas ( $\alpha_{\text{HG}}$ ) und geometrische Verluste aufgrund der endlichen Fallentiefe ( $\alpha_{\text{FT}}$ )

$$\alpha = \alpha_{\text{SZ}} + \alpha_{\text{HG}} + \alpha_{\text{FT}}. \quad (4.1.1)$$

Ziel der im Folgenden aufgeführten Untersuchungen ist es, die auftretenden systematischen Verluste  $\alpha_{\text{HG}}$  und  $\alpha_{\text{FT}}$  zu analysieren, so dass auf die Rate der Strahlungszерfälle geschlossen werden kann.

Die Rate der Strahlungszерfälle hängt in entscheidender Weise ab von der Besetzung  $\pi$  des  $3p[5/2]_3$ -Zustandes ( ${}^3D_3$  in *LS*-Notation), die durch die Lichtfelder der MOT verursacht wird. Denn jene Atome (mit Anzahl  $\pi N$ ), die sich in diesem Zustand befinden, nehmen nicht am Zerfall des  ${}^3P_2$ -Zustandes teil. Da

am Zerfall dieses Zustandes also lediglich  $(1 - \pi)N$  Atome beteiligt sind, gilt für die Rate der Strahlungszерfälle

$$\alpha_{\text{SZ}} = \frac{1 - \pi}{\tau} + \frac{\pi}{\tau'}, \quad (4.1.2)$$

wobei die effektive Lebensdauer  $\tau'$  alle möglichen Zerfälle des  ${}^3D_3$ -Zustandes zusammenfasst, die nicht im  ${}^3P_2$ -Zustand enden. Da für diese Übergänge  $\Delta J \geq 2$  gilt, kann vermutet werden, dass  $\tau'$  im Bereich mehrerer zehn Sekunden liegt. Mit steigender Anregung wird also die exponentielle Zerfallsrate der MOT sinken. Wäre  $\alpha$  lediglich durch den Zerfall des metastabilen Niveaus verursacht, so könnte die Lebensdauer der Atome in der MOT bei der maximal möglichen Anregung von  $\pi = 0,5$  verdoppelt werden.

Die Bevölkerung des oberen Zustandes hängt ab von der Verstimmung  $\Delta$  und der Gesamtintensität  $I$  der Lichtfelder der MOT:

$$\pi = \frac{1}{2} \frac{CI/I_0}{1 + CI/I_0 + (2\Delta/\Gamma)^2}. \quad (4.1.3)$$

Hierbei bezeichnet  $I_0 = 4,08 \text{ mW/cm}^2$  die Sättigungsintensität. Der phänomenologische Parameter  $C$  berücksichtigt die Abweichung der effektiven Gesamtintensität im dreidimensionalen Strahlungsfeld der MOT von einem rein eindimensionalen Zweiniveau-System; in Übereinstimmung mit [55] wird  $C = 0,7(3)$  angenommen. Da die Intensität mit einer relativen Genauigkeit von etwa 10% und die Verstimmung mit einer Genauigkeit von 1 MHz bestimmt werden konnte, wird die Bestimmung der Anregung hauptsächlich durch die Unsicherheit in der Kenntnis von  $C$  limitiert. Hieraus folgt, dass die Population des oberen Niveaus bei sehr geringen Intensitäten (resultierend in Anregungswahrscheinlichkeiten von wenigen Prozent) mit einem kleinen Absolutfehler bestimmbar ist, und

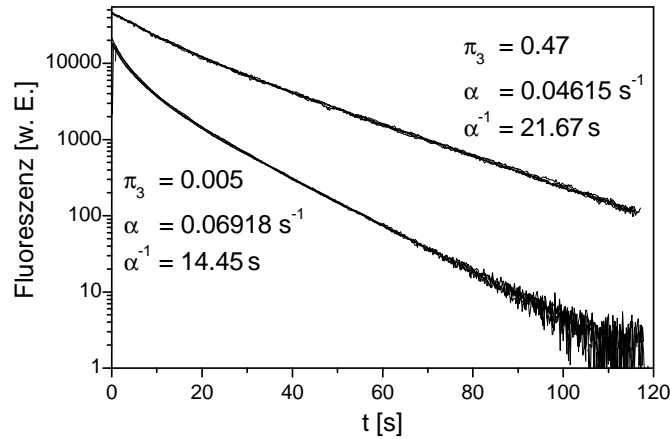


Abbildung 4.1: Abnehmende Fluoreszenz eines  ${}^{20}\text{Ne}$ -Ensembles bei einer Anregung von  $\pi = 0,005$  ( $\Delta/\Gamma = -5,3$ ,  $I/I_0 = 1,75$ ,  $p = 3,0 \times 10^{-11}$  mbar) und von  $\pi = 0,47$  ( $\Delta/\Gamma = -0,16$ ,  $I/I_0 = 24$ ,  $p = 4,3 \times 10^{-11}$  mbar). Beide Datensätze bestehen aus fünf unabhängig aufgenommenen Messkurven. Die anfänglich höhere Anzahldichte bei  $\pi = 0,005$  im Vergleich zu  $\pi = 0,47$  verursacht stärkere Zwei-Körper-Verluste.

aufgrund der Sättigung des Übergangs bei sehr hohen Intensitäten ( $\pi > 0,4$ ) mit einer geringen relativen Unsicherheit.

In Abbildung 4.1 sind Messkurven dargestellt, die bei einer Anregung von  $\pi = 0,005$  bzw.  $\pi = 0,47$  aufgenommen wurden und die erwartete Abhängigkeit von  $\pi$  demonstrieren: Die Zerfallsrate  $\alpha$  ist bei einer Anregung von  $\pi = 0,47$  geringer als bei der niedrigeren Anregung. Der Unterschied zwischen den beiden beobachteten Zerfallsraten beträgt jedoch weniger als einen Faktor 2 (s.o.); hierin zeigt sich die Auswirkung systematischer Einflüsse ( $\alpha_{\text{HG}}$ ,  $\alpha_{\text{FT}}$  und  $\tau'$ ).

## 4.2 Kollisionen mit dem Hintergrundgas

Die Kollision eines Teilchens des Hintergrundgases mit einem gespeicherten  $\text{Ne}^*$ -Atom, führt zu einem Fallenverlust, falls diese Kollision entweder zu einer Penning-Ionisation führt, oder der Impulsübertrag auf das gefangene Atom groß genug ist, damit es die Falle verlassen kann.

Bei letzterem Vorgang handelt es sich um einen Spezialfall einer elastischen Kollision mit dem Hintergrundgas. Der hierfür effektive Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{\text{el,eff}}$  hängt deshalb ab von der Fluchtgeschwindigkeit  $v_f$  der magneto-optischen Falle und dem  $C_y$ -Koeffizienten des relevanten Wechselwirkungspotentials ( $\propto -C_y/r^y$ ) [87]. Im Allgemeinen wirkt zwischen den stoßenden Teilchen ein Van-der-Waals-Potential ( $y = 6$ ). Wurde jedoch das stoßende Neonatom durch die Lichtfelder der MOT angeregt, so wirkt ein Dipolpotential ( $y = 3$ ). Die Fluchtgeschwindigkeit  $v_f$  ist definiert als jene maximale Geschwindigkeit im Zentrum der Falle, die durch die dissipativen Strahlungskräfte der MOT bis zum Rand des Fallenvolumens gerade noch auf null gedämpft werden kann.

Da auch für den Wirkungsquerschnitt der ionisierenden Stöße  $\sigma_{\text{ion}}$  eine Abhängigkeit vom  $C_y$ -Koeffizienten besteht, gilt für die Gesamtrate an Atomen, die durch Stöße mit dem Hintergrundgas aus der Falle entfernt werden,

$$\alpha_{\text{HG}}N = (\sigma_{\text{el,eff}}(y, v_f) + \sigma_{\text{ion}}(y)) v_{\text{rel}} \int_V d^3r n_{\text{h}}(\mathbf{r})n_{\text{Ne}}(\mathbf{r}) \quad (4.2.1)$$

Dabei ist die Relativgeschwindigkeit  $v_{\text{rel}}$  der Stoßpartner hier durch die mittlere thermische Geschwindigkeit der Hintergrundteilchen gegeben, da bei einer Raumtemperatur von etwa 300 K die Geschwindigkeit der gespeicherten Atome völlig vernachlässigt werden kann. Die Dichte der Hintergrundteilchen  $n_{\text{h}} = p/k_{\text{B}}T$  kann im gesamten Volumen der Vakuumkammer als konstant angesehen werden, so dass sich die Integration über das Fallenvolumen  $V$  beträchtlich vereinfacht:  $\int_V d^3r n_{\text{h}}(\mathbf{r})n_{\text{Ne}}(\mathbf{r}) = n_{\text{h}}N$ . Es zeigt sich, dass die Zerfallsrate  $\alpha_{\text{HG}}$  direkt proportional zum Kammerdruck  $p$  ist:

$$\alpha_{\text{HG}} = \frac{\sigma_{\text{el,eff}}(n, v_f) + \sigma_{\text{ion}}(n)}{k_{\text{B}}T} v_{\text{rel}} p =: \gamma(n) p. \quad (4.2.2)$$

Eine detaillierte Beschreibung dieser Stöße müsste Bezug nehmen auf die Wirkungsquerschnitte von metastabilem Neon mit jeder Spezies, die im Hintergrundgas vorhanden ist, jedoch ist  $\alpha_{\text{HG}}$  auch dann direkt proportional zu  $p$ , falls die Zusammensetzung des Hintergrundgases druckunabhängig ist. Eine solche Beschreibung geht für unsere Zwecke insofern zu weit, als zur Bestimmung der Lebensdauer  $\tau$  lediglich die Gesamtrate aller Hintergrundstöße zu ermitteln ist.



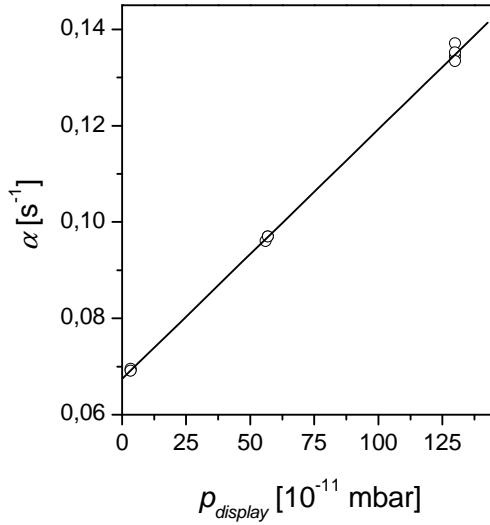


Abbildung 4.2: Zerfallsraten  $\alpha$  als Funktion des abgelesenen Drucks  $p_{\text{display}}$  für Anregungen kleiner 0,02. Die Rate der Stöße mit dem Hintergrundgas ist proportional zu dessen Druck. Es gilt  $\alpha_{\text{HG}} = 5,2(1) \times 10^7 \text{ mbar}^{-1} \text{ s}^{-1} \times p$ . Bei einem Druck von  $3 \times 10^{-11} \text{ mbar}$  bedeutet dies, dass ein gespeichertes Atom nur etwa alle zehn Minuten mit einem Teilchen des Hintergrundgases zusammentrifft.

Der Einfluss der Hintergrundstöße auf die gesamte Zerfallsrate  $\alpha$  wurde bestimmt durch Variation des Kammerdrucks zwischen  $2,5 \times 10^{-11}$  und  $1 \times 10^{-9} \text{ mbar}$ . Dies wurde erreicht, indem die Umgebung der Titansublimationspumpe entweder mit flüssigem Stickstoff gekühlt oder mit elektrischen Widerstandsbändern erwärmt wurde. Die Abhängigkeit der Zerfallsrate  $\alpha$  für  $\pi < 0,02$  vom Druck ist in Abb. 4.2 dargestellt. Da das benutzte Druckmessgerät nicht kalibriert ist, ist als Druck jener Wert  $p_{\text{display}}$  angegeben, den das Messgerät anzeigt. Aus der Steigung des linearen Anstiegs wurde der Proportionalitätsfaktor  $\gamma$  bestimmt zu  $\gamma = 5,2(1) \times 10^7 \text{ mbar}^{-1} \text{ s}^{-1}$ . Eine ähnliche Messreihe für Anregungen  $\pi$  größer als 0,4 zeigt mit  $\gamma = 4,7(1) \times 10^7 \text{ mbar}^{-1} \text{ s}^{-1}$ , dass die Abhängigkeit der Hintergrundstöße von der Anregung  $\pi$  und damit auch von den beteiligten Wechselwirkungspotentialen ( $\propto -C_y/r^y$ ) nur schwach ausgeprägt ist.

Aus dem beobachteten linearen Zusammenhang zwischen  $\alpha$  und  $p_{\text{display}}$  über einen Druckbereich von beinahe zwei Größenordnungen kann im Nachhinein geschlossen werden, dass die uns unbekannt Zusammensetzung des Hintergrundgases unabhängig vom Druck ist.

Um aus den beobachteten Zerfallsraten  $\alpha$  auf die Lebensdauer schließen zu können, ist eine Extrapolation auf verschwindenden Druck nötig:  $\alpha_{p=0} = \alpha - \gamma p$ . Hierbei ist eine genaue Kalibrierung des Druckmessgerätes unerheblich, solange der angezeigte Druck  $p_{\text{display}}$  zum tatsächlich am Fallenzentrum vorhandenen Druck  $p$  proportional ist. Aus diesem Grunde ist ein möglicher Offset zwischen diesen beiden Größen zu ermitteln. Dieser Offset kann durch Druckgradienten zwischen MOT und Messsonde zustandekommen oder auf einem Instrumentenfehler basieren.

Zur Ermittlung eines möglichen Offsets wurde die zerfallende MOT gleichzeitig durch Messung des Fluoreszenzsignals  $F$  und der Ionenzählrate  $R_{\text{ion}}$  der MCP beobachtet. Während  $F$  direkt proportional zur Teilchenzahl ist, setzt sich  $R_{\text{ion}}$  aus zwei Beiträgen zusammen:

- Penning-Ionisation zweier gefangener Neon-Atome: Die Anzahl dieser Kollisionen ist proportional zu  $N^2$ .

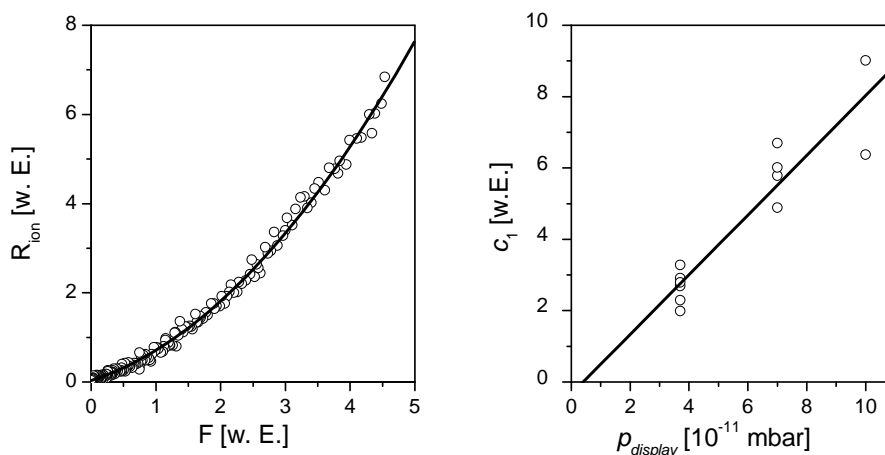


Abbildung 4.3: Links: Ionenzählrate der MCP in Abhängigkeit des Fluoreszenzsignals. Beide Signale wurden simultan während eines MOT-Zerfalls aufgenommen. Die Steigung  $c_1$  bei geringer Fluoreszenz ist proportional zum Kammerdruck. Rechts: Der Koeffizient  $c_1$  in Abhängigkeit des Ablesedruckes  $p_{\text{display}}$ . Aus der Ausgleichsgeraden lässt sich der Offset des Druckmessgeräts zu  $4(7) \times 10^{-12}$  mbar ermitteln.

- Penning-Ionisation zwischen einem gefangenem Neon-Atom und einem Teilchen des Hintergrundgases: Diese Stöße sind proportional zu  $N$ .

Nach Subtraktion der Untergrundsignale können die Fluoreszenzsignale mit den Ionenzählraten korreliert werden (Abb. 4.3, links). Es ergibt sich ein polynomialer Zusammenhang zweiter Ordnung,

$$R_{\text{ion}} = c_1 F + c_2 F^2, \quad (4.2.3)$$

wobei der Koeffizient  $c_1$  ein Maß für Penning-Ionisation mit dem Hintergrundgas darstellt und deshalb direkt proportional zu  $p$  ist. In Abb. 4.3 (rechts) sind die  $c_1$ -Koeffizienten in Abhängigkeit von  $p_{\text{display}}$  im Bereich zwischen  $3 \times 10^{-11}$  und  $10 \times 10^{-11}$  mbar dargestellt. Aus einer Ausgleichsgeraden lässt sich der mit Null verträgliche Offset von  $4(7) \times 10^{-12}$  mbar ermitteln.

Die in Abb. 4.1 dargestellten Messungen für eine Anregung von  $\pi = 0,005$  wurden bei einem Druck von  $p = 3,0 \times 10^{-11}$  mbar aufgenommen. Unter diesen Bedingungen beträgt die Hintergrundstoßrate  $\gamma p = 1/(640 \text{ s})$  und ist um mehr als einen Faktor 40 kleiner als die beobachtete Zerfallsrate  $\alpha$ .

### 4.3 Geometrische Verluste

Das Funktionsprinzip der magneto-optischen Falle beruht auf dissipativen Strahlungskräften, die orts- und geschwindigkeitsabhängig sind. Aus diesem Grund wird die endliche Falltiefe der MOT im Ortsraum durch die Tiefe des Pseudopotentials  $U_e$  angegeben, dass aus der räumlichen Integration über die in der MOT erzeugten Spontankräfte bestimmt wird. Im Geschwindigkeitsraum dient die Fluchtgeschwindigkeit  $v_f$  der Beschreibung der endlichen Falltiefe.

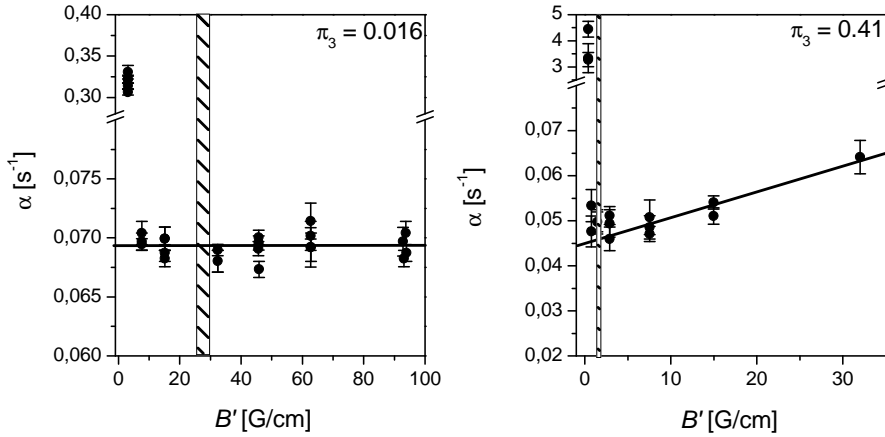


Abbildung 4.4: Untersuchung geometrischer Verluste. Dargestellt ist die Abhängigkeit der Zerfallsrate vom Magnetfeldgradienten der MOT im Falle einer Anregung von (links)  $\pi = 0,016$  und (rechts)  $\pi = 0,41$ . Die schraffierten Bereiche geben die Gradienten an, bei denen die Untersuchungen zur Druck- und Anregungsabhängigkeit der Zerfallsrate stattfanden.

Geometrische Verluste lassen sich beschreiben durch die Diffusionsbewegung gespeicherter Atome in den MOT-Strahlungsfeldern. Die Diffusionsrate  $\alpha_{\text{diff}}$ , mit der Atome die Falle verlassen, hängt sowohl von  $U_e$  als auch von  $v_f$  ab [88]. Insbesondere für den Fall hoher Sättigung existieren jedoch keine quantitativen Modelle der MOT, aus denen sich die Falltiefe und Fluchtgeschwindigkeit durch Angabe der experimentell veränderbaren Parameter Intensität  $I$ , Verstimmung  $\Delta$  und Magnetfeldgradient  $B'$  bestimmen lassen. Es erscheint jedoch gerechtfertigt, eine exponentielle Abhängigkeit der Diffusionsrate von der Falltiefe anzunehmen ( $\alpha_{\text{diff}} \propto \sqrt{U_e} \exp(-U_e/k_B T)$ ) [88].

Ein experimenteller Zugang zur Abschätzung der geometrischen Verluste  $\alpha_{\text{FT}}$  ergibt sich durch Variation des Magnetfeldgradienten der MOT. Könnte das Fallenvolumen der MOT unendlich groß gemacht werden, so würden auch  $U_e$  und  $v_f$  unendlich groß werden, jedwede diffusive Bewegung würde unmöglich zu einem Fallenverlust führen. Eine solche Situation könnte hypothetisch erreicht werden, ließe man den Magnetfeldgradienten gegen null streben, und wären die Durchmesser der MOT-Laser unendlich groß. Da diese aber eine endliche Größe haben, bleibt auch die Falltiefe immer endlich. Jedoch lassen sich zwei Regime der MOT unterscheiden: Im Normalfall ist die Falltiefe bestimmt durch die experimentelle Vorgabe von  $I$ ,  $\Delta$  und  $B'$ . Ein Absenken des Gradienten führt dann zu einem größeren normalen Fallenvolumen<sup>1</sup> und einer größeren Falltiefe. Das zweite, anormale, Regime ist erreicht, sobald das normale Fallenvolumen größer wird als das Überlappvolumen der MOT-Laser. Eine Verringerung von  $B'$  in diesem Bereich führt zu einer drastischen Verkleinerung der Falltiefe.

<sup>1</sup>Das normale Fallenvolumen kann beispielsweise über den Abstand  $r$  vom Fallenzentrum definiert werden, an dem das Pseudopotential  $U(r)$  sich bis auf einen kleinen Bruchteil der Falltiefe  $U_e = \lim_{x \rightarrow \infty} U(x)$  angenähert hat:  $U(r) = (1 - \epsilon)U_e$  mit  $\epsilon \ll 1$ . Ein Absenken des Gradienten führt zu einem Anwachsen von  $r$  und  $U_e$ .

In Abb. 4.4 ist die Abhängigkeit der gesamten Zerfallsrate  $\alpha$  vom Magnetfeldgradienten  $B'$  bei Anregungen von  $\pi = 0,016$  (links) und  $0,41$  (rechts) dargestellt. Bei beiden Messungen ist ein starker Anstieg der Zerfallsrate bei abnehmenden Gradienten deutlich zu erkennen. Dies ist das anormale Regime in dem die Größe der MOT-Laser relevant wird. Für den Fall kleiner Anregungen ist im normalen Regime keine ausgeprägte Abhängigkeit der Zerfallsrate vom Gradienten – und damit von der Falltiefe – erkennbar. In diesem Fall folgt, dass die geometrischen Verluste einen (nicht signifikanten) Beitrag zur Zerfallsrate liefern, der kleiner ist als die Unsicherheit, mit der  $\alpha$  aus den Fits bestimmt werden kann.

Bei hoher Anregung der Atome (Abb. 4.4, rechts) ist im normalen Regime die Abhängigkeit der Zerfallsrate vom Magnetfeldgradienten deutlicher ausgeprägt. Die Angabe von  $\alpha_{\text{FT}}$  ist mangels eines quantitativen Modells jedoch nur durch eine Unter- und Obergrenze möglich. Die Zerfallsreihen, die zur Bestimmung der Lebensdauer dienen, wurden bei einem Gradienten von  $1,5 \text{ G/cm}$  aufgenommen. Dies entspricht dem Bereich größter Stabilität der MOT. Eine sinnvolle Untergrenze der geometrischen Verlustrate ist deshalb  $\alpha_{\text{FT},\text{min}} = 0$ . Dies bedeutet, dass  $\alpha_{\text{FT}}$  verglichen mit den Unsicherheiten der Fitwerte von  $\alpha$  nicht signifikant ist, und trägt der erwarteten exponentiellen Abhängigkeit der Zerfallsrate von der Falltiefe Rechnung. Zusätzlich ist zu beachten, dass eine größere Falltiefe auch zu einer verminderten Rate nichtionisierender Hintergrundstöße führt, so dass die beobachtete Abhängigkeit der Rate  $\alpha$  vom Gradienten nicht ausschließlich einer verminderten Diffusionsrate zurechenbar ist. Die Obergrenze der geometrischen Verluste lässt sich bestimmen durch eine lineare  $B' \rightarrow 0$ -Extrapolation der beobachteten Zerfallsraten im normalen Regime, da hiermit die erwartete exponentielle Abnahme von  $\alpha_{\text{FT}}$  bestimmt überschätzt wird. Aus der linearen Extrapolation bestimmt sich die Obergrenze zu  $\alpha_{\text{FT},\text{max}} = 0,005(2) \text{ s}^{-1}$ .

Zur Bestimmung der Lebensdauer, die im folgenden Abschnitt durch eine  $\pi \rightarrow 0$ -Extrapolation erfolgt, werden diese Korrekturen berücksichtigt, indem zu den entsprechenden Unsicherheiten ein Beitrag von  $0 \text{ s}^{-1} < \alpha_{\text{FT}} < 0,005(2) \text{ s}^{-1}$  hinzu genommen wird.

## 4.4 Bestimmung der Lebensdauer

Zur Bestimmung der  $^3P_2$ -Lebensdauer  $\tau$  ist die Abhängigkeit der beobachteten Zerfallsraten von der Anregung  $\pi$  des oberen Niveaus der Laserkühlung zu ermitteln. In Abb. 4.5 sind die zu verschwindendem Druck extrapolierten Zerfallsraten  $\alpha_{p=0}$  aufgetragen. Für diese Extrapolation wurden nur Datensätze berücksichtigt, die bei einem Druck von weniger als  $5 \times 10^{-11} \text{ mbar}$  aufgenommen wurden. Die Anregungswahrscheinlichkeit konnte im Bereich zwischen  $0,005$  und  $0,47$  durch Vorgabe von Laserintensität und -verstimmung variiert werden. Entsprechend Gleichung 4.1.2

$$\alpha_{\text{SZ}} = \frac{1 - \pi}{\tau} + \frac{\pi}{\tau'},$$

zeigt sich der erwartete lineare Zusammenhang zwischen  $\alpha_{p=0}$  und  $\pi$ . Um die Unsicherheiten der  $\pi \rightarrow 0$ -Extrapolation zu minimieren, wurden nur Datensätze mit  $\pi < 0,05$  und  $\pi > 0,4$  berücksichtigt, da diese die kleinsten Absolutfehler in

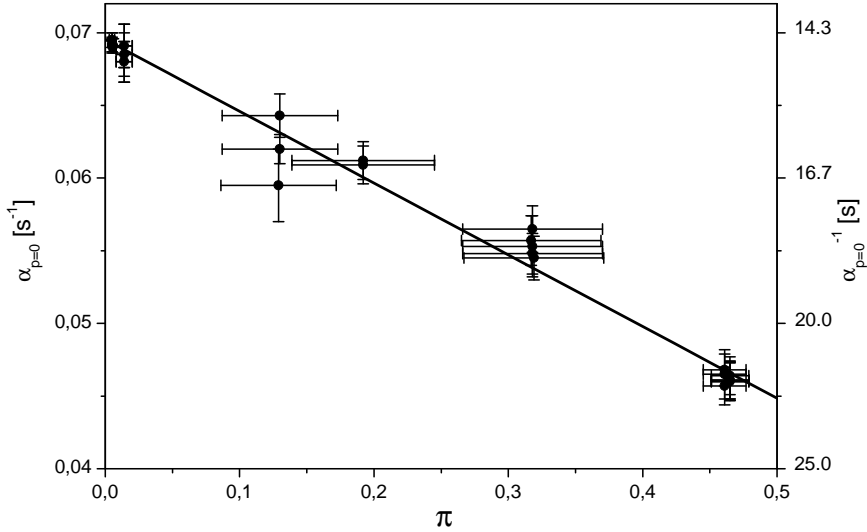


Abbildung 4.5: Einfluss der MOT-Lichtfelder auf die beobachteten Zerfallsraten. Dargestellt sind die auf verschwindenden Druck extrapolierten Werte  $\alpha_{p=0}$  in Abhängigkeit der Anregung  $\pi$  des  ${}^3D_3$ -Zustandes. Die Lebensdauer  $\tau$  lässt sich hieraus durch eine  $\pi \rightarrow 0$  Extrapolation bestimmen.

Tabelle 4.1: Beiträge zur  $\tau = 14,73(14)\text{s}$  Extrapolation. Unsicherheiten wurden durch quadratische Addition einzelner systematischer und statistischer Beiträge ermittelt.

	Beitrag [ $\text{s}^{-1}$ ]	Unsicherheit [ $\text{s}^{-1}$ ]
MOT Zerfall bei $\pi = 0,005$	0,06918	$\pm 0,00051$
$p \rightarrow 0$ Extrapolation	-0,00156	$\pm 0,00037$
$\pi \rightarrow 0$ Extrapolation	+0,00028	$\pm 0,00013$
$1/\tau$	0,06790	$\pm 0,00064$

$\pi$  aufweisen. Hieraus ermittelt sich der Wert der Lebensdauer des  ${}^3P_2$ -Zustandes zu  $\tau = 14,73(14)\text{ s}$ , bzw.  $\tau^{-1} = 0,06790(64)\text{ s}^{-1}$ , die einzelnen Beiträge und die zugehörigen Unsicherheiten zur Bestimmung dieses Wertes sind in Tabelle 4.1 zusammengefasst.

Zusätzlich lässt sich  $\alpha_{p=0}$  nach  $\pi = 1$  extrapolieren, dies entspräche einem hypothetischen totalen Besetzungstransfer in den  ${}^3D_3$ -Zustand, aus dem sich die kombinierte Zerfallsrate  $\tau'$  ermitteln lässt. Die Bestimmung dieses Wertes hängt jedoch empfindlich von den Korrekturen aufgrund geometrischer Verluste bei hohen Anregungen ab. Deshalb lässt sich nur eine untere Grenze von  $\tau' \geq 59\text{ s}$  für die kombinierte Zerfallsrate  $\tau'$  bestimmen.

## 4.5 Vergleich mit theoretischen Vorhersagen

Theoretische Bestimmungen der  $^3P_2$ -Lebensdauer werden meist gemeinsam berechnet für die Edelgase Neon, Argon, Krypton und Xenon. Dies liegt an den Gemeinsamkeiten der Elektronenkonfiguration dieser Atome: Der metastabile Zustand wird erhalten durch Anregung eines Elektrons in einen  $(n+1)s$ -Zustand ausgehend von der abgeschlossenen  $np$ -Schale.

In Tab. 4.2 und Abb. 4.6 sind die Vorhersagen von Small-Warren und Chow-Chiu [81] und von Indelicato, Desclaux und Kim [85, 89] zusammengefasst zum Vergleich mit den heute bekannten experimentell bestimmten Werten. Auch wenn die theoretische Beschreibung inzwischen deutliche Fortschritte gemacht hat, so ist die Modellierung dieses magnetischen Quadrupolübergangs ( $M2$ ) noch immer nur auf einige zehn Prozent genau.

Dies liegt an der Schwierigkeit sogenannte Elektronenkorrelationen zu beschreiben [89]. Die Grundlage der theoretischen Vorhersagen sind um relativistische und quantenelektrodynamische Korrekturen erweiterte Hartree-Fock-Modelle [90], wie z.B. das multiconfiguration Dirac-Fock- (MCDF) oder das multiconfiguration Hartree-Fock-Modell (MCHF). In diesen Modellen wird die Wellenfunktion der Gesamtelektronen näherungsweise als direktes Produkt von Eielektronen-Wellenfunktionen behandelt. In diesem Sinne werden Hartree-Fock-Modelle auch als Modelle unabhängiger Teilchen bezeichnet, deren Korrelationen zunächst unberücksichtigt bleiben. Elektronenkorrelationen sind schwer modellierbar. Ihre Auswirkung wird deshalb pragmatisch definiert als Unterschied zwischen experimentell bestimmten Werten und den Ergebnissen, die auf relativistischen Dirac-Fock-Wellenfunktionen einzelner Elektronen inklusive QED-Korrekturen beruhen [90].

Die derzeit jüngste dieser Vorhersagen der  $^3P_2$ -Lebensdauern der schwereren Edelgase beträgt im Falle metastabilen Neons  $\tau = 18,9$  s [89], und weist im Vergleich zum experimentell bestimmten Wert eine relative Abweichung von 28% auf. Neuere ab initio Berechnungen von Tachiev und Froese-Fischer [91] für metastabiles Neon weisen mit 16,9 s eine bessere Übereinstimmung mit dem experimentellen Wert auf (Abweichung 15 %).

Tabelle 4.2: Überblick über die experimentelle und theoretische Bestimmung der  $^3P_2$ -Lebensdauern metastabiler Edelgase (ohne Helium). Die SMCC-Werte beziehen sich auf die Arbeit von Small-Warren und Chow-Chiu [81], die IDK-Werte auf Indelicato, Desclaux und Kim [89]. Zusätzlich ist die relative Abweichung  $\delta$  letzterer Werte zum jeweils genauesten experimentell bestimmten Wert angegeben.

Element	Experiment		Theorie		$\delta$
			SMCC (1975)	IDK (2002)	
Neon	22 s	[83]	24,4 s	18,9 s	0,28
	14,73(14) s				
Argon	$38^{+8}_{-5}$ s	[84]	55,9 s	34,2 s	(0,10)*
Krypton	$39^{+5}_{-4}$ s	[84]	85,1 s	39,2 s	0,39
	28,3(18) s	[86]			
Xenon-132	42,9(9) s	[85]	149,5 s	50,94 s	0,20
Xenon-136	42,4(13) s	[85]			

\* innerhalb der experimentell angegebenen Unsicherheiten.

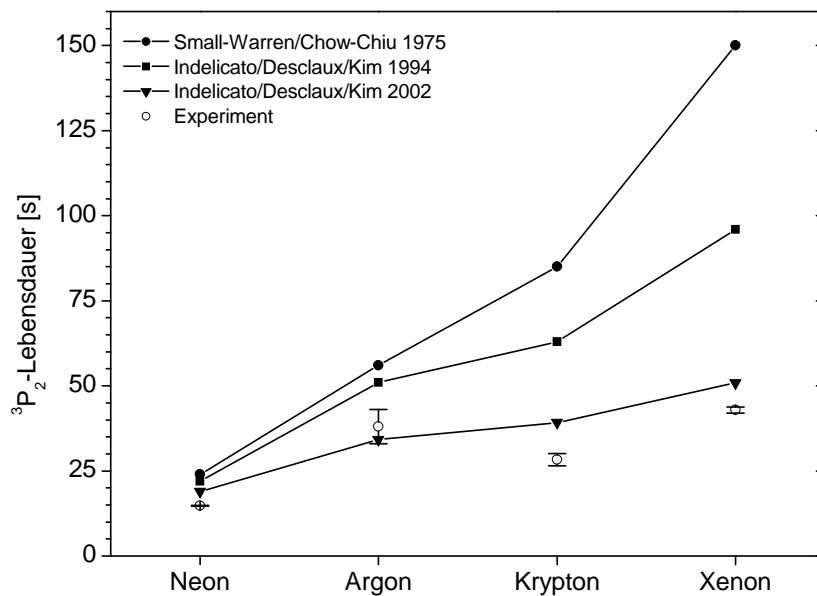


Abbildung 4.6: Grafische Darstellung der in Tab. 4.2 angegebenen Werte; bei den experimentellen Werten wurde lediglich der jeweils aktuelle Wert angegeben. Zur besseren Übersichtlichkeit sind die Theoriewerte jeweils einer Arbeit mit Linien verbunden. Die Neuberechnung der Theoriewerte von Indelicato, Desclaux und Kim aus den Jahren 1994 [85] und 2002 [89] wurde jeweils auch motiviert durch neue experimentelle Daten (1994: Xenon [85], 2002: Krypton [86] und Neon).





## KAPITEL 5

### Elastische Stöße

Bei der elastischen Streuung zweier Atome bleibt deren gesamte kinetische Energie erhalten, der Effekt der Streuung besteht in einer Umverteilung der kinetischen Energie zwischen den Stoßpartnern und in einer Änderung ihrer Trajektorien. Details dieser elektromagnetischen Wechselwirkungen hängen sensibel von den beteiligten Molekülpotentialen ab (für einen Überblick: [12]). Trotzdem lässt sich der elastische Wirkungsquerschnitt bei ausreichend tiefen Temperaturen durch lediglich einen atomaren Parameter, der sogenannten Streulänge  $a$ , beschreiben. Der Betrag der Streulänge liegt typischerweise in der Größenordnung einiger Nanometer [10], ihr Vorzeichen hat insbesondere Auswirkungen auf die Stabilität von Bose-Einstein-Kondensaten. Die Bedeutung elastischer Kollisionen ist begründet durch die Dynamik kalter Gase, die im wesentlichen durch die Stoßwechselwirkung der Atome bestimmt wird.

