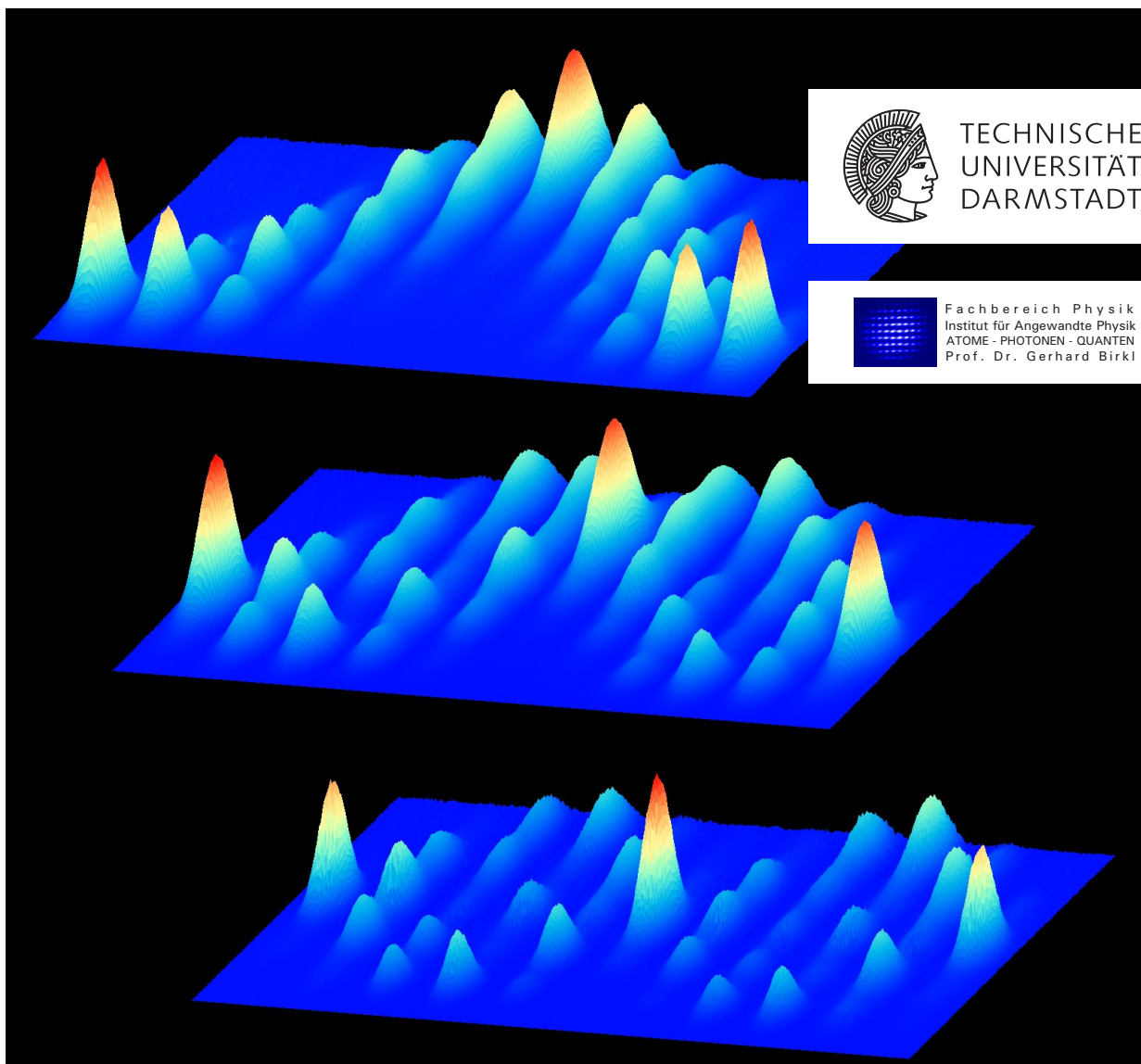

Stoßwechselwirkungen in Isotopen- und Spinmischungen lasergekühlter metastabiler Neonatome

Collisional interactions in isotope and spin mixtures of laser-cooled metastable neon atoms

Zur Erlangung des Grades eines Doktors der Naturwissenschaften (Dr. rer. nat.)
genehmigte Dissertation von Dipl.-Phys. Jan Schütz aus Hamburg
Juli 2013 – Darmstadt – D 17



Stoßwechselwirkungen in Isotopen- und Spinmischungen lasergekühlter metastabiler Neonatome
Collisional interactions in isotope and spin mixtures of laser-cooled metastable neon atoms

Genehmigte Dissertation von Dipl.-Phys. Jan Schütz aus Hamburg

1. Gutachten: Prof. Dr. Gerhard Birkel
2. Gutachten: Prof. Dr. Reinhold Walser

Tag der Einreichung: 7. Juni 2013

Tag der Prüfung: 3. Juli 2013

Darmstadt – D 17

Titelbild: Gemessene Dichteverteilung von Ensembles metastabiler Neonatome nach Separation der Spinzustände. Vor der Separation wurden Rabi-Oszillationen ausgehend vom Zustand $|m_J = +2\rangle$ (oben), $|m_J = +1\rangle$ (Mitte) und $|m_J = 0\rangle$ (unten) durch resonante RF-Pulse angeregt. Die Phase dieser Oszillationen variiert in den Bildern von Null (links) bis 2π (rechts).

Zusammenfassung

Lasergekühlte metastabile Neonatome (Ne^*) stellen ein außergewöhnliches atomares System dar: Die extrem kleine kinetische Energie der kalten Atome, bei gleichzeitig ungewöhnlich großer interner Energie des metastabilen Zustands $^3\text{P}_2$, führt zu einem einzigartigen Stoßverhalten der Atome, das von ionisierenden Stößen dominiert wird.

Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit der experimentellen Untersuchung der Stoßwechselwirkungen von Ne^* , wobei insbesondere Stöße in Isotopenmischungen und in Mischungen unterschiedlicher Zeeman-Untersubzustände betrachtet werden. Mit einer Lebensdauer von 14,7 s stellt der Zustand $^3\text{P}_2$ dabei einen effektiven Grundzustand für die Lasermanipulation dar. Die Ne^* -Atome werden mit Methoden der Laserkühlung auf eine Temperatur von einigen 100 μK abgekühlt und in einer magneto-optischen Falle oder Magnetfalle gespeichert, wo sie für Experimente zur Verfügung stehen.

Voraussetzung für das Kühlen und Speichern von Isotopenmischungen ist eine genaue Kenntnis der Isotopieverschiebung des zur Lasermanipulation genutzten Übergangs $^3\text{P}_2 \leftrightarrow ^3\text{D}_3$. Die Isotopieverschiebung des Übergangs zwischen den Isotopen ^{20}Ne , ^{21}Ne und ^{22}Ne wurde im Rahmen dieser Arbeit vermessen, wobei die Messgenauigkeit durch die Ausnutzung der Vorteile lasergekühlter Atome im Vergleich zu früheren Messungen um eine Größenordnung verbessert werden konnte. Für ^{21}Ne wurden ebenfalls mit hoher Genauigkeit die Hyperfeinstrukturkonstanten für magnetische Dipolwechselwirkung und elektrische Quadrupolwechselwirkung des Zustands $^3\text{D}_3$ ermittelt. Die Ergebnisse der Messungen sind in Tabelle 0.1 zusammengefasst.

Die Stoßwechselwirkungen in Zwei-Isotopen-Mischungen spinpolarisierter Ne^* -Atome der Isotope ^{20}Ne , ^{21}Ne und ^{22}Ne wurden insbesondere im Hinblick auf die Eignung für sympathetisches Kühlen untersucht. Es wurden Ratenkoeffizienten für heteronukleare ionisierende Stöße sowie obere Schranken für heteronukleare thermische Relaxationsquerschnitte gemessen, die in Tabelle 0.2 zusammengefasst sind. Es zeigt sich für alle Zwei-Isotop-Mischungen ein für sympathetisches Kühlen unvorteilhaftes Verhältnis von elastischen zu inelastischen Stößen.

Für die beiden bosonischen Isotope ^{20}Ne und ^{22}Ne wurden Methoden zur Präparation aller Zeeman-Untersubzustände $|m_J = +2\rangle, |m_J = +1\rangle, |m_J = 0\rangle, |m_J = -1\rangle, |m_J = -2\rangle$ des Zustands $^3\text{P}_2$ sowie kontrollierter Spinmischungen im Fünf-Niveau-System $|+2\rangle, \dots, |-2\rangle$, im Drei-Niveau-System $|+2\rangle, |+1\rangle, |0\rangle$ und im Zwei-Niveau-System $|+2\rangle, |+1\rangle$ entwickelt. Zur Präparation der Zustände kommen verschiedene Radiofrequenz- und Laser-Pulssequenzen zum Einsatz, deren Funktionsweise quantenmechanisch und anhand eines semi-klassischen Modells erläutert wird. Die Kohärenzeigenschaften der präparierten Zustände wurden mit Hilfe von Ramsey- und Spin-Echo-Experimenten untersucht.

Die Ionenraten der Spinmischungen zeigen eine starke Abhängigkeit vom m_J -Zustand der Atome. Am geringsten sind die Raten ionisierender Stöße zwischen Atomen im extremalen Zustand $|m_J = +2\rangle$ bzw. im Zustand $|m_J = -2\rangle$. Für alle anderen m_J -Zustände wurde eine größere Rate ionisierender Stöße gemessen, wobei der Unterschied zwischen den Raten für ^{20}Ne deutlich größer ist als für ^{22}Ne . Die gemessenen Ionisationsratenkoeffizienten für Stöße zwischen Atomen in den verschiedenen Kombinationen aus m_J -Zuständen sind in Tabelle 0.3 zusammengestellt.

Isotopieverschiebung (MHz)		Hyperfeinstrukturkonstanten (^{21}Ne) (MHz)	
$^{20}\text{Ne} \leftrightarrow ^{22}\text{Ne}$	$1625,9 \pm 0,15$	$A(^3\text{D}_3)$	$-142,4 \pm 0,2$
$^{20}\text{Ne} \leftrightarrow ^{21}\text{Ne}$	$855,7 \pm 1,0$	$B(^3\text{D}_3)$	$-107,7 \pm 1,1$
$^{21}\text{Ne} \leftrightarrow ^{22}\text{Ne}$	$770,3 \pm 1,0$		

Tabelle 0.1: Im Rahmen dieser Arbeit gemessene Isotopieverschiebungen des zur Lasermanipulation genutzten Übergangs $^3\text{P}_2 \leftrightarrow ^3\text{D}_3$ für ^{20}Ne , ^{21}Ne und ^{22}Ne sowie Hyperfeinstrukturkonstanten für magnetische Dipolwechselwirkung A und elektrische Quadrupolwechselwirkung B des Zustands $^3\text{D}_3$ für ^{21}Ne .

Ionisationsratenkoeffizienten ($10^{-11} \text{ cm}^3/\text{s}$)		Relaxationsquerschnitte (10^{-17} m^2)	
$\beta_{21,20}$	$3,9 \pm 2,7$	$\sigma_{\text{rel},21,20}(\approx 500 \mu\text{K})$	$\lesssim 7$
$\beta_{22,20}$	$2,6 \pm 0,7$	$\sigma_{\text{rel},20,22}(\approx 750 \mu\text{K})$	$\lesssim 4$
$\beta_{21,22}$	$3,9 \pm 1,9$	$\sigma_{\text{rel},21,22}(\approx 600 \mu\text{K})$	$\lesssim 20$

Tabelle 0.2: Im Rahmen dieser Arbeit gemessene heteronukleare Ionisationsratenkoeffizienten $\beta_{i,j}$ sowie obere Schranken der heteronuklearen thermischen Relaxationsquerschnitte $\sigma_{\text{rel},i,j}$ für Stöße zwischen spinpolarisierten Ne^* -Atomen der Isotope ^iNe und ^jNe .

	Relativwerte		Absolutwerte	
	^{20}Ne	^{22}Ne	^{20}Ne	^{22}Ne
	$\beta/\beta_{+2,+2}$	$\beta/\beta_{+2,+2}$	β ($10^{-11} \text{ cm}^3/\text{s}$)	β ($10^{-11} \text{ cm}^3/\text{s}$)
$\beta_{+2,+2}$	1	1	$0,65 \pm 0,18$	$1,2 \pm 0,3$
$\beta_{+1,+1}$	$27,2 \pm 9,3$	$4,8 \pm 0,3$	$17,7 \pm 7,8$	$5,8 \pm 1,5$
$\beta_{0,0}$	$22,1 \pm 6,8$	$3,6 \pm 0,9$	$14,4 \pm 5,9$	$4,3 \pm 1,5$
$\beta_{+2,+1}$	$6,3 \pm 2,0$	$0,5 \pm 0,5$	$4,1 \pm 1,8$	$0,6 \pm 0,6$
$\beta_{+2,0}$	$16,7 \pm 15,0$	$6,8 \pm 2,3$	$10,9 \pm 10,2$	$8,2 \pm 3,4$
$\beta_{+1,0}$	$1,7_{-1,7}^{+8,9}$	$0,9_{-0,9}^{+1,3}$	$1,1_{-1,1}^{+5,8}$	$1,1_{-1,1}^{+1,6}$
$\tilde{\beta}$	$15,4 \pm 9,5$	$3,4 \pm 0,8$	$10,0 \pm 6,8$	$4,1 \pm 1,4$

Tabelle 0.3: Im Rahmen dieser Arbeit gemessene Ionisationsratenkoeffizienten β_{m_i,m_j} für Stöße zwischen Ne^* -Atomen in Zuständen $|^3\text{P}_2, m_i\rangle$ und $|^3\text{P}_2, m_j\rangle$ für ^{20}Ne und ^{22}Ne . Der Koeffizient $\tilde{\beta}$ bezeichnet den Mittelwert der Koeffizienten $\beta_{+2,-1}$, $\beta_{+1,-1}$ und $\beta_{+2,-2}$, deren Werte nicht einzeln bestimmt wurden. **Links:** Werte relativ zum Koeffizienten $\beta_{+2,+2}$ des jeweiligen Isotops. **Rechts:** Aus den Relativwerten dieser Arbeit und den von P. Spoden *et al.* gemessenen $\beta_{+2,+2}$ [1] resultierende Absolutwerte. Aus Symmetriegründen gilt jeweils $\beta_{m_j,m_i} = \beta_{m_i,m_j}$. Die Messungen dieser Arbeit zeigen zudem die Symmetrie $\beta_{-m_i,-m_j} = \beta_{m_i,m_j}$.

Abstract

Laser-cooled metastable neon atoms (Ne^*) present a fascinating atomic system: The extremely low kinetic energy of the cold atoms stands in strong contrast to the large internal energy of the metastable state $^3\text{P}_2$ and leads to unique collisional interaction properties that are dominated by ionizing collisions.

In this work, experimental investigations of the collisional interactions of Ne^* are presented. In particular, collisional interactions in isotope mixtures and in mixtures of different Zeeman sublevels ($|m_J\rangle$) are studied. With a lifetime of 14,7 s, the metastable state $^3\text{P}_2$ serves as an effective ground state for the laser manipulation. The Ne^* atoms are cooled down to a temperature of several 100 μK using laser cooling techniques and stored in a magneto optical or magnetic trap. The cold, trapped atoms can then be used for experiments.

In order to cool and trap isotope mixtures, the isotope shift of the atomic transition $^3\text{P}_2 \leftrightarrow ^3\text{D}_3$ that is used for laser manipulation has to be known with high precision. In this work, the shift of the transition between the isotopes ^{20}Ne , ^{21}Ne , and ^{22}Ne has been measured and, using the advantages of laser-cooled atoms, the accuracy of the measurement was improved by one order of magnitude compared to previous measurements. For ^{21}Ne also the hyperfine interaction constants of the state $^3\text{D}_3$ for magnetic dipole and electric quadrupole interaction have been measured. The results of both measurements are summarized in Table 0.4.

The collisional interactions of spin-polarized Ne^* in all two-isotope mixtures of ^{20}Ne , ^{21}Ne , and ^{22}Ne have been investigated. The investigations are focused on the question whether the heteronuclear collisional interactions are favorable for sympathetic cooling. Rate coefficients for heteronuclear ionizing collisions and upper bounds for heteronuclear thermal relaxation cross sections have been measured. The results are compiled in Table 0.5. In all cases, the measured ratio of elastic to inelastic collisions is not favorable for heteronuclear sympathetic cooling.

For the two bosonic isotopes, ^{20}Ne and ^{22}Ne , experimental methods for the preparation of all $^3\text{P}_2$ Zeeman sublevels $|m_J = +2\rangle, |m_J = +1\rangle, |m_J = 0\rangle, |m_J = -1\rangle, |m_J = -2\rangle$ as well as controlled spin mixtures in the five-level system $|+2\rangle, \dots, |-2\rangle$, in the three-level system $|+2\rangle, |+1\rangle, |0\rangle$, and in the two-level system $|+2\rangle, |+1\rangle$ have been developed. The methods are based on different radio frequency and laser pulse sequences. The state evolution is explained quantum-mechanically and with a semi-classical model. The coherence properties of the prepared states have been studied using Ramsey and spin echo measurements.

The ion rates of the spin mixtures show a pronounced m_J -state dependence. The lowest ion rates have been measured when the atoms were prepared in spin-stretched states, i. e. either all atoms in $|m_J = +2\rangle$ or all atoms in $|m_J = -2\rangle$. For all other states larger rates of ionizing collisions have been measured. The difference between the rates is much larger for ^{20}Ne than for ^{22}Ne . The measured ionizing collision rate coefficients are summarized in Table 0.6.

	Isotope shift (MHz)	Hyperfine interaction constants (^{21}Ne) (MHz)	
$^{20}\text{Ne} \leftrightarrow ^{22}\text{Ne}$	1625.9 ± 0.15	$A(^3\text{D}_3)$	-142.4 ± 0.2
$^{20}\text{Ne} \leftrightarrow ^{21}\text{Ne}$	855.7 ± 1.0	$B(^3\text{D}_3)$	-107.7 ± 1.1
$^{21}\text{Ne} \leftrightarrow ^{22}\text{Ne}$	770.3 ± 1.0		

Table 0.4: Isotope shift of the $^3\text{P}_2 \leftrightarrow ^3\text{D}_3$ transition for ^{20}Ne , ^{21}Ne , and ^{22}Ne and hyperfine constants for magnetic dipole (A) and electric quadrupole (B) interaction of the $^3\text{D}_3$ state for ^{21}Ne , measured in this work.

Ionizing collision rate coefficients ($10^{-11} \text{ cm}^3/\text{s}$)		Thermal relaxation cross sections (10^{-17} m^2)	
$\beta_{21,20}$	3.9 ± 2.7	$\sigma_{\text{rel},21,20}(\approx 500 \mu\text{K})$	$\lesssim 7$
$\beta_{22,20}$	2.6 ± 0.7	$\sigma_{\text{rel},20,22}(\approx 750 \mu\text{K})$	$\lesssim 4$
$\beta_{21,22}$	3.9 ± 1.9	$\sigma_{\text{rel},21,22}(\approx 600 \mu\text{K})$	$\lesssim 20$

Table 0.5: Heteronuclear ionizing collision rate coefficients $\beta_{i,j}$ and upper bounds for heteronuclear thermal relaxation cross sections $\sigma_{\text{rel},i,j}$ for collisions between spin-polarized Ne^* atoms of isotopes ^iNe and ^jNe , measured in this work.

	Relative values		Absolute values	
	^{20}Ne	^{22}Ne	^{20}Ne	^{22}Ne
	$\beta/\beta_{+2,+2}$	$\beta/\beta_{+2,+2}$	β ($10^{-11} \text{ cm}^3/\text{s}$)	β ($10^{-11} \text{ cm}^3/\text{s}$)
$\beta_{+2,+2}$	1	1	0.65 ± 0.18	1.2 ± 0.3
$\beta_{+1,+1}$	27.2 ± 9.3	4.8 ± 0.3	17.7 ± 7.8	5.8 ± 1.5
$\beta_{0,0}$	22.1 ± 6.8	3.6 ± 0.9	14.4 ± 5.9	4.3 ± 1.5
$\beta_{+2,+1}$	6.3 ± 2.0	0.5 ± 0.5	4.1 ± 1.8	0.6 ± 0.6
$\beta_{+2,0}$	16.7 ± 15.0	6.8 ± 2.3	10.9 ± 10.2	8.2 ± 3.4
$\beta_{+1,0}$	$1.7^{+8.9}_{-1.7}$	$0.9^{+1.3}_{-0.9}$	$1.1^{+5.8}_{-1.1}$	$1.1^{+1.6}_{-1.1}$
$\tilde{\beta}$	15.4 ± 9.5	3.4 ± 0.8	10.0 ± 6.8	4.1 ± 1.4

Table 0.6: Rate coefficients β_{m_i,m_j} for ionizing collisions between Ne^* atoms in states $|^3\text{P}_2, m_i\rangle$ and $|^3\text{P}_2, m_j\rangle$ for ^{20}Ne and ^{22}Ne . The coefficient $\tilde{\beta}$ denotes the mean value of $\beta_{+2,-1}$, $\beta_{+1,-1}$, and $\beta_{+2,-2}$, the values of which have not been determined separately. **Left:** Values relative to coefficient $\beta_{+2,+2}$ of the respective isotope. **Right:** Absolute values calculated using the relative values of this work and the previously measured values of $\beta_{+2,+2}$ from P. Spoden *et al.* [1]. The coefficients fulfill the symmetry $\beta_{m_i,m_j} = \beta_{m_j,m_i}$ and, as shown in this work, $\beta_{-m_j,-m_i} = \beta_{m_i,m_j}$.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Präparation und Detektion lasergekühlter metastabiler Neonatome	3
2.1	Atomphysikalische Eigenschaften von Neon	3
2.1.1	Feinstruktur	4
2.1.2	Hyperfeinstruktur von ^{21}Ne	5
2.1.3	Zeeman-Effekt	6
2.1.4	Stoßwechselwirkungen	7
2.2	Experimenteller Aufbau	8
2.2.1	Lasersystem	9
2.2.2	Erzeugung eines langsamen Atomstrahls	9
2.2.3	Magneto-optische Falle (MOT)	11
2.2.4	Magnetfalle	11
2.3	Detektionsmethoden	17
2.3.1	Absorptionsdetektion	17
2.3.2	Zustandsselektive Stern-Gerlach-Messung	19
2.3.3	Fluoreszenzdetektion	20
2.3.4	Elektrische Detektion mit Mikrokanalplatten	21
3	Ein einfaches Modell zur Beschreibung ionisierender Stöße von Ne^*-Atomen	27
3.1	Stöße zwischen lasergekühlten Atomen	27
3.2	Quantenbarriere-Modell	28
3.2.1	Streuresonanzen	30
3.3	Ratenkoeffizienten für ionisierende Stöße	31
3.3.1	Temperaturabhängigkeit der Stöße	31
3.3.2	Spin-Statistik	32
3.4	Zusammenfassung und Diskussion	34
4	Isotopieverschiebung des Kühlübergangs	35
4.1	Kühlen und Fangen der Isotope ^{20}Ne , ^{21}Ne und ^{22}Ne	35
4.1.1	Kühlen und Fangen von ^{21}Ne	35
4.2	Isotopieverschiebung des Kühlübergangs	36
4.2.1	Absorptionsmessung	37
4.2.2	Fluoreszenzmessung	39
4.3	Hyperfeinstrukturkonstanten	40
4.4	Zusammenfassung und Diskussion	42
5	Stoßwechselwirkungen zwischen Ne^*-Atomen verschiedener Isotope	45
5.1	Isotopenmischungen in MOT und Magnetfalle	45
5.1.1	Bestimmung der Ensembleparameter	46
5.2	Heteronukleare ionisierende Stöße	47
5.2.1	Beschreibung der Fallenverluste	49

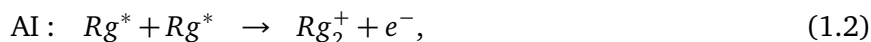
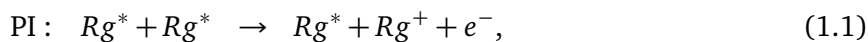
5.2.2	Heteronukleare Ionisationsratenkoeffizienten	50
5.3	Heteronukleare elastische Stöße	53
5.3.1	Thermische Relaxation	54
5.3.2	Heizwirkung der ionisierenden Stöße	54
5.3.3	Heteronukleare thermische Relaxationsquerschnitte	54
5.4	Zusammenfassung und Diskussion	58
6	Präparation von Zeeman-Unterstufen und deren kohärenten und inkohärenten Mischungen	59
6.1	Messmethoden	59
6.2	RF-induzierte Rabi-Oszillationen	60
6.2.1	Quantenmechanische Beschreibung	60
6.2.2	Semi-klassische Beschreibung	61
6.2.3	Vergleich mit Messungen	65
6.3	Präparation des Zustands $ m_j = +1\rangle$ in einem effektiven Zwei-Niveau-System . . .	68
6.4	Präparation des Zustands $ m_j = 0\rangle$ mittels STIRAP	70
6.5	Erzeugung eines Drei-Niveau-Systems mittels <i>fractional</i> STIRAP	76
6.6	Kohärenzuntersuchung der Zustände	78
6.6.1	Ramsey-Experiment	78
6.6.2	Spin-Echo-Experiment	81
6.7	Zusammenfassung und Diskussion	85
7	Ionisierende Stöße von Ne*-Atomen in verschiedenen Zeeman-Unterstufen	87
7.1	Messmethoden	87
7.2	Ionisierende Stöße der Zustandsmischung $ m_j = +2\rangle, +1\rangle$	90
7.3	Ionisierende Stöße zwischen Atomen im Zustand $ m_j = 0\rangle$	92
7.4	Ionisierende Stöße der Zustandsmischung $ m_j = +2\rangle, +1\rangle, 0\rangle$	93
7.5	Ionisierende Stöße von Zustandsmischungen nach Fünf-Niveau-Oszillationen . . .	94
7.6	Zusammenfassung und Diskussion	98
8	Diskussion und Ausblick	101
A	Abkürzungen und Akronyme	105
B	Populationen nach Ramsey- und Spin-Echo-Experiment	107
B.1	Populationen nach Ramsey-Experiment im Fünf-Niveau-System	107
B.2	Populationen nach Spin-Echo-Experiment im Fünf-Niveau-System	108
C	Dichteverteilung in der Magnetfalle für T_{ax} ungleich T_{rad}	109
D	Publikationen und Konferenzbeiträge	111
E	Betreute Bachelor- und Masterarbeiten	113
	Literaturverzeichnis	115

1 Einleitung

Die Entwicklung von Methoden zur Kühlung neutraler Atome mit Hilfe von Laserlicht [2–4] in den 70er und 80er Jahren hat ein neues Forschungsgebiet begründet, das so unterschiedliche Bereiche der Physik wie Quantenoptik, Festkörperphysik und Atom- und Molekülphysik miteinander vereint [5–10]. Mit Hilfe der Laserkühlung lassen sich heutzutage routinemäßig Atomensembles mit Temperaturen von unter 1 μK erzeugen [11]. Diese lasergekühlten und im Vakuum gespeicherten Atome sind nahezu vollständig von Wechselwirkungen mit der Umgebung entkoppelt und stellen daher ideale Systeme für Präzisionsmessungen dar.

Die große Mehrheit der Experimente mit lasergekühlten Atomen wird mit Alkaliatomen durchgeführt. In den letzten Jahren wurde jedoch eine stetig wachsende Anzahl an Elementen der Laserkühlung zugänglich gemacht [12–19]. Eine besondere Klasse von Atomen stellen dabei metastabile Edelgase (Rg^*) dar [20], bei denen die Lasermanipulation nicht vom Grundzustand, sondern vom energetisch niedrigsten angeregten Zustand ausgehend erfolgt, dessen Lebensdauer zwischen 14,73 s (Neon) [21] und 7870 s (Helium) [22] beträgt. Die große interne Energie dieses metastabilen Zustands liegt zwischen 8 eV (Xenon) und 20 eV (Helium) und steht somit in starkem Kontrast zur extrem kleinen kinetischen Energie der lasergekühlten Atome ($\approx 10^{-10}$ eV).

Die Eigenschaften der Rg^* -Atome bieten interessante Möglichkeiten zur Erforschung der Wechselwirkungen kalter Atome, die mit Alkaliatomen nicht zugänglich sind. Insbesondere führt die hohe interne Energie zu großen Raten von Penning- (PI) und assoziativer (AI) Ionisation,



durch welche die Verluste gespeicherter Rg^* -Ensembles dominiert werden. Auf der einen Seite führen diese Verluste zwar zu einer Fragilität der Ensembles, die es schwierig macht, große Atomzahldichten zu generieren. Auf der anderen Seite bieten sich jedoch einzigartige Detektionsmethoden, da sowohl die ionisierten Reaktionsprodukte als auch die Rg^* -Atome mit hoher Quanteneffizienz mittels Elektronenvervielfältigern detektiert werden können. Die Detektion der Ionen erlaubt *In-situ*-Messungen der Stoßprozesse mit hoher zeitlicher Auflösung [23, 24] und die Detektion der Rg^* -Atome ermöglicht orts- und zeitaufgelöste Untersuchungen der Atomflugbahnen, die für wegweisende Experimente wie beispielsweise Hanbury-Brown Twiss Experimente mit bosonischen und fermionischen Atomen [25, 26] oder der direkten Messung von Atomkorrelationsfunktionen dritter Ordnung [27] genutzt wurden.

In der vorliegenden Arbeit werden Untersuchungen an metastabilem Neon vorgestellt, bei denen die Vorteile lasergekühlter Atome sowie die guten Detektionsmöglichkeiten von Ne^* und der bei Stößen entstehenden Ionen ausgenutzt werden. Erklärtes Ziel ist dabei ein besseres Verständnis der interessanten Stoßwechselwirkungen von Ne^* , die sich deutlich von den Stoßwechselwirkungen lasergekühlter Alkaliatome und, aufgrund der komplexeren Struktur des metastabilen Zustands $^3\text{P}_2$, ebenfalls von denen des häufiger verwendeten He^* (metastabiler Zustand: $^3\text{S}_1$) unterscheiden. Der bestehende Datensatz von Untersuchungen *homonuklearer* Stoßwechselwirkungen wird um Messungen *heteronuklearer* Stoßwechselwirkungen erweitert. Zudem werden detaillierte Untersuchungen der Abhängigkeit der ionisierenden Stöße vom Spinzustand der Atome vorgestellt.

Diese Arbeit gliedert sich wie folgt:

In **Kapitel 2** werden zunächst einige atomphysikalische Eigenschaften von Neon zusammengefasst und der zur Erzeugung und Speicherung der lasergekühlten Atome genutzte experimentelle Aufbau skizziert. Hierbei wird insbesondere auf die unterschiedlichen Detektionsmethoden eingegangen.

In **Kapitel 3** wird ein einfaches Modell zur Beschreibung ionisierender Stöße zwischen Ne^* -Atomen vorgestellt, anhand dessen einige grundlegende Eigenschaften der ionisierenden Stöße diskutiert werden.

In **Kapitel 4** werden Messungen präsentiert, bei denen die lasergekühlten Atome für eine präzise Messung der Isotopieverschiebung des Kühlübergangs der drei stabilen Isotope ^{20}Ne , ^{21}Ne und ^{22}Ne sowie der Hyperfeinstrukturkonstanten des Zustands $^3\text{D}_3$ von ^{21}Ne genutzt werden. Die ermittelten Werte bilden die Grundlage zum Kühlen und Fangen von Isotopenmischungen.

In **Kapitel 5** werden die Stoßwechselwirkungen in Zwei-Isotop-Mischungen der Isotope ^{20}Ne , ^{21}Ne und ^{22}Ne untersucht. Mit Hilfe von Atomzahlverlustmessungen werden Ratenkoeffizienten für heteronukleare ionisierende Stöße gemessen. Die heteronuklearen elastischen Stöße werden anhand von thermischen Relaxationsmessungen charakterisiert.

In **Kapitel 6** werden Methoden zur Präparation der Zeeman-Untersubzustände $|m_J = +2\rangle, \dots, |m_J = -2\rangle$ des Zustands $^3\text{P}_2$ sowie kontrollierter Überlagerungen der Zustände vorgestellt und die Kohärenzeigenschaften der Zustände untersucht.

In **Kapitel 7** werden Ratenkoeffizienten für ionisierenden Stöße zwischen Ne^* -Atomen in verschiedenen m_J -Zuständen und deren Mischungen ermittelt.

Die Arbeit schließt mit einer Zusammenfassung und einem Ausblick in **Kapitel 8**.

Sämtliche in dieser Arbeit präsentierten Ergebnisse stellen Originalarbeiten des Autors dar, sie wurden jedoch zu großen Teilen in Zusammenarbeit mit Anderen erzielt und teilweise bereits vorab publiziert. Die Ergebnisse der Kapitel 4 und 5 wurden in Zusammenarbeit mit Thomas Feldker, Holger John und Gerhard Birkl gewonnen und in Ref. [28] und Ref. [29] veröffentlicht. Die in den Kapiteln 6 und 7 präsentierten Messungen wurden zusammen mit Alexander Martin und Sanah Altenburg durchgeführt. Sämtliche Arbeiten entstanden in der Arbeitsgruppe *Atome-Photonen-Quanten* von Prof. Dr. Gerhard Birkl.

2 Präparation und Detektion lasergekühlter metastabiler Neonatome

Methoden zur Laserkühlung neutraler Atome kommen in der modernen Atomphysik routinemäßig zum Einsatz [11], wobei ein Großteil der Experimente mit Alkaliatomen durchgeführt wird. Zur Laserkühlung metastabiler Edelgase werden prinzipiell dieselben Methoden wie für Alkaliatome genutzt, die atomphysikalischen Eigenschaften der metastabilen Edelgase bringen jedoch experimentelle Herausforderungen mit sich, die andere Optimierungen der Kühltechniken erfordern [20]: Erstens können die Atome nicht einfach durch Evaporation bereitgestellt werden, sondern der metastabile Zustand muss zunächst in einer Gasentladung oder durch Elektronen-Bombardement bevölkert werden, wobei die Anregungseffizienz meist sehr gering ist. Zweitens begrenzt die Lebensdauer des metastabilen Zustands die Experimentierzeit auf wenige oder wenige zehn Sekunden, weshalb die Ladezeit der Atomfallen so kurz wie möglich zu halten ist. Die Laderaten müssen daher entsprechend groß sein, was meist durch optisch kollimierte Atomstrahlen realisiert wird, die mit der Zeeman-Methode abgebremst werden. Drittens führen ionisierende Stöße dazu, dass umso mehr Atome verloren gehen, je größer die Dichte der gespeicherten Atomensembles ist. Während des Einfangprozesses wird daher versucht, das Fallenvolumen möglichst groß zu halten, und erst als letzter Präparationsschritt erfolgt eine Kompression der Falle.

Zur Detektion metastabiler Edelgasatome erweist sich die große interne Energie des angeregten Zustands als vorteilhaft, da sie den Einsatz von Elektronenvervielfältigern ermöglicht. Für Ne^* ist aufgrund des Kühlübergangs bei 640 nm ebenfalls eine effiziente optische Detektion mit CCD-Kameras möglich.

Der experimentelle Aufbau, der für die in dieser Arbeit geschilderten Experimente mit laser-gekühltem Ne^* genutzt wird, wurde bereits mehrfach ausführlich beschrieben. Hier wird daher lediglich ein kurzer Überblick gegeben, der sich an Ref. [30] orientiert. Dabei werden Schwerpunkte auf die Eigenschaften der Magnetfalle und die elektronische Detektion gelegt. Für detaillierte Beschreibungen des experimentellen Aufbaus wird auf die Dissertationen von M. Zinner [31] und P. Spoden [32] verwiesen. Die im Rahmen des Umzugs des Experiments 2007/08 von der Leibniz Universität Hannover an die TU Darmstadt vorgenommenen Veränderungen werden in den Diplomarbeiten von E.-M. Kriener [33] und J. Schütz [30] geschildert.

Zu Beginn des Kapitels werden zunächst einige atomphysikalische Eigenschaften von Neon zusammengefasst, die für die Laserkühlung und Speicherung der Atome wichtig sind.

2.1 Atomphysikalische Eigenschaften von Neon

In der Natur existieren stabil zwei bosonische Neonisotope, ^{20}Ne (rel. Häufigkeit: 90,48 %) und ^{22}Ne (9,25 %), und ein fermionisches Isotop, ^{21}Ne , das mit einem natürlichen Vorkommen von 0,27 % relativ selten ist [34]. Die bosonischen Isotope weisen keinen Kernspin und somit auch keine Hyperfeinstruktur der atomaren Zustände auf, was die Laserkühlung der Atome im Vergleich zu Alkalimetallen vereinfacht. Allerdings beruht die Feinstruktur auf einem relativ komplexen Kopplungsschema (siehe Abschnitt 2.1.1). Atome des Isotops ^{21}Ne besitzen einen Kernspin $I = 3/2$ und die Energieniveaus zeigen dementsprechend eine Hyperfeinaufspaltung (siehe Abschnitt 2.1.2).

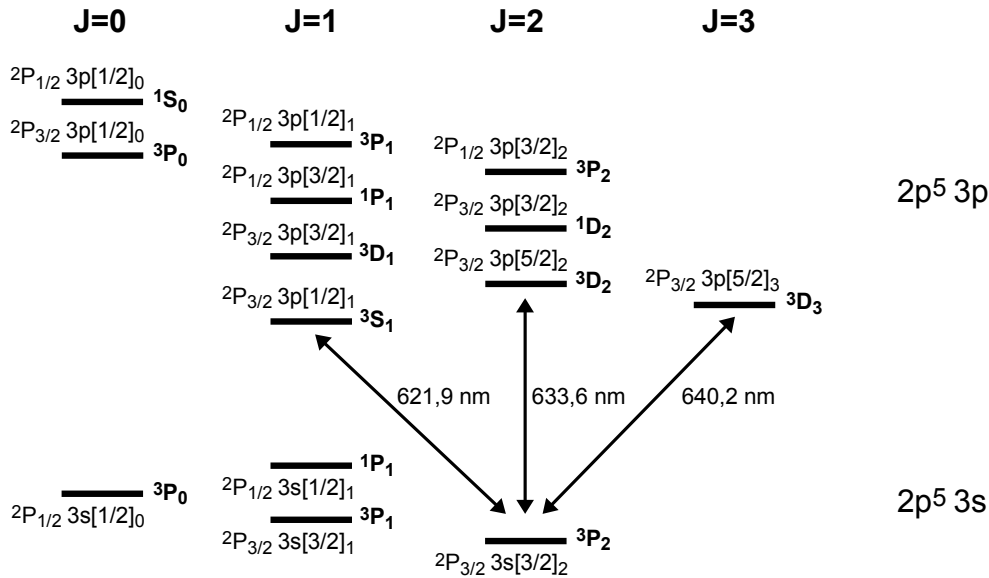


Abbildung 2.1: Feinstruktur-Termschema der ersten angeregten Zustände $2p^5 3s$ und $2p^5 3p$. Die Zustände sind nach J -Quantenzahl und Energie sortiert (Energieskala nicht maßstabsgetreu). Die Zustände sind sowohl in LS -Notation (fett) als auch in Racah-Notation gekennzeichnet. Die Atome werden im metastabilen Zustand 3P_2 (Racah: ${}^2P_{3/2} 3s[3/2]_2$) gespeichert. Im Rahmen dieser Arbeit genutzte optische Übergänge sind durch Pfeile gekennzeichnet und ihre Wellenlängen angegeben [37].

2.1.1 Feinstruktur

Neon liegt im Grundzustand in der Elektronenkonfiguration $1s^2 2s^2 2p^6$ vor. Die ersten angeregten Zustände können modellhaft durch die Anregung eines $2p$ -Elektrons in ein höheres nl -Niveau ($3s, 3p, 3d, \dots$) beschrieben werden. Da sich das Leuchtelektron aufgrund seiner vergleichsweise kleinen Bindungsenergie weit entfernt vom Kern befindet, wechselwirkt es nur schwach mit dem Loch in der $2p$ -Schale und die Kopplung folgt qualitativ dem Schema der jl -Kopplung, auch Racah- oder jK -Kopplung genannt [35, 36]. Dabei koppeln Bahndrehimpuls \hat{L}_c und Spin \hat{S}_c des Lochs in der $2p$ -Schale zunächst zum Drehimpuls \hat{j} , der wiederum mit dem Bahndrehimpuls \hat{l} des Leuchtelektrons zu \hat{K} koppelt. Schließlich koppelt \hat{K} mit dem Spin \hat{s} des Leuchtelektrons zum Gesamtdrehimpuls \hat{J} . Auf Basis der jl -Kopplung werden die angeregten Zustände von Edelgasen daher üblicherweise mit den Quantenzahlen ${}^{2S_c+1}L_j nl[K]_J$ bezeichnet. Die Zustände können gemäß [36, Gl. 5.257]

$$\langle S_c s [S] L_c l [L] J \mid S_c L_c j l [K] s J \rangle = (-1)^{S_c + s + S + L_c + l + L + 2K} \times \sqrt{(2j+1)(2L+1)(2S+1)(2K+1)} \begin{Bmatrix} s & L_c & j \\ l & K & L \end{Bmatrix} \begin{Bmatrix} S & L & J \\ K & s & S_c \end{Bmatrix} \quad (2.1)$$

nach den Zuständen ${}^{2S+1}L_J$ der gewöhnlicheren (Russell-Saunders) LS -Kopplung entwickelt werden, wobei S und L die Quantenzahlen des gesamten Spins bzw. des gesamten Bahndrehimpulses bezeichnen. Die Ausdrücke in geschweiften Klammern stellen Wigner- $6J$ -Symbole dar.

Das Feinstruktur-Termschema der angeregten Zustände $2p^5 3s$ und $2p^5 3p$ ist in Abb. 2.1 skizziert. Die in LS -Kopplung angegebenen Bezeichnungen entsprechen dem größten nach Gl. (2.1) berechneten Entwicklungskoeffizienten, was mit den Berechnungen in Ref. [38] übereinstimmt.

Die reale Kopplung folgt keinem reinen Kopplungsschema (*intermediate coupling*), und für quantitative Rechnungen werden daher meist semi-empirischen Methoden verwendet [39–41]. Die Quantenzahl des Gesamtdrehimpulses J stellt jedoch immer eine „gute“ Quantenzahl dar. Der Einfachheit halber werden die Zustände in den folgenden Kapiteln nach ihrer Darstellung in der LS -Kopplung benannt.

Im hier beschriebenen Experiment werden Atome im metastabilen Zustand 3P_2 (Racah: ${}^2P_{3/2} 3s[3/2]_2$) untersucht, der mit einer Lebensdauer von 14,73 s [21] als effektiver Grundzustand dient. Die Anregungsenergie des Zustands beträgt 16,6 eV, was einer Wellenlänge im Vakuum-UV-Bereich entspricht. Im Experiment erfolgt die Anregung daher in einer elektrischen Gasentladung. Zur Laserkühlung wird der geschlossene Übergang zum Zustand 3D_3 (${}^2P_{3/2} 3p[5/2]_3$) mit einer Wellenlänge von $\lambda = 640,2$ nm genutzt. Die Zustände des Kühlübergangs entsprechen eindeutigen Zuständen in der LS -Kopplung, da in beiden Kopplungsschemata nur ein Zustand mit dem jeweiligen Gesamtdrehimpuls J existiert. Für die in Kapitel 6 beschriebenen Zustandspräparationen werden die Übergänge zu den Zuständen 3D_2 (${}^2P_{3/2} 3p[5/2]_2$) bei 633,6 nm und 3D_1 (${}^2P_{3/2} 3p[3/2]_1$) bei 621,9 nm genutzt.

Mit dem Zustand 3P_0 (${}^2P_{1/2} 3s[1/2]_0$) existiert ein weiterer metastabiler Zustand, der im Rahmen dieser Arbeit jedoch nicht genutzt wurde. Messungen der Stoßeigenschaften des Zustands 3P_0 finden sich in der Dissertation von W. J. van Drunen [42]. Für die Messungen wurde der Zustand über Anregung des kurzlebigen Zustands 1P_1 (${}^2P_{1/2} 3p[3/2]_1$) und anschließenden spontanen Zerfall bevölkert. Die Bevölkerung des Zustands ist auch mittels STIRAP möglich, was in den Masterarbeiten von J. Keller [43] und H. John [44] untersucht wurde.

2.1.2 Hyperfeinstruktur von ${}^{21}\text{Ne}$

Atome des Isotops ${}^{21}\text{Ne}$ besitzen einen Kernspin $I = 3/2$, und die Energieniveaus zeigen daher eine Hyperfeinaufspaltung. Da die Hyperfeinaufspaltung deutlich kleiner als die Feinstrukturaufspaltung ist, kann sie mittels Störungstheorie in der Basis der Feinstruktur-Eigenzustände $|J, m_J\rangle$ behandelt werden. Der Hamilton-Operator der Störung ist gegeben durch [45]

$$\hat{H}_{\text{hfs}} = A \hat{I} \cdot \hat{J} + B \frac{3/2 \hat{I} \cdot \hat{J} (\hat{I} \cdot \hat{J} + 1) - \hat{I}^2 \cdot \hat{J}^2}{2I(2I - 1)J(2J - 1)}, \quad (2.2)$$

wobei A und B die Hyperfeinstrukturkonstanten der magnetischen Dipol- bzw. der elektrischen Quadrupolwechselwirkung bezeichnen. Die Hyperfeinstrukturkonstanten des Zustands 3P_2 sind aus der Literatur mit hoher Genauigkeit bekannt [46]; für die Hyperfeinstrukturkonstanten des Zustands 3D_3 wird in Abschnitt 4.3 eine präzise Messung vorgestellt.

Die Eigenzustände von \hat{H}_{hfs} sind die Eigenzustände $|J, I, F, m_F\rangle$ des Gesamtdrehimpulsoperators $\hat{F} = \hat{J} + \hat{I}$, und die Frequenzaufspaltung der zugehörigen $(2F + 1)$ -fach entarteten Eigenwerte beträgt [47]

$$\Delta \nu_{\text{hfs}}(F) = \Delta E_{\text{hfs}}(F)/h = A \frac{K}{2} + B \frac{3/4 K(K + 1) - I(I + 1)J(J + 1)}{2I(2I - 1)J(2J - 1)}, \quad (2.3)$$

mit

$$K = F(F + 1) - I(I + 1) - J(J + 1). \quad (2.4)$$

Der Gesamtdrehimpuls F kann dabei die Werte $F = J + I, J + I - 1, \dots, |J - I|$ annehmen, also für 3P_2 : $F = 7/2, \dots, 1/2$ und für 3D_3 : $F = 9/2, \dots, 3/2$. Die Frequenzaufspaltung beider Zustände ist in Abb. 2.2 skizziert. Die Hyperfeinstrukturkonstanten sind negativ, und die Aufspaltung ist daher im Vergleich zu Alkaliatomen invertiert. Zum Kühlen von ${}^{21}\text{Ne}$ wird der geschlossene Übergang $F = 7/2 \leftrightarrow F' = 9/2$ genutzt. Zusätzlich wird „Rückpumplicht“ benötigt, das den Übergang $F = 5/2 \leftrightarrow F' = 7/2$ anregt (vgl. Abschnitt 4.1.1).

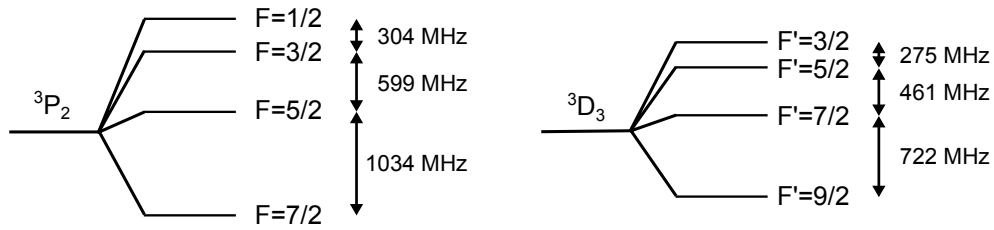


Abbildung 2.2: Hyperfeinstruktur der Zustände 3P_2 und 3D_3 für ^{21}Ne . Die Frequenzaufspaltung wurde mit den Hyperfeinstrukturkonstanten aus Ref. [46] und Abschnitt 4.3 berechnet.

2.1.3 Zeeman-Effekt

Ein Magnetfeld \vec{B} führt zu einer Aufspaltung der Energieniveaus (Zeeman-Effekt). Unter Vernachlässigung des magnetischen Moments des Kerns wird die Energieaufspaltung beschrieben durch den Hamilton-Operator

$$\hat{H}_Z = g_J \frac{\mu_B}{\hbar} \hat{J} \cdot \vec{B}, \quad (2.5)$$

mit dem Bohrschen Magneton $\mu_B = \frac{e\hbar}{2m_e}$ und dem g -Faktor g_J . Die g -Faktoren der Zustände des Kühlübergangs sind [38]

$$g_J(^3P_2) = 3/2 \quad \text{und} \quad g_J(^3D_3) = 4/3. \quad (2.6)$$

Legt man die z -Achse in Richtung des Magnetfeldes, so hängt die Energie des Zustands von der Projektion von \hat{J} auf die z -Achse, m_J , ab und die Frequenzverschiebung durch das Magnetfeld beträgt

$$\Delta\nu_Z(m_J) = \Delta E_Z(m_J)/h = m_J g_J \mu_B B/h, \quad \text{mit } B = |\vec{B}|. \quad (2.7)$$

Die Eigenwerte des gesamten Hamilton-Operators $\hat{H} = \hat{H}_{\text{hfs}} + \hat{H}_Z$ eines Atoms mit Hyperfeinstruktur im Magnetfeld lassen sich im Allgemeinen nicht mehr analytisch bestimmen. Eine numerische Berechnung wird in Ref. [30, Abschn. 2.2.2] vorgestellt. Für sehr schwache Felder kann \hat{H}_Z als Störung der Eigenvektoren von \hat{H}_{hfs} angesehen werden und die gesamte Frequenzaufspaltung beträgt [47]

$$\Delta\nu(F, m_F) = \Delta\nu_{\text{hfs}}(F) + m_F g_F \mu_B B/h, \quad (2.8)$$

mit

$$g_F = g_J \frac{F(F+1) + J(J+1) - I(I+1)}{2F(F+1)}. \quad (2.9)$$

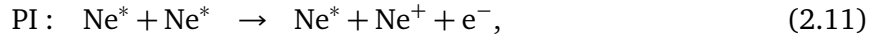
Für die Zustände des Kühlübergangs von ^{21}Ne gilt

$$g_F(F = 7/2) = 6/7 \quad \text{und} \quad g_F(F' = 9/2) = 8/9. \quad (2.10)$$

Für die Kühlübergangszustände mit maximalem m_F bzw. m_J entspricht das Produkt $m_F g_F$ für ^{21}Ne dem Produkt $m_J g_J$ für ^{20}Ne und ^{22}Ne , und die Frequenzverschiebung durch schwache Magnetfelder ist daher für alle Isotope gleich.

2.1.4 Stoßwechselwirkungen

Die große interne Energie (16,6 eV) des metastabilen Zustands 3P_2 übersteigt die Hälfte der Ionisierungsenergie (21,6 eV) von Neon und ermöglicht somit ionisierende Stöße zwischen zwei Ne^* -Atomen. Es treten die beiden Reaktionsprozesse Penning-Ionisation (PI) und assoziative Ionisation (AI) auf, bei denen entweder ein Ne^+ -Ion oder ein schwach gebundenes Ne_2^+ -Dimer entsteht:



Beide Prozesse führen zum Verlust von zwei gespeicherten Ne^* -Atomen und erzeugen ein Ion, das mit Elektronenvervielfältigern detektiert werden kann. Da experimentell gewöhnlich nicht zwischen beiden Prozessen unterschieden wird, werden sie im Folgenden zusammenfassend als Penning-Ionisation bezeichnet, welche im Normalfall den dominierenden Effekt darstellt [20, 48].

Die durch Penning-Ionisation hervorgerufenen Zwei-Körper-Verluste können durch den Zwei-Körper-Verlustratenkoeffizienten β charakterisiert werden, der im Folgenden auch als Ionisationsratenkoeffizient bezeichnet wird. Der Koeffizient ist über die Differentialgleichung

$$\frac{d}{dt}N(t) = -\beta \int d^3r n^2(\vec{r}, t) \equiv -\beta \frac{N^2(t)}{V_{\text{eff}}(t)} \quad (2.13)$$

definiert, welche die Abnahme der Anzahl der gespeicherten Atome N mit der Zeit t beschreibt¹⁾. Hierbei bezeichnet n die Teilchendichte und V_{eff} das effektive Fallenvolumen (vgl. Gl. 2.25). Die Zwei-Körper-Verlustratenkoeffizienten für unpolarisierte Ne^* -Ensembles, also Gleichbesetzung aller m_J -Zustände, betragen $\beta = 2,5(8) \times 10^{-10} \text{ cm}^3/\text{s}$ für ^{20}Ne und $\beta = 8(5) \times 10^{-11} \text{ cm}^3/\text{s}$ für ^{22}Ne [1].

Der dominierende Mechanismus, der zur Ionisation führt, ist ein auf Coulomb-Wechselwirkung beruhender Austauschprozess. Hierbei wird das Valenzelektron des ersten Atoms vom Rumpf des zweiten Atoms eingefangen, woraufhin das Valenzelektron des zweiten Atoms nicht mehr gebunden ist [48]. Da die Coulomb-Wechselwirkung nicht an den Spin \hat{S} der Elektronen koppelt, müssen die Quantenzahlen S und m_S während des Stoßes erhalten bleiben. Dies kann ausgenutzt werden, um die Rate der Penning-Ionisation zu unterdrücken, indem die Atome in einen der maximalen $|J, m_J\rangle$ -Zustände $|2, +2\rangle$ oder $|2, -2\rangle$ spinpolarisiert werden. In beiden Fällen ist der Spin der Atome sauber definiert und es gilt für jedes Atom $S = 1$ und $m_S = +1$ bzw. $m_S = -1$. Da der Spin der Reaktionsprodukte maximal $S = 1$ sein kann, ist die Reaktion aufgrund der geforderten Spinerhaltung nicht möglich und es kommt zu einer Unterdrückung der Ionisationsrate. Die gleiche Überlegung gilt für m_S .

Die elektrostatische Wechselwirkung zwischen den Atomen kann jedoch zu einer Reorientierung der Atome und somit zu einer Spinänderung führen, durch welche Penning-Ionisation ermöglicht wird. Berechnungen von M. R. Doery *et al.* [49] zeigen, dass hierbei die Quadrupol-Quadrupol-Wechselwirkung der Atomrümpfe den entscheidenden Beitrag liefert. Die experimentell ermittelten Ratenkoeffizienten für spinpolarisiertes Ne^* betragen $\beta = 6,5(18) \times 10^{-12} \text{ cm}^3/\text{s}$ für ^{20}Ne und $\beta = 1,2(3) \times 10^{-11} \text{ cm}^3/\text{s}$ für ^{22}Ne [1]. Für He^* wurde eine deutlich stärkere Unterdrückung der Ionisationsraten um vier Größenordnungen beobachtet [50, 51]; für Kr^* [52] und Xe^* [53] kommt es hingegen zu keinerlei Unterdrückung.

¹⁾ In der Literatur wird oftmals der Stoßratenkoeffizient bzw. Ionenratenkoeffizient \mathcal{K} angegeben. Da bei jedem ionisierenden Stoß ein Ion entsteht, jedoch zwei Atome verloren gehen, gilt $\beta = 2\mathcal{K}$.

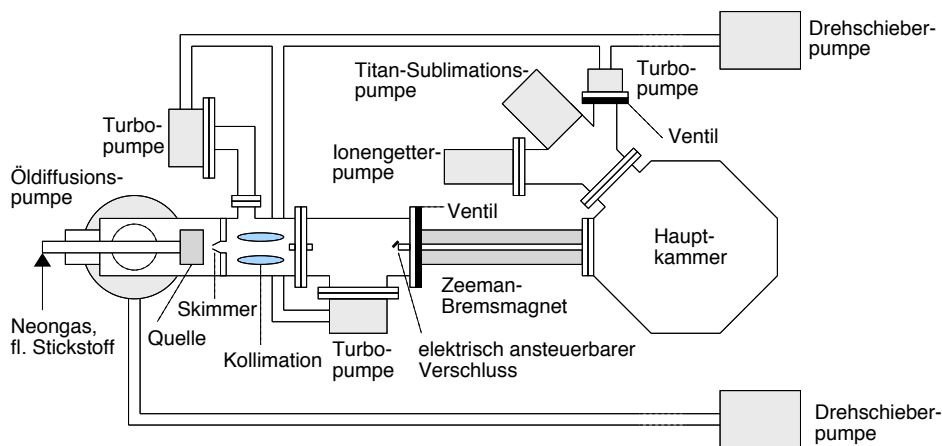


Abbildung 2.3: Skizze des Vakuumsystems [30]. In der Quelle wird ein Ne^* -Atomstrahl erzeugt, der über mehrere differentielle Pumpstufen die Hauptkammer erreicht. Dort werden die Atome in einer MOT gespeichert und stehen für Experimente bereit.

Das elastische Streuverhalten lasergekühlter Atome wird üblicherweise über die Streulänge a charakterisiert. Sie beträgt $a = -180(40) a_0$ für ^{20}Ne und $a = +150_{-50}^{+80} a_0$ für ^{22}Ne [1]. Aufgrund der großen positiven Streulänge stellt ^{22}Ne einen potentiellen Kandidaten zur Erzeugung eines Bose-Einstein-Kondensats dar. Das Verhältnis von elastischen zu inelastischen Stößen ist jedoch ohne weitergehende Manipulationen zu unvorteilhaft, um dies mit Standard-Kühltechniken zu ermöglichen. Für ^{20}Ne ist der elastische Streuquerschnitt im relevanten Temperaturbereich 0,1 mK - 1 mK aufgrund der negativen Streulänge deutlich kleiner als für ^{22}Ne , sodass nur wenige elastische Stöße zwischen kalten $^{20}\text{Ne}^*$ -Atomen stattfinden [32, Abschn. 5.1].

2.2 Experimenteller Aufbau

Herzstück des experimentellen Aufbaus stellt ein Vakuumsystem dar, das in Abbildung 2.3 skizziert ist. Das System besteht aus mehreren Kammern, die durch differentielle Pumpstufen voneinander getrennt sind. In der Quellschleife wird mit einer Gasentladungsquelle ein Ne^* -Atomstrahl erzeugt. Der Atomstrahl wird anschließend transversal kollimiert und passiert die differentielle Pumpstufe zu einer Zwischenkammer. Durch ein Rohr innerhalb des Zeeman-Bremsmagneten gelangen die Atome schließlich in die Hauptkammer, innerhalb derer sie in einer magneto-optischen Falle (engl.: *magneto-optical trap*, MOT) gefangen werden. Die gespeicherten Atome stehen nun für Experimente zur Verfügung, oder können, als weiterer Präparationsschritt, in eine magnetostatische Falle umgeladen werden.

Der Eingang zum Zeeman-Bremsmagneten ist durch einem elektrisch ansteuerbaren Verschluss blockiert, der nur in der Ladephase geöffnet wird. Die Hauptkammer besteht aus einem Edelstahlzylinder mit 30 cm Durchmesser und 22 cm Höhe, in den zahlreiche Fenster für den optischen Zugang eingelassen sind. Eine Kombination aus Turbomolekular-, Ionengetter- und Titan-Sublimationspumpe hält einen Hauptkammerdruck von einigen 10^{-10} mbar aufrecht. Durch Kühlen der Titan-Sublimationspumpe mit flüssigem Stickstoff kann der Druck bei Bedarf auf etwa 9×10^{-11} mbar gesenkt werden. Bei diesem Druck führen Stöße mit dem Hintergrundgas zu einer Lebensdauer der gespeicherten Atome von einigen 10 s und die Speicherzeit wird daher durch die natürliche Lebensdauer des metastabilen Zustands limitiert.

2.2.1 Lasersystem

Das zum Kühlen der Atome und für Zustandsmanipulationen benötigte Laserlicht wird von zwei Farbstofflasern bereitgestellt. Zusätzlich stehen Diodenlasersysteme bei Wellenlängen von 633 nm [54] und 653 nm [43] zur Verfügung, die für die im Rahmen dieser Arbeit beschriebenen Experimente jedoch nicht genutzt wurden. Die Laser befinden sich auf einem separaten Tisch und das Licht wird über Glasfasern zum Experimentiertisch mit dem Vakuumsystem geleitet.

Das Kühllicht bei 640,2 nm wird von einem Farbstoffringlaser (*Coherent 699-21*) erzeugt, der mit einem frequenzverdoppelten Neodym-Yttrium-Vanadat-Laser (*Coherent Verdi V10*) gepumpt wird. Die Ausgangsleistung liegt typischerweise bei etwas über 1 W. Die Langzeitstabilisierung der Laserfrequenz auf den Kühlübergang des gewünschten Isotops erfolgt mittels Sättigungsspektroskopie an einer mit Neon gefüllten Hochfrequenz-Gasentladungszelle. Für die Anwendungen in den unterschiedlichen Teilbereichen des Experiments werden Teilstrahlen abgezweigt und deren Frequenzen im Bereich von einigen 100 MHz mit akusto-optischen Modulatoren (AOMs) angepasst. Die AOMs dienen ebenfalls zum schnellen Schalten der Strahlintensitäten. Eine Skizze des optischen Aufbaus findet sich z. B. in Ref. [30, Abschn. 3.4].

Der zweite Farbstofflaser wurde im Rahmen der Diplomarbeit von M. Euler [55] aufgebaut. Als Pumplaser dient ebenfalls ein *Coherent Verdi V10*. Die Ausgangsleistung des Farbstofflasers beträgt typischerweise 500 mW. Die emittierte Wellenlänge lässt sich ohne großen Aufwand im Bereich von ca. 598 nm bis 650 nm einstellen, und der Laser wurde daher für unterschiedliche Anwendungen bei 621,9 nm, 633,6 nm (Kapitel 6 und 7) und 640,2 nm (Kapitel 4 und 5) genutzt. Die Langzeitstabilisierung der Laserfrequenz auf den jeweiligen Übergang erfolgt ebenfalls mittels Sättigungsspektroskopie an einer Hochfrequenz-Gasentladungszelle. Die Linienbreite beider Farbstofflasersysteme beträgt etwa 1 MHz [44, Abschn. 3.2.2].

2.2.2 Erzeugung eines langsamen Atomstrahls

Spontankraft

Grundlage der im Rahmen dieser Arbeit angewendeten Verfahren zur Laserkühlung von Atomen ist die sogenannte Spontankraft, die bei der Streuung von Licht an Atomen auftritt [11]. Absorbiert ein Atom ein Photon, so führt dies zu einem Impulsübertrag $\Delta\vec{p} = \hbar\vec{k}$, wobei \vec{k} den Wellenvektor des Photons bezeichnet. Die Winkelverteilung der anschließenden spontanen Emission des Photons ist punktsymmetrisch, und im statistischen Mittel wird bei der Emission daher kein Impuls übertragen. Die vielfache Streuung gerichteter Photonen mit Streurrate Γ_{sc} führt somit zu der Kraft

$$\vec{F} = \hbar\vec{k}\Gamma_{\text{sc}} = \hbar\vec{k}\frac{\Gamma}{2}\frac{I/I_{\text{sat}}}{1 + I/I_{\text{sat}} + (2\Delta/\Gamma)^2}. \quad (2.14)$$

Dabei bezeichnet I die Lichtintensität, Δ die Verstimmung der Lichtfrequenz gegenüber der atomaren Resonanz, I_{sat} die Sättigungsintensität und Γ die Linienbreite des Übergangs. Durch geschickte Ausnutzung des Doppler-Effekts und der Zeeman-Verschiebung des Übergangs in Magnetfeldern kann die Verstimmung Δ abhängig von Geschwindigkeit und Ort der Atome gemacht werden und ermöglicht somit das Bremsen, Kühlen und Fangen von Atomen. Die unter Ausnutzung der Spontankraft erreichbare Minimaltemperatur der Atome ist begrenzt durch die sogenannte Doppler-Temperatur $T_D = \hbar\Gamma/(2k_B)$, die typischerweise in der Größenordnung von 100 μK liegt. Um die Atome noch weiter zu kühlen, sind evolviertere Kühlmethoden erforderlich. Einen Überblick über verschiedene Kühlmethoden liefert z. B. Ref. [11].

Quelle

Das Neongas strömt zunächst über einen Druckminderer aus einer Gasflasche in die Gasentladungsquelle und kann diese über eine 0,3 mm große Bohrung Richtung Hauptkammer verlassen. Zwischen dem Skimmer und einer innerhalb der Quelle befindlichen Kathode brennt eine Gasentladung, in der die Atome mit einer Effizienz von typischerweise 10^{-4} in den metastabilen Zustand 3P_2 angeregt werden. Die Quelle wird mit flüssigem Stickstoff auf etwa 150 K gekühlt, wodurch sich die mittlere Geschwindigkeit der Atome auf 620 m/s verringert [31, Abschn. 3.1].

Kollimation

Um den nutzbaren Anteil der aus der Quelle austretenden Ne^* -Atome zu erhöhen, wird der Atomstrahl zunächst transversal kollimiert. Hierzu werden resonante Laserstrahlen in horizontaler und vertikaler Richtung eingestrahlt. Die Wellenfronten der Strahlen sind gekrümmt und verlaufen am Ende der Kollimationszone senkrecht zum Atomstrahl. Durch die Doppler-Verschiebung geraten Atome, die sich nicht tangential zu den Wellenfronten bewegen, außer Resonanz. Atome mit einem anfänglichen Austrittswinkel unterhalb des maximalen Einfangwinkels geraten im Laufe der Kollimationszone in Resonanz und folgen aufgrund des Strahlungsdrucks der Wellenfront, bis sie die Zone schließlich nahezu parallel verlassen. Durch die Kollimation erhöht sich die Laderate der MOT etwa um einen Faktor 35 [31, Abschn. 3.2].

Zeeman-Abbremsung

Der kollimierte Ne^* -Strahl wird mit der Zeeman-Methode [11] auf die maximale Einfanggeschwindigkeit der MOT von etwa 50 m/s abgebremst. Die Bremsbeschleunigung erfolgt durch einen gegenläufig eingestrahlt, resonanten Laserstrahl, der den geschlossenen Übergang zwischen den maximalen m_J -Zuständen $|J = 2, m_J = 2\rangle \leftrightarrow |J' = 3, m_J' = 3\rangle$ anregt (für ^{21}Ne : $|F = 7/2, m_F = 7/2\rangle \leftrightarrow |F' = 9/2, m_F' = 9/2\rangle$). Die durch die Abbremsung verursachte Änderung der Doppler-Verschiebung wird durch die Zeeman-Verschiebung in einem quadratisch abnehmenden Magnetfeld ausgeglichen. Linkshändig-zirkulare Polarisation des Bremsstrahls sorgt für die Besetzung des gewünschten m_J - bzw. m_F -Zustands beim Eintreten der Atome in das Magnetfeld. Unerwünschte Anregungen von Übergängen durch Anteile von rechtshändig-zirkularem Bremslicht sind durch die Verstimmung dieser Übergänge im Magnetfeld stark unterdrückt. Für ^{21}Ne führt das Magnetfeld von bis zu 900 G jedoch zu einer komplizierten Mischung der Hyperfeinstrukturzustände, sodass teilweise auch andere Übergänge in Resonanz geraten [30, Abschn. 2.2.2].

Der Bremsstrahl verläuft durch den Fallenbereich der MOT. Um den Einfluss auf die in der MOT gefangenen Atome so gering wie möglich zu halten, ist die Frequenz des Bremsstrahls um $+160 \text{ MHz} = +19,5 \Gamma$ gegenüber der Resonanz verstimmt, was durch einen Offset im Zeeman-Magnetfeld ausgeglichen wird. Dennoch bleibt ein messbarer Einfluss bestehen. Beim Kühlen von Isotopenmischungen zeigte sich zudem, dass das ^{22}Ne -Bremslicht bei ^{21}Ne den Übergang $|F = 7/2\rangle \leftrightarrow |F' = 7/2\rangle$ anregt, was zu Atomverlusten führt (siehe Abschnitt 5.1). Durch das Magnetfeld außerhalb der Vakuumkammer befindlicher Spulen wird das Fallenzentrum der MOT während der Ladephase daher etwas transversal zum Zeeman-Bremsstrahl verschoben, um den Einfluss zu minimieren.

Aufgrund ungenügender Kühlung der Magnetfeldspulen kann der Zeeman-Abbremsler nur gepulst betrieben werden und muss nach einer maximalen Betriebsdauer von etwa 1 s mehrere

Isotop	Atomzahl	Mittlere Dichte (cm ⁻³)
²⁰ Ne	6 × 10 ⁸	2 × 10 ¹⁰
²¹ Ne	3 × 10 ⁶	9 × 10 ⁷
²² Ne	2 × 10 ⁸	6 × 10 ⁹

Tabelle 2.1: Typische Atomzahlen und mittlere Dichten in der MOT gespeicherter Ensembles der verschiedenen Isotope (bei separater Speicherung). Die Temperatur beträgt in allen Fällen etwa 1 mK.

Sekunden abkühlen. Bei typischen Ladezeiten von 0,5 s stellt dies jedoch im Normalfall keine Begrenzung dar.

2.2.3 Magneto-optische Falle (MOT)

Die mit der Zeeman-Methode abgebremsten Atome können in einer magneto-optischen Falle gefangen und gespeichert werden. Die einschließende Kraft der MOT basiert auf dem Strahlungsdruck dreier Paare aus gegenläufigen Laserstrahlen, die aus unabhängigen Raumrichtungen eingestrahlt werden. Die Frequenz der Strahlen ist gegenüber dem Kühlübergang rotverstimmt ($\Delta < 0$). Eine Bewegung der Atome führt daher aufgrund der Doppler-Verschiebung dazu, dass die Atome mehr Licht aus dem Strahl streuen, der ihrer Bewegung entgegen gerichtet ist, was eine Abbremsung, also Kühlung, bewirkt. Um einen räumlichen Einschluss zu gewährleisten, ist dem Lichtfeld ein sphärisches Quadrupol-Magnetfeld überlagert, das am Kreuzungspunkt der Strahlen seinen Nullpunkt aufweist. Bei geeigneter Wahl zirkularer Polarisierungen der Strahlen, führt die Zeeman-Verschiebung des Kühlübergangs dazu, dass Atome, die sich vom Fallenzentrum entfernen, überwiegend Licht des Strahls streuen, der sie wieder zum Zentrum zurück beschleunigt.

Das Quadrupolfeld wird durch zwei gegensinnig durchflossene Dipolspulen erzeugt, die Teil der in Abschnitt 2.2.4 beschriebenen Magnetfalle sind. Ein Strahlenpaar wird entlang der axialen Symmetrieachse des Feldes und die beiden anderen unter einem Schnittwinkel von 90° in radialer Richtung eingestrahlt. Der Magnetfeldgradient in axialer Richtung ist in etwa doppelt so groß wie der in radialer Richtung. Um eine möglichst kugelsymmetrische Falle zu erzeugen, wird die Intensität der axialen Strahlen nur halb so groß wie die der radialen gewählt.

Typische Atomzahlen und mittlere Dichten in der MOT gespeicherter Ensembles sind in Tabelle 2.1 für die verschiedenen Isotope zusammengefasst. Die Temperatur beträgt typischerweise etwa 1 mK. Für ²⁰Ne und ²²Ne werden die erreichbaren Dichten limitiert durch Zwei-Körper-Verluste aufgrund von Penning-Ionisation. Für ²¹Ne stellt die maximale Betriebsdauer des Zeeman-Abbremsers die Begrenzung dar.

2.2.4 Magnetfalle

Magnetostatische Fallen haben im Vergleich zu magneto-optischen Fallen den Vorteil, dass sie ohne den störenden Einfluss von Lichtstreuung auskommen. Außerdem ermöglichen sie die Speicherung von spinpolarisierten Atomensembles, wodurch sich für Rg*-Atome die Rate ionisierender Stöße unterdrücken lässt. Das einschließende Potential einer Magnetfalle wird durch ein inhomogenes Magnetfeld $\vec{B}(\vec{r})$ mit einem lokalen Feldminimum in allen Raumrichtungen erzeugt. Legt man die

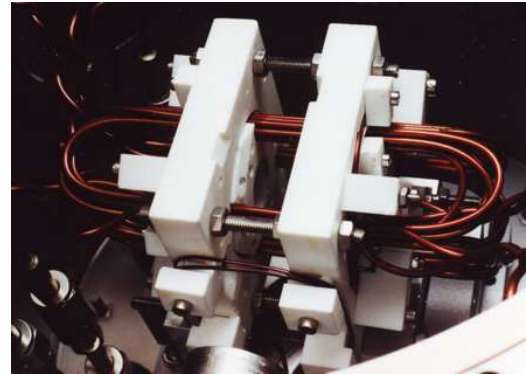
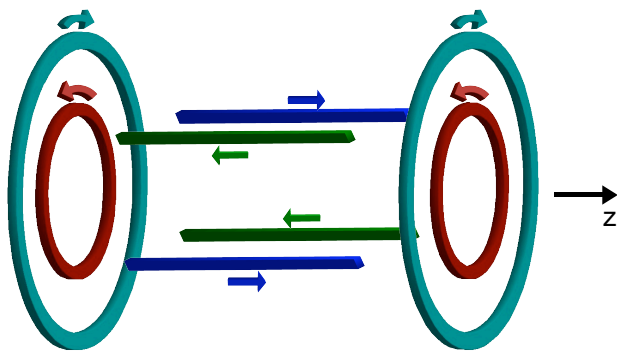


Abbildung 2.4: Links: Skizze der Ioffe-Pritchard Spulenkonfiguration [30], bestehend aus Helmholtz-Spulen (türkis), Dipolspulen (rot) und Linienleitern (grün und blau). Rechts: Foto der Magnetfalle. Die Spulen bestehen aus Kupferkapillarrohren, die mit Kapton beschichtet sind und von Kühlwasser durchflossen werden. Die Spulen werden von zwei Macor-Platten (weiß) getragen.

Quantisierungsachse lokal in Richtung des Magnetfeldes, dann gilt nach Abschnitt 2.1.3 für das durch die Zeeman-Verschiebung des Zustands erzeugte Potential²⁾

$$U(\vec{r}) = m_J g_J \mu_B B(\vec{r}). \quad (2.15)$$

Zustände mit $m_J g_J > 0$, hier also $m_J > 0$, können somit im Feldminimum gefangen werden. Dabei muss gewährleistet sein, dass die Atome bei ihrer Bewegung im inhomogenen Feld ihren magnetischen Zustand beibehalten. Dies ist der Fall, wenn die Änderungsrate der Feldrichtung deutlich kleiner ist als die Larmorfrequenz $\omega_L = g_J \mu_B B / \hbar$ der Atome. Insbesondere gilt es also Feldnullpunkte zu vermeiden.

Aufbau der Ioffe-Pritchard Magnetfalle

Zur Erzeugung des Fallenfeldes wird eine sogenannte Ioffe-Pritchard Spulenkonfiguration [56] genutzt, die in Abb. 2.4 dargestellt ist. Das Feld ist in harmonischer Näherung zylindersymmetrisch und wird daher gewöhnlich in Zylinderkoordinaten (z, ρ, φ) angegeben. Der Einschluss der Atome in z -Richtung erfolgt durch das Dipolfeld eines gleichsinnig durchflossenen Spulenpaares (Abb. 2.4, rot) mit axialer Krümmung B'' und Offsetfeld $\vec{B}_{0,dip}$. Dem Dipolfeld ist das homogene Feld $\vec{B}_{0,hom}$ eines Helmholtz-Spulenpaares (Abb. 2.4, türkis) entgegengesetzt überlagert, was die gezielte Kontrolle des Offsetfeldes ermöglicht. Der radiale Einschluss erfolgt durch das Quadrupolfeld vierer gegenläufig durchflossener Linienleiter (Abb. 2.4, blau und grün) mit Feldgradient B' . In der Nähe des Fallenzentrums wird das resultierende Feld in guter Näherung durch [57]

$$\vec{B}(z, \rho, \varphi) = \left(B_0 + (B''/2)(z^2 - \rho^2) \right) \vec{e}_z - (B' \rho \sin(2\varphi)) \vec{e}_\varphi + (B' \rho \cos(2\varphi) - (B''/2) \rho z) \vec{e}_\rho \quad (2.16)$$

²⁾ Der Einfachheit halber werden die Formeln in diesem Abschnitt nur für die Isotope ohne Hyperfeinstruktur angegeben. Durch die Ersetzungen $m_J \rightarrow m_F$ und $g_J \rightarrow g_F$ gelten sie analog für ^{21}Ne .

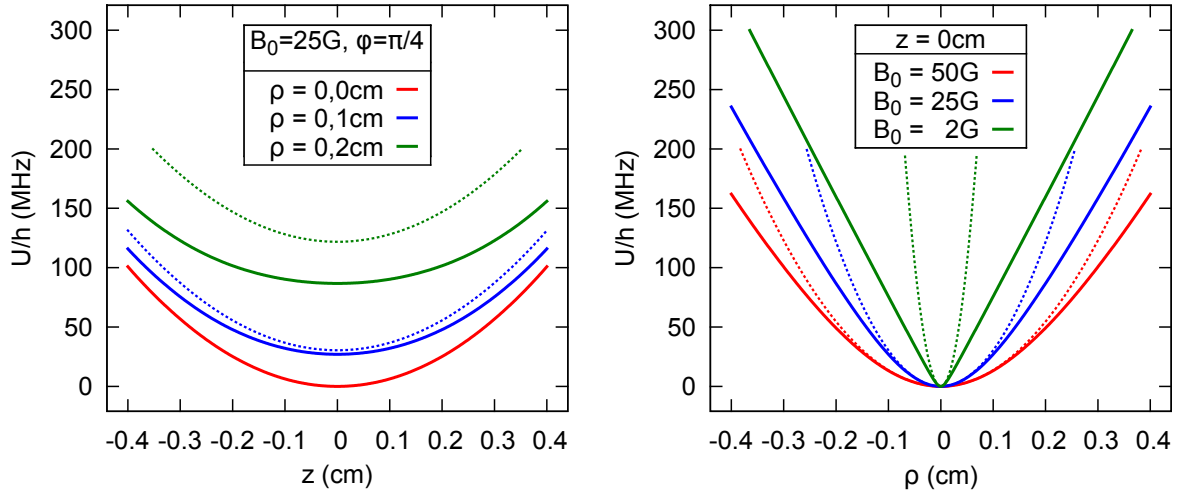


Abbildung 2.5: Fallenpotential nach Gl. (2.17) (durchgezogen) und harmonische Näherung nach Gl. (2.18) (gestrichelt) für $B' = 200 \text{ G/cm}$ und $B'' = 300 \text{ G/cm}^2$. **Links:** Potential in axialer Richtung für $B_0 = 25 \text{ G}$, $\varphi = \pi/4$ und verschiedene Werte von ρ . **Rechts:** Potential in radialer Richtung bei $z = 0 \text{ cm}$ für verschiedene B_0 .

beschrieben, mit der regelbaren Offsetfeldstärke $B_0 = B_{0,\text{dip}} - B_{0,\text{hom}}$. Für das Fallenpotential ergibt sich somit

$$U(z, \rho, \varphi) = m_J g_J \mu_B |B(z, \rho, \varphi) - B_0| \quad (2.17)$$

$$= m_J g_J \mu_B \left(\sqrt{\left(B_0 + \frac{B''}{2} z^2\right)^2 + \left[B'^2 - \frac{B''}{2} B_0 - B' B'' z \cos(2\varphi) + \left(\frac{B''}{4} \rho\right)^2\right] \rho^2} - B_0 \right),$$

wobei das Potential im Fallenzentrum gleich Null gesetzt wurde. Die Näherung von Gl. (2.17) für kleine Abweichungen vom Fallenzentrum bis zur zweiten Ordnung von z und ρ ergibt

$$U(z, \rho) = \frac{m}{2} \omega_{\text{ax}}^2 z^2 + \frac{m}{2} \omega_{\text{rad}}^2 \rho^2, \quad (2.18)$$

mit den axialen und radialen Fallenfrequenzen

$$\omega_{\text{ax}} = \sqrt{\frac{g_J m_J \mu_B}{m} B''} \quad \text{und} \quad \omega_{\text{rad}} = \sqrt{\frac{g_J m_J \mu_B}{m} \left(\frac{B'^2}{B_0} - \frac{B''}{2}\right)}. \quad (2.19)$$

In Abbildung 2.5 ist das Potential gemäß Gl. (2.17) und die harmonische Näherung nach Gl. (2.18) für typische Parameter $B' = 200 \text{ G/cm}$ und $B'' = 300 \text{ G/cm}^2$ entlang der axialen und radialen Richtung dargestellt. Entlang der z -Achse verhält sich das Potential im Wesentlichen harmonisch. Radial, bei $z = 0$, ist das Potential harmonisch für $\rho \lesssim B_0/B'$ und geht dann in einen linearen Bereich über. Der Einfangbereich wird begrenzt durch vier Sattelpunkte des Potentials [31, Abschn. 5.2.2].

Elektrische Beschaltung der Spulen

Die verwendete Magnetfalle wurde von M. Zinner [31] entworfen. Ein Foto der Falle findet sich in Abbildung 2.4. Die Spulen bestehen aus Kupferkapillarrohren, die mit Kapton beschichtet sind. Sie

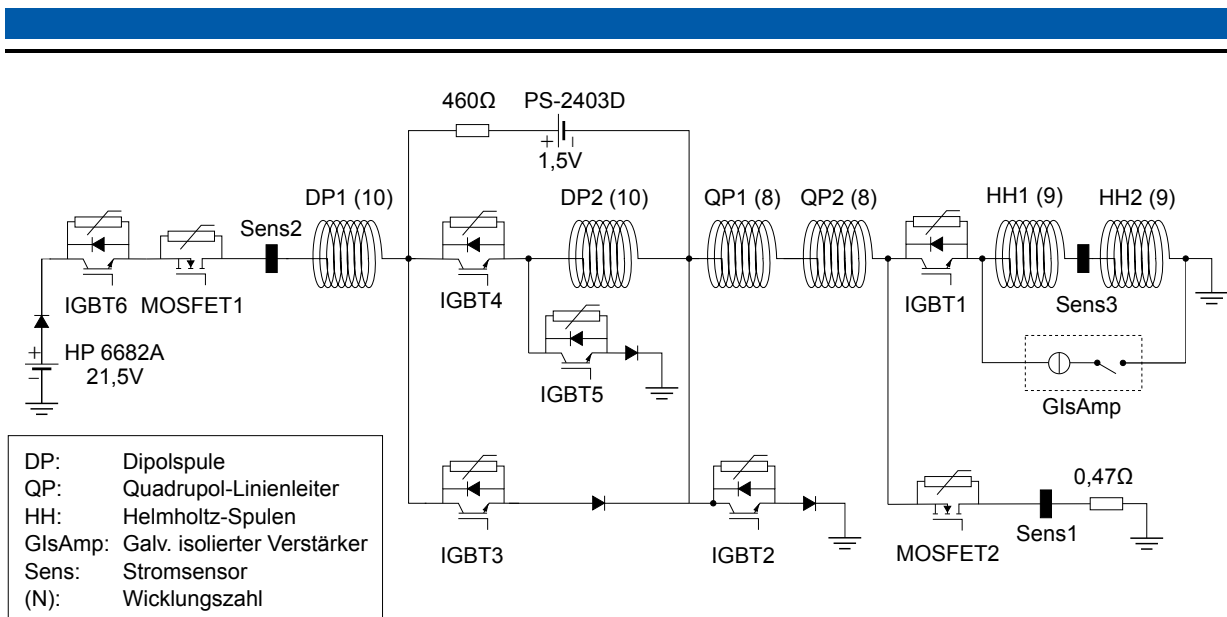


Abbildung 2.6: Beschaltung der Spulen in der Vakuumkammer [43]. Ein Starkstromnetzteil (HP 6682A) liefert den Strom, der mit MOSFET 1 geregelt werden kann. Der Strom durch die Helmholtz-Spulen wird über MOSFET 2 geregelt. Mit Hilfe der IGBTs lassen sich verschiedene Magnetfeldgeometrien auswählen. Zwei weitere Netzteile (PS-2403D) halten das Erdpotential (negativer Ausgang des HP 6682A) auf +20 V gegenüber der Laborerde und sorgen bei ausgeschalteter Falle für eine Potentialdifferenz von 1,5 V zwischen den Dipolspulen. Eine galvanisch isolierte, regelbare Stromquelle (GlsAmp) ermöglicht einen gezielten Stromfluss durch die Helmholtz-Spulen.

befinden sich im Ultrahochvakuum der Hauptkammer und werden von Kühlwasser durchflossen. Die Beschaltung der Spulen ist in Abbildung 2.6 dargestellt. Als Stromquelle dient ein einzelnes Starkstromnetzteil (HP 6682A), das bis zu 233 A Strom liefert. Das Netzteil wird im Spannungsmodus betrieben und die Regelung des Stroms erfolgt durch Regelung des Widerstands einer MOSFET-Bank³⁾, die aus 100 parallel geschalteten MOSFETs besteht. Mit einer zweiten MOSFET-Bank kann der Bypass-Strom durch einen 0,47 Ω Lastwiderstand geregelt werden. Auf diese Weise lässt sich der Strom durch die Helmholtz-Spulen und somit das Offsetfeld der Magnetfalle einstellen. Die axiale Fallenfrequenz für ^{20}Ne bei 233 A Gesamtstrom beträgt $\omega_{\text{ax}} = 2\pi \times 80 \text{ s}^{-1}$; das Offsetfeld kann zwischen 26 G und 2,2 G geregelt werden, was radialen Fallenfrequenzen zwischen $\omega_{\text{rad}} = 2\pi \times 182 \text{ s}^{-1}$ und $2\pi \times 650 \text{ s}^{-1}$ entspricht. Der Betrieb der Magnetfalle mit nur einem Netzteil und mit einem Lastwiderstand zur Regelung des Offsetfeldes hat sich experimentell als vorteilhaft erwiesen, um Effekte durch thermische Widerstandsänderungen minimal zu halten [42].

Sechs IGBTs⁴⁾ ermöglichen es, die Spulen zur Erzeugung verschiedener Magnetfeldgeometrien zu nutzen. Neben den zum Betrieb von MOT und Magnetfalle benötigten Feldern lässt sich insbesondere ein in axialer Richtung homogenes oder aber stark inhomogenes Feld erzeugen, das bei der Spinpolarisation der Atome bzw. für Stern-Gerlach-Messungen genutzt wird. Mit drei Stromsensoren kann der Stromfluss durch die verschiedenen Spulen gemessen und daraus das resultierende Magnetfeld berechnet werden [31, Tabelle 5.1]. Die Schaltzeiten der IGBTs liegen in der Größenordnung von 10 μs, allerdings werden bei den Schaltvorgängen Wirbelströme in

³⁾ MOSFET: Metall-Oxid-Halbleiter-Feldeffekttransistor, engl.: *metal-oxide-semiconductor field-effect transistor*

⁴⁾ IGBT: Bipolartransistor mit isolierter Gate-Elektrode, engl.: *insulated-gate bipolar transistor*

der Vakuumkammer und daraus resultierende Magnetfelder induziert, die erst auf einer Zeitskala von 1 ms abklingen. Das Magnetfeld am Ort der Atome nach dem Ausschalten der Falle kann aber durch zeitlich variierte Kompensationsfelder außerhalb der Kammer befindlicher Spulen auf unter 0,01 G konstant gehalten werden [58, Abschn. 3.3].

Für die in Kapitel 6 beschriebenen Messungen ist es nötig, ein möglichst homogenes Magnetfeld mit einer Stärke von etwa 1 G zu erzeugen. Zu diesem Zweck wurde ein galvanisch isolierter Verstärker entwickelt (GIsAmp) [59], mit dem ein regelbarer Strom von einigen 100 mA durch die Helmholtz-Spulen geschickt werden kann, ohne dass Strom durch die anderen Spulen fließt.

Bei Messungen von Ionenraten mit dem MCP-Detektor sind nicht nur die magnetischen, sondern auch die elektrischen Felder relevant, da sie die Flugbahnen der Ionen beeinflussen. Änderungen der Spulenpotentiale um wenige Volt führen bereits zu drastischen Änderungen der Ionenraten [54]. Die Potentiale der Fallenbauteile bei ausgeschalteter Falle wurden daher optimiert, um ein möglichst maximales und stabiles Ionensignal auf der MCP zu erhalten (vgl. Abschnitt 2.3.4). Zum einen wurde das Potential sämtlicher Spulen auf +20 V gegenüber der Laborerde gesetzt. Bei geschlossenem MOSFET 1 und geöffneten IGBTs 1 und 3 sollten sich alle Spulen auf dem Potential des negativen Ausgangs des Starkstromnetzteils befinden, das mit einem zusätzlichen Netzteil (PS-2403D) auf +20 V gegenüber der Laborerde gehalten wird. Allerdings wurde auch bei geschlossenem MOSFET 1 ein Leckstrom von etwa 500 mA gemessen, der die Potentiale beeinflusste. Deshalb wurde zusätzlich IGBT 6 zum Abtrennen des positiven Ausgangs des Starkstromnetzteils von den Fallenbauteilen eingebaut. Zum anderen zeigte sich ein maximales Ionensignal bei einer Potentialdifferenz von 1,5 V zwischen den beiden Dipolspulen. Daher wurde ein weiteres Netzteil (PS-2403D) mit einem 460 Ω Widerstand zwischen den Spulen angebracht. Bei geschlossenen IGBTs 3, 4 und 6 kann das Netzteil die Spannungsdifferenz herstellen; bei geöffneten IGBTs überwiegt das Starkstromnetzteil, und das zusätzliche Netzteil hat keinen messbaren Einfluss.

Umladen der Atome und Doppler-Kühlung in der Falle

Zum Umladen der in der MOT gespeicherten Atome in die Magnetfalle wird eine Strategie verfolgt, die ein möglichst schnelles Umladen ermöglicht, das von einer eindimensionalen Doppler-Kühlung in der Magnetfalle gefolgt wird. Auf eine Melassenkühlung und phasenraum-angepasstes Umladen, wie dies bei Experimenten mit Alkaliatomen üblich ist, wird verzichtet, da es sich experimentell als justagekritisch und nicht vorteilhaft erwies [32, Kap. 3].

Vor dem Umladen wird das in der MOT gespeicherte Atomensemble zunächst für 20 ms durch Erhöhung von Magnetfeldgradient, Lichtintensität und Verstimmung komprimiert. Durch das Magnetfeld außerhalb der Kammer befindlicher Kompensationsspulen werden die Positionen von MOT und Magnetfalle in Deckung gebracht. Zur Spinpolarisation der Atome wird zunächst mit den gleichsinnig durchflossenen Dipolspulen der Magnetfalle ein homogenes Magnetfeld angelegt. Anschließend werden für 400 μ s zwei gegenläufige, zirkular polarisierte Laserstrahlen entlang der axialen Symmetrieachse eingestrahlt, die σ^+ -Übergänge anregen und die Atome somit in den Zustand mit maximalem $m_j = +2$ (bzw. $m_F = +7/2$) transferieren.

Anschließend wird die Magnetfalle in zwei Stufen eingeschaltet. Die erste Stufe ist auf eine maximale Anzahl gefangener Atome optimiert ($B_0 = 8,4$ G, $B' = 67$ G/cm, $B'' = 96$ G/cm²). In der zweiten Stufe wird der Gesamtstrom auf den Maximalwert von 230 A hochgerampft und die Falle somit komprimiert ($B_0 = 26$ G, $B' = 212$ G/cm, $B'' = 306$ G/cm²). Das große Offsetfeld sorgt sowohl für einen großen harmonischen Bereich der Falle als auch für eine wohldefinierte Magnetfeldrichtung. Zur Doppler-Kühlung werden dieselben Strahlen wie für die Spinpolarisation genutzt. Aufgrund der zirkularen Polarisation treibt das Licht den geschlossenen Übergang zwischen den maximalen m_j - bzw. m_F -Zuständen, sodass die Spinpolarisation erhalten bleibt. Die

Isotop	Atomzahl	Mittlere Dichte (cm ⁻³)
²⁰ Ne	2 × 10 ⁸	4 × 10 ¹⁰
²¹ Ne	2 × 10 ⁶	5 × 10 ⁸
²² Ne	8 × 10 ⁷	2 × 10 ¹⁰

Tabelle 2.2: Typische Atomzahlen und mittlere Dichten in der Magnetfalle gespeicherter Ensembles nach eindimensionaler Doppler-Kühlung in der Falle. Die Temperatur \bar{T} beträgt in allen Fällen etwa 0,3 mK.

ungewollte Anregung anderer Übergänge ist zusätzlich in Folge der großen Zeeman-Aufspaltung stark unterdrückt [60].

Bei der eindimensionalen Doppler-Kühlung erfolgt eine direkte Kühlung zunächst nur in Strahlrichtung. Die Kühlung in radialer Richtung basiert auf elastischen Stößen zwischen den Atomen und Reabsorption gestreuter Photonen [61]. Nach der Doppler-Kühlung befindet sich das Atomensemble also nicht im dreidimensionalen thermischen Gleichgewicht. Allerdings ist in jeder einzelnen Dimension das Äquipartitionstheorem erfüllt und das Ensemble kann mit den unabhängigen Temperaturen T_{ax} in axialer und T_{rad} in radialer Richtung der Magnetfalle beschrieben werden. Die thermische Energie des Atomensembles ist durch die mittlere Temperatur

$$\bar{T} = \frac{T_{\text{ax}} + 2T_{\text{rad}}}{3} \quad (2.20)$$

gekennzeichnet. Die genauen Parameter der Kühlung müssen je nach Dichte der Atomensembles angepasst werden. Je nach gewünschter Situation kann eine stark asymmetrische ($T_{\text{ax}} < T_{\text{rad}}$) oder symmetrische ($T_{\text{ax}} \approx T_{\text{rad}}$) Temperatur erzielt werden.

Typische Atomzahlen und mittlere Dichten in der Magnetfalle gespeicherter, isotonenreiner Ensembles nach Durchführung der Doppler-Kühlung sind in Tabelle 2.2 zusammengefasst. Die Temperatur \bar{T} beträgt typischerweise etwa 0,3 mK.

Dichteverteilung der Atome in der Falle

Die Dichteverteilung $n(\vec{r})$ eines Atomensembles im Potential $U(\vec{r})$ bei Temperatur T ist gegeben durch

$$n(\vec{r}) = n_0 \exp\left(-\frac{U(\vec{r})}{k_B T}\right). \quad (2.21)$$

Für Atome in dem gemäß Gl.(2.18) harmonisch genäherten Potential der Magnetfalle gilt somit

$$n(z, \rho) = n_0 \exp\left(-\frac{z^2}{2\sigma_{\text{ax}}^2} - \frac{\rho^2}{2\sigma_{\text{rad}}^2}\right). \quad (2.22)$$

Die Dichte ist also gaußförmig mit axialer und radialer Gaußscher Breite

$$\sigma_{\text{ax}} = \sqrt{\frac{k_B T_{\text{ax}}}{m \omega_{\text{ax}}^2}} \quad \text{und} \quad \sigma_{\text{rad}} = \sqrt{\frac{k_B T_{\text{rad}}}{m \omega_{\text{rad}}^2}}. \quad (2.23)$$

Die zentrale Dichte n_0 beträgt

$$n_0 = \frac{N}{\int d^3r \exp\left(-\frac{U(\vec{r})}{k_B T}\right)} = \frac{N}{(2\pi)^{3/2} \sigma_{\text{ax}} \sigma_{\text{rad}}^2} \equiv \frac{N}{V}, \quad (2.24)$$

mit dem Gaußschen Volumen V . Die mittlere Dichte \bar{n} beträgt

$$\bar{n} = \frac{\int d^3r n^2(\vec{r})}{\int d^3r n(\vec{r})} = \frac{N}{(4\pi)^{3/2} \sigma_{\text{ax}} \sigma_{\text{rad}}^2} \equiv \frac{N}{V_{\text{eff}}}, \quad (2.25)$$

mit dem effektiven Volumen $V_{\text{eff}} = 2^{3/2}V$.

Die harmonische Näherung des Fallenpotentials und die resultierende gaußförmige Dichteverteilung stellen bei typischen experimentellen Parametern eine sehr gute Näherung dar. Ist die Temperatur der Atome so groß, dass die Atomwolke aus dem harmonischen Bereich der Falle herausragt, müssen zunächst Terme dritter Ordnung bei der Näherung berücksichtigt werden. Auch in diesem Fall ist die Dichteverteilung durch Gaußprofile beschreibbar, und mittlere Dichte und mittlere Breiten können weiterhin nach Gl. (2.25) und Gl. (2.23) berechnet werden [32, Kap. 2.3.1]. Befinden sich die Atome größtenteils im linearen Potentialbereich, so wird die Dichteverteilung durch eine Laplace-Verteilung beschrieben [62, Abschn. 6.2.1]. Im Allgemeinfall muss die mittlere Dichte durch numerische Integration über die Dichteverteilung Gl. (2.21) berechnet werden (siehe auch Anhang C).

2.3 Detektionsmethoden

Das Kühllicht bei 640 nm eignet sich hervorragend für die Aufnahme von Fluoreszenz- und Absorption Bildern der Atomensembles. Im täglichen Laboreinsatz werden hauptsächlich Absorptionaufnahmen genutzt, da sie die absolute Bestimmung von Atomzahlen und, mittels Flugzeitmessungen, auch die Bestimmung der Ensembletemperatur erlauben. Fluoreszenzmessungen kommen größtenteils für Justagearbeiten zu Einsatz, werden jedoch auch, insbesondere bei kleinen Ensembles, zur relativen Messung von Atomzahlen genutzt.

Die große interne Energie des metastabilen Zustands ermöglicht zudem die Anwendung von Elektronenvervielfältigern zur Detektion von metastabilen Atomen, bei Stößen produzierter Ionen und beim Zerfall angeregter Zustände erzeugter UV-Photonen. Hierzu wird ein Mikrokanalplatten-Detektor eingesetzt.

2.3.1 Absorptionsdetektion

Zur Absorptionsdetektion wird eine 12-bit CCD-Kamera (*Photometrics Sensys 1400E*) genutzt. Die Kamera ist von oben auf die Atomwolke gerichtet, welche mit einem kommerziellen Objektiv (*MINOLTA MD Macro-Objective 100 mm*) auf den CCD-Chip abgebildet wird. Der Chip hat eine Auflösung von 1500×1035 Pixeln, mit einer Pixelgröße von $6,8 \times 6,8 \mu\text{m}$ und einer Quanteneffizienz bei 640 nm von etwa 60 %.

Zur Aufnahme von Absorption Bildern wird die Atomwolke von unten mit resonantem Laserlicht bestrahlt und die Intensität $I_A(y, z)$ nach Transmission durch die Wolke mit der CCD-Kamera detektiert. Anschließend wird ein Referenzbild $I_R(y, z)$ unter gleichen Bedingungen, jedoch ohne Atome, aufgenommen. Durch Vergleich der Bilder kann die in Strahlrichtung x integrierte Dichte $\tilde{n}(y, z)$ mit dem Lambert-Beerschen Gesetz berechnet werden (siehe z. B. Ref. [62]). Ist die Intensität des Laserlichts kleiner als die Sättigungsintensität I_{sat} des Übergangs, so ergibt sich näherungsweise

$$\tilde{n}(y, z) = \frac{2 I_{\text{sat}}}{\hbar \omega \Gamma} \ln \left(\frac{I_R(y, z) - I_D(y, z)}{I_A(y, z) - I_D(y, z)} \right), \quad (2.26)$$

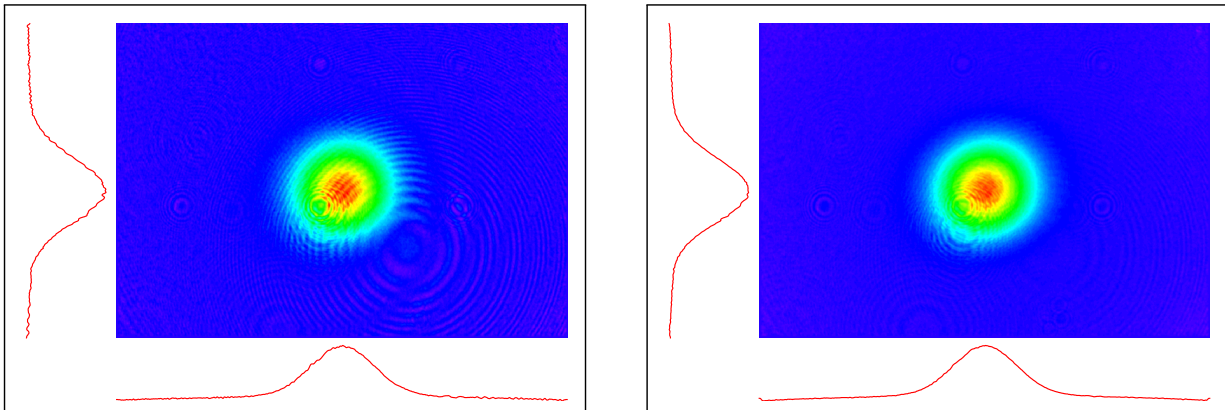


Abbildung 2.7: Absorptionsbild einer Wolke aus 8×10^{22} Ne-Atomen in Falschfarbendarstellung sowie Spalten- und Zeilensummen der Pixel. **Links:** Ohne Korrektur des Referenzbildes. **Rechts:** Mit korrigiertem Referenzbild basierend auf 32 Referenzbildern.

mit Linienbreite Γ und Kreisfrequenz ω des Übergangs. $I_D(y, z)$ bezeichnet die Intensität eines Dunkelbildes, das ohne Einstrahlung des Laserlichts aufgenommen wird. Da sich die Intensität des Dunkelbildes als nahezu konstant herausstellte, wurde auf eine wiederholte Aufnahme verzichtet und mit dem konstanten Wert $I_D(y, z) = I_D$ gerechnet. Die Absorptionsmessung mit kleinen Lichtintensitäten gemäß Gl. (2.26) hat insbesondere den Vorteil, dass die ermittelte Dichte nicht von der absoluten Intensität des Lichts abhängt.

Zur Belichtung wird linear polarisiertes Licht mit einer Intensität von ungefähr $10 \mu\text{W}/\text{cm}^2$ genutzt. Durch Umpumpvorgänge wird nach ca. $20 \mu\text{s}$ ein Gleichgewichtszustand in der Besetzung der verschiedenen m_J - bzw. m_F -Zustände erreicht, für den I_{sat} in Gl. (2.26) berechnet werden muss. Um ein vom anfänglichen m_J - bzw. m_F -Zustand möglichst unabhängiges Signal zu erhalten, wurde eine Belichtungszeit von $120 \mu\text{s}$ gewählt.

Aufgrund der Belichtung stellt die Absorptionsdetektion eine zustandszerstörende Messung dar. Um die Resonanzbedingung für das gesamte Ensemble zu erfüllen, muss die Messung zudem ohne störende Magnetfelder erfolgen, also bei ausgeschalteter Falle. Für eine erneute Messung muss daher das gesamte Experiment wiederholt werden.

Abbildung 2.7 zeigt exemplarisch das Absorptionsbild einer ^{22}Ne -Atomwolke 4 ms nach Ausschalten der Magnetfalle. Da die Detektion senkrecht zur Symmetrieachse der Falle erfolgt, kann sowohl die axiale als auch die radiale Ausdehnung der Wolke ermittelt werden. Zur Auswertung werden Spalten- und Zeilensummen gebildet und, unter Annahme einer gemäß Gl. (2.22) zylindersymmetrisch gaußförmigen Dichteverteilung, Atomzahl, σ_{ax} und σ_{rad} durch Anpassung von Gauß-Funktionen ermittelt.

Korrektur interferenzbedingter Bildstörungen

Die Absorptionsmessungen werden mit kohärentem Licht durchgeführt, und es kommt daher zu Interferenz- und Beugungsmustern auf dem Kamerabild. Die Phase dieser Beugungsmuster kann sich zwischen dem Bild mit Atomen und dem Referenzbild ändern, was dazu führt, dass auf dem nach Gl. (2.26) berechneten Bild sogenannte Moiré-Muster entstehen (Abbildung 2.7, links). Da die typische Periode dieser Muster deutlich kleiner ist als die Ausdehnung der in dieser Arbeit untersuchten Atomwolken, stellen die Muster meist kein Problem dar. Bei Aufnahmen von Ensembles mit geringer Atomzahl und somit geringer optischer Dichte kommt es jedoch zu einer Verfälschung der Messwerte.

Bei früheren Experimenten mit kleineren Atomensembles wurde eine Streuscheibe genutzt, um die räumliche Kohärenz des Detektionslichts zu zerstören und die Interferenzmuster somit zu verhindern [42]. Eine weitere Möglichkeit besteht darin, durch Software dafür zu sorgen, dass bei der Berechnung der Absorptionen weniger Moiré-Muster entstehen. Die Idee dabei ist es, den im Verlauf einer Experimentserie anfallenden Vorrat von einigen zehn Referenzbildern zu nutzen, um zur Berechnung jedes Absorptionenbildes ein *ideales* Referenzbild zu generieren, dessen Interferenzmuster möglichst gut mit denen des Bildes mit Atomen übereinstimmen. Hierzu wird ein Algorithmus von R. van Rooij genutzt [63, Abschn. 2.4.3].

In Abbildung 2.7 wird ein Absorptionenbild gezeigt, das einmal mit dem zugehörigen Referenzbild (links) und einmal mit einem aus 32 Aufnahmen generierten *idealen* Referenzbild (rechts) berechnet wurde. Man erkennt eine deutliche Abnahme der Stärke der Moiré-Muster. Die Varianz der optischen Dichte in einem Bildbereich ohne Atome kann als Maß für die Stärke der Muster herangezogen werden. Typischerweise genügen 20 Referenzbilder, um eine Halbierung der Varianz zu erzielen.

Die softwarebasierte Korrektur interferenzbedingter Bildstörungen wurde bei allen in dieser Arbeit vorgestellten Stern-Gerlach-Messungen (vgl. Abschnitt 2.3.2) angewandt, um Verfälschungen bei der Ermittlung der Populationen gering besetzter m_J -Zustände zu minimieren.

Temperaturbestimmung mittels Flugzeitmessung

Nach dem Ausschalten der Falle expandiert die Atomwolke ballistisch. Eine anfangs gaußförmige Atomwolke bleibt während der Expansion gaußförmig, wobei die Ausdehnung in axialer und radialer Richtung nach der Flugzeit t gemäß

$$\sigma_{\text{ax(rad)}}^2(t) = \sigma_{\text{ax(rad)}}^2(0) + \frac{k_B T_{\text{ax(rad)}}}{m} t^2 \quad (2.27)$$

von Temperatur und Anfangsbreite abhängt. Durch die Aufnahme einer Serie von Absorptionenbildern nach verschiedenen Flugzeiten können somit die axialen und radialen Temperaturen und Anfangsbreiten ermittelt werden.

Für kleine Flugzeiten ($t \lesssim 1$ ms) nach Ausschalten der Magnetfalle ergeben sich experimentelle Schwierigkeiten bei der Aufnahme der Absorptionenbilder, da zum einen die optische Dichte der Atomwolke sehr groß ist und zum anderen die Magnetfelder noch nicht vollständig abgeklungen sind. Die Wolkengröße nach großen Flugzeiten hängt jedoch hauptsächlich von der Temperatur ab, und die Bestimmung der Anfangsausdehnungen anhand der Aufnahmen bei großen Flugzeiten ist daher ungenau. Nach Gl. (2.23) hängt die Ausdehnung in der Magnetfalle jedoch nur von Temperatur und Fallenfrequenz ab, und Gl. (2.27) kann zu

$$\sigma_{\text{ax(rad)}}^2(t) = \sigma_{\text{ax(rad)}}^2(0) \left(1 + \omega_{\text{ax(rad)}} t^2\right) = \frac{k_B T_{\text{ax(rad)}}}{m} \left(\frac{1}{\omega_{\text{ax(rad)}}^2} + t^2\right) \quad (2.28)$$

umgeschrieben werden. Bei bekannten Fallenfrequenzen ist es somit möglich, mit nur einer Absorptionenaufnahme $T_{\text{ax}}, T_{\text{rad}}, \sigma_{\text{ax}}(0), \sigma_{\text{rad}}(0)$ und die Atomzahl zu bestimmen.

2.3.2 Zustandsselektive Stern-Gerlach-Messung

Zur Bestimmung des Spinzustands der Atome wird eine Stern-Gerlach-Messung verwendet. Dabei wird für 1,2 ms der Maximalstrom von 230 A durch eine der Dipolspulen (DPS) geschickt und

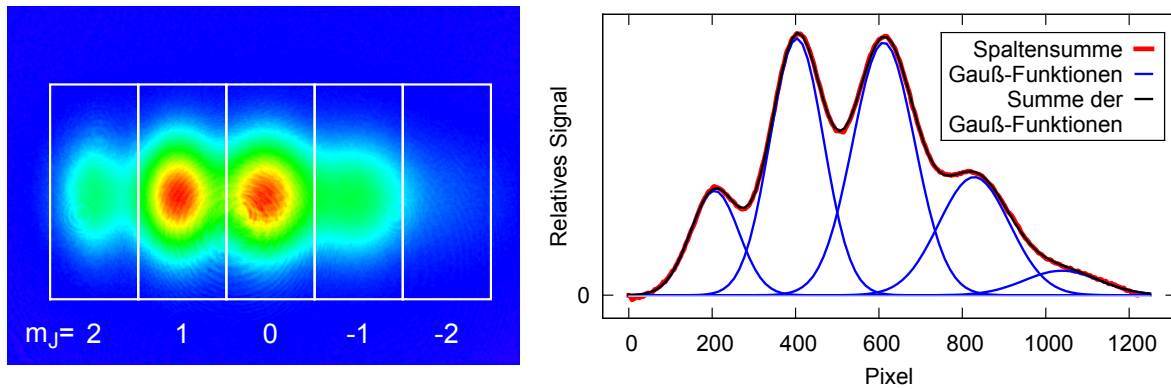


Abbildung 2.8: Stern-Gerlach Messung. **Links:** Absorptionsbild der Atomwolken nach Separation der m_J -Zustände. **Rechts:** Spaltensumme und angepasste Gauß-Funktionen.

somit ein entlang der z -Achse stark inhomogenes Magnetfeld am Ort der Atomwolke erzeugt. Dies führt zu einer vom m_J -Zustand der Atome abhängigen Kraft

$$\vec{F}(m_J) = -m_J g_J \mu_B \frac{\partial B}{\partial z} \vec{e}_z, \quad (2.29)$$

wobei die Quantisierungsachse in Richtung der z -Achse gelegt wurde. Das Anschalten des Magnetfeldes erfolgt in weniger als $20 \mu\text{s}$, sodass der Spinzustand dem Magnetfeld nicht folgen kann und die zustandsabhängige Kraft zu einer räumlichen Separation der Atome mit verschiedenen m_J -Zuständen führt, die mit einer Absorptionaufnahme analysiert werden kann.

Ein solches Absorptionsbild ist in Abbildung 2.8 (links) dargestellt. Man erkennt deutlich die separierten Wolken, die den Spinzuständen $m_J = -2, \dots, +2$ zugeordnet werden können. Aufgrund der Geometrie des Magnetfeldes nimmt die axiale Breite der Wolken in Richtung positiver m_J leicht ab und die radiale zu. Zur groben quantitativen Auswertung der relativen Populationen können den einzelnen Wolken Bildbereiche zugeordnet (weiße Kästchen in der Abbildung) und die optischen Dichten innerhalb dieser Kästchen aufsummiert werden. Es ist offensichtlich, dass sich die Wolken teilweise überlappen und daher Populationen falsch zugeordnet werden. Zur genauen Auswertung wird daher die Spaltensumme des Bildes gebildet, an die eine Summe von fünf Gauß-Funktionen angepasst wird (Abbildung 2.8, rechts). Insbesondere bei sehr kleinen Populationen, bei denen die Amplituden der Gauß-Funktionen innerhalb des Rauschens liegen, treten bei der Anpassung oftmals Konvergenzprobleme auf. Es wurde daher eine Vielzahl von Anpassungsalgorithmen getestet. Am stabilsten stellte sich ein Algorithmus heraus, bei dem der Anpassungsbereich für die Breiten und Positionen der einzelnen Gauß-Funktionen eng um den erwarteten Wert begrenzt und die Amplituden, mit dem größten Peak beginnend, eine nach der anderen angepasst werden. Amplituden, die unterhalb von 0,5 % der maximalen Amplitude liegen, werden Null gesetzt.

2.3.3 Fluoreszenzdetektion

Zur Fluoreszenzdetektion werden die Atome mit resonantem Licht beleuchtet und das gestreute Licht mit einer CCD-Kamera detektiert. Zusätzlich zu der von oben auf die Atome gerichteten Kamera, die auch für die Absorptionsmessungen genutzt wird, steht eine zweite Kamera (*The Imaging Source DMK 21BU04*) zur Verfügung, die horizontal, senkrecht zum Zeeman-Strahl, auf

die Atome gerichtet ist. Da in den meisten Schritten der Präparationssequenz, z. B. in der MOT, ohnehin eine Beleuchtung mit nahresonantem Licht erfolgt, kann die Fluoreszenz zur nicht-destruktiven Detektion genutzt werden. Zur gezielten Belichtung, z. B. nach der Magnetfalle, wird typischerweise das MOT-Licht resonant für einige 100 μs eingestrahlt.