Die Bestimmung des elastischen Wirkungsquerschnitts ist bei kalten Gasen gleichbedeutend mit der Bestimmung der Streulänge. Aufgrund der vielfältigen Auswirkungen elastischer Kollisionen gibt es entsprechend auch vielfältige Methoden die Streulänge zu bestimmen. In nicht-kondensierten Gasen kalter Atome haben sich hierfür zwei Methoden durchgesetzt, die Photoassoziationsspektroskopie (PAS) und die Rethermalisierung eines Gases, das sich nicht im thermischen Gleichgewicht befindet. Bei der PAS werden Molekülpotentiale vermessen, aus deren Verlauf die Streulänge bestimmt werden kann [92]. Messungen der Rethermalisierung hingegen ergeben direkt den Wirkungsquerschnitt. Die Details des Messverfahrens hängen vom präparierten Nichtgleichgewichtszustand ab. Dieser wird entweder durch ein Abschneiden des hochenergetischen Teils der Geschwindigkeitsverteilung ähnlich zum Verfahren der evaporativen Kühlung [78, 93] erhalten oder durch Erzeugung anisotroper Geschwindigkeitsverteilungen. Beobachtungsgröße ist die Rethermalisierungsrate des gespeicherten Ensembles. Das zweite Verfahren wird kreuzdimensionale Relaxation (cross-dimensional relaxation) genannt [94]; wir haben es eingesetzt zur Bestimmung der Streulänge spinpolarisierter metastabiler Neonatome.

Bis vor kurzem wurde angenommen, dass aus dem Verhalten eines thermischen Gases nicht auf das Vorzeichen der Streulänge sondern nur auf deren Betrag geschlossen werden kann. Die Bestimmung des Vorzeichens erfolgte aus den beobachteten Stabilitätseigenschaften eines Bose-Einstein-Kondensats. Jüngste Messungen zur kreuzdimensionalen Relaxation von Chromatomen [95] zeigten durch eine verfeinerte Analyse des beteiligten Wirkungsquerschnitts (sogenannte Effektive-Reichweite-Näherung) als Funktion der Teilchentemperatur, dass auch das Vorzeichen der Streulänge einen beobachtbaren Einfluss auf das Relaxationsverhalten eines thermischen Gases hat.

## 5.1 Elastische Kollisionen kalter Gase

Zur Beschreibung von Stößen bei tiefen Temperaturen ist die Partialwellenmethode gebräuchlich [96, 97]. Dabei wird die Wellenfunktion des Atompaares klassifiziert nach dem Bahndrehimpuls  $l$ , der bei der Streuung übertragen wird. Die Wellenfunktion ergibt sich dabei als Summe von  $l$ -abhängigen Partialwellen. Bei der Kollision zweier neutraler Atome kann deren Wechselwirkungspotential aufgeteilt werden in einen kurzreichweitigen repulsiven ( $U_{\text{KR}}$ ) und einen langreichweitigen Anteil ( $U_{\text{LR}}$ ). Letzterer wird bestimmt durch ein Van-der-Waals-Potential und eine Zentrifugalbarriere:

$$U_{\text{LR}}(r, l) = -\frac{C_6}{r^6} + \frac{\hbar^2 l(l+1)}{2m_r r^2}. \quad (5.1.1)$$

Hierbei ist  $r$  der internukleare Abstand,  $C_6$  der Van-der-Waals-Koeffizient,  $l$  der Bahndrehimpuls entsprechender Partialwellen und  $m_r$  die reduzierte Masse. Für den hier betrachteten Fall der Kollision zweier gleichartiger Atome der Masse  $m$  gilt  $m_r = m/2$ . In Abbildung 5.1 ist ein Modellpotential der Wechselwirkung zweier metastabiler Neon-Atome dargestellt<sup>1</sup>. Die dort ersichtlichen Zentrifugalbarrieren sind im Wesentlichen durch  $U_{\text{LR}}$  bestimmt, ihre Höhe nimmt mit  $l^2$  zu. Dies hat zur Konsequenz, dass mit abnehmender Temperatur immer weniger Partialwellen an der Kollision beteiligt sind, da sie die Zentrifugalbarriere nicht überwinden können. Im Grenzfall tiefster Temperaturen sind schließlich nur noch s-Wellen ( $l = 0$ ) beteiligt. Eine Abschätzung der unteren Grenztemperatur  $T_{\text{min}}$ , ab der eine Partialwelle noch zur Kollision beiträgt, ist in Abb. 5.2 grafisch dargestellt. Da die Zentrifugalbarriere prinzipiell immer durchtunnelt werden kann, ist  $T_{\text{min}}$  nicht eindeutig definierbar. Die Amplitude einer Partialwelle wird jedoch desto kleiner, je geringer das Verhältnis der Temperatur zum Maximum der Zentrifugalbarriere  $U_{\text{LR,max}}$  ist. Wir folgen hier der Argumentation in [99] und treffen die Zuordnung  $k_{\text{B}} T_{\text{min}} = 2/3 U_{\text{LR,max}}$ . Für p-Wellen ( $l = 1$ ) liegt das Maximum der Zentrifugalbarriere bei  $U_{\text{LR,max}} = k_{\text{B}} \cdot 1,1$  mK und die minimale Temperatur bei  $T_{\text{min}} \approx 750$   $\mu$ K (d-Wellen ( $l = 2$ ):  $U_{\text{LR,max}} = k_{\text{B}} \cdot 5,8$  mK und  $T_{\text{min}} \approx 3,8$  mK, f-Wellen ( $l = 3$ ):  $U_{\text{LR,max}} = k_{\text{B}} \cdot 16,4$  mK und  $T_{\text{min}} \approx 11$  mK).

### Wirkungsquerschnitt der elastischen Streuung

Da bei einem elastischen Stoß die kinetische Energie erhalten bleibt, unterscheidet sich die Wellenzahl  $k$  der auslaufenden nicht von der der einlaufenden Partialwelle, wenn die streuenden Atome sehr weit voneinander entfernt sind und den Einflussbereich des Streupotentials annähernd verlassen haben. Der Effekt der Streuung auf die asymptotische Radialwellenfunktionen  $\chi_l(r)$  manifestiert sich dann durch energieabhängige Phasenverschiebungen  $\delta_l(k)$ , die empfindlich vom Streupotential abhängen [96]

$$\chi_l(r) \propto \sin\left(kr - l\frac{\pi}{2} + \delta_l(k)\right). \quad (5.1.2)$$

<sup>1</sup>Zur Beschreibung atomphysikalischer Prozesse ist das Einheitensystem der atomaren Einheiten (a.u.) gebräuchlich [98]: In diesem System dient als Grundeinheit der Masse die Restmasse des Elektrons:  $1 \text{ a.u.} = m_e = 9,1 \times 10^{-31} \text{ kg}$ . Die Ladung wird in Einheiten der Elementarladung  $e$  angegeben,  $1 \text{ a.u.} = e = 1,6 \times 10^{-19} \text{ C}$  und die Länge in Einheiten des bohrschen Radius  $1 \text{ a.u.} = a_0 = 5,3 \times 10^{-11} \text{ m}$ . Für die Plancksche Konstante gilt  $\hbar = 1 \text{ a.u.}$  und die Einheit der Energie ist  $1 \text{ a.u.} = e^2/a_0$ . Dementsprechend ist die atomare Einheit des Van-der-Waals-Koeffizienten  $C_6$  durch  $1 \text{ a.u.} = e^2 a_0^5$  gegeben.

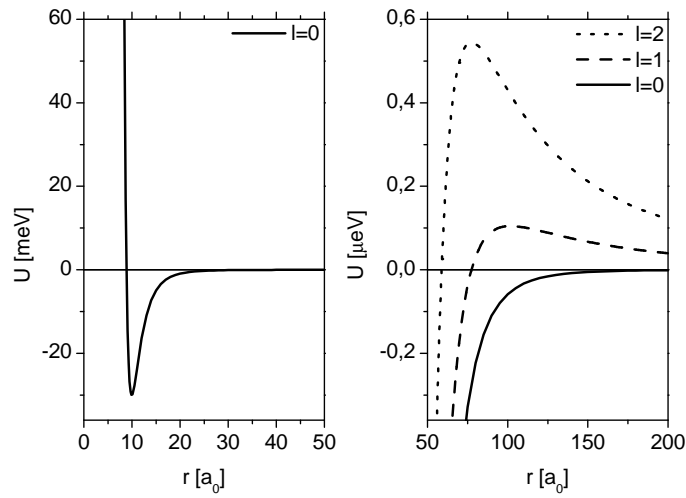


Abbildung 5.1: Modellpotential der Wechselwirkung metastabiler Neon-Atome. Benutzt wurde ein Lennard-Jones-Potential, das an  $C_6 = 1950$  a.u. und ein Potentialminimum von 30 meV (entsprechend der Berechnungen in [100, 101]) angepasst wurde. Links ist dieses Potential für die  $l=0$ -Partialwelle im Bereich von 0 bis  $50 a_0$  dargestellt, rechts im sich anschließenden Bereich von 50 bis  $200 a_0$  für die Partialwellen  $l = 0, 1$  und 2. Deutlich erkennbar sind hier die Zentrifugalbarrieren für  $l > 0$ , deren Höhe  $U_{LR,\max}$  um fünf Größenordnungen geringer ist als die Potentialtiefe – die unterschiedliche Skalierung der potentiellen Energie in beiden Graphen ist zu beachten.

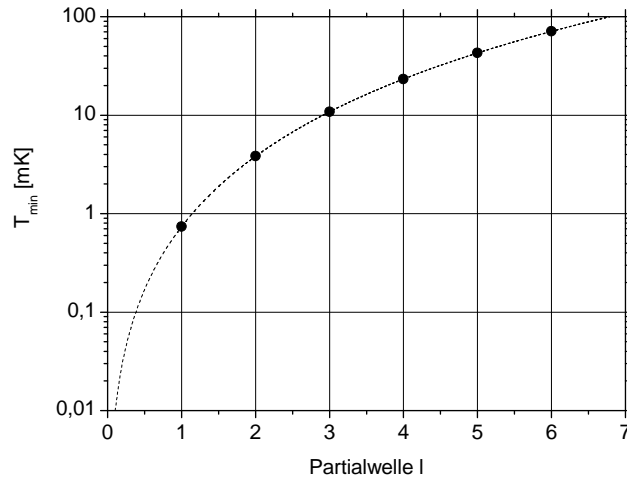


Abbildung 5.2: Minimale Temperatur ab der eine Partialwelle mit Bahndrehimpuls  $l$  zu einem Stoß metastabiler Neon-Atome beiträgt. Da Zentrifugalbarrieren von der entsprechenden Partialwelle durchtunnelt werden können, ist diese Zuordnung nicht eindeutig. Für die hier vorliegende Darstellung gilt die Zuordnung  $k_B T_{\min} = 2/3 U_{LR,\max}$ , die der Argumentation in [99] folgt.

Ihre Kenntnis genügt, um den totalen Wirkungsquerschnitt elastischer Stöße  $\sigma_{\text{el}}$  angeben zu können

$$\sigma_{\text{el}} = \frac{4\pi}{k^2} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) \sin^2 \delta_l(k). \quad (5.1.3)$$

Diese Darstellung muss jedoch modifiziert werden, falls die Stoßpartner ununterscheidbar sind. Dies ist bei der Streuung zweier gleicher Atome insbesondere dann der Fall, wenn beide spinpolarisiert sind. Die Streuwellenfunktion muss dann der für Bosonen resp. Fermionen charakteristischen Symmetrie unter Teilchenaustausch genügen. Dies hat zur Konsequenz, dass im bosonischen Fall lediglich Partialwellen mit geradem  $l$ , im fermionischen Fall nur jene mit ungeradem  $l$  bei der Kollision eine Rolle spielen. Daraus folgt, dass spinpolarisierte Fermionen bei tiefen Temperaturen überhaupt nicht miteinander kollidieren, und die Streuung von Bosonen bereits im s-Wellen Regime ist, sobald d-Wellen nicht mehr zum Stoß beitragen. Für den Fall reiner s-Wellen Streuung gilt dann

$$\sigma_{\text{el}}(k) = \frac{8\pi}{k^2} \sin^2 \delta_0(k). \quad (5.1.4)$$

Der Wirkungsquerschnitt ist isotrop und sein maximal möglicher Wert gegeben durch  $\sigma_{\text{el,max}} = 8\pi/k^2$ . Dieser wird als Unitaritätsgrenze (unitarity limit) bezeichnet. Für sehr tiefe Temperaturen ist  $\sigma_{\text{el}}(k)$  unabhängig von der kinetischen Energie. Der Wirkungsquerschnitt nimmt die Form

$$\sigma_0 = 8\pi a^2 \quad (5.1.5)$$

an und ist lediglich abhängig von der Streulänge  $a$ , die durch  $a = \lim_{k \rightarrow 0} \delta_0(k)/k$  definiert ist<sup>2,3</sup>. Diese Näherung des Wirkungsquerschnitts ist gültig für  $\delta_0(k) \ll 1$  [27]. Da  $\sigma_0$  konstant ist, verschwindet für  $T \rightarrow 0$  die Rate elastischer Kollisionen  $\gamma_{\text{el}} = \bar{n} \langle \sigma_0 \frac{\hbar}{m_r} k \rangle_T$ , da mit verschwindender Temperatur auch die Wellenzahl  $k$  verschwindet.

Die Energieabhängigkeit von  $\sigma_{\text{el}}(k)$  kann über einen größeren Wertebereich von Phasenverschiebungen und Temperaturen als mit Gl. 5.1.5 durch die sogenannte Effektive-Reichweite-Näherung beschrieben werden

$$\sigma_{\text{ER}}(k) = \frac{8\pi a^2}{k^2 a^2 + (\frac{1}{2} k^2 r_e a - 1)^2}. \quad (5.1.6)$$

Dabei hängt  $\sigma_{\text{ER}}$  von der effektiven Reichweite  $r_e$  des Streupotentials ab. Da im Nenner ein linearer Term in  $a$  auftritt, hängt  $\sigma_{\text{ER}}$  im Gegensatz zu  $\sigma_0$  vom Vorzeichen der Streulänge ab. Die effektive Reichweite ist durch die Angabe der Streulänge und des Van-der-Waals-Koeffizienten bestimmbar [102, 103]

$$r_e = \frac{\sqrt{2\gamma}}{3} \left( \frac{\Gamma(\frac{1}{4})}{\Gamma(\frac{3}{4})} - \frac{2\sqrt{2\gamma}}{a} + \frac{\Gamma(\frac{3}{4})}{\Gamma(\frac{1}{4})} \frac{4\gamma}{a^2} \right), \quad (5.1.7)$$

<sup>2</sup>Eine anschauliche Erklärung des Begriffes „Streulänge“ kann durch die Betrachtung der Kollision nicht wechselwirkender, ununterscheidbarer harter Kugeln gegeben werden [97]. Besitzen diese einen Radius  $A$ , so gilt für den Wirkungsquerschnitt  $\sigma_0 = 8\pi A^2$ .

<sup>3</sup>Es wird im Sprachgebrauch eine positive Streulänge als Folge einer repulsiven, eine negative Streulänge als Folge einer attraktiven Wechselwirkung bezeichnet. Damit kann offensichtlich nicht die hier betrachtete Wechselwirkung gemeint sein. Diese Unterscheidung bezieht sich vielmehr auf das Verhalten von Bose-Einstein-Kondensaten, deren mean-field-Energie gegeben ist durch  $U_{\text{mf}} = 4\pi\hbar^2/mna$ . Diese Energie wird für  $a < 0$  durch eine möglichst große Dichte minimiert und führt zu einer Implosion des Kondensats. Die effektive Wechselwirkung ist somit für die beteiligten Teilchen attraktiv. Für  $a > 0$  gilt analog: Die mean-field Energie führt zu einer Dichteminimierung, die effektive Wechselwirkung ist somit repulsiv [4, 28].

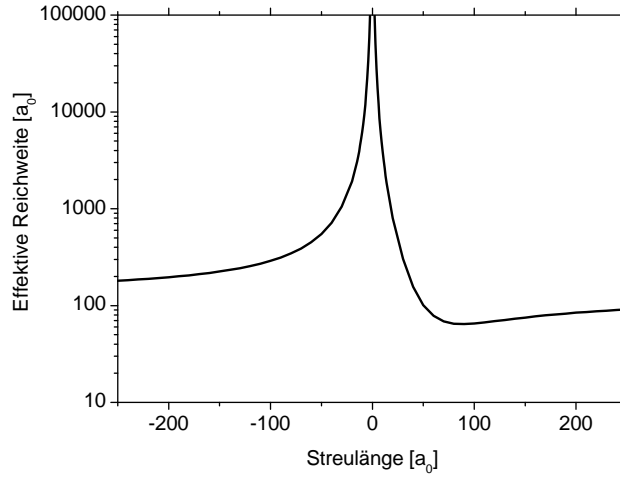


Abbildung 5.3: Die effektive Reichweite des Streupotentials  $r_e$  in Abhängigkeit der Streulänge für metastabiles Neon ( $C_6 = 1950$  a.u.).

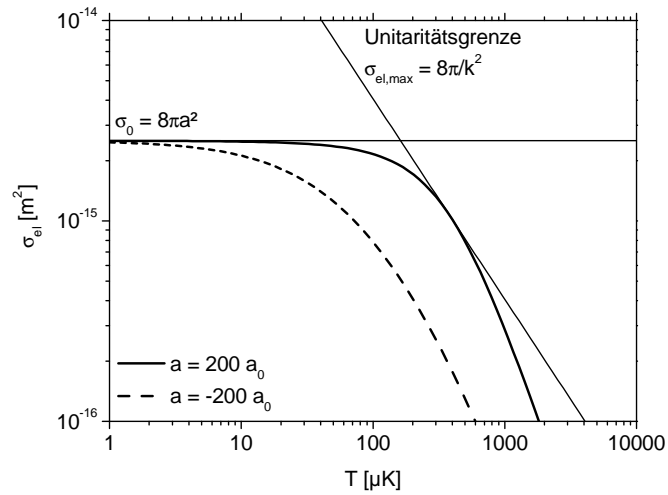


Abbildung 5.4: Energieabhängigkeit des elastischen s-Wellen-Wirkungsquerschnitts. Dargestellt ist der elastische Wirkungsquerschnitt in der Effektive-Reichweite-Näherung für eine positive Streulänge von  $a = +200 a_0$  und eine negative von  $a = -200 a_0$ . Für tiefe Temperaturen ist der Maximalwert des Querschnitts durch  $\sigma_0 = 8\pi a^2$  begrenzt, bei hohen Temperaturen durch die Unitaritätsgrenze ( $\sigma_{\text{el,max}} = 8\pi/k^2$ ).

mit  $\gamma = \sqrt{mC_6}/\hbar$  und der eulerschen Gammafunktion  $\Gamma$ . Der Wert der effektiven Reichweite divergiert für  $|a| \rightarrow 0$  und ist nicht symmetrisch in  $a$ , lediglich die  $a \rightarrow \pm\infty$ -Asymptoten sind unabhängig vom Vorzeichen der Streulänge (Abb. 5.3).

Die Temperaturabhängigkeit von  $\sigma_{\text{ER}}$  ist in Abb. 5.4 dargestellt für  $a = \pm 200 a_0$ , wobei  $a_0 = 0,53 \text{ \AA}$  der bohrsche Radius ist. Die maximalen Werte, die der so definierte Wirkungsquerschnitt annehmen kann, sind bei hohen Temperaturen durch die Unitaritätsgrenze beschränkt, für tiefe Temperaturen strebt  $\sigma_{\text{ER}}$  gegen den Grenzwert  $\sigma_0 = 8\pi a^2$ .

### Gültigkeit der Effektive-Reichweite-Näherung

Die Gültigkeit von Gl. 5.1.6 zur Beschreibung des tatsächlichen Wirkungsquerschnitts ist gegeben durch die Forderungen  $k^2 a^2 \ll 1$  und  $k^2 r_e a \ll 1$  [97, 103]. Dies entspricht der Forderung nach einer Temperatur  $T \ll 1 \text{ mK}$ . Da unsere Messungen bei Temperaturen zwischen 250 und 700  $\mu\text{K}$  durchgeführt wurden, stellt sich die Frage, ob hier die Effektive-Reichweite-Näherung ausreichend gültig ist.

Zu diesem Zweck wurde der Wirkungsquerschnitt eines exakt lösbaeren Modellpotentials verglichen mit der verwendeten Näherungslösung. Hierfür wurde ein isotropes Kastenpotential mit Reichweite  $R_0$  und Potentialtiefe  $V_0 < 0$  benutzt. Die Parameter wurden an berechnete Neonpotentiale [100, 101] derart angepasst, dass sie deren Reichweite ( $20 - 30 a_0$ ), Potentialtiefe ( $-30 \text{ meV}$ ) und deren Anzahl gebundener Zustände (18) weitgehend reproduzieren. Durch kleine Variationen von  $R_0$  oder  $V_0$  kann dann das Kastenpotential so modelliert werden, dass die Streulänge jeden möglichen Wert annimmt ( $-\infty < a < +\infty$ ). Hierbei wird gezielt das Auftreten einer Streuresonanz ausgenutzt.

Der Vergleich zwischen der exakten Lösung des Wirkungsquerschnitts und dessen Effektive-Reichweite-Näherung zeigte für Temperaturen kleiner 1 mK und alle Werte von  $a$  eine exzellente Übereinstimmung. Die relativen Unterschiede sind immer kleiner als ein Prozent. In einer grafischen Darstellung des exakten und des genäherten Wirkungsquerschnitts als Funktion der Temperatur sind keine Unterschiede erkennbar; es wird daher auf die Darstellung einer solchen Abbildung verzichtet. Signifikante Abweichungen der beiden Formen des Wirkungsquerschnitts wurden nur bei unrealistisch tiefen bzw. weitreichenden Potentialen festgestellt. Die Anwendung der Effektive-Reichweite-Näherung ist daher gerechtfertigt.

### Theoretische Vorhersagen für metastabiles Neon

Theoretische Untersuchungen zur Bestimmung der Streulänge metastabilen Neons wurden jüngst von Mogendorff et al. veröffentlicht [53]. Hierbei wurde insbesondere die Rolle der Spin-Bahn-Wechselwirkung während des Stoßes untersucht.

Wie in Abschnitt 6.1 detaillierter ausgeführt wird, liegt bei der Kollision spinpolarisierter  $\text{Ne}^*$  Atome der *hundsche Fall* ( $c$ ) vor. Die Erhaltungsgrößen während der Kollision sind der gesamte elektronische Drehimpuls  $\mathbf{J}_{\text{ges}}$  beider Atome und dessen Projektion  $\Omega$  auf die Molekülachse [104]. Das bei der Streuung beteiligte Quintettpotential  ${}^5\Delta_g$  ( $J_{\text{ges}} = 4$ ,  $S_{\text{ges}} = 2$ ) weist hierbei fünf mögliche

Projektionen  $\Omega$  auf, die aufgrund des anisotropen Rumpfes von  $\text{Ne}^*$  energetisch aufgespalten sind.

Die Streulänge  $a$  metastabilen Neons kann somit nur als effektive Streulänge angegeben werden. Sie entsteht aus der gleichzeitigen Beteiligung der fünf Quintettzustände. Da der explizite Wert von  $a$  viel zu sensibel von den Wechselwirkungspotentialen abhängt, verzichten Mogendorff et al. auf eine Angabe eines Wertes. Sie finden jedoch eine sehr hohe Wahrscheinlichkeit für den Fall einer sehr großen positiven Streulänge für eines der beiden bosonischen Isotope von Neon [53].

## 5.2 Kreuzdimensionale Relaxation

Aus der Messung der Relaxationsrate, mit der ein Ensemble, das ursprünglich eine anisotrope Temperaturverteilung aufwies, zurück ins Gleichgewicht strebt, kann der Wirkungsquerschnitt elastischer Stöße bestimmt werden. Voraussetzung hierfür ist eine nicht-ergodische Bewegung der Teilchen im fangenden Potential, da ansonsten der Temperatúrausgleich auch ohne Stöße stattfindet. Eine solche Situation ist beispielsweise in einem dreidimensionalen harmonischen Potential zu finden. Ohne Stöße sind hier die Bewegungen gespeicherter Teilchen in jeder Raumrichtung voneinander entkoppelt, ein sogenanntes ergodisches Mischen findet nicht statt [105].

Das Streben ins Gleichgewicht lässt sich in einem externen Potential anhand der zeitlichen Entwicklung der Temperaturverteilung und des Aspektverhältnisses der atomaren Wolke beobachten. In einem zylindersymmetrischen harmonischen Potential wird die Temperaturanisotropie zumeist so erzeugt, dass sich die Temperatur in axialer Richtung ( $T_{\text{ax}}$ ) von der in den radialen Richtungen ( $T_{\text{rad}}$ ) unterscheidet. Bleibt die gesamte kinetische Energie, die dem System zur Verfügung steht, erhalten, ist die Gleichgewichtssituation durch die mittlere Temperatur

$$\bar{T} = \frac{1}{3} (T_{\text{ax}} + 2T_{\text{rad}}) \quad (5.2.1)$$

gekennzeichnet. Sowohl  $T_{\text{ax}}$  als auch  $T_{\text{rad}}$  nähern sich dieser im Zeitverlauf an. Dabei ist in einer Dimension ein Temperaturanstieg und in der anderen ein Temperaturabfall zu beobachten.

In einem harmonischen Potential ist die räumliche Ausdehnung der Wolke abhängig von der Temperatur und der Vibrationsfrequenz in einer Raumrichtung. Es gilt

$$\sigma_{\text{ax}} = \frac{\sqrt{k_{\text{B}}T_{\text{ax}}/m}}{\omega_{\text{ax}}} \quad \text{und} \quad \sigma_{\text{rad}} = \frac{\sqrt{k_{\text{B}}T_{\text{rad}}/m}}{\omega_{\text{rad}}}, \quad (5.2.2)$$

wobei  $\sigma_{\text{ax(rad)}}$  die Breite der gaußschen Verteilung in axialer (radialer) Richtung ist, und die Vibrationsfrequenz  $\nu_{\text{ax(rad)}}$  in Kreisfrequenzen angegeben ist,  $\omega_{\text{ax(rad)}} = 2\pi \cdot \nu_{\text{ax(rad)}}$ . Die Annäherung an die mittlere Temperatur kann deshalb auch über die Zeitentwicklung des Aspektverhältnisses

$$A(t) = \frac{\sigma_{\text{ax}}}{\sigma_{\text{rad}}} = \frac{\omega_{\text{rad}}}{\omega_{\text{ax}}} \sqrt{\frac{T_{\text{ax}}}{T_{\text{rad}}}} \quad (5.2.3)$$

beobachtet werden. Der Wert des Aspektverhältnisses im Gleichgewicht ( $T_{\text{ax}} = T_{\text{rad}}$ ) ist temperaturunabhängig und durch das Verhältnis der Vibrationsfre-

quenzen gegeben:

$$A_{GG} = \frac{\omega_{\text{rad}}}{\omega_{\text{ax}}} . \quad (5.2.4)$$

Die zeitliche Veränderung der Abweichung von diesem Gleichgewichtswert,

$$\frac{d}{dt} (A(t) - A_{GG}) = -\gamma_{\text{rel}} (A(t) - A_{GG}) , \quad (5.2.5)$$

wird beschrieben durch eine exponentielle Annäherung mit der Relaxationsrate  $\gamma_{\text{rel}}$ , die vom Wirkungsquerschnitt elastischer Stöße abhängt [106]. Entsprechend der Effektive-Reichweite-Näherung (Gl. 5.1.6)

$$\sigma_{\text{ER}}(k) = \frac{8\pi a^2}{k^2 a^2 + (\frac{1}{2}k^2 r_e a - 1)^2}$$

ist der Wirkungsquerschnitt maximal bei Kollisionen mit kleiner Relativgeschwindigkeit, die jedoch zum Energieausgleich zwischen den verschiedenen Dimensionen kaum beitragen. Aus diesem Grunde ist die Relaxationsrate nicht proportional zur elastischen Stoßrate

$$\gamma_{\text{el}} = \bar{n} \langle \sigma_{\text{el}} \frac{\hbar}{m_r} k \rangle_T , \quad (5.2.6)$$

da die normale Mittelung ( $\langle \sigma_{\text{el}} \frac{\hbar}{m_r} k \rangle_T$ ) über ein thermisches Ensemble mit Temperatur  $T$  Stöße mit kleiner Relativgeschwindigkeit zu stark gewichtet. Durch Lösen der Boltzmann-Gleichung konnten Kavoulakis et al. [105] zeigen, dass zur Beschreibung der kreuzdimensionalen Relaxation die auszuführende Mittelung über das atomare Ensemble gegeben ist durch (Gl. (46) in [105]):

$$\langle \sigma_{\text{el}}(v_{\text{rel}}) \cdot v_{\text{rel}} \rangle_{-T} := \frac{\int_0^\infty dv_{\text{rel}} (v_{\text{rel}}^7 \cdot \sigma_{\text{el}}(v_{\text{rel}})) \exp\left(\frac{-mv_{\text{rel}}^2}{4k_{\text{B}}T}\right)}{\int_0^\infty dv_{\text{rel}} (v_{\text{rel}}^6) \exp\left(\frac{-mv_{\text{rel}}^2}{4k_{\text{B}}T}\right)} = \frac{\langle \sigma_{\text{el}}(v_{\text{rel}}) \cdot v_{\text{rel}}^5 \rangle_T}{\langle v_{\text{rel}}^4 \rangle_T} . \quad (5.2.7)$$

Die Relativgeschwindigkeit  $v_{\text{rel}} = \frac{\hbar}{m_r} k$  geht hier zur fünften Potenz ein. Der Index  $-T$  deutet an, dass dieser Mittelwert nicht der übliche ist. Für die Relaxationsrate gilt dann (Gl. (72) und (88) in [105]) die Beziehung

$$\gamma_{\text{rel}} = \frac{1}{4,24} \bar{n} \langle \sigma_{\text{el}}(v_{\text{rel}}) v_{\text{rel}} \rangle_{-T} . \quad (5.2.8)$$

Im Tieftemperaturregime ( $\sigma_{\text{el}} = \sigma_0$ , s. Gl. 5.1.5) gilt für die Relaxationsrate daher  $\gamma_{\text{rel}} = \frac{1}{2,65} \gamma_{\text{el}}$ , und ist damit in Übereinstimmung mit numerischen Simulationen [94, 107]. Ist der Wirkungsquerschnitt durch die Unitaritätsgrenze beschränkt, gilt  $\gamma_{\text{rel}} = \frac{1}{10,7} \gamma_{\text{el}}$  in Übereinstimmung mit [108].

Schließlich ist es für die Analyse der im Folgenden beschriebenen Experimente hilfreich, den effektiven Wirkungsquerschnitt der Relaxation zu definieren,

$$\sigma_{\text{rel}} = \frac{\gamma_{\text{rel}}}{\bar{n} \bar{v}} , \quad (5.2.9)$$

der aus den experimentell bestimmbaren Größen der Relaxationsrate, der mittleren Dichte und der mittleren Relativgeschwindigkeit  $\bar{v} = \sqrt{16k_{\text{B}}T/\pi m}$  berechnet werden kann.



### 5.3 Beobachtung elastischer Stöße

Die Beobachtung der kreuz-dimensionalen Relaxation wurde ermöglicht durch die Anwendung des Doppler-Kühlens in der Magnetfalle. Da die Kühleffizienz dieses Verfahrens in radialer Richtung geringer ist als in axialer Richtung (s. Abschnitt 3.2), weist das gespeicherte Ensemble eine anisotrope Temperaturverteilung auf. Hierbei ist die axiale Temperatur kleiner als die radiale.

Bei diesen Messungen betrug die Dauer des Doppler-Kühlens 150 ms und das Offsetfeld der Magnetfalle  $B_0 = 25$  G. Dieses relativ hohe Offsetfeld stellt sicher, dass einerseits das Doppler-Kühlen effizient verläuft (s. Abschnitt 3.2), und dass sich die gespeicherten Atome im harmonischen Bereich der Falle aufhalten. Die in dieser Magnetfallenkonfiguration gemessenen Fallenfrequenzen für  $^{20}\text{Ne}$  sind  $\nu_{\text{ax}} = 80,1(8)$  Hz und  $\nu_{\text{rad}} = 186,0(2)$  Hz.

Die zeitliche Entwicklung des Aspektverhältnisses wurde verfolgt, indem das Ensemble für eine variable Zeit  $t$  zwischen 0,5 und 10 s nach Beendigung des Kühlvorgangs in der Magnetfalle gespeichert wurde. Um zu vermeiden, dass während dieser Zeit resonantes Laserlicht die gespeicherten Atome beeinflusst, wurden die zum Experiment führenden Laserstrahlen im Laserlabor durch mechanische Shutter unterbrochen und erst zur Durchführung von Absorptionsmessungen wieder geöffnet. Aus technischen Gründen ist die minimale Zeit, die zwischen Schließen und Öffnen des Shutters vergehen muss, auf mindestens 0,5 s begrenzt.

Nach Abschalten der Magnetfalle und einer 2 ms währenden Expansionszeit wurde die atomare Wolke durch ein Absorptionsbild detektiert. Durch Anpassung von Gaußverteilungen an die gemessene Atomverteilung können Aspektverhältnis, Dichte, axiale und radiale Temperatur des Ensembles ermittelt werden.

Zur Bestimmung der Relaxationsrate wird der Zeitverlauf des Aspektverhältnisses  $A(t)$  entsprechend Gl. 5.2.5 modelliert. Da  $\gamma_{\text{rel}}$  jedoch von der Dichte und der Temperatur des Ensembles abhängt ( $\gamma_{\text{rel}} = \sigma_{\text{rel}} \bar{n} \bar{v}$  nach Gl. 5.2.9), sind die während der Relaxation stattfindenden Teilchenverluste und Heizprozesse (vgl. Kap. 6) zu berücksichtigen. Beide führen zu einer Verlangsamung des Relaxationsvorgangs, da sie mit einer Dichteabnahme einhergehen. Bei vorliegenden Heizprozessen vergrößert sich zwar die mittlere Relativgeschwindigkeit  $v_{\text{rel}} \propto \bar{T}^{1/2}$ , jedoch weist die entsprechende Dichteabnahme  $\bar{n} \propto \bar{T}^{3/2}$  eine stärkere Temperaturabhängigkeit auf, so dass der Wert des Produktes  $\bar{n} \bar{v}$  abnimmt. Da  $\gamma_{\text{rel}}$  zeitlich nicht konstant ist, nähert sich  $A(t)$  nicht exponentiell dem Gleichgewicht an (vgl. Gl. 5.2.5).

Der nicht konstanten Relaxationsrate wird Rechnung getragen durch Einführung der sogenannten reskalierten Zeit  $t^*$  (s. Anh. C). Hierbei wird der Maßstab der tatsächlich vergangenen Zeit  $t$  so geändert, als ob bezüglich  $t^*$  die Relaxationsrate konstant geblieben wäre. Analog zu Hopkins et al. [106] definieren wir die reskalierte Zeit als

$$t^*(t) = \int_0^t dt' \frac{\bar{n}(t') \bar{v}(t')}{\bar{n}(0) \bar{v}(0)}, \quad (5.3.1)$$

die aus den Messdaten ermittelt wurde, indem die Integration durch eine Summation ersetzt wurde (vgl. Abschnitt 6.3.1, Gl. 6.3.2). Bezüglich  $t^*$  wird die Relaxation wieder durch eine exponentielle Annäherung beschrieben

$$A(t^*) = (A(0) - A_{\text{GG}}) e^{-\gamma_{\text{rel},0} t^*} + A_{\text{GG}}, \quad (5.3.2)$$

die mit der anfänglich vorherrschenden Relaxationsrate  $\gamma_{\text{rel},0}$  abläuft.

In Abb. 5.5 ist das direkt aus den Absorptionen ermittelte Aspektverhältnis in Abhängigkeit der reskalierten Zeit dargestellt. Die für unterschiedliche Anfangsdichten aufgenommenen Messkurven wurden mit einer exponentiellen Annäherung gefittet, die eine Bestimmung der Relaxationsrate gestattet. Die dargestellten Aspektverhältnisse wurden nach einer Expansionszeit von 2 ms gemessen. Als Folge der ballistischen Expansion unterscheiden sie sich durch einen konstanten Faktor von dem in der Falle vorhandenen Aspektverhältnis. Aus der Messung der Fallenfrequenzen lässt sich  $A_{\text{GG}}$  nach einer Expansionszeit von 2 ms zu 1,30(2) bestimmen. Der aus den Absorptionen ermittelte asymptotische Wert beträgt 1,30(6) und stimmt mit dem erwarteten Wert gut überein. Seine Unsicherheit von 5% ist Folge systematischer Einflüsse auf die Bestimmung der gaußschen Radien; sie überträgt sich deutlich auf die Bestimmung der Relaxationsraten, die deshalb auf etwa 15% genau bestimmbar sind.

Der Temperaturverlauf während einer dieser Relaxationsmessungen wird in Abb. 5.6 gezeigt. Hier ist gut ersichtlich, dass aus den beiden radialen Dimensionen kinetische Energie in die axiale Richtung übertragen wird. Aufgrund der vorhandenen Heizprozesse steigt die mittlere Temperatur beständig. Die Temperaturabnahme in den radialen Dimensionen ist nicht immer so deutlich erkennbar: Bei Messreihen mit höherer Anfangsdichte wurde sie durch das dichteabhängige Heizen überdeckt.