Für eine absolute Bestimmung von Atomzahlen mit Hilfe von Fluoreszenzaufnahmen muss die Intensität des zur Beleuchtung genutzten Lichts genau bekannt sein, die experimentell oft schwierig zu messen ist. Eine relative Messung der Atomzahl ist jedoch problemlos möglich, da das Fluoreszenzsignal proportional zur Anzahl der beleuchteten Atome ist. Informationen über die Ausdehnung des Ensembles gehen durch die Beschleunigung der Atome bei der Belichtung allerdings verloren. Fluoreszenzmessungen wurden insbesondere zur relativen Messung der Atomzahlen von ^{21}Ne eingesetzt, da sie auch bei Atomzahlen in der Größenordnung von 10^6 ein gut ausgeprägtes Signal liefern. Für experimententypische Dichten ist das Absorptionssignal bei diesen geringen Atomzahlen dagegen schon stark verrauscht.

2.3.4 Elektrische Detektion mit Mikrokanalplatten

Zur elektronischen Detektion von metastabilen Atomen, Ionen und UV-Photonen wird ein System aus Mikrokanalplatten (*micro-channel plates*: MCPs) genutzt, das in Abbildung 2.9 (links) skizziert ist. Die Mikrokanalplatten bestehen aus Bleiglas mit einer Vielzahl von parallel angeordneten Kanälen, die einen Durchmesser von wenigen Mikrometern aufweisen und schräg zur Oberfläche verlaufen. Durch einfallende Teilchen in den Kanälen ausgelöste Elektronen werden in einem Hochspannungsgradienten beschleunigt und führen zu einer lawinenartigen Auslösung von typischerweise $10^4 - 10^7$ Sekundärelektronen.

Es werden zwei MCPs in sogenannter Chevron-Anordnung verwendet, d. h. die MCPs befinden sich dicht übereinander, wobei die Kanäle in entgegengesetzte Richtungen geneigt sind. Eine aus der oberen MCP austretende Elektronenlawine löst sämtliche zur Verfügung stehende Elektronen eines oder mehrerer Kanäle der unteren MCP aus, was zu einer Gauß-Verteilung der Höhe der Elektronenpulse auf der Anode führt [64]. Die Länge der Pulse beträgt weniger als 1 ns. Die Pulse werden mit einem Kabel aus der Vakuumkammer geführt und mit einem von A. Martin entwickelten Diskriminatorsystem [58] in etwa 100 ns lange, TTL-kompatible Pulse umgeformt, die mit einem PC ausgelesen werden. Da das signalführende Kabel in der Kammer nicht elektrisch geschirmt ist, ist das Signal leider sehr rauschanfällig.

Das MCP-Detektorsystem befindet sich innerhalb der Hauptkammer, $x_{\text{MCP}} = 13,9$ cm unterhalb des Magnetfallenzentrums, $y_{\text{MCP}} = 2,7$ cm seitlich versetzt (siehe Abbildung 2.9, rechts). Die MCPs haben einen Radius von $R_{\text{MCP}} = 0,9$ cm. Je nach gewünschter Verstärkung wird das Potential an der Oberseite der oberen MCP zwischen -1,5 kV und -1,8 kV eingestellt. Das Potential der Anode beträgt +15 V, um die aus der unteren MCP austretenden Elektronen anzuziehen. Die Kanalöffnungen machen etwa die Hälfte der MCP-Oberfläche aus. Einfallende Teilchen, die auf die Fläche zwischen den Kanälen treffen, lösen Elektronen aus, die zunächst keine Elektronenlawine erzeugen. Oberhalb der MCPs ist deshalb ein Gitter mit einem Potential von -2,2 kV angebracht. Durch dieses werden die Elektronen zur MCP zurückgedrängt und haben erneut die Möglichkeit, in einen der Kanäle zu treffen, wodurch sich die Detektionseffizienz in etwa verdoppelt. Oberhalb des Gitters befindet sich eine 3×7 cm große Lochblende, die wahlweise auf +2,1 kV oder -2,1 kV gesetzt werden kann, um Ionen entweder abzustößen oder anzuziehen. Das Umschalten zwischen Abstoßen und Anziehen benötigt etwa 10 ms.

Die Detektionseffizienz ϵ des Detektorsystems hängt stark von der gewählten MCP-Spannung ab. Um die MCP vor zu großen Strömen zu schützen, muss ein Kompromiss zwischen Verstärkung und Maximalstrom eingegangen werden, und die Spannung wird bei jedem Experiment entsprechend

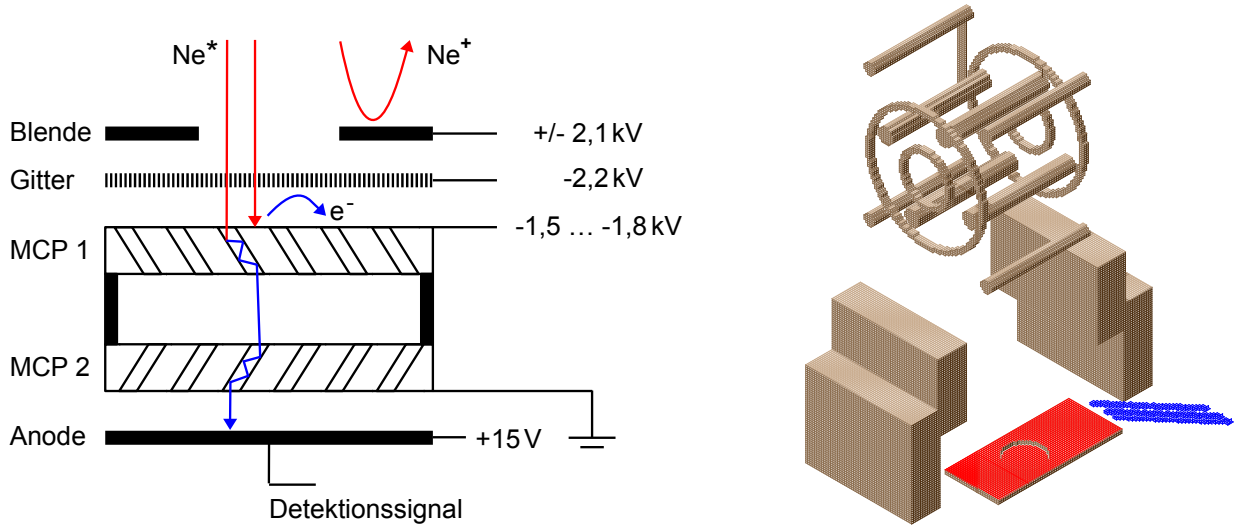


Abbildung 2.9: Links: Skizze des MCP-Detektors [30] (nicht maßstäblich). Das von zwei MCPs in Chevron-Anordnung verstärkte Signal wird an der Anode abgegriffen. Oberhalb der MCPs befindet sich eine Blende zum wahlweisen Abschirmen oder Anziehen von Ionen sowie ein Gitter, das aus der Oberfläche der MCP geschlagene Elektronen zurück treibt. Rechts: Modell der Metalteile in der Hauptkammer, das zur Berechnung der elektrischen Felder genutzt wurde [54]. Die Magnetfalle ist mit vier Schrauben über eine Macor-Konstruktion an einer Edelstahlhalterung befestigt (braun). Der MCP-Detektor (rot) befindet sich unterhalb der Falle und wird mit drei HV-Kabeln (blau) mit Spannung versorgt.

angepasst. Nach Ref. [64] liegen typische Detektionseffizienzen für UV-Photonen bei 5 – 15 % und für Ionen bei 5 – 85 %.

Bestimmung von Atomzahl und Temperatur von Atomensembles mit der MCP

Zur Bestimmung von Atomzahl N und Temperatur T eines Atomensembles wird die Blende auf ein für Ionen repulsives Potential eingestellt und die Atomfalle ausgeschaltet. Bei der anschließenden ballistischen Expansion der Atome trifft ein Teil der Atome auf die MCP. Die MCP-Zählrate als Funktion der Flugzeit t beträgt [42, Abschn. 2.3.2]

$$R(t) = \epsilon N \left(\frac{m}{2\pi k_B T} \right)^{3/2} \exp \left[-\frac{m}{2k_B T} \left(\frac{x_{\text{MCP}}}{t} + \frac{1}{2} g t \right)^2 \right] \left(\frac{x_{\text{MCP}}}{t^4} - \frac{1}{2} \frac{g}{t^2} \right) A(t), \quad (2.30)$$

mit

$$A(t) \approx \frac{\pi k_B T t^2}{m} \operatorname{erf} \left(\frac{L}{2} \sqrt{\frac{m}{2k_B T t^2}} \right) \times \left[\operatorname{erf} \left(\left(y_{\text{MCP}} + \frac{L}{2} \right) \sqrt{\frac{m}{2k_B T t^2}} \right) - \operatorname{erf} \left(\left(y_{\text{MCP}} - \frac{L}{2} \right) \sqrt{\frac{m}{2k_B T t^2}} \right) \right].$$

Bei der Rechnung wurde die runde MCP durch ein Quadrat mit Seitenlänge $L = \sqrt{\pi R_{\text{MCP}}^2}$ approximiert. Durch Anpassung von $R(t)$ an die gemessene Zählrate können ϵN und T bestimmt

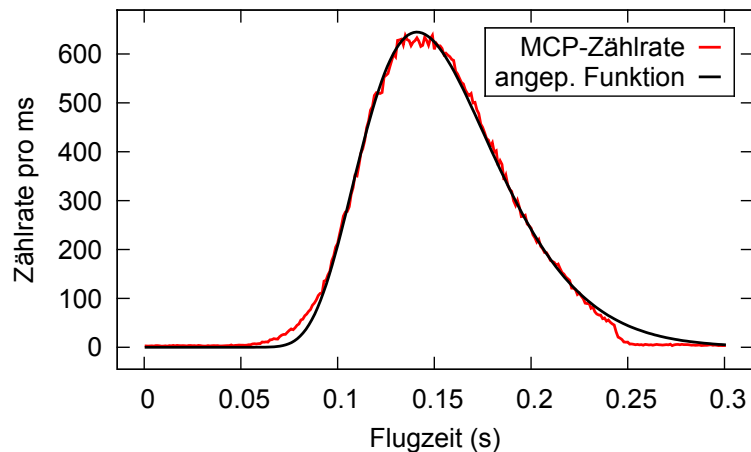


Abbildung 2.10: MCP-Signal einer ballistisch expandierenden Ne^* -Atomwolke nach Ausschalten der Magnetfalle bei $t = 0$. Ionen wurden durch die Blende abgeschirmt und die MCP-Spannung betrug 1,5 kV. Die Anpassung von $R(t)$ gemäß Gl. 2.30 nach Eichung des Signals durch Vergleich mit Absorptionbildern liefert $N = 5 \times 10^7$, $T = 0,4$ mK und $\epsilon = 0,09$.

werden (siehe Abb. 2.10). Zur absoluten Bestimmung der Atomzahl muss die Detektionseffizienz ϵ zunächst durch Vergleich mit Absorptionmessungen bestimmt werden. Sie beträgt typischerweise 10–20 %.

In Gl. (2.30) wurde davon ausgegangen, dass sich das Atomensemble im thermischen Gleichgewicht befindet ($T = T_{\text{rad}} = T_{\text{ax}}$). Wie in Abschnitt 2.2.4 beschrieben, unterscheidet sich nach der Doppler-Kühlung in der Magnetfalle jedoch oftmals T_{rad} von T_{ax} . In diesem Fall werden Monte-Carlo-Simulationen zur Berechnung der Ionenrate genutzt. Es zeigt sich, dass der zeitliche Verlauf von $R(t)$ hauptsächlich von T_{rad} beeinflusst wird, da die MCP in radialer Richtung zum Fallenzentrum versetzt ist. T_{ax} wirkt sich jedoch darauf aus, wie viele Atome auf die MCP treffen. Auch in diesem Fall gibt Gl. (2.30) die Ionenrate gut wieder, wenn T durch T_{rad} ersetzt wird.

Detektion von Ionen

Zur Detektion von Ionen wird die Blende auf ein Potential von -2,1 kV eingestellt, um die Ionen in Richtung der MCP zu beschleunigen. Am Ort der Atomfalle wird das Potential jedoch durch die Spulen und die Halterung der Magnetfalle stark abgeschwächt. Der genaue Verlauf der elektrischen Felder und die Flugbahn der Ionen wurde im Rahmen der Masterarbeit von S. Altenburg [54] untersucht. In Abbildung 2.11 ist der mit der Software SIMION berechnete Potentialverlauf dargestellt, wobei das Blendenpotential auf -2,4 kV, das Gitterpotential auf -2 kV und das Potential der Metallteile der Falle sowie der Vakuumkammer auf 0 V gesetzt wurde. Es zeigt sich, dass die Beschleunigungsspannung im Inneren der Magnetfalle auf unter 10 V abgeschwächt wird. Dies hat zur Folge, dass bereits Variationen der Potentiale einzelner Fallenbauteile um wenige Volt einen drastischen Einfluss auf die Flugbahn der Ionen haben können, sodass diese die MCP nicht erreichen.

Die in Kapitel 7 vorgestellten Messungen von Ionenraten werden alle nach Ausschalten der Magnetfalle durchgeführt. Die Potentiale der Spulen bei ausgeschalteter Falle wurden daher optimiert, um ein möglichst maximales und stabiles Ionensignal auf der MCP zu erhalten. Die Potentiale bei eingeschalteter Falle werden im Wesentlichen durch den Stromfluss vorgegeben.

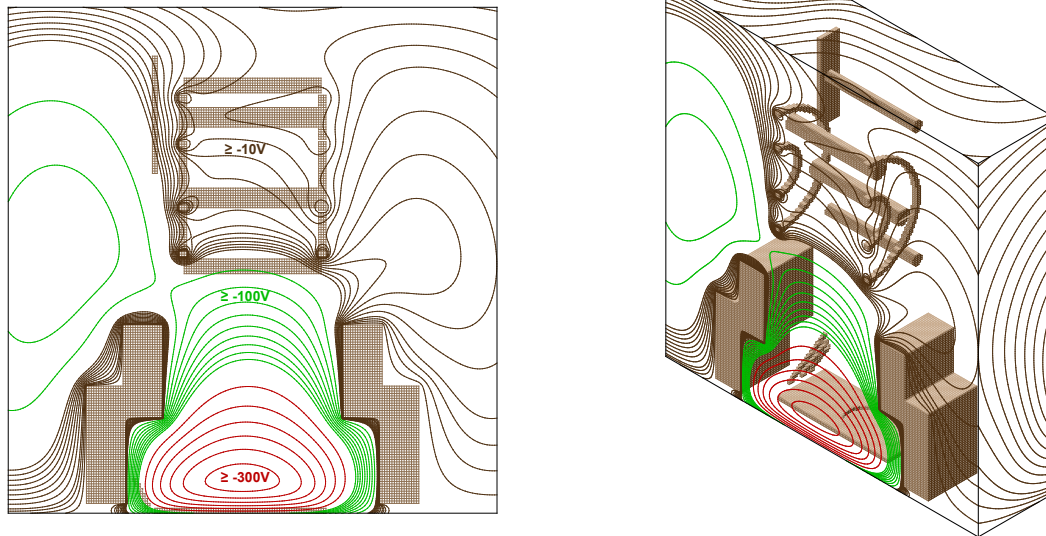


Abbildung 2.11: Mit SIMION berechneter Potentialverlauf [54] entlang eines vertikalen Schnitts durch das Fallenzentrum. Das Potential der MCP-Blende wurde auf $-2,4$ kV, das des Gitters auf -2 kV und das sämtlicher anderer Metallteile auf 0 V gesetzt (Zuleitungen entsprechend).

Die Schrauben, mit denen die Macor-Konstruktion befestigt ist, die Fallenhalterung und die Vakuumkammer sind direkt mit der Laborerde verbunden. Es zeigt sich ein optimales Signal, wenn das Potential sämtlicher Spulen $+20$ V gegenüber der Laborerde beträgt. Zur Messung von Ionen werden die Spulen daher durch Schließen von IGBT 6 und MOSFET 1 vom positiven Ausgang des Starkstromnetzteils getrennt und durch Öffnen der übrigen IGBTs mit dem negativen Ausgang des Starkstromnetzteils verbunden (vgl. Abbildung 2.6). Dieser wird wiederum mit einem zusätzlichen Netzteil (PS-2403D) auf $+20$ V gegenüber der Laborerde gesetzt.

In Abbildung 2.11 ist außerdem eine Asymmetrie des Potentials in Richtung der Symmetrieachse der Magnetfalle zu erkennen. Diese wird durch die Hochspannungszuleitungen des MCP-Detektorsystems verursacht. Eine auf Höhe der Falle befindliche Metallplatte zur Abschirmung der Zuleitungspotentiale erfüllt ihren Zweck leider nur ungenügend, sodass viele Ionen in Richtung der Zuleitungen beschleunigt werden und die MCP verfehlen. Die Asymmetrie des Potentials kann jedoch teilweise ausgeglichen werden, indem ein Spannungsgradient zwischen den Dipolspulen der Magnetfalle angelegt wird. Hierzu wurde ein Netzteil (PS-2403D) mit einem 460Ω Widerstand zwischen den Spulen angebracht, das bei geschlossenen IGBTs 3, 4 und 6 eine Spannungsdifferenz herstellt. Ein optimales Ionensignal wird bei einer Potentialdifferenz von $1,5$ V gemessen. Bereits bei 3 V treffen nahezu keine Ionen mehr auf die MCP.

Da während der Ladephase sehr große Ionenraten auftreten, werden die Ionen im Experimentzyklus zunächst abgestoßen, um die MCP zu schützen, und erst kurz vor der relevanten Messzeit angezogen. Die berechnete und gemessene Flugzeit der beschleunigten Ne^+ -Ionen vom Ort der Atomfalle bis zur MCP beträgt etwa $18 \mu\text{s}$; die berechnete Flugzeit für Ne_2^+ -Ionen beträgt etwa $25 \mu\text{s}$ [54]. Allerdings wurden bei Flugzeitmessungen keine signifikanten Signale gemessen, die Ne_2^+ zugeordnet werden konnten. Bei den vorgestellten Messungen wird daher nicht zwischen den beiden Ionenarten unterschieden. Die aus dem Vergleich gemessener Zählraten mit berechneten Ionenraten berechnete Detektionseffizienz beträgt typischerweise $\epsilon = 0,04$.

Detektion von UV-Photonen

Beim Zerfall des metastabilen Zustands (Lebensdauer $\tau \approx 15$ s) entstehen VUV-Photonen mit einer Wellenlänge von 74,6 nm, die mit der MCP detektiert werden können. Wird die Abstrahlung als isotrop angenommen, so kann die Zählrate durch den von der MCP abgedeckten Raumwinkel $\sigma \approx 10^{-3}$ abgeschätzt werden. Für $N = 10^8$ gespeicherte Atome und Detektionseffizienz $\epsilon = 0,1$ beträgt die Zählrate

$$R = N \epsilon \sigma / \tau \approx 1 \text{ ms}^{-1}. \quad (2.31)$$

Dies ist etwa 100 mal weniger als die Rate detektierter Ionen bei typischen Parametern. Die VUV-Photonen können daher oftmals vernachlässigt werden. Im Rahmen der in Kapitel 6 beschriebenen Zustandspräparationen werden die Atome jedoch teilweise in kurzlebige Zustände angeregt, die ebenfalls unter Aussendung von VUV-Photonen zerfallen. Dies führt zu kurzfristigen VUV-Zählraten von über 10^6 ms^{-1} .



3 Ein einfaches Modell zur Beschreibung ionisierender Stöße von Ne*-Atomen

Zur Berechnung der Stoßquerschnitte für ionisierende Stöße zwischen metastabilen Edelgasatomen kann das sogenannte Quantenbarriere-Modell genutzt werden [65, 66], das für He* [51, 67], Kr* [52] und Xe* [53] eine hervorragende quantitative Beschreibung der Stoßprozesse ermöglicht. Dasselbe Modell wird aktuell auch erfolgreich zur Berechnung von inelastischen Stößen ultrakalter Moleküle verwendet [66, 68].

Das Quantenbarriere-Modell basiert darauf, dass sich die charakteristischen Größen von Molekülpotentialen und de Broglie-Wellenlängen kalter Atome stark unterscheiden. Man kann daher grob zwischen einem nahreichweitigen und einem langreichweitigen Bereich differenzieren. Wird der nahreichweitige Bereich erreicht, so ist im Fall von Penning-Ionisation die Ionisationswahrscheinlichkeit so groß, dass sie näherungsweise Eins gesetzt werden kann. Die Details der meist schwer zu berechnenden nahreichweitigen Potentiale sind daher nicht entscheidend und es müssen lediglich die langreichweitigen Anteile der Wechselwirkungspotentiale bekannt sein.

Eine Einschränkung des Modells besteht darin, dass Resonanzen keinen entscheidenden Einfluss auf die Streuprozesse haben dürfen. Berechnungen von M. R. Doery *et al.* [49] legen jedoch nahe, dass dies für Ne* der Fall ist. Für Ne* sind daher keine quantitativ korrekten Ergebnisse zu erwarten, für welche Mehrkanal-Stoßmodelle notwendig wären [49, 69, 70]. Dennoch können mit Hilfe des einfachen Einkanal-Quantenbarriere-Modells viele Effekte qualitativ behandelt werden. Insbesondere soll der Temperaturverlauf der Stoßkoeffizienten und der Beitrag der einzelnen Partialwellen zum Stoßprozess untersucht werden.

Eine noch stärker vereinfachte Rechnung wurde bereits in der Dissertation von P Spoden [32] durchgeführt, wobei die Ionisationswahrscheinlichkeiten über die Tunnelwahrscheinlichkeiten durch die Zentrifugalbarrieren der Wechselwirkungspotentiale abgeschätzt wurden. Dieser Ansatz ermöglicht jedoch nur eine grobe Abschätzung der Ionisationsraten.

Die hier durchgeführten Rechnungen orientieren sich an den Rechnungen für He* von R. Stas *et al.* [51] und J. M. McNamara [67].

3.1 Stöße zwischen lasergekühlten Atomen

Zur Berechnung der Stoßwechselwirkung lasergekühlter Atome (siehe z. B. Referenzen [71, 72]) wird die Wellenfunktion der stoßenden Atome üblicherweise im Schwerpunktsystem der Atome nach Partialwellen entwickelt. Die Lösung des Streuproblems für jede Partialwelle $\psi_{k,L}(r)$ mit Wellenzahl k und Drehimpuls-Quantenzahl L reduziert sich dann auf die Lösung der eindimensionalen Schrödingergleichung

$$\frac{\hbar^2}{2m_r} \frac{\partial^2}{\partial r^2} \psi_{k,L}(r) + \left(\frac{\hbar^2 k^2}{2m_r} - \frac{\hbar^2 L(L+1)}{2m_r r^2} - U(r) \right) \psi_{k,L}(r) = 0. \quad (3.1)$$

Hierbei bezeichnet $m_r = m/2$ die reduzierte Masse der Atome. Die Wellenzahl k ist über

$$k = \sqrt{2m_r E / \hbar^2} = m_r v / \hbar \quad (3.2)$$

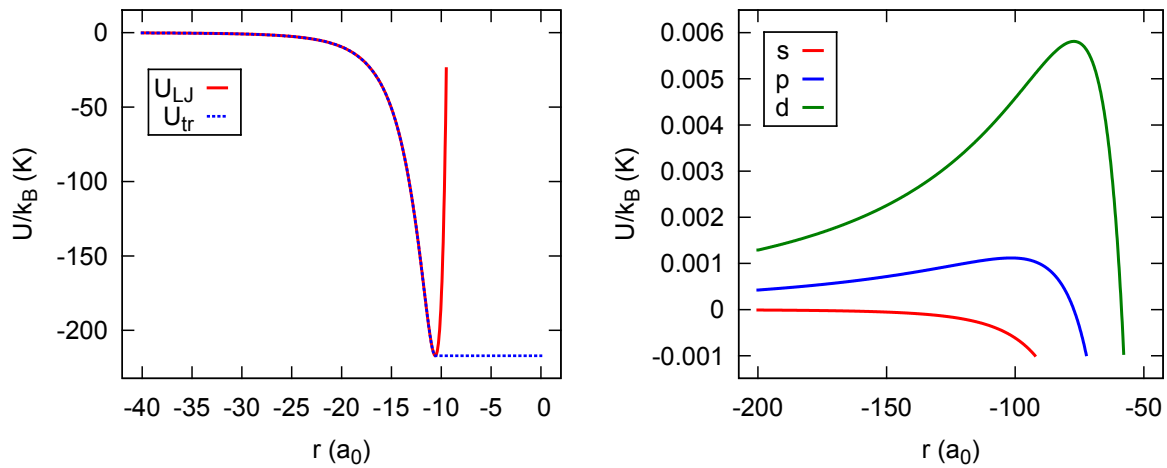


Abbildung 3.1: Lennard-Jones-Potential inklusive Zentrifugalbarriere mit $C_6 = 1877 \hbar^2 a_0^4 / m_e$ und $r_{LJ} = 10,7 a_0$. **Links:** Verlauf von $U_{LJ}(r)$ und des für $r > -r_{LJ}$ konstant gehaltenen Potentials $U_{tr}(r)$. **Rechts:** Detailansicht der Potentiale für s-, p- und d-Partialwellen ($L=0, 1, 2$) im Bereich der Zentrifugalbarrieren.

mit der Energie E bzw. Relativgeschwindigkeit v der Atome verknüpft. Der Term $\hbar^2 L(L+1)/(2m_r r^2)$ in Gl. (3.1) wird Zentrifugalbarriere genannt. Wie im Folgenden gezeigt wird, sorgt dieser dafür, dass bei Stößen zwischen lasergekühlten Atomen nur Partialwellen mit kleinem L (typischerweise $L < 3$) relevant sind.

Das Wechselwirkungspotential $U(r)$ wird im Folgenden vereinfachend als ein Lennard-Jones-Potential angenommen und hat, inklusive Zentrifugalbarriere, die Form

$$U_{LJ}(r) = -\frac{C_6}{r^6} + \frac{C_6 r_{LJ}^6}{2 r^{12}} + \frac{\hbar^2 L(L+1)}{2 m_r r^2}. \quad (3.3)$$

Laut Berechnungen von A. Derevianko und A. Dalgarno [73] variiert der C_6 -Koeffizienten für die verschiedenen Ne^* -Wechselwirkungspotentiale zwischen $1877 \hbar^2 a_0^4 / m_e$ und $1983 \hbar^2 a_0^4 / m_e$. Im Folgenden wird $C_6 = 1877 \hbar^2 a_0^4 / m_e$ angenommen, was dem Wert des 4_g -Potentials entspricht, an welches das Potential zweier Atome im Zustand $^3P_2, m_J = +2$ für große Abstände asymptotisch koppelt. Eine Variation des C_6 -Koeffizienten im angegebenen Bereich hat keinen großen Einfluss auf die Ergebnisse.

Für den kurzreichweitigen Anteil der Molekülpotentiale existieren *Ab-initio*-Berechnungen von S. Kotochigova *et al.* [74], die im Zuge einer Mehrkanal-Streurechnung an die langreichweitigen Potentiale angepasst werden müssten. Hier wird lediglich der Lennard-Jones-Radius r_{LJ} so gewählt, dass er dem Abstand des von Kotochigova berechneten Potentialminimums von $10,7 a_0$ entspricht.

Der Verlauf von $U_{LJ}(r)$ ist in Abbildung 3.1 dargestellt. Rechts ist eine vergrößerte Ansicht der Potentiale für s-, p- und d-Partialwellen im Bereich der Zentrifugalbarrieren gezeigt, die sich bei einem Abstand von etwa $-80 a_0$ befinden. Die Höhe der Barrieren beträgt für p-Wellen $k_B \times 1,1$ mK und für d-Wellen $k_B \times 5,8$ mK.

3.2 Quantenbarriere-Modell

Damit ein ionisierender Stoß stattfinden kann, muss die einlaufende Wellenfunktion den nahreichweitigen Teil des Wechselwirkungspotentials erreichen. Für Partialwellen mit $L > 0$ bedeutet dies,

dass die Zentrifugalbarriere überwunden bzw. durchtunnelt werden muss, was mit abnehmender Temperatur und somit abnehmenden Relativgeschwindigkeiten immer unwahrscheinlicher wird. Auch für s-Wellen ergibt sich eine Temperaturabhängigkeit für das Erreichen des nahreichweitigen Bereichs, die auf ungenügender Phasen Anpassung zwischen der Wellenfunktion im freien Raum und der schnell oszillierenden Wellenfunktion im nahreichweitigen Potential beruht (gebräuchlich ist der englische Begriff *quantum reflection*).

Im Rahmen des Quantenbarriere-Modells wird nun die Wahrscheinlichkeit für das Stattfinden eines Ionisationsprozesses im nahreichweitigen Bereich des Potentials als Eins angenommen. Die Wahrscheinlichkeit für das Stattfinden eines Ionisationsprozesses entspricht daher der Wahrscheinlichkeit, dass die Wellenfunktion den nahreichweitigen Bereich erreicht. Zur Modellierung wird das Potential modifiziert [51] und für Werte $r > -r_{LJ}$ konstant gehalten (vgl. Abbildung 3.1):

$$U_{tr}(r) = \begin{cases} U_{LJ}(r) & \text{für } r \leq -r_{LJ} \\ U_{LJ}(-r_{LJ}) & \text{für } r > -r_{LJ} \end{cases} . \quad (3.4)$$

Dabei wurde $-r_{LJ}$ als Übergangspunkt gewählt, da somit sowohl das Potential als auch die erste Ableitung stetig ineinander übergehen und künstliche Effekte aufgrund von Unstetigkeiten vermieden werden. Eine aus Richtung $r = -\infty$ einlaufende ebene Welle

$$\Psi_{in}(r) = A e^{i k r + i \phi_A} \quad (3.5)$$

wird nun am Potential zu einem Teil reflektiert,

$$\Psi_{refl}(r) = B e^{-i k r + i \phi_B} , \quad (3.6)$$

und zu einem Teil Richtung $r = \infty$ transmittiert,

$$\Psi_{trans}(r) = C e^{i k_{trans} r} , \quad (3.7)$$

wobei das Transmittieren als Abnahme des Teilchenflusses aufgrund eines ionisierenden Stoßes interpretiert wird. Durch numerisches Lösen der Schrödingergleichung Gl. (3.1) können nun die Wahrscheinlichkeitsstromdichten j_{in} und j_{trans} und somit die Transmissionswahrscheinlichkeit [67]

$$P_L(v) = \frac{j_{trans}}{j_{in}} = 1 - \frac{|B|^2}{|A|^2} = \frac{k_{trans}}{|A|^2 k} \quad (3.8)$$

für L-Wellen als Funktion der Relativgeschwindigkeit v berechnet werden, die wiederum gemäß Gl. (3.2) mit der Wellenzahl k verknüpft ist. Als Randbedingungen werden dabei

$$\Psi_{trans}(0) = 1 \quad \text{und} \quad \frac{d}{dx} \Psi_{trans}(0) = i k_{trans} \quad (3.9)$$

angenommen. Die Koeffizienten A und B werden durch Anpassen von $\Psi_{in}(r) + \Psi_{refl}(r)$ an die numerische Lösung für $r < -1,5 \lambda_{dB} = -3\pi/k$ ermittelt.

In Abbildung 3.2 sind exemplarisch zwei numerisch berechnete p-Wellenfunktionen aufgetragen. Die Wellenzahlen k der einlaufenden Wellen wurden so gewählt, dass sie kinetischen Energien der Relativbewegungen von $k_B \times 2$ mK bzw. $k_B \times 0,2$ mK entsprechen, also einmal oberhalb und einmal unterhalb der p-Wellen-Zentrifugalbarriere von $k_B \times 1,1$ mK liegen. Die Auswertung nach Gl. (3.8) ergibt einen transmittierten Fluss von 59 % für 2 mK und 4 % für 0,2 mK. In der Abbildung ist außerdem gut zu erkennen, dass die de Broglie-Wellenlänge der Atome für Temperaturen unter 1 mK deutlich größer ist als der nahreichweitige Bereich des Potentials.

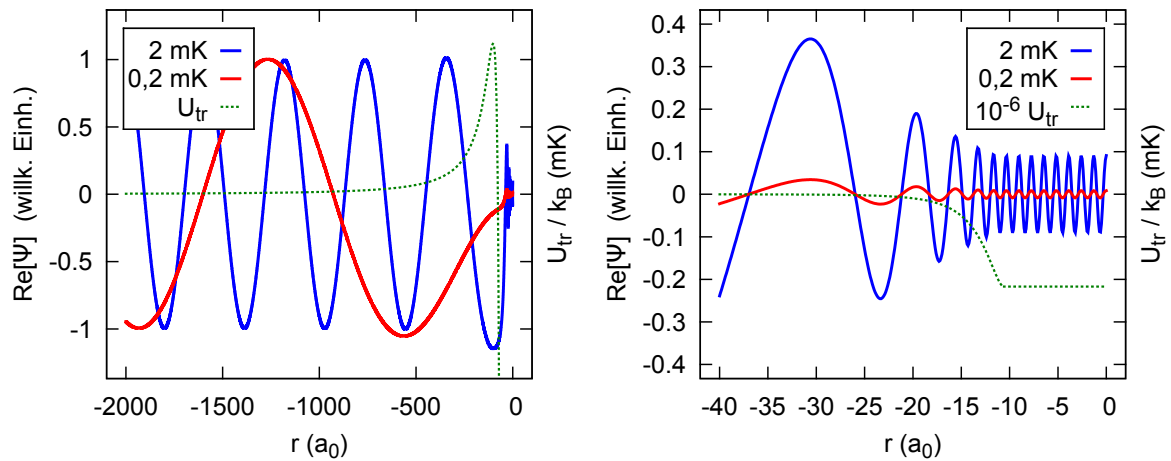


Abbildung 3.2: Realteil zweier numerisch berechneter p-Wellenfunktionen bei Streuung an $U_{\text{tr}}(r)$. Die Wellenzahlen k entsprechen kinetischen Energien von $k_B \times 2 \text{ mK}$ bzw. $k_B \times 0,2 \text{ mK}$. Die Amplituden für $r < -1000 a_0$ wurden Eins gesetzt. Zum Vergleich ist ebenfalls $U_{\text{tr}}(r)$ aufgetragen, wobei die unterschiedliche Skalierung links und rechts zu beachten ist. **Links:** Langreichweitiger Bereich. Die de Broglie-Wellenlänge für Atome mit $T < 1 \text{ mK}$ ist deutlich größer als der Potentialbereich hinter der Zentrifugalbarriere. **Rechts:** Nahreichweitiger Bereich. Der transmittierte Fluss beträgt 59 % für 2 mK und 4 % für 0,2 mK.

3.2.1 Streuresonanzen

Das im vorigen Abschnitt vorgestellte, einfache Modell liefert nur dann quantitative korrekte Ionisationswahrscheinlichkeiten, wenn Resonanzen bei der Streuung keine Rolle spielen, da diese die Aufenthaltswahrscheinlichkeit im nahreichweitigen Potentialbereich und somit die Ionisationswahrscheinlichkeit drastisch erhöhen können. Als mögliche Resonanzeffekte kommen insbesondere Feshbach- und Formresonanzen in Frage [75]. Von Feshbach-Resonanzen spricht man, wenn die relative kinetische Energie der stoßenden Atome die Kopplung an einen quasi-gebundenen, höherliegenden Molekülzustand ermöglicht. Eine Formresonanz (gebräuchlicher ist der englische Begriff *shape resonance*) tritt auf, wenn aufgrund der Zentrifugalbarriere ein quasi-gebundener Zustand oberhalb des Energienullpunktes existiert, dessen Bindungsenergie in der Nähe der kinetischen Energie der stoßenden Atome liegt.

Im Fall von He^* [51, 67], Kr^* [52] und Xe^* [53] spielen Streuresonanzen keine bedeutende Rolle. Mehrkanal-Streurechnungen von M. R. Doery *et al.* [49] weisen jedoch darauf hin, dass Resonanzen für Ne^* einen entscheidenden Einfluss haben könnten. Bei den Berechnungen wurden die nahreichweitigen Potentiale durch modifizierte Natrium-Potentiale angenähert. Mittlerweile existieren *Ab-initio*-Berechnungen der nahreichweitigen Ne^* -Potentiale [74], durch welche die Genauigkeit der Rechnungen deutlich verbessert werden könnte. Derartige Rechnungen sind derzeit in Vorbereitung [70].

Gleichwohl ist das Quantenbarriere-Modell hilfreich, um Effekte qualitativ zu verstehen und eine Abschätzung der Größenordnung der Stoßkoeffizienten zu liefern. Insbesondere soll der Temperaturverlauf der Stoßkoeffizienten der einzelnen Partialwellen untersucht werden.

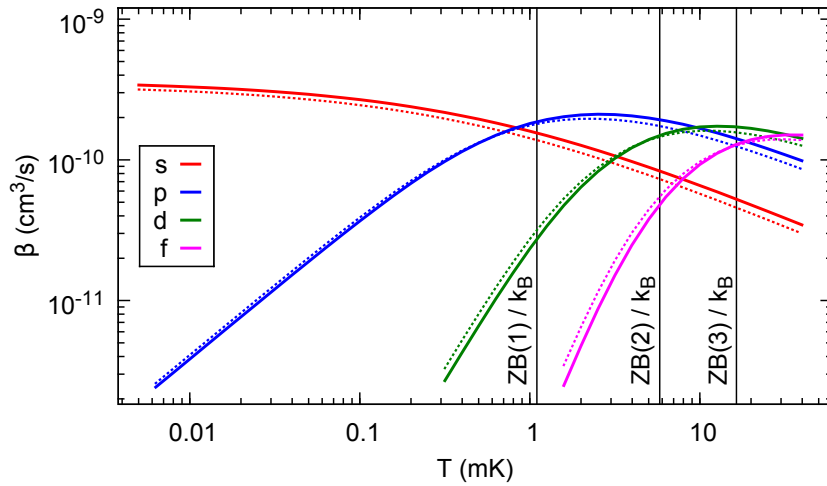


Abbildung 3.3: Zwei-Körper-Verlustkoeffizienten aufgrund ionisierender Stöße für s-, p-, d- und f-Partialwellen als Funktion der Temperatur. Werte für ^{20}Ne sind durchgezogen, Werte für ^{22}Ne gestrichelt dargestellt. Für $L > 0$ sind zusätzlich die Potentialhöhen der Zentrifugalbarrieren $ZB(L)$ eingezeichnet.

3.3 Ratenkoeffizienten für ionisierende Stöße

Aus den gemäß Gl. (3.8) berechneten Transmissionswahrscheinlichkeiten $P_L(\nu)$ können nun problemlos die Wirkungsquerschnitte bzw. Ratenkoeffizienten für ionisierende Stöße berechnet werden. Der geschwindigkeitsabhängige Wirkungsquerschnitt $\sigma_L(\nu)$ für L -Partialwellen beträgt

$$\sigma_L(\nu) = \frac{\pi}{k^2} (2L + 1) P_L(\nu). \quad (3.10)$$

Der Zwei-Körper-Verlustratenkoeffizient $\beta_L(\nu)$ aufgrund ionisierender Stöße (vgl. Gl. 2.13) beträgt für L -Partialwellen

$$\beta_L(\nu) = 2 \sigma_L(\nu) \nu = \frac{2\pi \hbar^2 (2L + 1)}{m_r^2 \nu} P_L(\nu). \quad (3.11)$$

Der gesamte Ratenkoeffizient ergibt sich schließlich durch Summieren über alle β_L , wobei die korrekte Symmetrie der Wellenfunktionen berücksichtigt werden muss.

3.3.1 Temperaturabhängigkeit der Stöße

In einem thermischen Gas mit Temperatur T ist die Relativgeschwindigkeit ν der Atome Maxwell-Boltzmann-verteilt gemäß

$$P_\nu(\nu) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \left(\frac{m_r}{k_B T} \right)^3 \nu^2 \exp\left(-\frac{m_r \nu^2}{2k_B T}\right). \quad (3.12)$$

Die Temperaturabhängigkeit der Ratenkoeffizienten ergibt sich durch die Integration

$$\beta_L(T) = \int_0^\infty d\nu 2 \sigma_L(\nu) \nu P_\nu(\nu) = \int_0^\infty d\nu \frac{2\pi \hbar^2 (2L + 1)}{m_r^2 \nu} P_L(\nu) P_\nu(\nu). \quad (3.13)$$

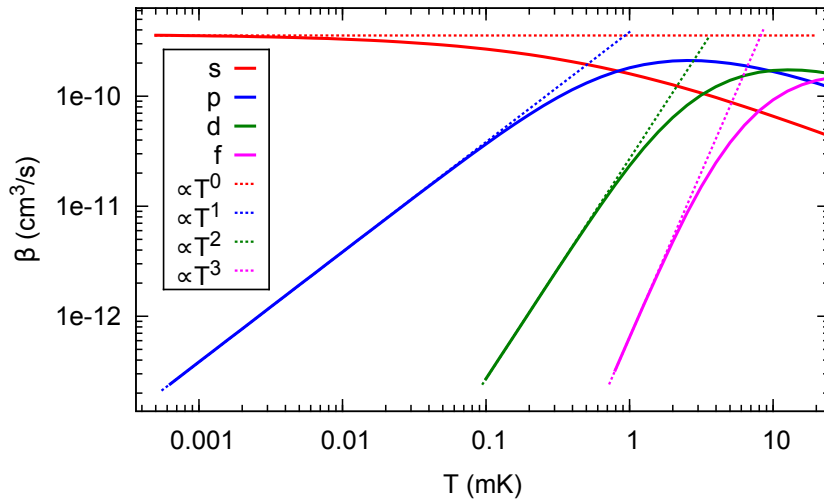


Abbildung 3.4: Vergleich der numerisch berechneten Zwei-Körper-Verlustkoeffizienten (durchgezogene Linien) mit dem Quantenbarriere-Verhalten $\beta_L \propto k^{2L} \propto T^L$ (gestrichelt).

Der resultierende Temperaturverlauf der Ratenkoeffizienten für ^{20}Ne und ^{22}Ne ist in Abbildung 3.3 dargestellt. Wie erwartet, nimmt der Ratenkoeffizient von Partialwellen mit $L > 0$ mit sinkender Temperatur ab. Der relative Beitrag von d-Wellen sinkt für $T \lesssim 0,8 \text{ mK}$ unter 10%; der relative Beitrag von p-Wellen für $T \lesssim 0,05 \text{ mK}$. Für $T \rightarrow 0$ konvergiert der Zwei-Körper-Verlustkoeffizient gegen den konstanten Wert von $\beta_0 = 3,6 \times 10^{-10} \text{ cm}^3/\text{s}$.

Die im Rahmen dieses einfachen Modells erhaltenen Werte für ^{20}Ne und ^{22}Ne unterscheiden sich nur um wenige Prozent, da sich bei der Berechnung lediglich der Wert der reduzierten Masse m_r leicht ändert. Sowohl frühere Messungen [1], als auch die in Kapitel 7 vorgestellten Messungen zeigen jedoch, dass sich die Zwei-Körper-Verlustkoeffizienten der beiden Isotope deutlich voneinander unterscheiden. Dies lässt vermuten, dass Streuresonanzen bei der Wechselwirkung einen entscheidenden Einfluss haben (vgl. Abschnitt 3.2.1).

Vergleich mit Quantenbarriere-Verhalten

Für Temperaturen, die kinetischen Energien unterhalb der Zentrifugalbarrieren entsprechen, wird die Temperaturabhängigkeit der Ratenkoeffizienten von den Tunnelwahrscheinlichkeiten durch die Barriere dominiert und man erhält das typische Quantenbarriere-Verhalten (*Wigner threshold law*) [65, 66, 71]

$$\beta_L \propto k^{2L} \propto T^L. \quad (3.14)$$

In Abbildung 3.4 sind die numerisch berechneten Ratenkoeffizienten für ^{20}Ne zusammen mit gemäß Gl. (3.14) angepassten Funktionen dargestellt. Diese geben das Verhalten für kleine Temperaturen sehr gut wieder.

3.3.2 Spin-Statistik

Für ununterscheidbare Bosonen, insbesondere also spinpolarisiertes $^{20}\text{Ne}^*$ oder $^{22}\text{Ne}^*$, muss die Gesamtwellenfunktion symmetrisch unter Vertauschung der Atome sein, und es treten daher nur Terme mit geradem L auf ($L = 0, 2, \dots$). Für ununterscheidbare Fermionen, insbesondere

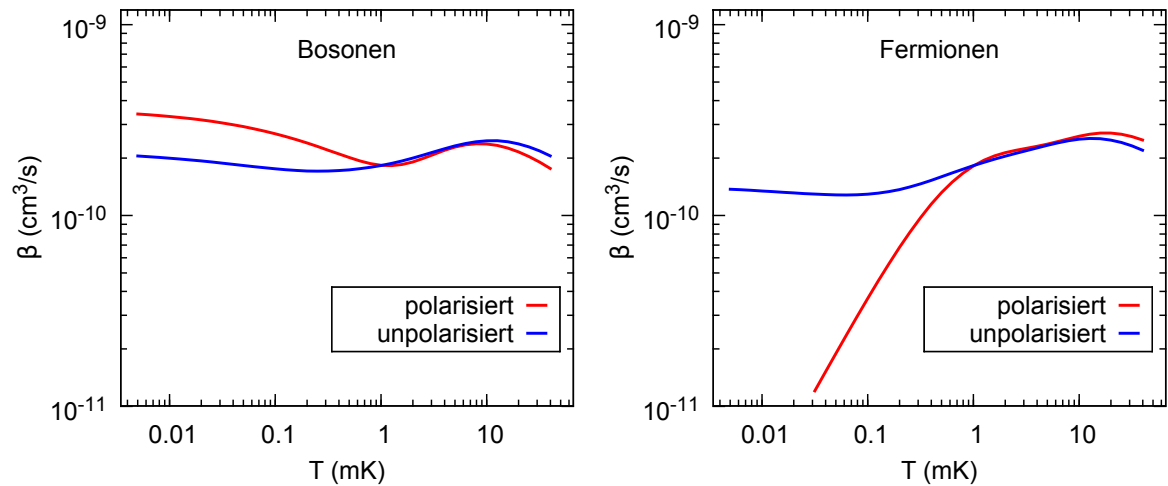


Abbildung 3.5: Vergleich der Zwei-Körper-Verlustkoeffizienten für unpolarisierte und spinpolarisierte Atomensembles. **Links:** Spin-Statistik für Bosonen (²⁰Ne und ²²Ne). **Rechts:** Spin-Statistik für Fermionen (²¹Ne).

also spinpolarisiertes ²¹Ne*, muss die Wellenfunktion antisymmetrisch sein, und es treten nur Terme mit ungeradem L auf ($L = 1, 3, \dots$). Befinden sich die Stoßpartner in unterschiedlichen m_J -Zuständen oder gehören unterschiedlichen Isotopen an, so sind sie unterscheidbar und es muss keine Symmetrie berücksichtigt werden. Aufgrund des nicht auftretenden Symmetrisierungsfaktors sind die Ratenkoeffizienten in diesem Fall jedoch nur halb so groß.

Für eine vollständig unpolarisierte Atomwolke, also Gleichbesetzung aller m_J -Zustände, beträgt die Wahrscheinlichkeit $(2J + 1)/(2J + 1)^2$, dass sich bei einem Stoß beide Atome im gleichen m_J -Zustand befinden, und $2J(2J + 1)/(2J + 1)^2$, dass sie sich in unterschiedlichen Zuständen befinden. Für unpolarisiertes, bosonisches Ne* beträgt der gesamte Ratenkoeffizient daher [32, 52, 53]

$$\beta_{\text{unpol,boson}} = \frac{2J + 1}{(2J + 1)^2} \beta_{\text{gerade}} + \frac{2J(2J + 1)}{(2J + 1)^2} \frac{1}{2} (\beta_{\text{gerade}} + \beta_{\text{ungerade}}) \quad (3.15)$$

und für spinpolarisiertes, bosonisches Ne*

$$\beta_{\text{pol,boson}} = \beta_{\text{gerade}} \cdot \quad (3.16)$$

Analog beträgt der Ratenkoeffizient für unpolarisiertes, fermionisches Ne*

$$\beta_{\text{unpol,fermi}} = \frac{2J + 1}{(2J + 1)^2} \beta_{\text{ungerade}} + \frac{2J(2J + 1)}{(2J + 1)^2} \frac{1}{2} (\beta_{\text{gerade}} + \beta_{\text{ungerade}}) \quad (3.17)$$

und für spinpolarisiertes, fermionisches Ne*

$$\beta_{\text{pol,fermi}} = \beta_{\text{ungerade}} \cdot \quad (3.18)$$

Die entsprechend aufsummierten Ratenkoeffizienten für polarisierte und unpolarisierte Atomensembles sind in Abbildung 3.5 aufgetragen. Hierbei wurde zunächst angenommen, dass die Ratenkoeffizienten für Stöße zwischen allen m_J -Zuständen gleich groß sind. Tatsächlich kommt es zu einer Unterdrückung der Ionisationsraten für Atome in den Zuständen $m_J = +2$ oder $m_J = -2$ (vgl. Abschnitt 2.1.4 bzw. Kapitel 7).

Obwohl die Werte für die einzelnen Partialwellen stark von der Temperatur abhängen, bleibt der aufsummierte Ratenkoeffizient sowohl für polarisierte als auch für unpolarisierte Bosonen im gesamten Bereich nahezu konstant und variiert lediglich um etwa einen Faktor Zwei. Gleiches gilt für unpolarisierte Fermionen. Der Wert $\beta_{\text{unpol,boson}}(1,5 \text{ mK}) = 1,9 \times 10^{-10} \text{ cm}^3/\text{s}$ stimmt sehr gut mit dem für ^{20}Ne gemessenen Wert $\beta_{\text{unpol},20}(\approx 1,5 \text{ mK}) = 2,5(8) \times 10^{-10} \text{ cm}^3/\text{s}$ überein [1], weicht jedoch von dem für ^{22}Ne gemessenen Wert $\beta_{\text{unpol},22}(\approx 1,5 \text{ mK}) = 8(5) \times 10^{-11} \text{ cm}^3/\text{s}$ ab.

Für $T \lesssim 0,1 \text{ mK}$ dominiert die s-Wellen-Streuung, und es zeigt sich ein qualitativer Unterschied im Verhalten von Bosonen und Fermionen: Da für polarisierte Fermionen keine s-Wellen-Streuung möglich ist, treten für $T \rightarrow 0$ keine ionisierenden Stöße mehr auf. Der Ratenkoeffizient für unpolarisierte Fermionen konvergiert gegen einen konstanten Wert. Für Bosonen ist s-Wellen-Streuung möglich, und die Spinstatistik (Gln. 3.15 und 3.16) führt dazu, dass für $T \rightarrow 0$ der Ratenkoeffizient für polarisierte Ensembles einen Faktor

$$\frac{\beta_{\text{pol,boson}}}{\beta_{\text{unpol,boson}}} = \frac{2J + 1}{J + 1} = \frac{5}{3} \quad (3.19)$$

größer ist als für unpolarisierte.

3.4 Zusammenfassung und Diskussion

Mit Hilfe des einfachen Quantenbarriere-Modells kann die Größenordnung der Ratenkoeffizienten für Zwei-Körper-Verluste aufgrund ionisierender Stöße für unpolarisiertes Ne^* korrekt berechnet werden. Für ^{20}Ne stimmt der berechnete mit dem gemessenen Wert überein; für ^{22}Ne liefert die Rechnung einen Wert, der etwa zweimal größer ist als der gemessene.

Die Rechnungen zeigen, dass der Verlustkoeffizient sowohl für polarisierte als auch für unpolarisierte Ensembles im für Experimente relevanten Temperaturbereich von 0,1 mK - 1 mK im Wesentlichen konstant ist. Die Streuprozesse in diesem Temperaturbereich werden dominiert von s- und p-Wellen. Oberhalb von ca. 0,8 mK liefern jedoch auch d-Wellen einen nicht mehr zu vernachlässigenden Beitrag. Partialwellen mit $L > 2$ spielen in diesem Temperaturbereich keine Rolle.

Die unterschiedlichen Ratenkoeffizienten für verschiedene Isotope und für verschiedene m_J -Zustände können mit diesem einfachen Modell jedoch nicht erklärt werden. Hierzu sind Mehrkanal-Streurechnungen nötig, bei denen die Details der nahreichweitigen Wechselwirkungspotentiale berücksichtigt werden.

4 Isotopieverschiebung des Kühlübergangs

Lasergekühlte Atomensembles stellen nahezu ideale Systeme für Präzisionsmessungen atomarer Eigenschaften dar. Die experimentellen Parameter lassen sich genau kontrollieren und, da die Atome im Ultrahochvakuum gespeichert werden, findet nur sehr wenig Wechselwirkung der Atome mit der Umgebung statt. Außerdem treten aufgrund der geringen Dichten und Temperaturen deutlich kleinere Kollisions- oder Dopplerverbreiterungen von optischen Übergängen auf, als für Atomensembles bei Normalbedingungen.

In diesem Kapitel werden Messungen vorgestellt, bei denen diese Vorteile lasergekühlter Atome genutzt werden, um die Isotopieverschiebung des zur Kühlung genutzten Übergangs $^3P_2 \leftrightarrow ^3D_3$ und die Hyperfeinstrukturkonstanten des Zustands 3D_3 für ^{21}Ne präzise zu vermessen. Die Genauigkeit der Messungen ist dabei einen Faktor 7-10 besser als bei bisherigen Messungen, die an Gasentladungszellen [76–78] oder Atomstrahlen [79, 80] durchgeführt wurden. Es werden zwei unterschiedliche Methoden genutzt und miteinander verglichen. Eine Methode basiert auf Absorptionenaufnahmen und die zweite auf Fluoreszenzaufnahmen der lasergekühlten Atome.

Eine genaue Kenntnis der Isotopieverschiebung des Kühlübergangs ist auch die Voraussetzung zum Laserkühlen und Speichern von Isotopenmischungen, worauf in Kapitel 5 eingegangen wird.

Dieses Kapitel basiert auf der Veröffentlichung Ref. [28].

4.1 Kühlen und Fangen der Isotope ^{20}Ne , ^{21}Ne und ^{22}Ne

Zur Messung der Isotopieverschiebung müssen Atome von jeweils zwei der Isotope ^{20}Ne , ^{21}Ne und ^{22}Ne gleichzeitig oder kurz nacheinander gekühlt und gespeichert werden, wozu einige Modifikationen des in Kapitel 2 geschilderten Versuchsaufbaus vorgenommen wurden. Beide Farbstofflaser wurden auf die Wellenlänge von 640,2 nm eingestellt und ihr Licht mit einem Strahlteiler überlagert. Die Überlagerung erfolgt zu Beginn des optischen Strahlengangs, sodass das Licht beider Laser die zur Bereitstellung des Kühllichts nötige Optik vollständig durchläuft. Nach Stabilisierung beider Laserfrequenzen auf die Kühlübergänge zweier unterschiedlicher Isotope können auf diese Weise zwei Isotope gleichzeitig gekühlt und in der MOT gespeichert werden. Bei den in diesem Kapitel vorgestellten Messungen wird jedoch immer nur ein einzelnes Isotop gefangen. Das Licht des jeweils anderen Lasers wird durch einen mechanischen Verschluss blockiert, wobei ein schneller Wechsel zwischen den beiden Isotopen möglich ist. Auf das Fangen von Isotopenmischungen wird in Kapitel 5 eingegangen.