Diese Heizraten beeinflussen die Relaxation durch elastische Stöße jedoch nicht. Wie in Abschnitt 6.3.2 gezeigt wird, lassen sich die beobachteten Heizprozesse beschreiben durch ein sogenanntes inhärentes Heizen, das sich unter anderem durch eine konstante relative Heizrate  $\dot{T}/T = \beta\bar{n}/4$  (Gl. 6.3.5) auszeichnet. Dies gilt insbesondere auch für die axialen und radialen Temperaturen. Die relative Veränderung des Aspektverhältnisses verschwindet in diesem Falle

$$\frac{\dot{A}}{A} = \frac{1}{2} \left( \frac{\dot{T}_{\text{ax}}}{T_{\text{ax}}} - \frac{\dot{T}_{\text{rad}}}{T_{\text{rad}}} \right) = \frac{1}{2} \left( \frac{\beta\bar{n}}{4} - \frac{\beta\bar{n}}{4} \right) = 0. \quad (5.3.3)$$

Durch Variation der Ladezeit der magneto-optischen Falle wurden Atomwolken unterschiedlicher Anfangsdichten präpariert. Die hierbei bestimmten Relaxationsraten von  $^{20}\text{Ne}$  sind in Abb. 5.7 in Abhängigkeit des Anfangswertes von  $\bar{n}\bar{v}$  dargestellt. Die Werte von  $\bar{v}$  der unterschiedlichen Messreihen variieren nur geringfügig, so dass im wesentlichen die Dichteabhängigkeit von  $\gamma_{\text{rel}}$  erkennbar ist. Aus einer linearen Anpassung an diese Messreihe können zweierlei Erkenntnisse gezogen werden: Aus der Steigung ließe sich ein vorläufiger Wert des Relaxationsquerschnitts  $\sigma_{\text{rel}}$  bestimmen, der jedoch in den folgenden Abschnitten in einer detaillierteren Analyse ermittelt wird. Wichtiger ist jedoch, dass die lineare Anpassung keinen positiven Achsenabschnitt aufweist. Dieser entspräche einer dichteunabhängigen Relaxationsrate, die durch ergodisches Mischen verursacht wäre. Eine entsprechende Messreihe mit  $^{22}\text{Ne}$ -Atomen führt zu den gleichen Ergebnissen.

Aus der experimentellen Analyse der Heizprozesse, der festgestellten Abwesenheit ergodischen Mischens und der vorliegenden linearen Dichteabhängigkeit kann geschlossen werden, dass in der Tat die beobachteten Relaxationsvorgänge durch elastische Stöße vermittelt werden.

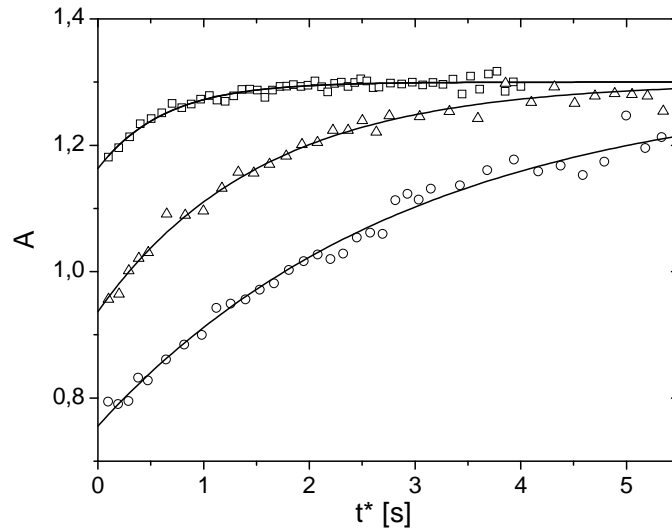


Abbildung 5.5: Beobachtung der kreuzdimensionalen Relaxation von  $^{22}\text{Ne}$ . Dargestellt ist das Streben des Aspektverhältnisses  $A$  ins Gleichgewicht in Abhängigkeit der reskalierten Zeit  $t^*$  bei unterschiedlichen Anfangsdichten der gespeicherten Atome. Folgende Relaxationszeiten  $\gamma_{\text{rel}}^{-1}$  wurden ermittelt: ( $\square$ )  $0,6(1)$  s bei einer anfänglichen Dichte von  $\bar{n} = 1,3 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ , ( $\triangle$ )  $1,4(2)$  s bei  $\bar{n} = 6,4 \times 10^9 \text{ cm}^{-3}$  und ( $\circ$ )  $3,0(5)$  s bei  $\bar{n} = 2,9 \times 10^9 \text{ cm}^{-3}$ .

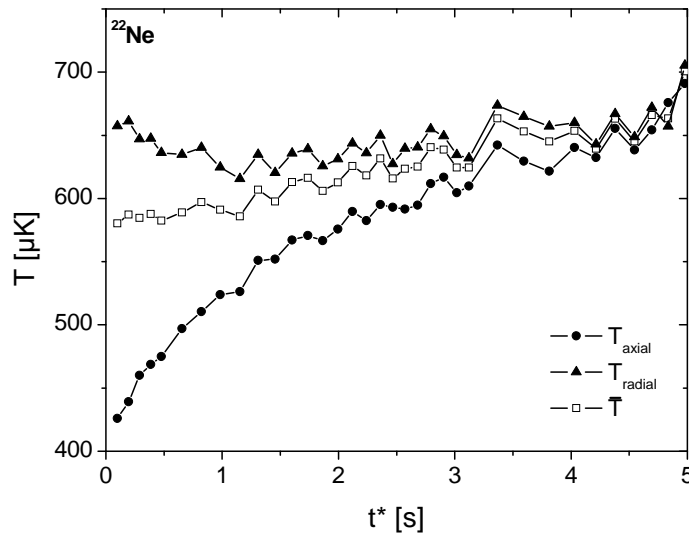


Abbildung 5.6: Temperaturverlauf während einer Relaxationsmessung von  $^{22}\text{Ne}$ . Dargestellt sind die axiale ( $T_{\text{ax}}$ ) und die radiale Temperatur  $T_{\text{rad}}$ , sowie die hieraus berechnete mittlere Temperatur  $\bar{T}$ . Die anfängliche Dichte des Ensembles betrug  $\bar{n} = 8,9 \times 10^9 \text{ cm}^{-3}$  und die Relaxationsrate  $\gamma_{\text{rel}} = 0,90(7) \text{ s}^{-1}$ .

### Relaxationsquerschnitte von $^{20}\text{Ne}$

Zur Bestimmung der Streulänge von  $^{20}\text{Ne}$  wurde die Temperaturabhängigkeit des Relaxationsquerschnitts  $\sigma_{\text{rel}}$  analysiert. Dessen Werte wurden für die beobachteten Relaxationsvorgänge entsprechend Gl. 5.2.9 aus den Fitwerten von  $\gamma_{\text{rel}}$  und den experimentell bestimmten Anfangswerten von  $\bar{n}$  und  $\bar{v}$  ermittelt. Die zu einer Messreihe gehörende Temperatur wurde über eine Mittelwertbildung bestimmt. Dabei wurde die zu jedem Messpunkt gehörende mittlere Temperatur mit der momentanen Abweichung des Aspektverhältnisses vom Gleichgewichtswert ( $A(t) - A_{\text{GG}}$ ) gewichtet. Somit ist sichergestellt, dass einerseits stattfindende Heizprozesse berücksichtigt werden, aber auch, dass jene Messpunkte, die am meisten zur Relaxation beitragen stärker berücksichtigt werden (vgl. Gl. 5.2.5). Diese Temperaturmittelwerte liegen in einem Bereich von 500 bis 700  $\mu\text{K}$ .

Zur Präparation der unterschiedlichen Anfangswerte wurde eine Eigenschaft des Doppler-Kühlens ausgenutzt: Deren radiale Kühleffizienz steigt mit zunehmender optischer Dichte des atomaren Ensembles. Die Variation der Anfangsdichten wird deshalb begleitet von unterschiedlichen Anfangstemperaturen.

In Abbildung 5.8 sind die experimentell bestimmten Werte von  $\sigma_{\text{rel}}$  als Funktion der Temperaturmittelwerte dargestellt. Die Unsicherheiten des Relaxationsquerschnitts haben einen statistischen Beitrag aus der Bestimmung der Relaxationsrate und einen systematischen Beitrag aus der Dichte- und Temperaturbestimmung von 23%. Diese sind zurückzuführen auf Unsicherheiten in der Messung der Teilchenzahl und der gaußschen Radien. Zur Bestimmung der Dichte

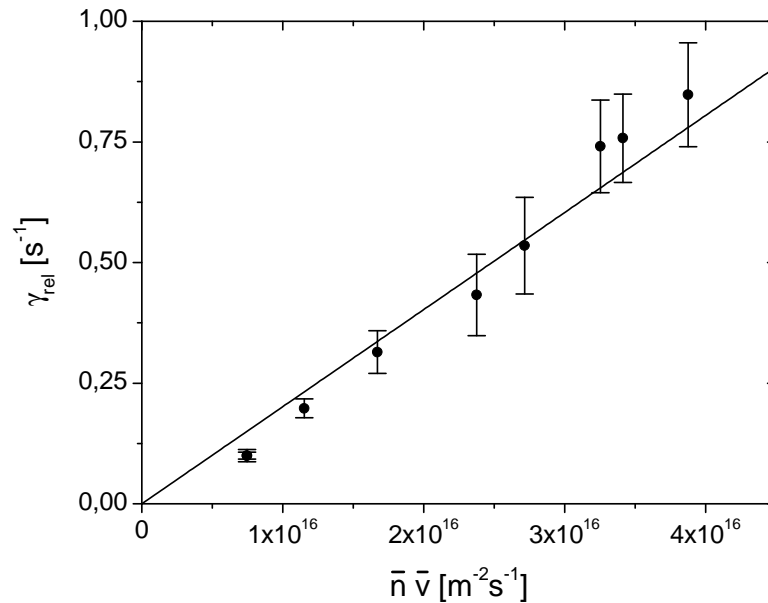


Abbildung 5.7: Relaxationsraten von  $^{20}\text{Ne}$  in Abhängigkeit des anfänglichen Wertes von  $\bar{n} \bar{v}$ . Aus der Dichteabhängigkeit der Relaxationsrate kann geschlossen werden, dass bei den Messungen kein ergodisches Mischen vorhanden war, das sich in einer zusätzlichen, dichteunabhängigen Relaxationsrate manifestieren würde.

und Temperatur wurden die in Abschnitt 2.4.4) ermittelten Korrekturfaktoren benutzt. Durch die Möglichkeit diese Korrekturfaktoren angeben zu können und aufgrund der hohen Reproduzierbarkeit unserer Messergebnisse gehen wir davon aus, dass die systematischen Unsicherheiten der einzelnen Messergebnisse nicht unabhängig voneinander sind. Vielmehr nehmen wir an, dass sich die Messergebnisse um einen konstanten Faktor von den tatsächlichen Werten des Relaxationsquerschnitts unterscheiden. Zur Ermittlung der Streulänge wurden deshalb statistische und systematische Unsicherheiten unterschiedlich behandelt.

An die Messwerte des Relaxationsquerschnitts wurden numerisch bestimmte Fitfunktionen nach Gl. 5.2.9 und 5.2.8 getrennt für positive und negative Streulängen angepasst. Es wurde hierbei die Effektive-Reichweite-Näherung für den elastischen Wirkungsquerschnitt benutzt. Die dabei eingehende effektive Reichweite hängt nach Gl. 5.1.7 von der zu bestimmenden Streulänge und dem Van-der-Waals-Koeffizienten ( $C_6 = 1950$  a.u. nach [101]) ab. Bei der Anpassung an die Messwerte wurden diese mit ihren statistischen Unsicherheiten gewichtet. Die relativen systematischen Unsicherheiten von  $(\Delta\sigma_{\text{rel}}/\sigma_{\text{rel}})_{\text{syst}} = 0,23$  wurden berücksichtigt, indem die Werte von  $\sigma_{\text{rel}}$  mit  $1 \pm (\Delta\sigma_{\text{rel}}/\sigma_{\text{rel}})_{\text{syst}}$  reskaliert wurden und die Fitfunktionen nochmals angepasst wurden. Aus der Anpassung für positive Streulängen erhalten wir  $a = +14,4(2)_{\text{stat}}(10)_{\text{syst}} a_0$ , wobei die statistischen und systematischen Beiträge zur Unsicherheit getrennt aufgeführt

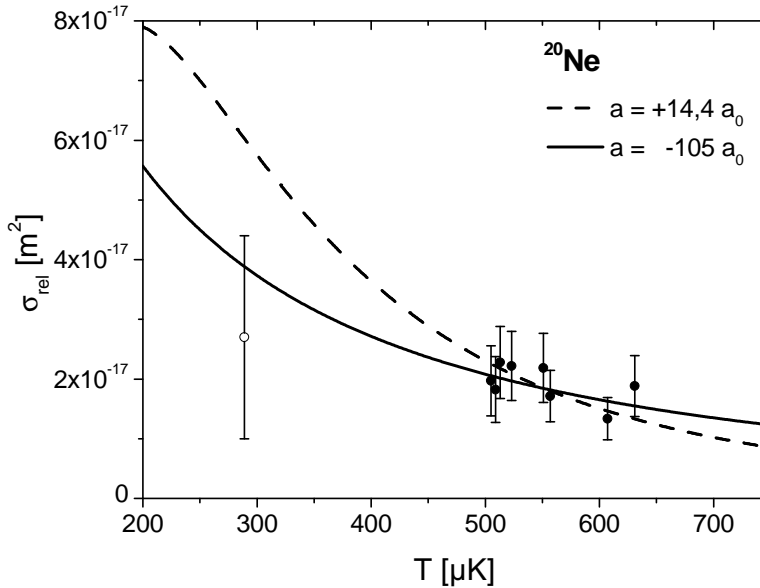


Abbildung 5.8: Relaxationsquerschnitt  $\sigma_{\text{rel}}$  von  $^{20}\text{Ne}$  als Funktion der gewichteten Temperaturmittelwerte. Die zwischen 500 und 700  $\mu\text{K}$  aufgenommenen Messwerte ( $\bullet$ ) lassen sowohl eine positive Streulänge von  $a = +14,4(2)_{\text{stat}}(10)_{\text{syst}} a_0$  als auch eine negative Streulänge von  $a = -105(4)_{\text{stat}}(18)_{\text{syst}} a_0$  zu. Eine unter anderen experimentellen Bedingungen aufgenommene Messreihe bei 290  $\mu\text{K}$  ( $\circ$ ) wurde aufgrund der großen systematischen Unsicherheiten in der Fitprozedur nicht berücksichtigt; der entsprechende Relaxationsquerschnitt befindet sich in Übereinstimmung mit dem Fitergebnis für eine negative Streulänge.

sind. Die Anpassung für negative Streulängen weist geringfügig kleinere Abweichungen zu den Messwerten auf. Sie führt zu  $a = -105(4)_{\text{stat}}(18)_{\text{sys}} a_0$ . Im hier untersuchten Temperaturbereich ist eine eindeutige Bestimmung des Vorzeichens der Streulänge nicht möglich, hierzu müssten niedrigere Temperaturen erreicht werden.

Es wurde deshalb eine zusätzliche Relaxationsmessung durchgeführt, bei der das gespeicherte Ensemble auf eine andere Weise präpariert wurde: Nach der Dopplerkühlung wurde dafür zunächst das Offsetfeld der Magnetfalle auf  $B_0 \approx 2,2 \text{ G}$  abgesenkt. Dann wurde die mittlere Geschwindigkeit der Atome durch Einstrahlen eines RF-Schildes (200 ms bei 16 MHz) gesenkt und anschließend eine Relaxationsmessung wie zuvor durchgeführt. Durch Beobachtung der ballistischen Expansion wurden die Temperaturen der Atomwolke ermittelt. Sie lagen während des gesamten Relaxationsvorgangs unter  $350 \mu\text{K}$ , so dass die Atome sich im harmonischen Bereich der Falle befanden. Die beobachtete Relaxationsrate beträgt  $\gamma_{\text{rel}} = 1,0(3) \text{ s}^{-1}$  bei einem gewichteten Temperaturmittel von  $290 \mu\text{K}$  und einer anfänglichen Dichte von  $\bar{n} = 3 - 10 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ . Aus technischen Gründen war eine genaue experimentelle Untersuchung der systematischen Unsicherheiten der Dichtebestimmung nicht möglich, insbesondere konnten die Vibrationsfrequenzen nicht gemessen werden. Deshalb wurden zwei Methoden der Dichtebestimmung angewandt. Die direkt aus den Expansionsmessungen extrapolierte mittlere Dichte beträgt  $\bar{n} = 3 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ . Hieraus ergibt sich  $\sigma_{\text{rel}} = 3,9(8) \times 10^{-17} \text{ m}^2$ . Eine andere Möglichkeit der Dichtebestimmung bietet sich durch Berechnung der Fallenfrequenzen aus den bekannten Werten der Krümmung und des Gradienten des Magnetfallenpotentials an (s. Abschnitt 2.3.3). Mit diesen Werten ( $\nu_{\text{ax}} = 80 \text{ Hz}$  und  $\nu_{\text{rad}} = 660 \text{ Hz}$ ) lässt sich aus der gemessenen Temperaturverteilung eine Anfangsdichte von  $1 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$  und damit  $\sigma_{\text{rel}} = 1,4(4) \times 10^{-17} \text{ m}^2$  bestimmen. Da die Ermittlung der reskalierten Zeit von den Werten der mittleren Dichte abhängt, haben wir den Relaxationsquerschnitt zunächst getrennt für die beiden Methoden der Dichtebestimmung ermittelt. Der Mittelwert dieser beiden Werte beträgt  $\sigma_{\text{rel}} = 2,7(17) \times 10^{-17} \text{ m}^2$  und ist ebenfalls in Abb. 5.8 dargestellt. Es ist hieraus ersichtlich, dass sich dieser Wert innerhalb der angegebenen Unsicherheiten in Übereinstimmung mit dem ermittelten negativen Wert der Streulänge von  $a = -105 a_0$  befindet, nicht aber mit  $a = +14,4 a_0$ . Aufgrund der großen systematischen Unsicherheiten wurde die Messung bei  $290 \mu\text{K}$  nicht in die Anpassungsprozedur mit einbezogen, wir werten sie jedoch als starkes Indiz für ein negatives Vorzeichen der Streulänge.

### Relaxationsquerschnitte von $^{22}\text{Ne}$

Die Relaxationsquerschnitte von  $^{22}\text{Ne}$  wurden mit dem gleichen Verfahren wie bei  $^{20}\text{Ne}$  bestimmt. Die Temperaturmittelwerte der aufgenommenen Messreihen liegen hier zwischen  $400$  bis  $700 \mu\text{K}$ , die Werte von  $\sigma_{\text{rel}}$  bei etwa  $1 \times 10^{-16} \text{ m}^2$  (Abb. 5.9). Sie sind damit fünfmal so groß wie die Werte für  $^{20}\text{Ne}$  bei vergleichbaren Temperaturen.

Diese Werte weisen auf einen großen Betrag der Streulänge und sind nahe der Unitaritätsgrenze (unitarity limit), die den maximal möglichen Streuquerschnitt angibt. In diesem Regime ist die Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts elastischer Stöße von der Streulänge nur schwach ausgeprägt. Deshalb kann die Streulänge hier nicht mit einer Genauigkeit vergleichbar zu  $^{20}\text{Ne}$  ermittelt werden. Wir ermitteln unter Berücksichtigung der statistischen Unsicherheiten

einen Wert der Streulänge von  $a = +310(70)_{\text{stat}} a_0$ . Der Einfluss systematischer Unsicherheiten in  $\sigma_{\text{rel}}$  führt jedoch dazu, dass die Streulänge nur sehr ungenau angegeben werden kann:  $150 a_0 < a < 1050 a_0$ .

Obwohl die beste Übereinstimmung mit den Messwerten für eine positive Streulänge erzielt wird, kann nicht vollständig ausgeschlossen werden, dass die elastischen Stöße durch einen unitaritätslimitierten Querschnitt ( $\sigma_{\text{el}} = 8\pi/k^2$ ) beschrieben werden, der eine Angabe der Streulänge verhindert (vgl. Abb. 5.9).

Ebenso kann ein negatives Vorzeichen der Streulänge nicht vollständig ausgeschlossen werden, wie die in Abb. 5.9 gezeigte  $\sigma_{\text{rel}}$ -Asymptote ( $|a| \rightarrow \infty$ ) andeutet. Sie wird für Beträge der Streulänge von  $|a| \gg 1000 a_0$  annähernd erreicht. Diese Asymptote gibt für negative Streulängen die maximal möglichen Werte von  $\sigma_{\text{rel}}$  an. Dies ist für positive Streulängen nicht der Fall: Zwar strebt  $\sigma_{\text{rel}}$  für  $a \rightarrow \infty$  zu den hier angezeigten Werten, kann aber für kleinere Streulängen höhere Werte annehmen. Ursache für diese Unterschiede zwischen Streulängen positiven und negativen Vorzeichens ist die Energieabhängigkeit des Streuquerschnitts in der Effektive-Reichweite-Näherung (Gl. 5.1.6): Sie ist bei negativen Streulängen stärker ausgeprägt (vgl. Abb. 5.4). Die Energieabhängigkeit des Wirkungsquerschnitts spiegelt sich im Nenner von Gl. 5.1.6 wider. Im hier untersuchten Parameterraum dominieren im Nenner die  $k^2$ -abhängigen Terme

$$k^2 (a^2 - r_e a) \quad (5.3.4)$$

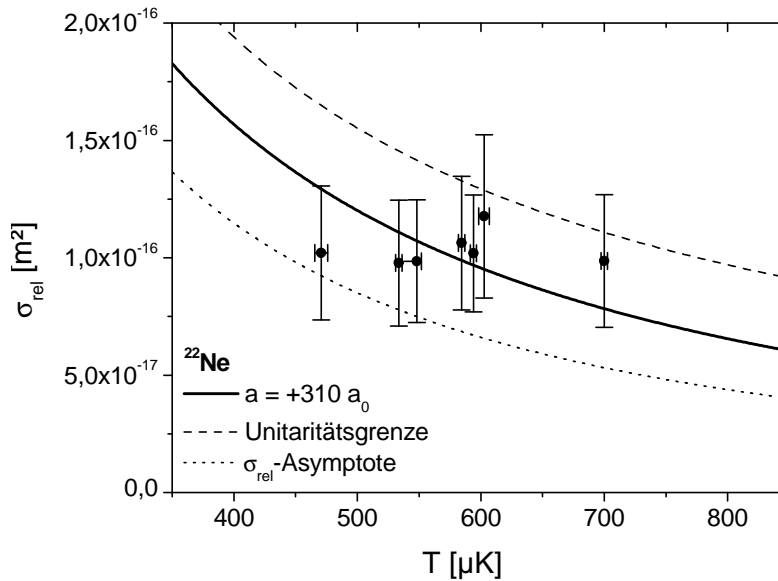


Abbildung 5.9: Effektiver Relaxationsquerschnitt  $\sigma_{\text{rel}}$  von  $^{22}\text{Ne}$  als Funktion der gewichteten Temperaturmittelwerte. Die zwischen 400 und 700  $\mu\text{K}$  aufgenommenen Messwerte weisen die beste Übereinstimmung mit einer positiven Streulänge von  $a = +310(70)_{\text{stat}} a_0$  auf. Sie liegen nahe dem Relaxationsquerschnitt unitaritätslimitierter elastischer Stöße, der vom Wert der Streulänge unabhängig ist. Ebenfalls eingezeichnet ist die  $\sigma_{\text{rel}}$ -Asymptote, die für sehr große Beträge der Streulänge ( $|a| \gg 1000 a_0$ ) gültig ist.

über den  $k^4$ -Term. Aus diesem Term ist zum einen erkennbar, dass für sehr große Beträge der Streulänge ( $|a| \rightarrow \infty$ ) das Vorzeichen von  $a$  unerheblich wird und die gleiche Asymptote erreicht wird. Ansonsten ist dieser Term für positive Werte von  $a$  kleiner als für negative, da die effektive Reichweite immer positiv ist. Dadurch vermindert sich für positive Streulängen die Energieabhängigkeit des Wirkungsquerschnitts. Dies macht sich bei der kreuzdimensionalen Relaxation verstärkt bemerkbar, da diese besonders auf hohe Relativgeschwindigkeiten sensibel ist (vgl. Abschnitt 5.2).

### Zusammenfassung

Die nach Beendigung des Doppler-Kühlens stattfindende Rethermalisierung eines spinpolarisierten Ensembles wird durch elastische Stöße vermittelt. Wir konnten eine kreuzdimensionale Relaxation bei Temperaturen unterhalb von  $700 \mu\text{K}$  beobachten, so dass lediglich s-Wellen zu den Kollisionen beitragen. Für d-Wellen beträgt die Höhe der Zentrifugalbarriere  $k_B \cdot 5,8 \text{ mK}$ , ihr Beitrag zur Kollision ist deshalb vernachlässigbar.

Unter Berücksichtigung der effektiven Reichweite des Streupotentials im Wirkungsquerschnitt konnten wir die Streulängen von metastabilem  $^{20}\text{Ne}$  und  $^{22}\text{Ne}$  bestimmen (s. Anh. A). Auf deren Vorzeichen schließen wir aus der beobachteten Temperaturabhängigkeit der kreuzdimensionalen Relaxation. Die Streulänge von  $^{20}\text{Ne}$  ist mit hoher Wahrscheinlichkeit negativ und beträgt  $a = -105(4)_{\text{stat}}(18)_{\text{syst}} a_0$ . Die Streulänge von  $^{22}\text{Ne}$  ist mit hoher Wahrscheinlichkeit positiv,  $150 a_0 < a < 1050 a_0$ , mit einem wahrscheinlichsten Wert von  $a = +310(70)_{\text{stat}} a_0$ . Verglichen mit den bekannten Streulängen anderer Elemente, sind die Beträge der Streulänge beider untersuchter Isotope metastabilen Neons vergleichsweise groß.

Zur Erzeugung eines Bose-Einstein-Kondensats mittels evaporativer Kühlung scheint bei alleiniger Berücksichtigung elastischer Stöße  $^{22}\text{Ne}$  deutlich besser geeignet zu sein als  $^{20}\text{Ne}$ , da es den deutlich größeren elastischen Wirkungsquerschnitt aufweist.



## KAPITEL 6

### Inelastische Stöße

Bei inelastischen Stößen werden sowohl die internen als auch die externen Freiheitsgrade der Stoßpartner verändert. Die hierbei möglichen Stoßmechanismen hängen stark von den Eigenschaften der beteiligten Stoßpartner ab. Bei metastabilen Edelgasatomen kommt es aufgrund der hohen Anregungsenergie insbesondere zu Penning-Ionisations-Reaktionen.

Diese Stöße finden mit derart hoher Wahrscheinlichkeit statt, dass sie in der magneto-optischen Falle [54, 55] und vermutlich auch in der Magnetfalle den dominierenden inelastischen Prozess darstellen [52]. Hierbei handelt es sich um zwei völlig verschiedene Stoßregime: In der MOT finden Kollisionen zwischen unpolarisierten Atomen statt, die durch die Lichtfelder der Falle maßgeblich beeinflusst werden, so dass auch sogenannten optischen Kollisionen auftreten. Inelastische Stöße in der Magnetfalle hingegen finden zumeist zwischen spinpolarisierten Atomen statt. Bei der Kollision zweier metastabiler Neonatome, die sich im  $(J = 2, m_J = 2)$ -Zustand befinden, ist deren Gesamtspin eine Erhaltungsgröße. Da die Penning-Ionisation diesen Gesamtspin nicht erhält, ist eine deutliche Unterdrückung dieser Reaktion um bis zu vier Größenordnungen prognostiziert worden [50, 52]. Sollte dies zutreffen, wäre für die Gesamtrate inelastischer Stöße metastabiler Neons auch der Beitrag der dipolaren Relaxation relevant. Hierbei führt die Dipol-Dipol-Wechselwirkung zu einem Umklappen des Spins bei mindestens einem der Stoßpartner. Die dipolare Relaxation ist einer der dominierenden inelastischen Prozesse bei Experimenten mit Chrom-[109] und Alkaliatomen [29, 73, 110].

Bei Experimenten mit gespeicherten Atomen führen inelastische Stöße zu Fallenverlusten, da die Veränderung der inneren Freiheitsgrade oft zum Übergang in nicht fangbare Zustände und zu Heizprozessen führt. Soll insbesondere mittels Verdampfungskühlung die Phasenraumdichte eines gespeicherten Ensembles erhöht werden, so kann dies durch eine zu hohe Rate inelastischer Stöße verhindert werden.

Durch Beobachtung der Fallenverluste eines gespeicherten Ensembles bietet sich ein experimenteller Zugang, um inelastische Stöße zu untersuchen. Die Verlustrate  $\dot{N}/N$  entspricht dabei gerade dem doppelten der Stoßrate, da bei jedem Stoß zwei Atome verloren gehen. Es gilt dann

$$\frac{\dot{N}}{N} = -2 \langle \sigma_{\text{inel}} v_{\text{rel}} \rangle_T \bar{n} =: -\beta \bar{n} \quad (6.0.1)$$

wobei  $\sigma_{\text{inel}}$  den totalen Wirkungsquerschnitt inelastischer Stöße und  $v_{\text{rel}} = \hbar k/m$  die Relativgeschwindigkeit der Stoßpartner bezeichnet, zudem wird der Verlustparameter  $\beta$  definiert. Durch  $\langle \dots \rangle_T$  wird die Mittelung über ein thermisches Ensemble der Temperatur  $T$  abgekürzt. Genau wie bei der Behandlung elastischer Stöße bietet sich bei tiefen Temperaturen eine Beschreibung der Teilchen-Wellenfunktion während der Kollision durch Partialwellen an [96, 97]. Durch die

Präsenz inelastischer Stöße vermindert sich die Amplitude der Wellenfunktion elastisch gestreuter Teilchen. Für den Fall sehr kleiner Temperaturen  $T \rightarrow 0$  sind lediglich s-Wellen ( $l = 0$ ) an der Kollision beteiligt und der elastische Wirkungsquerschnitt wird durch die Streulänge  $a$  spezifiziert. Um das gleichzeitige Auftreten inelastischer Stöße beschreiben zu können, muss die Streulänge eine komplexe Größe sein:  $a = a_R + i a_I$ . Der Realteil der Streulänge wird mit  $a_R$  bezeichnet, ihr Imaginärteil mit  $a_I$ . Für den totalen Wirkungsquerschnitt elastischer Stöße gilt dann  $\sigma_0 = 4\pi|a|^2$  und für den totalen Wirkungsquerschnitt inelastischer Stöße ( $l = 0$ )

$$\sigma_{\text{inel},l=0} = \frac{4\pi}{k} |a_I|. \quad (6.0.2)$$

Bemerkenswert ist, dass sich der Wirkungsquerschnitt für  $T \rightarrow 0$  nicht einem konstanten Wert annähert, wie im Falle elastischer Stöße, sondern divergiert. Dieses sogenannte bethesche  $\frac{1}{v}$ -Gesetz hat zur Folge, dass die Stoßrate bei tiefen Temperaturen temperaturunabhängig wird ( $\beta = \text{const.}$ ). Der maximale Wert, den der inelastische Querschnitt einer Partialwelle  $l$  annehmen kann, ist gegeben durch

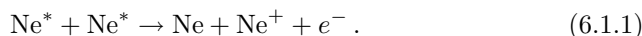
$$\sigma_{\text{inel},l}^{\text{max}} = \frac{\pi}{k^2} (2l + 1), \quad (6.0.3)$$

und ist von gleicher Bedeutung wie die Unitaritätsgrenze der elastischen Streuung.

Im Folgenden wird zunächst die Penning-Ionisation detaillierter beschrieben, bevor die Messungen zur Rate inelastischer Stöße in der MOT und in der Magnetfalle vorgestellt werden.

## 6.1 Penning-Ionisation

Die hohe Anregungsenergie des metastabilen Zustandes von 16,6 eV, beträgt mehr als die Hälfte der Ionisationsenergie von 21,7 eV. Der Stoß zweier metastabiler Neonatome ( $\text{Ne}^*$ ) kann deshalb zu einer Ionisationsreaktion führen, die aufgrund eines Vorschlages von Frans Penning [43, 44] als Penning-Ionisation bekannt ist:



Als Produkte entstehen bei dieser Reaktion ein Neonatom im Grundzustand, ein einfach geladenes positives Neon-Ion und ein Elektron. Dieser Prozess wird im Detail durch den sogenannten Austauschmechanismus beschrieben (s. [52] und dortige Referenzen), der in Abb. 6.1 schematisch dargestellt ist: Eines der Valenzelektronen besetzt den ungefüllten  $(2p)^5$ -Rumpf des anderen Atoms. Das Ausgangsatom verbleibt als positiv geladenes Neon-Ion und das Valenzelektron des anderen Atomes ist nunmehr ungebunden.

### Einfaches Modell der Penning-Ionisation kalter unpolarisierter Stoßpartner

Die Penning-Ionisation wird bereits seit Jahrzehnten experimentell und theoretisch untersucht [111]. Experimente an gekreuzten  $\text{He}^*$ -Atomstrahlen legen nahe, dass die Penning-Ionisation mit Wahrscheinlichkeit 1 stattfindet, sobald der internukleare Abstand der Stoßpartner weniger als  $R_{\text{min}} = 7 a_0$  beträgt [112].

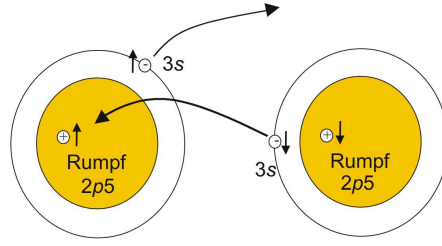


Abbildung 6.1: Schematische Darstellung der Penning-Ionisation, die sich über einen Austauschprozess vollzieht.

Dieser Befund wird bestätigt durch Photoassoziationsexperimente an Dimeren metastabiler Heliums, die in einem Zustand eines rein langreichweitigen Potentials gebunden sind (minimaler internuklearer Abstand  $150 a_0$ ). Es konnte keine Penning-Ionisation an Ensembles dieser Dimere nachgewiesen werden [113].

Basierend auf diesen Erkenntnissen, zeigte sich bei Experimenten mit ultrakaltem Xe\*-Atomen, dass die Grundzüge der Penning-Ionisation für  $S + S$ -Kollisionen mit einem einfachen Modell beschrieben werden können [51], das wir hier NIST-Modell nennen: Die Wechselwirkung zweier metastabiler Atome wird durch ein Potential beschrieben, das in einen kurzreichweitigen repulsiven ( $U_{KR}$ ) und einen langreichweitigen Anteil ( $U_{LR}$ ) aufgeteilt werden kann. Letzterer wird bestimmt durch ein Van-der-Waals-Potential und eine Zentrifugalbarriere:

$$U_{LR}(r) = -\frac{C_6}{r^6} + \frac{\hbar^2 l(l+1)}{2m_r r^2}. \quad (6.1.2)$$

Hierbei ist  $r$  der internukleare Abstand,  $C_6$  der Van-der-Waals-Koeffizient,  $m_r$  die reduzierte Masse und  $l$  der Bahndrehimpuls entsprechender Partialwellen. Da die Ionisation stattfindet, sobald ein minimaler Abstand  $R_{\min}$  unterschritten ist, kann die genaue Form von  $U_{KR}$  vernachlässigt werden. Stattdessen wählt man folgenden Ansatz für den Ionisationsquerschnitt pro Partialwelle:

$$\sigma_{\text{ion},l} = P_T(l, E) \cdot \sigma_{\text{inel},l}^{\max} = P_T(l, E) \frac{\pi}{k^2} (2l+1). \quad (6.1.3)$$

Hierbei wird angenommen, dass der Wirkungsquerschnitt jeder Partialwelle maximal ist, sofern diese Partialwelle den minimalen Abstand  $R_{\min}$  unterschreitet. Deshalb wird  $\sigma_{\text{inel},l}^{\max}$  gewichtet mit der Transmissionswahrscheinlichkeit  $P_T(l, E)$  der Partialwelle  $l$  durch die Zentrifugalbarriere, die insbesondere nur von  $U_{LR}$  nicht aber von  $U_{KR}$  abhängt.  $E$  bezeichnet die kinetische Energie der Stoßpartner. Für den Verlustparameter gilt dann pro Partialwelle

$$\beta_l = 2 \langle \sigma_{\text{ion},l} v_{\text{rel}} \rangle. \quad (6.1.4)$$

Um schließlich den Verlustparameter  $\beta$  zu erhalten, muss berücksichtigt werden, dass die Streuwellenfunktion für Bosonen symmetrisch unter Teilchenaustausch sein muss. Dies führt zu einer unterschiedlichen Behandlung von Partialwellen mit geradem ( $\beta_{\text{gerade}}$ ) und ungeradem Drehimpuls ( $\beta_{\text{ungerade}}$ ) und zu unterschiedlichen Verlustparametern für Stöße unpolarisierter bzw. polarisierter Atome. In Abhängigkeit des atomaren Gesamtdrehimpulses  $J$  erhält man für ein

unpolarisiertes Atomensemble, bei dem die Besetzung der  $m_J$ -Niveaus gleichverteilt ist [51],

$$\beta_{\text{unpol}}^{\text{boson}} = \frac{J+1}{2J+1}\beta_{\text{gerade}} + \frac{J}{2J+1}\beta_{\text{ungerade}} \quad (6.1.5)$$

und für ein spinpolarisiertes Ensemble, bei dem ein einziges  $m_J$ -Niveau besetzt ist,

$$\beta_{\text{pol}}^{\text{boson}} = \beta_{\text{gerade}}. \quad (6.1.6)$$

Hierbei ist bemerkenswert, dass im letzteren Fall Partialwellen ungeraden Bahndrehimpulses nicht mehr zum Stoß beitragen können, da sie die geforderte Austauschsymmetrie nicht erfüllen können. Für den Grenzfall  $T \rightarrow 0$  ist die Ionisationsrate spinpolarisierter Bosonen um einen Faktor  $(2J+1)/(J+1)$  größer als die Ionisationsrate unpolarisierter Bosonen.