4.1.1 Kühlen und Fangen von ^{21}Ne

Da die Energieniveaus von ^{21}Ne eine Hyperfeinstruktur aufweisen, werden zum Kühlen und Fangen von ^{21}Ne zusätzliche Lichtfelder benötigt [30, 81]. Die Hyperfeinstruktur des Übergangs $^3P_2 \leftrightarrow ^3D_3$ ist in Abbildung 4.1 skizziert. Als Kühlübergang wird der geschlossene Übergang $F = 7/2 \leftrightarrow F' = 9/2$ genutzt. Durch nicht-resonante Anregung des Zustands $F' = 7/2$ und anschließenden spontanen Zerfall kann es jedoch zu unerwünschter Bevölkung des Zustands $F = 5/2$ kommen. Um diese wieder in den Kühlkreislauf zurück zu pumpen, wird zusätzliches „Rückpumplicht“ mit allen Strahlen des Kühllichts überlagert. Die Frequenz des Rückpumplichts ist

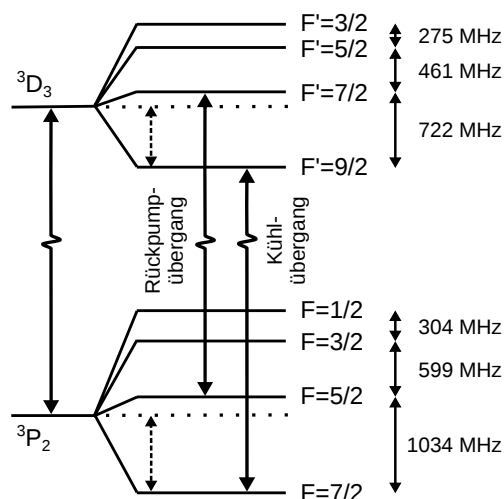


Abbildung 4.1: Hyperfeinstruktur der Zustände 3P_2 und 3D_3 des Isotops ^{21}Ne . Die Atome werden im Zustand $F = 7/2$ gefangen und mittels des Übergangs $F = 7/2 \leftrightarrow F' = 9/2$ gekühlt. Mit Hilfe des Rückpumplichts wird unerwünschte Bevölkerung des Zustands $F = 5/2$ über $F' = 7/2$ nach $F = 7/2$ zurückgepumpt. Die gestrichelten Pfeile repräsentieren die Verschiebungen aufgrund der Hyperfeinstruktur, die bestimmt werden müssen, um die nominelle Isotopieverschiebung des Übergangs $^3P_2 \leftrightarrow ^3D_3$ für ^{21}Ne berechnen zu können.

nahresonant mit dem Übergang $F = 5/2 \leftrightarrow F' = 7/2$, und die Intensität beträgt typischerweise 18 % des Kühllichts. Ohne Rückpumplicht werden keine ^{21}Ne -Atome gefangen.

Um die Zahl der gefangenen ^{21}Ne -Atome weiter zu erhöhen, wird in der Kollimationszone ein zusätzliches Lichtfeld eingestrahlt. Durch dieses werden Atome in den Kühlkreislauf gepumpt, die anfänglich durch die Gasentladung in die Zustände $F = 3/2$ oder $F = 1/2$ angeregt wurden. Die Frequenz des zusätzlichen Lichts wird zwischen den Resonanzfrequenzen der Übergänge $F = 3/2 \leftrightarrow F' = 5/2$ und $F = 1/2 \leftrightarrow F' = 3/2$ gewählt, die nur etwa 30 MHz auseinander liegen. Die Intensität des zusätzlichen Lichts beträgt typischerweise 20 % des zur Kollimation genutzten Lichts. Die Anzahl der gefangenen ^{21}Ne -Atome kann durch das zusätzliche Licht um ungefähr 25 % erhöht werden.

4.2 Isotopieverschiebung des Kühlübergangs

Zur Bestimmung der Isotopieverschiebung wurden zwei unterschiedliche Methoden genutzt und miteinander verglichen. Die erste Methode beruht auf der Frequenzabhängigkeit von Absorptionenaufnahmen der Atome. Die zweite Methode nutzt die Frequenzabhängigkeit der MOT-Fluoreszenz [82], was sich insbesondere bei den geringen Atomzahlen von ^{21}Ne als vorteilhaft erweist.

Um die nominelle Isotopieverschiebung des $^3P_2 \leftrightarrow ^3D_3$ Übergangs für ^{21}Ne zu bestimmen, muss zusätzlich die Hyperfeinstruktur der involvierten Energieniveaus bekannt sein. Die Hyperfeinstrukturkonstanten des metastabilen 3P_2 Zustands wurden bereits mit hoher Genauigkeit vermessen [46]. Eine präzise Messung der Hyperfeinstrukturkonstanten des Zustands 3D_3 wird in

	Absorptionsmessung (MHz)	Fluoreszenzmessung (MHz)
$^{20}\text{Ne} \leftrightarrow ^{22}\text{Ne}$	$1625,9 \pm 0,15$	$1626,0 \pm 0,22$
$^{20}\text{Ne} \leftrightarrow ^{21}\text{Ne}$	$1018,9 \pm 0,45$	$1018,8 \pm 0,25$
$^{21}\text{Ne} \leftrightarrow ^{22}\text{Ne}$	$607,0 \pm 0,47^{1)}$	$607,2 \pm 0,25$

Tabelle 4.1: Mittels Absorptions- und Fluoreszenzmessungen bestimmte Isotopieverschiebung des Kühlübergangs $^3\text{P}_2 \leftrightarrow ^3\text{D}_3$ (^{21}Ne : $F = 7/2 \leftrightarrow F' = 9/2$).

Abschnitt 4.3 vorgestellt und die daraus ermittelte nominelle Isotopieverschiebung wird schließlich in Abschnitt 4.4 präsentiert.

4.2.1 Absorptionsmessung

In einer ersten Serie von Experimenten wurde die Isotopieverschiebung des Kühlübergangs anhand der Frequenzabhängigkeit von Absorptionen bestimmt. Direkte Messungen der Verschiebung wurden für die Isotopenkombinationen $^{20}\text{Ne} + ^{22}\text{Ne}$ und $^{20}\text{Ne} + ^{21}\text{Ne}$ durchgeführt. Pro Experimentdurchlauf wurde jeweils nur ein Isotop in die Falle geladen und das entsprechende Absorptionsspektrum aufgenommen. Nach jedem Bild wurde zwischen den zwei Isotopen der jeweiligen Isotopenkombination gewechselt, um Drifts der experimentellen Parameter zu minimieren. Die beiden Farbstofflaser wurden dabei unabhängig voneinander mittels Sättigungsspektroskopie an Gasentladungszellen auf die Kühlübergänge der jeweiligen Isotope stabilisiert. Um Frequenzfluktuationen und Drifts zu eliminieren, wurde der Frequenzabstand der beiden Laser in jedem experimentellen Durchlauf gemessen, indem das Schwebungssignal zweier überlagerter Strahlen mit einem Spektrumanalysator aufgenommen wurde. Es wurde dabei bewusst ein Spektrumanalysator und kein Frequenzzähler genutzt, um potentielle systematische Fehler aufgrund von Störfrequenzen zu vermeiden.

Die resultierenden Absorptionslinien sowie angepasste Lorentzkurven sind in Abbildung 4.2 dargestellt. Für jeden Datenpunkt wurde die MOT geladen, dann MOT-Licht und MOT-Magnetfelder ausgeschaltet und 3,5 ms gewartet, um ein Abklingen der Magnetfelder zu gewährleisten. Schließlich wurde ein Absorptionsspektrum mit einer Belichtungszeit von 120 μs aufgenommen. Die gewünschte Frequenz des Absorptionsstrahls wurde mittels eines AOMs eingestellt. Durch Vergleich der Zentralfrequenzen der angepassten Lorentzkurven kann die Isotopieverschiebung des Kühlübergangs bestimmt werden. Die Ergebnisse sind in der linken Spalte von Tabelle 4.1 angegeben. Für die Isotopieverschiebung $^{21}\text{Ne} \leftrightarrow ^{22}\text{Ne}$ wurde keine direkte Messung durchgeführt; sie kann aber aus Ergebnissen der beiden anderen Messungen berechnet werden.

Die Isotopieverschiebung der Kühlübergänge der beiden bosonischen Isotope konnte auf diese Weise mit hoher Genauigkeit bestimmt werden. Die Messung für ^{21}Ne ist aufgrund der geringen ^{21}Ne -Atomzahl weniger präzise. Die berücksichtigten Messunsicherheiten bei der Bestimmung der Werte sind in Tabelle 4.2 zusammengefasst. Die statistischen Unsicherheiten der Zentralfrequenzen wurden für jede Absorptionslinie einzeln unter Berücksichtigung von sowohl Atomzahldrifts als auch Fehlern bei der Anpassung der Lorentzkurven berechnet. Drifts der Laserfrequenzen wurden aus den zeitlichen Drifts der Schwebungssignale abgeleitet. Die Langzeitstabilität und Genauigkeit des Spektrumanalysators wurde mit Hilfe eines Rubidium-Frequenzstandards ermittelt.

¹⁾ Für die direkte Bestimmung der Verschiebung $^{21}\text{Ne} \leftrightarrow ^{22}\text{Ne}$ wurde keine Absorptionsmessung durchgeführt. Der Wert wurde aus den Ergebnissen der beiden anderen Absorptionsmessungen berechnet.

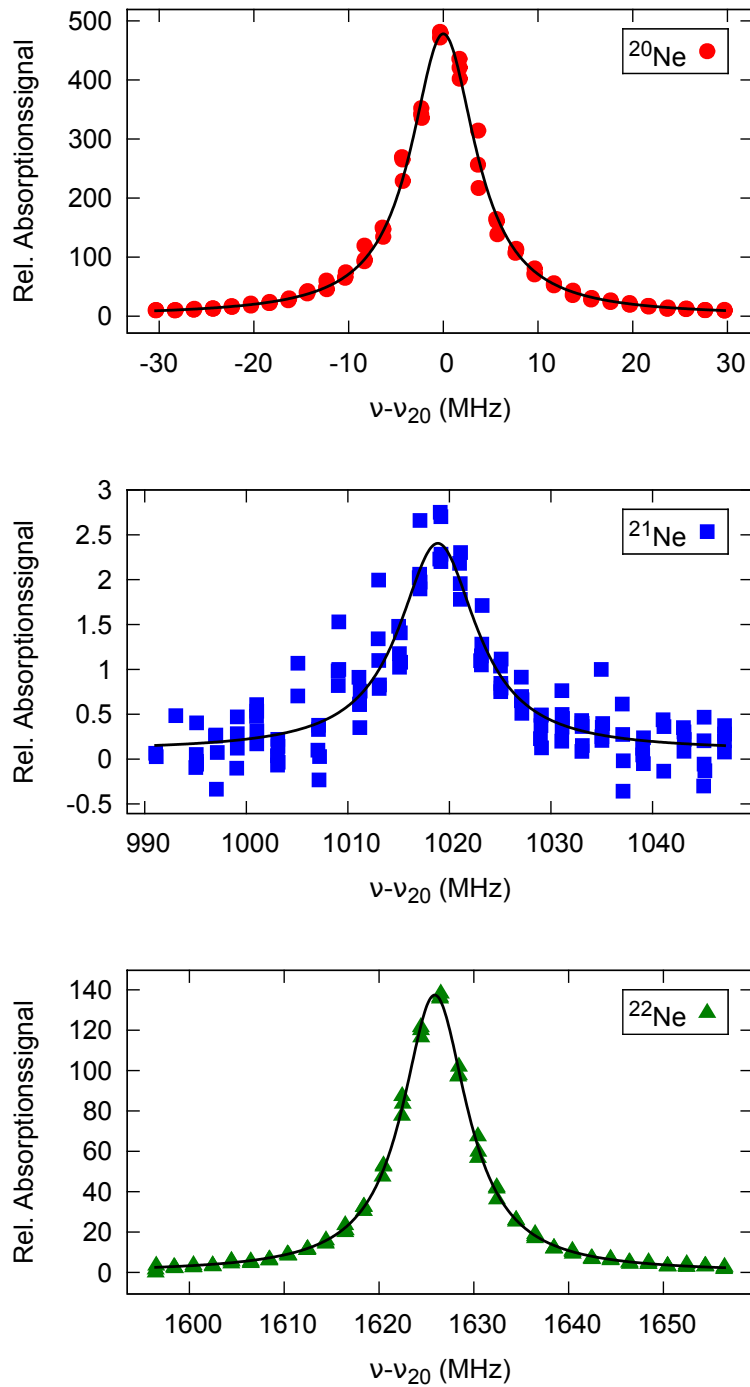


Abbildung 4.2: Absorptionssignal der Kühlübergänge der Isotope ^{20}Ne , ^{21}Ne und ^{22}Ne sowie angepasste Lorentzkurven. Die Frequenzen sind relativ zur Zentralfrequenz ν_{20} des Übergangs von ^{20}Ne angegeben. Der Wert des Absorptionssignals auf Resonanz entspricht der Anzahl der gefangenen Atome in Millionen. Jeder Datenpunkt repräsentiert ein individuelles Absorptionssbild. Das Signal-zu-Rausch-Verhältnis für ^{21}Ne ist deutlich schlechter als für ^{20}Ne und ^{22}Ne aufgrund der geringeren ^{21}Ne -Atomzahl.

	Statistik (MHz)	Laserdrift (MHz)	Spektrumanalysator (MHz)
Absorption			
$^{20}\text{Ne} \leftrightarrow ^{22}\text{Ne}$	0,14	0,02	0,05
$^{20}\text{Ne} \leftrightarrow ^{21}\text{Ne}$	0,42	0,15	0,05
Fluoreszenz			
$^{20}\text{Ne} \leftrightarrow ^{22}\text{Ne}$	0,07	0,20	0,05
$^{20}\text{Ne} \leftrightarrow ^{21}\text{Ne}$	0,15	0,20	0,05
$^{21}\text{Ne} \leftrightarrow ^{22}\text{Ne}$	0,15	0,20	0,05

Tabelle 4.2: Beiträge zur Messunsicherheit der mittels Absorptions- und Fluoreszenzmessung bestimmten Isotopieverschiebung des Kühlübergangs.

4.2.2 Fluoreszenzmessung

In einer zweiten Serie von Experimenten wurde die Isotopieverschiebung des Kühlübergangs mittels der Frequenzabhängigkeit der MOT-Fluoreszenz gemessen. Hierbei wird ausgenutzt, dass die MOT-Fluoreszenz nahe der Resonanz sehr rapide abnimmt, wenn die Verstimmung des MOT-Lichts von rot ($\nu_{\text{Laser}} - \nu_{\text{Atom}} < 0$) nach blau ($\nu_{\text{Laser}} - \nu_{\text{Atom}} > 0$) variiert wird [82], da das Licht die Atomensembles dann nicht mehr einfängt, sondern auseinanderdrückt. Wie in Abbildung 4.3 zu sehen, ist die abfallende Flanke des Fluoreszenzsignals nur etwa 500 kHz breit und somit deutlich schmäler als die natürliche Linienbreite des Übergangs von 8,2 MHz. Diese Messmethode ist insbesondere für Messungen mit ^{21}Ne vorteilhaft, da das Fluoreszenzsignal auch für kleine Atomensembles mit geringer Dichte gut ausgeprägt ist.

Die Messung wurde für die drei Isotope nacheinander durchgeführt. Der eine Farbstofflaser wurde dabei zum Fangen der Atome genutzt, wohingegen die Frequenz des zweiten Farbstofflasers

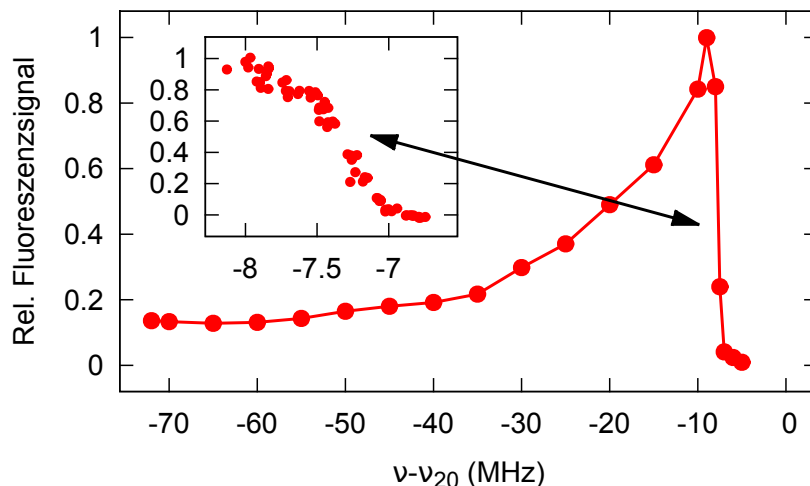


Abbildung 4.3: Fluoreszenzsignal einer ^{20}Ne -MOT als Funktion der Verstimmung der Kühllaserfrequenz. Nahe der Resonanz nimmt die Fluoreszenz aufgrund der ineffizienten Laserkühlung in einem sehr schmalen Frequenzbereich stark ab. Die abfallende Flanke, die nochmals vergrößert dargestellt ist, ist nur etwa 500 kHz breit.

auf den Kühlübergang von ^{20}Ne stabilisiert wurde und als stabile Referenzfrequenz diente. In jedem Durchlauf des Experiments wurde eine MOT unter konstanten Bedingungen geladen. Um dichteabhängige Effekte gering zu halten, wurden für alle Isotope etwa gleich viele Atome gefangen. Für ^{20}Ne und ^{22}Ne wurde hierzu die Ladezeit verkürzt und die optische Kollimation blockiert. Nach dem Laden wurde die Frequenz der MOT-Strahlen mittels eines AOMs auf den gewünschten Wert eingestellt und, nach einer Wartezeit von 50 ms, die MOT-Fluoreszenz mit der CCD-Kamera für 50 ms aufgenommen. Für ^{21}Ne wurde der Rückpumper während der Belichtung ausgeschaltet.

Die resultierenden Fluoreszenzsignale sind in Abbildung 4.4 dargestellt. An die fallenden Flanken der Signale (in der Abbildung farbig dargestellt) wurden Geradenfunktionen angepasst. Die Isotopieverschiebung wurde bezüglich der Schnittpunkte der angepassten Geraden mit der Nulllinie berechnet. Wie in Abbildung 4.3 zu erkennen ist, liegen die Frequenzen ν' der Schnittpunkte etwa 7 MHz unterhalb der Resonanzfrequenzen ν . Da zur Bestimmung der Isotopieverschiebung nur Frequenzdifferenzen zwischen den Isotopen von Interesse sind, heben sich diese konstanten Versätze auf. Die auf diese Weise ermittelten Isotopieverschiebungen des Kühlübergangs sind in der rechten Spalte von Tabelle 4.1 zusammengefasst. Die zu berücksichtigenden Messunsicherheiten sind dieselben wie für die Absorptionmessungen und sind im unteren Teil von Tabelle 4.2 angegeben. Die statistischen Fehler für Messungen mit ^{21}Ne sind aufgrund des besseren Signal-zu-Rausch-Verhältnisses für kleine Atomzahlen und der schmalen fallenden Flanke deutlich geringer als bei den Absorptionmessungen. Die auf beide Methoden ermittelten Werte der Isotopieverschiebung des Kühlübergangs stimmen innerhalb der Fehlerschranken gut miteinander überein.

4.3 Hyperfeinstrukturkonstanten

Zur Bestimmung der nominellen Isotopieverschiebung für ^{21}Ne muss nicht nur die Verschiebung des Kühlübergangs, sondern auch die Hyperfeinstruktur der Zustände $^3\text{P}_2$ und $^3\text{D}_3$ bekannt sein (vgl. Abb. 4.1). Mit den Hyperfeinstrukturkonstanten für magnetische Dipolwechselwirkung A und elektrische Quadrupolwechselwirkung B beträgt die Hyperfeinaufspaltung der Zustände gemäß Gl. (2.3)

$$\Delta\nu_{\text{HFS}}(F) = A \frac{K}{2} + B \frac{3/4 K(K+1) - I(I+1)J(J+1)}{2I(2I-1)J(2J-1)}, \quad (4.1)$$

mit

$$K = F(F+1) - I(I+1) - J(J+1), \quad (4.2)$$

wobei J , I und F die Quantenzahlen des elektrischen, Kern- und Gesamtdrehimpulses bezeichnen. Die Hyperfeinstrukturkonstanten für $^3\text{P}_2$ wurden bereits mit hoher Genauigkeit von Grosos *et al.* [46] zu $A = (-267,68 \pm 0,03)$ MHz und $B = (-111,55 \pm 0,1)$ MHz vermessen. Die Konstanten für $^3\text{D}_3$ sind aus früheren Messungen [76] lediglich mit einer Genauigkeit im MHz-Bereich bekannt und wurden daher im Rahmen dieser Arbeit nochmals mit höherer Präzision gemessen.

Zur Bestimmung der Hyperfeinstrukturkonstanten wurde die Aufspaltung der Energieniveaus $F' = 9/2$, $7/2$ und $5/2$ des Zustands $^3\text{D}_3$ gemessen. Hierzu wurde die Frequenzabhängigkeit des Atomzahlverlusts in der MOT nach Einstrahlen eines Probepulses untersucht. Wird die Frequenz des Probepulses resonant zu den Übergängen $F = 7/2 \leftrightarrow F' = 7/2$ oder $F = 7/2 \leftrightarrow F' = 5/2$ gewählt, so pumpt dieser die Atome in nicht fangbare Zustände ($F = 5/2$ und $3/5$) und führt somit zu starkem Atomverlust. In jedem Durchlauf des Experiments wurden etwa 2×10^6 Atome im Zustand $F = 7/2$ in die MOT geladen, die dann kurz ausgeschaltet wurde.

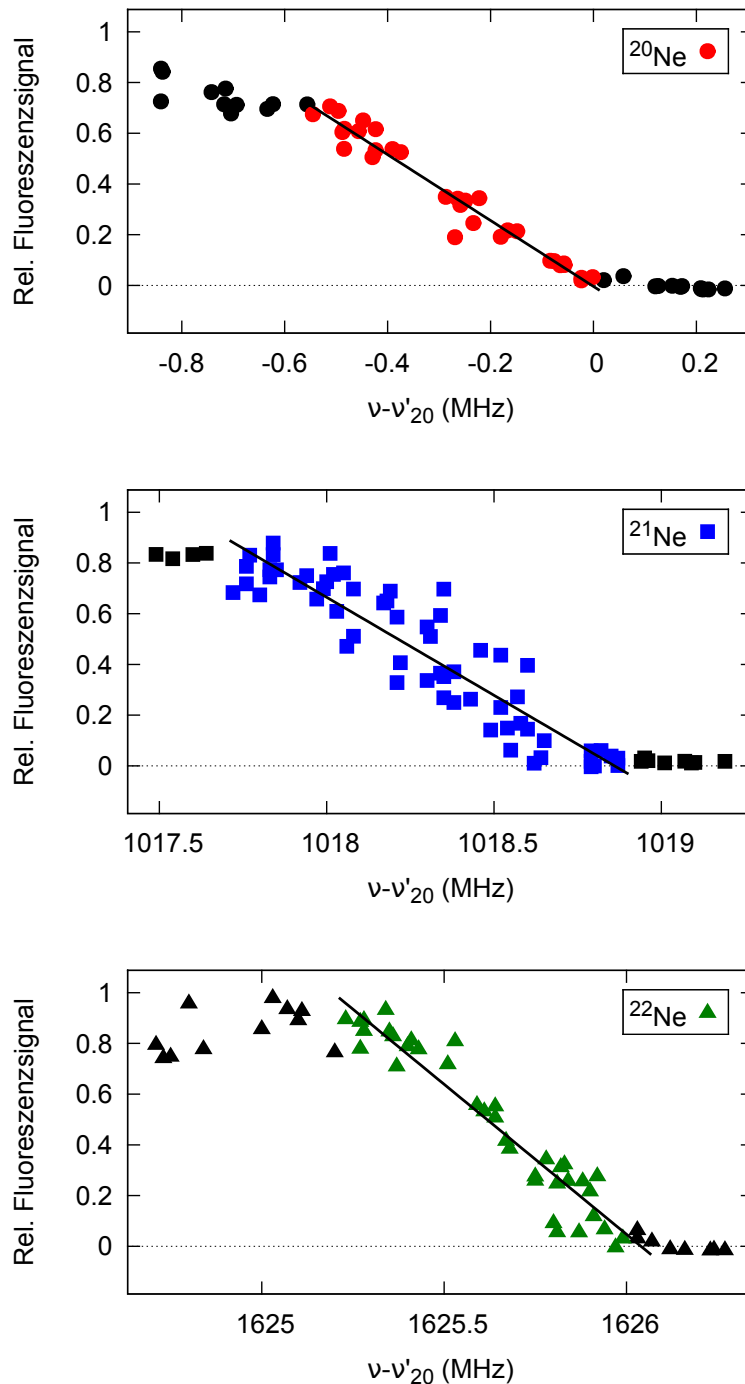


Abbildung 4.4: Relative MOT-Fluoreszenzsignale für ^{20}Ne , ^{21}Ne und ^{22}Ne als Funktion der Kühllaserfrequenz. Das größte Signal wurde Eins gesetzt. Zur Berechnung der Isotopieverschiebung wurden die Schnittpunkte von Geraden, die an die fallenden Flanken angepasst wurden, mit der Nulllinie verwendet. Die zur Anpassung genutzten Punkte sind farblich gekennzeichnet. Frequenzen sind relativ zum Nulllinienschnittpunkt ν'_{20} von ^{20}Ne angegeben. Jeder Datenpunkt repräsentiert das Ergebnis einer Fluoreszenzmessung, wobei jeweils etwa 2×10^6 Atome gefangen wurden.

Nach einer Wartezeit von 1,5 ms, um ein Abklingen der MOT-Magnetfelder zu gewährleisten, wurde der Probepuls für 360 μ s eingestrahlt und die Schwebungsfrequenz zwischen Probe- und Kühllicht mit Hilfe eines Spektrumanalysators gemessen. Anschließend wurde die MOT (ohne Rückpumplicht) wieder eingeschaltet und die im Zustand $F = 7/2$ verbliebenen Atome wieder eingefangen. Zur Bestimmung der Anzahl der wieder eingefangenen Atome wurde die MOT-Fluoreszenz für 50 ms mit der CCD-Kamera aufgenommen. Zusätzlich wurde die Frequenz des Übergangs $F = 7/2 \leftrightarrow F' = 9/2$ mittels des Absorptionsbildverfahrens bestimmt, so wie in Abschnitt 4.2.1 beschrieben. Der Atomverlust als Funktion der Frequenz des Probepulses für die Übergänge $F = 7/2 \leftrightarrow F' = 7/2$ und $F = 7/2 \leftrightarrow F' = 5/2$ ist in Abbildung 4.5 dargestellt. Die Zentralfrequenzen wurden durch Anpassung von Lorentzkurven bestimmt. Die gemessenen Aufspaltungen sind in Tabelle 4.3 angegeben.

Die nach Gleichung 4.1 berechneten Hyperfeinstrukturkonstanten sind $A = (-142,4 \pm 0,2)$ MHz und $B = (-107,7 \pm 1,1)$ MHz. Zusätzlich zu den in Abschnitt 4.2.1 beschriebenen Messunsicherheiten muss der Einfluss eines eventuell unvollständig kompensierten Magnetfeldes berücksichtigt werden, da Übergänge zwischen Zuständen mit unterschiedlichen g-Faktoren gemessen wurden. Um das trotz Kompensation vorhandene Störfeld zu bestimmen, wurde die Positionsänderung der Atomwolke in einer optischen Melasse untersucht [83]. Die maximale Stärke des Feldes wurde zu 17 μ T (170 mG) bestimmt, was je nach Übergang einer Frequenzverschiebung zwischen 0,15 MHz und 0,20 MHz entspricht. Die daraus resultierende Messunsicherheit für die Bestimmung der Hyperfeinstrukturkonstanten wurden berechnet, indem über alle auftretenden Frequenzverschiebungen der Übergänge $F, m_F \leftrightarrow F', m'_F$ gemittelt wurde. Hierbei wurde eine anfängliche Gleichbesetzung der Zustände angenommen. Alle berücksichtigten Messunsicherheiten sind nochmals in Tabelle 4.4 zusammengefasst.

4.4 Zusammenfassung und Diskussion

Die aus der Isotopieverschiebung des Kühlübergangs und den Hyperfeinstrukturkonstanten ermittelte nominelle Isotopieverschiebung des Übergangs ${}^3P_2 \leftrightarrow {}^3D_3$ sowie die Hyperfeinstrukturkonstanten des Zustands 3D_3 für ${}^{21}\text{Ne}$ sind in Tabelle 4.5 neben den früheren experimentellen Ergebnissen der Referenzen [76–80] zusammengefasst. Aufgrund der kleineren Fehlerschranken wurde für die Isotopieverschiebung ${}^{20}\text{Ne} \leftrightarrow {}^{22}\text{Ne}$ der mittels Absorptionenaufnahmen ermittelte Wert (Abschnitt 4.2.1) angegeben. Die Werte für die Isotopieverschiebung von ${}^{21}\text{Ne}$ wurden auf Basis der Fluoreszenzmessungen (Abschnitt 4.2.2), der 3P_2 -Hyperfeinstrukturkonstanten aus Ref. [46] und der 3D_3 -Hyperfeinstrukturkonstanten aus Abschnitt 4.3 berechnet.

Im Vergleich zu den früheren Messungen [76–80] sind die im Rahmen dieser Arbeit gemessenen Werte einen Faktor 7 bis 10 genauer, was den Vorteil der Verwendung lasergekühlter und gespeicherter Atomensembles für Präzisionsmessungen demonstriert. Die Ergebnisse stimmen im Rahmen der Messunsicherheiten gut mit den früheren Messungen überein. Eine Ausnahme stellt die Isotopieverschiebung ${}^{20}\text{Ne} \leftrightarrow {}^{22}\text{Ne}$ dar, deren in dieser Arbeit bestimmter Wert etwa 4 MHz kleiner ist als in den Referenzmessungen. Zwar ist die Ursache für diese Abweichung nicht bekannt, jedoch stimmen die Ergebnisse der hier vorgestellten Messungen, die im Rahmen mehrerer unabhängiger Messdurchläufe und unter Ausnutzung zweier verschiedener Methoden (Absorptions- und Fluoreszenzmethode) ermittelt wurden, gut innerhalb der kleinen Fehlerschranken überein. Die Methoden wurden sorgfältig hinsichtlich weiterer Quellen für systematische Fehler untersucht, jedoch konnten keine zusätzlichen Fehlerquellen ausgemacht werden.

Nach Wissen des Autors stehen in der Literatur keine *Ab-initio*-Berechnungen für einen Vergleich mit den Messwerten zur Verfügung. Die hohe Genauigkeit der hier vorgestellten Ergebnisse soll

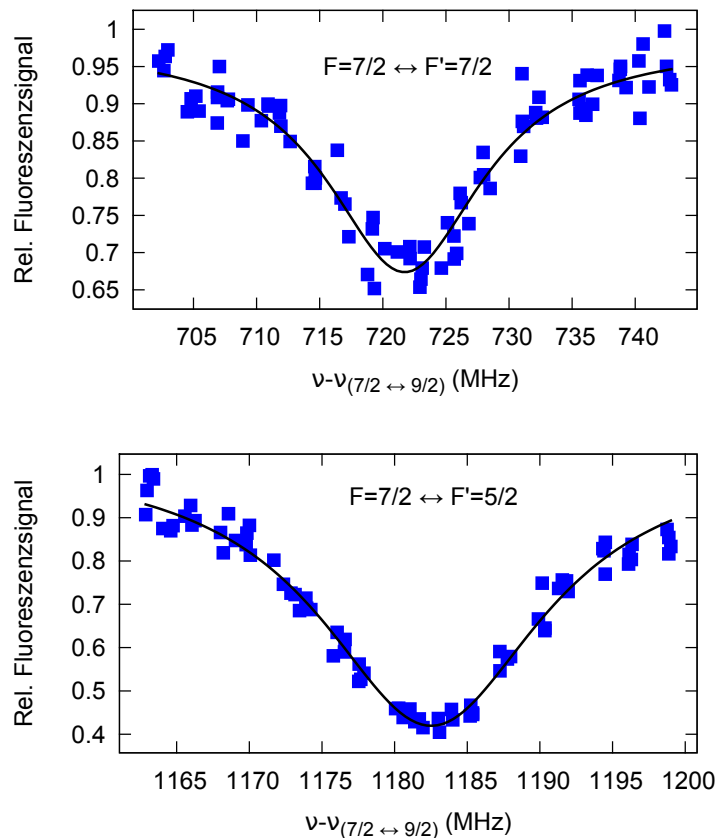


Abbildung 4.5: Abnahme des Fluoreszenzsignals einer ^{21}Ne -MOT nach Einstrahlen eines Probestrahlens als Funktion von dessen Frequenz. Die durchgezogenen Linien stellen angepasste Lorentzkurven dar. Die Frequenzen sind relativ zur Resonanzfrequenz $\nu_{(7/2 \leftrightarrow 9/2)}$ des Übergangs $F = 7/2 \leftrightarrow F' = 9/2$ angegeben und wurden im Bereich der Resonanzen $F = 7/2 \leftrightarrow F' = 7/2$ und $F = 7/2 \leftrightarrow F' = 5/2$ variiert.

Hyperfeinaufspaltung	Frequenz (MHz)
$F' = 9/2 \leftrightarrow 7/2$	$721,7 \pm 0,5$
$F' = 9/2 \leftrightarrow 5/2$	$1182,5 \pm 0,5$

Tabelle 4.3: Aus den in Abbildung 4.5 dargestellten Messwerten ermittelte Hyperfeinaufspaltung des Zustands $^3\text{D}_3$ für ^{21}Ne .

Fehlerquelle	$F' = 9/2 \leftrightarrow 7/2$ (MHz)	$F' = 9/2 \leftrightarrow 5/2$ (MHz)
Statistik	0,40	0,36
Laserdrift	0,20	0,20
Spektrumanalysator	0,05	0,05
Magnetfeld	0,23	0,25

Tabelle 4.4: Beiträge zur Messunsicherheit bei der Bestimmung der Hyperfeinstrukturkonstanten von ^{21}Ne .

	Diese Arbeit (MHz)	Ref. [76] (MHz)	Ref. [77] (MHz)	Ref. [78] (MHz)	Ref. [79] (MHz)	Ref. [80] (MHz)
Isotopieversch.						
$^{20}\text{Ne} \leftrightarrow ^{22}\text{Ne}$	$1625,9 \pm 0,15$	1630 ± 3	$1631,2 \pm 5,0$	$1629,5 \pm 1,0$	1628 ± 3	1632 ± 3
$^{20}\text{Ne} \leftrightarrow ^{21}\text{Ne}$	$855,7 \pm 1,0$	856 ± 7				
$^{21}\text{Ne} \leftrightarrow ^{22}\text{Ne}$	$770,3 \pm 1,0$					
HFS-Konst.						
$A(^3\text{D}_3)$	$-142,4 \pm 0,2$	$-142,5 \pm 1,5$				
$B(^3\text{D}_3)$	$-107,7 \pm 1,1$	-113 ± 8				

Tabelle 4.5: Zusammenstellung der in dieser Arbeit bestimmten Isotopieverschiebungen des Übergangs $^3\text{P}_2 \leftrightarrow ^3\text{D}_3$ für ^{20}Ne , ^{21}Ne und ^{22}Ne sowie Hyperfeinstrukturkonstanten des Zustands $^3\text{D}_3$ für ^{21}Ne im Vergleich zu Literaturwerten [76–80].

zu einer solchen Berechnung anregen und könnte helfen, die Genauigkeit bei der Messung von Masse- und Ladungsradien der Isotope $^{17-22}\text{Ne}$ [84] zu verbessern.

5 Stoßwechselwirkungen zwischen Ne*-Atomen verschiedener Isotope

Im Gegensatz zu den vielfach untersuchten *homonuklearen* Stoßwechselwirkungen lasergekühlter metastabiler Edelgase, sind deren *heteronukleare* Stoßwechselwirkungen noch weitgehend unerforscht. Nach Wissen des Autors existieren lediglich eine Studie zur Untersuchung heteronuklearer Stoßwechselwirkungen zwischen zwei metastabilen Edelgas-Atomen (Rg^*) an He^* [85], und zwei Experimente, bei denen Stöße zwischen einem Rg^* -Atom und einem Grundzustands-Alkaliatom als Stoßpartner untersucht wurden: Ar^* und Rb [86] sowie He^* und Rb [87].

Um den zur Verfügung stehenden Datensatz zu erweitern, werden in diesem Kapitel Messungen zur Untersuchung der heteronuklearen Stoßwechselwirkungen zwischen Ne^* -Atomen aller Zwei-Isotopenmischungen von ^{20}Ne , ^{21}Ne und ^{22}Ne vorgestellt. Die Messungen werden an spinpolarisierten Ensembles in der Magnetfalle durchgeführt, um einen klar definierten Zustand der Atome zu gewährleisten und eventuelle Komplikationen bei der Beschreibung der Stoßprozesse durch die Mittelung über verschiedene Spinzustände zu vermeiden. Es werden sowohl inelastische, ionisierende Stöße als auch elastische Stöße untersucht. Zur Charakterisierung der inelastischen Stöße werden Ionisationsratenkoeffizienten ermittelt. Die elastischen Stöße werden anhand von thermischen Relaxationsquerschnitten charakterisiert.

Besonderes Augenmerk wird auf die Frage gelegt, ob die heteronuklearen Stoßwechselwirkungen vorteilhaft zum sympathetischen Kühlen von Ne^* -Isotopenmischungen sind, so wie dies bei He^* der Fall ist [88]. Sympathetisches Kühlen von ^{22}Ne , mit ^{20}Ne als Kühlmedium, könnte eine Möglichkeit zur Erzeugung von quantenentartetem Ne^* darstellen. Aber auch sympathetisches Kühlen des seltenen ^{21}Ne , mit einem der bosonischen Isotope als Kühlmedium, böte interessante Perspektiven. Da es auf diese Weise möglich wäre, kalte und dichte Ensembles von spinpolarisiertem, fermionischem Ne^* zu präparieren, könnten komplementäre Messungen zu Experimenten mit fermionischem He^* durchgeführt werden und z.B. der Effekt der Pauli-Blockade [89] für die Penning-Ionisation schwererer Rg^* -Atome untersucht werden [53].

Dieses Kapitel basiert zu großen Teilen auf der Veröffentlichung Ref. [29].

5.1 Isotopenmischungen in MOT und Magnetfalle

Wie in Abschnitt 4.1 beschrieben, ermöglicht die Überlagerung des Lichts der beiden Farbstofflaser das abwechselnde Fangen von jeweils zwei der Isotope ^{20}Ne , ^{21}Ne und ^{22}Ne in der MOT, indem das Licht jedes Lasers auf den Kühlübergang eines gewünschten Isotops stabilisiert wird. Durch gleichzeitiges Einstrahlen der Lichtfelder ist auch das Fangen von Zwei-Isotopenmischungen möglich. Da es an den verschiedenen Stellen des Einfangprozesses prinzipiell zu einer unerwünschten Wechselwirkung der Atome des einen Isotops mit dem Kühllicht des anderen Isotops kommen könnte, ist dies keineswegs offensichtlich. Aufgrund der Isotopieverschiebung des Kühlübergangs von mehreren 100 MHz bei einer Linienbreite von 8,2 MHz zeigt sich jedoch nur an einer Stelle eine unerwünschte Wechselwirkung: Die Frequenz des ^{22}Ne -Zeeman-Bremsstrahls ist lediglich 45 MHz zum ^{21}Ne -Übergang $F = 7/2 \leftrightarrow F' = 7/2$ verstimmt und pumpt daher ^{21}Ne -Atome aus dem Kühlkreislauf heraus. Beim gleichzeitigen Fangen von ^{21}Ne und ^{22}Ne wird daher die Leistung des ^{21}Ne -„Rückpumpers“ erhöht und die Ladezeit für ^{22}Ne verkürzt.

MOT				Magnetfalle			
Ein Isotop		Isotopenmischung		Ein Isotop		Isotopenmischung	
Isotop	Atomzahl (10^6)	Isotope	Atomzahl (10^6)	Isotop	Atomzahl (10^6)	Isotope	Atomzahl (10^6)
^{20}Ne	600	$^{20}\text{Ne} + ^{22}\text{Ne}$	400 + 150	^{20}Ne	200	$^{20}\text{Ne} + ^{22}\text{Ne}$	170 + 50
^{21}Ne	3	$^{20}\text{Ne} + ^{21}\text{Ne}$	400 + 2	^{21}Ne	2	$^{20}\text{Ne} + ^{21}\text{Ne}$	120 + 1
^{22}Ne	200	$^{22}\text{Ne} + ^{21}\text{Ne}$	100 + 2	^{22}Ne	80	$^{22}\text{Ne} + ^{21}\text{Ne}$	50 + 1

Tabelle 5.1: Typische Atomzahlen für Zwei-Isotopenmischungen in MOT und Magnetfalle im Vergleich zu Ein-Isotop-Fallen. Die Temperatur der Atome in der MOT beträgt sowohl für einzelne Isotope als auch Mischungen etwa 1 mK. Nach eindimensionaler Doppler-Kühlung in der Magnetfalle beträgt die Temperatur typischerweise 300 μK für einzelne Isotope und 500 μK für Mischungen.

Nach dem Einfangen in der MOT können die Atome in den Zustand $m_J = +2$ ($F = 7/2$, $m_F = 7/2$ für ^{21}Ne) spinpolarisiert, in die Magnetfalle umgeladen und anschließend Doppler-gekühlt werden. Hierbei zeigt sich keine Beeinflussung der Atome durch das Kühllicht des zweiten Isotops. Typische Atomzahlen für Zwei-Isotopenmischungen in MOT und Magnetfalle im Vergleich zu Ein-Isotop-Fallen sind in Tabelle 5.1 zusammengetragen. Die Atomzahlen für Isotopenmischungen sind nur etwa 30 % geringer als für Ein-Isotop-Fallen. Wie für die einzelnen Isotope, ist die maximale Atomzahl für ^{20}Ne und ^{22}Ne limitiert durch Zwei-Körper-Verluste und für ^{21}Ne durch die maximale Betriebsdauer des Zeeman-Abbremsers. Die Temperaturen für Mischungen in der MOT entsprechen mit typischerweise 1 mK denen der Ein-Isotop-Fallen. Die typischen Temperaturen für Mischungen in der Magnetfalle sind mit 500 μK etwas höher als die etwa 300 μK für Ein-Isotop-Fallen, da bei der eindimensionalen Doppler-Kühlung Kompromisse zwischen den optimalen Parametern der verschiedenen Isotope eingegangen werden müssen.

Ausgangszustand für die in diesem Kapitel beschriebenen Messungen stellen spinpolarisierte Zwei-Isotopenmischungen nach eindimensionaler Doppler-Kühlung in der Magnetfalle dar.

5.1.1 Bestimmung der Ensembleparameter

Für ^{20}Ne und ^{22}Ne wird die Anzahl der gespeicherten Atome durch Absorptionenbilder bestimmt. Die Belichtung erfolgt 3 ms nach Ausschalten der Falle. Pro Experimentdurchlauf wird jeweils nur für ein Isotop ein Bild aufgenommen und das Absorptionslicht für das andere Isotop blockiert. Das Absorptionslicht ist daher mit dem Kühlübergang lediglich eines Isotops resonant, und da die Isotopieverschiebung der Kühlübergänge mindestens 600 MHz beträgt, hat die Präsenz der Atome des zweiten Isotops keinen Einfluss auf die Bilder. Da die Fallenfrequenzen der Magnetfalle bekannt sind, kann aus den Bildern gemäß Gl. (2.28) ebenfalls die Temperatur der Atome bestimmt werden.

Bei den gegebenen Dichten sind Absorptionen aufnahmen mit akzeptablem Signal-zu-Rausch-Verhältnis nur für Ensembles mit mehr als 10^6 Atomen möglich. Für Messungen mit ^{21}Ne werden daher Fluoreszenzaufnahmen und elektronische Detektion mittels MCP genutzt. Zur Fluoreszenzdetektion werden die Atome für 100 ms mit MOT-Licht beleuchtet und das Fluoreszenzlicht mit der CCD-Kamera aufgenommen. Das Signal ist auch für kleine Atomensembles gut ausgeprägt, ermöglicht jedoch keine Bestimmung der Temperatur. Für die MCP-Detektion wird die MCP-Blende auf ein ionenabstoßendes Potential gesetzt und das Ne^* -Signal nach Ausschalten der Magnetfalle

aufgenommen. Aus dem Signalverlauf können auch Informationen über die Temperatur der Atome gewonnen werden. Die Atome des zweiten Isotops, das nicht detektiert werden soll, werden durch leicht blau-verstimmtes MOT-Licht beschleunigt, sodass sie nicht auf die MCP treffen. Es wurde kein Einfluss dieses Lichts auf die Atome des zurückbleibenden Isotops festgestellt.

Wie bereits in Abschnitt 2.2.4 beschrieben, ist die eindimensionale Doppler-Kühlung effizienter in Richtung des eingestrahnten Lichts als senkrecht zur Strahlrichtung. Nach der Doppler-Kühlung befinden sich die Atomensembles daher nicht im dreidimensionalen thermischen Gleichgewicht, können jedoch mittels der unabhängigen Temperaturen T_{ax} in axialer und T_{rad} in radialer Richtung der Magnetfalle beschrieben werden. Bei nicht-ergodischer Bewegung der Atome im Fallenpotential, wie es insbesondere bei dreidimensional harmonischen Potentialen der Fall ist [1, 90], findet die Rückkehr zum thermischen Gleichgewicht durch kreuzdimensionale Relaxation bei elastischen Stößen der Atome statt. Die thermische Energie des Atomensembles ist gekennzeichnet durch die mittlere Temperatur

$$\bar{T} = \frac{T_{\text{ax}} + 2 T_{\text{rad}}}{3}. \quad (5.1)$$

Da die Absorptionen in der Richtung senkrecht zur Symmetrieachse der Magnetfalle aufgenommen werden, kann aus den Ausdehnungen der Wolken in axialer und radialer Richtung gemäß Gl. (2.28) sowohl T_{ax} als auch T_{rad} bestimmt werden. Für ^{21}Ne liefert die Fluoreszenzdetektion jedoch keine direkte Aussage über die Temperatur. Die Auswertung der MCP-Signale liefert direkt nur eine Aussage über T_{rad} , da die MCP in axialer Richtung gegenüber dem Fallenzentrum versetzt ist (vgl. Abschnitt 2.3.4). T_{ax} hat jedoch einen direkten Einfluss auf die Anzahl der Atome, die auf die MCP treffen. Durch Kalibrierung der Signalhöhe mittels korrespondierender Fluoreszenzaufnahmen der Atomwolken kann daher indirekt auch T_{ax} bestimmt werden. Hierbei wird davon ausgegangen, dass für große Haltezeiten von Isotopenmischungen ausreichend viele elastische Stöße zwischen den Isotopen stattgefunden haben, sodass für ^{21}Ne gilt $T_{\text{ax}} = T_{\text{rad}}$. Für große Haltezeiten sind somit Fluoreszenz- und MCP-Signal proportional zueinander, und das erhöhte MCP-Signal für kleine Haltezeiten kann der geringeren axialen Temperatur zugeschrieben werden.

Exemplarisch ist in Abbildung 5.1 für eine Mischung von ^{21}Ne und ^{22}Ne die mittels MCP bestimmte ^{21}Ne -Atomzahl relativ zur mittels Fluoreszenz bestimmten ^{21}Ne -Atomzahl als Funktion der Haltezeiten in der Magnetfalle aufgetragen. Für große Haltezeiten wurde das Verhältnis Eins gesetzt. Die mittels MCP bestimmte radiale Temperatur betrug für alle Haltezeiten etwa $T_{\text{rad}} = 630 \mu\text{K}$. Die Anzahl der Atome, die nach kurzen Haltezeiten auf die MCP treffen, ist aufgrund der kleineren axialen Temperatur etwa doppelt so groß wie im thermischen Gleichgewicht. Im Vergleich dazu ist in Abbildung 5.2 der erwartete relative Anstieg der detektierten ^{21}Ne -Atomzahl bei $T_{\text{rad}} = 630 \mu\text{K}$ für verschiedene T_{ax} dargestellt, der mit Hilfe von Monte-Carlo-Simulationen berechnet wurde. An die Werte wurde ein Polynom 3. Grades angepasst, das den Verlauf sehr gut wiedergibt. Die angepasste Funktion kann nun als Transferfunktion genutzt werden, um aus den mittels MCP gemessenen T_{rad} und dem wie in Abbildung 5.1 geeichten Atomzahlanstieg den zeitlichen Verlauf von T_{ax} zu berechnen.

Durch Absorptionen für ^{20}Ne und ^{22}Ne und durch eine Kombination von MCP- und Fluoreszenzaufnahmen für ^{21}Ne können somit die benötigten Ensembleparameter N , T_{ax} und T_{rad} für alle Isotope bestimmt werden.

5.2 Heteronukleare ionisierende Stöße

Die heteronukleare, ionisierende Stoßwechselwirkung wurde anhand von Atomzahl-Verlustmessungen spinpolarisierter Atome in der Magnetfalle untersucht. Es wurden Messungen für alle

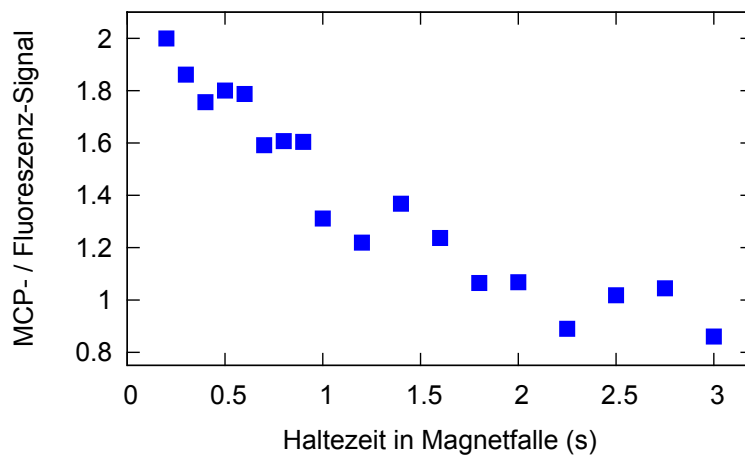


Abbildung 5.1: Verhältnis der mittels MCP bestimmten ^{21}Ne -Atomzahl relativ zur mittels Fluoreszenz bestimmten ^{21}Ne -Atomzahl für verschiedene Haltezeiten in der Magnetfalle. Für große Zeiten wurde das Verhältnis Eins gesetzt. Die mittels MCP bestimmte radiale Temperatur betrug für alle Haltezeiten etwa $T_{\text{rad}} = 630 \mu\text{K}$. Zu Beginn befanden sich 2×10^5 ^{21}Ne und $1,3 \times 10^8$ ^{20}Ne -Atome in der Falle, mit einer anfänglichen mittleren Temperatur für ^{22}Ne von etwa $\bar{T} = 500 \mu\text{K}$.

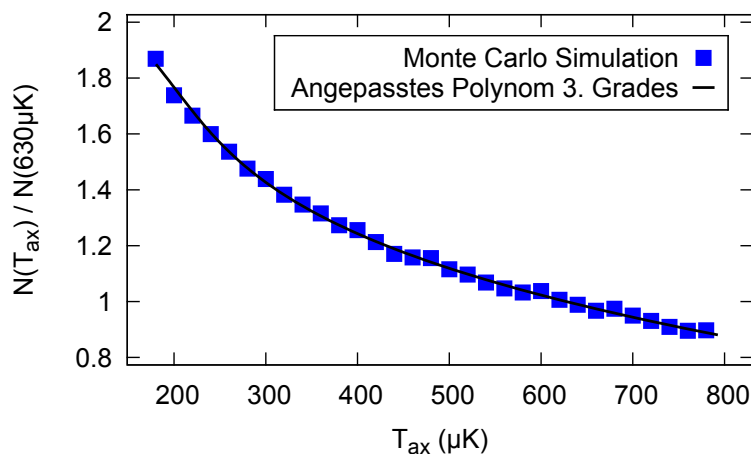


Abbildung 5.2: Anzahl $N(T_{\text{ax}})$ der auf die MCP treffenden ^{21}Ne -Atome als Funktion von T_{ax} in einem Ensemble mit $T_{\text{rad}} = 630 \mu\text{K}$. Bezugswert ist die Atomzahl $N(630 \mu\text{K})$ für $T_{\text{ax}} = T_{\text{rad}}$. Die Werte wurden mit Hilfe von Monte-Carlo-Simulationen der Atomtrajektorien berechnet. Die durchgezogene Linie stellt ein angepasstes Polynom 3. Grades dar, das als Transferfunktion für die Berechnung von T_{ax} genutzt werden kann.

Zwei-Isotopenmischungen für Haltezeiten in der Falle zwischen 0,2 s und 4 s durchgeführt (siehe Abb. 5.3). Zur Bestimmung der Ensembleparameter wurde die Falle nach der gewünschten Haltezeit ausgeschaltet und ein Absorptions- bzw. Fluoreszenzbild eines der Isotope aufgenommen. Anschließend wurde das Experiment mit identischen Parametern wiederholt, jedoch diesmal ein Bild des anderen Isotops aufgenommen. Für ^{21}Ne erfolgte im Anschluss an die Messreihe mit optischer Detektion eine weitere Messreihe zur Aufzeichnung des MCP-Signals.

5.2.1 Beschreibung der Fallenverluste

Aus der Abnahme der Atomzahl in der Falle können die Ratenkoeffizienten für binäre inelastische Stöße ermittelt werden. Ursache für die Abnahme der Atomzahl N_i des Isotops ^iNe sind sowohl Einkörpereffekte ($\propto N_i$ mit Ratenkoeffizient α_i) als auch homonukleare ($\propto N_i^2$ mit Ratenkoeffizient β_i) und heteronukleare ($\propto N_i N_j$ mit Ratenkoeffizient $\beta_{i,j}$) Zwei-Körper-Verluste. Die Messungen zeigen keine Anzeichen für Verlustprozesse höherer Ordnung. Ein-Körper-Verluste werden hauptsächlich verursacht durch spontane Zerfälle des metastabilen Zustands $^3\text{P}_2$ (Lebensdauer 14,73 s) und durch Stöße der Atome mit dem Hintergrundgas. Der Druck des Hintergrundgases betrug typischerweise einige 10^{-10} mbar, sodass beide Ein-Körper-Verlustprozesse in etwa gleich starke Beiträge liefern. Zwei-Körper-Verluste werden nahezu vollständig durch ionisierende Stöße, also Penning- und assoziative Ionisation, verursacht. Für die bosonischen Isotope wurde dies von W. J. van Drunen [42, Kap. 3.1] nachgewiesen, indem der mittels Absorptionsmessungen bestimmte Fallenverlust mit den Raten der erzeugten Ionen verglichen wurde, die mit der MCP detektiert wurden. Zwei-Körper-Verluste, die durch die Änderung des Spins eines der Stoßpartner verursacht werden, spielen bei den gegebenen experimentellen Parametern keine signifikante Rolle. Für ^{21}Ne wäre prinzipiell auch ein Verlustprozess möglich, bei dem sich der Hyperfeinstrukturzustand eines der Stoßpartner ändert. Da die Atome aufgrund der invertierten Hyperfeinstruktur jedoch im energetisch niedrigsten Zustand gefangen werden ($\Delta E = h \times 1 \text{ GHz} = k_B \times 50 \text{ mK}$, vgl. Abbildung 4.1), ist dieser Prozess energetisch unterdrückt und kann vollständig vernachlässigt werden.

Der Fallenverlust kann mit der Gleichung

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} N_i(t) &= -\alpha_i N_i(t) - \beta_i \int d^3 r n_i^2(\vec{r}, t) - \beta_{i,j} \int d^3 r n_i(\vec{r}, t) n_j(\vec{r}, t) \\ &= -\alpha_i N_i(t) - \beta_i \frac{N_i^2(t)}{V_{\text{eff},i}(t)} - \beta_{i,j} \frac{N_i(t) N_j(t)}{V_{\text{eff},i,j}(t)} \end{aligned} \quad (5.2)$$

beschrieben werden, wobei $n_i(\vec{r}, t)$ die Teilchendichte des Isotops ^iNe bezeichnet. Mit den gemessenen Temperaturen T_{ax} und T_{rad} und dem bekannten Fallenpotential aus Gl. (2.17) können die effektiven Volumina $V_{\text{eff},i}(t)$ und $V_{\text{eff},i,j}(t)$ berechnet werden. Im harmonischen Bereich der Falle sind die Dichteprofile gaußförmig. Für Temperaturen oberhalb von $300 \mu\text{K}$ befinden sich die Atome jedoch nicht mehr vollständig im harmonischen Bereich. Die Integration über die Dichte wurde daher, unter Berücksichtigung der unterschiedlichen T_{ax} und T_{rad} , numerisch durchgeführt (siehe Anhang C). Alle Messungen wurden, ohne weitere Kompression, mit der Fallenkonfiguration durchgeführt, die auch zur Doppler-Kühlung genutzt wird. Das Offsetfeld der Falle beträgt dabei $2,6 \text{ mT}$, und die nach Gl. (2.19) berechneten Fallenfrequenzen für ^{20}Ne betragen $\omega_{\text{ax}} = 2\pi \times 80 \text{ s}^{-1}$ in axialer und $\omega_{\text{rad}} = 2\pi \times 182 \text{ s}^{-1}$ in radialer Richtung.