Dieses Modell zeigt hervorragende Übereinstimmung mit Experimenten an metastabilem Xenon. Sowohl die Ionisationsraten unpolarisierter als auch spinpolarisierter Stoßpartner werden korrekt beschrieben. Zudem zeigt sich, dass die Verlustparameter  $\beta$  gleich sind für alle bosonischen Isotope, da deren relativen Massenunterschiede sehr gering sind.

Wir haben dieses Modell zur Beschreibung der Penning-Ionisation metastabilen Neons angewandt. Die Transmissionswahrscheinlichkeit  $P_T$  wurde bestimmt über die Tunnelwahrscheinlichkeit  $\exp(-2G)$  durch eine Potentialbarriere, die vom sogenannten Gamow-Faktor  $G$  abhängt:

$$P_T(l, E) = \exp(-2G) \quad (6.1.7)$$

$$\text{mit } G = \frac{1}{\hbar} \int_{r_1}^{r_2} dr \sqrt{2m(U_{\text{LR}} - E)}, \quad (6.1.8)$$

wobei die in das langreichweitige Potential eingehende Van-der-Waals-Wechselwirkung entsprechend den Berechnungen in [101] mit  $C_6 = 1950$  a.u. (s. Fußnote auf S. 56) beschrieben wird. Die Integrationsgrenzen  $r_{1,2}$  werden durch  $U_{\text{LR}}(r_{1,2}) = E$  definiert. Zur Bestimmung des Verlustparameters pro Partialwelle wurde die thermische Mittelung vereinfacht durch  $\beta_l = 2\sigma_{\text{ion},l}v_{\text{th,rel}}$ , unter Bezugnahme auf die mittlere thermische Relativgeschwindigkeit zweier Atome  $v_{\text{th,rel}} = 4\sqrt{k_{\text{B}}T/\pi m}$ .

Die Ergebnisse dieser Berechnungen für  $^{20}\text{Ne}$  sind in Abb. 6.2 für einen Temperaturbereich von 0,1 bis 10 mK dargestellt. Der Verlustparameter  $\beta_{\text{unpol}}^{\text{boson}}$  hat dann nur Beiträge der Partialwellen mit Bahndrehimpuls  $l \leq 4$ . Die Einzelbeiträge sind stark temperaturabhängig: Ist die zur Verfügung stehende kinetische Energie  $E$  größer als das Maximum von  $U_{\text{LR}}$ , gilt  $P_T = 1$ . Der Verlustparameter strebt für zunehmende Energie gegen null ( $\beta_l \propto \sigma_{\text{ion},l} \propto 1/k^2$ ). Gilt aber  $E < U_{\text{LR}}$ , so wird  $\beta_l$  maßgeblich durch  $P_T$  bestimmt. Mit abnehmender kinetischer Energie sinkt die Tunnelwahrscheinlichkeit rapide und der Verlustparameter verschwindet mit  $\beta_l \propto E^l$  [50, 51, 99]. Obwohl im betrachteten Temperaturintervall die einzelnen Beiträge der s-, p-, d- und f-Wellen stark variieren, zeigt deren quantenstatistisch gewichtete Summe jedoch nur eine geringe Variation. Es gilt  $2,3 \times 10^{-10} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1} < \beta_{\text{unpol}}^{\text{boson}} < 3,5 \times 10^{-10} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ .

Diese Werte sind zu vergleichen mit den Berechnungen von Doery et al. [50, 52]. Dort wurden die Ionisationsraten mit einem „standard coupled-channels“ Verfahren berechnet unter Berücksichtigung des vollen Wechselwirkungs-

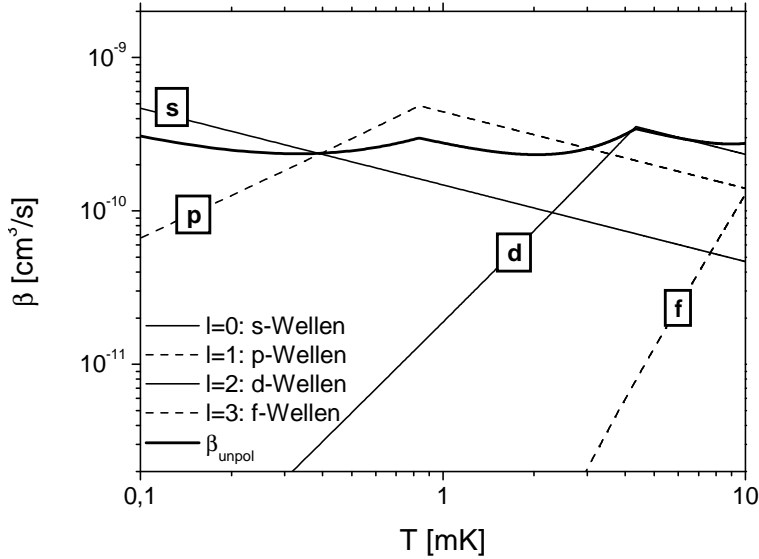


Abbildung 6.2: Einfaches Modell zur Bestimmung der Ionisationsrate von  $^{20}\text{Ne}$ . Dargestellt sind die Verlustparameter  $\beta_l$  der ersten vier Partialwellen ( $l = 0 \dots 3$ ). Für Kollisionen unpolarisierter Stoßpartner wird der Gesamtverlustparameter  $\beta_{\text{unpol}} = \beta_{\text{unpol}}^{\text{boson}}$  aus der quantenstatistisch gewichteten Summe der  $\beta_l$  ermittelt (Gl. 6.1.5). Aus diesem Grunde ist es bei tiefen Temperaturen möglich, dass  $\beta_{\text{unpol}}$  kleiner als der Verlustparameter der s-Wellen  $\beta_0$  ist.

potentials und aller 25 Molekülzustände des  $\text{Ne}(^3P_2) + \text{Ne}(^3P_2)$ -Systems. Im Limes tiefer Temperaturen, wenn also nur s-Wellen zu den Stößen beitragen, erhalten die Autoren einen Wert von  $\beta_{\text{unpol}}^{\text{boson}} = 8 \times 10^{-11} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ . Auch hier zeigt sich im Bereich von  $10^{-3}$  bis  $10^2$  mK eine nur schwach ausgeprägte Temperaturabhängigkeit der Ionisationsrate.

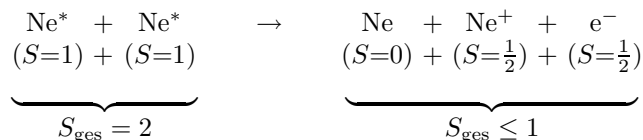
Da die vorzustellenden Messungen alle an bosonischen Neon-Atomen vorgenommen wurden, wird im folgenden  $\beta^{\text{boson}}$  lediglich als  $\beta$  geschrieben.

### Unterdrückung der Penning-Ionisation durch Spinpolarisation

Wie im vorigen Abschnitt ausgeführt, erhöht sich die Ionisationsrate aufgrund quantenstatistischer Effekte für spinpolarisierte Stoßpartner im Vergleich zur Kollision unpolarisierter Teilchen. Diese Situation kann sich bei Berücksichtigung des Spins der Stoßpartner ändern.

Für die metastabilen Edelgase schwerer als Helium ist der Spin im Allgemeinen keine Erhaltungsgröße, da aufgrund der Spin-Bahn-Wechselwirkung der Bahndrehimpuls  $\mathbf{L}$  des Rumpfs mit dem gesamten elektronischen Spin  $\mathbf{S}$  zum Gesamtdrehimpuls  $\mathbf{J} = \mathbf{L} + \mathbf{S}$  koppelt, der eine Erhaltungsgröße ist. Der Zustand  $J = m_J = 2$  bildet hier insofern eine Ausnahme, da er nur realisiert werden kann, wenn  $\mathbf{J}$ ,  $\mathbf{L}$  und  $\mathbf{S}$  parallel ausgerichtet sind [51, 63]. In diesem Fall koinzidiert die Erhaltung von  $\mathbf{J}$  mit der von  $\mathbf{L}$  und  $\mathbf{S}$ , so dass der Spin als eine effektive Erhaltungsgröße angesehen werden kann (analoges gilt für den Fall  $J = 2, m_J = -2$ ). In dieser Situation weisen die Edukte der Penning-Ionisation jeweils einen Spin

von  $S = 1$  auf, für den zugehörigen Gesamtspin gilt  $S_{\text{ges}} = 2$ . Die Spins der Produkte hingegen sind für das Neonatom im Grundzustand  $S = 0$  und für das Neon-Ion und das Elektron jeweils  $S = \frac{1}{2}$ , der Gesamtspin beträgt  $S_{\text{ges}} \leq 1$ . Der Gesamtspin wird bei der Reaktion nicht erhalten, so dass in diesem Fall die Ionisationsrate stark unterdrückt sein sollte.



Die Penning-Ionisation verschwindet im spinpolarisierten Fall jedoch nicht völlig, da es aufgrund anisotroper Wechselwirkungen während des Stoßvorgangs zu sogenannten virtuellen Spin-Flips kommen kann. Im Falle metastabiler Heliums, bei dem die Elektronen nur isotrope s-Zustände besetzen, sind diese Anisotropien schwach ausgeprägt und werden durch Spin-Dipol- und magnetische Spin-Spin-Wechselwirkungen verursacht. Eine Unterdrückung der Ionisationsrate um fünf Größenordnungen auf  $\beta \approx 10^{-14} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$  für spinpolarisiertes  $\text{He}^*$  im Vergleich zum unpolarisierten Fall wurde theoretisch bestimmt [45, 46]. Nach dem anfänglichen experimentellen Nachweis, dass eine Unterdrückung vorhanden ist [47], gelang später die Realisierung eines Bose-Einstein-Kondensats metastabiler Heliums [48, 49]. Ohne eine genügend stark unterdrückte Ionisationsrate wäre eine effiziente Verdampfungskühlung der gespeicherten Atome nicht möglich gewesen. Die genaue experimentelle Bestimmung der unterdrückten Ionisationsrate ist Gegenstand aktueller Forschung.

Bei allen anderen Edelgasen in metastabilen Zuständen verursacht das angeregte Valenzelektron ein Loch im Rumpf der äußeren p-Schale. Daher müssen auch anisotrope elektronische Wellenfunktionen berücksichtigt werden. Sie führen zu anisotropen Wechselwirkungen elektrostatischen Ursprungs, die deshalb stärker ausgeprägt sind als bei metastabilem Helium. Dabei hängen die van-der-Waals- und die Quadrupol-Quadrupol-Potentiale ( $V_{\text{QQ}} \propto 1/r^5$ ) von der relativen Orientierung der Atome ab, so dass die beteiligten  $\Sigma$ -,  $\Pi$ - und  $\Delta$ -Molekülzustände energetisch aufspalten [51].

Für den Fall  $J = m_J = 2$  sind der atomare Bahndrehimpuls  $L$  und der atomare Spin  $S$  effektive Erhaltungsgrößen. Während der Kollision führt jedoch die Spin-Bahn Wechselwirkung zwischen den Atomen zu einer Kopplung des Gesamtbahndrehimpulses und des Gesamtspins beider Atome zum gesamten elektronischen Drehimpuls  $\mathbf{J}_{\text{ges}} = \mathbf{L}_{\text{ges}} + \mathbf{S}_{\text{ges}}$ , es liegt der sogenannte *hundsche Fall (c)* vor [50]. Erhaltungsgrößen sind dann der gesamte elektronische Drehimpuls  $\mathbf{J}_{\text{ges}}$  und dessen Projektion  $\Omega$  auf die Molekülachse [104]. Die durch die anisotropen Wechselwirkungen vermittelten Drehmomente führen während eines Stoßes zu einer permanenten Neuorientierung der p-Rümpfe, wobei jedoch  $\Omega$  immer konstant bleibt. Bezüglich einer raumfesten Quantisierungsachse, die beispielsweise durch die Magnetfeldrichtung einer Magnetfalle definiert ist, manifestiert sich dies als Spin-Flip aus dem  $J = m_J = 2$ -Zustand heraus [51].

Die Unterdrückung der Penning-Ionisation ist dann um so stärker, je weniger Übergänge in ionisierende Molekülzustände aus den nichtionisierenden Quintettzuständen  $^5\Delta_g$  ( $J_{\text{ges}} = 4$ ,  $S_{\text{ges}} = 2$ ) stattfinden.

Experimente mit spinpolarisiertem Xenon ergaben, dass die anisotropen Wechselwirkungen zu stark ausgeprägt sind, um eine Unterdrückung der Ioni-

sation zu ermöglichen [51]. Für metastabiles Neon gab es bislang experimentelle Evidenzen für eine Unterdrückung der Penning-Ionisation um mindestens einen Faktor 5 [54], obschon eine Unterdrückung von bis zu vier Größenordnungen prognostiziert wurde [50]. Diese Berechnungen von Doery et al. (s. auch den vorigen Abschnitt) zeigen, dass diese Unterdrückung sowohl für  $s$ - als auch für  $d$ -Partialwellen existiert. Der Wert der Ionisationsrate hängt jedoch sehr stark vom angenommenen Verlauf der nichtionisierenden Quintettpotentiale ab. Kleine Variationen der Potentialparameter haben große Variationen der Ionisationsparameter zwischen  $\beta_{\text{pol}} = 10^{-15}$  und maximal  $10^{-10} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$  zur Folge. Bei diesen Variationen bleiben diese Werte jedoch zumeist kleiner als  $10^{-14} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ , so dass eine Unterdrückung der Penning-Ionisation um vier Größenordnungen als sehr wahrscheinlich angenommen wird. Die Anisotropie der Wechselwirkungen spiegelt sich wider in der unterschiedlichen Größe der  $C_5$ - bzw.  $C_6$ -Koeffizienten für verschiedene  $\Omega$ -Werte. Diese Unterschiede werden umso größer, je schwerer die Stoßpartner sind. Auf diese Weise konnten Doery et al. zeigen, dass bei  $\text{Xe}^*$  keine Unterdrückung der Penning-Ionisation zu erwarten ist.

Zum Zeitpunkt dieser Berechnungen waren noch keine Berechnungen der beteiligten Molekülpotentiale metastabilen Neons publiziert. Die in die Berechnungen eingehenden Potentiale wurden daher von Doery et al. aus den Natriumpotentiale  $^1\Sigma_g^+$  und  $^3\Sigma_u^+$  abgeleitet. Inzwischen liegen jedoch ab initio Berechnungen des kurzreichweitigen Anteil der Potentiale [100] und semiempirische Berechnungen des langreichweitigen Anteils [101] vor. Die Autoren letzterer Veröffentlichung weisen insbesondere darauf hin, dass die von ihnen bestimmten  $C_6$ -Koeffizienten auf eine stärkere Anisotropie schließen lassen als bei Doery et al. angenommen wurde.

## 6.2 Inelastische Stöße unpolarisierter Atome

Die Zwei-Körper-Verlustraten unpolarisierter Stoßpartner wurden in der magneto-optischen Falle bestimmt. Die abnehmende Atomzahl wurde dabei über eine Fluoreszenzmessung, ähnlich wie bei den in Kap. 4 beschriebenen Messungen, beobachtet (Abb. 6.3). Hier ist jedoch zur Bestimmung der Zwei-Körper-Verlustraten eine Kalibrierung der Fluoreszenz auf die vorhandene Teilchenzahl notwendig.

Bei diesen Messungen ist insbesondere der Einfluss optischer Stöße zu ermitteln. Sind beide Stoßpartner im metastabilen  $3s[3/2]_2$ -Niveau, so ist ihre langreichweitige Wechselwirkung bestimmt durch ein Van-der-Waals-Potential; dieser Fall wird als  $S + S$ -Kollision bezeichnet. Ist einer der beiden Stoßpartner in den  $3p[5/2]_3$ -Zustand angeregt worden, liegt ein langreichweitiges Dipolpotential vor. Diese optischen Kollisionen werden auch  $S + P$ -Stöße genannt. Von besonderem Interesse ist die Rate der inelastischen  $S + S$ -Stöße. Denn diese dient für einen Nachweis einer etwaigen Unterdrückung der Penning-Ionisation als Vergleichswert zur Rate inelastischer Stöße spinpolarisierter Atome.

Untersuchungen an metastabilem Helium [114] zeigten, dass die Raten der  $S + P$ -Kollisionen weitgehend von den relativen Besetzungen der beteiligten  $S$ - und  $P$ -Zustände abhängen. Die spezifischen Parameter (Intensität und Verstärkung) der anregenden resonanten Lichtfelder haben dabei nur eine untergeordnete Bedeutung. Der Verlustparameter  $\beta_{\text{unpol}}$  lässt sich deshalb in Abhängigkeit

der Anregung  $\pi$  des  $P$ -Zustandes ( $3p[5/2]_3$  für  $\text{Ne}^*$ ) ausdrücken [114, 115]:

$$\beta_{\text{unpol}} = (1 - \pi)^2 K_{\text{SS}} + 2\pi(1 - \pi) K_{\text{SP}} + \pi^2 K_{\text{PP}}, \quad (6.2.1)$$

wobei die  $K_{\text{IJ}}$  als Ratenkoeffizienten der  $I + J$ -Stöße bezeichnet werden. Um den Koeffizienten  $K_{\text{SS}}$  zu bestimmen, wurden die Lichtfelder so gewählt, dass die Anregung des oberen Niveaus immer klein blieb ( $\pi \ll 1$ ). In diesem Fall zeigt sich eine lineare Abhängigkeit des Verlustparameters von  $\pi$ :

$$\beta_{\text{unpol}}(\pi) = K_{\text{SS}} + 2(K_{\text{SP}} - K_{\text{SS}})\pi. \quad (6.2.2)$$

Die Anregung wurde, wie in Kap. 4 aus der Verstimmung des Lasers  $\Delta$  und der Gesamtintensität  $I$  der Lichtfelder der MOT bestimmt (Gl. 4.1.3):

$$\pi = \frac{1}{2} \frac{CI/I_0}{1 + CI/I_0 + (2\Delta/\Gamma)^2}.$$

Wir haben MOT-Zerfälle für Anregungen  $\pi < 0,025$  über einen Zeitraum von 15 s aufgenommen. Die Laserverstimmung wurde jeweils zu  $\Delta = -5,4\Gamma$  gewählt, und  $\pi$  mit der Laserintensität  $I$  variiert. Bei den gewählten Kombinationen von  $I$  und  $\Delta$  hat das gespeicherte Atomensemble nur eine sehr geringe optische Dichte, so dass die Absorption von Licht aus den Fallenlasern vernachlässigbar ist. In diesem Fall kann davon ausgegangen werden, dass auch eine räumliche Variation der Anregung nicht von Bedeutung ist.

Von den aufgenommenen Fluoreszenzbildern wurde zunächst der Beitrag des Streulichts unter Berücksichtigung eventueller zeitlicher Intensitätsfluktuationen abgezogen. Das Fluoreszenzsignal ergibt sich dann aus Integration über

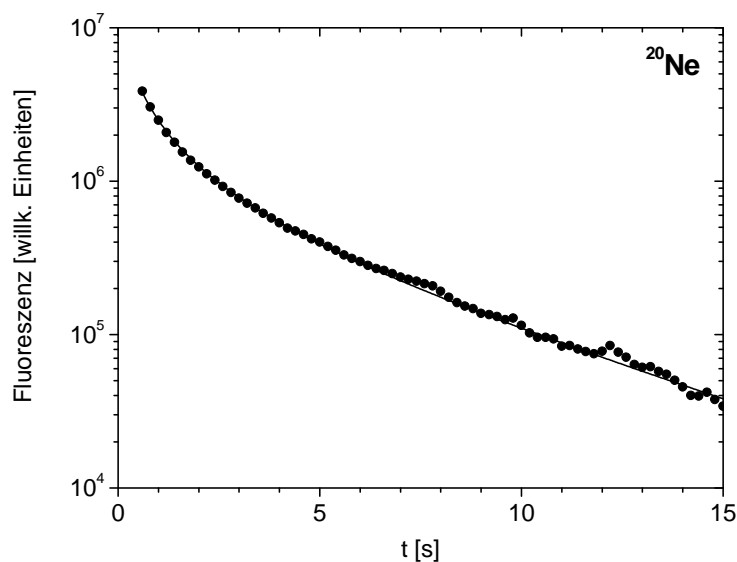


Abbildung 6.3: Fluoreszenzmessung (Punkte) der abnehmenden Teilchenzahl von  $^{20}\text{Ne}$ -Atomen. Die Lichtfelder der MOT wurden derart gewählt, dass die Anregung  $\pi = 0,023$  betrug. Aus einem Fit (Linie) kann der anregungsabhängige Verlustparameter  $\beta_{\text{unpol}}(\pi)$  ermittelt werden.



diese Bilder und kann mittels korrespondierender Absorptionmessungen auf die vorhandene Teilchenzahl normiert werden. Das Volumen der Atomwolke wurde bestimmt durch Ermittlung der gaußschen Breiten  $\sigma$  der Fluoreszenzverteilung. Die Ergebnisse dieses Verfahrens sind in Übereinstimmung mit denjenigen einer Volumenbestimmung mittels einer Beobachtung der ballistischen Expansion durch Absorptionaufnahmen. Das effektive Volumen ergibt sich dann (s. Anh. B) entsprechend

$$V_{\text{eff}} = 8 \pi^{3/2} \sigma_{\text{ax}} \sigma_{\text{rad}}^2; \quad (6.2.3)$$

es dient zur Bestimmung der mittleren Dichte  $\bar{n} = N/V_{\text{eff}}$ . Da in der MOT das Volumen eines gespeicherten Ensembles im Zeitverlauf konstant bleibt (Abb. 6.4), kann der beobachtete Zerfall, entsprechend Gl. B.0.11, mit

$$N(t) = \frac{N_0}{\left(1 + \frac{\beta N_0}{\alpha V_{\text{eff}}} e^{\alpha t}\right) - \frac{\beta N_0}{\alpha V_{\text{eff}}}}$$

beschrieben werden. Die auf diese Weise ermittelten Werte für  $\beta_{\text{unpol}}(\pi)$  sind in Abb. 6.5(oben) für  $^{20}\text{Ne}$  und in Abb. 6.5(unten) für  $^{22}\text{Ne}$  dargestellt. Bei beiden Isotopen ist der erwartete lineare Zusammenhang zwischen  $\beta_{\text{unpol}}$  und  $\pi$  gut zu erkennen.

Die bei der Bestimmung dieser Werte auftretenden Unsicherheiten sind dominiert durch systematische Beiträge. Statistische Fluktuationen sind um etwa einen Faktor 10 kleiner und daher vernachlässigbar. In Abb. 6.5 sind die systematischen Unsicherheiten von  $\beta$  dargestellt. Sie sind durch die Genauigkeit der Dichtebestimmung gegeben, da bei einem Fit nach Gl. B.0.11 die Größe

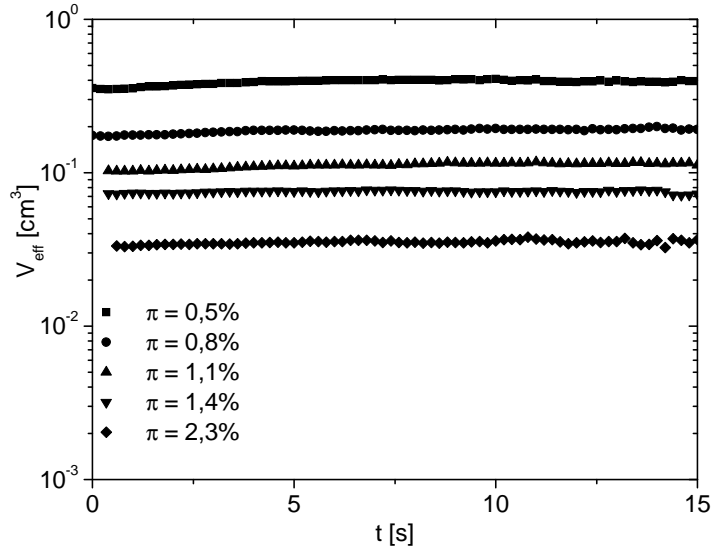


Abbildung 6.4: Aus den Fluoreszenzmessungen (vgl. Abb. 6.3) ermitteltes effektives Volumen  $V_{\text{eff}}$  von  $^{20}\text{Ne}$ -Atomen für verschiedene Anregungen  $\pi$  durch die Lichtfelder der MOT.  $V_{\text{eff}}$  bleibt während einer Messreihe konstant. Die Daten für eine Anregung von  $\pi = 0,023$  entstammen der Messreihe, die in Abb. 6.3 gezeigt ist.

$\beta N_0/V_{\text{eff}} = \beta \bar{n}$  ermittelt wird. Die relative Unsicherheit der Teilchenzahlbestimmung beträgt  $\Delta N/N = 22\%$ , wobei die Kalibrierung der Fluoreszenz auf die Teilchenzahl mit 8% und die Unsicherheit der Teilchenzahlbestimmung durch Absorptionenaufnahmen mit 20% eingeht. Das effektive Volumen ist auf 15% genau bestimmbar, da die systematische Unsicherheit in der Bestimmung der gaußschen Breiten 5% beträgt. Die relative systematische Unsicherheit der Bestimmung von  $\beta$  ist daher  $\Delta\beta/\beta = 0,27$ . Nicht dargestellt sind die Unsicherheiten in der Bestimmung der Anregung  $\pi$ . Wie in Kap. 4 sind diese durch die Unsicherheit in  $\mathcal{C} = 0,7(3)$  dominiert.

Durch eine lineare Anpassung an die Messwerte (Gl. 6.2.2) lassen sich die Ratenkoeffizienten bestimmen. Für  $^{20}\text{Ne}$  erhalten wir  $K_{\text{SS}} = 2,5(8) \times 10^{-10} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$  und  $K_{\text{SP}} = 1,0(4) \times 10^{-8} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$  und für  $^{22}\text{Ne}$  entsprechend  $K_{\text{SS}} = 8(5) \times 10^{-11} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$  und  $K_{\text{SP}} = 8,9(25) \times 10^{-9} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ . Die Ratenkoeffizienten der  $S + P$ -Stöße liegen um etwa zwei Größenordnungen über denen der  $S + S$ -Stöße. Aufgrund dieser großen Unterschiede ist die Steigung der linearen Anpassung entsprechend Gl. 6.2.2 durch  $K_{\text{SP}}$  gegeben, der Achsenabschnitt durch  $K_{\text{SS}}$ . Die Bestimmung des Achsenabschnitts ist daher hinreichend unabhängig von systematischen Unsicherheiten in  $\pi$ , die Bestimmung der Steigung andererseits hinreichend unabhängig von systematischen Unsicherheiten in  $\beta_{\text{unpol}}$ . Hierbei wird angenommen, dass sich systematische Fehler auf alle Messpunkte gleich auswirken, der hierzu notwendige Korrekturfaktor aber unbekannt ist.

Die Ergebnisse dieser Messungen sind zunächst zu vergleichen mit anderen experimentellen Ergebnissen, die jedoch nur für  $^{20}\text{Ne}$  vorliegen. Wir haben die Zwei-Körper-Verlustraten von  $^{20}\text{Ne}$  innerhalb der magneto-optischen Falle bereits früher untersucht [54], allerdings bei größerer Anregung  $\pi$ . Um die Bestimmung von  $K_{\text{SS}}$  zu verbessern, wurde nun gezielt der Bereich sehr kleiner Anregungen untersucht. Die damals ermittelten Werte von  $K_{\text{SS}} = 4,4(25) \times 10^{-10} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$  und  $K_{\text{SP}} = 1,2(4) \times 10^{-8} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$  stimmen gut mit unseren neuen Werten überein. Wie bereits damals vermutet [54], konnte die Genauigkeit der Bestimmung von  $K_{\text{SS}}$  erhöht werden. Kuppens et al. [55] bestimmen diese Werte zu  $K_{\text{SS}} = 5(3) \times 10^{-10} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$  und  $K_{\text{SP}} = 3,5(10) \times 10^{-8} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ . Während für  $S + S$ -Kollisionen eine Übereinstimmung festgestellt werden kann, liegen die von uns in zwei unabhängigen Messreihen ermittelten Werte für den Einfluss der  $S + P$ -Stöße unter dem von Kuppens et al. angegebenen Wert von  $K_{\text{SP}}$ .

Die im vorigen Abschnitt vorgestellten Modelle zur Bestimmung von  $\beta_{\text{unpol}}^{\text{boson}}$  können mit den experimentell bestimmten Werten  $K_{\text{SS}}$  verglichen werden. Die Messungen wurden durchgeführt bei Temperaturen zwischen ein und zwei Millikelvin. Unsere Berechnungen entsprechend dem NIST-Modell ergeben Werte von  $\beta_{\text{unpol}}^{\text{boson}} = 2,3 - 2,8 \times 10^{-10} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$  und sind in Übereinstimmung mit den für  $^{20}\text{Ne}$  experimentell ermittelten Wert. Die Werte des NIST-Modells weisen jedoch nur eine sehr schwache Isotopieabhängigkeit auf. Die beobachtete Ratenkonstante von  $^{22}\text{Ne}$  kann hiermit nicht erklärt werden, ist jedoch in Übereinstimmung mit dem von Doery et al. [50] angegebenen Wert von  $\beta_{\text{unpol}}^{\text{boson}} = 8 \times 10^{-11} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ . Lediglich  $S + S$ -Ionisationsrate von  $^{20}\text{Ne}$  lässt sich also unter der Annahme maximal großer inelastischer Wirkungsquerschnitte erklären.

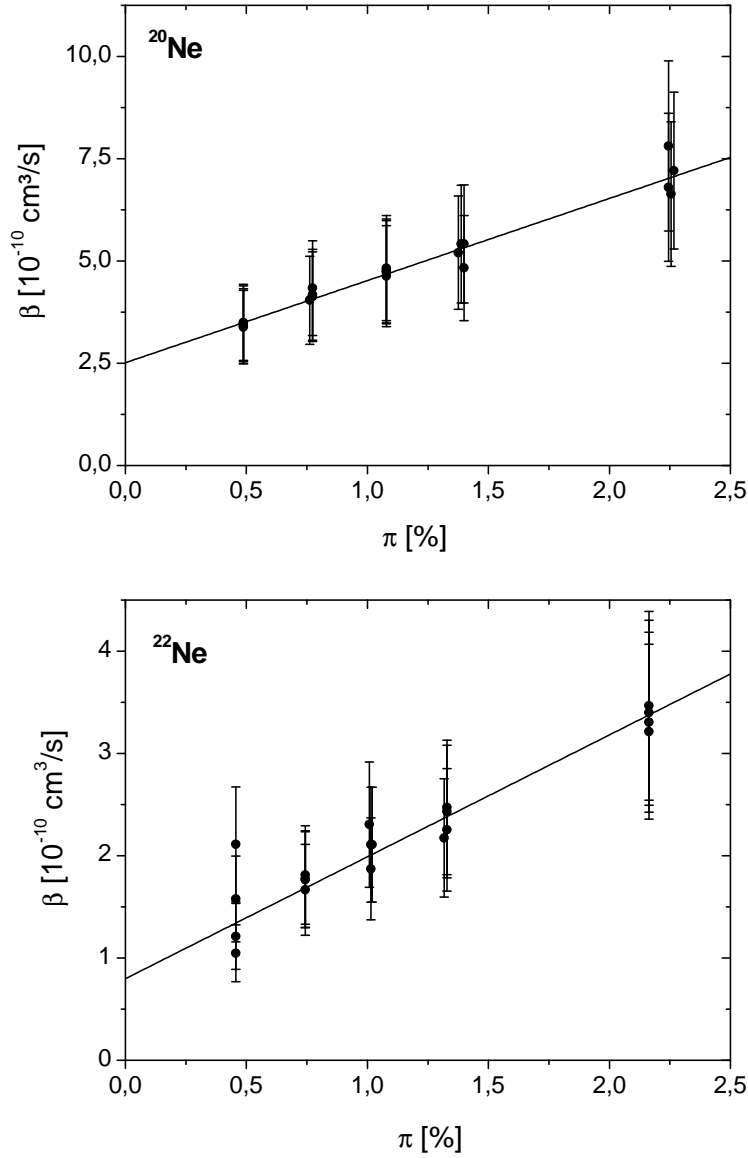


Abbildung 6.5: Ermittelte Verlustkonstanten  $\beta_{\text{unpol}}(\pi)$  in Abhängigkeit der Anregungswahrscheinlichkeit  $\pi$  für  $^{20}\text{Ne}$  (oben) und  $^{22}\text{Ne}$  (unten). Aus diesen Messungen lassen sich  $K_{\text{SS}}$  und  $K_{\text{SP}}$  bestimmen. Die Verlustkonstante der Penning-Ionisation bei verschwindender Anregung wurde bei  $^{20}\text{Ne}$  zu  $K_{\text{SS}} = 2,5(8) \times 10^{-10} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$  und bei  $^{22}\text{Ne}$  zu  $K_{\text{SS}} = 8(5) \times 10^{-11} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$  ermittelt.

### 6.3 Inelastische Stöße spinpolarisierter Atome

Die Untersuchung binärer inelastischer Stöße spinpolarisierter  $\text{Ne}^*$ -Atome hat das primäre Ziel eine eventuelle Unterdrückung der Penning-Ionisation nachzuweisen.

Für diese Messungen wurden die in einer MOT eingefangenen Atome wie auch zur Untersuchung elastischer Stöße (Kap. 5) präpariert: Nach der Phase des optischen Pumpens, werden die Atome in die Magnetfalle transferiert. Die sich anschließende Anwendung des Doppler-Kühlverfahrens (s. Kap. 3) führt zu einer Erhöhung der Phasenraumdichte und einem hohen Grad der Spinpolarisation. Nach einer räumlichen Stern-Gerlach Aufspaltung in die magnetischen Unterzustände konnten lediglich Atome im  $m_J = 2$ -Zustand nachgewiesen werden, das Signal von Atomen im Zustand  $m_J = 1$  verschwand im Untergrund. Aufgrund der Nachweisgrenze von kleiner als 0,05 ist es daher angemessen, einen Grad der Spinpolarisation von größer als 0,95 anzunehmen.

Nach Beenden der Kühlphase kann die zeitliche Entwicklung des gespeicherten Ensembles beobachtet werden. Dies gestattet nicht nur die Beobachtung elastischer Stöße (Kap. 5), sondern auch die Untersuchung inelastischer Stöße anhand von Verlust- und Heizraten. Die für diese Analysen benötigten Ensembleparameter (Teilchenzahl, Dichte, Temperatur) wurden aus Absorptionenaufnahmen ermittelt, die nach einer Flugzeit von 0,5 bzw. 2 ms aufgenommen wurden.

#### 6.3.1 Fallenverluste

Die Magnetfelder der Ioffe-Pritchard Falle bilden ein konservatives Fallenpotential. Deshalb kann sich die Temperatur und damit auch das effektive Volumen des gespeicherten Ensembles im Zeitverlauf verändern. Die beobachtete Entwicklung der Teilchenzahl  $N(t)$  kann dann nicht mehr durch Gl. B.0.11 beschrieben werden, da die Voraussetzung eines zeitlich konstanten effektiven Volumens nicht mehr gegeben ist.

Zur Analyse kann deshalb die den Zerfall beschreibende Differentialgleichung (Gl. B.0.10) selbst benutzt werden, da sie für einen gegebenen Zeitpunkt  $t$  aus Messwerten ableitbare Größen in Relation setzt:

$$\dot{N}(t) = -\alpha N(t) - \beta \frac{N^2(t)}{V_{\text{eff}}(t)}.$$

Die Bestimmung der Ableitung  $\dot{N}(t)$  aus gemessenen Teilchenzahlen  $N(t)$  ist zwar prinzipiell möglich, führt aber zu unbrauchbaren Ergebnissen. Grund hierfür ist, dass die Ableitung  $\dot{N}(t)$  näherungsweise über einen Differenzenquotienten  $(N(t + \delta t) - N(t)) / \delta t$  gebildet würde. Selbst kleine statistische Fluktuationen in der Bestimmung von  $N(t)$  führen hierbei jedoch zu stark fluktuierenden Werten des Differenzenquotienten. Andererseits führt die Benutzung von Größen, die im weiteren Sinne durch Mittelung aus experimentellen Werten gebildet werden, zu einem verminderten Einfluss eventuell fluktuierender Messgrößen.