Während der Haltezeit steigt die Temperatur der gespeicherten Atomensembles und daher auch die effektiven Volumina [1]. Dieser Heizprozess beruht auf der Tatsache, dass die ionisierenden Stöße mit größerer Wahrscheinlichkeit im Zentrum der Falle stattfinden und daher Atome mit

unterdurchschnittlicher Energie die Falle verlassen (vgl. Abschnitt 5.3.2). Die explizite Lösung von Gl. (5.2) setzt ein genaues Verständnis der Heizmechanismen voraus. Dies kann durch formales Integrieren von Gl. (5.2) umgangen werden, was zu einer linearen Beziehung $Y = -\alpha_i - \beta_{i,j}X$ mit Steigung $\beta_{i,j}$ und y-Achsenabschnitt $-\alpha_i$ führt:

$$\underbrace{\left[\left(\frac{1}{t} \ln \frac{N_i(t)}{N_i(0)} \right) + \beta_i \left(\frac{1}{t} \int_0^t dt' \frac{N_i(t')}{V_{\text{eff},i}(t')} \right) \right]}_Y = -\alpha_i - \beta_{i,j} \underbrace{\left[\left(\frac{1}{t} \int_0^t dt' \frac{N_j(t')}{V_{\text{eff},i,j}(t')} \right) \right]}_X. \quad (5.3)$$

Die homonuklearen Ionisationsratenkoeffizienten für ^{20}Ne und ^{22}Ne sind bekannt ($\beta_{20} = 6,5(18) \times 10^{-12} \text{ cm}^3/\text{s}$ und $\beta_{22} = 1,2(3) \times 10^{-11} \text{ cm}^3/\text{s}$ [1]). Für ^{21}Ne sind homonukleare Stöße aufgrund der deutlich geringeren Atomzahl von ^{21}Ne im Vergleich zu den Atomzahlen von ^{20}Ne und ^{22}Ne zu vernachlässigen (vgl. Tab. 5.1). Alle anderen zur Berechnung von X und Y benötigten Größen können durch numerische Integration der experimentellen Daten berechnet werden.

Bei den Messungen mit ^{21}Ne kann nur die Abnahme der ^{21}Ne -Atome zur Bestimmung der $\beta_{i,j}$ genutzt werden, da der Einfluss von ^{21}Ne auf das andere Isotop aufgrund der geringen Atomzahl vernachlässigbar ist. Die Abnahme der Atomzahl von ^{20}Ne bzw. ^{22}Ne kann jedoch zur Bestimmung der homonuklearen Ionisationsratenkoeffizienten verwendet werden und somit als Konsistenztest dienen. Unter Vernachlässigung heteronuklearer Verluste ergibt die formale Integration von Gl. (5.2) analog zu Gl. (5.3):

$$\underbrace{\left(\frac{1}{t} \ln \frac{N_i(t)}{N_i(0)} \right)}_{YY} = -\alpha_i - \beta_i \underbrace{\left(\frac{1}{t} \int_0^t dt' \frac{N_i(t')}{V_{\text{eff},i}(t')} \right)}_{XX}. \quad (5.4)$$

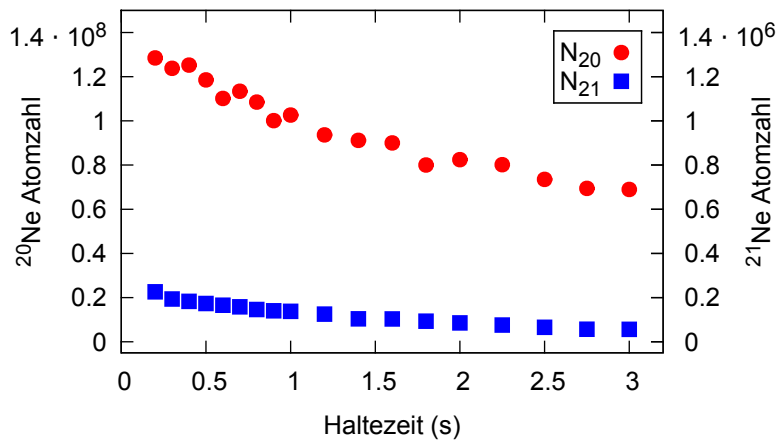
Man erhält wiederum eine lineare Beziehung $YY = -\alpha_i - \beta_i XX$ mit dem homonuklearen Ionisationsratenkoeffizienten β_i als Steigung und dem Ein-Körper-Verlustkoeffizienten α_i als negativem y-Achsenabschnitt.

5.2.2 Heteronukleare Ionisationsratenkoeffizienten

Die Abnahme der in der Magnetfalle gespeicherten Atome als Funktion der Haltezeit ist in Abbildung 5.3 für alle Zwei-Isotopenmischungen dargestellt. Die Datenpunkte wurden aus der Mittelung über jeweils sechs Einzelmessungen gewonnen. Die gemäß Gl. (5.3) bzw. Gl. (5.4) reskalierten Zerfallskurven sind in Abbildung 5.4 dargestellt. Man beobachtet die erwarteten linearen Abhängigkeiten und kann durch Anpassung von linearen Funktionen die Ein-Körper- und Zwei-Körper-Verlustkoeffizienten bestimmen. Für die Isotopenmischung $^{20}\text{Ne} + ^{22}\text{Ne}$ ergibt die Analyse des Zerfalls von ^{22}Ne : $\alpha_{22} = (0,12 \pm 0,05) \text{ s}^{-1}$ und $\beta_{22,20} = (2,6 \pm 0,7) \times 10^{-11} \text{ cm}^3/\text{s}$. Die aus der Analyse des komplementären Zerfalls von ^{20}Ne gewonnenen Werte stimmen im Rahmen der Messfehler überein¹⁾, weisen jedoch aufgrund der geringeren ^{22}Ne -Atomzahl größere Fehlerschranken auf: $\alpha_{20} = (0,14 \pm 0,05) \text{ s}^{-1}$ und $\beta_{20,22} = (2,0_{-2,3}^{+3,1}) \times 10^{-11} \text{ cm}^3/\text{s}$.

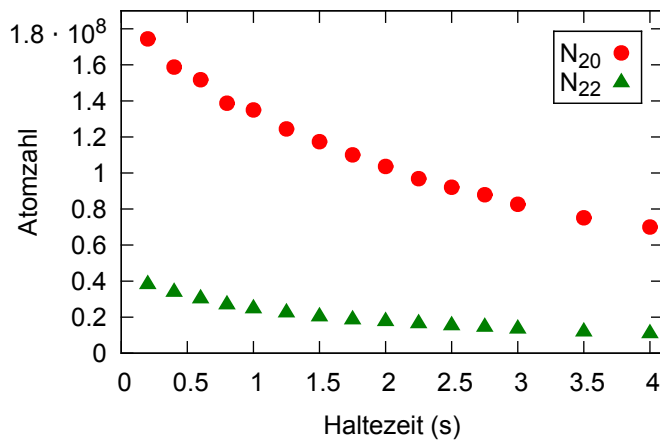
Für die Messungen mit ^{21}Ne kann nur die Abnahme der ^{21}Ne -Atome zur Bestimmung der $\beta_{i,j}$ genutzt werden. Die resultierenden heteronuklearen Ionisationsratenkoeffizienten sind

¹⁾ Es wird keine Änderung der Ratenkoeffizienten beim Vertauschen der Rollen der Isotope erwartet. Unter bestimmten Umständen ist dies jedoch möglich und wurde z.B. in Zwei-Spezies-Alkalimischungen beobachtet [91]. Die Reihenfolge der hier verwendeten Indizes von $\beta_{i,j}$ entspricht der Messvorschrift aus Gl. (5.2).



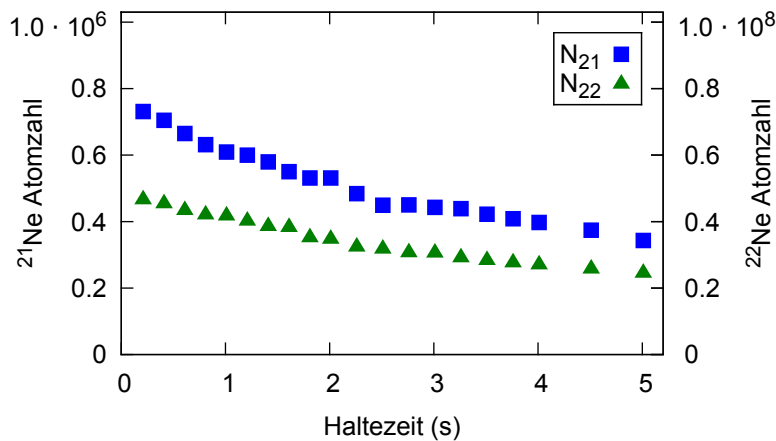
(a) Isotopenmischung $^{20}\text{Ne} + ^{21}\text{Ne}$

Anfangsparameter		
	^{20}Ne	^{21}Ne
\bar{T} (mK)	0,48	0,48
N	$1,3 \times 10^8$	$2,3 \times 10^5$
\bar{n} (cm^{-3})	$1,9 \times 10^{10}$	$4,2 \times 10^7$



(b) Isotopenmischung $^{20}\text{Ne} + ^{22}\text{Ne}$

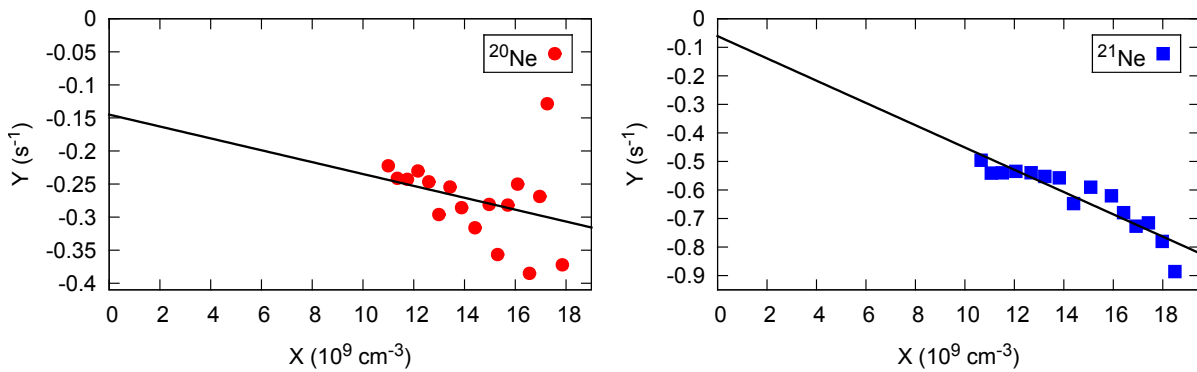
Anfangsparameter		
	^{20}Ne	^{22}Ne
\bar{T} (mK)	0,48	0,59
N	$1,7 \times 10^8$	$3,9 \times 10^7$
\bar{n} (cm^{-3})	$2,5 \times 10^{10}$	$3,8 \times 10^9$



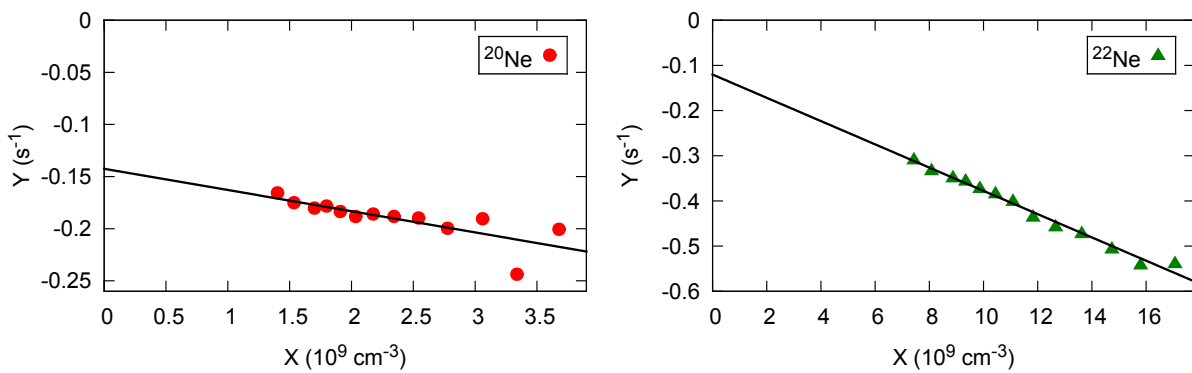
(c) Isotopenmischung $^{21}\text{Ne} + ^{22}\text{Ne}$

Anfangsparameter		
	^{21}Ne	^{22}Ne
\bar{T} (mK)	0,58	0,51
N	$7,0 \times 10^5$	$4,7 \times 10^7$
\bar{n} (cm^{-3})	$7,5 \times 10^7$	$6,0 \times 10^9$

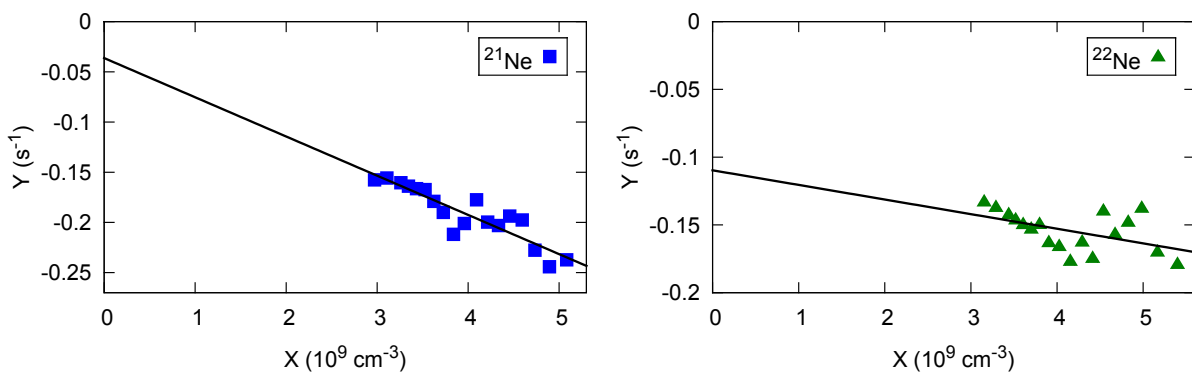
Abbildung 5.3: Abnahme der Atomzahl als Funktion der Haltezeit in der Magnetfalle für spinpolarisierte Atome der Isotopenmischungen $^{20}\text{Ne} + ^{21}\text{Ne}$, $^{20}\text{Ne} + ^{22}\text{Ne}$ sowie $^{21}\text{Ne} + ^{22}\text{Ne}$. In den Tabellen neben den Abbildungen sind einige Ensembleparameter für $t = 0$ angegeben.



(a) Isotopenmischung $^{20}\text{Ne} + ^{21}\text{Ne}$



(b) Isotopenmischung $^{20}\text{Ne} + ^{22}\text{Ne}$



(c) Isotopenmischung $^{21}\text{Ne} + ^{22}\text{Ne}$

Abbildung 5.4: Reskalierte Auftragung der Abnahme der Anzahl der gefangenen Atome nach Gl. (5.3) bzw. Gl. (5.4). Die durchgezogenen Linien stellen angepasste lineare Funktionen zur Bestimmung der heteronuklearen bzw. homonuklearen Ionisationsratenkoeffizienten dar.

	β (10^{-11} cm ³ /s)
Heteronukleare Ionisationsratenkoeffizienten	
$\beta_{21,20}$	$3,9 \pm 2,7$
$\beta_{22,20}$	$2,6 \pm 0,7$
$\beta_{21,22}$	$3,9 \pm 1,9$
Homonukleare Ionisationsratenkoeffizienten [1]	
β_{20}	$0,65 \pm 0,18$
β_{22}	$1,2 \pm 0,3$

Tabelle 5.2: Zusammenstellung der heteronuklearen Ionisationsratenkoeffizienten für spinpolarisiertes Ne* im Vergleich zu den von P. Spoden *et al.* [1] gemessenen homonuklearen Ratenkoeffizienten.

$\beta_{21,20} = (3,9 \pm 2,7) \times 10^{-11}$ cm³/s und $\beta_{21,22} = (3,9 \pm 1,9) \times 10^{-11}$ cm³/s. Als Konsistenztest wurde die Abnahme der Atomzahlen der bosonischen Isotope zur Bestimmung der α_i und β_i genutzt. Für ²⁰Ne ergibt sich $\alpha_{20} = (0,15^{+0,5}_{-0,15})s^{-1}$ und $\beta_{20} = (0,9^{+3,0}_{-0,9}) \times 10^{-11}$ cm³/s. Für ²²Ne erhält man $\alpha_{22} = (0,11 \pm 0,06)s^{-1}$ und $\beta_{22} = (1,1^{+1,7}_{-1,1}) \times 10^{-11}$ cm³/s. Die homonuklearen Ionisationsratenkoeffizienten stimmen innerhalb der Fehlerschranken mit den von P. Spoden *et al.* [1] gemessenen Werten überein; die Fehlerschranken sind jedoch sehr groß.

Die gemessenen heteronuklearen Ionisationsratenkoeffizienten sind in Tabelle 5.2 zusammengefasst. Zum Vergleich sind zusätzlich die homonuklearen Ratenkoeffizienten für ²⁰Ne und ²²Ne angegeben. Die heteronuklearen Ratenkoeffizienten sind einen Faktor 2-6 größer als die homonuklearen. Ein theoretisches Modell zur Erklärung dieses Anstiegs und der Unterschiede zwischen den verschiedenen Isotopen steht noch aus. Die gemessenen Werte sollen zur Durchführung entsprechender Rechnungen anregen. Analoge Messungen mit He* zeigen ebenfalls größere heteronukleare als homonukleare Ratenkoeffizienten für He* [85].

Die angegebenen Fehlerschranken berücksichtigen sowohl statistische als auch systematische Fehler. Die dominierenden Fehlerquellen sind die experimentellen Unsicherheiten bei der Bestimmung der Dichten, die von den Atomzahlen und den effektiven Volumina abhängen. Außerdem ist die Auswertung gemäß Gl. (5.3) sehr empfindlich bezüglich der anfänglichen Atomzahlen. Diese wurden deshalb bei der Anpassung der linearen Funktionen als freier Parameter angesehen und innerhalb der Fehlerschranken variiert. Weitere berücksichtigte Fehlerquellen, die jedoch eine untergeordnete Rolle spielen, sind die Unsicherheiten der homonuklearen Ratenkoeffizienten. Für ²¹Ne treten aufgrund der geringen Atomzahl größere statistische Fehler auf, und die indirekte Bestimmung von T_{ax} stellt eine zusätzliche Fehlerquelle dar.

5.3 Heteronukleare elastische Stöße

Zusätzlich zu den ionisierenden Stößen wurden auch die heteronuklearen elastischen Stöße für magnetisch gespeichertes, spinpolarisiertes Ne* untersucht. Effizientes sympathetisches Kühlen zwischen den Isotopen setzt voraus, dass die Rate elastischer Stöße deutlich größer als die Rate inelastischer Stöße ist. Da in Abschnitt 5.2.2 bereits gezeigt wurde, dass die inelastische Stoßrate im Vergleich zum homonuklearen Fall groß ist, würde dies also eine ebenfalls sehr große elastische Stoßrate voraussetzen.

5.3.1 Thermische Relaxation

Die heteronuklearen elastischen Stöße zwischen Isotop ^iNe und ^jNe wurden anhand des Ratenkoeffizienten für heteronukleare thermische Relaxation $\gamma_{\text{rel},i,j}$ untersucht, der über

$$\frac{d}{dt}\bar{T}_i = \gamma_{\text{rel},i,j} (\bar{T}_j - \bar{T}_i) \quad (5.5)$$

definiert ist. Da $\gamma_{\text{rel},i,j}$ von Dichte und Temperatur der betrachteten Atomensembles abhängt, ist es zweckmäßig, einen effektiven Relaxationsquerschnitt

$$\sigma_{\text{rel},i,j} = \gamma_{\text{rel},i,j} \frac{V_{\text{eff},i,j}}{N_j \bar{v}} \quad (5.6)$$

zu definieren, wobei $\bar{v} = \sqrt{16k_B\bar{T}/(\pi m)}$ die mittlere Relativgeschwindigkeit der stoßenden Atome bezeichnet.

5.3.2 Heizwirkung der ionisierenden Stöße

Zur Untersuchung der heteronuklearen Thermalisierung wurden Zwei-Isotopenmischungen mit einem Temperaturunterschied zwischen den Isotopen präpariert. Hierzu wurde die eindimensionale Doppler-Kühlung in der Magnetfalle unterschiedlich effizient für beide Isotope angewendet. Die Messungen zeigen, dass die heteronukleare thermische Relaxation für alle Isotopenkombinationen durch intrinsisches Heizen überkompensiert wird, das durch die ionisierenden Stöße verursacht wird. Die Heizwirkung beruht darauf, dass Atomverluste durch ionisierende Stöße vornehmlich im Fallenzentrum stattfinden, da dort die Dichte am höchsten ist. Im Fallenzentrum ist jedoch auch die Energie der Atome am geringsten, sodass durch die Stöße Atome mit unterdurchschnittlicher Energie die Falle verlassen, was zum Heizen der in der Falle verbleibenden Atome führt [1, 92]. Die Heizwirkung pro ionisierendem Stoß hängt ab von der mittleren Energie \bar{E}_C , die von den Kollisionsprodukten aus der Falle entfernt wird, relativ zur mittleren Energie \bar{E}_T der Atome in der Falle. Die Heizrate ist gegeben durch [92]

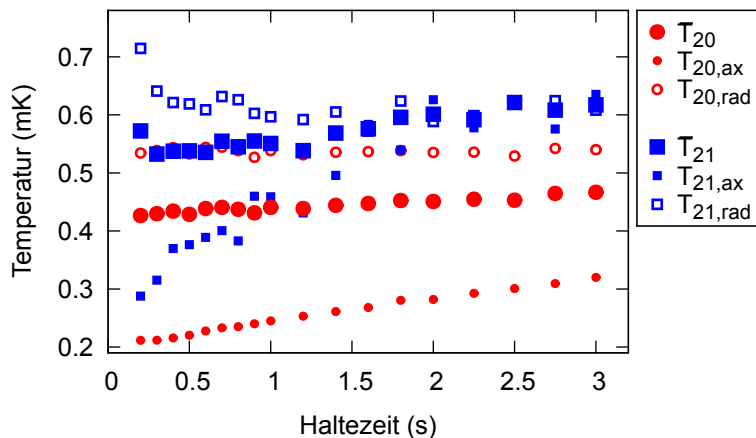
$$\frac{d}{dt}\bar{T}_i = c_{i,j} \beta_{i,j} \frac{N_j}{V_{\text{eff},i,j}} \bar{T}_i, \quad (5.7)$$

mit $c_{i,j} = 1 - \bar{E}_C/\bar{E}_T$. Zur Berechnung der $c_{i,j}$ wurden geschwindigkeitsunabhängige Querschnitte und gaußförmige Dichteprofile angenommen. Für homonukleare Stöße ist $c_{i,i} = 1/4$; für heteronukleare Stöße hängt der Wert von $c_{i,j}$ von den Temperaturen beider Isotope ab und liegt im Bereich $0 \leq c_{i,j} \leq 1/2$ [83].

5.3.3 Heteronukleare thermische Relaxationsquerschnitte

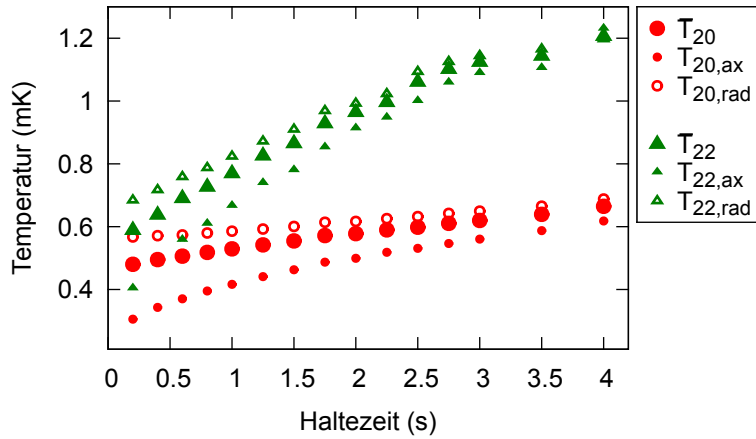
Die zeitliche Entwicklung von \bar{T}_i kann demnach beschrieben werden durch

$$\frac{d}{dt}\bar{T}_i = \gamma_{\text{rel},i,j} (\bar{T}_j - \bar{T}_i) + c_{i,j} \beta_{i,j} \frac{N_j}{V_{\text{eff},i,j}} \bar{T}_i + \frac{1}{4} \beta_i \frac{N_i}{V_{\text{eff},i}} \bar{T}_i + C, \quad (5.8)$$



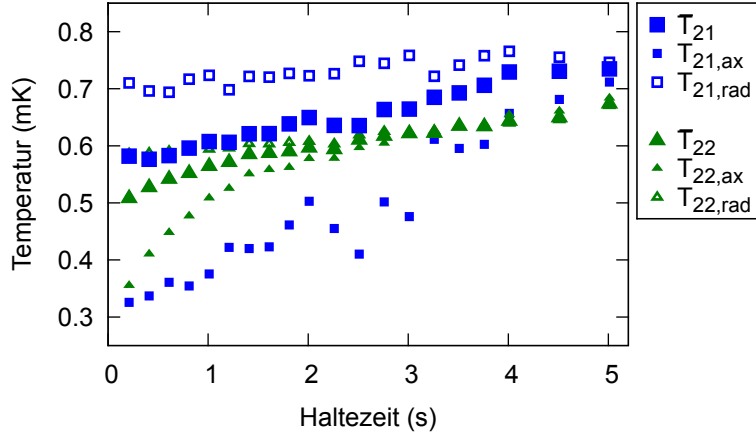
Anfangsparameter		
	^{20}Ne	^{21}Ne
\bar{T} (mK)	0,43	0,54
N	$5,8 \times 10^7$	$4,5 \times 10^5$
\bar{n} (cm $^{-3}$)	$1,1 \times 10^{10}$	$5,6 \times 10^7$

(a) Isotopenmischung $^{20}\text{Ne} + ^{21}\text{Ne}$



Anfangsparameter		
	^{20}Ne	^{22}Ne
\bar{T} (mK)	0,48	0,59
N	$1,7 \times 10^8$	$3,9 \times 10^7$
\bar{n} (cm $^{-3}$)	$2,5 \times 10^{10}$	$3,8 \times 10^9$

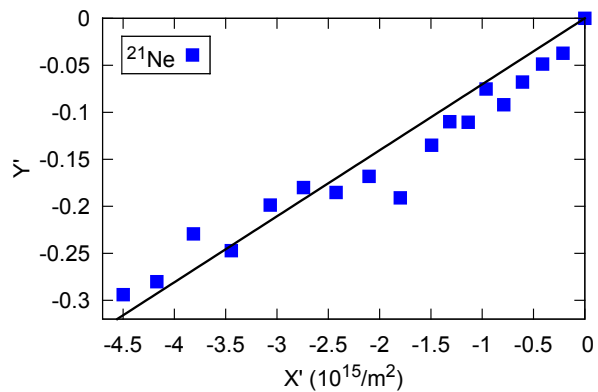
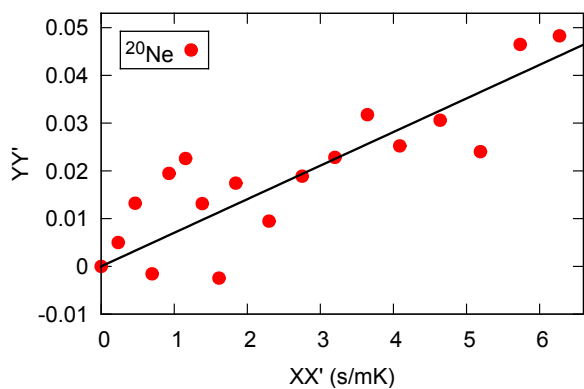
(b) Isotopenmischung $^{20}\text{Ne} + ^{22}\text{Ne}$



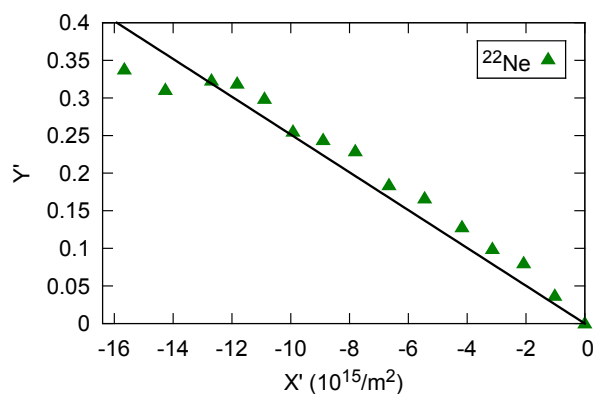
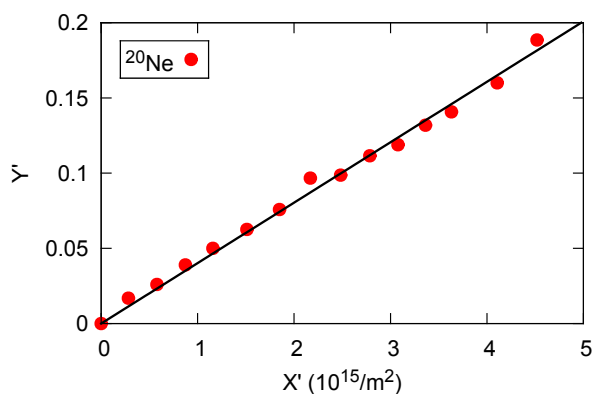
Anfangsparameter		
	^{21}Ne	^{22}Ne
\bar{T} (mK)	0,58	0,51
N	$7,0 \times 10^5$	$4,7 \times 10^7$
\bar{n} (cm $^{-3}$)	$7,5 \times 10^7$	$6,0 \times 10^9$

(c) Isotopenmischung $^{21}\text{Ne} + ^{22}\text{Ne}$

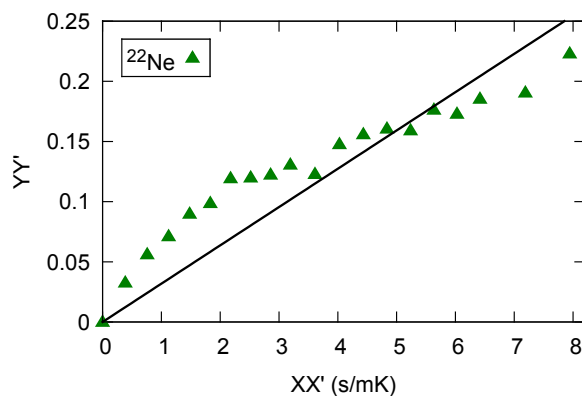
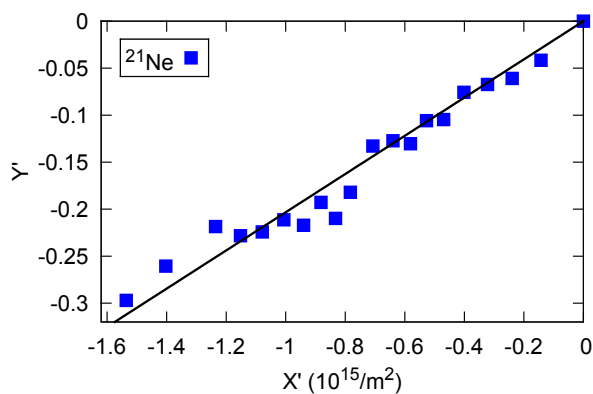
Abbildung 5.5: Zeitliche Entwicklung der mittleren Temperaturen \bar{T}_i sowie von $T_{i,ax}$ und $T_{i,rad}$ für Zwei-Isotopenmischungen spinpolarisierter Atome in der Magnetfalle. In den Tabellen neben den Abbildungen sind einige Ensembleparameter für $t = 0$ angegeben.



(a) Isotopenmischung $^{20}\text{Ne} + ^{21}\text{Ne}$



(b) Isotopenmischung $^{20}\text{Ne} + ^{22}\text{Ne}$



(c) Isotopenmischung $^{21}\text{Ne} + ^{22}\text{Ne}$

Abbildung 5.6: Reskalierte Auftragung der zeitlichen Entwicklung der mittleren Temperaturen \bar{T}_i aus Abbildung 5.5 gemäß Gl. (5.9) zur Bestimmung der heteronuklearen thermischen Relaxationsquerschnitte bzw. nach Gl. (5.10) zur Bestimmung der konstanten Heizraten.

mit einer zusätzlichen konstanten Heizrate C , die dichteunabhängige Heizeffekte berücksichtigt. Analog zu Gl. (5.2) kann Gl. (5.8) formal integriert werden,

$$\underbrace{\left[\ln \frac{\bar{T}_i(t)}{\bar{T}_i(0)} + \int_0^t dt' \left(\frac{\beta_{i,j} c_{i,j}(t') N_j(t')}{V_{\text{eff},i,j}(t')} + \frac{\beta_i N_i(t')}{4V_{\text{eff},i}(t')} + \frac{C}{\bar{T}_i(t')} \right) \right]}_{Y'} = \sigma_{\text{rel},i,j} \underbrace{\left\{ \int_0^t dt' \left[\frac{N_j(t') \bar{v}(t')}{V_{\text{eff},i,j}(t')} \left(\frac{\bar{T}_j(t')}{\bar{T}_i(t')} - 1 \right) \right] \right\}}_{X'}, \quad (5.9)$$

sodass sich eine lineare Funktion $Y' = \sigma_{\text{rel},i,j} X'$ mit Steigung $\sigma_{\text{rel},i,j}$ ergibt. Die zur Berechnung von X' und Y' benötigten Größen können mittels numerischer Integration aus den Messwerten berechnet werden.

Da die ^{21}Ne -Atome aufgrund der geringen Atomzahl einen zu vernachlässigenden Einfluss auf die Temperatur von ^{20}Ne bzw. ^{22}Ne haben, kann für die Messungen mit ^{21}Ne nur die zeitliche Entwicklung von \bar{T}_{21} zur Bestimmung der heteronuklearen Relaxationsquerschnitte genutzt werden. Die zeitliche Entwicklung der Temperaturen der bosonischen Isotope ermöglicht jedoch die Ermittlung der dichteunabhängigen Heizrate C . Unter Vernachlässigung heteronuklearer Effekte liefert die formale Integration von Gl. (5.8) analog zu Gl. (5.9)

$$\underbrace{\left[\ln \frac{\bar{T}_i(t)}{\bar{T}_i(0)} + \int_0^t dt' \left(\frac{\beta_i N_i(t')}{4V_{\text{eff},i}(t')} \right) \right]}_{YY'} = C \underbrace{\int_0^t dt' \left(\frac{1}{\bar{T}_i(t')} \right)}_{XX'}. \quad (5.10)$$

Die Größen XX' und YY' lassen sich durch numerische Integration aus den Messwerten berechnen, und aus der linearen Funktion $YY' = C XX'$ kann die Heizrate C als Steigung ermittelt werden.

Es wurden Messungen zur Bestimmung der heteronuklearen thermischen Relaxation für alle Zwei-Isotopenmischungen durchgeführt. Die zeitlichen Entwicklungen der mittleren Temperaturen \bar{T}_i sowie von $T_{i,\text{ax}}$ und $T_{i,\text{rad}}$ sind in Abbildung 5.5 dargestellt. Für alle Isotopenmischungen wird die zeitliche Entwicklung der Temperaturen durch das intrinsische Heizen dominiert. \bar{T}_i steigt für alle Isotope während der Haltezeit an. Zwar findet ein Angleichen von T_{ax} und T_{rad} der einzelnen Isotope statt, die heteronukleare Relaxation reicht jedoch nicht aus, um die Temperaturdifferenzen zwischen den Isotopen zu verringern. Die gemäß Gl. (5.9) bzw. Gl. (5.10) reskalierten Temperaturverläufe sind in Abbildung 5.6 aufgetragen. Man beobachtet die erwartete lineare Abhängigkeit und durch Anpassen von Geraden können die $\sigma_{\text{rel},i,j}$ ermittelt werden. Da die heteronukleare Thermalisation jedoch klein gegenüber dem intrinsischen Heizen ist, leidet die Auswertung unter großen systematischen Unsicherheiten. Zusätzlich liefern die Fehlerschranken der $\beta_{i,j}$ und die experimentellen Unsicherheiten bei der Bestimmung der Dichten große Fehlerbeiträge. Für die ermittelten Relaxationsquerschnitte können daher nur obere Schranken angegeben werden.

Für die Isotopenmischungen mit ^{21}Ne ergeben sich die Schranken $\sigma_{\text{rel},21,22} (\approx 600 \mu\text{K}) \lesssim 20 \times 10^{-17} \text{ m}^2$ und $\sigma_{\text{rel},21,20} (\approx 500 \mu\text{K}) \lesssim 7 \times 10^{-17} \text{ m}^2$. Für die Mischung $^{20}\text{Ne} + ^{22}\text{Ne}$ kann sowohl die Zeitentwicklung von \bar{T}_{20} als auch von \bar{T}_{22} zur Bestimmung der Querschnitte genutzt werden. Die Analyse von \bar{T}_{20} liefert $\sigma_{\text{rel},20,22} (\approx 750 \mu\text{K}) \lesssim 4 \times 10^{-17} \text{ m}^2$. Bei der Analyse von \bar{T}_{22} zeigt sich eine Heizrate, die noch größer ist, als durch das Modell von Gl. (5.7) vorhergesagt, sodass die Auswertungsroutine einen negativen Wert für $\sigma_{\text{rel},22,20}$ liefert. Dies könnte bedeuten, dass die Annahme eines von der Geschwindigkeit bzw. Temperatur unabhängigen Relaxationsquerschnitts

	$\sigma_{\text{rel}}(10^{-17} \text{ m}^2)$
Heteronukleare Relaxationsquerschnitte	
$\sigma_{\text{rel},21,20}(\approx 500 \text{ } \mu\text{K})$	$\lesssim 7$
$\sigma_{\text{rel},20,22}(\approx 750 \text{ } \mu\text{K})$	$\lesssim 4$
$\sigma_{\text{rel},21,22}(\approx 600 \text{ } \mu\text{K})$	$\lesssim 20$
Homonukleare Relaxationsquerschnitte [1]	
$\sigma_{\text{rel},20}(550 \text{ } \mu\text{K})$	$2,8 \pm 0,7$
$\sigma_{\text{rel},22}(550 \text{ } \mu\text{K})$	13 ± 3

Tabelle 5.3: Zusammenstellung der oberen Schranken für die heteronuklearen, thermischen Relaxationsquerschnitte für spinpolarisiertes Ne^* im Vergleich zu den von P. Spoden *et al.* [1] gemessenen homonuklearen Relaxationsquerschnitten.

nicht gültig ist (vgl. Ref. [92]) oder dass der Unterschied von T_{ax} und T_{rad} stärker berücksichtigt werden müsste.

Die resultierenden oberen Grenzen der $\sigma_{\text{rel},i,j}$ für alle Zwei-Isotopenmischungen und die von P. Spoden *et al.* [1] gemessenen homonuklearen thermischen Relaxationsquerschnitte sind in Tabelle 5.3 nochmals zusammengefasst. Die oberen Schranken der heteronuklearen Querschnitte haben dieselbe Größenordnung wie die Werte der homonuklearen. Da es sich um obere Schranken handelt, sind aber auch deutlich kleinere Werte für die heteronuklearen Querschnitte möglich. In jedem Fall kann ausgeschlossen werden, dass die heteronukleare Thermalisierung ungewöhnlich groß ist und somit das effiziente evaporative Kühlen von Zwei-Isotopenmischungen ermöglichen würde.

5.4 Zusammenfassung und Diskussion

Es wurden die Ratenkoeffizienten für heteronukleare, ionisierende Stöße von spinpolarisiertem Ne^* gemessen und obere Schranken für die heteronuklearen, thermischen Relaxationsquerschnitte ermittelt. Die heteronuklearen Ionisationsratenkoeffizienten sind einen Faktor 2-6 größer als die homonuklearen Koeffizienten der bosonischen Isotope. Die heteronuklearen Relaxationsquerschnitte sind vermutlich von ähnlichem Wert wie die homonuklearen.

Die ermittelten Werte erweitern den zur Verfügung stehenden Datensatz zu heteronuklearen Stößen metastabiler Edelgase. Die Daten könnten als Eingangsparameter für theoretische Modelle dienen, die es ermöglichen, einen besseren Einblick in die Details der Stoßwechselwirkungen metastabiler Edelgase zu erlangen.

Da das Verhältnis „guter“ zu „schlechter“ Stöße im heteronuklearen Fall schlechter als im homonuklearen Fall ist, sind die heteronuklearen Stößeigenschaften nicht vorteilhaft für sympathisches Kühlen von Ne^* -Isotopenmischungen.

6 Präparation von Zeeman-Unterszuständen und deren kohärenten und inkohärenten Mischungen

In diesem Kapitel werden Methoden zur Präparation der Ne*-Atome in den Zeeman-Unterszuständen $|m_J = +2\rangle$, $|+1\rangle$, $|0\rangle$, $|-1\rangle$ und $|-2\rangle$ sowie verschiedenen kohärenten und inkohärenten Mischungen der Zustände vorgestellt. Diese bilden die Grundlage für Untersuchungen der Zustandsabhängigkeit der ionisierenden Stöße, die im folgenden Kapitel präsentiert werden.

In anderen atomaren Systemen verwendete Präparationsmethoden beruhen oftmals auf der Ausnutzung des quadratischen Zeeman-Effekts [93] oder Kopplungsschemata zwischen verschiedenen Hyperfeinstruktur-Zuständen [94]. Da die bosonischen Neonisotope jedoch keine Hyperfeinstruktur aufweisen, war es nötig, alternative Methoden zu entwickeln. Die entwickelten Methoden lassen sich problemlos auf andere Spezies übertragen.

Hauptwerkzeug der vorgestellten Methoden ist die Anregung von Rabi-Oszillationen durch Einstrahlung von Radiofrequenz (RF). Die resultierenden Fünf-Niveau-Oszillationen ermöglichen zum einen die Erzeugung von Überlagerungszuständen unter Beteiligung aller fünf m_J -Zustände. Zum anderen ermöglichen sie die Präparation von $| -m_J \rangle$ beim Start der Oszillation in $| m_J \rangle$. Durch das Einstrahlen eines zusätzlichen Lichtfeldes kann die Oszillation auf das Zwei-Niveau-System ($|+2\rangle, |+1\rangle$) begrenzt werden, wodurch insbesondere der Zustand $|+1\rangle$ präpariert werden kann. Zur Präparation der Atome in $|0\rangle$ wird *Stimulated Raman Adiabatic Passage* (STIRAP) genutzt, das auch die Präparation von Drei-Zustand-Mischungen ($|+2\rangle, |+1\rangle, |0\rangle$) ermöglicht.

Da Rabi-Oszillationen in der Literatur meist nur anhand von Zwei-Niveau-Systemen behandelt werden, wird in Abschnitt 6.2 zunächst eingehender auf die Oszillationen im hier vorliegenden Fünf-Niveau-System eingegangen, und es wird ein einfaches Modell zur anschaulichen Beschreibung der Experimente präsentiert.

Alle vorgestellten Präparationsmethoden erzeugen zunächst kohärente m_J -Superpositionszustände. In Abschnitt 6.6 werden die Kohärenzeigenschaften der Zustände untersucht und es wird gezeigt, dass die globale Kohärenzen aufgrund der Bewegung der Atome in einem Magnetfeld-Gradienten innerhalb von einigen 10 μs und die lokale Kohärenz innerhalb von einigen 100 μs verschwindet.

6.1 Messmethoden

Ausgangssituation für die in diesem Kapitel vorgestellten Messungen stellen frei expandierende ^{20}Ne -Atomwolken mit Temperaturen von $T \approx 300 \mu\text{K}$ nach dem Ausschalten der Magnetfalle dar. Um die Spinpolarisation der aus der Falle entlassenen Atome im Zustand $|+2\rangle$ aufrecht zu erhalten, wird ein Offset-Magnetfeld von typischerweise 0,38 G (38 μT) angelegt, was einer Frequenzspaltung der m_J -Zustände von 0,80 MHz für $|\Delta m_J| = 1$ entspricht. Die durch das Schalten der Falle induzierten Wirbelfelder werden durch außerhalb der Vakuumkammer befindliche Spulen größtenteils kompensiert. Von einem größeren Wert direkt nach dem Ausschalten der Falle sinkt das resultierende Magnetfeld zunächst ab und wird ab einer Expansionszeit von 1 ms auf dem

gewünschten Wert von $(0,38 \pm 0,01)$ G konstant gehalten. Die Zustandsmanipulationen erfolgen 1,5 ms nach Ausschalten der Falle.

Zur Bestimmung der relativen Population in den m_J -Zuständen werden Stern-Gerlach-Messungen genutzt, wie in Abschnitt 2.3.2 beschrieben. Vor der Analyse werden die interferenzbedingten Strukturen in den Absorptionenaufnahmen korrigiert und anschließend Summen von fünf Gauß-Funktionen an die Spaltensummen der Bilder angepasst.

6.2 RF-induzierte Rabi-Oszillationen

6.2.1 Quantenmechanische Beschreibung

Wie bereits in Abschnitt 2.1.3 erläutert, kann die Energieaufspaltung eines Atoms im Zustand $|J, m_J\rangle$ durch ein (schwaches) Magnetfeld \vec{B} mittels Störungstheorie durch den Hamiltonoperator

$$\hat{H} = -\hat{\mu} \cdot \vec{B} = g_J \frac{\mu_B}{\hbar} \hat{J} \cdot \vec{B} \quad (6.1)$$

beschrieben werden. Wird nun ein Offset-Feld B_0 entlang der z-Achse (Einheitsvektor \vec{e}_z) angelegt und senkrecht dazu ein RF-Feld $B_{\text{RF}} \cos(\omega t)$ entlang der x-Achse (Einheitsvektor \vec{e}_x) eingestrahlt, so hat der Hamiltonoperator die Form

$$\begin{aligned} \hat{H} &= g_J \frac{\mu_B}{\hbar} B_0 \hat{J}_z + g_J \frac{\mu_B}{\hbar} B_{\text{RF}} \cos(\omega t) \hat{J}_x \equiv \omega_0 \hat{J}_z + \Omega \cos(\omega t) \hat{J}_x, \\ \text{mit } \omega_0 &= g_J \frac{\mu_B}{\hbar} B_0 \quad \text{und} \quad \Omega = g_J \frac{\mu_B}{\hbar} B_{\text{RF}}. \end{aligned} \quad (6.2)$$

\hat{J}_z ist in der Basis $|J, m_J\rangle$ diagonal mit

$$\hat{J}_z |J, m_J\rangle = m_J \hbar |J, m_J\rangle. \quad (6.3)$$

\hat{J}_x kann mit Hilfe der Aufsteige- bzw. Absteige-Operatoren \hat{J}^+ und \hat{J}^- gemäß [95]

$$\begin{aligned} \hat{J}_x |J, m_J\rangle &= \frac{1}{2} (\hat{J}^+ + \hat{J}^-) |J, m_J\rangle \\ &= \sqrt{J(J+1) - m_J(m_J+1)} \frac{\hbar}{2} |J, m_J+1\rangle \\ &\quad + \sqrt{J(J+1) - m_J(m_J-1)} \frac{\hbar}{2} |J, m_J-1\rangle \end{aligned} \quad (6.4)$$

dargestellt werden. Für den Zustand 3P_2 hat der Hamiltonoperator daher in Matrixschreibweise die einfache Form

$$\hat{H} = \hbar \begin{pmatrix} -2\omega_0 & \Omega \cos(\omega t) & 0 & 0 & 0 \\ \Omega \cos(\omega t) & -\omega_0 & \sqrt{\frac{3}{2}} \Omega \cos(\omega t) & 0 & 0 \\ 0 & \sqrt{\frac{3}{2}} \Omega \cos(\omega t) & 0 & \sqrt{\frac{3}{2}} \Omega \cos(\omega t) & 0 \\ 0 & 0 & \sqrt{\frac{3}{2}} \Omega \cos(\omega t) & \omega_0 & \Omega \cos(\omega t) \\ 0 & 0 & 0 & \Omega \cos(\omega t) & 2\omega_0 \end{pmatrix}. \quad (6.5)$$

Die zeitliche Entwicklung der Dichtematrix ρ des Systems wird durch die Bloch-Gleichung [96]

$$\hbar \frac{\partial}{\partial t} \hat{\rho} = -i(\hat{H} \hat{\rho} - \hat{\rho} \hat{H}) - \hbar \hat{\Gamma} \hat{\rho} \quad (6.6)$$

beschrieben, wobei durch den zusätzlichen Term $(\hbar \hat{\Gamma} \hat{\rho})$ Dekohärenzprozesse phänomenologisch berücksichtigt werden können. Die Differentialgleichung kann problemlos numerisch gelöst werden, und man erhält typische Rabi-Oszillationen in einem Fünf-Niveau-System. Um eine analytische Lösung zu ermöglichen, wird meist eine Drehwellen-Näherung durchgeführt, bei der schnell oszillierende Terme vernachlässigt werden. Voraussetzung hierfür ist, dass die Resonanzfrequenz ω_0 deutlich größer ist als die Rabi-Frequenz Ω . Da die Resonanzfrequenz ω_0 typischerweise einige $2\pi \times 100$ kHz beträgt, bei $\Omega \approx 2\pi \times 100$ kHz, ist dies hier jedoch nur bedingt möglich.

Die genaue Form der Fünf-Niveau-Rabi-Oszillationen und die Auswirkungen der Drehwellen-Näherung werden im folgenden Abschnitt anhand eines anschaulicheren Modells erklärt.

6.2.2 Semi-klassische Beschreibung

Zum besseren Verständnis der RF-induzierten Rabi-Oszillationen kann ein semi-klassisches Modell genutzt werden, das häufig auch zur Beschreibung von Kernspinresonanz-Messungen verwendet wird [97, 98]. Hierbei werden das magnetische Moment $\hat{\mu}$ und der Gesamtdrehimpuls \hat{J} in Gl. (6.1) zunächst als klassische Vektoren aufgefasst, die gemäß [97, 99]

$$\frac{d}{dt} \vec{J} = \vec{\mu} \times \vec{B} = g_J \frac{\mu_B}{\hbar} \vec{J} \times \vec{B} \quad (6.7)$$

im Magnetfeld präzedieren. Mit einem konstanten Magnetfeld $B_0 \vec{e}_z$ und RF-Feld $B_{\text{RF}} \cos(\omega t) \vec{e}_x$ ergibt sich somit

$$\frac{d}{dt} \vec{J} = g_J \frac{\mu_B}{\hbar} \begin{pmatrix} J_x \\ J_y \\ J_z \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} B_{\text{RF}} \cos(\omega t) \\ 0 \\ B_0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} J_x \\ J_y \\ J_z \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} \Omega \cos(\omega t) \\ 0 \\ \omega_0 \end{pmatrix}. \quad (6.8)$$

Betrachtet man die Bewegungsgleichung nun in einem rotierenden Koordinatensystem

$$\begin{pmatrix} \tilde{x} \\ \tilde{y} \\ \tilde{z} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos(\omega t) & -\sin(\omega t) & 0 \\ \sin(\omega t) & \cos(\omega t) & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix}, \quad (6.9)$$

das sich mit (ωt) um die z-Achse dreht, so nimmt Gl. (6.8) die Form

$$\frac{d}{dt} \vec{J} = \begin{pmatrix} J_{\tilde{x}} \\ J_{\tilde{y}} \\ J_{\tilde{z}} \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} \Omega/2 [1 + \cos(2\omega t)] \\ \Omega/2 \sin(2\omega t) \\ \omega_0 - \omega \end{pmatrix} \quad (6.10)$$

an. Für $\omega \gg \Omega$ wird die relevante Dynamik in Gl. (6.10) durch die zeitunabhängigen Terme hervorgerufen, und die mit $(2\omega t)$ oszillierenden Terme können vernachlässigt werden, was als Drehwellen-Näherung (engl.: *rotating wave approximation*, RWA) bezeichnet wird. Die Gleichung vereinfacht sich dann zu

$$\frac{d}{dt} \vec{J} \approx \begin{pmatrix} J_{\tilde{x}} \\ J_{\tilde{y}} \\ J_{\tilde{z}} \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} \Omega/2 \\ 0 \\ \omega_0 - \omega \end{pmatrix} \equiv \vec{J} \times \vec{B}_{\text{eff}}. \quad (6.11)$$

Die zeitliche Entwicklung von \vec{J} im rotierenden Koordinatensystem wird demnach durch eine Rotation um das effektive Magnetfeld \vec{B}_{eff} beschrieben. Ohne RF-Feld rotiert \vec{J} im Laborsystem um \vec{e}_z . Im Resonanzfall $\omega = \omega_0$ entspricht dies im rotierenden System einem statischen Zustand. Wird RF eingestrahlt, so rotiert \vec{J} im rotierenden System um eine Drehachse, die im Winkel von $\varphi = \arctan((\Omega/2)/(\omega_0 - \omega))$ zu \vec{e}_z ($= \vec{e}_z$) steht. Insbesondere findet im Resonanzfall eine Drehung um die \tilde{x} -Achse statt, wobei speziell zwei Pulssequenzen von besonderem Interesse sind: Beim sogenannten $\pi/2$ -Puls wird die RF-Pulslänge so gewählt, dass eine Rotation um einen Winkel $\pi/2$ stattfindet. Im Laborsystem bedeutet dies also eine Rotation von \vec{J} in die x-y-Ebene, wenn \vec{J} anfänglich entlang \vec{e}_z ausgerichtet ist. Beim π -Puls findet entsprechend eine Rotation um den Winkel π statt. Bei anfänglicher Ausrichtung in Richtung \vec{e}_z führt dies also zu einer Ausrichtung in Richtung $-\vec{e}_z$.

Mit Hilfe von Gl. (6.8) bzw. Gl. (6.11) kann die Richtung von $\vec{J} = |\vec{J}| \vec{e}_J$ zu jedem Zeitpunkt berechnet werden. Da die Stern-Gerlach-Messungen in Richtung \vec{e}_z durchgeführt werden, soll nun untersucht werden, wie die Entwicklungskoeffizienten $c_{m_J}(t)$ des gedrehten Zustands in Bezug auf \vec{e}_z aussehen. Hierfür muss \vec{J} wieder quantenmechanisch interpretiert werden.

Anfangs befinden sich die Atome in einem bezüglich \vec{e}_z wohldefinierten Zustand

$$|\psi_0\rangle = \sum_{m_J} c_{m_J}(0) |J, m_J\rangle, \quad (6.12)$$

der durch die Einwirkung der Magnetfelder in den Zustand $|\psi_t\rangle$ überführt wird. Da die Zeitentwicklung lediglich einer Drehung entspricht, hat $|\psi_t\rangle$ dieselbe Form wie $|\psi_0\rangle$, jedoch bezüglich der Basis $|J, m_J\rangle^{\vec{J}}$ (Quantisierungsachse in Richtung \vec{e}_J):

$$|\psi_t\rangle = \sum_{m_J} c_{m_J}(0) |J, m_J\rangle^{\vec{J}}. \quad (6.13)$$

Die Drehung eines Zustands um den Winkel θ um die Drehachse \vec{e}_θ wird quantenmechanisch beschrieben durch den Drehoperator¹⁾ [95]

$$\hat{D}(\theta, \vec{e}_\theta) = \exp\left(-\frac{i}{\hbar} \theta \vec{e}_\theta \cdot \hat{J}\right), \quad (6.14)$$

wobei die Exponentialfunktion durch Diagonalisieren von $(-i\theta \vec{e}_\theta \cdot \hat{J}/\hbar)$ berechnet werden kann. Die Drehung von \vec{e}_z nach \vec{e}_J kann beispielsweise durch eine Drehung um den Winkel π um die Drehachse $\vec{e}_{Jz} = (\vec{e}_J + \vec{e}_z)/|\vec{e}_J + \vec{e}_z|$ realisiert werden. Die Entwicklungskoeffizienten des gedrehten Zustands nach der Basis $|J, m_J\rangle$ berechnen sich dann zu

$$\begin{aligned} c_{m_J}(t) &= \langle J, m_J | \psi_t \rangle \\ &= \langle J, m_J | \hat{D}(\pi, \vec{e}_{Jz}) | \psi_0 \rangle \\ &= \langle J, m_J | \hat{D}(\pi, \vec{e}_{Jz}) \sum_{m_{J,0}} c_{m_{J,0}}(0) |J, m_{J,0}\rangle \\ &= \sum_{m_{J,0}} c_{m_{J,0}}(0) \langle J, m_J | \hat{D}(\pi, \vec{e}_{Jz}) |J, m_{J,0}\rangle. \end{aligned} \quad (6.15)$$

Die Berechnung ist besonders einfach, wenn resonante RF eingestrahlt wird, da die Zeitentwicklung dann gemäß Gl. (6.11) einer Rotation mit $\theta = \Omega t/2$ um \vec{e}_x entspricht. In Tabelle 6.1 sind

¹⁾ Die Drehung kann alternativ über Euler-Drehwinkel ausgedrückt werden und die Drehmatrix wird dann als *Wigner D-Matrix* bezeichnet, die in vielen Algebra-Programmen standardmäßig implementiert ist.

	$ \psi_0\rangle = +2\rangle$	$ \psi_0\rangle = +1\rangle$	$ \psi_0\rangle = 0\rangle$
$p_{+2}(\theta)$	$\cos^8(\theta/2)$	$4 \cos^6(\theta/2) \sin^2(\theta/2)$	$3/8 \sin^4(\theta)$
$p_{+1}(\theta)$	$4 \cos^6(\theta/2) \sin^2(\theta/2)$	$\cos^4(\theta/2) [2 \cos(\theta) - 1]^2$	$3/2 \cos^2(\theta) \sin^2(\theta)$
$p_0(\theta)$	$3/8 \sin^4(\theta)$	$3/2 \cos^2(\theta) \sin^2(\theta)$	$1/16 [1 + 3 \cos(2\theta)]^2$
$p_{-1}(\theta)$	$4 \cos^2(\theta/2) \sin^6(\theta/2)$	$\sin^4(\theta/2) [2 \cos(\theta) + 1]^2$	$3/2 \cos^2(\theta) \sin^2(\theta)$
$p_{-2}(\theta)$	$\sin^8(\theta/2)$	$4 \cos^2(\theta/2) \sin^6(\theta/2)$	$3/8 \sin^4(\theta)$

Tabelle 6.1: Relative Populationen $p_{m_J}(\theta) = |c_{m_J}(\theta)|^2 = |\langle m_J | \hat{D}(\theta, \mathbf{e}_{\tilde{x}}) | \psi_0 \rangle|^2$ für Rotation der Anfangszustände $|\psi_0\rangle = | +2\rangle, | +1\rangle$ und $| 0\rangle$ um einen Winkel θ um die \tilde{x} -Achse (resonante RF-Einstrahlung).

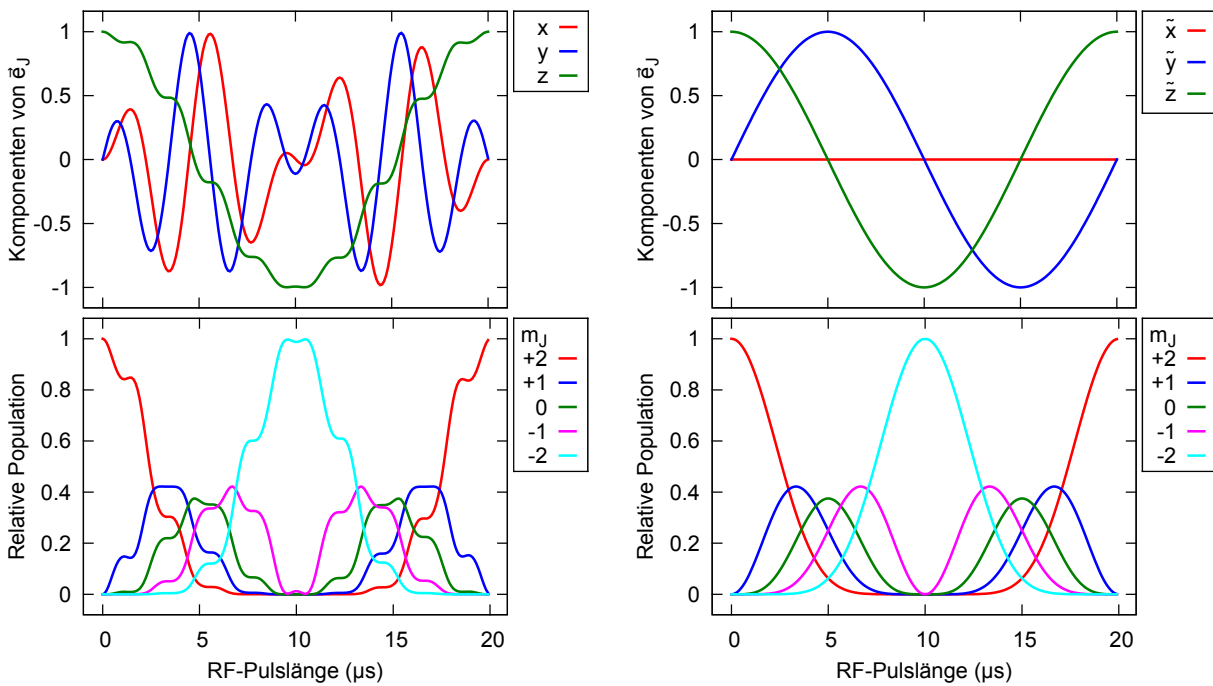
hierfür die resultierenden Populationen $p_{m_J}(\theta) = |c_{m_J}(\theta)|^2$ als Funktion des Drehwinkels für Anfangszustände $|\psi_0\rangle = | +2\rangle, | +1\rangle$ und $| 0\rangle$ angegeben. Die Populationen für Anfangszustände $| -1\rangle$ und $| -2\rangle$ ergeben sich aus denen für $| +1\rangle$ und $| +2\rangle$ durch die Ersetzung $p_{m_J}(\theta) \rightarrow p_{m_J}(\theta + \pi)$ und sind nicht extra angegeben. Bei anfänglicher inkohärenter Mischung mehrerer m_J -Zustände ergibt sich der Zeitverlauf durch entsprechende Mittelung der Koeffizienten. Für anfängliche kohärente Überlagerungen ergeben sich Ausdrücke, die deutlich umfassender sind als die in Tabelle 6.1 angegebenen, sodass meist numerische Rechnungen zu bevorzugen sind.

In Abbildung 6.1 ist der zeitliche Verlauf der Komponenten von \vec{J} für resonante Anregung mit $\Omega = 2\pi \times 100$ kHz bei $\omega_0 = 2\pi \times 225$ kHz bzw. $\omega_0 = 2\pi \times 800$ kHz graphisch dargestellt. Dabei wurde $\vec{J}(t)$ einmal exakten nach Gl. (6.8) und einmal genähert nach Gl. (6.11) berechnet. Zusätzlich sind die nach Gl. (6.15) berechneten relativen Populationen $p_{m_J}(t) = |c_{m_J}(t)|^2$ bei Anfangszustand $|\psi_0\rangle = | +2\rangle$ aufgetragen. Es findet eine Fünf-Niveau-Rabi-Oszillation statt, die nach $\tau = 2\pi/\Omega$ zu einer vollständigen Besetzungsinversion $|m_J\rangle \rightarrow | -m_J\rangle$ führt. Dieser Rabi-Oszillation ist eine zusätzliche Oszillation mit Kreisfrequenz 2ω überlagert, die bei der Drehwellen-Näherung verschwindet. Für $\omega_0 = 2\pi \times 800$ kHz stellt dies keinen großen Unterschied dar; für $\omega_0 = 2\pi \times 225$ kHz werden durch die Drehwellen-Näherung jedoch wesentliche Anteile des Verlaufs vernachlässigt.

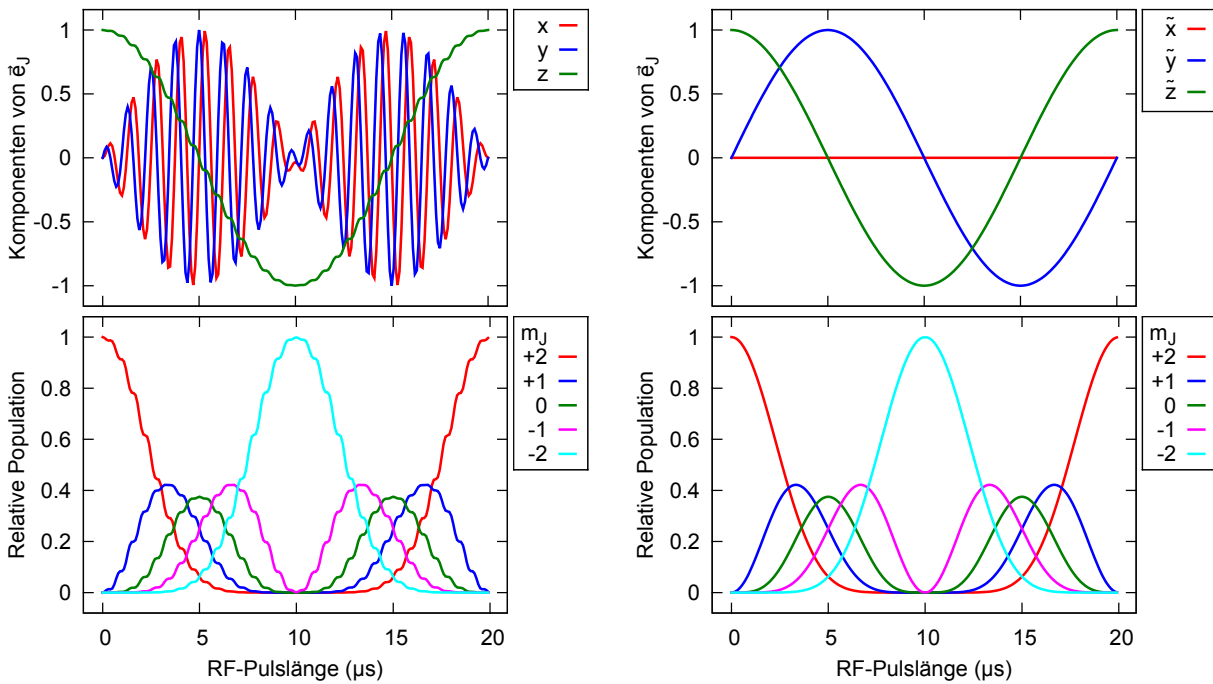
Anschauliche Darstellung durch Spin-Kegel

Die Drehung der Zustände $|J, m_J\rangle$ und ihre Projektion auf die z-Achse können graphisch mit Hilfe von *Pseudo-Spin-Kegeln* modellhaft dargestellt werden [100]. Im Unterschied zum Vektor \vec{J} sind für einen quantenmechanischen Zustand $|J, m_J\rangle$ nicht alle Komponenten $(\hat{J}_x, \hat{J}_y, \hat{J}_z)$ vollständig definiert, sondern lediglich die z-Komponente $\hat{J}_z |J, m_J\rangle = m_J \hbar |J, m_J\rangle$ und das Betragsquadrat $\hat{J}^2 |J, m_J\rangle = J(J+1) \hbar^2 |J, m_J\rangle$. Anstelle eines Vektorpfeils kann der Zustand $|J, m_J\rangle$ daher als Kegel mit Höhe m_J und Seitenlänge $J(J+1)$ im abstrakten Raum (j_x, j_y, j_z) veranschaulicht werden, so wie in Abbildung 6.2 dargestellt. Für den Zustand $| 0\rangle$ ergibt sich somit eine Scheibe.

Die relativen Populationen p_{m_J} ergeben sich nun anschaulich aus der Projektion der Kegelkante auf die j_z -Achse. Magnetfelder führen zu einer Drehung der Kegel, so wie sie es für den Vektor \vec{J} tun. Insbesondere führt ein konstantes Feld in z-Richtung zu einer Rotation um die z-Achse und somit zu keiner Änderung der Populationen. Resonante RF in x-Richtung führt zu einer Rotation



(a) $\omega_0 = \omega = 2\pi \times 225$ kHz



(b) $\omega_0 = \omega = 2\pi \times 800$ kHz

Abbildung 6.1: Zeitliche Entwicklung von J und der relativen Populationen $p_{m_J}(t) = |\langle m_J | \psi_t \rangle|^2$ bei resonanter Einstrahlung von RF mit $\Omega = 2\pi \times 100$ kHz. Startzustand ist jeweils $|m_J = +2\rangle$. **Links:** Exakt berechnete Rotation nach Gl. (6.8). **Rechts:** Drehwellen-Naherung nach Gl. (6.11). **Bild (a):** $\omega_0 = 2\pi \times 225$ kHz. Die Drehwellen-Naherung ist nur bedingt gerechtfertigt. **Bild (b):** $\omega_0 = 2\pi \times 800$ kHz, also $\omega_0 \gg \Omega$. Die Drehwellen-Naherung stellt eine gute Naherung dar.

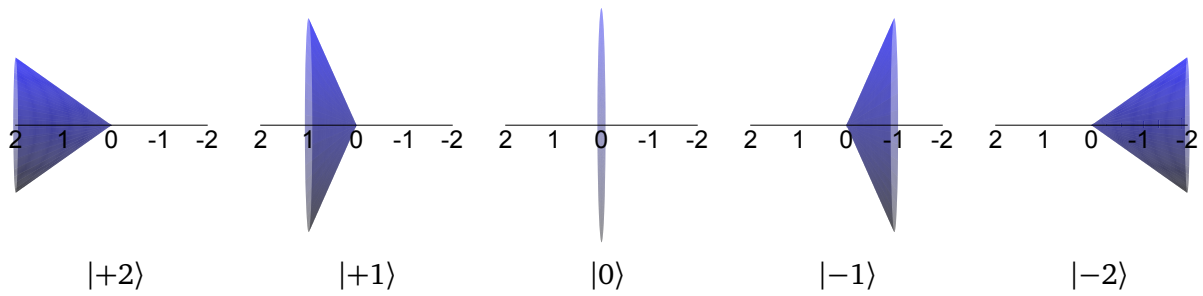


Abbildung 6.2: Spin-Kegel mit Höhe m_J und Seitenlänge $J(J + 1)$ zur anschaulichen Darstellung der Zustände $|J, m_J\rangle$. Für $|0\rangle$ ergibt sich eine Scheibe. Die Projektion der Kanten auf die eingezeichnete z-Achse liefert anschaulich die Populationen p_{m_J} .

um die \hat{x} -Achse und überführt den Zustand $|m_J\rangle$ in den Zustand $| -m_J\rangle$ und nach 2π wieder zurück in sich selbst. Für $|\Psi_0\rangle = |0\rangle$ wird bereits nach π wieder der Ausgangszustand erreicht.

6.2.3 Vergleich mit Messungen

In Abbildung 6.3 sind Absorptionsspektren von Stern-Gerlach-Messungen nach dem Einstrahlen resonanter RF-Pulse mit experimentell ermittelten Frequenzen $\omega_0 = 2\pi \times (800 \pm 10)$ kHz und $\Omega = 2\pi \times (95 \pm 5)$ kHz, ausgehend von den Anfangszuständen $|+2\rangle$, $|+1\rangle$ und $|0\rangle$, dargestellt. (Wie die Zustände $|+1\rangle$ und $|0\rangle$ präpariert werden können, wird in den folgenden Abschnitten erläutert). Die Bilder sind als Funktion des Drehwinkels θ um die \hat{x} -Achse angeordnet, und zur Veranschaulichung sind zusätzlich die entsprechenden Spin-Kegel eingezeichnet. Die Zustände $|m_J\rangle$ durchlaufen zunächst komplizierte Überlagerungszustände, erreichen nach einer Drehung um π den Zustand $| -m_J\rangle$ und schließlich, nach einer Drehung um 2π , wieder den Ausgangszustand. Aus Symmetriegründen erreicht der Zustand $|0\rangle$ bereits nach einer Drehung um π wieder den Ausgangszustand.

In Abbildung 6.4 sind die durch Anpassung von Gauß-Funktionen an die Absorptionsspektren ermittelten relativen Populationen aufgetragen. Die Werte sind als Funktion der RF-Pulslänge t angegeben, die nach Gl. (6.11) über $\theta = \Omega t/2$ mit dem Drehwinkel verknüpft ist. Zusätzlich sind Funktionen gemäß Tabelle 6.1 eingezeichnet, bei denen die Rabi-Frequenz Ω und die Anfangspopulationen $p_{m_J}(0)$ an die Daten angepasst wurden. Bei der Anpassung wurden als Anfangszustand inkohärente Mischung der m_J -Zustände mit relativen Populationen $p_{m_J}(0)$ angenommen. Für die relative Population der Zustände nach Ausschalten der Magnetfalle, ohne weitere Zustandsmanipulation, liefert die Stern-Gerlach-Auswertung $p_{+2}(0) = (0,97 \pm 0,02)$ und $p_{+1}(0) = (0,03 \pm 0,02)$. Es konnte nicht abschließend geklärt werden, ob dies lediglich ein Artefakt der Auswertung darstellt, oder ob sich tatsächlich einige Prozent der Atome im Zustand $|+1\rangle$ befinden. Die Präparation der Zustände $|+1\rangle$ und $|0\rangle$ führt zu einer leichten Abnahme des Polarisationsgrades, und die Population $p_{+1}(0)$ bzw. $p_0(0)$ betragen typischerweise 0,90 - 0,95.

In Abbildung 6.5 sind die relativen Populationen der Zustände $|m_J\rangle$ nach RF-induzierten Rabi-Oszillationen, ausgehend von Zustand $|+2\rangle$, mit $\omega = \omega_0 = 2\pi \times 242$ kHz und $\Omega = 2\pi \times 160$ kHz dargestellt. Da Ω einen vergleichbaren Wert wie ω_0 aufweist, kann hier, im Gegensatz zu den Messungen in Abbildung 6.4, die Drehwellen-Näherung nicht angewendet werden. Der gewöhnlichen Fünf-Niveau-Rabi-Oszillation sind zusätzliche Oszillationsterme mit Frequenz 2ω überlagert. Zusätzlich zu den Messwerten sind in Abbildung 6.5 die gemäß Gl. (6.6) numerisch berechneten Populationen eingezeichnet, die hervorragend mit den Messwerten übereinstimmen. Als Anfangspopulationen wurden bei der Rechnung $p_{+2}(0) = 0,93$ und $p_{+1}(0) = 0,07$ angenommen.

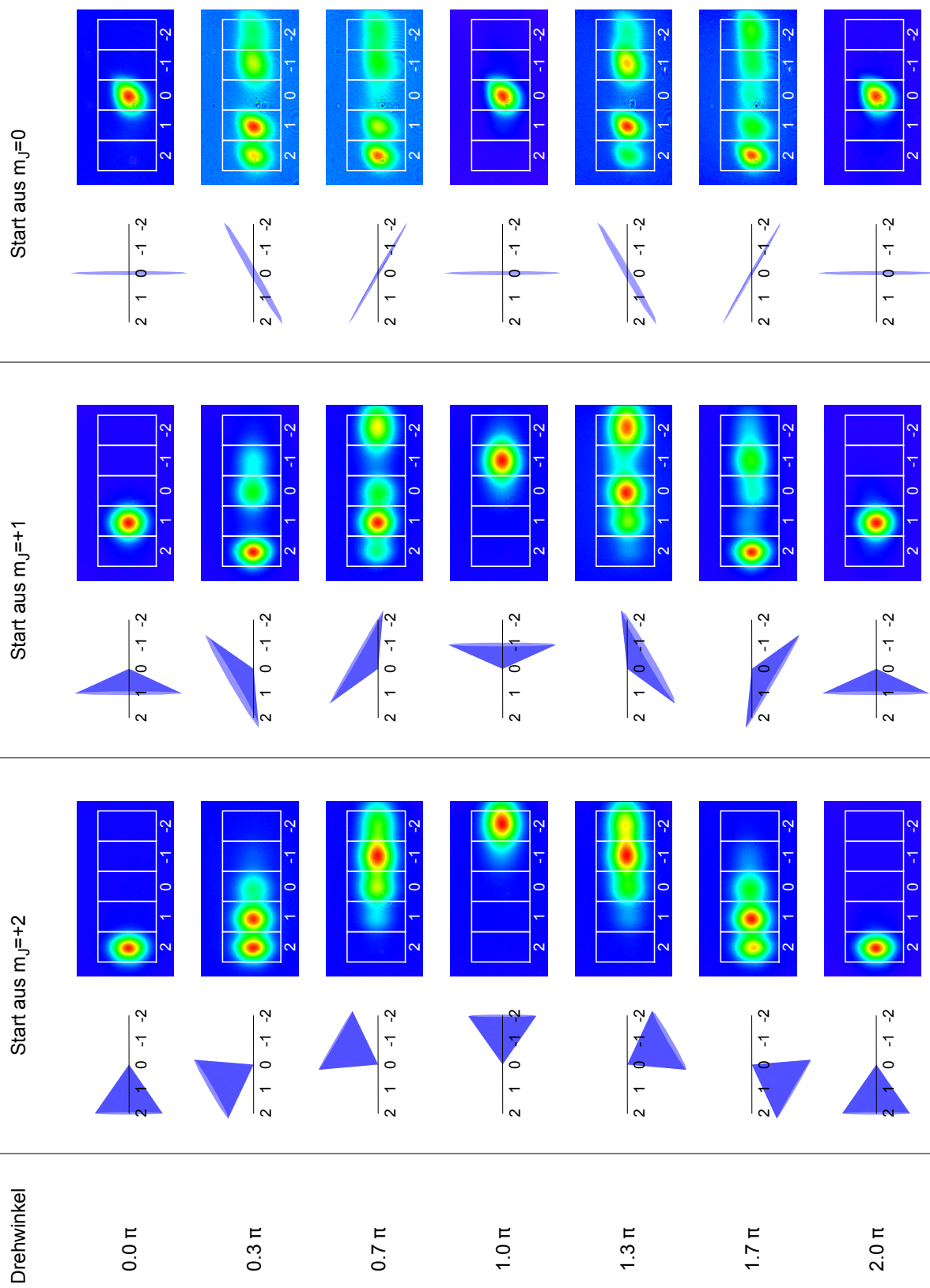


Abbildung 6.3: Stern-Gerlach-Absorptionaufnahmen und entsprechende Spin-Kegel nach dem Einstrahlen resonanter RF-Pulse für die Anfangszustände $|\psi_0\rangle = |+2\rangle, |+1\rangle$ und $|0\rangle$. Die Bilder sind als Funktion des Drehwinkels θ um die \hat{x} -Achse angeordnet.

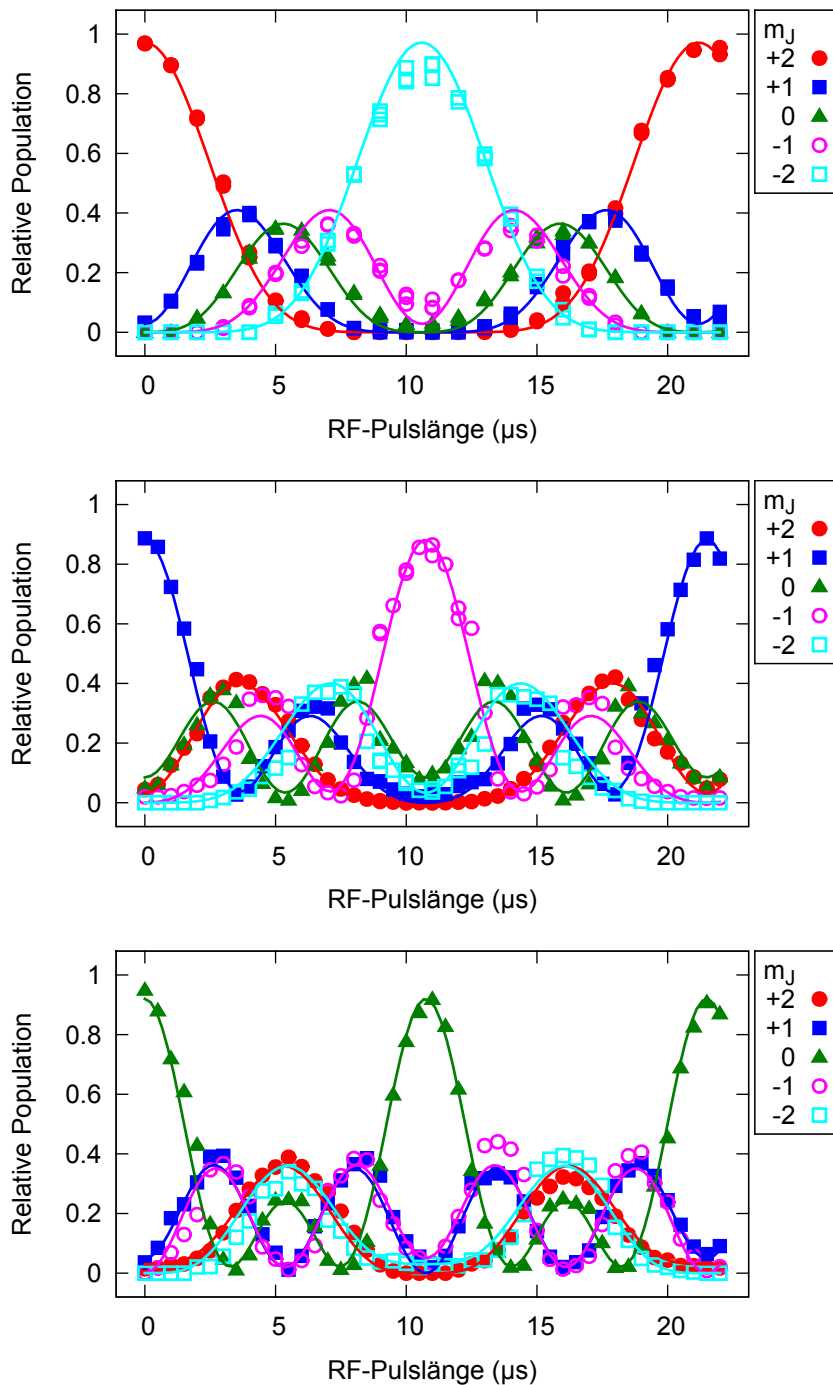


Abbildung 6.4: Relative Populationen der m_J -Zustände bei RF-induzierten Rabi-Oszillationen ausgehend von $|\psi_0\rangle = | +2\rangle$, $| +1\rangle$ und $| 0\rangle$, mit $\omega = \omega_0 = 2\pi \times (800 \pm 10)$ kHz und $\Omega = 2\pi \times (95 \pm 5)$ kHz. Die durchgezogenen Linien stellen gemäß Tabelle 6.1 angepasste Funktionen dar.

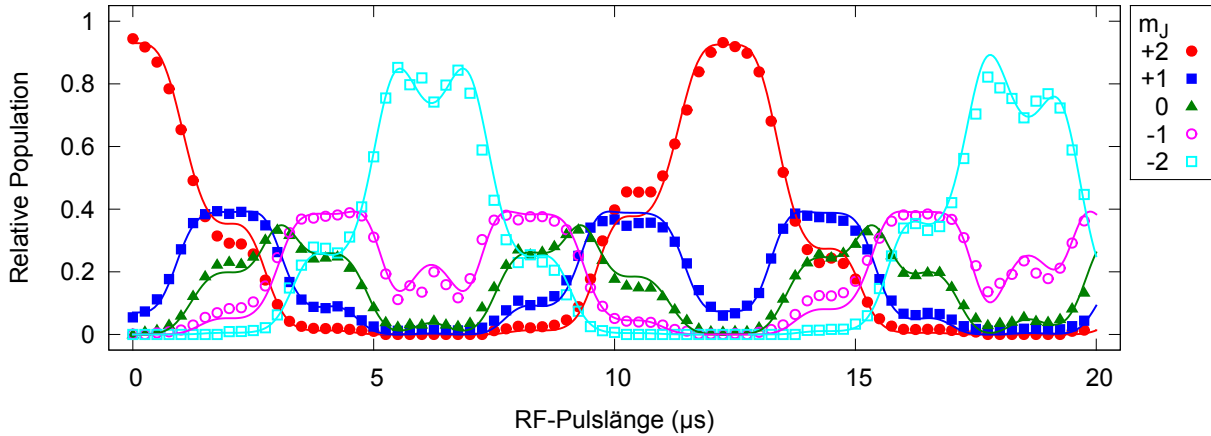


Abbildung 6.5: Relative Populationen der Zustände $|m_j\rangle$ bei RF-induzierten Rabi-Oszillationen mit $\omega = \omega_0 = 2\pi \times 242$ kHz und $\Omega = 2\pi \times 160$ kHz. Zusätzlich zu den Messwerten sind gemäß Gl. (6.6), also ohne Anwendung der Drehwellen-Näherung, numerisch berechnete Werte aufgetragen, die den Verlauf sehr gut wiedergeben.

6.3 Präparation des Zustands $|m_j = +1\rangle$ in einem effektiven Zwei-Niveau-System

Zur Präparation des Zustands $|+1\rangle$ wird das RF-getriebene Fünf-Niveau-System durch die AC-Stark-Verschiebung eines zusätzlichen Lichtfeldes auf ein Zwei-Niveau-System reduziert. Hierzu wird Laserlicht bei einer Wellenlänge von 622 nm genutzt, das den metastabilen Zustand 3P_2 an den kurzlebigen Zustand 3D_1 koppelt (vgl. Abbildung 6.6, links). Der Zustand zerfällt mit einer Wahrscheinlichkeit von 66 % unter Aussendung eines Vakuum-UV-Photons (VUV) in den Grundzustand und mit 21 % in den metastabilen Zustand 3P_0 . Der angeregte Zustand darf daher nicht bevölkert werden, da es sonst zu starken Atomverlusten käme. Der Laserstrahl wird entlang der Symmetrieachse der Magnetfalle (z-Achse) in entgegengesetzter Richtung zum Magnetfeld eingestrahlt und ist linkshändig zirkular polarisiert. Das Licht regt daher nur σ^+ -Übergänge an und koppelt somit nur die Zustände $|0\rangle$, $|-1\rangle$ und $|-2\rangle$, die im Folgenden nicht bevölkert werden sollen, an den angeregten Zustand (vgl. Abbildung 6.6, rechts). Im Idealfall kommt es somit zu keinerlei Bevölkering des angeregten Zustands und somit auch zu keinen Atomverlusten. Um Anregung durch nicht-perfekte Polarisation des Strahls zu minimieren, ist die Kreisfrequenz des Lichts zusätzlich mit $\Delta = -2\pi \times 130$ MHz = $129\Gamma_{622}$ gegenüber der Resonanz verstimmt. Für typische Einstrahldauern von unter 100 μ s werden im Experiment Atomzahlverluste von weniger als 3 % gemessen. Mit der MCP kann allerdings ein deutliches VUV-Signal detektiert werden.

Aufgrund des Laserlichts mit Intensität I kommt es zu einer AC-Stark-Verschiebung [101]

$$\Delta E_{m_j} = \frac{\pi c^2 I \Gamma |CG_{m_j, m'_j}|^2}{2 \omega_{622}^3 \Delta} \quad (6.16)$$

der Energieniveaus der koppelnden Zustände. Hierbei bezeichnen Γ und ω_{622} die Linienbreite und die Resonanzfrequenz des Übergangs und CG_{m_j, m'_j} den Clebsch-Gordan-Koeffizienten, der die Kopplung von Grundzustand und Photon zum angeregten Zustand beschreibt. Wie in Abbildung 6.6 skizziert ist, führt die Energieverschiebung nun dazu, dass die mit dem Übergang $|+2\rangle \leftrightarrow |+1\rangle$ resonant eingestrahlte RF-Strahlung gegenüber den anderen Übergängen verstimmt ist und diese daher nicht mehr angeregt werden. Der genaue Wert der Energieverschiebung, der

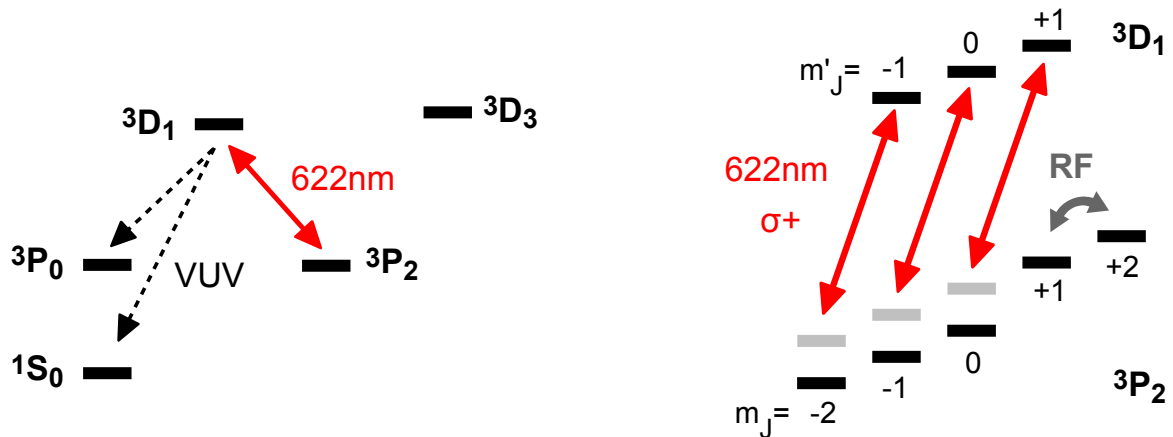


Abbildung 6.6: Erzeugung des effektiven Zwei-Niveau-Systems. **Links:** Ausschnitt des Termschemas (siehe auch Abb. 2.1). Das Licht bei 622 nm koppelt den metastabilen Zustand 3P_2 an den kurzlebigen Zustand 3D_1 , der mit großer Wahrscheinlichkeit in den Grundzustand oder den langlebigen Zustand 3P_0 zerfällt. **Rechts:** Detailansicht der m_J -Zustände. Aufgrund der zirkularen Polarisation koppelt das Licht nur an Zustände mit $m_J < 1$ und führt zu einer AC-Stark-Verschiebung der entsprechenden Niveaus. Die RF-Strahlung ist daher nur noch mit dem Übergang $|+2\rangle \leftrightarrow |+1\rangle$ resonant.

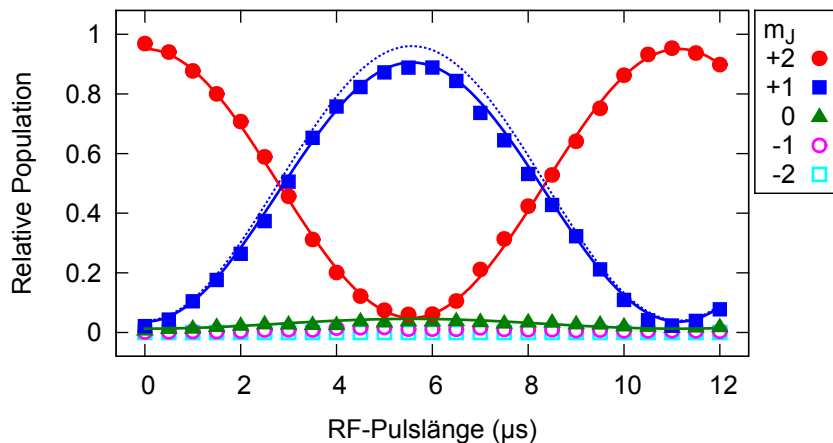


Abbildung 6.7: RF-induzierte Rabi-Oszillationen bei gleichzeitiger Einstrahlung von Laserlicht mit 622 nm Wellenlänge. Die Oszillation findet nahezu vollständig im Zwei-Niveau-System $|+2\rangle \leftrightarrow |+1\rangle$ statt. Die durchgezogenen Linien stellen gemäß Gl. (6.17) angepasste Funktionen dar, wobei die Population in $|0\rangle$ über $p_0(t) = 0,04 p_{+1}(t)$ berücksichtigt wurde. Die gestrichelte Linie zeigt den erwarteten Verlauf von $|+1\rangle$ für ein ideales Zwei-Niveau-System ohne Population in $|0\rangle$.

insbesondere über den Bereich der Atomwolke variiert, ist dabei nicht entscheidend, und es muss lediglich gewährleistet sein, dass die Verstimmung im gesamten Bereich des Ensembles groß genug ist, um eine Anregung zu unterdrücken.

In Abbildung 6.7 ist die gemessene Zeitentwicklung der relativen Populationen nach Einstrahlung von resonanten RF-Pulsen aufgetragen. Das Laserlicht wurde mit einigen Mikrosekunden Vor- und Nachlauf eingestrahlt, um einen vollständigen Überlapp von RF- und Lichtpuls zu gewährleisten. Die Oszillation reduziert sich nahezu vollständig auf das Zwei-Niveau-System $|+2\rangle \leftrightarrow |+1\rangle$ und nimmt daher, im Resonanzfall, die einfache Form

$$\begin{aligned} p_{+2}(t) &= p_{+2}(0) \cos^2(\Omega t) + p_{+1}(0) \sin^2(\Omega t) \\ p_{+1}(t) &= p_{+2}(0) \sin^2(\Omega t) + p_{+1}(0) \cos^2(\Omega t) \end{aligned} \quad (6.17)$$

an. Die Funktionen wurden in Abbildung 6.7 an die Messwerte angepasst. Für $p_{+1}(t)$ zeigen sich kleine Abweichungen, da ein geringer Teil der Atome offensichtlich auch in den Zustand $|0\rangle$ oszilliert. Die Population von $|0\rangle$ wird für die Anpassung gut durch die Annahme $p_0(t) = 0,04 p_{+1}(t)$ wiedergegeben, und die derart modifizierten Populationsverläufe sind ebenfalls in Abbildung 6.7 eingezeichnet. Die gemessenen relativen Populationen betragen zu Beginn der Oszillation: $p_{+2} = 0,97$, $p_{+1} = 0,02$ und $p_0 = 0,01$, nach $5,5 \mu\text{s}$ (π -Puls): $p_{+2} = 0,06$, $p_{+1} = 0,89$ und $p_0 = 0,05$ und nach $11 \mu\text{s}$ (2π -Puls): $p_{+2} = 0,95$, $p_{+1} = 0,03$ und $p_0 = 0,02$, wobei die Genauigkeit der Stern-Gerlach-Auswertung etwa $\Delta p_{m_j} = 0,02$ beträgt.

6.4 Präparation des Zustands $|m_j = 0\rangle$ mittels STIRAP

Zur Präparation des Zustands $|0\rangle$ wird STIRAP [102–105] (*Stimulated Raman Adiabatic Passage*) genutzt. Bei STIRAP handelt es sich um ein Verfahren zum kohärenten Bevölkerungstransfer unter Ausnutzung eines Dunkel-Zustands bei der Kopplung atomarer Systeme an intensives Laserlicht. Der große Vorteil liegt in der Robustheit des Verfahrens, das im Gegensatz zu anderen Mehr-Photonen-Prozessen insensitive auf Fluktuationen der Parameter des Laserlichts ist, solange gewisse Mindestvoraussetzungen erfüllt werden. Insbesondere hat der Intensitätsverlauf des Lichts über das Atomensemble (Durchmesser $\approx 1 \text{ mm}$) keinen entscheidenden Einfluss auf die Transfereffizienz.

Die Funktionsweise von STIRAP soll zunächst an einem einfachen Beispiel erklärt werden. Anschließend wird die experimentelle Implementierung und ein numerisches Verfahren zur Berechnung des Bevölkerungstrfers vorgestellt, das schließlich mit Messungen verglichen wird.

STIRAP im Drei-Niveau-System

Den einfachsten Fall zur Realisierung von STIRAP stellt ein Drei-Niveau-System in Λ -Konfiguration dar, so wie es in Abbildung 6.8 skizziert ist. Der anfänglich besetzte Zustand $|1\rangle$ wird durch das *Pump*-Licht (Rabi-Frequenz $\Omega_p(t)$, Verstimmung Δ_p) mit dem angeregten Zustand $|2\rangle$ gekoppelt, der wiederum durch das *Stokes*-Lichtfeld ($\Omega_s(t)$, Δ_s) an den anfänglich unbesetzten Zustand $|3\rangle$ koppelt. Wenn die Zwei-Photonen-Resonanz erfüllt ist, also $\Delta = \Delta_s = \Delta_p$, dann hat der Hamilton-Operator des Systems im Wechselwirkungsbild, nach Durchführung der Drehwellen-Näherung, die Form [106]

$$\hat{H}(t) = \frac{\hbar}{2} \begin{pmatrix} 0 & \Omega_p(t) & 0 \\ \Omega_p^*(t) & -2\Delta & \Omega_s(t) \\ 0 & \Omega_s^*(t) & 0 \end{pmatrix}. \quad (6.18)$$

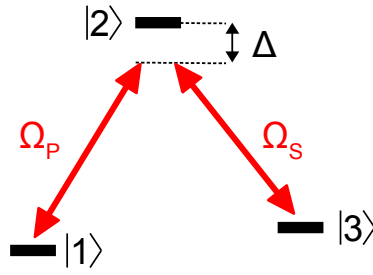


Abbildung 6.8: Drei-Niveau-System zur Erläuterung der STIRAP-Sequenz.

Einer der drei Eigenzustände ist der Zustand

$$|\Psi_D\rangle = \cos(\vartheta) |1\rangle - \sin(\vartheta) |3\rangle, \quad (6.19)$$

mit

$$\tan(\vartheta) = \frac{\Omega_P(t)}{\Omega_S(t)}, \quad \sin(\vartheta) = \frac{\Omega_P(t)}{\sqrt{\Omega_P^2(t) + \Omega_S^2(t)}} \quad \text{und} \quad \cos(\vartheta) = \frac{\Omega_S(t)}{\sqrt{\Omega_P^2(t) + \Omega_S^2(t)}}. \quad (6.20)$$

Da der Zustand keine Anteile des angeregten Zustands $|2\rangle$ aufweist, kann er nicht durch spontane Emission Licht emittieren und wird daher Dunkel-Zustand (englisch: *dark state*) genannt. Dies ist von entscheidender Wichtigkeit, da spontane Emission den Bevölkerungstransfer unterbrechen würde, insbesondere da der angeregte Zustand in realen Systemen oftmals in zusätzliche Zustände zerfallen kann.

Um den Dunkel-Zustand zum Bevölkerungstransfer zu nutzen, muss der Zustand zu Beginn der Puls-Sequenz mit dem bevölkerten Zustand $|1\rangle$ und nach der Sequenz mit dem Zustand $|3\rangle$ übereinstimmen. Aus Gl. (6.19) ist ersichtlich, dass dies der Fall ist, wenn zu Beginn der Puls-Sequenz $\Omega_P(t) = 0$ und am Ende $\Omega_S(t) = 0$ gilt. Entgegen der Intuition muss der Stokes-Puls also *vor* dem Pump-Puls eingestrahlt werden.

Außerdem muss der Transfer adiabatisch ablaufen, damit die Atome den Dunkel-Zustand nicht verlassen. Die genaue Form der Pulse ist dabei nicht entscheidend; sie müssen lediglich „glatt“ verlaufen. Eine optimale Form stellen Gauß-Pulse

$$\Omega_S(t) = \Omega_0 \exp\left(\frac{-t^2}{\tau_{\text{Puls}}^2}\right) \quad \text{und} \quad \Omega_P(t) = \Omega_0 \exp\left(\frac{-(t - \delta t)^2}{\tau_{\text{Puls}}^2}\right) \quad (6.21)$$

dar, wobei maximale Transfereffizienz bei $\delta t = \tau_{\text{Puls}}$ auftritt. Das Adiabazitätskriterium, das für einen effizienten Bevölkerungstransfer erfüllt werden muss, lautet dann [107]

$$\Omega_0 \tau_{\text{Puls}} \gg \begin{cases} 1 & \text{für } |\Delta| \ll \Omega_0 \\ \Delta/\Omega_0 & \text{für } |\Delta| \gg \Omega_0 \end{cases}. \quad (6.22)$$

Die durch das Licht hervorgerufene Rabi-Frequenz muss also deutlich größer sein als die inverse Pulslänge. In der Praxis kann dies entweder durch eine große Lichtleistung oder eine entsprechend lange Pulslänge realisiert werden. Die Pulslänge ist jedoch meist durch technische Störeinflüsse, wie beispielsweise die Kohärenzzeiten der beteiligten Laser, limitiert, sodass Kompromisse eingegangen werden müssen.

Falls das Adiabazitätskriterium und die Zwei-Photonen-Resonanzbedingung erfüllt sind, so ist mittels STIRAP ein robuster und nahezu vollständiger Bevölkerungstransfer möglich.

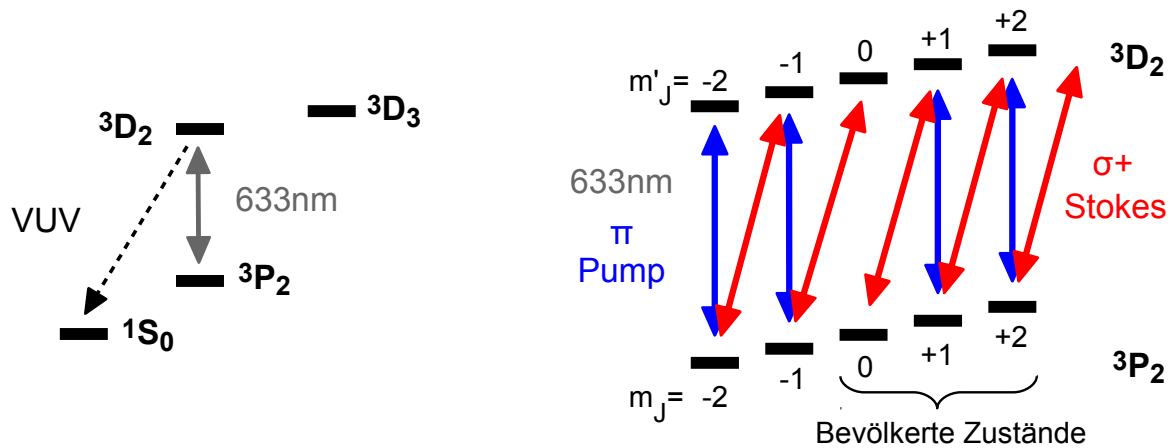


Abbildung 6.9: Bevölkeringstransfer mittels STIRAP. **Links:** Ausschnitt des Termschemas. Das Licht bei 633 nm koppelt den metastabilen Zustand 3P_2 an den kurzlebigen Zustand 3D_2 , der mit großer Wahrscheinlichkeit in den Grundzustand zerfällt, jedoch in Idealfall nicht bevölkert wird. **Rechts:** Detailansicht der m_J -Zustände. Der Stokes-Puls hat keinen Einfluss auf $|m_J = +2\rangle$, da kein angeregter Zustand $|m'_J = 3\rangle$ existiert. Der Pump-Puls hat wiederum keinen Einfluss auf $|0\rangle$, da der Übergang $|J = 2, m_J = 0\rangle \leftrightarrow |J' = 2, m'_J = 0\rangle$ Dipol-verboten ist. Der Bevölkeringstransfer findet daher im Drei-Niveau-System ($|+2\rangle, |+1\rangle, |0\rangle$) statt.

Implementierung der STIRAP-Sequenz

Für die STIRAP-Sequenz wird Laserlicht bei 633 nm genutzt, das vom zweiten Farbstofflaser bereitgestellt wird und den metastabilen Zustand 3P_2 an den kurzlebigen Zustand 3D_2 koppelt (vgl. Abbildung 6.9, links). Das Licht wird in zwei Teilstrahlen aufgeteilt, und mit Hilfe von zwei AOMs werden gaußförmige Pulse mit typischerweise $0,5 \mu\text{s}$ Halbwertsbreite geformt, die um eine variable Zeit gegeneinander verschoben werden können. Die AOMs ermöglichen außerdem eine unterschiedliche Frequenzverschiebung der Strahlen. Einer der Strahlen wird entlang des Offset-Magnetfeldes (z-Achse) auf die Atome eingestrahlt und ist zirkular polarisiert, sodass σ^+ -Übergänge angeregt werden. Dieses Licht dient als Stokes-Licht, da es den Zustand $|+2\rangle$ zunächst an keinen angeregten Zustand koppelt. Der zweite Strahl wird senkrecht zur z-Achse eingestrahlt und ist linear polarisiert, sodass π -Übergänge angeregt werden. Dieses Licht dient als Pump-Licht. Von $|+2\rangle$ ausgehend ist die Anregungskette im Zustand $|0\rangle$ unterbrochen, da der π -Übergang $|J = 2, m_J = 0\rangle \leftrightarrow |J' = 2, m'_J = 0\rangle$ Dipol-verboten ist. Durch die STIRAP-Sequenz erwartet man also einen Bevölkeringstransfer $|+2\rangle \rightarrow |0\rangle$ (vgl. Abbildung 6.9, rechts).

Theoretisches Modell zur Berechnung des Bevölkeringstrfers mittels STIRAP

Zur Berechnung der zeitlichen Entwicklung der Zustände während der STIRAP-Sequenz wurde die verallgemeinerte Bloch-Gleichung (Gl. 6.6) numerisch gelöst, was insbesondere auch die Berücksichtigung von spontaner Emission ermöglicht. Die Rechnung orientiert sich an der Vorgehensweise aus Ref. [103], wobei die Konventionen bei der Anwendung des Wigner-Eckart-Theorems gemäß Ref. [108] gewählt wurden. Die konkrete Implementierung des Algorithmus, angewendet auf den Bevölkeringstransfer zwischen den beiden metastabilen Zuständen 3P_2 und 3P_0 , wurde bereits detailliert in der Masterthesis von J. Keller [43] erläutert, weshalb das Modell hier lediglich kurz vorgestellt werden soll.

Im Gegensatz zum einfachen Drei-Niveau-System findet im System ${}^3P_2 \leftrightarrow {}^3D_2$ eine Kopplung von zehn Zuständen statt (vgl. Abbildung 6.9, rechts). In der Rechnung wird ein elfter Zustand eingeführt, der als Verlustkanal zur Behandlung spontaner Zerfälle von 3D_2 über die kurzlebigen Zustände 3P_1 und 1P_1 in den Grundzustand dient. Der Hamilton-Operator kann daher als 11×11 -Matrix dargestellt werden.

Die Quantisierungsachse (z-Achse) wird im Folgenden, wie bereits in den vorigen Abschnitten, in Richtung der Symmetrieachse der Magnetfalle und somit in Richtung des Magnetfeldes gelegt. Das elektrische Feld des Lichts kann dann in drei Polarisationskomponenten zerlegt werden: Entlang der z-Achse rechtshändig zirkular polarisiert (Angeregter Übergang: σ^+ , Drehimpuls-Quantenzahl: $q = +1$), entlang der z-Achse linkshändig zirkular polarisiert (σ^- , $q = -1$) und in Richtung z-Achse schwingend (π , $q = 0$). Der Pump-Puls regt daher ausschließlich π - und der Stokes-Puls ausschließlich σ^+ -Übergänge an. Die Intensitäten der jeweiligen Strahlen werden im Folgenden mit I_q und die Verstimmungen zur Resonanzfrequenz mit Δ_q bezeichnet, wobei der Index $q = 0$ durch „ π “ gekennzeichnet wird, um Verwechslungen vorzubeugen.

Der entscheidende Schritt bei der Aufstellung des Hamilton-Operators ist die Wahl der Phasen der Zustände im Wechselwirkungsbild, durch welche die Energienullpunkte der Zustände festgelegt werden (vgl. Ref. [43, Anhang A]). Die Phasen werden hier so gewählt, dass die Energie E_0 des Zustands $|{}^3P_2, m_J = 0\rangle$ den Nullpunkt für alle 3P_2 -Zustände darstellt. Die Diagonalelemente des Hamilton-Operators für 3P_2 entsprechen dann der Zeeman-Verschiebung:

$$\langle {}^3P_2, m_J | \hat{H} | {}^3P_2, m_J \rangle = m_J g_J({}^3P_2) \mu_B B \equiv \hbar m_J \Delta_B. \quad (6.23)$$

Der Energienullpunkt für alle 3D_2 -Zustände wird auf E_0 plus der Energie eines Photons des Pump-Lichts gesetzt, das π -Übergänge anregt. Die Diagonalelemente für 3D_2 entsprechen dann der Zeeman-Verschiebung minus der Verstimmung des Pump-Lichts:

$$\langle {}^3D_2, m'_J | \hat{H} | {}^3D_2, m'_J \rangle = m'_J g_J({}^3D_2) \mu_B B - \hbar \Delta_\pi \equiv \hbar m'_J \Delta'_B - \hbar \Delta_\pi. \quad (6.24)$$

Die Kopplungsterme haben die Form

$$\langle {}^3D_2, m'_J | \hat{H}_q | {}^3P_2, m_J \rangle = \frac{\hbar}{2} \Omega_q k_{m'_J, m_J} e^{i(\Delta_q - \Delta_\pi)t}. \quad (6.25)$$

Hierbei bezeichnet

$$\Omega_q = \sqrt{\frac{I_q}{2 I_{\text{sat}}}} \Gamma = \sqrt{\frac{s_q}{2}} \Gamma \quad (6.26)$$

die Rabi-Frequenz, mit Sättigungsintensität

$$I_{\text{sat}} = \frac{2 \pi^2 \hbar c \Gamma}{3 \lambda^3}, \quad (6.27)$$

Linienbreite des Übergangs Γ , Wellenlänge λ und Sättigungsparameter $s_q = I_q / I_{\text{sat}}$. Die Terme $k_{m'_J, m_J}$ berücksichtigen die unterschiedliche Kopplung der Drehimpulse:

$$k_{m'_J, m_J} = (-1)^{J' - m'_J + J > + J} \sqrt{2J' + 1} \begin{pmatrix} J' & 1 & J \\ -m'_J & q & m_J \end{pmatrix} = (-1)^{J > + J} \langle J, m_J, 1, q | J', m'_J \rangle, \quad (6.28)$$

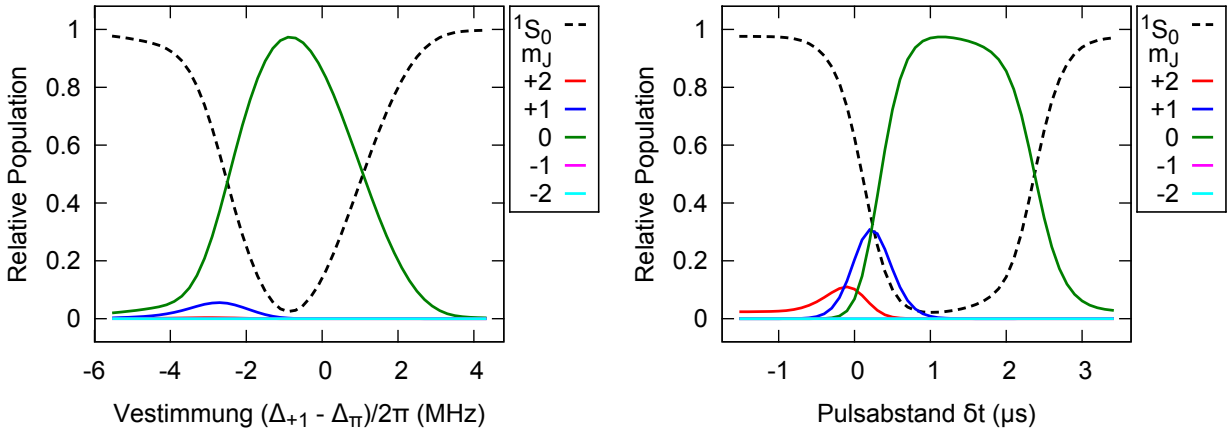


Abbildung 6.10: Relative Population der m_J -Zustände nach einer STIRAP-Sequenz ausgehend von $|+2\rangle$ mit $s_{+1} = s_\pi = 500$, $\tau_{\text{Puls}} = 1 \mu\text{s}$, $\Delta_B = 2\pi \times 0,86 \text{ MHz}$ und Pulsen gemäß Gl. (6.21). **Links:** Variation der Verstimmung Δ_{+1} bei $\Delta_\pi = 2\pi \times 20 \text{ MHz}$ und $\delta t = 1 \mu\text{s}$. **Rechts:** Variation des Pulsabstandes δt bei $\Delta_\pi = \Delta_{+1} + \Delta_B = 2\pi \times 20 \text{ MHz}$. Für positive δt wird der Stokes- vor dem Pump-Puls eingestrahlt.

wobei $J_>$ den größeren der beiden Werte J und J' , der Ausdruck in Klammern ein Wigner-3J-Symbol und der Ausdruck in spitzen Klammern einen Clebsch-Gordan-Koeffizienten darstellt. Die Exponentialfunktion in Gl. (6.25) entspricht einem Schwebungsterm, falls sich die Verstimmungen der verschiedenen Lichtfelder unterscheiden. Im Experiment werden die Verstimmungen so gewählt, dass sie die unterschiedlichen Zeeman-Verschiebungen der Zustände ausgleichen, und die Schwebung hat typischerweise eine Frequenz von $|\Delta_q - \Delta_\pi| = 2\pi \times 1 \text{ MHz}$.

Mit dem aus Gln. (6.23-6.25) zusammengesetzten Hamilton-Operator kann die Bloch-Gleichung (6.6) numerisch gelöst werden, wobei der Dekohärenzterm die Form [103]

$$[\hat{\Gamma}\hat{\rho}]_{i,j} = \hat{\rho}_{i,j} \sum_k \frac{1}{2} (A_{i,k} + A_{j,k}) - \delta_{i,j} \sum_k \hat{\rho}_{k,k} A_{k,i} \quad (6.29)$$

annimmt, mit $A_{i,j} = k_{i,j} \Gamma_{i,j}$. Für spontane Zerfälle ${}^3\text{D}_2 \rightarrow {}^3\text{P}_2$ entspricht $\Gamma_{i,j}$ hierbei der Linienebreite Γ_{633} . Für spontane Zerfälle von ${}^3\text{D}_2$ in den Grundzustand, die über den zusätzlichen Verlustkanal berücksichtigt werden, entspricht $\Gamma_{i,j}$ den aufsummierten Linienebreiten der entsprechenden Zerfallskanäle.