Aus diesem Grunde wurde Gl. B.0.10 formal integriert, und derart umgeschrieben, dass eine lineare Relation zwischen Größen entsteht, die aus den

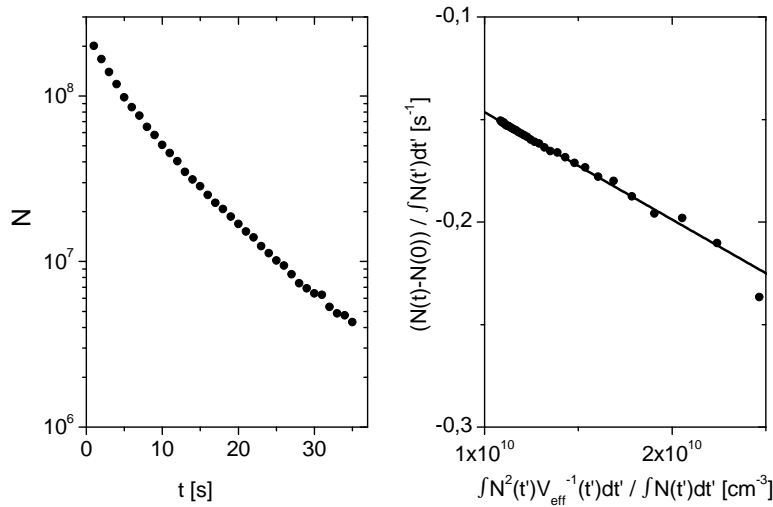


Abbildung 6.6: Links: Zeitliche Abnahme der Teilchenzahl eines spinpolarisierten  $^{20}\text{Ne}$  Ensembles. Zu Beginn der Messung befanden sich  $2 \times 10^8$  Atome in der Falle, die eine mittlere Dichte von  $\bar{n} = 2,7 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$  und eine mittlere Temperatur  $\bar{T} = 670 \mu\text{K}$  aufwiesen.

Rechts: Auftragung der experimentellen Daten gemäß Gl. 6.3.1. Die Abszisse der Datenpunkte nimmt dabei mit zunehmender Speicherzeit  $t$  ab. Aus einem linearen Fit kann die Zerfallsrate  $\alpha = (10,6(3) \text{ s})^{-1}$  und die Verlustkonstante  $\beta_{\text{pol}} = 5,3(15) \times 10^{-12} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$  bestimmt werden.

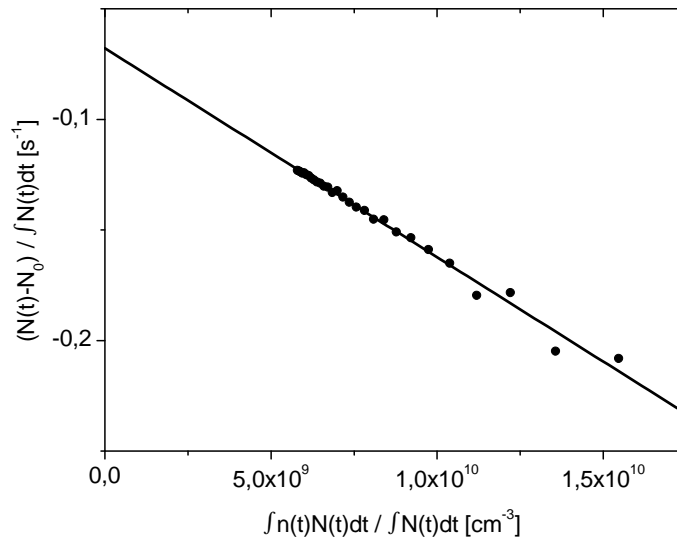


Abbildung 6.7: Bestimmung der Verlustkonstanten  $\beta_{\text{pol}}$  für spinpolarisierte  $^{22}\text{Ne}$ -Atome. Die anfänglichen Parameter des Ensembles sind:  $N = 9 \times 10^7$ ,  $\bar{n} = 1,8 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$  und  $\bar{T} = 730 \mu\text{K}$ . Hier werden Zwei-Körper-Verluste durch die Konstante  $\beta_{\text{pol}} = 9,4(26) \times 10^{-12} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$  beschrieben und Ein-Körper-Verluste durch die Rate  $\alpha = (14,6(2) \text{ s})^{-1}$ .

Messwerten durch Integration ermittelt werden können:

$$\frac{N(t) - N(0)}{\int_0^t dt' N(t')} = -\alpha - \beta \frac{\int_0^t dt' \frac{N^2(t')}{V_{\text{eff}}(t')}}{\int_0^t dt' N(t')}, \quad (6.3.1)$$

der Achsenabschnitt dieser linearen Relation ist durch die Ein-Körper-Zerfallsrate  $\alpha$  gegeben, die Steigung durch den gesuchten Verlustparameter  $\beta$ . Die in diese Relation eingehenden Integrale wurden näherungsweise durch diskrete Summation über die zum Zeitpunkt  $t_i$  gemessenen Größen  $X(t_i)$  bestimmt:

$$\int_0^t dt' X(t') \approx \sum_{i=0}^{t_{i+1} \leq t} \frac{X(t_{i+1}) + X(t_i)}{2} (t_{i+1} - t_i). \quad (6.3.2)$$

Diese Analyse der Messdaten wird anhand von Abb. 6.6 für  $^{20}\text{Ne}$  verdeutlicht. Aus den ursprünglichen Daten (Abb. 6.6(a)) werden die Wertepaare

$$\frac{N(t) - N(0)}{\int_0^t dt' N(t')} \quad \text{und} \quad \frac{\int_0^t dt' \frac{N^2(t')}{V_{\text{eff}}(t')}}{\int_0^t dt' N(t')} \quad (6.3.3)$$

für verschiedene Werte  $t'$  ermittelt. Wie aus Abb. 6.6(b) ersichtlich ist, besteht zwischen ihnen der erwartete lineare Zusammenhang.

Insbesondere die Ordinate dieser Wertepaare hängt empfindlich von der zum Anfangszeitpunkt gemessenen Teilchenzahl  $N(0)$  ab, deren Bestimmung statistischen Fluktuationen  $\delta N(0)$  unterworfen ist. Bei den hier beschriebenen Messungen galt für die relative statistische Unsicherheit der Teilchenzahlbestimmung  $\delta N/N \leq 3\%$ . Zur endgültigen Bestimmung von  $\alpha$  und  $\beta$  wurde deshalb  $N(0)$  als Parameter der linearen Anpassung behandelt. Er wurde innerhalb von  $N(0) \pm \delta N(0)$  variiert, um die minimale quadratische Abweichung der Fitkurve von den Messergebnissen zu bestimmen.

Wir ermitteln für  $^{20}\text{Ne}$  eine Zerfallsrate von  $\alpha = (10,6(3) \text{ s})^{-1}$  und einen Verlustparameter  $\beta_{\text{pol}} = 5,3(15) \times 10^{-12} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ , der kleiner ist als der eines unpolarisierten Ensembles. Die entsprechenden Daten für  $^{22}\text{Ne}$  sind in Abb. 6.7 dargestellt. Hier erhalten wir  $\alpha = (14,6(2) \text{ s})^{-1}$  und  $\beta_{\text{pol}} = 9,4(26) \times 10^{-12} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ . Im Vergleich mit dem Verlustparameter für unpolarisierte Atome, zeigt sich wiederum eine geringere Rate inelastischer Stöße.

Die Unsicherheiten in der Bestimmung der  $\beta$ -Werte sind aufgrund der geringen statistischen Fluktuationen durch die systematischen Unsicherheiten der Dichtebestimmung dominiert (s. Abschnitt 2.4.4). Die Dichte lässt sich mit einer relativen Ungenauigkeit von 27% bestimmen. Diese ermittelt sich aus der quadratischen Summe der Unsicherheiten in der Bestimmung der gaußschen Breiten der Atomverteilungen von 6% und der Teilchenzahl von 21%. Die Ermittlung der Zerfallsrate  $\alpha$  ist jedoch unabhängig von der Dichtebestimmung. Ihre Unsicherheit ist bestimmt durch statistische Fluktuationen und deshalb deutlich geringer.

### 6.3.2 Heizraten

Die Temperatur eines Gases, das in einer Magnetfalle gespeichert ist, kann sich verändern aufgrund externen Energieeintrags, aufgrund von Umverteilungen

zwischen potentieller und kinetischer Energie oder aufgrund energieabhängiger Fallenverluste. Diese Effekte führen oft zu einem unerwünschten Aufheizen des Ensembles, mit dem eine Dichteabnahme einhergeht. Sie können bedingt sein durch spezifische Details inelastischer Stöße oder durch Unvollkommenheiten des experimentellen Aufbaus. Es wird unterschieden zwischen dichteabhängigen und dichteunabhängigen Heizprozessen. Von besonderem Interesse sind dichteabhängige Prozesse, da durch sie Informationen über inelastische Kollisionen erhalten werden können.

Basierend auf einer Serie von Messungen konnte festgestellt werden, dass die beobachteten Heizprozesse in der Tat dichteabhängig sind. Hierzu wurden zunächst mögliche Ursachen dichteunabhängigen Heizens untersucht. Dies sind zum Beispiel Stöße mit dem Hintergrundgas, Fluktuationen des Magnetfelds, eingekoppelte elektromagnetische Strahlung oder mechanische Vibrationen des experimentellen Aufbaus [73].

Die Auswirkung von Stößen mit dem Hintergrundgas hängt vom Impulsübertrag bei der Kollision ab. Übersteigt der Zugewinn an kinetischer Energie dabei die Falltiefe, so führt die Kollision zu einem Fallenverlust. Anderenfalls führt sie zu einer Temperaturerhöhung. Durch Variation des Kammerdrucks und durch Variation der Falltiefe durch Anlegen eines RF-Schildes konnte bei Drücken unter  $10^{-10}$  mbar keine Auswirkung der Hintergrundstöße auf beobachtete Verlust- und Heizraten der Magnetfalle festgestellt werden. Die mechanischen Vibrationen des experimentellen Aufbaus sind wesentlich durch die Turbomolekularpumpen verursacht. Entsprechend ihrer Rotationsfrequenz liegen die beobachteten Vibrationen bei etwa einem Kilohertz, führen jedoch nicht zu signifikanten Heizprozessen.

Eine ernsthafte Beeinträchtigung auf das Verhalten der gespeicherten Atome konnte auf die Einkopplung elektromagnetischer Strahlung zurückgeführt werden. Ursache hierfür waren Schaltnetzteile, die in die Ansteuerlektronik der IGBT- und MOSFET-Komponenten der Magnetfallensteuerung eingebaut waren. Diese Netzteile generierten ein elektromagnetisches Rauschen, das im gesamten Frequenzbereich zwischen 0 und  $\geq 30$  MHz nachweisbar war. Diese Frequenzen entsprechen den Zeemanaufspaltungen der Atome im Magnetfeld der Ioffe-Pritchard-Falle. Sie induzieren deshalb Übergänge in Zustände mit  $m_J < 2$ . Dies führt zu einer Depolarisation des Ensembles, so dass die Penning-Ionisationsrate nicht unterdrückt sein dürfte. Aus einer Fallenverlustmessung wurde ein Wert von  $\beta \approx 2 \times 10^{-10} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$  bestimmt, der in guter Übereinstimmung mit dem in der MOT gemessenen Wert ist. Erst durch den Ausbau aller verwendeter Schaltnetzteile konnte ein zufriedenstellender Betrieb der Magnetfalle erreicht werden. Durch Anwendung der Stern-Gerlach-Methode konnte überprüft werden, dass inzwischen keine depolarisierenden Übergänge mehr stattfinden.

Insbesondere durch Variation der Anfangsdichte des gespeicherten Gases konnte nun gezeigt werden, dass die nach diesem Umbau vorhandenen Heizraten um bis zu eine Größenordnung reduziert waren und eindeutig dichteabhängig sind. Sie liegen im Bereich zwischen einigen  $\mu\text{K/s}$  und  $50 \mu\text{K/s}$ .

Dichteabhängige Veränderungen der Temperatur sind Folge der stattfindenden inelastischen und unter Umständen der elastischen Stöße. Letztere können aufgrund der endlichen Falltiefe zu einer natürlichen Evaporation und einer Temperaturabnahme führen [72]. Diesen Effekt konnten wir jedoch nicht nachweisen, die beobachteten Heizraten sind vielmehr Folge inelastischer Stöße.

Inelastische Stöße führen inhärent zu einer Temperaturerhöhung, da die Wahrscheinlichkeit eines Stoßes ( $\propto n^2(\mathbf{r})$ ) im Zentrum der Falle maximal ist. Dies führt dazu, dass die potentielle Energie der am Stoß beteiligten Atome im Mittel geringer ist als die mittlere potentielle Energie pro Teilchen. Unter der Annahme einer temperaturabhängigen Verlustkonstanten ( $\beta \propto v_{\text{rel}}^j$ ) führt die einhergehende Zunahme der mittleren Energie pro Teilchen zu einer Temperaturerhöhung [110] gemäß

$$\frac{\dot{T}}{T} = \left( \frac{1}{4} + \frac{j}{6} \right) \beta \bar{n}. \quad (6.3.4)$$

Die Heizrate  $\dot{T}$  nimmt zu, je stärker die Temperaturabhängigkeit der Verlustkonstanten ausgeprägt ist. Im Grenzfall tiefer Temperaturen ist  $\beta$  temperaturunabhängig ( $j = 0$ ) und die inhärente Heizrate daher minimal.

Zusätzliche Heizraten hängen vom spezifischen Prozess ab, der zu einer inelastischen Kollision führt. Bei einer Penning-Ionisations-Reaktion erhält das ungebundene Elektron eine kinetische Energie von 12 eV, das Neon-Ion und das entstehende Neon-Atom im Grundzustand können kinetische Energien zwischen 100 und 500 K gewinnen, abhängig von der Tiefe des beteiligten  $\text{Ne}^*$ - $\text{Ne}^*$ -Potentials am Ort der Ionisation [52]. Diese hohen kinetischen Energien der Ionisationsprodukte können durch sekundäre Stöße mit den gespeicherten Atomen zu einem Aufheizen des Ensembles führen. Führt der inelastische Stoß zu einer dipolaren Relaxation, so ist die Heizrate durch die Differenzenergie der beteiligten Zeeman-Unterstufen bedingt, die bei einem Spinflip freigesetzt wird [109].

Zur Untersuchung der auftretenden Heizraten wurden metastabile Neonatome wie bei den Untersuchungen zu elastischen Stößen (Kap. 5) und den Fallenverlustmessungen im vorigen Abschnitt (Abschnitt 6.3.1) präpariert. Wiederum wurden Dichte und Temperatur aus Absorptionsbildern ermittelt. Die mittlere Temperatur des Ensembles wurde aus den Messwerten der radialen und axialen Temperatur berechnet ( $\bar{T} = (2T_{\text{rad}} + T_{\text{ax}})/3$ ). Die folgende Analyse basierte auf zwei Hypothesen: (i.) Der Verlustparameter  $\beta$  ist temperaturunabhängig. (ii.) Es treten keine anderen als inhärente Heizprozesse auf. Für die Heizrate gilt dann (Gl. 6.3.4):

$$\dot{T}(t) = \frac{1}{4} \beta \bar{n}(t) T(t). \quad (6.3.5)$$

Diese Differentialgleichung würde bei zeitlich konstanter Dichte durch einen exponentiellen Temperaturanstieg gelöst. Genau wie in Kap. 5 wird durch die Einführung der reskalierten Zeit  $t^*$  die zeitliche Abnahme von  $\bar{n}(t)$  berücksichtigt (Anh. C). Durch die Definition der reskalierten Zeit als

$$t^*(t) = \int_0^t dt' \frac{\bar{n}(t')}{\bar{n}(0)} \quad (6.3.6)$$

wird die Temperaturerhöhung beschrieben durch

$$T(t^*) = T_0 \exp\left(\frac{\beta}{4} \bar{n}(0) t^*\right) \quad (6.3.7)$$

und ermöglicht somit, den Verlustparameter  $\beta$  aus dem beobachteten Temperaturverlauf zu bestimmen (Abb. 6.8). Die Untersuchung von  $^{20}\text{Ne}$  bei einer



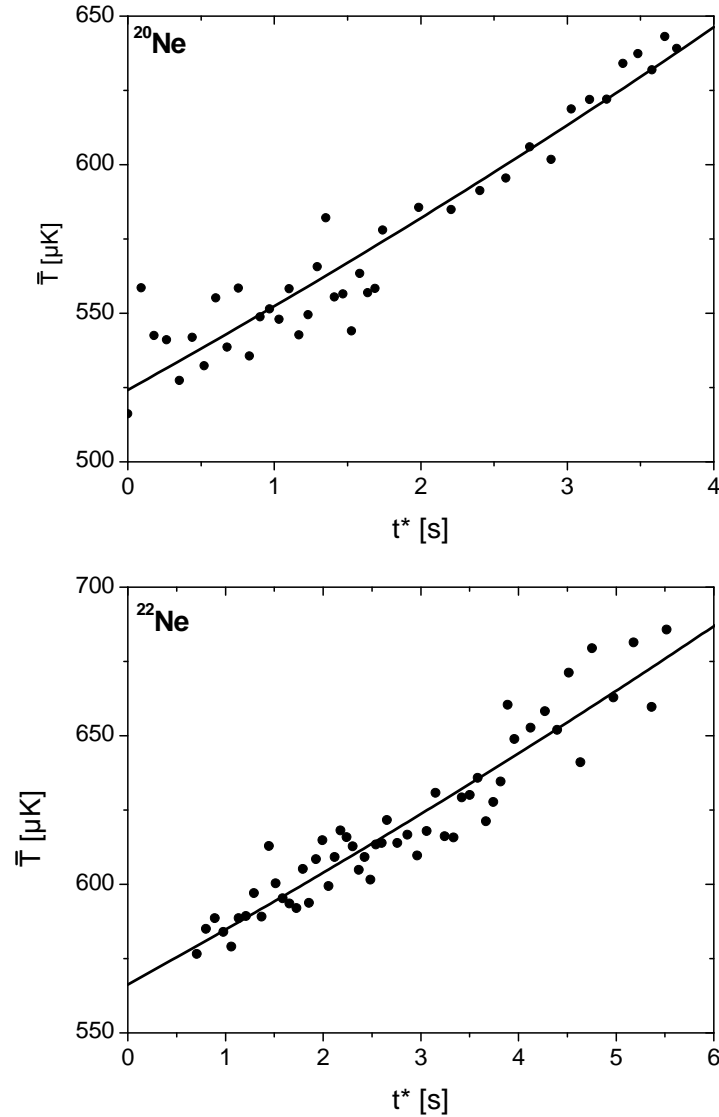


Abbildung 6.8: Zunahme der mittleren Temperatur  $\bar{T}$  in Abhängigkeit der reskalierten Zeit  $t^*$  für  $^{20}\text{Ne}$  (oben) und  $^{22}\text{Ne}$  (unten). Bei  $^{20}\text{Ne}$  betrug die anfängliche mittlere Dichte  $\bar{n}(0) = 3,7 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$  und bei  $^{22}\text{Ne}$   $\bar{n}(0) = 1,3 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ . Unter den Annahmen, dass diese Temperaturerhöhung allein durch die inhärente Heizrate verursacht wird, und die Rate inelastischer Stöße temperaturunabhängig ist, lassen sich die Verlustparameter von  $^{20}\text{Ne}$  zu  $\beta = 5,6(15) \times 10^{-12} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$  und von  $^{22}\text{Ne}$  zu  $\beta = 10,2(27) \times 10^{-12} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$  ermitteln.

anfänglichen mittleren Dichte von  $\bar{n}(0) = 3,7 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$  stattfand führt zu einem Wert der Verlustkonstanten von  $\beta = 5,6(15) \times 10^{-12} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ . Der Vergleich mit dem aus der Beobachtung von Fallenverlusten erhaltenen Wert (Abschnitt 6.3.1) von  $\beta = 5,3(15) \times 10^{-12} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$  ergibt eine gute Übereinstimmung. Bei  $^{22}\text{Ne}$  bestimmen wir die Verlustkonstante zu  $\beta = 10,2(27) \times 10^{-12} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$  bei einer Anfangsdichte von  $\bar{n}(0) = 1,3 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ . Wiederum zeigt sich eine gute Übereinstimmung mit dem aus Fallenverlustexperimenten erhaltenen Wert von  $\beta = 9,4(26) \times 10^{-12} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ . Die angegebenen Unsicherheiten sind gegeben durch die systematischen Unsicherheiten der Dichtebestimmung (vgl. Abschnitt 6.3.1).

Sowohl für  $^{20}\text{Ne}$  als auch für  $^{22}\text{Ne}$  stimmen die Werte für  $\beta_{\text{pol}}$ , die aus der Messung der Heizraten ermittelt wurden, mit jenen Werten überein, die aus der Bestimmung der Fallenverluste ermittelt wurden. Daher erscheinen die oben gemachten Annahmen über die Ursache der Heizraten gerechtfertigt: Die Rate inelastischer Stöße ist temperaturunabhängig und es sind lediglich inhärente Heizprozesse von Relevanz.

## 6.4 Diskussion

Die Werte der Verlustparameter  $\beta$ , deren Bestimmung in diesem Kapitel vorgestellt wurde, sind in Tab. 6.1 zusammengefasst. Im Vergleich zwischen den Ergebnissen für spinpolarisierte und unpolarisierte Ensembles zeigt sich für beide untersuchten Isotope von Neon eine Unterdrückung der binären inelastischen Stoßrate durch Spinpolarisation.

Die Messungen an unpolarisierten Gasen wurden in einem Bereich von 1 – 2 mK durchgeführt. Es kann nicht davon ausgegangen werden, dass dann an den inelastischen Stößen lediglich s-Partialwellen beteiligt sind. Jedoch zeigen die in Abschnitt 6.1 vorgestellten Modelle zur Beschreibung der Penning-Ionisation eine nur schwach ausgeprägte Abhängigkeit der Ionisationsrate von der Temperatur. Diese Aussage wird von Messungen unterstützt, die von Sheverev et al. [116] durchgeführt wurden. Dabei wurde die Verlustkonstante von  $^{20}\text{Ne}$  in einer Gasentladung bei einer Temperatur von 310 K zu  $\beta_{\text{unpol}} = 3,2(4) \times 10^{-10} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$  bestimmt. Die Penning-Ionisationsrate scheint über einen Temperaturbereich von fünf Größenordnungen nahezu konstant zu sein.

Die Unterdrückung der Penning-Ionisation spinpolarisierter Atome scheint bei weitem nicht so ausgeprägt zu sein wie vorhergesagt. Entsprechende Messungen wurden bei Temperaturen von etwa 0,5 mK durchgeführt, so dass der Beitrag

Tabelle 6.1: Zusammenstellung der ermittelten Verlustparameter unpolarisierter ( $\beta_{\text{unpol}}$ ) und spinpolarisierter ( $\beta_{\text{pol}}$ ) Stoßpartner für  $^{20}\text{Ne}$  und  $^{22}\text{Ne}$ . Zusätzlich ist das Verhältnis  $\kappa^{-1}$  dieser Verlustparameter angegeben (s. auch Anh. A).

		$^{20}\text{Ne}$	$^{22}\text{Ne}$
$\beta_{\text{unpol}}$	$[10^{-12} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}]$	250(80)	80(50)
$\beta_{\text{pol}}$	$[10^{-12} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}]$	5,3(15)	9,4(26)
$\kappa^{-1}$	$\beta_{\text{unpol}}/\beta_{\text{pol}}$	47(20)	9(6)

von d-Partialwellen vernachlässigbar sein sollte (vgl. Abschnitt 6.1 und [50]). Die Analyse beobachteter Heizraten legt zudem nahe, dass die Rate inelastischer Stöße temperaturunabhängig ist. Die experimentell erreichten Temperaturen sind also niedrig genug, um in einem Regime zu sein, in dem die Voraussetzungen für die theoretischen Vorhersagen bezüglich der Unterdrückung erfüllt sind.

Durch die Beobachtung von Fallenverlusten ist nicht möglich, die Art der beteiligten inelastischen Stoßprozesse zu identifizieren. Obwohl für metastabile Atome die Penning-Ionisation im Allgemeinen als der dominierende Verlustprozess angesehen wird, spiegelt die experimentell ermittelte Verlustrate nicht notwendigerweise die Rate der Penning-Ionisation allein wider. Es ist daher prinzipiell möglich, dass die Penning-Ionisation tatsächlich deutlich stärker unterdrückt ist, und ein anderer inelastischer Prozess die gemessenen Verlustraten verursacht. Denkbar ist, dass dies durch eine unvollständige Spinpolarisierung geschieht.

Unter der Annahme eines zeitlich konstanten Anteils  $\kappa^*$  von Atomen im magnetischen Unterzustand  $m_J = +1$  und der Annahme einer vernachlässigbaren Penning-Ionisationsrate zwischen spinpolarisierten Atomen, ließe sich der gemessene Verlustparameter durch  $\beta_{\text{pol}} = \kappa^* \beta_{\text{unpol}}$  erklären. Für  $^{20}\text{Ne}$  bedeutete dies, dass sich etwa 2% aller Atome im Zustand  $m_J = +1$  befänden. Dieser Erklärungsversuch ist insofern nicht unrealistisch, als diese Teilpopulation in der Höhe der Nachweisgrenze des benutzten Stern-Gerlach Verfahrens zur Bestimmung des Polarisationsgrades liegt. Bei  $^{22}\text{Ne}$  jedoch versagt dieser Erklärungsversuch, da sich in diesem Falle  $\kappa^* \approx 10\%$  aller Atome im  $m_J = +1$ -Zustand befinden müssten. Eine derart hohe Besetzung dieses Unterzustandes konnte jedoch nicht beobachtet werden.

Es ist zusätzlich anzumerken, dass sich ein zeitlich konstanter Anteil  $\kappa^*$  nicht durch einen anfänglich unvollständigen Grad der Spinpolarisierung erklären ließe, da sich aufgrund des großen Unterschiedes der beteiligten Verlustkonstanten die  $m_J = +1$ -Teilpopulation sehr rasch abbauen würde. Vielmehr müsste angenommen werden, dass permanent gespeicherte Atome depolarisiert würden. Einen möglichen Depolarisationsmechanismus stellen inelastische Stöße, die sich als dipolare Relaxation vollziehen, dar. Jedoch führte die dipolare Relaxation zu zusätzlichen Heizraten [109], die größer als die beobachteten wären. Aus diesem Grund sind dipolare Relaxationen als einzige Ursache der beobachteten Fallenverluste unwahrscheinlich. Ein anderer Depolarisationsmechanismus ist die Einkopplung elektromagnetischer Strahlung. Deren Ausmaß wurde durch den Ausbau der verwendeten Schaltnetzteile (s. Abschnitt 6.3.2) deutlich reduziert. Es ist nicht gänzlich auszuschließen, dass weiterhin ein remanentes Strahlungsfeld in die Vakuumkammer eingekoppelt wird. Jedoch führte ein derartiger Depolarisationsmechanismus zu einem effektiven Verlustparameter  $\beta$ , der zeitlich nicht konstant wäre. Hierfür gibt es aber keine experimentellen Signaturen. Zudem könnte nicht erklärt werden, weshalb die Depolarisierung bei  $^{22}\text{Ne}$  stärker als bei  $^{20}\text{Ne}$  ausgeprägt ist. Insofern ist die etwaige Einkopplung remanenter elektromagnetischer Strahlung wahrscheinlich nicht Ursache der beobachteten Zwei-Körper-Verlustraten.

Zusammenfassend zeigen die hier vorgestellten Messungen eindeutig, dass die Rate inelastischer Stöße metastabilen Neons durch Spinpolarisation unterdrückt ist. Eine Identifizierung des vorliegenden Mechanismus inelastischer Stöße ist bei der Verwendung optischer Nachweismethoden nicht möglich. In diesem Sin-

ne kann das genaue Ausmaß der Unterdrückung der Penning-Ionisation nicht ermittelt werden. Dieses könnte durch eine Absolutmessung der Ionisationsrate des zerfallenden Ensembles in der Magnetfalle bestimmt werden. Es ist daher angestrebt, eine solche Messung durchzuführen, sobald eine verlässliche Kalibrierung des eingebauten MCP-Detektors möglich ist (s. Abschnitt 2.4.2). Ungeachtet der Mechanismen inelastischer Stöße ist deren Rate, die in Übereinstimmung aus der Messung von Verlust- und Heizraten bestimmt wurde, deutlich größer als theoretisch vorhergesagt und erschwert das Erreichen hoher Phasenraumdichten durch evaporatives Kühlen.

## KAPITEL 7

### Evaporative Kühlung

Die Technik des evaporativen Kühlens wird auf kalte gespeicherte Gase zumeist angewandt, um deren Phasenraumdichte zu erhöhen. Als Evaporation wird hierbei der Prozess verstanden, bei dem ein energiebehaftetes Teilchen ein System endlicher Bindungsenergie verlässt und sich durch Rethermalisierung der verbleibenden Teilchen ein neuer Gleichgewichtszustand mit geringerer Temperatur einstellt.

Bei Atomen, die in einer Falle endlicher Tiefe  $U_F$  gespeichert sind, kommt es zu einer „natürlichen“ Evaporation, da im hochenergetischen Schweif der Maxwell-Boltzmann-Verteilung immer Atome vorhanden sind, deren Energie die Falltiefe übertrifft. Durch den Verlust dieser Atome wird die mittlere Energie pro Teilchen im verbleibenden Ensemble reduziert. Nach der Evaporation führt die Rethermalisierung zu einer Kühlung der Atomwolke. Diese Rethermalisierung des Ensembles vollzieht sich durch die Umverteilung kinetischer Energie zwischen elastisch kollidierenden Atomen. Bei der Umverteilung der Energie wird der hochenergetische Schweif der Verteilung wieder besetzt, so dass beständig Atome evaporieren werden. Die Evaporationsrate nimmt jedoch mit sinkendem Verhältnis von Temperatur zur Falltiefe exponentiell ab. Eine anhaltend hohe Kühlrate kann durch ein Erzwingen der Evaporation dennoch erhalten werden. Hierzu wird mit fortschreitender Dauer des Kühlprozesses die Falltiefe abgesenkt. Der erfolgreiche Einsatz der „erzwungenen“ Verdampfungskühlung hängt dabei in entscheidender Weise von einem jederzeit günstig eingestellten Wert der Falltiefe im Vergleich zur Temperatur ab. Die bisher tiefste, künstlich erzeugte Temperatur von 450(80) pK wurde mit diesem Verfahren erzeugt [117, 118].

Mit der abnehmenden Temperatur geht in Abhängigkeit der vorliegenden Form des Speicherpotentials eine Dichteerhöhung einher<sup>1</sup>. Beide Prozesse führen zu einer Erhöhung der Phasenraumdichte des Ensembles. Mit Hilfe der Verdampfungskühlung konnte 1995 erstmals der Phasenübergang der Bose-Einstein-Kondensation an atomaren Gasen beobachtet werden [1–3]. Das Kriterium für das Einsetzen dieses Phasenübergangs ist ein Überschreiten des kritischen Wertes von 2,61 durch die Phasenraum-Spitzendichte des ultrakalten Gases (z.B. [119]),

$$\rho_{\Phi} = n_0 \cdot \lambda_{\text{dB}}^3 \geq 2,61. \quad (7.0.1)$$

Die Phasenraum-Spitzendichte  $\rho_{\Phi}$  hängt ab von der vorliegenden zentralen Anzahldichte  $n_0$  und der thermischen De-Broglie-Wellenlänge  $\lambda_{\text{dB}} = h/\sqrt{2\pi m k_B T}$ .

---

<sup>1</sup>In einer harmonischen Falle ist zum Beispiel die räumliche Breite des Ensembles proportional zur Geschwindigkeitsbreite,  $\sigma \propto \sqrt{T}$ . Mit einer Abnahme der Temperatur ist also eine Dichteerhöhung verknüpft. Eine Ausnahme bildet jedoch ein Kastenpotential, in dem die Dichte unabhängig von der Temperatur ist. Diese Potentialform ist jedoch in der experimentellen Umsetzung nicht gebräuchlich.

Das Prinzip der erzwungenen Verdampfungskühlung besteht darin, durch kontinuierliches Absenken der Falltiefe die Rethermalisierung des Ensembles beständig aufrecht zu erhalten. Das Ensemble befindet sich permanent in einem Zustand des Ungleichgewichts und weist in diesem Sinne keine Temperatur auf.

Die Energieverteilung der Atome wird während der Evaporation zunächst dadurch charakterisiert, dass bei keinem Atom die Summe aus potentieller und kinetischer Energie die Falltiefe übersteigen kann. Zudem kommt es durch die Stoßprozesse, die zur Evaporation und Rethermalisierung führen, zu einer Umverteilung der Atome auf verschiedene Energieklassen. Dadurch verändert sich die Energieverteilung. Die resultierende Verteilung kann jedoch in sehr guter Näherung durch eine sogenannte abgeschnittene Maxwell-Boltzmann-Verteilung beschrieben werden [71]. Diese entspricht für alle Energien kleiner  $U_F$  der normalen Maxwell-Boltzmann-Verteilung, die u.a durch eine Temperatur  $T$  gekennzeichnet ist, und verschwindet für alle Energien, die die Falltiefe übersteigen. Sowohl die zentrale Anzahldichte als auch die zentrale Phasenraumdicke der abgeschnittenen Verteilung identisch mit den Werten der entsprechenden ungestörten Verteilung. Deshalb wird dem Ensemble, das sich während des Verdampfungskühlens nicht im Gleichgewicht befindet, die Temperatur der ungestörten Energieverteilung zugeordnet.

Die Erhöhung der Phasenraumdicke hängt nicht nur von den rethermalisierenden elastischen Stößen ab, sondern auch von deren Antagonisten, den inelastischen Stößen. Der Verlust evaporierter Atome findet am Rande der räumlichen Verteilung statt. Durch die anschließende Rethermalisierung erhöht sich die Dichte im Zentrum der Falle. Dort finden jedoch mit erhöhter Wahrscheinlichkeit inelastische Stöße statt, die eine Zunahme der Spitzendichte begrenzen. Der Verlust inelastisch kollidierender Teilchen, deren Energie geringer als die mittlere Energie pro Teilchen ist, führt nun zusätzlich zu einer Temperaturerhöhung des verbleibenden Ensembles (s. Abschnitt 6.3.2). Die Auswirkungen der inelastischen Stöße sind den erwünschten Effekten der Evaporation somit genau entgegengesetzt, ein Kühleffekt und eine Erhöhung der Phasenraumdicke sind nur dann erreichbar, wenn die Rate der elastischen Stöße die der inelastischen deutlich übersteigt.

Die experimentelle Umsetzung der erzwungenen Verdampfungskühlung erfolgt in Magnetfallen zumeist durch die energieabhängige Extraktion von Atomen durch Einstrahlung von Radiofrequenzen  $\nu_{\text{RF}}$  [120]. Hierdurch werden Zeeman-Übergänge in nicht fangbare magnetische Unterzustände induziert (s. Abschnitt 2.4.3); die Extraktionsenergie (Gl. 2.4.5)

$$U_{\text{ex}} = 2 h \nu_{\text{RF}} - 3 \mu_B B_0,$$

entspricht dann der Falltiefe  $U_F$ . Wir haben die RF-induzierte Evaporation eingesetzt, mit dem Ziel die Phasenraumdicke innerhalb der Magnetfalle zu erhöhen. Die vorläufigen Ergebnisse dieser Experimente werden in Abschnitt 7.2 vorgestellt. Zuvor wird jedoch anhand der in Kap. 5 und 6 ermittelten Stoßparameter abgeschätzt, welche Ergebnisse bei der Evaporation von  $^{20}\text{Ne}$  und  $^{22}\text{Ne}$  zu erwarten sind. Anhand von Simulationsrechnungen der Verdampfungskühlung (Abschnitt 7.3) wird schließlich erörtert, ob mit metastabilem Neon die Bose-Einstein-Kondensation erreicht werden kann.

## 7.1 Beschreibung der Kühlmethode

Ein einfaches Modell zur Beschreibung der evaporativen Kühlung wurde von Davis et al. [121, 122] erarbeitet, das auf dem Skalierungsverhalten der bei der Kühlung relevanten physikalischen Größen beruht<sup>2</sup>. Es wurde von uns eingesetzt, um abzuschätzen, unter welchen Bedingungen die evaporative Kühlung metastabilen Neons zu erfolgen hat.