In Abbildung 6.10 sind die relativen Populationen nach einer STIRAP-Sequenz, ausgehend vom Zustand $|+2\rangle$, als Funktion der Zwei-Photonen-Verstimmung $\Delta_{+1} - \Delta_\pi$ und des Pulsabstandes δt dargestellt. Bevölkerungsverlust in den Grundzustand aufgrund von spontaner Emission des Zustands ${}^3\text{D}_2$ ist mit ${}^1\text{S}_0$ bezeichnet. Die Sättigungsparameter wurden auf $s_{+1} = s_\pi = 500$ und das Magnetfeld auf 0,41 G gesetzt, was für den Zustand ${}^3\text{P}_2$ eine Frequenzaufspaltung von $\Delta_B = 2\pi \times 0,86 \text{ MHz}$ ergibt. Die Rabi-Frequenzen wurden gaußförmig gemäß Gl. (6.21) mit $\tau_{\text{Puls}} = 1 \mu\text{s}$ variiert, und die Ein-Photonen-Verstimmung betrug $\Delta_{+1} \approx \Delta_\pi = 2\pi \times 20 \text{ MHz} \approx 8\Gamma_{633}$, was dem experimentell optimierten Wert entspricht.

Ein optimaler Bevölkerungstransfer $|+2\rangle \rightarrow |0\rangle$ findet offensichtlich statt, wenn die Zwei-Photonen-Verstimmung $\Delta_{+1} - \Delta_\pi$ gerade die Zeeman-Verschiebung $\Delta_B = 2\pi \times 0,86 \text{ MHz}$ aufhebt, also die Zwei-Photonen-Resonanzbedingung erfüllt ist. In diesem Fall findet ein nahezu vollständiger Bevölkerungstransfer statt, allerdings kommt es bereits bei einer Verstimmung von 2 MHz zu einer Abnahme der Transfereffizienz auf 50%. Für größere Ein-Photonen-Verstimmungen, gerin-

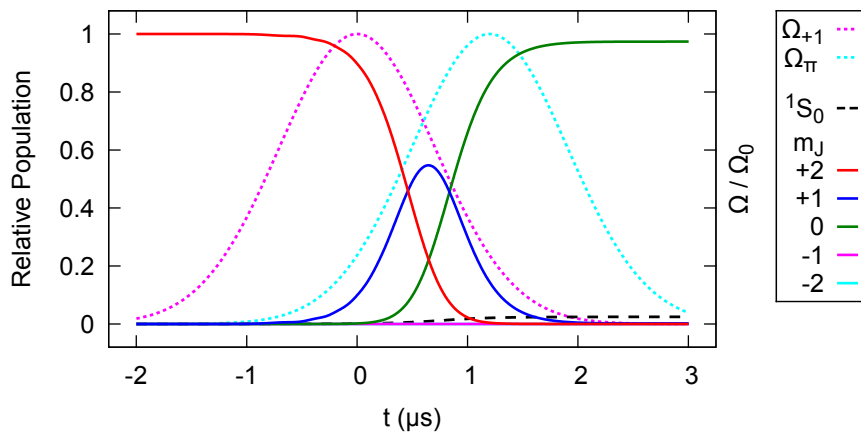


Abbildung 6.11: Zeitentwicklung der relativen Populationen während des STIRAP-Prozesses. Die Parameter entsprechen denen aus Abbildung 6.10 (rechts) mit $\delta t = 1,2 \mu\text{s}$. Zusätzlich ist der Verlauf der Rabi-Frequenzen für Stokes- (Ω_{+1}) und Pump-Puls (Ω_{π}) aufgetragen.

gere Sättigungsparameter und längere Pulslängen nimmt die Breite der Zwei-Photonen-Resonanz noch weiter ab und sinkt auf unter 1 MHz.

Bei der Variation des Pulsabstandes zeigt sich ab $\delta t \approx \tau_{\text{Puls}}$, also bei Einstrahlen des Stokes-Pulses vor dem Pump-Puls, ein etwa $1,5 \mu\text{s}$ breites Plateau mit effizientem Bevölkerungstransfer, was die Robustheit des Verfahrens gegenüber kleinen Fluktuationen der Pulsparameter demonstriert.

In Abbildung 6.11 ist der zeitliche Verlauf der relativen Bevölkerung während der Sequenz, bei optimaler Wahl der Parameter, dargestellt. Wie erwartet hat das Stokes-Licht zunächst keinen Einfluss, und erst im Überlappbereich von Stokes- und Pump-Licht kommt es zu einem nahezu vollständigen Bevölkerungstransfer $|+2\rangle \rightarrow |0\rangle$, wobei $|+1\rangle$ temporär als Zwischenzustand bevölkert wird. Außerhalb des Drei-Niveau-Systems ($|+2\rangle, |+1\rangle, |0\rangle$) kommt es zu keiner Bevölkerung der Zustände $|-1\rangle$ und $|-2\rangle$, während der STIRAP-Sequenz zerfällt jedoch 2,5 % der Population über spontane Emission des angeregten Zustands in den Grundzustand 1S_0 .

Vergleich mit Messungen

Abbildung 6.12 zeigt den gemessenen Bevölkerungstransfer bei Variation des Pulsabstandes im Vergleich zu einer entsprechenden Simulation. Die experimentell bestimmten Parameter sind $\Delta_B = 2\pi \times 0,86 \text{ MHz}$, $\Delta_{\pi} = \Delta_{+1} + \Delta_B = 2\pi \times 20 \text{ MHz}$ und $\tau_{\text{Puls}} = 0,55 \mu\text{s}$. Der genaue Wert der Intensität kann nur schwer ermittelt werden, und die Sättigungsparameter wurden für die Rechnung als $s_{+1} = s_{\pi} = 400$ abgeschätzt.

Die Rechnung gibt den Verlauf der Messwerte qualitativ sehr gut wieder, allerdings liegt die maximal gemessene Transfereffizienz bei etwa 60 %, wohingegen die Rechnung 95 % vorhersagt. Dies kann wie folgt erklärt werden: Die Verstimmung des Lichts ist mit 20 MHz ($\approx 8 \Gamma_{633}$) nicht sehr groß, und Effekte durch spontane Streuprozesse aufgrund falscher Polarisationsanteile des Lichts können daher nicht gänzlich vernachlässigt werden. Es wäre somit vorteilhaft, die Verstimmung zu erhöhen. Um das Adiabazitätskriterium zu erfüllen, müsste dann jedoch auch die Pulsdauer erhöht werden, wodurch die Breite der Zwei-Photonen-Resonanz auf wenige 100 kHz absinkt. Da Stokes- und Pump-Strahl in einem rechten Winkel zueinander eingestrahlt werden, erfahren ihre Frequenzen aus Sicht der Atome eine unterschiedliche Doppler-Verschiebung, die

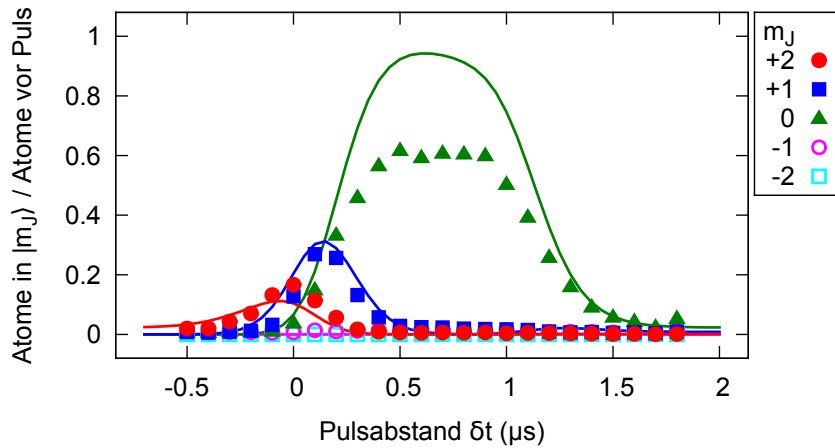


Abbildung 6.12: Population der m_J -Zustände nach STIRAP, ausgehend von $|+2\rangle$, bei Variation des Pulsabstandes. Die Atomzahlen in $|m_J\rangle$ sind relativ zur Gesamtatomzahl vor den Pulsen angegeben. (Pulsform gemäß Gl. (6.21) mit $\tau_{\text{Puls}} = 0,55 \mu\text{s}$, sonstige Parameter siehe Text). Für $0,4 \mu\text{s} < \delta t < 1 \mu\text{s}$ ergibt sich ein Bereich mit stabiler Transfereffizienz von etwa 60%. Die durchgezogenen Linien zeigen das Ergebnis der Simulationsrechnung.

in der Größenordnung von $\nu/\lambda \approx \sqrt{k_B T/m}/\lambda \approx 150 \text{ kHz}$ liegt. Für lange Pulse erfüllt daher nur noch ein Teil der Atome die Zwei-Photonen-Resonanzbedingung und es findet ebenfalls kein vollständiger Transfer statt.

Die genutzten Werte für Verstimmung und Pulslänge stellen einen experimentell optimierten Kompromiss dar, der zu einer Transfereffizienz von typischerweise 60 % führt, sodass 40 % der metastabilen Atome beim STIRAP-Prozess durch Zerfälle in den Grundzustand verloren gehen. Die bei der in Abbildung 6.12 dargestellten Messung ermittelten relativen Populationen der nach der STIRAP-Sequenz im metastabilen Zustand verbleibenden Atome betragen für $\delta t = 0,7 \mu\text{s}$: $p_0 = 0,94$, $p_{+1} = 0,03$, $p_{-1} = 0,02$ und $p_{+2} = 0,01$ (jeweils $\Delta p_{m_j} = 0,02$).

6.5 Erzeugung eines Drei-Niveau-Systems mittels *fractional* STIRAP

Wie aus Abbildung 6.11 ersichtlich wird, findet der STIRAP-Prozess im Drei-Niveau-System ($|+2\rangle$, $|+1\rangle$, $|0\rangle$) statt. Wird der Prozess nicht vollständig durchgeführt, sondern unterbrochen, solange sich Pump- und Stokes-Puls noch überlappen (in Abbildung 6.11 z. B. bei $t = 0,5 \mu\text{s}$), so können Überlagerungen der drei Zustände präpariert werden. Bei abruptem Ausschalten des Lichts haben jedoch kleine Fluktuationen der Schaltzeiten einen großen Einfluss auf den Endzustand.

Eine robuste Methode zur Unterbrechung des Transfervorgangs stellt das sogenannte *fractional* STIRAP dar [109]. Hierbei wird mit den STIRAP-Pulsen zunächst der Mischwinkel ϑ des Dunkelzustandes eingestellt (vgl. Gl. 6.20) und dann die Lichtleistung, bei konstantem Verhältnis Ω_S/Ω_P , adiabatisch gegen Null gefahren. Dies kann durch eine Modifikation der gewöhnlichen STIRAP-Sequenz erreicht werden, indem gleichzeitig mit dem Pump-Puls erneut ein Stokes-Puls eingestrahlt wird, dessen Rabi-Frequenz den Bruchteil η der Rabi-Frequenz des Pump-Pulses aufweist:

$$\Omega_S(t) = \Omega_0 \exp\left(\frac{-t^2}{\tau_{\text{Puls}}^2}\right) + \eta \Omega_0 \exp\left(\frac{-(t - \delta t)^2}{\tau_{\text{Puls}}^2}\right) \quad \text{und} \quad \Omega_P(t) = \Omega_0 \exp\left(\frac{-(t - \delta t)^2}{\tau_{\text{Puls}}^2}\right). \quad (6.30)$$

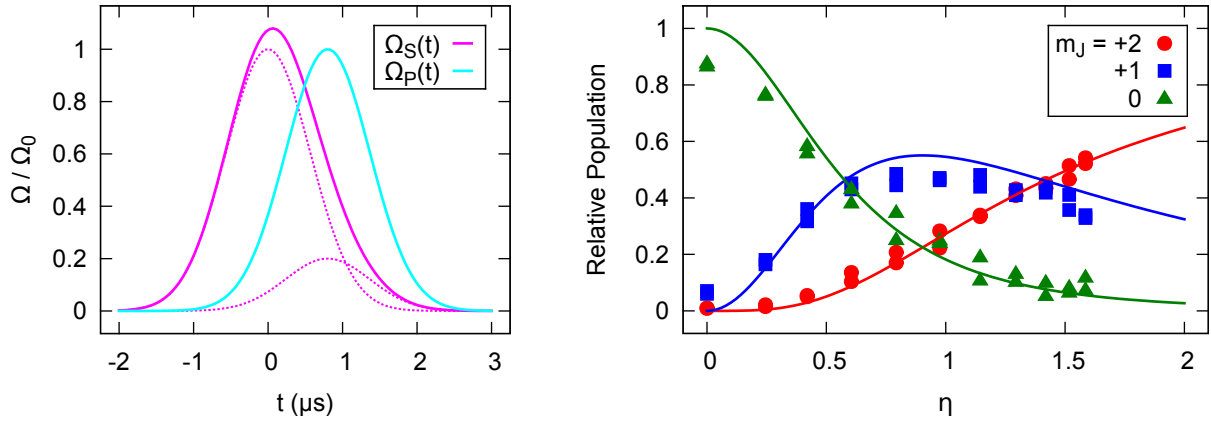


Abbildung 6.13: Populationstransfer in Drei-Niveau-System mittels *fractional* STIRAP. **Links:** Zeitlicher Verlauf der Rabi-Frequenzen mit $\eta = 0,2$. Die beiden Gauß-Funktionen des Stokes-Pulses sind gestrichelt und die Summe durchgezogen dargestellt. **Rechts:** Relative Populationen nach *fractional* STIRAP bei Variation von η . Die durchgezogenen Linien entsprechen den nach Gl. (6.32) berechneten Populationen.

Durch Variation von η kann nun der Mischwinkel ϑ des Dunkel-Zustandes eingestellt werden.

Die Populationen $p_{m_J} = |c_{m_J}|^2$ nach der *fractional* STIRAP-Sequenz, ausgehend von $|+2\rangle$, als Funktion des Verhältnisses η ergeben sich aus der Rekursionsformel [109, Gl. 21]

$$\frac{p_{m_J+q_P-q_S}}{p_{m_J}} = \frac{|\langle J, m_J, 1, q_P | J', m_J + q_P \rangle|^2}{|\langle J, m_J + q_P - q_S, 1, q_S | J', m_J + q_P \rangle|^2} \frac{1}{\eta^2}, \quad (6.31)$$

mit der Randbedingung $\sum_{m_J} p_{m_J} = 1$. Die Ausdrücke in spitzen Klammern stellen Clebsch-Gordan-Koeffizienten dar, und q_P bzw. q_S bezeichnet die Drehimpuls-Quantenzahl von Pump- bzw. Stokes-Licht. Regt das Pump-Licht π - und das Stokes-Licht σ^+ -Übergänge an, so gilt für die Populationen:

$$p_{+2}(\eta) = \frac{3\eta^4}{2 + 6\eta^2 + 3\eta^4}, \quad p_{+1}(\eta) = \frac{6\eta^2}{2 + 6\eta^2 + 3\eta^4} \quad \text{und} \quad p_0(\eta) = \frac{2}{2 + 6\eta^2 + 3\eta^4}. \quad (6.32)$$

Insbesondere ergibt sich also für $\eta = 0$ der gewöhnliche Bevölkerungstransfer nach $|0\rangle$, und für $\eta \rightarrow \infty$ findet kein Bevölkerungstransfer statt. Ein exemplarischer Pulsverlauf für $\eta = 0,2$ ist in Abbildung 6.13 (links) skizziert. Die berechneten Populationen bei Variation von η sind in Abbildung 6.13 (rechts) zusammen mit gemessenen Populationen dargestellt, wobei die übrigen Parameter denen aus Abbildung 6.12 entsprechen. Der Verlauf der Populationen wird durch Gl. (6.32) sehr gut wiedergegeben.

Ein weiteres, interessantes System ergäbe sich, wenn der Pump-Puls σ^- -Übergänge anstelle von π -Übergängen anregen würde. Hierfür müsste das Pump-Licht mit zirkularer Polarisation in Richtung der Symmetrieachse der Magnetfalle eingestrahlt werden. Durch *fractional* STIRAP fände dann ein Populationstransfer im Drei-Niveau-System ($|+2\rangle, |0\rangle, |-2\rangle$) statt:

$$p_{+2}(\eta) = \frac{3\eta^4}{3 + 2\eta^2 + 3\eta^4}, \quad p_0(\eta) = \frac{2\eta^2}{3 + 2\eta^2 + 3\eta^4} \quad \text{und} \quad p_{-2}(\eta) = \frac{3}{3 + 2\eta^2 + 3\eta^4}. \quad (6.33)$$

Diese Geometrie wurde im Rahmen dieser Arbeit jedoch nicht experimentell untersucht.

6.6 Kohärenzuntersuchung der Zustände

Die Überlagerungszustände, die mit Hilfe der in den Abschnitten 6.2 - 6.5 vorgestellten Methoden präpariert werden, stellen zunächst kohärente Superpositionen der m_J -Zustände dar. Wie im Folgenden gezeigt wird, findet jedoch auf einer Zeitskala von einigen 100 μs eine Dephasierung statt, die durch die Bewegung der Atome in einem Magnetfeld-Gradienten erklärt werden kann. Messungen, bei denen die Kohärenzeigenschaften der Atomzustände genutzt werden sollen, müssen demnach auf einer Zeitskala von 100 μs ablaufen. Bei den in Kapitel 7 präsentierten Untersuchungen der Stoßeigenschaften von Spinmischungen werden jedoch Ionenraten über einen Zeitraum von mehreren Millisekunden gemessen, sodass dort die Atomensembles als inkohärente Mischungen der m_J -Zustände aufgefasst werden können.

Zur Untersuchung der Kohärenzeigenschaften wurden Ramsey- und Spin-Echo-Experimente mittels verschiedener RF-Pulssequenzen durchgeführt. Wie in Abschnitt 6.2.2 erläutert wurde, kann die Zeitentwicklung der m_J -Zustände nach dem Einstrahlen von RF-Pulsen als Rotation der Spins aufgefasst werden. Insbesondere bewirkt die freie Evolution der Zustände bei konstantem Magnetfeld eine Drehung um die z-Achse und das Einstrahlen resonanter RF-Pulse eine Drehung um die x-Achse²⁾. Wichtige Pulssequenzen sind $\pi/2$ -Puls und π -Puls, die eine Drehung um die x-Achse um einen Winkel von $\pi/2$ bzw. π bewirken.

6.6.1 Ramsey-Experiment

Der Ablauf eines Ramsey-Experiments [110] ist in Abbildung 6.14 dargestellt. Ausgehend vom Anfangszustand $|\Psi_0\rangle = |+2\rangle$ wird zunächst ein $\pi/2$ -Puls eingestrahlt, um die Spin-Kegel in die x-y-Ebene zu drehen. Anschließend findet eine freie Evolutionszeit der Dauer τ_1 statt, in der die Spins um einen Winkel

$$\Phi(\tau_1) = \int_0^{\tau_1} dt \gamma B, \quad \text{mit} \quad \gamma = g_J \mu_B / \hbar, \quad (6.34)$$

um die z-Achse rotieren. Schließlich folgt ein zweiter $\pi/2$ -Puls, der die Spins, abhängig von Φ , wieder aus der x-y-Ebene herausdreht. Durch anschließendes Messen der m_J -Populationen kann Φ bestimmt werden. Die Populationen ergeben sich analog zu Gl. (6.15) durch Anwenden der Drehoperatoren $\hat{D}(\theta, \vec{e}_\theta)$:

$$p_{m_J}(\tau_1) = \left| \langle m_J | \hat{D}(\pi/2, \vec{e}_x) \hat{D}(\Phi(\tau_1), \vec{e}_z) \hat{D}(\pi/2, \vec{e}_x) | \Psi_0 \rangle \right|^2. \quad (6.35)$$

Insbesondere wird vollständige Population von $|-2\rangle$ gemessen, wenn Φ ein Vielfaches von 2π beträgt, und vollständige Population von $|+2\rangle$, wenn Φ einen Wert von π plus ein Vielfaches von 2π aufweist.

In einem Ensemble von Atomen kann sich die Phasenentwicklung von Atom zu Atom unterscheiden, da beispielsweise der Betrag des Magnetfeldes über den Bereich der Wolke variiert. In Abbildung 6.14 ist dies durch unterschiedliche Drehwinkel mehrerer Spin-Kegel nach der freien Evolution dargestellt. Durch den zweiten $\pi/2$ -Puls gelingt es nun nicht mehr, sämtliche Spin-Kegel in den identischen Endzustand zu überführen. Der Kontrast der Oszillation, die bei Variation von τ_1 gemessen wird, nimmt daher mit der Zeit ab, bis schließlich ein Gleichgewichtszustand erreicht wird, bei dem die Spin-Kegel nach der freien Evolutionszeit die gesamte x-y-Ebene ausfüllen (Abbildung 6.14, unten).

²⁾ Im Folgenden wird der Einfachheit halber nicht zwischen rotierendem und Labor-Koordinatensystem unterschieden.

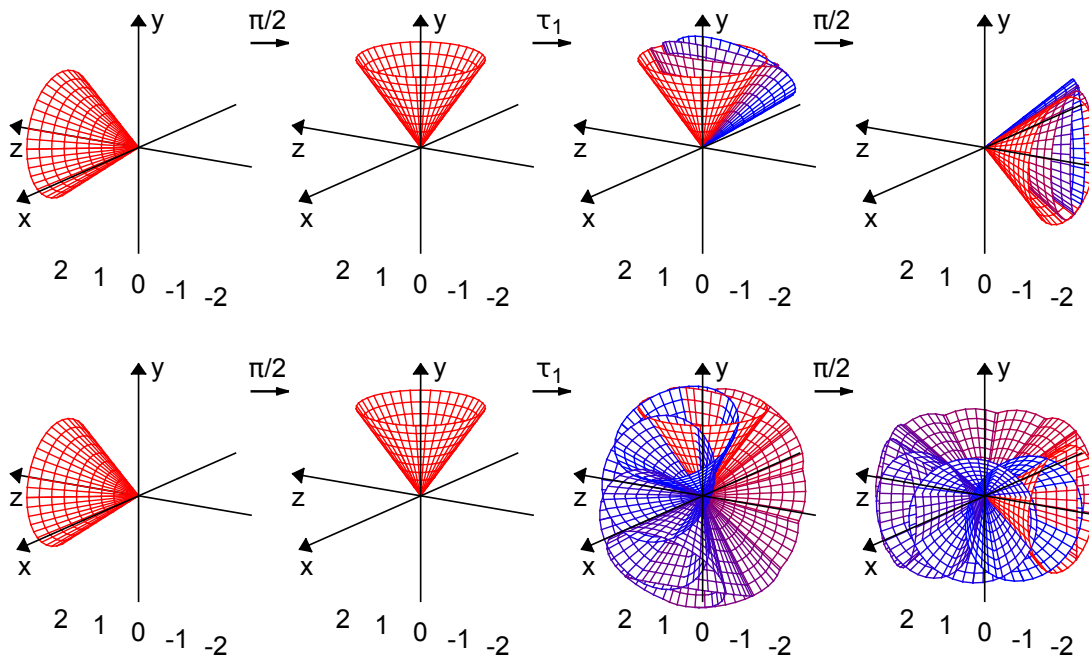


Abbildung 6.14: Illustration eines Ramsey-Experiments. Die Spins werden mit einem $\pi/2$ -Puls in die x - y -Ebene gedreht und rotieren in der Evolutionszeit τ_1 um einen Winkel Φ um die z -Achse. Durch einen zweiten $\pi/2$ -Puls und anschließende Stern-Gerlach-Messung kann Φ ermittelt werden. Abhängig vom lokalen Magnetfeld unterscheidet sich Φ von Atom zu Atom, so wie durch die unterschiedlich gefärbten Spin-Kegel dargestellt. **Oben:** Für kurze τ_1 unterscheidet sich Φ kaum und der zweite $\pi/2$ -Puls überführt die Atome größtenteils in $|-2\rangle$. **Unten:** Für lange τ_1 unterscheidet sich Φ so stark, dass die Spin-Kegel die gesamte x - y -Ebene und nach dem zweiten $\pi/2$ -Puls die gesamte x - z -Ebene ausfüllen. Die relativen Populationen für diese vollständige Dephasierung betragen $p_{+2} = p_{-2} = 35/128$, $p_{+1} = p_{-1} = 5/32$ und $p_0 = 9/64$.

Wenn das Magnetfeld einen Gradienten B_1 entlang der z-Achse aufweist ($\vec{B} = B_0 \vec{e}_z + B_1 z \vec{e}_z$), dann erhält ein Atom, das sich anfangs am Ort z_0 befindet und sich mit der Geschwindigkeit v_z entlang der z-Achse bewegt, in der freien Evolutionszeit den Phasenhub

$$\Phi(\tau_1) = \int_0^{\tau_1} dt [\gamma B_0 + \gamma B_1 (z_0 + v_z t)] = \gamma B_0 \tau_1 + \gamma B_1 \left(z_0 \tau_1 + \frac{1}{2} v_z \tau_1^2 \right). \quad (6.36)$$

Das Ramsey-Signal ergibt sich durch Berechnung des Ensemblemittels

$$\langle p_{m_j}(\tau_1) \rangle = \int dv_z \int dz_0 p_{m_j}(\tau_1) P(v_z) P(z_0), \quad (6.37)$$

wobei angenommen wird, dass Ort und Geschwindigkeit zwei voneinander unabhängigen Maxwell-Boltzmann-Verteilungen

$$P(z_0) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma_{z,0}^2}} \exp\left(-\frac{z_0^2}{2\sigma_{z,0}^2}\right) \quad \text{und} \quad P(v_z) = \sqrt{\frac{m}{2\pi k_B T_z}} \exp\left(-\frac{m v_z^2}{2 k_B T_z}\right) \quad (6.38)$$

genügen. Die resultierenden Funktionen für die Zeitentwicklung der Populationen sind in Anhang B.1 angegeben. Die oszillierenden Terme haben nach der Mittelung über das Ensemble die Form

$$\langle \cos [\Phi(\tau_1)] \rangle = \cos(\gamma B_0 \tau_1) \exp\left(-\frac{1}{2} \gamma^2 B_1^2 \sigma_{z,0}^2 \tau_1^2\right) \exp\left(-\frac{1}{8} \gamma^2 B_1^2 \frac{k_B T_z}{m} \tau_1^4\right), \quad (6.39)$$

wobei die erste Exponentialfunktion die Dephasierung aufgrund der Anfangsausdehnung des Ensembles und die zweite Exponentialfunktion die Dephasierung aufgrund der Bewegung der Atome entlang des Gradienten beschreibt.

In Abbildung 6.15 sind gemessene Populationen nach einem Ramsey-Experiment als Funktion der Evolutionszeit τ_1 aufgetragen. Im Unterschied zur bisher betrachteten idealen Ramsey-Sequenz erfolgt die Präparation mittels der $\pi/2$ -Pulse nicht instantan, sondern die Pulsdauer der beiden $\pi/2$ -Pulse beträgt jeweils $\tau_{\pi/2} = 5,25 \mu\text{s}$. Während der RF-Pulse findet ebenfalls eine Dephasierung statt, die nicht vernachlässigt werden kann. Näherungsweise wurde daher, zusätzlich zur Zeit zwischen den $\pi/2$ -Pulsen, die Hälfte der insgesamt eingestrahelten RF-Pulsdauer $(\tau_{\pi/2} + \tau_{\pi/2})/2 = 5,25 \mu\text{s}$ als zusätzliche Dephasierungszeit angenommen.

In Abbildung 6.15 sind ebenfalls unter Variation der Anfangspopulationen und des Magnetfeld-Gradienten B_1 an die Daten angepasste Funktionen gemäß Anhang B.1 dargestellt. Die Anpassung liefert $B_1 = 4,5 \text{ mG/mm}$, was einer Frequenzverschiebung von $9,5 \text{ kHz/mm}$ entspricht. Die Amplitude der Oszillation in Gl. (6.39) sinkt nach $\tau_1 = 27 \mu\text{s}$ auf 50 % des Anfangswerts (1/e-Zeit = $32,5 \mu\text{s}$). Die Anpassung zeigt, dass der Signalabfall durch die erste Exponentialfunktion in Gl. (6.39), also die Magnetfeldvariation aufgrund der Anfangsausdehnung des Ensembles, dominiert wird. Die Bewegung der Atome entlang des Gradienten spielt für kurze Evolutionszeiten τ_1 eine untergeordnete Rolle. Bei anfänglich reiner Besetzung von $|+2\rangle$ konvergieren die relativen Populationen für $\tau_1 \rightarrow \infty$, also vollständige Dephasierung, gegen $p_{+2} = p_{-2} = 35/128$, $p_{+1} = p_{-1} = 5/32$ und $p_0 = 9/64$ (vgl. Abbildung 6.14 (unten) sowie Anhang B.1).

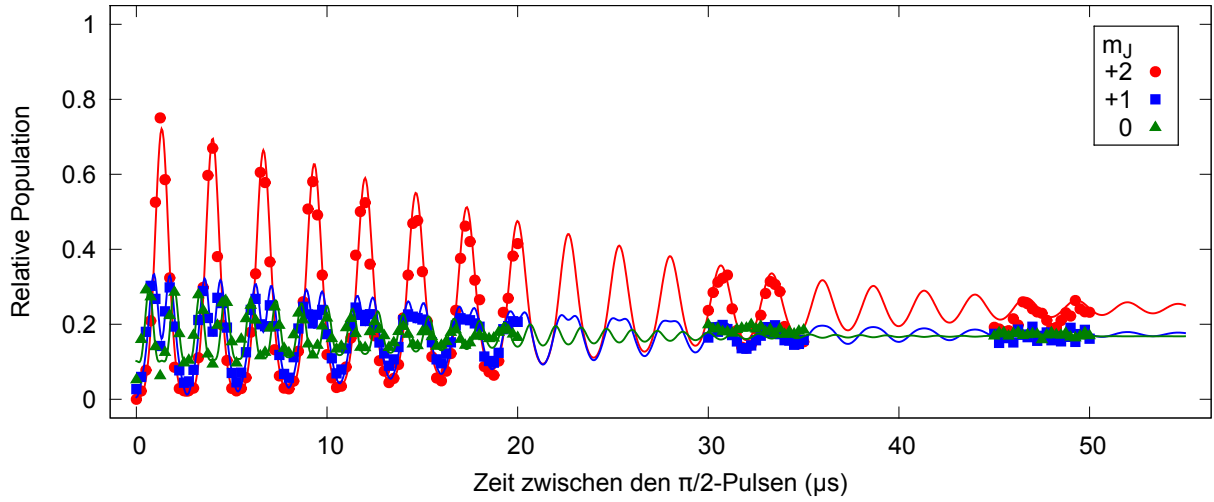


Abbildung 6.15: Relative Populationen nach Ramsey-Experiment und angepasste Funktionen gemäß Anhang B.1. Zur besseren Übersicht sind nur Populationen für $m_J \geq 0$ aufgetragen. Die Anpassung liefert $B_1 = 4,5 \text{ mG/mm}$. Die übrigen Parameter lauten: $p_{+2}(0) = 0,75$, $p_{+1}(0) = 0,15$, $p_0(0) = 0,10$, $B_0 = 179 \text{ mG}$, $\omega_0 = \gamma B_0 = 2\pi \times 375 \text{ kHz}$, $T_z = 0,2 \text{ mK}$, $\sigma_{z,0} = 0,73 \text{ mm}$, $\tau_{\pi/2} = 5,25 \mu\text{s}$.

6.6.2 Spin-Echo-Experiment

Die bei Ramsey-Experimenten gemessene Abnahme der Oszillationsamplituden basiert auf der unterschiedlichen Phasenentwicklung der Zustände verschiedener Atome des Ensembles. Bei der im vorigen Abschnitt beschriebenen Dephasierung aufgrund eines Magnetfeld-Gradienten ist die Zeitentwicklung jedes einzelnen Atomzustands aber zunächst streng deterministisch. Wenn es z. B. möglich wäre, die unterschiedliche Phasenentwicklung rückgängig zu machen, so sollten die Zustände aller Atome des Ensembles wieder eine einheitliche Phase aufweisen.

Eine solche Rephasierung kann mit einem sogenannten Spin-Echo-Experiment [98] realisiert werden, dessen Ablauf in Abbildung 6.16 veranschaulicht wird. Als Erweiterung des Ramsey-Experiments wird nach der Evolutionszeit τ_1 ein π -Puls eingestrahlt, der von einer zweiten Evolutionszeit mit Dauer τ_2 gefolgt wird. Durch den π -Puls, also Rotation der Spins um den Winkel π um die x-Achse, wird die Reihenfolge der unterschiedlich weit um die z-Achse rotierten Spins genau umgekehrt, so wie es in Abbildung 6.16 dargestellt ist. Stimmen die unterschiedlichen Rotationsgeschwindigkeiten der Spins in der zweiten Evolutionszeit mit denen der ersten überein, so weisen für $\tau_1 = \tau_2$ wieder alle Spins denselben Rotationswinkel auf.

Mathematisch führt der π -Puls zu einer Umkehr des Vorzeichens der Phasenentwicklung in der zweiten Evolutionszeit. Analog zu Gl.(6.36) erhält ein Atom, das sich entlang der z-Achse bewegt, während eines Spin-Echo-Experiments daher den Phasenhub

$$\begin{aligned} \Phi(\tau_1, \tau_2) &= \int_0^{\tau_1} dt [\gamma B_0 + \gamma B_1(z_0 + v_z t)] - \int_{\tau_1}^{\tau_1+\tau_2} dt [\gamma B_0 + \gamma B_1(z_0 + v_z t)] \\ &= -\gamma B_0(\tau_2 - \tau_1) - \gamma B_1 z_0(\tau_2 - \tau_1) + \frac{1}{2} \gamma B_1 v_z [(\tau_2 - \tau_1)^2 - 2\tau_2^2]. \end{aligned} \quad (6.40)$$

Die relativen Populationen nach dem Spin-Echo-Experiment ergeben sich, analog zum Gl. (6.35), durch Anwendung der Drehoperatoren $\hat{D}(\theta, \vec{e}_\theta)$ zu

$$\begin{aligned} p_{m_J}(\tau_1) &= \left| \langle m_J | \hat{D}(\pi/2, \vec{e}_x) \hat{D}(\Phi(\tau_2), \vec{e}_z) \hat{D}(\pi, \vec{e}_x) \hat{D}(\Phi(\tau_1), \vec{e}_z) \hat{D}(\pi/2, \vec{e}_x) | \Psi_0 \rangle \right|^2 \\ &= \left| \langle m_J | \hat{D}(3\pi/2, \vec{e}_x) \hat{D}(\Phi(\tau_1, \tau_2), \vec{e}_z) \hat{D}(\pi/2, \vec{e}_x) | \Psi_0 \rangle \right|^2, \end{aligned} \quad (6.41)$$

und die oszillierenden Terme haben nach Mittelung über das Ensemble die Form

$$\begin{aligned} \langle \cos [\Phi(\tau_1, \tau_2)] \rangle &= \cos(\gamma B_0 [\tau_2 - \tau_1]) \\ &\times \exp\left(-\frac{1}{2}\gamma^2 B_1^2 \sigma_{z,0}^2 [\tau_2 - \tau_1]^2\right) \exp\left(-\frac{1}{8}\gamma^2 B_1^2 \frac{k_B T_z}{m} [(\tau_2 - \tau_1)^2 - 2\tau_2^2]^2\right). \end{aligned} \quad (6.42)$$

Hierbei beschreibt die erste Exponentialfunktion wiederum die Dephasierung aufgrund der Anfangsausdehnung des Ensembles und die zweite Exponentialfunktion die Dephasierung aufgrund der Bewegung der Atome entlang des Gradienten. Die vollständige Zeitentwicklung der Populationen ist in Anhang B.2 angegeben.

Aus Gl. (6.42) wird ersichtlich, dass sich die in den beiden Evolutionszeiten aufgesammelten Phasenanteile, die explizit von der räumlichen Anfangsverteilung der Atome abhängen, für $\tau_1 = \tau_2$ gegenseitig aufheben (erste Exponentialfunktion in Gl. (6.42)). Aufgrund ihrer Geschwindigkeitsverteilung sind die Atome in den Evolutionszeiten jedoch unterschiedlichen Magnetfeldern ausgesetzt, sodass die abweichende Phasenentwicklung nicht vollständig rückgängig gemacht werden kann. Wird τ_2 bei konstantem Wert von τ_1 variiert, so misst man bei $\tau_2 = \tau_1$ ein Maximum der Oszillationsamplitude, das als Spin-Echo bezeichnet wird. Die gemessenen Populationen nach einer Spin-Echo-Messung, zusammen mit angepassten Funktionen, sind in Abbildung 6.17 dargestellt. Für $\tau_1 \rightarrow \infty$ oder $\tau_2 \rightarrow \infty$ streben die Populationen, bei anfänglich reinem Zustand $|\Psi_0\rangle = |2\rangle$, gegen $p_{+2} = p_{-2} = 35/128$, $p_{+1} = p_{-1} = 5/32$ und $p_0 = 9/64$, was dem Gleichgewichtszustand nach Ramsey-Experimenten entspricht.

Für $\tau_1 = \tau_2 \equiv \tilde{\tau}$ hat Gl. (6.42) die Form

$$\langle \cos [\Phi(\tilde{\tau})] \rangle = \exp\left(-\frac{1}{2}\gamma^2 B_1^2 \frac{k_B T_z}{m} \tilde{\tau}^4\right), \quad (6.43)$$

und bei Variation von $\tilde{\tau}$ erwartet man also einen Abfall der Signalamplitude der Form $e^{-\tilde{\tau}^4}$. Die Ergebnisse einer solchen Messung sind in Abbildung 6.18 dargestellt. Da das Magnetfeld B_0 während der Evolutionszeit mit typischerweise 5 mG/100 μ s driftet, verschiebt sich die Position des Spin-Echos für große Evolutionszeiten im Bereich von $\tau_2 = \tau_1 \pm 1 \mu$ s. Zur Bestimmung der in Abbildung 6.18 aufgetragenen Daten wurde τ_2 daher in einem Bereich von $\tau_1 \pm 2 \mu$ s variiert und das Maximum der Population p_{+2} ermittelt. Analog zur Ramsey-Messung kann die Länge der RF-Pulse ($\tau_{\pi/2} = 5,25 \mu$ s) im Vergleich zur Zeit zwischen den Pulsen nicht vollständig vernachlässigt werden und die Hälfte der insgesamt eingestrahlten RF-Pulsdauer $(\tau_{\pi/2} + \tau_\pi + \tau_{\pi/2})/2 = 10,5 \mu$ s wurde als zusätzliche Dephasierungszeit angesehen.

Die Signalamplitude (Gl. 6.43) sinkt bei $\tau_1 + \tau_2 = 190 \mu$ s auf 90 % und bei $\tau_1 + \tau_2 = 300 \mu$ s auf 50 % des Anfangswerts. Für eine Gesamtexpansionszeit von $\tau_1 + \tau_2 > 500 \mu$ s, hat aufgrund der Bewegung der Atome entlang des Gradienten eine derartige Durchmischung des Ensembles stattgefunden, dass die Phasenbeziehung zwischen den Zuständen verschiedener Atome rein statistisch ist und die Ensembles als inkohärente Mischungen von Atomen mit relativen Populationen p_{m_J} der Zustände $|m_J\rangle$ aufgefasst werden können.

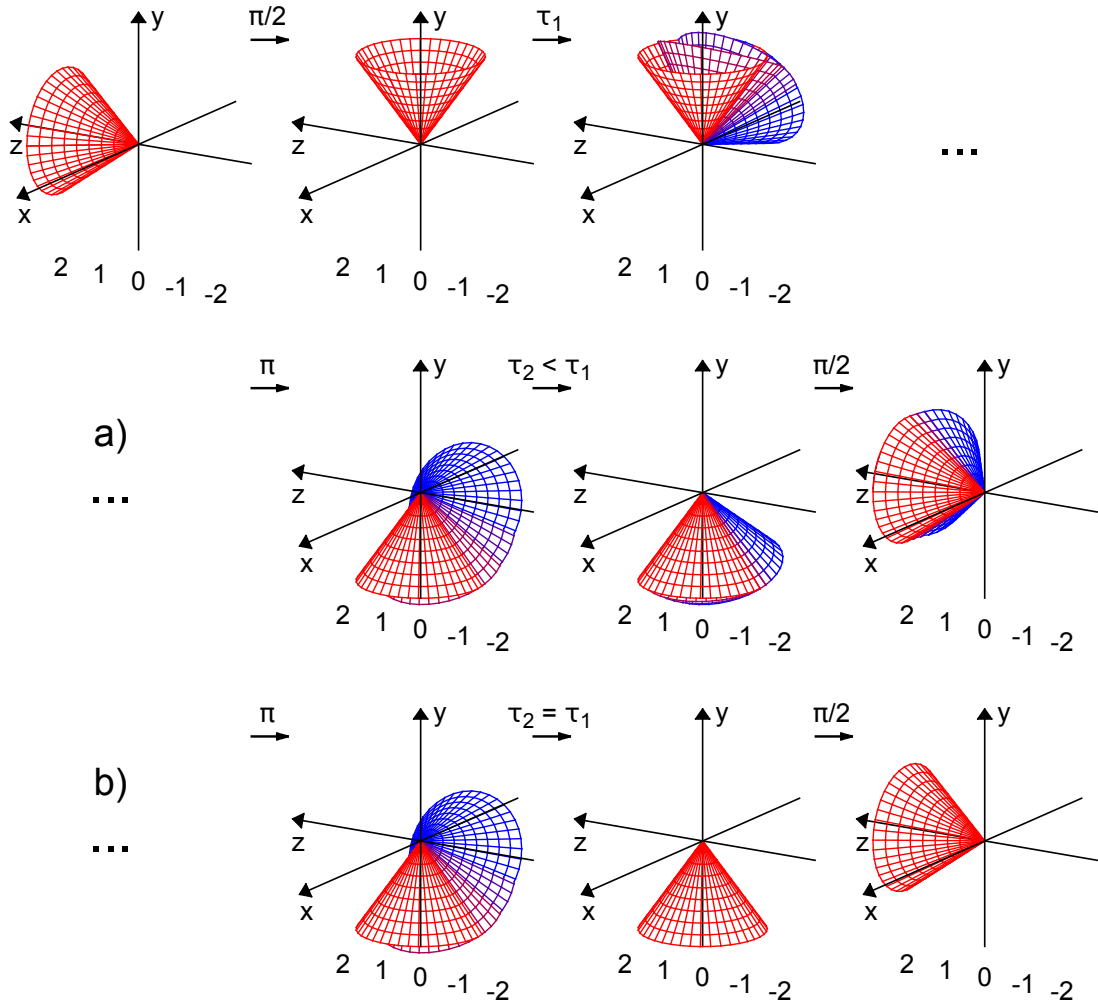


Abbildung 6.16: Illustration eines Spin-Echo-Experiments. Als Erweiterung des Ramsey-Experiments wird nach der ersten Evolutionszeit τ_1 ein zusätzlicher π -Puls eingestrahlt. Die anschließende, zweite Evolutionszeit τ_2 ermöglicht ein Rephasieren der Spins. **a)** Die zweite Evolutionszeit ist kürzer als die erste ($\tau_1 < \tau_2$). Die Spins rephasieren noch nicht vollständig, und nach dem zweiten $\pi/2$ -Puls wird eine Verteilung verschiedener $|m_j\rangle$ gemessen. **b)** Beide Evolutionszeiten sind gleich lang ($\tau_1 = \tau_2$). Sofern sich die Rotationsgeschwindigkeiten der einzelnen Spins in den beiden Evolutionszeiten nicht unterscheiden, rephasieren die Spins vollständig, und nach dem zweiten $\pi/2$ -Puls befinden sich alle Atome in $|+2\rangle$.

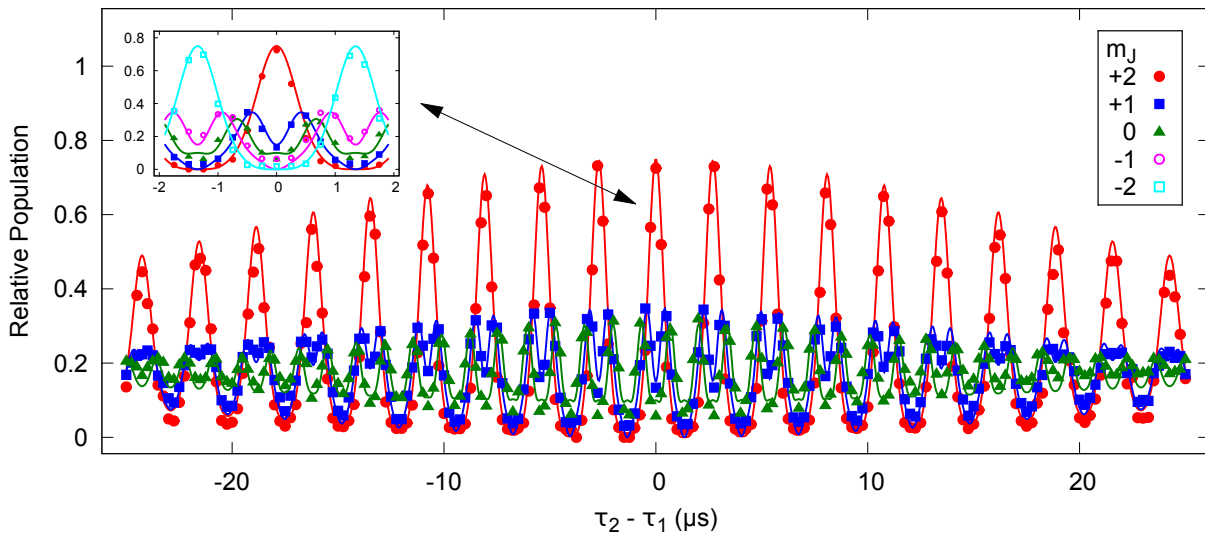


Abbildung 6.17: Relative Populationen nach Spin-Echo-Experiment mit $\tau_1 = 25 \mu\text{s}$ bei Variation von τ_2 . Die durchgezogenen Linien repräsentieren angepasste Funktionen gemäß Anhang B.2. Bei $\tau_2 - \tau_1 = 0$ ist ein Maximum der Oszillationsamplitude zu beobachten, das als Spin-Echo bezeichnet wird. Die Parameter entsprechen denen aus Abbildung 6.15. Zur besseren Übersicht sind die Populationen in $| -1 \rangle$ und $| -2 \rangle$ nur in der Detailansicht, jedoch nicht im Hauptgraphen aufgetragen.

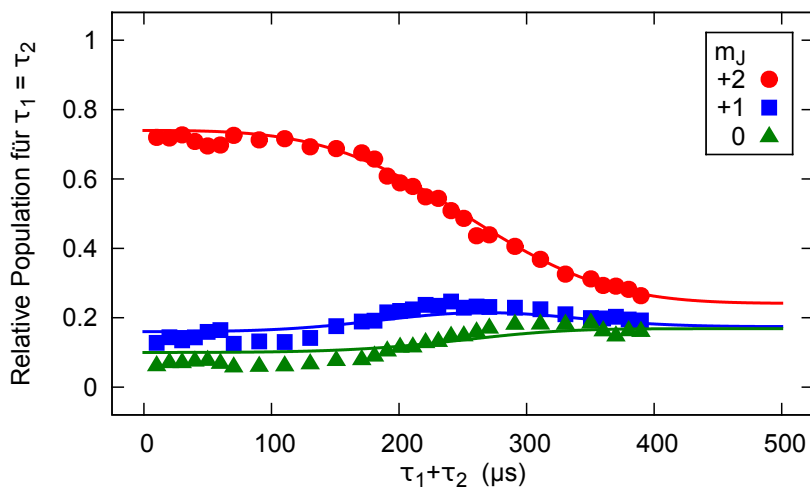


Abbildung 6.18: Relative Populationen nach Spin-Echo-Experiment und angepasste Funktionen gemäß Anhang B.2 bei Variation von $\tau_1 = \tau_2$. Die Parameter entsprechen denen aus Abbildung 6.15, die Anpassung ergibt jedoch $B_1 = 13,5 \text{ mG/mm}$ ($28,4 \text{ kHz/mm}$).

Sowohl die Ergebnisse der Ramsey- als auch der Spin-Echo-Experimente werden durch das vorgestellte Modell, bei dem ein Magnetfeld-Gradient in z-Richtung als alleinige Ursache für Dephasierungseffekte angenommen wird, hervorragend wiedergegeben. Die reale Dephasierung hat jedoch eine Reihe weiterer Ursachen: B_0 driftet mit der Zeit (typischerweise 5 mG/100 μ s) und die von der RF-Antenne abgestrahlte Leistung variiert um einige Prozent über die Ausdehnung des Ensembles. Beide Effekte führen dazu, dass $\pi/2$ - bzw. π -Puls ihren Zweck nicht vollständig erfüllen können. Des Weiteren liegt es nahe, auch einen Magnetfeldgradienten senkrecht zur z-Achse anzunehmen. Die resultierende Dephasierung ergibt sich dann ebenfalls durch Mittelung über das Ensemble. Aufgrund der guten Übereinstimmung des einfachen Modells mit den Messwerten wurden die zusätzlichen Effekte jedoch nicht weiter berücksichtigt.

6.7 Zusammenfassung und Diskussion

In diesem Kapitel wurden Methoden vorgestellt, mit denen alle m_J -Zustände $| -2 \rangle$, $| -1 \rangle$, $| 0 \rangle$, $| +1 \rangle$ und $| +2 \rangle$ präpariert werden können. Die Präparation von $| 0 \rangle$ erfolgt mit etwa 40 % Atomverlust und die Präparation aller anderer Zustände ohne Atomverluste.

Die Zeitentwicklung der Zustände in statischen Magnetfeldern und nach Anwendung von RF-Pulsen wurde mit Hilfe eines semi-klassischen Spin-Kegel-Modells veranschaulicht. Das Modell ermöglicht außerdem die Beschreibung von Ramsey- und Spin-Echo-Experimenten im Fünf-Niveau-System.

Die vorgestellten Methoden ermöglichen nicht nur die Präparation der einzelnen m_J -Zustände, sondern auch die Präparation von Überlagerungen aller fünf m_J -Zustände, von Überlagerungszuständen im Zwei-Niveau-System ($| +2 \rangle$, $| +1 \rangle$) und im Drei-Niveau-System ($| +2 \rangle$, $| +1 \rangle$, $| 0 \rangle$). Die Dephasierung der zunächst kohärenten Überlagerungszustände konnte durch einen Magnetfeld-Gradienten entlang der z-Achse erklärt werden.

Mit Hilfe von Ramsey-Experimenten wurde gezeigt, dass die globale Phase der Atomzustände aufgrund der endlichen Anfangsausdehnung des Ensembles und der damit verbundenen Magnetfeldvariation auf einer Zeitskala von etwa 30 μ s dephasiert. Die lokale Kohärenz bleibt dabei zunächst erhalten und nimmt, wie die Spin-Echo-Experimente zeigen, auf einer Zeitskala von einigen 100 μ s aufgrund der Bewegung der Atome entlang des Magnetfeld-Gradienten ab. Messungen, bei denen die lokalen Kohärenzeigenschaften der Atomzustände genutzt werden sollen, müssen auf Zeitskalen von unter 300 μ s ablaufen, um eine Signalamplitude von über 50 % zu gewährleisten. Für Zeiten größer als 500 μ s können die Ensembles als inkohärente Mischungen von Atomen mit relativen Populationen p_{m_J} der Zustände $| m_J \rangle$ aufgefasst werden.



7 Ionisierende Stöße von Ne^* -Atomen in verschiedenen Zeeman-Unterstufen

Wie bereits in Abschnitt 2.1.4 beschrieben, können die Raten für Penning- und assoziative Ionisation unterdrückt werden, indem alle Ne^* -Atome eines Ensembles in die extremalen m_J -Zustände $|+2\rangle$ bzw. $|-2\rangle$ spinpolarisiert werden. Messungen von P. Spoden *et al.* [1] zeigen eine Unterdrückung der Ionisationsraten von Ne^* -Atomen im Zustand $|+2\rangle$ im Vergleich zu unpolarisierten Ensembles, die für ^{20}Ne einen Faktor von 38 ± 16 und für ^{22}Ne einen Faktor von 7 ± 5 beträgt.

Mit Hilfe der in Kapitel 6 vorgestellten Methoden können die Atome in allen individuellen m_J -Zuständen sowie in Mischungen mit variablen Spinanteilen präpariert werden. Dies ermöglicht Messungen der Ionisationseigenschaften der einzelnen m_J -Zustände, die in diesem Kapitel präsentiert werden. Es wurden Messungen mit den beiden bosonischen Isotopen ^{20}Ne und ^{22}Ne durchgeführt. Für ^{21}Ne waren aufgrund der geringen erreichbaren Atomzahldichten keine Messungen möglich. Die Messungen liefern einen tieferen Einblick in die Details der Stoßunterdrückung und könnten zu neuen Ansätzen in Hinblick auf die Erzeugung von quantenentartetem Ne^* führen. Die gemessenen Ratenkoeffizienten stellen zudem hervorragende Vergleichswerte für Simulationsrechnungen der Stoßwechselwirkungen dar.

Die Abhängigkeit der Ionisationsraten von den Zeeman-Unterstufen wurde auch für lasergekühlte metastabile Atome anderer Edelgase untersucht. Für He^* wurden die in einer optischen Falle gespeicherten Atome mittels RF-Pulsen in Mischungen der Zustände $|+1\rangle$, $|0\rangle$ und $|-1\rangle$ präpariert. Die Messungen der durch ionisierende Stöße hervorgerufenen Atomzahlverluste zeigen eine starke m_J -Abhängigkeit [111]. Für Kr^* wurden die Ionenraten aus einer MOT entlassener, unpolarisierter Atomensembles mit den Ionenraten spinpolarisierter Ensembles verglichen [52] und für Xe^* wurden die Ionenraten von m_J -Mischungen, die durch linear-polarisiertes Licht präparierter wurden, relativ zu denen spinpolarisierter Ensembles gemessen [53]. In beiden Fällen zeigen sich nahezu keine Unterschiede der Ionisationseigenschaften verschiedener m_J -Zustände.

7.1 Messmethoden

Da in der Magnetfalle nur Zustände mit $m_J > 0$ gefangen werden, können die Messungen der Ionisationseigenschaften der m_J -Zustände nicht analog zu den Messungen der Zwischen-Isotop-Stöße aus Kapitel 5 in der Falle erfolgen, sondern werden an frei expandierenden Atomensembles durchgeführt. Die Ausgangssituation entspricht dabei jener der Messungen aus Kapitel 6: Die Atomensembles werden aus der Magnetfalle entlassen, und zur Erhaltung der Spinpolarisation im Zustand $|+2\rangle$ wird ein Offset-Magnetfeld von typischerweise $B = 0,38 \text{ G}$ ($38 \mu\text{T}$) angelegt, was einer Energieaufspaltung der m_J -Zustände von $\Delta E = g_J \mu_B B = h \times 0,80 \text{ MHz}$ für $|\Delta m_J| = 1$ entspricht. Nach 1,5 ms Expansionszeit erfolgt die Zustandsmanipulation der Atome, und das Ionensignal vor und nach der Manipulation kann verglichen werden. Die mittlere Temperatur der Ensembles beträgt typischerweise $\bar{T} \approx 350 \mu\text{K}$ mit $T_{\text{ax}} \approx 250 \mu\text{K}$ und $T_{\text{rad}} \approx 400 \mu\text{K}$.

Um ein optimales Ionensignal der frei expandierenden Atomwolke mit der MCP messen zu können, wird das Potential der Magnetfallenspulen nach Ausschalten der Falle auf +20 V gegenüber der Laborerde gesetzt, eine Spannung von 1,5 V zwischen den Dipolspulen angelegt und die MCP-Blende auf ein Ionen-anziehendes Potential gelegt (vgl. Abschnitt 2.2.4). Die im

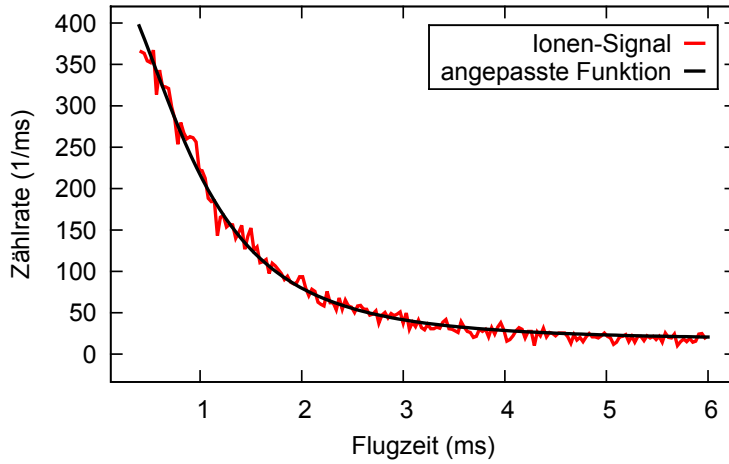


Abbildung 7.1: Ionensignal nach Ausschalten der Magnetfalle. Aufgrund der Expansion der Wolke nimmt das Signal ab und erreicht nach etwa 5 ms einen konstanten Wert, der durch Stöße mit dem Hintergrundgas verursacht wird.