Die Vorgabe der momentanen Falltiefe durch die Einstrahlung von Radiofrequenzen, wird während des Kühlvorgangs durch den Abschneideparameter

$$\eta = \frac{U_{\text{ex}}}{k_{\text{B}}T} \quad (7.1.1)$$

in Bezug zur momentanen Temperatur gesetzt. Da die mittlere Energie evaporierter Atome  $(\eta + \kappa)k_{\text{B}}T$  mit  $\kappa \approx 1$  die mittlere Energie des Ensembles von  $3k_{\text{B}}T$  übertrifft, nimmt die Temperatur der verbleibenden Atome ab. Die relative Differenz der beiden mittleren Energien bestimmt das Verhältnis der relativen Kühlrate zur Evaporationsrate

$$\zeta = \frac{\dot{T}/T}{\dot{N}_{\text{ev}}/N} = \frac{\eta + \kappa}{3} - 1. \quad (7.1.2)$$

Die Evaporationsrate  $\gamma_{\text{ev}} = \dot{N}_{\text{ev}}/N$  hängt wiederum von der Rate elastischer Stöße und dem Abschneideparameter ab:

$$\gamma_{\text{ev}} = \frac{\eta}{\sqrt{2}} e^{-\eta} \gamma_{\text{el}} =: \frac{1}{\lambda} \gamma_{\text{el}}. \quad (7.1.3)$$

Hier wurde implizit der Proportionalitätsfaktor zwischen  $\gamma_{\text{el}}$  und  $\gamma_{\text{ev}}$  eingeführt,  $\lambda = \sqrt{2}/\eta \cdot e^{\eta}$ , der vom Abschneideparameter  $\eta$  abhängt. Dem Evaporationsprozess und einer Erhöhung der Phasenraumdichte wirken Ein-Körper- und Zwei-Körper-Verluste entgegen. Drei- und Mehr-Körperverluste können bei den bislang experimentell realisierten Dichten von metastabilem Neon vernachlässigt werden. Als das Verhältnis „guter“ zu „schlechter“ Stöße  $R$  (good-to-bad ratio) wird das Verhältnis der elastischen Stoßrate zur Verlustrate  $\gamma_{\text{V}}$  bezeichnet,

$$R = \frac{\gamma_{\text{el}}}{\gamma_{\text{V}}} = \frac{\bar{n} \langle \sigma_{\text{el}} v_{\text{rel}} \rangle_T}{\beta \bar{n} + \alpha}, \quad (7.1.4)$$

wobei  $\gamma_{\text{V}}$  auf inelastische Stöße (Rate  $\beta \bar{n}$ ) und auf Ein-Körper-Verluste (Rate  $\alpha$ ) zurückgeführt werden kann. Das Verhältnis „guter“ zu „schlechter“ Stöße hängt von der vorliegenden Dichte und Temperatur ab. In Abb. 7.1 und 7.2 sind die Werte von  $R$  für Temperaturen unter einem Millikelvin und für verschiedene mittlere Dichten dargestellt, die aus den in Kap. 5 und 6 bestimmten Werten der Streulänge und des Verlustparameters für beide bosonischen Isotope Neons ermittelt wurden. Momentan sind durch das Verfahren der Doppler-Kühlung (Kap. 3) mittlere Dichten von etwa  $1 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$  bei Temperaturen zwischen 500 und 1000  $\mu\text{K}$  experimentell erzielbar. In diesem Regime liegt das Verhältnis guter zu schlechter Stöße von  $^{20}\text{Ne}$  zwischen  $R = 5$  und  $R = 10$ . Das von  $^{22}\text{Ne}$  ist größer und liegt bei einer Streulänge von  $a = +310a_0$  zwischen  $R = 30$  und

<sup>2</sup>Die folgenden Gleichungen gelten nur für harmonische Fallenpotentiale.

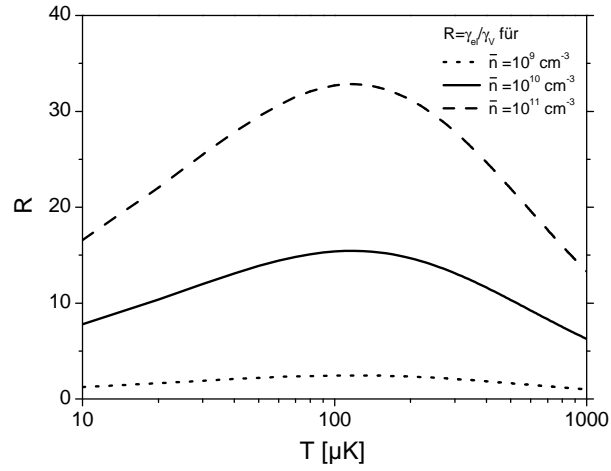


Abbildung 7.1: Das Verhältnis guter zu schlechter Stöße  $R$  für  $^{20}\text{Ne}$ -Atome im Temperaturbereich zwischen 10 und 1000  $\mu\text{K}$  für verschiedene mittlere Dichten  $\bar{n}$ . Entsprechend der in Kap. 5 und 6 ermittelten Stoßparameter wurde zur Bestimmung von  $R$  eine Streulänge von  $a = -105a_0$  und ein Verlustparameter von  $\beta = 5 \times 10^{-12} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$  angenommen. Für die Einkörper-Verlustrate wurde  $\alpha = (14 \text{ s})^{-1}$  angenommen. Für die momentan experimentell präparierbaren Dichten von  $\bar{n}$  bei Temperaturen zwischen 500 und 1000  $\mu\text{K}$  ist  $R$  vermutlich zu niedrig, um durch evaporatives Kühlen eine Phasenraumdictheerhöhung bei  $^{20}\text{Ne}$  zu beobachten.

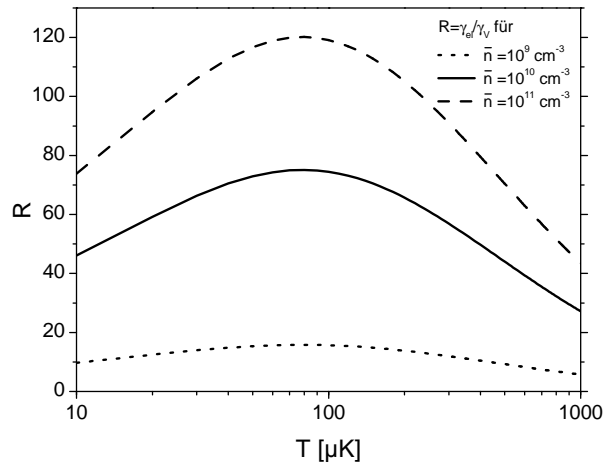


Abbildung 7.2: Das Verhältnis guter zu schlechter Stöße  $R$  für  $^{22}\text{Ne}$ -Atome. Mit einer Streulänge von  $a = +310a_0$  und einem Verlustparameter von  $\beta \approx 1 \times 10^{-11} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$  weist  $^{22}\text{Ne}$  höhere Werte von  $R$  auf als  $^{20}\text{Ne}$ . Das schwerere Isotop ist daher besser zur evaporativen Kühlung geeignet.



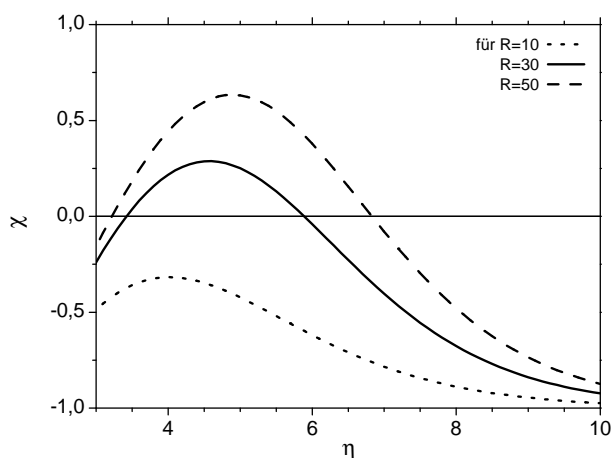


Abbildung 7.3: Der Effizienzparameter  $\chi$  der Verdampfungskühlung hängt von der Vorgabe des Abschneideparameters  $\eta$  ab. Er gibt an, in welchem Ausmaß sich die Phasenraumdichte mit abnehmender Teilchenzahl verändert. Ist dieser Parameter negativ, so nimmt die Phasenraumdichte ab. Um durch die Verdampfungskühlung eine Erhöhung der Phasenraumdichte erzielen zu können, muss eine geeignete Wahl von  $\eta$  getroffen werden. Für sehr geringe Werte des Verhältnisses guter zu schlechter Stöße  $R$  ist eine Phasenraumdichte-Erhöhung prinzipiell nicht möglich.

$R = 50$ . In Anbetracht der hohen Unsicherheit in der Kenntnis der Streulänge (s. Abschnitt 5.3) kann bei  $^{22}\text{Ne}$  das Verhältnis guter zu schlechter Stöße jedoch auch deutlich kleinere bzw. größere Werte annehmen.

Eines der Ziele der erzwungenen evaporativen Kühlung ist durch kontinuierliches Absenken der Falltiefe eine anhaltend hohe Evaporationsrate zu erzielen. Dies ist insbesondere dann erreicht, wenn die Kühlung derart erfolgt, dass die elastische Stoßrate hierbei zunimmt. Man spricht in diesem Fall von einer selbstbeschleunigenden Evaporation (runaway evaporation). Dieses Regime ist dann erreichbar, wenn  $R$  einen vom Abschneideparameter  $\eta$  abhängenden Schwellenwert  $R_{\min}$  übersteigt. Bei optimaler Vorgabe von  $\eta$  wird dieser Schwellenwert minimal, er beträgt für elastische Stöße im Tieftemperaturregime  $R_{\min} \approx 280$  ( $\eta \approx 6$ ). Für Unitaritäts-begrenzte elastische Stöße ist er mit  $R_{\min} \approx 70$  ( $\eta \approx 6$ ) geringer, da in diesem Fall eine Temperaturabnahme zu einer Erhöhung des Wirkungsquerschnitts führt. Das Regime der selbstbeschleunigenden Evaporation könnte also für  $^{22}\text{Ne}$  – je nach tatsächlicher Größe der Streulänge – erreichbar sein.

Der beabsichtigte Effekt der Verdampfungskühlung ist eine Erhöhung der Phasenraumdichte. Der Effizienzparameter  $\chi$  gibt die Veränderung der Phasenraumdichte in Abhängigkeit der abnehmenden Atomzahl an,

$$\chi = -\frac{\dot{\rho}_{\Phi}/\rho_{\Phi}}{\dot{N}/N} = \frac{3\zeta}{1 + \lambda/R} - 1 \quad (7.1.5)$$

und hängt von der Wahl des Abschneideparameters  $\eta$  und dem Verhältnis guter zu schlechter Stöße ab. In Abbildung 7.3 ist  $\chi$  in Abhängigkeit des Abschneide-

parameters für verschiedene Werte von  $R$  dargestellt. Hieraus wird ersichtlich, dass für kleine Werte von  $R$  eine Erhöhung der Phasenraumdicke durch die Verdampfungskühlung prinzipiell nicht möglich ist. Dies trifft für die oben angegebenen Werte von  $^{20}\text{Ne}$  zu. Bei größeren Werten von  $R$  ist bei geeigneter Vorgabe von  $\eta$  eine Erhöhung der Phasenraumdicke möglich. Für  $^{22}\text{Ne}$  liegt  $\chi$  zwischen 0,3 und 0,6 für einen Abschneideparameter zwischen  $\eta = 4,5$  und  $\eta = 5$ . Ein Wert von  $\chi = 0,6$  bedeutet, dass bei Abnahme der Teilchenzahl um eine Größenordnung die Phasenraumdicke um 0,6 Größenordnungen zunehmen würde. Dies ist eine vergleichsweise geringe Zunahme. Bei der evaporativen Kühlung von Rubidium-Atomen liegt  $\chi$  typischerweise bei 2 [123].

## 7.2 Beobachtung der evaporativen Kühlung

Um das Verfahren der evaporativen Kühlung anzuwenden, wurden metastabile  $^{22}\text{Ne}$ -Atome zunächst in der Magnetfalle für 150 ms Doppler-gekühlt (s. Abschnitt 3.2). Anschließend wurde die Atomwolke komprimiert, indem das Offsetfeld der Magnetfalle innerhalb von 500 ms auf  $B_0 = 11\text{ G}$  gesenkt wurde. In dieser Konfiguration der Magnetfalle befinden sich die gespeicherten Atome noch im harmonischen Regime des Fallenpotentials, die axiale Vibrationsfrequenz beträgt  $\omega_{\text{ax}} = 2\pi \cdot 80\text{ Hz}$  und die radiale  $\omega_{\text{rad}} = 2\pi \cdot 269\text{ Hz}$ . Bei den hier vorgestellten Untersuchungen bestand die auf diese Weise präparierte Atomwolke aus  $5,1 \times 10^7$  Atomen und wies eine Spitzendichte von  $n_0 = 1,3 \times 10^{10}\text{ cm}^{-3}$  auf.

Die Kompression der Magnetfalle verläuft, um hohe Verluste durch inelastische Stöße zu vermeiden, hinsichtlich der Rate elastischer Stöße nicht adiabatisch (s. Einführung in Kap. 3). Dabei wird die Anisotropie der Temperaturverteilung, die durch das Doppler-Kühlen hervorgerufen wurde, noch verstärkt. Das Ensemble wies nach der Kompression eine axiale Temperatur von  $T_{\text{ax}} = 830\text{ }\mu\text{K}$  und eine radiale Temperatur von  $T_{\text{rad}} = 1400\text{ }\mu\text{K}$  auf. Die zentrale Phasenraumdicke betrug  $\rho_{\Phi} = 1,6 \times 10^{-8}$ . Aufgrund technischer Probleme konnte nach Abschluss der hier vorgestellten Messreihen keine detaillierte Untersuchung systematischer Einflüsse (s. Abschnitt 2.4.4) auf die Detektion der Atomzahl und der gaußschen Breiten der Atomwolke vorgenommen werden<sup>3</sup>. Aus diesem Grund werden in diesem Kapitel keine Unsicherheiten in der Bestimmung der Ensembleparameter angegeben, die durch systematische Einflüsse dominiert sind. Die angegebenen Messwerte sind jedoch aussagekräftig, wenn sie nicht absolut aber relativ zueinander interpretiert werden.

Eine Erhöhung der Phasenraumdicke kann durch eine erzwungene Verdampfungskühlung erzeugt werden, wenn die Falltiefe an die Temperatur des Ensembles angepasst wird. Hierzu muss der Abschneideparameter  $\eta$  so gewählt werden, dass der Effizienzparameter  $\chi$  zu jedem Zeitpunkt während der Kühlung möglichst groß ist. Dieses Optimierungsproblem wird experimentell gelöst, indem die eingestrahlte RF-Frequenz  $\nu_{\text{RF}}$  zeitlich linear abgesenkt wird. Nach Vorgabe der Anfangs- und Endfrequenz einer solchen Rampe wird deren Dauer variiert, um ein Optimum der Kühlung zu ermitteln.

Für die erste Frequenzrampe wurde eine Anfangsfrequenz von  $\nu_{\text{RF}} = 80\text{ MHz}$

<sup>3</sup>Ließen sich die in Abschnitt 2.4.4 für ein Offsetfeld von 25 G ermittelten Korrekturfaktoren auf die hier vorliegende Situation übertragen, so müsste die angegebene Phasenraumdicke um etwa einen Faktor 2 nach oben korrigiert werden.

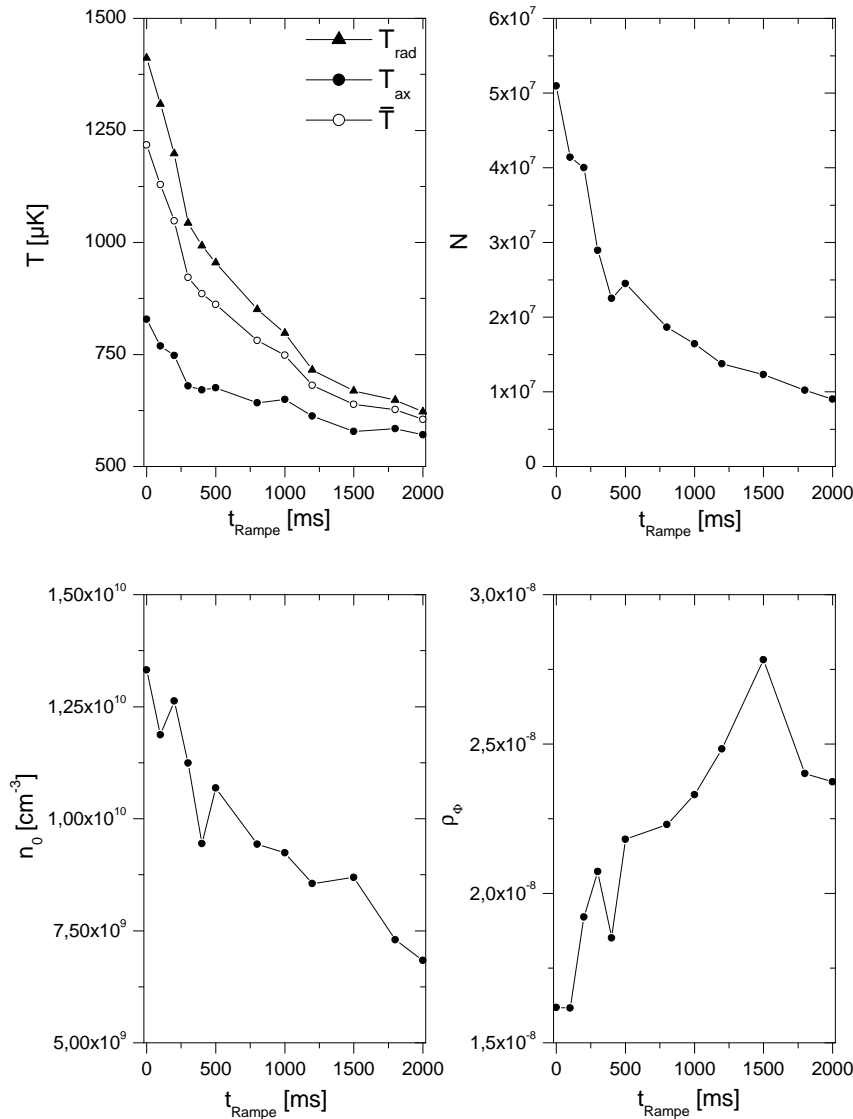


Abbildung 7.4: Vergleich der Ensembleparameter nach Ablauf der ersten Evaporationsrampe ( $\nu_{\text{RF}} = 80 \text{ MHz} \rightarrow 44 \text{ MHz}$ ) für  $^{22}\text{Ne}$  als Funktion der Rampendauer. Oben links: Im Vergleich der Endtemperaturen sind zwei Entwicklungen erkennbar: Zum einen wird die Temperatur-Anisotropie durch kreuzdimensionale Relaxation abgebaut. Außerdem nimmt die mittlere Temperatur des Ensembles durch evaporative Kühlung ab. Oben rechts: Die Teilchenzahl nimmt aufgrund inelastischer Verluste mit längerer Evaporationsdauer ab. Unten links: Eine Erhöhung der zentralen Dichte durch die evaporative Kühlung wird durch inelastische Verluste verhindert. Unten rechts: Die erste, 100 ms dauernde Rampe ist zu kurz, um durch rethermalisierende Stöße eine Erhöhung von  $\rho_\Phi$  zu erzeugen. Bei langsamerem Absenken der Falltiefe ist eine erhöhte Phasenraumdicke feststellbar.

gewählt, die einer Falltiefe von  $U_F = k_B \cdot 5,5$  mK entspricht. Bei einer mittleren Temperatur des vorliegenden Ensembles von 1,2 mK beträgt der Abschneideparameter  $\eta = 4,5$ . Er wurde entsprechend der Abschätzungen im vorigen Abschnitt so gewählt, dass auch bei einem kleinen Verhältnis guter zu schlechter Stöße eine Erhöhung der Phasenraumdichte erzielbar sein sollte. Als Endfrequenz der Rampe wurde  $\nu_{RF} = 44$  MHz ( $U_F = k_B \cdot 2,0$  mK) vorgegeben. Die Rampendauer wurde zwischen 100 ms und 2 s variiert. Insbesondere bei kurzen Evaporationsdauern ist nicht davon auszugehen, dass eine nennenswerte Rethermalisierung des Ensembles stattfindet. Das Ensemble weist dann eine abgeschnittene Dichteverteilung auf. Seine Temperatur unterscheidet sich wenig von der Ausgangssituation.

Nach Durchlauf der Evaporationsrampen wurden die Ensembleparameter der „abgeschnittenen“ Atomwolke nach einer Flugzeit von 0,5 bzw. 1 ms aus einem Absorptionsbild ermittelt. Aus einer numerischen Berechnung der ballistischen Expansion konnte abgeschätzt werden, dass die abgeschnittene Verteilung von einer ungestörten Verteilung nur in deren Ausläufern abweicht. Selbst bei der Vorgabe eines sehr tiefen Wertes des Abschneideparameters ( $\eta = 3$ ) betraf dies nur jene Werte der Verteilung, die kleiner als ein Zehntel des zentralen Maximums waren. Bei der Anpassung von Gauß-Fits an die Absorptionsbilder wurde deshalb nur jener zentrale Bereich der Dichteverteilung berücksichtigt, in dem deren Werte größer als 30% des zentralen Maximalwertes waren.

In Abbildung 7.4 sind die nach Durchlauf der verschiedenen langen Evaporationsrampen ermittelten Endwerte der Teilchenzahl, Temperatur, Dichte und Phasenraumdichte dargestellt. Zu beachten ist, dass damit nicht die zeitliche Entwicklung des Ensembles während einer Rampe, die 2000 ms dauert, dargestellt ist. Aus dem Vergleich der Temperaturwerte lassen sich zwei Rethermalisierungsprozesse ablesen. Die durch das Doppler-Kühlen und die Kompression der Magnetfalle hervorgerufene Anisotropie der Temperaturverteilung ( $T_{ax} < T_{rad}$ ) wird durch kreuzdimensionale Relaxation abgebaut. Anders als bei der Untersuchung dieses Prozesses in Abschnitt 5.3 nimmt hierbei die mittlere Temperatur ab. Wir werten dies als Signatur einer durch die Evaporation hervorgerufenen Kühlung durch rethermalisierende elastische Stöße. Insbesondere ist keine Temperaturzunahme durch inhärentes Heizen (Abschnitt 6.3.2) erkennbar.

Die Anzahl gespeicherter Atome nimmt mit zunehmender Evaporationszeit in der Magnetfalle durch inelastische Verluste ab. Allein durch die Reduktion der Falltiefe wäre dieser Effekt nicht erzielbar. Er ist Folge evaporierender wie auch inelastischer Stöße. Im Vergleich der erzielten Spitzendichten zeigt sich, dass diese nicht durch die evaporative Kühlung erhöht werden konnten, da dieser Erhöhung die Fallenverluste entgegenwirken.

Der Verlust an Spitzendichte ist jedoch nicht derart gravierend, dass er eine Erhöhung der Phasenraumdichte  $\rho_\Phi$  verhindern kann. Es zeigt sich, dass bei sehr kurzen Rampen eine Rethermalisierung des Ensembles noch nicht stattgefunden hat. Die abgeschnittene Verteilung der Atome weist deshalb eine im Vergleich zur Ausgangssituation nahezu identische Phasenraumdichte auf. Je langsamer die Falltiefe reduziert wird, desto mehr kann eine Rethermalisierung durch elastische Stöße stattfinden. Die beobachtete Erhöhung der Phasenraum-Spitzendichte wird jedoch wahrscheinlich durch die Fallenverluste limitiert.

Durch das sukzessive Ausführen mehrerer RF-Rampen konnte durch evaporative Kühlung die Phasenraumdichte bei gleichzeitiger Reduktion der mittleren

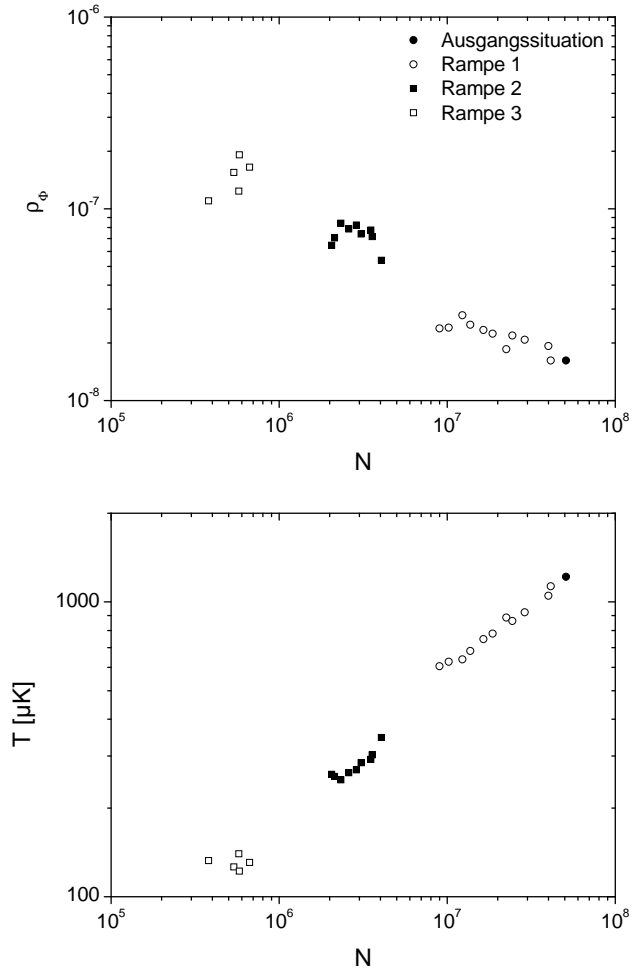


Abbildung 7.5: Zusammenstellung der Phasenraumdicke und der Temperatur am Anfang des Evaporationsprozesses und nach Durchlauf der verschiedenen RF-Rampen in Abhängigkeit der Anzahl verbliebener Atome  $N$ . Für jede Rampe ist die Phasenraumdicke und die Temperatur für verschiedene Werte der Rampendauer angegeben.

Oben: Die Phasenraum-Spitzendichte nimmt mit abnehmender Fallentiefe kontinuierlich zu, sie konnte im Vergleich zum Ausgangswert um etwa eine Größenordnung erhöht werden. Die Steigung in der doppeltlogarithmischen Auftragung von  $\rho_\Phi$  gegen  $N$  entspricht dem Negativen des Effizienzparameters, der somit zu  $\chi \approx 0,6$  abgeschätzt werden kann.

Unten: Durch die evaporative Kühlung kann die Temperatur um etwa eine Größenordnung auf  $130 \mu\text{K}$  gesenkt werden.

Temperatur noch weiter erhöht werden. Hierzu wurde eine zweiten Rampe optimiert, die sich der ersten direkt anschloss, deren Dauer zu 1000 ms gewählt wurde. Die Anfangsfrequenz der zweiten Rampe stimmt mit der Endfrequenz von 44 MHz der vorherigen Rampe überein. Die Endfrequenz wurde nun mit 34 MHz entsprechend einer Falltiefe von  $U_F = k_B \cdot 1,0$  mK vorgegeben. Nach der Evaluierung dieser Rampe wurde deren Dauer ebenfalls zu 1000 ms gewählt und eine dritte Evaporationsrampe, die bei einer Frequenz von 29 MHz ( $U_F = k_B \cdot 0,6$  mK) endete, durchgeführt.

Die ermittelten Werte der zentralen Phasenraumdichte und der Temperatur nach Durchlauf der verschiedenen Rampen (und verschiedenen Rampendauern) sind in Abbildung 7.5 dargestellt. Nach der letzten Stufe der Evaporation weist die Phasenraumdichte einen Wert von maximal  $\rho_\Phi = 1,9 \times 10^{-7}$  auf, und wurde im Vergleich zur Ausgangssituation um über eine Größenordnung gesteigert. In dieser Situation weist das Ensemble eine Temperatur von  $\bar{T} = 130 \mu\text{K}$ , die um etwa eine Größenordnung reduziert wurde, und eine Dichte von  $n_0 = 5 \times 10^9 \text{ cm}^{-3}$  auf.

Der Wert des Abschneideparameters liegt am Ende der ersten Rampe bei  $\eta = 2,7$  und nimmt danach wieder zu: Er beträgt bei 29 MHz  $\eta = 3,9$  und am Ende der dritten Rampe wieder  $\eta = 4,5$ . Aus dem Zusammenhang zwischen Phasenraumdichte und Teilchenzahl (s. Abb. 7.5, oben) kann der Effizienzparameter zu  $\chi \approx 0,6$  abgeschätzt werden. Dieser Wert ist in Übereinstimmung mit den Überlegungen des vorigen Abschnittes. Dort wurde aus dem berechneten Verhältnis guter zu schlechter Stöße der gleiche Wert dieses Parameters erhalten. Die Resultate der Verdampfungskühlung lassen sich in diesem Sinne durch die in Kap. 5 und 6 ermittelten elastischen und inelastischen Stoßraten erklären.

Es ist jedoch nicht auszuschließen, dass durch eine weitergehende Optimierung der evaporativen Kühlung eine effizientere Erhöhung der Phasenraumdichte erzielbar wird. Dies könnte beispielsweise durch Variation der Anfangs- und Endfrequenzen der einzelnen Rampen oder durch ein weiteres Absenken des Offsetfeldes erreicht werden.

Es sei hier noch bemerkt, dass bei entsprechenden Versuchen mit  $^{20}\text{Ne}$  zur Verdampfungskühlung bislang keine Erhöhung der Phasenraumdichte beobachtet werden konnte.

### 7.3 Simulation optimierter Kühlprozesse

Im Vergleich zu Elementen, mit denen bereits Bose-Einstein-Kondensate erzeugt wurden, weist  $^{22}\text{Ne}$  sowohl eine relativ große Streulänge als auch einen sehr hohen Verlustparameter  $\beta$  für inelastische Zwei-Körper-Stöße auf (s. Tab. 7.1). Obwohl eine hohe Streulänge eine erfolgreiche Verdampfungskühlung begünstigt, kann aufgrund der hohen inelastischen Stoßraten das Erreichen des BEC-Phasenübergangs verhindert werden. Aus diesem Grunde wurde das evaporative Kühlen von  $^{22}\text{Ne}$  numerisch simuliert.

Das hierfür benutzte Computerprogramm wurde in unserer Arbeitsgruppe von Claus Fühner und Kai Bongs zur Optimierung der Erzeugung eines Rubidium-Kondensats entwickelt [68, 128] und später für die Simulation der evaporativen Kühlung metastabiler Heliums in der Arbeitsgruppe von Prof. W. Hogervorst in Amsterdam durch Norbert Herschbach erweitert [129]. Die in diesem Programm verwendete Wirkungsquerschnitt hat die allgemein ge-

bräuchliche Form

$$\sigma_{\text{el}} = \frac{8\pi a^2}{1 + k^2 a^2}, \quad (7.3.1)$$

die sich aus Gl. 5.1.6 ableiten lässt, falls die effektive Reichweite des Potentials gegenüber der Streulänge vernachlässigt werden darf.

Grundlage dieses Programms ist ein Modell der Verdampfungskühlung, das auf einer kinetischen Theorie des gespeicherten Gases beruht [71]. Dieses Modell erlaubt fundiertere Aussagen als das in Abschnitt 7.1 benutzte. Es basiert auf der Beschreibung des Gases durch dessen Phasenraum-Verteilungsfunktion

$$f(\mathbf{r}, \mathbf{p}) = n_0 \lambda_{\text{dB}}^3 \cdot e^{-(U(\mathbf{r}) + p^2/2m)/k_{\text{B}}T} \cdot \Theta(U_{\text{F}} - U(\mathbf{r}) - p^2/2m), \quad (7.3.2)$$

die vom vorliegenden Fallenpotential  $U(\mathbf{r})$  und der Falltiefe  $U_{\text{F}}$  (während der Evaporation gilt  $U_{\text{F}} = \eta k_{\text{B}}T$ ) abhängt. Diese Verteilungsfunktion beschreibt eine abgeschnittene Maxwell-Boltzmann-Verteilung. Dies ist formal durch die Stufenfunktion  $\Theta$  ausgedrückt: Da kein Atom eine Energie größer als die Falltiefe aufweisen kann ( $U(\mathbf{r}) + p^2/2m \leq U_{\text{F}}$ ) verschwindet  $f(\mathbf{r}, \mathbf{p})$  für diesen Fall. Es ist eine der zentralen Annahmen dieses Modells, dass sich das im Ungleichgewicht befindliche Gas durch eine solche Verteilung beschreiben lassen kann.

Die Rethermalisierung, die das Gas in das Gleichgewicht zurückbringt, führt zu einer Veränderung innerhalb der Phasenraum-Verteilung der Atome. Basierend auf der Boltzmann-Gleichung, die allgemein die Ungleichgewichtsdynamik kinetischer Systeme beschreibt, können die zeitlichen Veränderungen  $\dot{f}$  bestimmt werden. Hieraus lassen sich die zu bestimmenden Werte der Evaporationsraten, Verlustraten, Temperatur, Teilchenzahl, Dichte und Phasenraum-dichte ableiten.

Um eine möglichst große Erhöhung der Phasenraum-dichte durch die erzwungene evaporative Kühlung zu bewirken, muss der Abschneideparameter  $\eta$  optimal vorgegeben werden. Ein optimaler Kühlverlauf kann durch die lokale Optimierung jedes Zeitschrittes ermittelt werden: Durch eine Variation von  $\eta$  wird dabei jeweils der maximale Effizienzparameter  $\chi$  gesucht [130].

Eingangsparameter der Simulation sind die Kenngrößen des Fallenpotentials (Gradient  $B' = 210 \text{ G/cm}$ , Krümmung  $B'' = 304 \text{ G/cm}^2$  und Offset  $B_0$

Tabelle 7.1: Zusammenstellung der Streulängen  $a$  und des Verlustparameters  $\beta$  inelastischer Zwei-Körper-Stöße für die bereits kondensierten Elemente Natrium, Rubidium und metastabiles Helium sowie für metastabiles  $^{22}\text{Ne}$ . Im Vergleich weist das Neon-Isotop sowohl eine hohe Streulänge als auch einen sehr hohen Verlustparameter auf. Anzumerken ist, dass im Falle von  $^{87}\text{Rb}$  der dominierende Verlustprozess während der Evaporation durch inelastische Drei-Körper-Stöße und nicht durch Zwei-Körper-Stöße verursacht wird.

Element	Streulänge $a$	Verlustparameter $\beta$
$^{23}\text{Na}$	53 $a_0$ [124]	$3 \times 10^{-15} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ [125]
$^{87}\text{Rb}$	99 $a_0$ [126]	$< 1 \times 10^{-16} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ [127]
$^4\text{He}$	190 – 380 $a_0$ [48, 49]	$3 \times 10^{-14} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ [56]
$^{22}\text{Ne}$	310 $a_0$	$9,4 \times 10^{-12} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$

des Magnetfeldes, s. Abschnitt 2.3.3), die anfänglich vorhandene Teilchenzahl  $N(0)$  und Temperatur  $T(0)$ , sowie die Streulänge  $a$ , der Verlustparameter  $\beta$  sowie die Einkörper-Verlustrate  $\alpha$ . Um den Einfluss verschiedener Parameter getrennt zu untersuchen, wurde ein Standardsatz an Eingangsparametern definiert und der Wert jeweils eines Parameters verändert (*ceteris paribus* Variation). Die Werte von  $B'$  und  $B''$  werden hier nicht nochmalig aufgeführt, da sie experimentell nicht verändert werden. Der verwendete Standardsatz ist:  $N(0) = 1 \times 10^8$ ,  $T(0) = 1 \text{ mK}$ ,  $B_0 = 2 \text{ G}$ ,  $a = 310 a_0$ ,  $\beta = 1 \times 10^{-11} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$  und  $\alpha = 1/(14 \text{ s})^{-1}$ . Er wurde so gewählt, dass er einerseits den experimentell erzielten Ensembleparametern entspricht. Andererseits gibt er die Messwerte der Streulänge ( $150 a_0 < a < 1050 a_0$  mit einem wahrscheinlichsten Wert von  $310 a_0$ , s. Kap. 5) und des Verlustparameters  $\beta = 9,4(26) \times 10^{-12} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$  (s. Kap. 6) wider. Bei diesen Werten hat die Unsicherheit in der Kenntnis der Streulänge den größten Einfluss auf das Ergebnis der Simulation.

In Abb. 7.6 ist das Ergebnis dreier Simulationsrechnungen dargestellt, die sich durch den verwendeten Wert der Streulänge ( $a = 100, 310$  und  $1000 a_0$ ) unterscheiden. Diese wurden so gewählt, dass dabei der Wirkungsquerschnitt elastischer Stöße im Tieftemperaturregime ( $\sigma_0 = 8\pi a^2$ , Gl. 5.1.5) jeweils um etwa eine Größenordnung variiert wird und die Unsicherheit in der Kenntnis der Streulänge entsprechend der systematischen Unsicherheiten berücksichtigt wird. Anhand der Auftragung der Phasenraumdicke  $\rho_\Phi$  gegenüber der Anzahl gespeicherter Atome ist zu erkennen, dass nur bei  $a = 1000 a_0$  eine Phasenraumdicke von  $\rho_\Phi = 2,61$  – und damit ein Bose-Einstein-Kondensat – erzeugbar ist. Die Dauer des Kühlvorgangs, der bei  $190 \text{ nK}$  und einer Dichte von  $4 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$  endet, ist mit  $2,4 \text{ s}$  sehr kurz. Dabei wird die Temperatur um vier Größenordnungen reduziert, während der Anstieg der Dichte nur knapp einen Faktor 100 beträgt. Bei einer Streulänge von  $310 a_0$  beträgt die maximale Phasenraumdicke  $\rho_\Phi = 0,1$  und bei  $100 a_0$   $\rho_\Phi = 8 \times 10^{-6}$ .

Die beachtlichen Unterschiede in der maximal erreichbaren Phasenraumdicke hängen deshalb so kritisch von der vorliegenden Rate elastischer Stöße ab, da die Rate inelastischer Stöße so hoch liegt. In Abb. 7.7 sind Simulationen dargestellt, bei denen nicht die Streulänge sondern der Verlustparameter  $\beta$  variiert wurde ( $\beta = 10^{-11}, 10^{-12}$  und  $10^{-13} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ ). Bereits eine Reduktion von  $\beta$  um einen Faktor 10 genügt, um die Bose-Einstein-Kondensation beobachten zu können. Die dann vorliegenden zentralen Dichten von über  $10^{13} \text{ cm}^{-3}$  sind dann deutlich höher, da inelastische Verluste einer Dichteerhöhung schwächer entgegenwirken und die Evaporation nicht nur durch eine Abkühlung vorangetrieben wird.

Bei dem tatsächlich vorliegenden Verlustparameter von  $\beta = 10^{-11} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$  sind die unterschiedlichen Simulationsergebnisse bei Variation der Streulänge zusätzlich durch die Temperaturabhängigkeit des elastischen Wirkungsquerschnitts bestimmt. Die bei den Simulationsberechnungen angenommene Form dieses Querschnitts (Gl. 7.3.1)

$$\sigma_{\text{el}} = \frac{8\pi a^2}{1 + k^2 a^2},$$

lässt zwei Regime erkennen: Bei niedrigen Temperaturen liegt das Tieftemperaturlimit vor ( $\sigma_0 = 8\pi a^2$ , Gl. 5.1.5), so dass die elastische Streurrate  $\gamma_{\text{el}} = \bar{n} \langle \sigma_0 v_{\text{rel}} \rangle_T \propto \bar{n} \cdot \sqrt{T}$  mit abnehmender Temperatur kleiner wird. Bei vergleichsweise hohen Temperaturen wird der Wirkungsquerschnitt durch die Unitari-



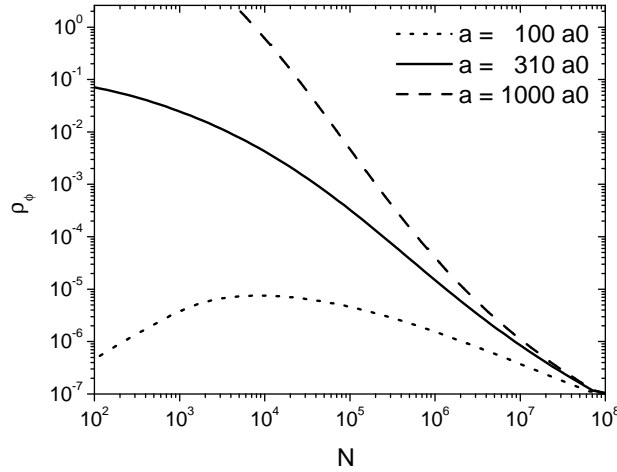


Abbildung 7.6: Simulation der Verdampfungskühlung bei unterschiedlichen Werten der Streulänge ( $a = 100, 310, 1000 a_0$ ). Folgender Standardsatz an zusätzlichen Parametern ging in die Berechnungen mit ein:  $N_0 = 1 \times 10^8$ ,  $T_0 = 1 \text{ mK}$ ,  $B_0 = 2 \text{ G}$ ,  $\beta = 1 \times 10^{-11} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$  und  $\alpha = 1/(14 \text{ s})^{-1}$ . Aufgetragen ist die zentrale Phasenraumdichte  $\rho_\Phi$  in Abhängigkeit der Anzahl gespeicherter Atome  $N$ . Die zeitliche Entwicklung der Verdampfungskühlung führt das Ensemble von „rechts“ nach „links“. Der Phasenübergang der Bose-Einstein-Kondensation ( $\rho_\Phi \geq 2,61$ ) kann nur bei  $a = 1000 a_0$  beobachtet werden. Für die kleineren Werte der Streulänge ist die Evaporation aufgrund inelastischer Stöße zu ineffizient.

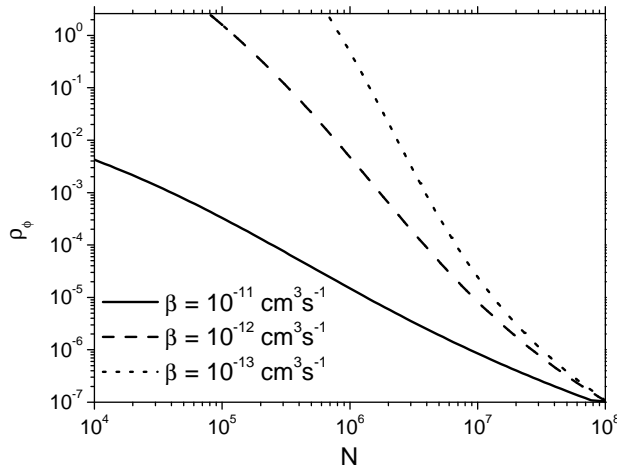


Abbildung 7.7: Simulationsrechnungen bei einer Variation des Verlustparameters inelastischer Stöße ( $\beta = 10^{-11}, 10^{-12}, 10^{-13} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ ). Bereits eine Reduktion der inelastischen Stoßrate um einen Faktor 10 reicht aus, um ein Bose-Einstein-Kondensat zu erzeugen. Bei den Berechnungen wurden folgende Standardparameter benutzt:  $N_0 = 1 \times 10^8$ ,  $T_0 = 1 \text{ mK}$ ,  $B_0 = 2 \text{ G}$ ,  $\alpha = 1/(14 \text{ s})^{-1}$  und  $a = 310 a_0$ .

tätsgrenze beschränkt,  $\sigma_{\text{el,max}} = 8\pi/k^2$ , so dass in diesem Regime die elastische Stoßrate bei sinkender Temperatur zunimmt:  $\gamma_{\text{el}} \propto \bar{n}/\sqrt{T}$ . Je höher nun die Streulänge  $a$  ist, desto größer ist der Temperaturbereich, in dem der elastische Wirkungsquerschnitt vergleichbar mit  $\sigma_{\text{el,max}}$  bleibt, er geht erst bei deutlich tieferen Temperaturen in das Tieftemperaturlimit  $\sigma_0$  über als bei kleinen Streulängen.

Anhand der Simulation der evaporativen Kühlung mit den Standardparametern  $a = 310 a_0$  und  $\beta = 1 \times 10^{-11} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$  ist dieses Übergangsverhalten erkennbar. In Abb. 7.8 ist die während der Kühlung berechnete elastische Stoßrate  $\gamma_{\text{el}}$  in Abhängigkeit der Temperatur aufgetragen. Ausgehend von der Anfangstemperatur von 1 mK führt der Kühlprozess zu einer Erhöhung der Rate elastischer Stöße, die Evaporation verläuft zunächst selbstbeschleunigend. Sobald aber 20  $\mu\text{K}$  unterschritten werden, nimmt die Stoßrate ab, das Tieftemperaturregime ist nun annähernd erreicht. Die Evaporation verliert an Effizienz. Bei der Simulation mit einer Streulänge von 1000  $a_0$  bleibt die Evaporation stets selbstbeschleunigend, die Stoßrate nimmt beständig zu und der Schwellenwert von 2,61 der Phasenraumdicke kann überschritten werden. Jedoch bei  $a = 100 a_0$  ist die Situation umgekehrt: Die Stoßrate nimmt beständig ab und mit zunehmender Dauer des Kühlprozesses nimmt die Phasenraumdicke nach Erreichen eines Maximums sogar wieder ab. Dies ist eine Folge inelastischer Verluste.

Je nach vorliegendem Temperaturregime der elastischen Stöße lassen sich zwei Optimierungsstrategien der evaporativen Kühlung ableiten. Mit der Abnahme der Temperatur ist im Potential der Magnetfalle eine Zunahme der Dichte verknüpft, die umso stärker ausfällt je steiler das Potential verläuft: In radialer Richtung liegt bei kleinem Abstand ein harmonisches Potential vor, das bei größeren Abständen in ein lineares übergeht. Bei vorgegebener Temperatur wächst der harmonische Bereich an, falls das Offsetfeld  $B_0$  angehoben wird. Damit wird auch die Dichtezunahme bei einer Abkühlung reduziert.

Finden die elastischen Stöße im Regime hoher Temperaturen statt, so steigt die elastische Stoßrate sowohl durch die Dichtezunahme als auch durch die Zunahme des Wirkungsquerschnitts an,  $\gamma_{\text{el}} \propto \bar{n}/\sqrt{T}$ . Da jedoch auch die Rate inelastischer Stöße mit der Dichte zunimmt, ist es günstiger eine Potentialform zu wählen, bei der die Dichtezunahme eher gering ausfällt. Dies wird begünstigt, wenn sich das Ensemble nicht im radialen linearen Bereich des Fallenpotentials sondern im harmonischen Bereich befindet. In diesem Falle verändert sich die Dichte mit der Temperatur gemäß

$$\frac{d\bar{n}}{dT} \propto -\frac{\omega_{\text{rad}}^2 \omega_{\text{ax}}}{T^{5/2}}, \quad (7.3.3)$$

wobei der Zusammenhang zwischen Geschwindigkeitsbreite und Ortsbreite  $\omega_i = \sqrt{k_B/mT}/\sigma_i$  vorausgesetzt wurde. Die Dichtezunahme infolge einer sinkenden Temperatur kann deshalb durch Vorgabe möglichst kleiner Vibrationsfrequenzen minimiert werden.

Im Tieftemperaturregime kann die elastische Stoßrate während des Kühlvorgangs nur durch eine Zunahme der Dichte erhöht werden:  $\gamma_{\text{el}} \propto \bar{n}\sqrt{T}$ . Um die Effizienz der Evaporation zu bewahren, sollte eine maximale Dichtezunahme angestrebt werden. Hierfür ist entweder die Vorgabe einer möglichst hohen Vibrationsfrequenz günstig oder ein derart starker Einschluß, dass sich die Ausdehnung des Ensembles in den radialen linearen Bereich des Fallenpotentials erstreckt.

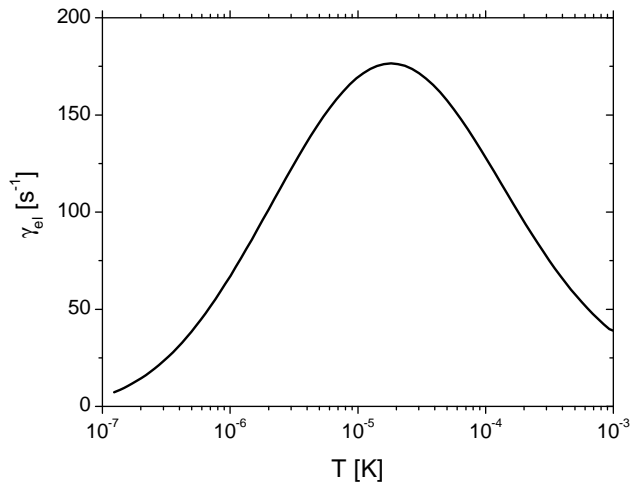


Abbildung 7.8: Die bei der Simulation der evaporativen Kühlung mit  $a = 310 a_0$  (s. Abb. 7.6) berechnete Rate elastischer Stöße  $\gamma_{el}$  in Abhängigkeit der Temperatur. Abhängig vom Wirkungsquerschnitt elastischer Stöße nimmt diese Rate bei hohen Temperaturen während der Kühlung zu, während sie bei tiefen Temperaturen abnimmt. Die anfängliche Zunahme von  $\gamma_{el}$  führt zu einer selbstbeschleunigenden, effizienten Verdampfungskühlung. Die dann zu beobachtende Abnahme von  $\gamma_{el}$  führt zu einer verminderten Effizienz und limitiert die maximal erreichbare Phasenraum-dichte.

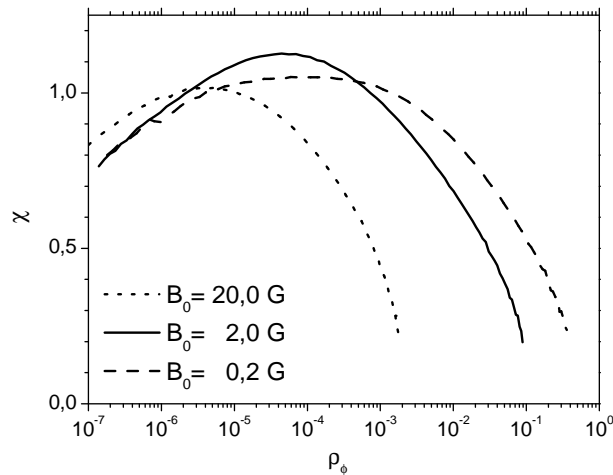


Abbildung 7.9: Der Effizienzparameter  $\chi$  wurde aus den Simulationen der evaporativen Kühlung bei verschiedenen Offsetfeldern  $B_0$  der Magnetfalle ermittelt. Finden elastische Stöße im Regime der Unitaritätsgrenze statt, so ist die Kühlung umso effizienter, je kleiner die Vibrationsfrequenzen des Fallenpotentials sind. Dies wird bei hohen Werten von  $B_0$  erreicht. Im Tieftemperaturregime ist für eine effiziente Erhöhung der Phasenraum-dichte die Zunahme der Dichte vor der Abnahme der Temperatur zu präferieren. Deshalb ist  $\chi$  bei kleinen Temperaturen bzw. hohen Phasenraum-dichten um so größer je niedriger  $B_0$  gewählt wird.

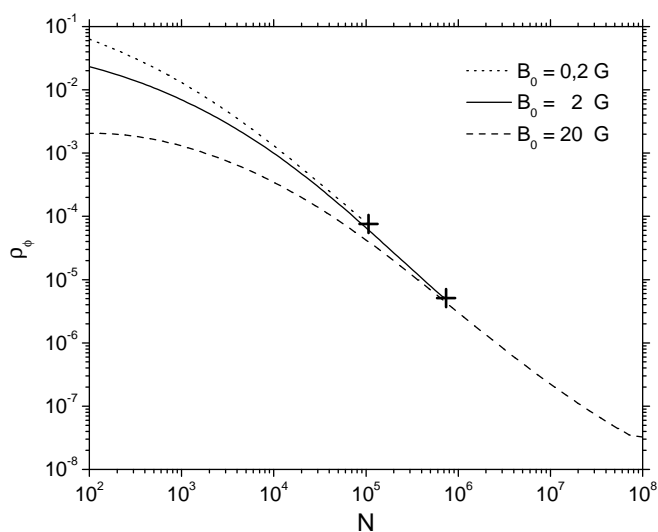


Abbildung 7.10: Optimierung der evaporativen Kühlung durch Absenken des Offsetfeldes: Ausgehend vom Standardsatz der Anfangsparameter wurde die Evaporation bei einem Offsetfeld der Magnetfalle von  $B_0 = 20$  G simuliert. Sobald das Maximum des Effizienzparameters  $\chi$  erreicht ist, wird das Offsetfeld adiabatisch auf 2 G abgesenkt. Ausgehend von diesem Punkt (durch + gekennzeichnet) läuft der Evaporationsprozess bei diesem Offsetfeld weiter ab. Sobald  $\chi$  wiederum ein Maximum erreicht hat, wird das Offsetfeld nochmals abgesenkt und die Verdampfungskühlung fortgeführt. Anhand der Auftragung der Phasenraumdichte  $\rho_\Phi$  als Funktion der Teilchenzahl  $N$  wird ersichtlich, dass durch Absenken von  $B_0$  die Effizienz der Kühlung gesteigert werden kann. Die somit maximal erreichte Phasenraumdichte ist höher als bei einer Evaporation mit konstantem Offsetfeld von 20 G.

In Abbildung 7.9 sind die Simulationsergebnisse dargestellt, die für unterschiedliche Werte des Offsetfeldes  $B_0$  (20, 2 und 0,2 G) durchgeführt wurden. Dargestellt ist der Effizienzparameter  $\chi$  (Definition in Gl. 7.1.5) in Abhängigkeit der erzielten Phasenraumdichten. Da die Verdampfungskühlung bei einer Streulänge von  $310 a_0$  zunächst im Hochtemperaturregime verläuft, ist sie desto effizienter je höher  $B_0$  gewählt wird, womit die Ausdehnung des harmonischen Regimes vergrößert wird. Je tiefer die Temperatur sinkt, um so wichtiger wird die Dichtezunahme: Die Evaporation bei niedrigeren Offsetfeldern wird mit fortschreitender Kühlung und Erhöhung der Phasenraumdichte effizienter.

Die in Abbildung 7.9 dargestellte Entwicklung des Effizienzparameters  $\chi$  für unterschiedliche Offsetfelder  $B_0$  basiert auf drei voneinander unabhängigen Simulationen des Evaporationsprozesses. Die auftretenden Kreuzungspunkte der verschiedenen  $\chi$ -Kurven suggerieren, dass dort ein Wechsel zu einer anderen Konfiguration des Magnetfeldes möglich ist. Dies ist für die dargestellten Kurven jedoch nicht der Fall: Ein gleicher Wert der Phasenraumdichte impliziert nicht, dass auch die Anzahl, Temperatur und Dichte der gespeicherten Atome die gleichen Werte aufweisen.

Um dennoch zu demonstrieren, dass eine Veränderung des Offsetfeldes während der Evaporation vorteilhaft ist, haben wir drei aufeinander aufbauende

Simulationen durchgeführt (s. Abb. 7.10). Ausgehend vom Standardsatz der Eingangsparameter wurde zunächst die Evaporation bei einem Offsetfeld von  $B_0 = 20 \text{ G}$  berechnet und deren Effizienzparameter  $\chi$  bestimmt. Zu dem Zeitpunkt des Kühlprozesses, an dem  $\chi$  maximal wird, wird das Offsetfeld auf  $B_0 = 2 \text{ G}$  adiabatisch abgesenkt. Die Kompression der Magnetfalle führt zu neuen Werten der Dichte und Temperatur bei gleichbleibender Teilchenzahl und Entropie des Ensembles. Diese neuen Werte wurden unter der Prämisse einer adiabatischen Kompression berechnet und als Anfangsparameter der Simulation bei  $B_0 = 2 \text{ G}$  verwendet. Auf dem gleichen Wege wurde der Ausgangspunkt einer weiteren Stufe der Kühlung bei  $B_0 = 0,2 \text{ G}$  ermittelt. In Abbildung 7.10 sind die Ergebnisse dieser Rechnungen dargestellt. Es wird ersichtlich, dass die maximal erreichbare Phasenraumdicke tatsächlich durch Absenken des Offsetfeldes erhöht werden kann. Zusätzlich haben wir eine weitere Simulation bei konstantem Offsetfeld  $B_0 = 0,2 \text{ G}$  durchgeführt, die nicht in Abbildung 7.10 dargestellt ist. Die Startbedingungen dieser Simulation ergeben sich aus den Anfangsparametern obiger Simulation bei  $20 \text{ G}$  und einer anschließenden adiabatischen Komprimierung auf  $0,2 \text{ G}$ . Die Berechnung startet deshalb mit einem Ensemble höherer Temperatur und höherer Dichte. Die Annahme einer adiabatischen Kompression stellt sicher, dass die beiden Ausgangssituationen ineinander überführbar und somit vergleichbar sind. Bei der Simulation mit  $B_0 = 0,2 \text{ G}$  wird eine Phasenraumdicke erreicht, die geringer ist als die Phasenraumdicke, die durch stufenweises Absenken des Offsetfeldes erzeugt wird.

Als Ergebnis dieser Simulationsrechnungen ist somit festzuhalten: Ist die Temperaturabhängigkeit des elastischen Wirkungsquerschnitts relevant, so kann die Verdampfungskühlung nicht nur durch Variation des Abschneideparameters optimiert werden, sondern auch durch eine Veränderung der Form des Fallenpotentials. Dies wurde hier demonstriert anhand diskreter Veränderungen des Offsetfeldes  $B_0$ . Eine weitergehende Optimierung der evaporativen Kühlung kann wahrscheinlich durch ein kontinuierliches Absenken von  $B_0$  erzielt werden. Im Gegensatz zu einer Verdampfungskühlung bei konstantem Offsetfeld wird hiermit eventuell die minimale Streulänge, die zur Erzeugung eines Bose-Einstein-Kondensates erforderlich ist, reduziert. In diesem Sinne bestehen durchaus Chancen mit metastabilem Neon diesen Phasenübergang zu beobachten. Die Fortführung der Experimente zur Verdampfungskühlung wird dies offenbaren.



## KAPITEL 8

### Ausblick

Im Rahmen dieser Arbeit konnte die elastische und inelastische Stoßwechselwirkung kalter metastabiler Neonatome, die in den magnetischen Unterzustand  $m_J = +2$  spinpolarisiert wurden, detailliert untersucht werden. Zudem konnte mit  $^{22}\text{Ne}$  eine Erhöhung der Phasenraumdicke durch evaporatives Kühlen demonstriert werden. Aufgrund der hohen Rate inelastischer Stöße hängt die maximal erzielbare Erhöhung der Phasenraumdicke sensibel vom tatsächlichen Wert der Streulänge von  $^{22}\text{Ne}$  ab. Je nach vorliegender Streulänge beträgt sie zwei bis sieben Größenordnungen. Der Phasenübergang der Bose-Einstein-Kondensation kann durch evaporatives Kühlen nur unter optimalen Umständen beobachtet werden: Hierzu müsste entweder der größte Wert der Streulänge von  $^{22}\text{Ne}$ , der mit den systematischen Unsicherheiten verträglich ist, vorliegen, oder die Anfangsbedingungen der Kühlung erheblich verbessert werden. Eine experimentelle Überprüfung der Ergebnisse der Simulationsrechnungen ist daher unabdingbar.

Sollte sich die Streulänge von  $^{22}\text{Ne}$  als zu niedrig herausstellen, so können drei sich ergänzende Ansätze verfolgt werden, um dennoch das quantenentartete Regime zu erreichen. Diese umfassen die Verbesserung der Ausgangssituation der Kühlung, die Erprobung alternativer, kollisionsunabhängiger Kühlverfahren und die Manipulation der Stoßwechselwirkungen. Mangels experimenteller Befunde muss die Diskussion der letzten beiden Ansätze von eher prinzipiellen Charakter bleiben.

Auch wenn sich die evaporative Kühlung in Bezug auf eine Erhöhung der Phasenraumdicke als wenig effizient herausstellen sollte, so kann die maximal erreichbare Phasenraumdicke dennoch erhöht werden. Hierzu müsste die Situation zu Beginn der Kühlung durch eine höhere Phasenraumdicke und/oder eine höhere Anzahl vorhandener Atome verbessert werden.

Da  $^{22}\text{Ne}$  mit 9,25% eine geringe natürliche Häufigkeit aufweist, kann die Anzahl gespeicherter Atome erhöht werden, wenn zur Speisung des Atomstrahls kein natürliches sondern isotonenangereichertes Neon verwendet wird, das kommerziell erhältlich ist. Aufgrund des hohen Anschaffungspreises des angereicherten Gases ist es geboten, die Atomstrahlquelle dann nur noch gepulst zu betreiben, um den Verbrauch an Neon zu minimieren. Eine weitere Erhöhung der Laderate der magneto-optischen Falle ließe sich erreichen, wenn das Offset-Magnetfeld des Zeeman-Slowers erhöht würde. Wie in Abschnitt 3.3 ausgeführt, hat der Bremslaserstrahl des Zeeman-Slowers – obwohl bereits um 20 Linienbreiten blauverstimmt – einen Einfluss auf das in der Falle gespeicherte Ensemble. Durch eine noch größere Verstimmung (möglich erscheinen bis zu  $80\text{ }\Gamma$ ) könnte diese Beeinträchtigung während der Ladephase der MOT verringert werden.

Mit diesen Maßnahmen kann die gleiche Anzahl von  $^{22}\text{Ne}$ -Atomen wie bereits jetzt mit  $^{20}\text{Ne}$  in der MOT gespeichert werden. Um jedoch Bedingungen zu schaffen, die zur Beobachtung des Kondensationsprozesses genügen würden, müsste die Ausgangssituation noch erheblich weiter verbessert werden.

Aufgrund der hohen Rate inelastischer Stöße sind Kühlverfahren, die auf Stoßprozessen beruhen, bei metastabilem Neon wenig effizient. Ein Kühlverfahren, das nicht durch Stöße vermittelt wird, könnte jedoch zu den erwünschten Erhöhungen der Phasenraumdichte führen. Als mögliche Kühlmethoden sind hierbei insbesondere Laserkühlverfahren geeignet, da diese die Bewegung einzelner Atome beeinflussen. Die Kühlmechanismen dieser Verfahren sind unabhängig von der Dichte der Atomwolke. Bei einer verminderten Anzahldichte könnte dann die Rate inelastischer Kollisionen reduziert werden, so dass die Kühlrate die Rate inelastischer Kollisionen bei weitem übersteigen könnte. Folge des dazu nötigen schwächeren Einschlusses durch das Fallenpotential ist allerdings eine im Vergleich zur Verdampfungskühlung deutlich niedrigere Temperatur bei der die Bose-Einstein-Kondensation einsetzen würde.

Um diese Ziele zu erreichen, sind jene Verfahren der Laserkühlung einzusetzen, mit denen sich Subdopplertemperaturen erzielen lassen. Bei der Manipulation gespeicherter Atome sind die Techniken der Polarisationsgradientenkühlung hierfür jedoch nicht einsetzbar. Sie werden bei hohen Ensemble-dichten durch die Reabsorption von Photonen innerhalb der atomaren Wolke ineffizient [131]. Eventuell kommt für diese Zwecke das Verfahren der Raman-Seitenband-Kühlung in Betracht, das bei Atomen, die innerhalb optischer Gitter gespeichert waren, sehr erfolgreich zur Erhöhung der Phasenraumdichte eingesetzt werden konnte [131, 132]. In welcher Weise dieses Verfahren – direkt oder modifiziert – zur Kühlung von Neon eingesetzt werden kann, ist eine noch zu klärende Frage.

Viele der interessantesten Entwicklungen auf dem Gebiet ultrakalter Gase beruhen auf der Manipulation des elastischen Streuquerschnitts [12]. Hierbei wird eine spezielle Streuresonanz, die sogenannte Feshbach-Resonanz, ausgenutzt, die abhängig von einem extern angelegten Magnetfeld auftreten kann. Die hiermit erzeugten Zeeman-Verschiebungen beeinflussen die Kopplung verschiedener Molekülzustände während des Stoßprozesses und können eine Veränderung des Wirkungsquerschnitts herbeiführen. Wie in Abschnitt 7.3 diskutiert, würde die Möglichkeit, Streulängen  $\geq 1000 a_0$  zu erzeugen, die Beobachtung der Bose-Einstein-Kondensation eventuell ermöglichen.

Bei der Kollision zweier metastabiler Neonatome sind aufgrund der Anisotropie des  $2p^5$ -Rumpfes eine Vielzahl von Molekülzuständen am Stoßprozess beteiligt (s. Abschnitt 6.1). Insbesondere die Rate der Penning-ionisierenden Stöße hängt kritisch davon ab, in welchem Maße Übergänge aus den nichtionisierenden Quintettzuständen  $^5\Delta_g$  ( $J_{\text{ges}} = 4$ ,  $S_{\text{ges}} = 2$ ) in andere Zustände stattfinden. Deshalb kann eventuell nicht nur die Rate elastischer Stöße sondern auch die der inelastischen Stöße manipuliert werden.

Ob sich durch Anlegen eines Magnetfeldes der Streuquerschnitt metastabiler Neons gravierend verändern lässt, ist jedoch bislang eine offene Frage, da die genaue Form der Wechselwirkungspotentiale noch nicht hinreichend genug bekannt ist. Eine experimentelle Methode, die beteiligten Potentiale zu vermessen, ist die Photoassoziationsspektroskopie, die an metastabilem Helium mit Erfolg eingesetzt werden konnte [113, 133]. Entsprechende Vorarbeiten für die experimentelle Umsetzung dieser Methode wurden in Zusammenarbeit mit Alexander Bunkowski [134] aufgenommen. Diese bestanden aus der Inbetriebnahme eines zweiten Farbstofflasersystems und der Konzeption des benötigten optischen Aufbaus, so dass bereits mit ersten Vorversuchen zur Photoassoziation an magneto-optisch gespeicherten Neonatomen begonnen werden konnte.



Ein weiterer experimenteller Zugang zur Beantwortung der Frage, ob sich durch den Einfluss externer Magnetfelder der Streuquerschnitt beeinflussen lässt, böte sich durch die Speicherung spinpolarisierter Ensembles in optischen Dipolfallen [135]. Bei diesem Fallentyp wird der Einschluß durch weitverstimmte Lichtfelder erzeugt, so dass externe homogene Magnetfelder ohne Beeinträchtigung der Speichereigenschaften appliziert werden können.

Der Einsatz einer optischen Dipolfalle ist auch deshalb besonders interessant, weil sie die Speicherung von Atomen in inneren Zuständen gestattet, die mit einer Magnetfalle nicht fangbar sind. Es können dann zum Beispiel die Stoßeigenschaften von Atomen untersucht werden, die sich im magnetischen Unterzustand  $m_J = -2$  befinden. Für diese ist ebenfalls eine Unterdrückung inelastischer Stöße zu erwarten, die experimentell jedoch noch nicht untersucht werden konnte. Zudem könnte das anzulegende Magnetfeld so gewählt werden, dass es eine Zeemanaufspaltung zwischen den Unterzuständen  $m_J = -2$  und  $m_J = -1$  bewirkt, die deutlich größer ist als die thermische Energie, die den Stoßpartnern zur Verfügung steht. Auf diese Weise könnten zumindest im langreichweitigen Teil des Streupotentials depolarisierende Übergänge aus den nichtionisierenden Quintettzuständen unterbunden werden. Schließlich besteht die Möglichkeit innerhalb einer Dipolfalle gespeicherte Atome in den anderen metastabilen Zustand  $3s'[1/2]_0$  zu transferieren. Dieser Transfer wurde als STIRAP-Verfahren bereits erfolgreich an Atomstrahlen metastabiler Neons demonstriert [136]. Hiermit ergäbe sich erstmals die Möglichkeit, Experimente an gespeicherten Neonatomen im  $3s'[1/2]_0$ -Zustand durchzuführen, über deren Eigenschaften noch keine experimentellen Erkenntnisse vorliegen. Es ist deshalb vorgesehen, eine optische Dipolfalle für metastabiles Neon in den bestehenden experimentellen Aufbau einzufügen.

Sobald durch eine der oben vorgeschlagenen Strategien ein Verfahren zur Erzeugung eines Bose-Einstein-Kondensats entwickelt werden kann, können schließlich Untersuchungen zur Quantenstatistik dieses Materiezustandes durchgeführt werden. Hierzu müssten Korrelationen höherer Ordnung in Analogie zu den Hanbury-Brown-Twiss-Experimenten mit Photonen [58] gemessen werden. Die Nachweisbarkeit metastabiler Neonatome durch Mikrokanalplatten kann hier durch den Einsatz orts- und zeitauflösender Detektoren ausgenutzt werden.

Die experimentelle Untersuchung kalter Gase metastabiler Neons verspricht also in Zukunft die Beantwortung einer Fülle interessanter physikalischer Fragestellungen. Das Verständnis der Stoßwechselwirkung ist für viele dieser Experimente eine wichtige Voraussetzung. In dieser Arbeit wurde hierfür ein wesentlicher Schritt getan.



## Literaturverzeichnis

- [1] M. H. ANDERSON, J. R. ENSHER, M. R. MATTHEWS, C.E. WIEMANN und E. A. CORNELL: *Observation of Bose-Einstein Condensation in a Dilute Atomic Vapour*. Science **269**, 198 (1995).
- [2] K. B. DAVIS, M.O. MEWES, M. R. ANDREWS, N.J. VAN DRUTEN, D.S.DURFEE, D.M. KURN und W. KETTERLE: *Bose-Einstein Condensation in a Gas of Sodium Atoms*. Phys. Rev. Lett. **75**, 3969 (1995).
- [3] C. C. BRADLEY, C. A. SACKETT, J. J. TOLLET und R. G. HULET: *Evidence of Bose-Einstein Condensation in an Atomic Gas with Attractive Interactions*. Phys. Rev. Lett. **75**, 1687 (1995).
- [4] C. C. BRADLEY, C. A. SACKETT und R. G. HULET: *Bose-Einstein Condensation of Lithium: Observation of Limited Condensate Number*. Phys. Rev. Lett. **78**, 985 (1997).
- [5] B. DEMARCO und D. S. JIN: *Onset of Fermi Degeneracy in a Trapped Atomic Gas*. Science **285**, 1703 (1999).
- [6] A. G. TRUSCOTT, K. E. STRECKER, W. I. McALEXANDER, G. B. PARTRIDGE und R. G. HULET: *Observation of Fermi Pressure in a Gas of Trapped Atoms*. Science **291**, 2570 (2001).
- [7] F. SCHRECK, L. KHAYKOVICH, K. L. CORWIN, G. FERRARI, T. BOURDEL, J. CUZIBOLLES und C. SALOMON: *Quasipure Bose-Einstein Condensate Immersed in a Fermi Sea*. Phys. Rev. Lett. **87**, 080403 (2001).
- [8] Ein Überblick über dieses Forschungsgebiet, in dem insbesondere auch Anwendungen in der Frequenzmetrologie und Quanteninformationsverarbeitung diskutiert werden, findet sich in einer Zusammenstellung von Artikeln der Zeitschrift Nature, **416**, 206ff (2002) [9–14].
- [9] S. CHU: *Cold atoms and quantum control*. Nature **416**, 206 (2002).
- [10] J. R. ANGLIN und W. KETTERLE: *Bose-Einstein condensation of atomic gases*. Nature **416**, 211 (2002).
- [11] S. L. ROLSTON und W. D. PHILLIPS: *Nonlinear and quantum atom optics*. Nature **416**, 219 (2002).
- [12] K. BURNETT, P. S. JULIENNE, P. D. LETT, E. TIESINGA und C. J. WILLIAMS: *Quantum encounters of the cold kind*. Nature **416**, 225 (2002).
- [13] TH. UDEM, R. HOLZWARTH und T. W. HÄNSCH: *Optical frequency metrology*. Nature **416**, 233 (2002).
- [14] C. MONROE: *Quantum information processing with atoms and photons*. Nature **416**, 238 (2002).
- [15] M. R. ANDREWS, C. G. TOWNSEND, H.-J. MIESNER, D. S. DURFEE, D. M. KURN und W. KETTERLE: *Observation of Interference Between Two Bose Condensates*. Science **275**, 637 (1997).

- [16] L. DENG, E. W. HAGLEY, J. WEN, M. TRIPPENBACH, Y. BAND, P. S. JULIENNE, J. E. SIMSARIAN, K. HELMERSON, S. L. ROLSTON und W. D. PHILLIPS: *Four-wave mixing with matter waves*. Nature **398**, 218 (1999).
- [17] S. BURGER, K. BONGS, S. DETTMER, W. ERTMER, K. SENGSTOCK, A. SANPERA, G. V. SHLYAPNIKOV und M. LEWENSTEIN: *Dark Solitons in Bose-Einstein Condensates*. Phys. Rev. Lett **83**, 5198 (1999).
- [18] J. DENSCHLAG, J. E. SIMSARIAN, D. L. FEDER, C. W. CLARK, L. A. COLLINS, J. CUZIBOLLES, L. DENG, E. W. HAGLEY, K. HELMERSON, W. P. REINHARDT, S. L. ROLSTON, B. I. SCHNEIDER und W. D. PHILLIPS: *Generating Solitons by Phase-Engineering of a Bose-Einstein Condensate*. Science **287**, 97 (2000).
- [19] K. W. MADISON, F. CHEVY, W. WOHLLEBEN und J. DALIBARD: *Vortex Formation in a Stirred Bose-Einstein Condensate*. Phys. Rev. Lett **84**.
- [20] J. R. ABO-SHAER, C. RAMAN, J. M. VOGELS und W. KETTERLE: *Observation of Vortex Lattices in Bose-Einstein Condensates*. Science **292**, 476 (2001).
- [21] M. GREINER, O. MANDEL, T. ESSLINGER, T. W. HÄNSCH und I. BLOCH: *Quantum Phase Transition from a Superfluid to a Mott Insulator in a Gas of Ultracold Atoms*. Nature **415**, 39 (2002).
- [22] E. L. RAAB, M. PRENTISS, ALEX CABLE, STEVEN CHU und D. E. PRITCHARD: *Trapping of Neutral Sodium Atoms with Radiation Pressure*. Phys. Rev. Lett. **59**(23), 2631–2634 (1987).
- [23] S. CHU, J. E. BJORKHOLM, A. ASHKIN und A. CABLE: *Experimental Observation of Optically Trapped Atoms*. Phys. Rev. Lett. **57**, 314 (1986).
- [24] A. L. MIGDALL, J. V. PRODAN, W. D. PHILLIPS, T. H. BERGEMAN und H. J. METCALF: *First Observation of Magnetically Trapped Neutral Atoms*. Phys. Rev. Lett. **54**, 2596 (1985).
- [25] H. J. METCALF und P. VAN DER STRATEN: *Laser Cooling and Trapping*. Springer Verlag, New York (1999).
- [26] H. F. HESS: *Evaporative cooling of magnetically trapped and compressed spin-polarized hydrogen*. Phys. Rev. B **34**, 3476 (1986).
- [27] L. S. BUTCHER, D. N. STACEY, C. J. FOOT und K. BURNETT: *Ultracold collisions for Bose-Einstein condensation*. Phil. Trans. R. Soc. Lond. A **357**, 1421 (1999).
- [28] F. DALFOVO, S. GIORGINI, L. P. PITAEVSKII und S. STRINGARI: *Theory of Bose-Einstein condensation in trapped gases*. Rev. Mod. Phys. **71**, 463 (1993).
- [29] J. M. GERTON, C. A. SACKET, B. J. FEW und R. G. HULET: *Dipolar relaxation collisions in magnetically trapped  $^7\text{Li}$* . Phys. Rev. A **59**, 1514 (1999).
- [30] J. HERBIG, T. KRAEMER, M. MARK, T. WEBER, C. CHIN, H. C. NÄGERL und R. GRIMM: *Preparation of a Pure Molecular Quantum Gas*. Science **301**, 1510 (2003).
- [31] C. A. REGAL, C. TICKNOR, J. L. BOHN und D. S. JIN: *Creation of ultracold molecules from a Fermi gas of atoms*. Nature **424**, 47 (2003).

- [32] M. GREINER, C. A. REGAL und D. S. JIN: *Emergence of a Molecular Bose-Einstein Condensate from a Fermi Gas*. Nature **426**, 537 (2003).
- [33] S. JOCHIM, N. BARTENSTEIN, A. ALTMAYER, G. HENDL, S. RIEDL, C. CHIN, J. HECKER DENSCHLAG und R. GRIMM: *Bose-Einstein Condensation of Molecules*. Science **302**, 2101 (2003).
- [34] K. E. STRECKER, G. B. PARTRIDGE und R. G. HULET: *Conversion of an Atomic Fermi Gas to a Long-Lived Molecular Bose Gas*. Phys. Rev. Lett. **91**, 080406 (2003).
- [35] M. W. ZWIERLEIN, C. A. STAN, C. H. SCHUNCK, S. M. F. RAUPACH, S. GUPTA, Z. HADZIBABIC und W. KETTERLE: *Observation of Bose-Einstein Condensation of Molecules*. Phys. Rev. Lett. **91**, 250401 (2003).
- [36] J. LAWALL, S. KULIN, B. SAUBAMEA, N. BIGELOW, M. LEDUC und C. COHEN-TANNOUDJI: *Three-Dimensional Laser Cooling of Helium Beyond the Single-Photon Recoil Limit*. Phys. Rev. Lett. **75**, 4194 (1995).
- [37] A. SCHOLZ, M. CHRIST, D. DOLL, J. LUDWIG und W. ERTMER: *Magneto-optical preparation of a slow, cold and bright Ne\* atomic beam*. Opt. Comm. **111**, 155 (1994).
- [38] M. SCHIFFER, M. CHRIST, G. WOKURKA und W. ERTMER: *Temperatures near the recoil limit in an atomic funnel*. Opt. Comm. **134**, 423 (1997).
- [39] S. KUPPENS, M. RAUNER, M. SCHIFFER, K. SENGSTOCK, W. ERTMER, F. E. VAN DORSSELAER und G. NIENHUIS: *Polarization-gradient cooling in a strong doughnut-mode dipole potential*. Phys. Rev. A **58**, 3068 (1998).
- [40] F. SHIMIZU, K. SHIMIZU und H. TAKUMA: *Double-slit interference with ultracold metastable neon atoms*. Phys. Rev. A **46**, R17 (1992).
- [41] J. FUJITA, M. MORINAGA, T. KISHIMOTO, M. YASUDA, S. MATSUI und F. SHIMIZU: *Manipulation of an atomic beam by a computer-generated hologram*. Nature **380**, 691 (1996).
- [42] B. SAUBAMÉA, T. W. HIJMANS, S. KULIN, E. RASEL, E. PEIK, M. LEDUC und C. COHEN-TANNOUDJI: *Direct Measurement of The Spatial Correlation Function of Ultracold Atoms*. Phys. Rev. Lett. **79**, 3146 (1997).
- [43] F. M. PENNING: *Elektrische Gasentladungen*. Philips' Gloeilampenfabriken, Eindhoven (1957).
- [44] F. M. PENNING. Naturwissenschaften **15**, 818 (1927).
- [45] G. V. SHLYAPNIKOV, J. T. M. WALRAVEN, U. M. RAHMANOV und M. W. REYNOLDS: *Decay Kinetics and Bose Condensation in a Gas of Spin-Polarized Triplet Helium*. Phys. Rev. Lett. **73**, 3247 (1994).
- [46] P. O. FEDICHEV, M. W. REYNOLDS, U. M. RAHMANOV und G. V. SHLYAPNIKOV: *Inelastic decay processes in a gas of spin-polarized triplet helium*. Phys. Rev. A **53**, 1447 (1996).
- [47] N. HERSCHBACH, P. J. J. TOL, W. HOGERVORST und W. VASSEN: *Suppression of Penning ionization by spin polarization of cold He( $2^3S$ ) atoms*. Phys. Rev. A **61**, 050702(R) (2000).

- [48] A. ROBERT, O. SIRJEAN, A. BROWAEYS, J. POUPARD, S. NOWAK, D. BOIRON, C. I. WESTBROOK und A. ASPECT: *A Bose-Einstein Condensate of Metastable Atoms*. Science **292**, 461 (2001).
- [49] F. PEREIRA DOS SANTOS, J. LÉONARD, JUNMIN WANG, C. J. BARRELET, F. PERALES, E. RASEL, C. S. UNNIKRISHNAN, M. LEDUC und C. COHEN-TANNOUDI: *Bose-Einstein Condensation of Metastable Helium*. Phys. Rev. Lett. **86**, 3459 (2001).
- [50] M. R. DOERY, E. J. D. VREDENBREGT, S. S. OP DE BEEK, H. C. W. BEIJERINCK und B. J. VERHAAR: *Limit on suppression of ionization in metastable neon traps due to long-range anisotropy*. Phys. Rev. A **58**, 3673 (1998).
- [51] C. ORZEL, M. WALHOUT, U. STERR, P. S. JULIENNE und S. L. ROLSTON: *Spin polarization and quantum-statistical effects in ultracold ionizing collisions*. Phys. Rev. A **59**, 1926 (1999).
- [52] H. C. W. BEIJERINCK, E. J. D. VREDENBREGT, R. J. W. STAS, M. R. DOERY und J. G. C. TEMPELAARS: *Prospects for Bose-Einstein condensation of metastable neon atoms*. Phys. Rev. A **61**, 023607 (2000).
- [53] V. P. MOGENDORFF, E. J. D. VREDENBREGT, B. J. VERHAAR und H. C. W. BEIJERINCK: *Metastable neon collisions: anisotropy and scattering length*. arXiv: physics/0309053 (2003).
- [54] MARTIN ZINNER: *Untersuchungen an lasergekühlten metastabilen Neonatomen*. Doktorarbeit Universität Hannover (2002).
- [55] S. J. M. KUPPENS, J. G. C. TEMPELAARS, V. P. MOGENDORFF, B. J. CLAESSENS, H. C. W. BEIJERINCK und E. J. D. VREDENBREGT: *Approaching Bose-Einstein condensation of metastable neon: Over  $10^9$  trapped atoms*. Phys. Rev. A **65**, 023410 (2002).
- [56] O. SIRJEAN, S. SEIDELIN, J. V. GOMES, D. BOIRON, C. I. WESTBROOK, A. ASPECT und G. V. SHLYAPNIKOV: *Ionization Rates in a Bose-Einstein Condensate of Metastable Helium*. Phys. Rev. Lett. **89**, 220406 (2002).
- [57] C. COHEN-TANNOUDI und C. ROBILLIARD: *Wave functions, relative phase and interference for atomic Bose-Einstein condensates*. C. R. Sci. IV-Phys. **2**, 445 (2001).
- [58] R. HANBURY BROWN und R. Q. TWISS. Nature **177**, 27 (1998).
- [59] M. YASUDA und F. SHIMIZU: *Observation of Two-Atom Correlation of an Ultracold Neon Atomic Beam*. Phys. Rev. Lett. **77**, 3090 (1996).
- [60] D. HELLWEG, L. CACCIAPUOTI, M. KOTTKE, T. SCHULTE, K. SENGSTOCK, W. ERTMER und J. J. ARLT: *Measurement of the Spatial Correlation Function of Phase Fluctuating Bose-Einstein Condensates*. Phys. Rev. Lett. **91**, 010406 (2003).
- [61] M. WINTER: *WebElements<sup>TM</sup>*. The University of Sheffield und WebElements Ltd., U.K., [www.webelements.com](http://www.webelements.com) (1993-2003).
- [62] CHRISTIAN JENTSCH: *Longitudinale und transversale Kühlung eines Strahles metastabiler Neonatome*. Diplomarbeit Universität Hannover (1999).

- [63] AYDIN ACLAN: *Erzeugung eines langsamen Atomstrahls für eine Neon-Atomfalle*. Diplomarbeit Universität Hannover (1999).
- [64] C. COHEN-TANNOUDJI: *Cours de Physique Atomique et Moléculaire: Atomes ultrafroids - Piégage non dissipatif et refroidissement évaporatif*. Collège de France, Année scolaire 1996 – 1997.
- [65] Y. GOTT, M. IOFFE und V. TEL'KOWSKI. Nucl. Fusion, Suppl. to Pt. 3 Seite 1045 (1962).
- [66] D. E. PRITCHARD: *Cooling of Neutral Atoms in a Magnetic Trap for Precision Spectroscopy*. Phys. Rev. Lett. **51**, 1336–1339 (1983).
- [67] NORBERT HERSCHBACH: *Trapped triplet helium atoms: inelastic collisions and evaporative cooling*. Doktorarbeit Vrije Universiteit Amsterdam (2003).
- [68] KAI BONGS: *Atomoptische Untersuchungen mit Bose-Einstein Kondensaten*. Doktorarbeit Universität Hannover (1999).
- [69] A. G. MARTIN, K. HELMERSON, V. S. BAGNATO, G. P. LAFYATIS und D. E. PRITCHARD: *rf Spectroscopy of Trapped Neutral Atoms*. Phys. Rev. Lett. **61**, 2431 (1988).
- [70] K. HELMERSON, A. G. MARTIN und D. E. PRITCHARD: *Laser and rf spectroscopy of magnetically trapped neutral atoms*. J. Opt. Soc. Am. B **9**, 483 (1992).
- [71] O. J. LUITEN, M. W. REYNOLDS und J. T. M. WALRAVEN: *Kinetic theory of the evaporative cooling of a trapped gas*. Phys. Rev. A **53**, 381 (1996).
- [72] F. PEREIRA DOS SANTOS: *Condensation de Bose-Einstein de l'Helium metastable*. Doktorarbeit Université de Paris VI, École Normale Supérieure, Paris (2002).
- [73] W. KETTERLE, D. S. DURFEE und D. M. STAMPER-KURN: *Making, probing and understanding Bose-Einstein condensates*. In: M. INGUSCIO, S. STRINGARI und C. E. WIEMAN (Herausgeber): *Bose-Einstein condensation in atomic gases, Course CXL Proceedings of the International School of Physics 'Enrico Fermi'* Seiten 67–176. IOS Press Amsterdam (1999).
- [74] J. DALIBARD und C. COHEN-TANNOUDJI: *Laser cooling below the Doppler limit by polarisation gradients: simple theoretical models*. J. Opt. Soc. Am. B **6**, 2023 (1989).
- [75] P. J. UNGAR, D. S. WEISS, E. RIIS und S. CHU: *Optical molasses and multilevel atoms: theory*. J. Opt. Soc. Am. B **6**, 2058 (1989).
- [76] D. S. WEISS, E. RIIS, Y. SHEVY, P. J. UNGAR und S. CHU: *Optical molasses and multilevel atoms: experiment*. J. Opt. Soc. Am. B **6**, 2072 (1989).
- [77] P. D. LETT, W. D. PHILIPS, S. L. ROLSTON, C. E. TANNER, R. N. WATTS und C. I. WESTBROOK: *Optical molasses*. J. Opt. Soc. Am. B **6**, 2084 (1989).
- [78] PHILLIP-TOBIAS KRAEMER: *Untersuchungen an einem verdünnten Gas aus ultrakalten metastabilen Neon-Atomen*. Diplomarbeit Universität Hannover (2002).

- [79] P. O. SCHMIDT, S. HENSLER, J. WERNER, T. BINHAMMER, A. GÖRLITZ, T. PFAU und A. SIMONI: *Doppler cooling of an optically dense cloud of trapped atoms*. J. Opt. Soc. Am. B **20**, 5 (2003).
- [80] M. ZINNER, P. SPODEN, T. KRAEMER, G. BIRKL und W. ERTMER: *Precision measurement of the metastable  $^3P_2$  lifetime of neon*. Phys. Rev. A **67**, 010501 (2003).
- [81] N. E. SMALL-WARREN und L.-Y. CHOW CHIU: *Lifetime of the metastable  $^3P_2$  and  $^3P_0$  states of rare-gas atoms*. Phys. Rev. A **11**, 1777 (1975).
- [82] R. S. VAN DYCK JR., C. E. JOHNSON und H. A. SHUGART: *Lifetime Lower Limits for the  $^3P_0$  and  $^3P_2$  Metastable States of Neon, Argon, and Krypton*. Phys. Rev. A **5**, 991 (1972).
- [83] F. SHIMIZU. Laser Spectroscopy IX, Academic Press Seite 444 ff (1989).
- [84] H. KATORI und F. SHIMIZU: *Lifetime measurement of the  $1s_5$  metastable state of argon and krypton with a magneto-optical trap*. Phys. Rev. Lett. **70**, 3545 (1993).
- [85] M. WALHOUT, A. WITTE und S. L. ROLSTON: *Precision measurement of the metastable  $6s[3/2]_2$  lifetime in xenon*. Phys. Rev. Lett. **72**, 2843 (1994).
- [86] J. LEFERS, N. MILLER, D. RUPKE, D. TONG und M. WALHOUT: *Direct measurement of the metastable  $^3P_2$  decay rate in krypton*. Phys. Rev. A **66**, 012507 (2002).
- [87] A. M. STEANE, M. CHOWDHURY und C. J. FOOT: *Radiation force in the magneto-optical trap*. J. Opt. Soc. B **6**, 2142 (1992).
- [88] P. A. WILLEMS, R. A. BOYD, J. L. BLISS und K. G. LIBBRECHT: *Stability of Magneto-optical Traps with Large Field Gradients: Limits on the Tight Confinement of Single Atoms*. Phys. Rev. Lett. **78**, 1660 (1997).
- [89] J.P. DESCLAUX, I. INDELICATO und Y.-K. KIM: *persönliche Mitteilung*. (2002).
- [90] YONG-KI KIM: *Practical atomic structure and collisions theory*. Quantum Optics Laboratory, Korea Atomic Energy Research Institute, Taejon, Korea und National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, Vereinigte Staaten (2002).
- [91] G. TACHIEV und C. FROESE FISCHER: <http://atoms.vuse.vanderbilt.edu>. (2002).
- [92] R. COTE, A. DALGARNO, Y. SUN und R. G. HULET: *Photoabsorption by Ultracold Atoms and Scattering Length*. Phys. Rev. Lett. **74**, 3581 (1995).
- [93] A. BROWAEYS, A. ROBERT, O. SIRJEAN, J. POUPARD, S. NOWAK, D. BOIRON, C. I. WESTBROOK und A. ASPECT: *Thermalization of magnetically trapped metastable helium*. Phys. Rev. A **64**, 034703 (2001).
- [94] C. R. MONROE, E. A. CORNELL, C. A. SACKETT, C. J. MYATT und C. E. WIEMANN: *Measurement of Cs-Cs elastic scattering at  $T = 30\mu\text{K}$* . Phys. Rev. Lett. **70**, 414 (1993).
- [95] P. O. SCHMIDT, S. HENSLER, J. WERNER, A. GRIESMAIER, A. GÖRLITZ, T. PFAU und A. SIMONI: *Determination of the s-Wave Scattering Length of Chromium*. Phys. Rev. Lett. **91**, 193201 (2003).



- [96] L. D. LANDAU und E. M. LIFSCHITZ: *Quantenmechanik*. Akademie-Verlag Berlin, 9. Auflage (1979).
- [97] C. J. JOACHAIN: *Quantum Collision Theory*. North-Holland Publishing Amsterdam 3. Auflage (1983).
- [98] G. K. WOODGATE: *Elementary Atomic Structure*. Oxford University Press 2<sup>nd</sup> Auflage (2000).
- [99] P. S. JULIENNE und F. H. MIES: *Collisions of ultracold trapped atoms*. J. Opt. Soc. Am. B **6**(11), 2257 (1989).
- [100] S. KOTOCHIGOVA, E. TIESINGA und I. TUPTSYN: *Nonrelativistic ab initio calculation of the interaction potentials between metastable Ne atoms*. Phys. Rev. A **61**, 042712 (2000).
- [101] A. DEREVIANKO und A. DALGARNO: *Long-range interaction of two metastable rare-gas atoms*. Phys. Rev. A **62**, 062501 (2000).
- [102] B. GAO: *Quantum-defect theory of atomic collisions and molecular vibration spectra*. Phys. Rev. A **58**, 4222 (1998).
- [103] V. V. FLAMMBAUM, G. F. GRIBAKIN und C. HARABATI: *Analytical calculation of cold-atom scattering*. Phys. Rev. A **59**, 1998 (1999).
- [104] W. DEMTRÖDER: *Molekülphysik*. Oldenbourg Wissenschaftsverlag (2003).
- [105] G. M. KAVOULAKIS, C. J. PETHICK und H. SMITH: *Collisional relaxation in diffusive clouds of trapped bosons*. Phys. Rev. A **61**, 053603 (2000).
- [106] S. A. HOPKINS, S. WEBSTER, J. ARLT, P. BANCE, S. CORNISH, O. MARAGÓ und C. J. FOOT: *Measurement of elastic cross section for cold cesium collisions*. Phys. Rev. A **61**, 032707 (2000).
- [107] H. WU und C. J. FOOT: *Direct Simulation of evaporative cooling*. J. Phys. B **29**, L321 (1996).
- [108] M. ARNDT, M. BEN DAHAN, D. GUÉRY-ODELIN, M. W. REYNOLDS und J. DALIBARD: *Observation of a Zero Energy Resonance in Cs-Cs Collisions*. Phys. Rev. Lett. **79**, 625 (1997).
- [109] S. HENSLER, J. WERNER, A. GRIESMAIER, P. O. SCHMIDT, A. GÖRLITZ, T. PFAU, S. GIOVANAZZI und K. RZAZEWSKI: *Dipolar relaxation in an ultra-cold gas of magnetically trapped chromium atoms*. Appl. Phys. B. **77**, 765 (2003).
- [110] J. SÖDING, D. GUÉRY-ODELIN, P. DESBOILLES, G. FERRARI und J. DALIBARD: *Giant Spin Relaxation of an Ultracold Cesium Gas*. Phys. Rev. Lett **80**, 1869 (1998).
- [111] P. E. SISKA: *Molecular-beam studies of Penning ionization*. Rev. Mod Phys. **65**, 337 (1993).
- [112] M. W. MÜLLER, A. MERZ, M. W. RUF, H. HOTOP, W. MEYER und M. MOVRE: *Experimental and theoretical studies of the bi-excited collisions systems  $He^*(2S-3) + He^*(2S-3, 2S-1)$  at thermal and subthermal kinetic energies*. Zeitschrift für Physik D **21**, 89 (1991).
- [113] J. LÉONARD, M. WALHOUT, A. P. MOSK, T. MÜLLER, M. LEDUC und C. COHEN-TANNOUDJI: *Giant Helium Dimers Produced by Photoassociation of Ultracold Metastable Atoms*. Phys. Rev. Lett. **91**, 073203 (2003).

- [114] F. PEREIRA DOS SANTOS, F. PERALES, J. LÉONARD, A. SINATRA, J. WANG, F. SAVERIO PAVONE, E. RASEL, C. S. UNNIKRIISHNAN und M. LEDUC: *Penning collisions of laser-cooled metastable helium atoms*. Eur. Phys. J. D **14**, 15 (2000).
- [115] F. BARDOU, O. EMILE, J. M. COURTY, C. I. WESTBROOK und A. ASPECT: *Magneto-optical trapping of metastable helium - collisions in the presence of resonant light*. Europhys. Lett. **20**, 681 (1992).
- [116] V. A. SHEVEREV, V. P. STEPNIUK und G. G. LISTER: *Chemi-ionization in neon plasma*. J. of Appl. Phys. **92**, 3454 (2002).
- [117] A. E. LEANHARDT, T. A. PASQUINI, M. SABA, A. SCHIROTZEK, Y. SHIN, D. KIELPINSKI, D. E. PRITCHARD und W. KETTERLE: *Cooling Bose-Einstein Condensates Below 500 Picokelvin*. Science **301**, 1513 (2003).
- [118] *Guinness World Records 2004*. Guinness World Records Ltd. (2003).
- [119] C. COHEN-TANNOUDJI: *Cours de Physique Atomique et Moléculaire: Condensation de Bose-Einstein des gaz atomiques ultrafroids*. Collège de France, Année scolaire 1997 – 1998.
- [120] K. B. DAVIS, M.-O. MEWES, M. A. JOFFE, M. R. ANDREWS und W. KETTERLE: *Evaporative Cooling of Sodium Atoms*. Phys. Rev. Lett. **74**, 5202 (1995).
- [121] K. B. DAVIS, M. O. MEWES und W. KETTERLE: *An Analytical Model for Evaporative Cooling of Atoms*. Appl. Phys. B **60**, 155 (1995).
- [122] W. KETTERLE und N. J. VAN DRUTEN: *Evaporative Cooling of Trapped Atoms*. Advances in Atomic, Molecular and Optical Physics **36**, 181 (1996).
- [123] DIRK HELLWEG: *Phasenfluktuationen in Bose-Einstein-Kondensaten*. Doktorarbeit Universität Hannover (2003).
- [124] J. STENGER, S. INOUE, M. R. ANDREWS, H.-J. MIESNER, D. M. STAMPER-KURN und W. KETTERLE: *Strongly Enhanced Inelastic Collisions in a Bose-Einstein Condensate near Feshbach Resonances*. Phys. Rev. Lett. **82**, 2422 (1999).
- [125] E. TIESINGA, S. J. M. KUPPENS, B. J. VERHAAR und H. T. C. STOOF: *Collisions between ground-state Na atoms*. Phys. Rev. A **43**, 5188 (1991).
- [126] E. G. M. VAN KEMPEN, S. J. J. M. F. KOKKELMANS, D. J. HEINZEN und B. J. VERHAAR: *Interisotope Determination of Ultracold Rubidium Interactions from Three High-Precision Experiments*. Phys. Rev. Lett. **88**, 093201 (2002).
- [127] E. A. BURT, R. W. CHRIST, C. J. MYATT, M. J. HOLLAND, E. A. CORNELL und C. E. WIEMANN: *Coherence, Correlations, and Collisions: What One Learns about Bose-Einstein Condensates from Their Decay*. Phys. Rev. Lett. **79**, 337 (1997).
- [128] CLAUD FÜHNER: *Numerische Simulation und Optimierung der Verdampfungskühlung*. Diplomarbeit Universität Hannover (1997).
- [129] NORBERT HERSCHBACH: *persönliche Mitteilung*. (2003).
- [130] C. A. SACKET, C. C. BRADLEY und R. G. HULET: *Optimization of evaporative cooling*. Phys. Rev. A **55**, 3797 (1997).

- [131] A. J. KERMAN, V. VULETIC, C. CHIN und S. CHU: *Beyond Optical Molasses: 3D Raman Sideband Cooling of Atomic Cesium to High Phase-Space Density*. Phys. Rev. Lett. **84**, 439 (2000).
- [132] S. E. HAMANN, D. L. HAYOCK, G. KLOSE, P.H. PAX, I. H. DEUTSCH und P. S. JESSEN: *Resolved-Sideband Raman Cooling to the Ground State of an Optical Lattice*. Phys. Rev. Lett. **80**, 4149 (1998).
- [133] N. HERSCHBACH, P. J. J. TOL, W. VASSEN, W. HOGERVORST, G. WOESTENENK, J. W. THOMSEN, P. VAN DER STRATEN und A. NIEHAUS: *Photoassociation Spectroscopy of Cold He( $2^3S$ ) Atoms*. Phys. Rev. Lett. **84**, 1874 (2000).
- [134] ALEXANDER BUNKOWSKI: *Untersuchungen zur Wechselwirkung von kalten Neon-Atomen*. Diplomarbeit Universität Hannover (2003).
- [135] R. GRIMM, M. WEIDEMÜLLER und Y. B. OVCHINNIKOV: *Optical dipole traps for neutral atoms*. Adv. At. Mol. Opt. Phys. **42**, 95 (2000).
- [136] K. BERGMANN, H. THEUER und B. W. SHORE: *Coherent population transfer among quantum states of atoms and molecules*. Rev. Mod. Phys. **70**, 1003 (1998).
- [137] M. L. BOAS: *Mathematical methods in the physical sciences*. John Wiley & Sons, New York 2. Auflage (1983).



## ANHANG A

## Zusammenstellung der Stoßparameter

Die im Rahmen dieser Arbeit ermittelten Stoßparameter sind in der folgenden Tabelle zusammengefasst: Durch Beobachtung der kreuzdimensionalen Relaxation (s. Kap. 5) ist es gelungen, die s-Wellen-Streulänge  $a$  elastischer Stöße spinpolarisierter Atome zu ermitteln. Die Verlustparameter  $\beta$  inelastischer Stöße wurden aus Fallenverlustexperimenten sowohl für unpolarisierte als auch für spinpolarisierte Stoßpartner bestimmt (Kap. 6). Hierbei ist insbesondere die Unterdrückung der Rate inelastischer Stöße durch Spinpolarisation  $\beta_{\text{unpol}}/\beta_{\text{pol}}$  von großem Interesse.

	$^{20}\text{Ne}$	$^{22}\text{Ne}$
$a$ [ $a_0$ ]	$-105(4)_{\text{stat}}(18)_{\text{syst}}$	$+310(70)_{\text{stat}}$ $(150 < a < 1050)_{\text{syst}}$
$\beta_{\text{unpol}}$ [ $\text{cm}^3\text{s}^{-1}$ ]	$2,5(8) \times 10^{-10}$	$8(5) \times 10^{-11}$
$\beta_{\text{pol}}$ [ $\text{cm}^3\text{s}^{-1}$ ]	$5,3(15) \times 10^{-12}$	$9,4(26) \times 10^{-12}$
$\frac{\beta_{\text{unpol}}}{\beta_{\text{pol}}}$	$47(20)$	$9(6)$



## ANHANG B

### Beschreibung von Fallenverlustexperimenten

Die abnehmende Anzahl gespeicherter Atome wird phänomenologisch beschrieben durch sogenannte Ein-Körper- und Zwei-Körper-Verluste, sowie durch Verlustprozesse höherer Ordnung. Für letztere konnten jedoch keine Signaturen bei den in dieser Arbeit vorgestellten Messungen gefunden werden.

Ein-Körper-Verluste beschreiben alle dichteunabhängigen Prozesse, die zu Fallenverlusten führen. Die Lebensdauer des metastabilen Zustandes von Neon oder Stöße mit dem Hintergrundgas sind solche Ein-Körper-Verlustprozesse, aber auch sogenannte geometrische Verluste aufgrund der endlichen Falltiefe. Der Verlust an Atomzahl wird beschrieben durch ein exponentielles Zerfallsgesetz,

$$\dot{N}_{1K}(t) = -\alpha N(t), \quad (\text{B.0.1})$$

mit der die exponentielle Zerfallsrate  $\alpha$  definiert wird.

Zwei-Körper-Verluste fassen all jene Verlustprozesse zusammen, die durch die Kollision zweier gefangener Atome verursacht werden. Im Falle metastabiler Neons sind dies insbesondere in der magneto-optischen Falle Penning-Ionisations-Reaktionen. Die Anzahl dieser Kollisionen ist proportional zur Wahrscheinlichkeit, zwei Atome zur gleichen Zeit am gleichen Ort anzutreffen, und daher gegeben durch das Quadrat der Anzahldichte  $n(\mathbf{r}, t)$ . Die Zahl an Atomen, die durch Zwei-Körper-Prozesse aus einem gespeicherten Ensemble entfernt werden, ist gegeben durch

$$\dot{N}_{2K}(t) = -\beta \int d^3r n^2(\mathbf{r}, t), \quad (\text{B.0.2})$$

wobei die Verlustkonstante  $\beta$  eingeführt wurde.

Der Zerfall des gesamten Ensembles kann nun durch folgende Differentialgleichung beschrieben werden:

$$\dot{N}(t) = -\alpha N(t) - \beta \int d^3r n^2(\mathbf{r}, t) + \mathcal{O}(n^3). \quad (\text{B.0.3})$$

Zwei-Körper-Verluste treten bevorzugt bei hohen Dichten auf, so dass die zeitliche Abnahme der Atomzahl erst allmählich in einen rein exponentiellen Zerfall mit der Rate  $\alpha$  übergeht. Die anfängliche Abweichung vom rein exponentiellen Zerfall ist eine Signatur von Zwei-Körper-Prozessen.

Die Dichteverteilung in einer magneto-optischen Falle und in einer Magnetfalle – falls die harmonische Näherung gültig ist – lässt sich sehr gut mit einer auf die Teilchenzahl normierten Gaußverteilung beschreiben,

$$n(x, y, z) = n_0 \exp\left(-\frac{x^2}{2\sigma_x^2} - \frac{y^2}{2\sigma_y^2} - \frac{z^2}{2\sigma_z^2}\right), \quad (\text{B.0.4})$$

wobei die Spitzendichte

$$n_0 = N/V_0 \quad (\text{B.0.5})$$

über das gaußsche Volumen

$$V_0 := (2\pi)^{3/2} \sigma_x \sigma_y \sigma_z \quad (\text{B.0.6})$$

definiert wird. Die mittlere Anzahlldichte entspricht dem Mittelwert der Dichte und ist entsprechend definiert als

$$\bar{n} := \frac{\int d^3r n^2(\mathbf{r})}{\int d^3r n(\mathbf{r})} = \frac{\int d^3r n^2(\mathbf{r})}{N}. \quad (\text{B.0.7})$$

Ebenso wie die zentrale Dichte kann die mittlere Dichte als die Anzahl von Teilchen in einem gewissen Volumen aufgefasst werden:

$$\bar{n} := \frac{N}{V_{\text{eff}}} \quad (\text{B.0.8})$$

wobei das sogenannte effektive Volumen bei vorliegender gaußscher Dichteverteilung zum gaußschen Volumen in Beziehung gesetzt werden kann:  $V_{\text{eff}} = 2^{3/2} V_0$ . Mit diesen Definitionen lässt sich Gleichung B.0.2 umschreiben zu

$$\dot{N}_{2K}(t) = -\beta \bar{n}(t) N(t) = -\beta \frac{N^2(t)}{V_{\text{eff}}(t)}, \quad (\text{B.0.9})$$

und Gleichung B.0.3 zu

$$\dot{N}(t) = -\alpha N(t) - \beta \frac{N^2(t)}{V_{\text{eff}}(t)}. \quad (\text{B.0.10})$$

Diese Differentialgleichung wird bei zeitlich konstantem Volumen  $V_{\text{eff}}$  gelöst durch

$$N(t) = \frac{N(0)}{\left(1 + \frac{\beta N(0)}{\alpha V_{\text{eff}}} e^{\alpha t}\right) - \frac{\beta N(0)}{\alpha V_{\text{eff}}}}, \quad (\text{B.0.11})$$

so dass aus einer Messung des zeitlichen Verlaufs von  $N(t)$  sowohl die exponentielle Zerfallsrate  $\alpha$  als auch die Verlustkonstante  $\beta$  bestimmt werden kann.



## ANHANG C

### Methode der reskalierten Zeit

Die Methode der reskalierten Zeit wird in der vorliegenden Arbeit zur Analyse elastischer Stöße (Kap. 5) und zur Analyse von Heizprozessen infolge inelastischer Stöße (Kap.6, Abschnitt 6.3.2) benutzt.

Das Konzept der reskalierten Zeit wurde eingeführt von Hopkins et al. [106] zur Beschreibung der Relaxation des Aspektverhältnisses  $A(t)$  einer Atomwolke durch elastische Stöße (Gl. 5.2.5),

$$\frac{d}{dt}(A(t) - A_{GG}) = -\gamma_{\text{rel}}(A(t) - A_{GG}) .$$

Hierbei gestattet die Messung der Relaxationsrate  $\gamma_{\text{rel}}$  eine Bestimmung des gesuchten Wirkungsquerschnitts elastischer Stöße  $\sigma_{\text{el}}$ . Die Abnahme der mittleren Dichte aufgrund von Fallenverlusten führte bei dieser Messung zu einer Abnahme der Relaxationsgeschwindigkeit. Dieser für die Analyse unerwünschte Effekt wurde berücksichtigt durch die sogenannte reskalierte Zeit. Bezüglich dieser bleibt die Relaxationsgeschwindigkeit ( $\propto \dot{A}$ ) konstant.

Die mathematische Behandlung dieses Konzeptes ergibt sich aus der Theorie der Differentialgleichungen. Gegeben sei eine lineare Differentialgleichung erster Ordnung, die das Verhalten der zeitabhängigen Größe  $Y(t)$  beschreibt,

$$\frac{d}{dt}Y(t) = P(t)Y(t) , \quad (\text{C.0.1})$$

und die von der zeitabhängigen Funktion  $P(t)$  beeinflusst wird. Die allgemeine Lösung dieser Differentialgleichung ist gegeben durch (z.B. [137])

$$Y(t) = Y(0) \exp\left(\int_0^t dt' P(t')\right) , \quad (\text{C.0.2})$$

und für den Spezialfall  $P = \text{const.}$  durch

$$Y(t) = Y(0) \exp(Pt) . \quad (\text{C.0.3})$$

Die allgemeine Lösung der Differentialgleichung kann auf diese einfachere Form zurückgeführt werden, durch folgende Definition der reskalierten Zeit

$$t^*(t) = \int_0^t dt' \frac{P(t')}{P(0)} , \quad (\text{C.0.4})$$

es gilt dann

$$Y(t) = Y(0) \exp\left(\int_0^t dt' P(t')\right) = Y(0) \exp(P(0)t^*) . \quad (\text{C.0.5})$$



## ANHANG D

# Lebenslauf

von Peter Spoden, geboren am 18. Mai 1973 in Stuttgart

### Schulbildung

1979-1983	Grundschule Neuenstadt am Kocher
1983-1989	Mörike-Progymnasium Neuenstadt am Kocher
1989-1992	Albert-Schweitzer-Gymnasium Neckarsulm
1992	Allgemeine Hochschulreife
1992-1993	Zivildienst

### Studium

1993-1999	Studium der Physik an der Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg
September 1996 - April 1997	Studienaufenthalt am King's College London
1999	Diplom in Physik
seit März 2000	Doktorarbeit am Institut für Quantenoptik in der Arbeitsgruppe von Prof. Dr. W. Ertmer



## Danksagung

Ich möchte mich bei allen bedanken, die mich im Laufe meiner Doktorarbeit unterstützt und begleitet haben.

Meinem Doktorvater, Prof. Dr. Wolfgang Ertmer, danke ich für das mir entgegengebrachte Vertrauen, indem er mir die Arbeit mit metastabilem Neon ermöglichte. Durch sein unermüdliches Wirken und sein großes Engagement hat er im Institut für Quantenoptik eine gut positionierte Arbeitsgruppe geschaffen, in der bei guter Atmosphäre und Ausstattung geforscht werden kann. Prof. Dr. Maciej Lewenstein danke ich für die Übernahme des Koreferates dieser Arbeit.

Die in dieser Arbeit vorgestellten Ergebnisse entstammen natürlich nicht dem Wirken eines Einzelnen, sondern sind in einem Team erarbeitet worden. Ich freue mich sehr, dessen Mitgliedern danken zu können. Es war eine stete Freude mit Priv.-Doz. Dr. Gerhard Birkl arbeiten zu können. Er kombiniert in meisterhafter Weise die klare Vorgabe von Zielsetzungen mit der Geduld, die in Anbetracht so mancher „Labor-Realität“ angebracht war. Die Martin und mir gestattete Freiheit experimentellen Arbeitens wurde durch sein Interesse daran überprüft und durch sein Vertrauen gefördert. Mit Dr. Martin Zinner habe ich einen Partner im Labor gefunden, mit dem ich sowohl sehr effizient arbeiten als auch diskutieren konnte. Durch unsere gegenseitige Ergänzung gelang es uns, einen Arbeitsrhythmus zu finden, der uns in Zeiten experimenteller Pannen und scheinbaren Stillstands vor (völliger) Frustration bewahrte, und uns in produktiven Zeiten Sorgfalt ermöglichte. Die Jahre mit ihm waren auch persönlich eine Bereicherung.

Ich hatte das Privileg, die Diplomarbeiten von Dipl.-Phys. Tobias Kraemer und Dipl.-Phys. Alexander Bunkowski betreuen zu dürfen. Die Zeit mit beiden – obwohl durch inhaltlich völlig unterschiedliche Arbeiten geprägt – war fruchtbar und Freude bringend. Seit diesem Frühjahr ist Dr. Norbert Herschbach Teil unseres Teams. Er bereicherte es instantan nicht nur persönlich sondern auch durch hohe physikalische Kompetenz und deren Umsetzung im Labor. Dr. Michael Johanning stieß erst vor kurzem zu uns, so dass unsere Zusammenarbeit nur kurz war. Ich hätte mir eine längere gewünscht. Unserem neuen Doktoranden Wouter van Drunen wünsche ich eine schöne Zeit und Erfolg am Experiment.

Bei allen Mitgliedern der Arbeitsgruppe bedanke ich mich für das von allen geschaffene gute Klima der Zusammenarbeit und des Miteinanders. Dies äußerte sich zum Beispiel am Wissensaustausch zwischen Tür und Angel oder während der alljährlichen Dänemarkfahrten. Für so manches, das hierüber hinausging, möchte ich mich besonders bei Dipl.-Phys. Michael Volk, Dr. Felix Buchkremer und Prof. Dr. Jan Arlt bedanken. Jan danke ich auch dafür, dass er mir zum Verfassen dieser Arbeit sein Refugium in Ebene 4 überließ. Den Mitgliedern der mechanischen und elektronischen Werkstätten danke ich ebenso wie allen guten Geistern der „Chefetage“, die das Institut zusammenhalten.

Ich danke von Herzen meinen Eltern, meinem Bruder und besonders meiner Lebensgefährtin für ihre Unterstützung und ihr Verständnis, die ich erfahren habe. Ich widme diese Arbeit meinem Vater.