Folgenden präsentierten Ionenraten entsprechen gemittelten Zeitverläufen der MCP-Zählraten aus typischerweise 40 Einzelmessungen mit einer Binbreite von $30 \mu\text{s}$.

Analog zu Gl. (2.13) und (5.2) beträgt die Rate $R_I(t)$ der erzeugten Ionen eines frei expandierenden Ensembles mit Dichte $n(\vec{r}, t)$

$$R_I(t) = \alpha N + \frac{1}{2} \beta \int d^3r n^2(\vec{r}, t) = \alpha N + \frac{1}{2} \beta \frac{N^2}{V_{\text{eff}}(t)}. \quad (7.1)$$

Die MCP-Zählrate $R(t)$ ergibt sich durch Multiplikation mit der Nachweiseffizienz ϵ zu

$$R(t) = \epsilon R_I(t). \quad (7.2)$$

Da die Messzeit nur wenige Millisekunden beträgt, kann die Atomzahl N in guter Näherung als konstant angesehen werden. Das effektive Volumen $V_{\text{eff}}(t)$ nimmt jedoch mit der Expansionszeit t zu und beträgt gemäß Gl. (2.25) und (2.27)

$$V_{\text{eff}}(t) = (4\pi)^{3/2} \sigma_{\text{ax}}(t) \sigma_{\text{rad}}^2(t), \quad \text{mit} \quad \sigma_{\text{ax(rad)}}^2(t) = \sigma_{\text{ax(rad)}}^2(0) + \frac{k_B T_{\text{ax(rad)}}}{m} t^2, \quad (7.3)$$

wobei gaußförmige Dichteverteilungen angenommen wurden. Der Term (αN) in Gl. (7.1) entspricht der dichteunabhängigen Ionenrate aufgrund von Stößen der Ne^* -Atome mit dem Hintergrundgas. Der Zwei-Körper-Verlustparameter β beschreibt die Erzeugung von Ionen aufgrund von Penning- und assoziativer Ionisation und stellt die eigentliche Messgröße dar. Durch den Faktor $1/2$ wird berücksichtigt, dass bei jedem ionisierenden Stoß zwei Ne^* -Atome verloren gehen, jedoch nur ein Ion entsteht.

In Abbildung 7.1 ist das nach Ausschalten der Magnetfalle mit der MCP aufgenommene Ionensignal einer ^{20}Ne -Atomwolke dargestellt. An die Messwerte wurde $R(t)$ durch Variation von $(\epsilon\alpha)$ und $(\epsilon\beta)$ angepasst, wodurch der Verlauf sehr gut wiedergegeben wird. Temperatur und Anfangsausdehnung wurden anhand korrespondierender Absorptionsbildern ermittelt. Für eine absolute Bestimmung von α und β muss zusätzlich die MCP-Detektionseffizienz ϵ bekannt sein. Da im Folgenden jedoch nur relative Messungen von Ionenraten betrachtet werden, ist die

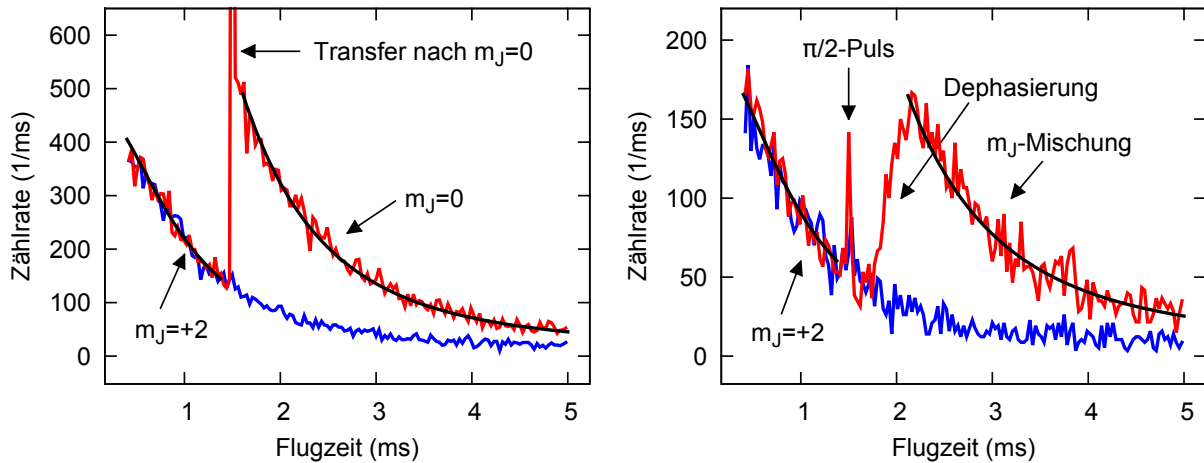


Abbildung 7.2: Ionensignal nach Populationstransfer bei $t = 1,5$ ms (rot) im Vergleich zum Signal ohne Zustandsmanipulation (blau). Die schwarzen Linien entsprechen angepassten Funktionen $R(t)$. **Links:** Der Transfer $|+2\rangle \rightarrow |0\rangle$ führt zu einem instantanen Signalanstieg. **Rechts:** Nach Präparation eines m_J -Überlagerungszustands mittels $\pi/2$ -RF-Puls steigt das Signal aufgrund der Dephasierung über ca. $600 \mu\text{s}$ an.

Bestimmung der Effizienz nicht nötig, und eine Bestimmung der Absolutwerte kann mit Hilfe der bekannten Werte von β für spinpolarisierte Ensembles erfolgen:

Nach dem Ausschalten der Falle befinden sich zunächst alle Atome im Zustand $|+2\rangle$, sodass β dem bekannten Zwei-Körper-Verlustkoeffizienten $\beta_{+2,+2} = 6,5(18) \times 10^{-12} \text{ cm/s}$ für ^{20}Ne bzw. $\beta_{+2,+2} = 1,2(3) \times 10^{-11} \text{ cm/s}$ für ^{22}Ne entspricht [1] (bei perfekter Spinpolarisation, vgl. Abschnitt 7.2). Die β -Koeffizienten der anderen m_J -Zustände werden nun relativ zu diesen Werten gemessen. Da für $|+2\rangle$ aufgrund der Spin-Erhaltung eine Unterdrückung der ionisierenden Stöße stattfindet, erwartet man für alle anderen m_J -Zustände einen größeren β -Koeffizienten und somit einen Anstieg der Ionenrate.

Der gemessene Anstieg der Ionenrate ist in Abbildung 7.2 exemplarisch für zwei unterschiedliche Zustandsmanipulationen dargestellt. Bei der links aufgetragenen Messkurve erfolgte bei $t = 1,5$ ms ein Transfer aller Atome in den Zustand $|\Psi\rangle = |0\rangle$ (RF-Puls mit gleichzeitiger Einstrahlung von Licht bei 622 nm , vgl. Abschnitt 6.3), wohingegen bei der rechts dargestellten Messung ein Überlagerungszustand $|\Psi\rangle = \sum_{m_J} c_{m_J} |m_J\rangle$ mittels eines RF-Pulses präpariert wurde ($\pi/2$ -Puls, vgl. Abschnitt 6.2). Die Präparationssequenz bei $t = 1,5$ ms ist als stark erhöhtes Messsignal im Zeitverlauf sichtbar, da Schaltpulse als elektrische Störpulse von der MCP registriert werden. Bei Präparationssequenzen mit Beteiligung von Licht bei 622 nm bzw. 633 nm werden zusätzlich VUV-Photonen detektiert. Da die Sequenzen jedoch unter $30 \mu\text{s}$ dauern, wird lediglich die Zählrate eines einzelnen „Bins“ erhöht.

Nach der Präparation zeigt sich ein qualitativer Unterschied zwischen beiden Kurven. Die Präparation von $|0\rangle$ führt zu einem instantanen Anstieg der Ionenrate, der dem größeren β -Koeffizienten des Zustands $|0\rangle$ zugeschrieben werden kann. Die Präparation des Überlagerungszustands entspricht jedoch lediglich einer gemeinsamen Drehung aller Atomspins im Raum, und die Ionisationseigenschaften ändern sich daher zunächst nicht. Aufgrund der Bewegung der Atome findet jedoch eine Durchmischung von Atomen statt, die unterschiedliche Phasen aufgesammelt haben. Die Phasen der Zustände stoßender Atome, also die Ausrichtungen ihrer Spins, unterscheiden sich daher mit der Zeit zunehmend, was zu einem Anstieg der Ionenrate führt. Nach einer Flugzeit von etwa $600 \mu\text{s}$ (in Abbildung 7.2 bei $t \approx 2,1 \text{ ms}$) hat die Ionenrate ihr

Maximum erreicht, was sehr gut mit der in Abschnitt 6.6.2 mittels Spin-Echo-Messungen ermittelten Dephasierungszeit von $500 \mu\text{s}$ übereinstimmt. Für größere Flugzeiten kann das Ensemble als inkohärente Mischung der m_j -Zustände mit relativen Populationen $p_{m_j} = |c_{m_j}|^2$ aufgefasst werden.

Der β -Koeffizient für Stöße in einem Ensemble mit relativen Populationen p_{m_j} ergibt sich durch Mittelung über die β -Koeffizienten β_{m_i, m_j} , die Stöße zwischen Atomen in den Zuständen $|m_i\rangle$ und $|m_j\rangle$ beschreiben. So wie in Abschnitt 3.3.2 erläutert, muss hierbei die Quantenstatistik berücksichtigt werden. Für ununterscheidbare Bosonen ($m_i = m_j$) treten bei $\bar{T} = 350 \mu\text{K}$ nur s-Wellen-Stöße auf. Für unterscheidbare Bosonen ($m_i \neq m_j$) sind zusätzlich auch p-Wellen-Stöße möglich, die bei $\bar{T} = 350 \mu\text{K}$ jedoch deutlich geringere Raten aufweisen und daher im Folgenden vernachlässigt werden. Der gesamte β -Koeffizient einer Spinnischung beträgt somit

$$\beta = \sum_{m_i} p_{m_i}^2 \beta_{m_i, m_i} + \sum_{m_i \neq m_j} p_{m_i} p_{m_j} \beta_{m_i, m_j}. \quad (7.4)$$

Zusätzlich zum bereits gemessenen Koeffizienten $\beta_{+2,+2}$ treten 24 unbestimmte Koeffizienten β_{m_i, m_j} in der Gleichung auf. Da offensichtlich $\beta_{m_i, m_j} = \beta_{m_j, m_i}$ gilt, sind 14 Koeffizienten zu ermitteln.

Zur Bestimmung von $\beta/\beta_{+2,+2}$ wird $R(t)$ gemäß Gl. (7.2) an das Ionensignal angepasst. Das Signal vor der Zustandspräparation wird dabei zur Bestimmung von $(\epsilon\beta_{+2,+2})$, das Signal nach der Präparation zur Bestimmung von $(\epsilon\beta)$ und das Signal für $t > 8 \text{ ms}$ zur Bestimmung von $(\epsilon\alpha)$ genutzt. Für m_j -Mischungen beginnt der Anpassungsbereich von $(\epsilon\beta)$ erst $600 \mu\text{s}$ nach der Präparation, damit gewährleistet ist, dass inkohärente Mischungen vorliegen. Die angepassten Funktionen sind ebenfalls in Abbildung 7.2 eingezeichnet.

7.2 Ionisierende Stöße der Zustandsmischung $|m_j = +2\rangle, |+1\rangle$

Als einfachstes System sollen zunächst ionisierende Stöße von Zustandsmischungen im Zwei-Niveau-System ($|+2\rangle, |+1\rangle$) untersucht werden, was die Bestimmung der Koeffizienten $\beta_{+2,+1}$ und $\beta_{+1,+1}$ ermöglicht.

Analog zu Abschnitt 6.3 wurden Mischungen der Zustände $|+2\rangle$ und $|+1\rangle$ durch gleichzeitiges Einstrahlen von resonanten RF-Pulsen und Licht bei 622 nm präpariert. Die relativen Populationen als Funktion der RF-Pulslänge τ sind in Abbildung 7.3 (unten) dargestellt. An die Messwerte wurden Funktionen $p_{m_j}(\tau)$ gemäß Gl. (6.17) durch Variation der Anfangspopulationen und der Rabi-Frequenz angepasst. Die Bevölkerung des Zustands $|0\rangle$ wurde über einen zusätzlichen Anpassungsparameter berücksichtigt. Man beobachtet eine Zwei-Niveau-Rabi-Oszillation mit nahezu vollständigem Bevölkerungstransfer $|+2\rangle \rightarrow |+1\rangle$ bei $\tau_\pi = 5,5 \mu\text{s}$ ($p_{+2}(\tau_\pi) = 0,06 \pm 0,02$, $p_{+1}(\tau_\pi) = 0,89 \pm 0,02$, $p_0(\tau_\pi) = 0,05 \pm 0,02$).

In Abbildung 7.3 (oben) ist das Verhältnis $\beta_{\text{nach}}(\tau)/\beta_{\text{vor}}$ der β -Koeffizienten nach und vor der Präparationssequenz aufgetragen, das durch Anpassung von $R(t)$ an die Ionensignale ermittelt wurde. Die eingezeichneten Fehlerbalken entsprechen den Unsicherheiten der Anpassungsroutine. Eine exemplarische Auswahl von Ionensignalen ist in Abbildung 7.4 dargestellt. Man beobachtet einen Signalanstieg, der umso größer ist, je mehr Bevölkerung sich im Zustand $|+1\rangle$ befindet. Der Anstieg des Signals ist für ^{20}Ne deutlich stärker als für ^{22}Ne .

Für ein ideales Zwei-Niveau-System betragen die β -Koeffizienten gemäß Gl. (7.4)

$$\beta_{\text{nach}}(\tau) = p_{+2}^2(\tau)\beta_{+2,+2} + p_{+1}^2(\tau)\beta_{+1,+1} + 2p_{+2}(\tau)p_{+1}(\tau)\beta_{+2,+1}. \quad (7.5)$$

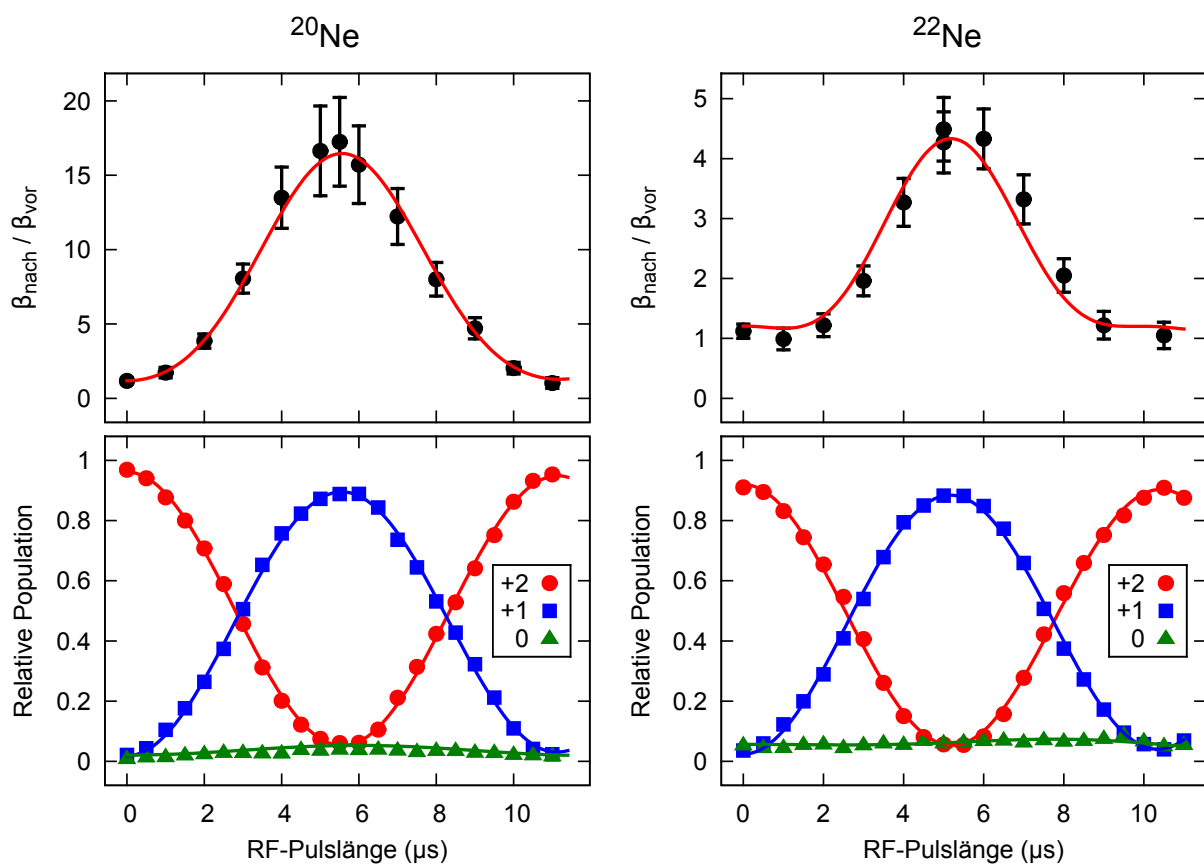


Abbildung 7.3: Relative Populationen p_{m_j} und β -Koeffizienten für ^{20}Ne und ^{22}Ne nach Rabi-Oszillationen im Zwei-Niveau-System ($|+2\rangle, |+1\rangle$). An die relativen β -Koeffizienten wurden Funktionen gemäß Gl. (7.5) durch Variation von $\beta_{+2,+1}$ und $\beta_{+1,+1}$ angepasst. Zur Bestimmung der β -Koeffizienten genutzte Ionensignale sind in Abbildung 7.4 dargestellt.

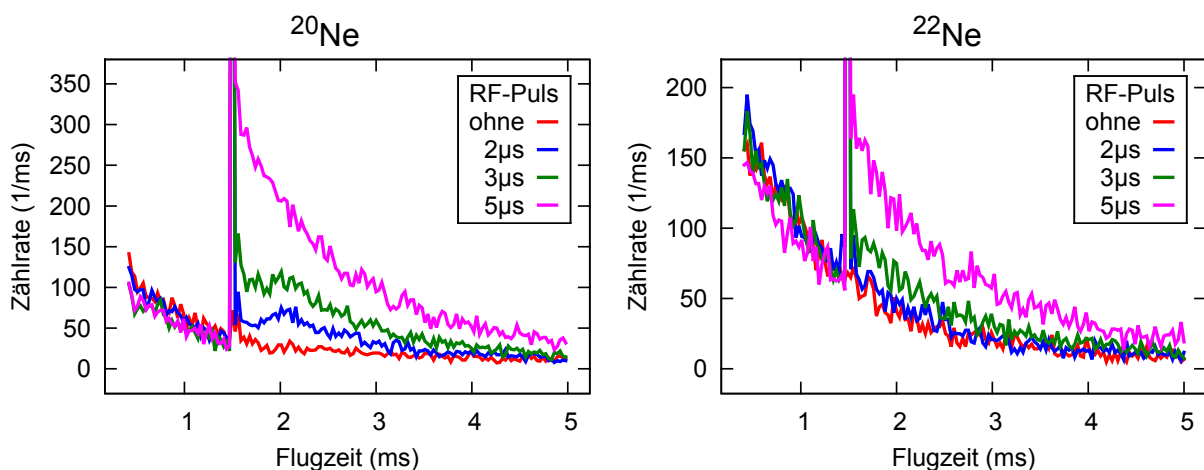


Abbildung 7.4: Ionensignale vor und nach Rabi-Oszillationen im Zwei-Niveau-System ($|+2\rangle, |+1\rangle$) bei $t = 1,5$ ms. Der besseren Übersicht halber sind die Signale nur für ausgewählte Pulslängen aufgetragen. Der Anstieg der Ionenrate nach Einstrahlen der RF-Pulse ist für ^{20}Ne deutlich größer als für ^{22}Ne .

Durch Anpassung der Funktion an die gemessenen Verhältnisse $\beta_{\text{nach}}(\tau)/\beta_{\text{vor}}$ können $\beta_{+2,+1}$ und $\beta_{+1,+1}$ bestimmt werden. Um die Population von $|0\rangle$ zu berücksichtigen, wurde Gl. (7.5) um die entsprechenden Terme $p_{+1}p_0\beta_{+1,0}$, $p_{+2}p_0\beta_{+2,0}$ und $p_0^2\beta_{0,0}$, unter der Annahme $\beta_{+1,0} = \beta_{+2,0} = \beta_{0,0} = \beta_{+1,+1}$, erweitert. Die zusätzlichen Terme haben keinen signifikanten Einfluss auf die ermittelten Werte. (Dies gilt auch unter Verwendung der später gemessenen Werte von $\beta_{+1,0}$, $\beta_{+2,0}$ und $\beta_{0,0}$).

Die Anpassung liefert

$$\begin{aligned} \beta_{+1,+1}/\beta_{+2,+2} &= 27,2 \pm 9,3 & \text{und} & & \beta_{+2,+1}/\beta_{+2,+2} &= 6,3 \pm 2,0 & \text{für } & {}^{20}\text{Ne} \\ \text{sowie } \beta_{+1,+1}/\beta_{+2,+2} &= 4,8 \pm 0,3 & \text{und} & & \beta_{+2,+1}/\beta_{+2,+2} &= 0,5 \pm 0,5 & \text{für } & {}^{22}\text{Ne}. \end{aligned}$$

Die Werte für ${}^{20}\text{Ne}$ sind deutlich größer als für ${}^{22}\text{Ne}$. Des Weiteren ist $\beta_{+2,+1}$ für beide Isotope kleiner als $\beta_{+1,+1}$, was dadurch erklärt werden könnte, dass der Gesamtspin der Stoßpartner ($|+2\rangle$, $|+1\rangle$) einen großen Wert aufweist und die Spin-Erhaltung daher, analog zu den Stoßpartnern ($|+2\rangle$, $|+2\rangle$), zu einer teilweisen Unterdrückung ionisierender Stöße führt. Der Betrag dieser Unterdrückung hängt von den Details der Kopplung von Drehimpulsen und Spins der Stoßpartner ab, und ein Modell zur Beschreibung der teilweisen Unterdrückung steht noch aus.

Für die angegebenen Unsicherheiten der β -Koeffizienten wurden die Fehler der Anpassungsroutine und die Unsicherheiten bei der Bestimmung der Anfangspopulationen berücksichtigt. Letzteres stellt für ${}^{20}\text{Ne}$ den dominierenden Beitrag dar.

Die relativen Anfangspopulationen, also die Populationen vor Einstrahlung der RF-Pulse, betragen gemäß Stern-Gerlach-Auswertung $p_{+2}(0) = 0,97 \pm 0,02$, $p_{+1}(0) = 0,03 \pm 0,02$ und $p_0(0) = 0,00 \pm 0,02$. Der Vergleichswert β_{vor} kann daher nicht hundertprozentig mit $\beta_{+2,+2}$ gleichgesetzt werden, da auch Stöße zwischen Atomen in $|+2\rangle$ und $|+1\rangle$ zum Wert von β_{vor} beitragen. (Stöße zwischen zwei Atomen im Zustand $|+1\rangle$ haben aufgrund des kleinen Werts von $p_{+1}^2(0)$ keinen signifikanten Einfluss auf β_{vor}). Da $\beta_{+2,+1}$ für ${}^{20}\text{Ne}$ einen großen Wert aufweist, führt bereits die geringe Population $p_{+1}(0) = 0,03 \pm 0,02$ zu $\beta_{\text{vor}} = (1,33 \pm 0,23)\beta_{+2,+2}$. Das als Vergleichswert genutzte Ionensignal ist daher für ${}^{20}\text{Ne}$ mit einem sehr großen Fehler behaftet, der sich in allen Relativmessungen der β_{m_i, m_j} in den folgenden Abschnitten fortpflanzt. Für ${}^{22}\text{Ne}$ ist der Fehler aufgrund des kleineren Koeffizienten $\beta_{+2,+1}$ deutlich geringer ($\beta_{\text{vor}} = (0,97 \pm 0,03)\beta_{+2,+2}$).

7.3 Ionisierende Stöße zwischen Atomen im Zustand $|m_j = 0\rangle$

Zur Bestimmung des Koeffizienten $\beta_{0,0}$ wurden die Atome, so wie in Abschnitt 6.4 beschrieben, mittels eines STIRAP-Pulses nach $|0\rangle$ transferiert. Die gemessenen Ionensignale sind in Abbildung 7.5 aufgetragen. Im Unterschied zu den Messungen des vorigen Abschnitts muss bei der Auswertung beachtet werden, dass sich die Dichte der Atomensembles vor und nach der Präparation unterscheidet, da die Anzahl der metastabilen Atome durch den STIRAP-Puls auf etwa 60 % abnimmt. Aufgrund der höheren Transfereffizienz im Zentrum der Atomwolken (höhere Lichtleistung) und für langsame Atome (geringere Doppler-Verschiebung) nehmen bei der Präparation zusätzlich die effektive Ausdehnung und die Temperatur der Ensembles ab. Die Ensembleparameter müssen also vor und nach der Präparation gesondert mit Hilfe von Flugzeitmessungen ermittelt und bei der Anpassung von $R(t)$ an das Ionensignal berücksichtigt werden. Die Messungen zeigen, dass die Ensembles auch nach der Präparation gaußförmige Dichteverteilungen aufweisen und sowohl die Temperatur als auch die Halbwertsbreiten durch die STIRAP-Sequenz typischerweise um 10 % abnehmen.

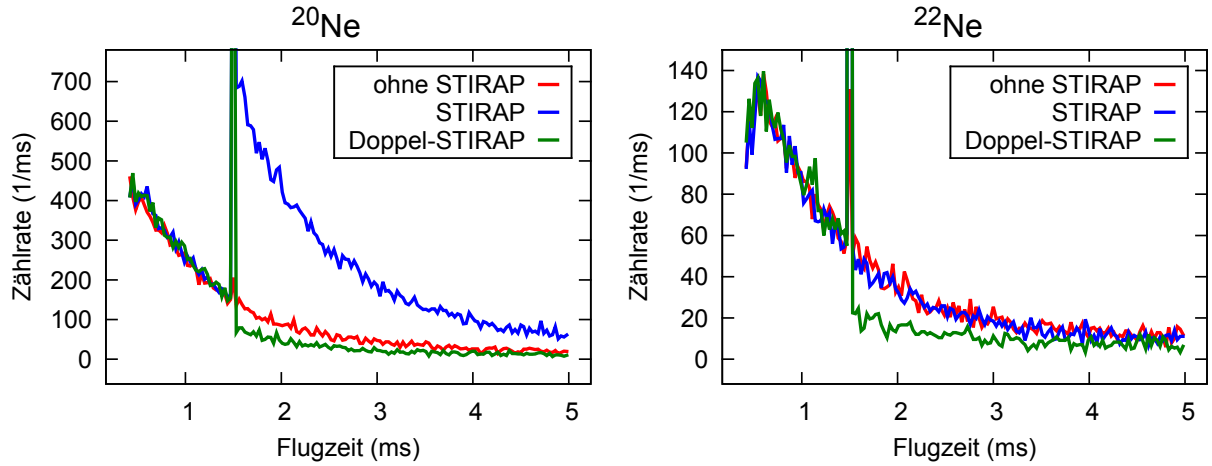


Abbildung 7.5: Ionensignale vor und nach STIRAP- ($|+2\rangle \rightarrow |0\rangle$) und Doppel-STIRAP-Sequenzen ($|+2\rangle \rightarrow |0\rangle \rightarrow |+2\rangle$) bei $t=1,5$ ms. Es ist zu beachten, dass die Dichte nach den STIRAP-Sequenzen deutlich abnimmt, da die Effizienz nur etwa 60 % beträgt.

Die Anpassung von $R(t)$ an die Ionensignale liefert

$$\beta_{0,0}/\beta_{+2,+2} = 22,1 \pm 6,8 \quad \text{für } {}^{20}\text{Ne}$$

und $\beta_{0,0}/\beta_{+2,+2} = 3,6 \pm 0,9 \quad \text{für } {}^{22}\text{Ne}.$

Als Beiträge zur Unsicherheit wurden der Anpassungsfehler, die Unsicherheit der Anfangspopulationen, der Fehler von $\beta_{+2,+1}$ und die Unsicherheiten bei der Ermittlung der Dichteänderung berücksichtigt.

Um systematische Fehler aufgrund der Dichteänderung auszuschließen, wurden Konsistenzmessungen mittels modifizierter STIRAP-Sequenzen durchgeführt, die im Folgenden als *Doppel-STIRAP* bezeichnet werden. Direkt nach der ersten STIRAP-Sequenz wurde hierbei eine zweite STIRAP-Sequenz eingestrahlt, jedoch mit umgekehrter Pulsreihenfolge, sodass insgesamt ein Populationstransfer $|+2\rangle \rightarrow |0\rangle \rightarrow |+2\rangle$ stattfindet. Die β -Koeffizienten vor und nach der Doppel-STIRAP-Sequenz sollten daher übereinstimmen und die Änderung der Ionenrate allein auf der Dichteänderung beruhen. Die Anpassung von $R(t)$ an die Ionensignale vor und nach der Doppel-STIRAP-Sequenz, unter Berücksichtigung der Dichteänderung, liefert $\beta_{\text{Doppel}}/\beta_{\text{vor}} = 0,9 \pm 0,2$ für ${}^{20}\text{Ne}$ und $\beta_{\text{Doppel}}/\beta_{\text{vor}} = 1,3 \pm 0,3$ für ${}^{22}\text{Ne}$. Die Werte stimmen also innerhalb der Fehlerschranken mit dem erwarteten Wert von 1,0 überein.

7.4 Ionisierende Stöße der Zustandsmischung $|m_j = +2\rangle, |+1\rangle, |0\rangle$

Als Erweiterung des Zwei-Niveau-Systems ($|+2\rangle, |+1\rangle$) wurden Untersuchungen der ionisierenden Stöße im Drei-Niveau-System ($|+2\rangle, |+1\rangle, |0\rangle$) durchgeführt. Hierzu wurden m_j -Mischungen mittels *fractional STIRAP* präpariert (vgl. Abschnitt 6.5). Die relativen Populationen als Funktion des Verhältnisses $\eta = \Omega_s/\Omega_p$ der Rabi-Frequenzen des zweiten Stokes-Pulses (Ω_s) zur Rabi-Frequenz des Pump-Pulses (Ω_p) sind in Abbildung 7.6 (unten) dargestellt. An die Messwerte wurden Funktionen $p_{m_j}(\eta)$ gemäß Gl. (6.32) durch lineare Skalierung angepasst. Die relativen Populationen für $\eta = 0$ betragen $p_{+2} = 0,02$, $p_{+1} = 0,07$, $p_0 = 0,88$, $p_{-1} = 0,03$ und $p_{-2} = 0,00$ (jeweils $\Delta p_{m_j} = 0,02$). Die gesamte relative Population der Zustände mit $m_j < 0$ beträgt für alle η weniger als 0,04 und wurde für die weitere Auswertung auf den Wert von $p_0(\eta)$ aufgeschlagen.

So wie bei den Messungen im vorigen Abschnitt nimmt die Anzahl der metastabilen Atome bei der *fractional* STIRAP-Sequenz auf etwa 60 % ab, und die Ensembleparameter müssen vor und nach der Präparation gesondert mit Hilfe von Flugzeitmessungen ermittelt werden.

In Abbildung 7.6 (oben) ist das Verhältnis $\beta_{\text{nach}}(\eta)/\beta_{\text{vor}}$ der β -Koeffizienten vor und nach der *fractional* STIRAP-Sequenz aufgetragen. Die eingezeichneten Fehlerbalken entsprechen den statistischen Unsicherheiten bei der Anpassung von $R(t)$. Eine exemplarische Auswahl von Ionensignalen ist in Abbildung 7.7 dargestellt. Der β -Koeffizient ist für maximale Population von $|0\rangle$ am größten und nimmt mit steigendem η ab.

Die Koeffizienten $\beta_{+2,+1}$, $\beta_{+1,+1}$ und $\beta_{0,0}$ sind aus den vorigen Abschnitten bekannt. Als unbekannte β -Koeffizienten der Mischung bleiben also $\beta_{+2,0}$ und $\beta_{+1,0}$, die durch Anpassung von $\beta(\eta)$ gemäß Gl. (7.4) an den Signalverlauf ermittelt werden können. Die resultierenden Koeffizienten lauten

$$\begin{aligned} \beta_{+2,0}/\beta_{+2,+2} &= 16,7 \pm 15,0 & \text{und} & \quad \beta_{+1,0}/\beta_{+2,+2} = 1,7_{-1,7}^{+8,9} & \text{für } {}^{20}\text{Ne}, \\ \text{sowie } \beta_{+2,0}/\beta_{+2,+2} &= 6,8 \pm 2,3 & \text{und} & \quad \beta_{+1,0}/\beta_{+2,+2} = 0,9_{-0,9}^{+1,3} & \text{für } {}^{22}\text{Ne}. \end{aligned}$$

Die angepassten Funktionen sind ebenfalls in Abbildung 7.6 (oben) eingezeichnet und geben den Verlauf qualitativ sehr gut wieder. Sowohl die Unsicherheiten aufgrund der Anfangspopulationen als auch die großen Fehlerschranken von $\beta_{+1,+1}$, $\beta_{0,0}$ und $\beta_{+2,+1}$ führen jedoch zu großen Unsicherheiten der Werte, die teilweise über 100 % betragen. Bei der Fehlerabschätzung wurden die einzelnen Messunsicherheiten als unabhängig angenommen, sie sind jedoch vermutlich stark korreliert, sodass die kombinierte Unsicherheit noch größer sein könnte. Für eine verlässlichere Bestimmung der Koeffizienten sind umfangreichere Messreihen erforderlich. Tendenziell ergibt sich für beide Isotope ein im Vergleich zu den bisher bestimmten β -Koeffizienten großer Wert für $\beta_{+2,0}$ und ein kleiner Werte für $\beta_{+1,0}$.

7.5 Ionisierende Stöße von Zustandsmischungen nach Fünf-Niveau-Oszillationen

Wie bereits in Abschnitt 2.1.4 beschrieben, ist der dominierende Prozess, der zur Ionisation der Ne^* -Atome führt, ein auf Coulomb-Wechselwirkung beruhender Austauschprozess der Valenzelektronen [48]. Da die Wechselwirkung in Bezug auf die internukleare Achse zylindersymmetrisch ist, sollten die Ionisationsraten nur vom Betrag von m_J , nicht jedoch vom Vorzeichen abhängen und die Koeffizienten $\beta_{-m_i, -m_j}$ daher den Koeffizienten β_{m_i, m_j} entsprechen. Diese Symmetrie gilt nicht mehr, wenn die Entartung der Zustände durch Magnetfelder aufgehoben wird [112]. Das hier verwendete Offset-Magnetfeld von 0,38 G führt jedoch lediglich zu Energieaufspaltungen $\Delta E(|\Delta m_J| = 1) = g_J \mu_B B = h \times 0,80 \text{ MHz}$, die deutlich kleiner sind als typische thermische Energien der Atome ($E \approx k_B \times 350 \text{ } \mu\text{K} = h \times 7,3 \text{ MHz}$), sodass keine Beeinflussung der Stoßeigenschaften durch das Magnetfeld zu erwarten ist.

Zustandsmischungen nach Fünf-Niveau-Oszillationen ausgehend vom Zustand $|+2\rangle$

Zur Überprüfung der erwarteten Symmetrie wurden m_J -Mischungen nach Fünf-Niveau-Rabi-Oszillationen, analog zu Abschnitt 6.2, durch Einstrahlung resonanter RF-Pulse präpariert. Die relativen Populationen für Oszillationen, ausgehend vom Anfangszustand $|+2\rangle$, sind in Abbildung 7.8 (unten) als Funktion der RF-Pulslänge τ dargestellt. Man beobachtet eine Besetzungsinversion $|+2\rangle \rightarrow |-2\rangle$ bei $\tau = 10,5 \text{ } \mu\text{s}$ (π -Puls). An die Daten wurden Funktionen $p_{m_J}(\tau)$ gemäß Tabelle 6.1 durch Variation der Anfangspopulationen $p_{m_J}(0)$ und der Rabi-Frequenz angepasst.

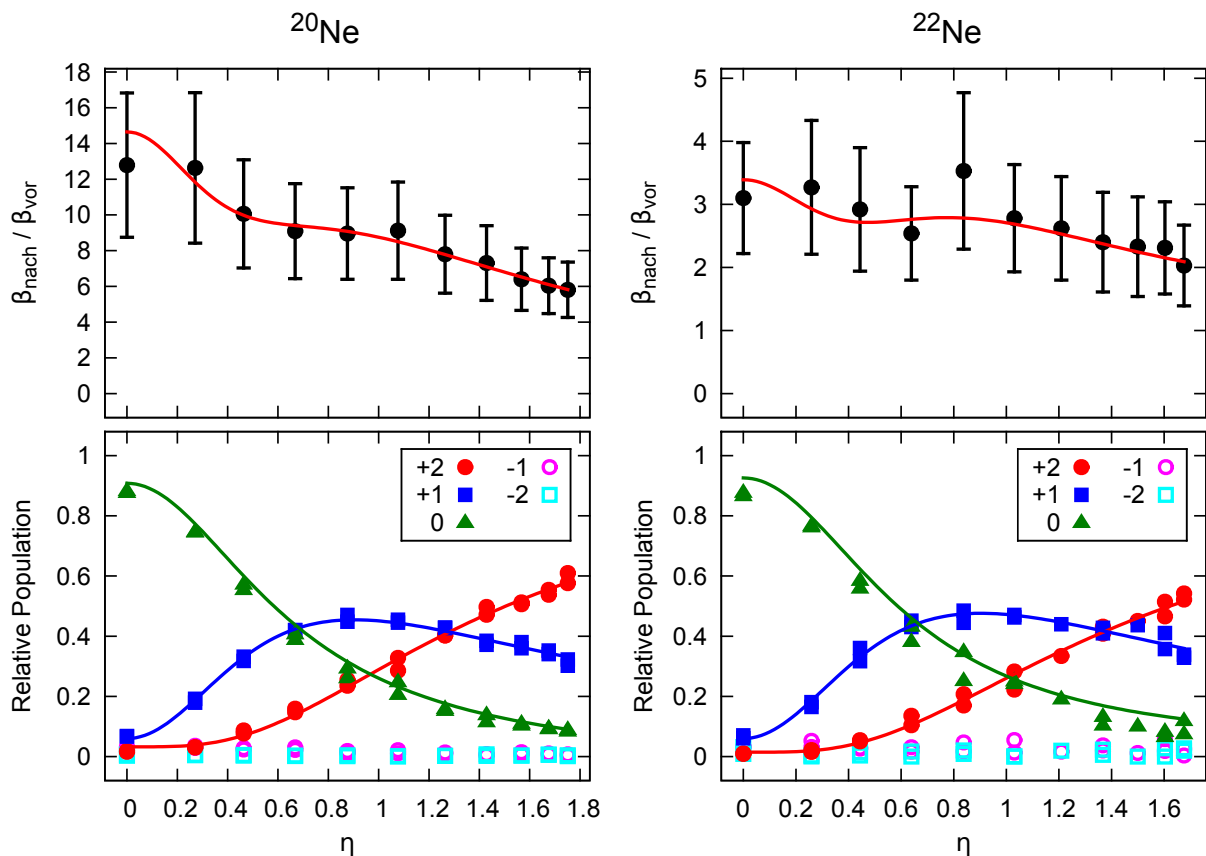


Abbildung 7.6: Relative Populationen und β -Koeffizienten für ^{20}Ne und ^{22}Ne nach *fractional* STIRAP im Drei-Niveau-System ($|+2\rangle$, $|+1\rangle$, $|0\rangle$) als Funktion von $\eta = \Omega_S/\Omega_P$. An die relativen β -Koeffizienten wurden Funktionen gemäß Gl. (7.4) unter Variation von $\beta_{+2,0}$ und $\beta_{+1,0}$ angepasst. Eine Auswahl der Ionensignale, die zur Bestimmung der β -Koeffizienten genutzt wurden, ist in Abbildung 7.7 dargestellt.

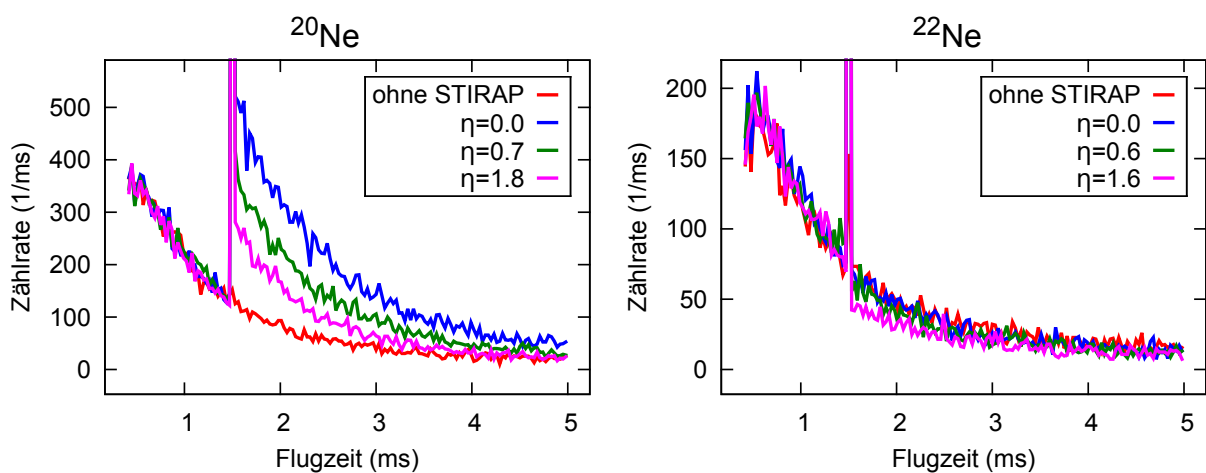


Abbildung 7.7: Ionensignale vor und nach *fractional* STIRAP bei $t=1,5$ ms. Es ist zu beachten, dass die Dichte nach den STIRAP-Sequenzen deutlich abnimmt, da die Effizienz nur etwa 60% beträgt.

In Abbildung 7.8 (oben) ist das Verhältnis $\beta_{\text{nach}}(\tau)/\beta_{\text{vor}}$ der β -Koeffizienten vor und nach der RF-Pulssequenz aufgetragen, das durch Anpassung von $R(t)$ an die Ionensignale ermittelt wurde. Die eingezeichneten Fehlerbalken entsprechen den Unsicherheiten der Anpassungsroutine. Eine exemplarische Auswahl von Ionensignalen ist in Abbildung 7.9 dargestellt.

Das Verhältnis $\beta_{\text{nach}}(\tau)/\beta_{\text{vor}}$ ist umso größer, je „unpolarisierter“ das Ensemble ist, also je mehr unterschiedliche m_J -Zustände bevölkert werden, wobei der Anstieg für ^{20}Ne deutlich stärker ausgeprägt ist als für ^{22}Ne . Der symmetrische Signalverlauf bestätigt klar die erwartete Symmetrie $\beta_{-m_i, -m_j} = \beta_{m_i, m_j}$. Insbesondere entspricht der β -Koeffizient bei dominierender Besetzung von $|-2\rangle$ (π -Puls) im Rahmen der Messunsicherheiten dem unter der Annahme $\beta_{-2, -2} = \beta_{+2, +2}$ berechneten Wert. Die leichten Unterschiede der gemessenen β -Koeffizienten bei dominierender Besetzung von $|-2\rangle$ (π -Puls) und dominierender Besetzung von $|+2\rangle$ (Ausgangswert und 2π -Puls) beruhen auf der nicht-perfekten Zustandspräparation¹⁾, die vermutlich durch eine Verstimmung der Radiofrequenz gegenüber der atomaren Resonanz von einigen 10 kHz begründet ist.

Aufgrund der Symmetrie $\beta_{-m_i, -m_j} = \beta_{m_i, m_j}$ reduziert sich die Anzahl der unterschiedlichen Koeffizienten β_{m_i, m_j} in Gl. (7.4) von 14 auf 8, von denen 5 in den Abschnitten 7.2 - 7.4 ermittelt wurden ($\beta_{+1, +1}$, $\beta_{0, 0}$, $\beta_{+2, +1}$, $\beta_{+2, 0}$, $\beta_{+1, 0}$). Als unbekannte Koeffizienten bleiben $\beta_{+2, -2}$, $\beta_{+2, -1}$ und $\beta_{+1, -1}$ zu bestimmen, die Stöße zwischen je einem Atom in einem Zustand mit $m_J > 0$ und einem Atom in einem Zustand mit $m_J < 0$ beschreiben.

Die m_J -Mischungen nach Rabi-Oszillationen ausgehend vom Zustand $|+2\rangle$ stellen kein gut geeignetes System zur Messung der drei unbekannt Koeffizienten dar, da bei der Oszillation größtenteils entweder Zustände mit $m_J > 0$ oder aber Zustände mit $m_J < 0$ bevorzugt bevölkert werden, sodass Stöße zwischen Atomen in Zuständen mit unterschiedlichen Vorzeichen von m_J eine untergeordnete Rolle spielen. Für eine geeignetere Analyse sei auf den folgenden Abschnitt verwiesen. Um dennoch eine qualitative Analyse für einen Konsistenzvergleich zu ermöglichen, wurde vereinfachend davon ausgegangen, dass die drei β -Koeffizienten im Rahmen der großen, zu erwartenden Unsicherheiten einen vergleichbaren Wert $\beta_{+2, -2} = \beta_{+2, -1} = \beta_{+1, -1} \equiv \tilde{\beta}$ aufweisen. Dieser Mittelwert wurde an $\beta_{\text{nach}}(\tau)/\beta_{\text{vor}}$ angepasst. Die resultierenden Funktionen sind in Abbildung 7.8 eingezeichnet. Für ^{20}Ne ergibt die Anpassung $\tilde{\beta}/\beta_{+2, +2} = 19,2 \pm 29,9$. Für ^{22}Ne liefert die Anpassung den unphysikalischen Wert $\tilde{\beta}/\beta_{+2, +2} = -1,6 \pm 3,1$, was vermutlich daran liegt, dass $\tilde{\beta}$ bei der Anpassung sehr stark mit $\beta_{+2, 0}$ korreliert ist und dieser bei der Messung in Abschnitt 7.4 überschätzt wurde. Die hier ermittelten Werte werden in der weiteren Diskussion nicht berücksichtigt.

Zustandsmischungen nach Fünf-Niveau-Oszillationen ausgehend vom Zustand $|0\rangle$

Ein geeigneteres System zur Messung der drei β -Koeffizienten $\beta_{+2, -2}$, $\beta_{+2, -1}$ und $\beta_{+1, -1}$ stellen m_J -Mischungen nach Rabi-Oszillationen mit Ausgangszustand $|0\rangle$ dar, da durch die Oszillation Mischungen von Zuständen mit unterschiedlichem Vorzeichen von m_J erzeugt werden.

Zur Präparation der Zustände wurden die Atome zunächst mittels STIRAP von $|+2\rangle$ nach $|0\rangle$ transferiert. Anschließend wurden Fünf-Niveau-Rabi-Oszillationen durch Applikation resonanter RF-Pulse angeregt. In Abbildung 7.10 (unten) sind die relativen Populationen als Funktion der RF-Pulslänge τ dargestellt. An die Werte wurden Funktionen $p_{m_J}(\tau)$ gemäß Tabelle 6.1 durch Variation der Anfangspopulationen $p_{m_J}(0)$ und der Rabi-Frequenz angepasst. Dominierende

¹⁾ Gemessene Populationen ^{20}Ne : $\tau = 0$: $p_{+2} = 0,97$, $p_{+1} = 0,03$. $\tau = 11 \mu\text{s}$: $p_{-2} = 0,90$, $p_{-1} = 0,08$, $p_0 = 0,02$.
 $\tau = 21 \mu\text{s}$: $p_{+2} = 0,95$, $p_{+1} = 0,05$.

Gemessene Populationen ^{22}Ne : $\tau = 0$: $p_{+2} = 0,96$, $p_{+1} = 0,04$. $\tau = 10 \mu\text{s}$: $p_{-2} = 0,87$, $p_{-1} = 0,13$.

$\tau = 21 \mu\text{s}$: $p_{+2} = 0,89$, $p_{+1} = 0,07$, $p_0 = 0,02$, $p_{-1} = 0,01$.

(Jeweils $\Delta p_{m_J}(0) = 0,02$, $\Delta p_{m_J}(11 \mu\text{s}) = 0,05$ und $\Delta p_{m_J}(21 \mu\text{s}) = 0,02$).

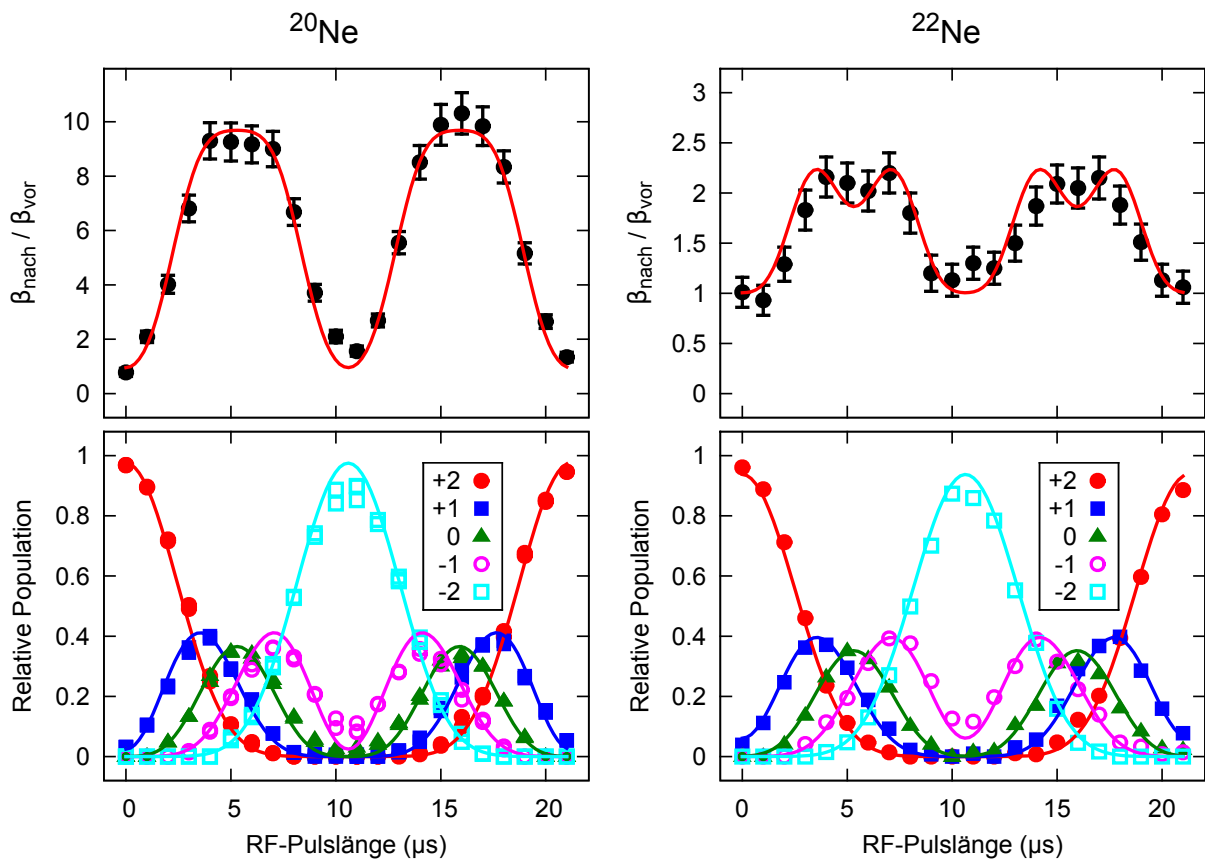


Abbildung 7.8: Relative Populationen p_{m_j} und relative β -Koeffizienten für ^{20}Ne und ^{22}Ne nach Applikation von RF-Pulsen im vollen Fünf-Niveau-System. An die relativen β -Koeffizienten wurden Funktionen gemäß Gl. (7.4) unter Variation von $\beta_{+1,-1}$, $\beta_{+2,-1}$ und $\beta_{+2,-2}$ angepasst, die vereinfachend als gleich angenommen wurden ($\bar{\beta} = \beta_{+1,-1} = \beta_{+2,-1} = \beta_{+2,-2}$). Zur Bestimmung der β -Koeffizienten genutzte Ionensignale sind in Abbildung 7.9 dargestellt.

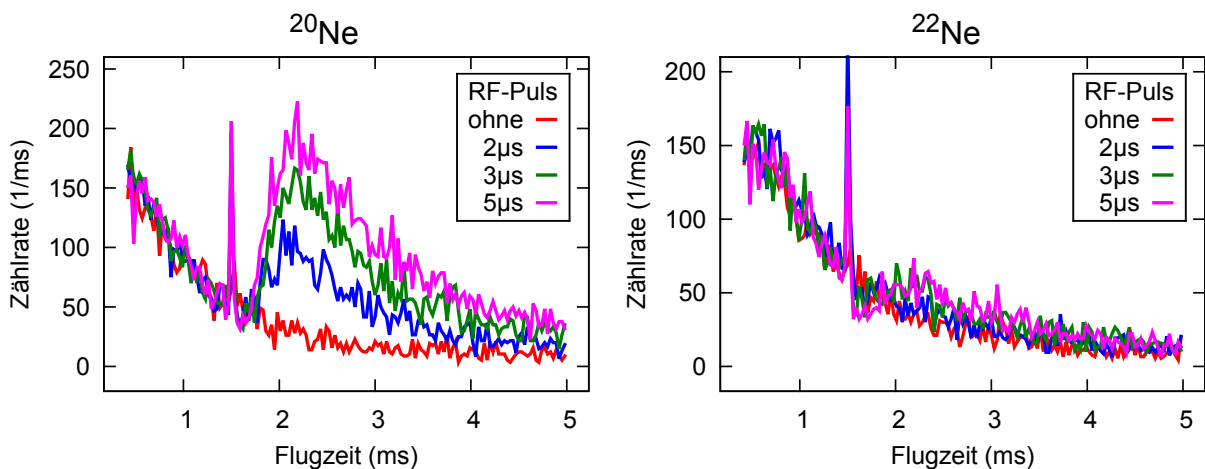


Abbildung 7.9: Ionensignale vor und nach Applikation von RF-Pulsen bei $t = 1,5$ ms. Der Anstieg der Ionenrate nach den RF-Pulse ist für ^{20}Ne deutlich größer als für ^{22}Ne .

Population²⁾ von $|0\rangle$ wird bei $\tau = 0$, $\tau = 10,5 \mu\text{s}$ (π -Puls) und $\tau = 21 \mu\text{s}$ (2π -Puls) gemessen, wobei der Polarisationsgrad nach dem π -Puls etwas schlechter ist als für $\tau = 0$, was ebenfalls eine Verstimmung der Radiofrequenz gegenüber der atomaren Resonanz von einigen 10 kHz vermuten lässt. In Abbildung 7.10 (oben) ist das Verhältnis $\beta_{\text{nach}}(\tau)/\beta_{\text{vor}}$ der β -Koeffizienten nach STIRAP und RF-Pulssequenz $\beta_{\text{nach}}(\tau)$ zum β -Koeffizienten vor der STIRAP-Sequenz β_{vor} aufgetragen, das durch Anpassung von $R(t)$ an die Ionensignale ermittelt wurde. Bei der Anpassung muss wiederum die STIRAP-Effizienz von etwa 60% berücksichtigt werden. Eine exemplarische Auswahl von Ionensignalen ist in Abbildung 7.11 dargestellt. Der Verlauf von $\beta_{\text{nach}}(\tau)/\beta_{\text{vor}}$ zeigt nahezu keine Änderung bei Variation der RF-Pulslänge. Da die Daten keine verlässliche Anpassung von drei freien Parametern ermöglichen, wurde wie im vorigen Abschnitt vereinfachend davon ausgegangen, dass die drei β -Koeffizienten denselben Wert $\beta_{+2,-2} = \beta_{+2,-1} = \beta_{+1,-1} \equiv \tilde{\beta}$ aufweisen, und dieser Mittelwert an die Daten angepasst. Die Anpassung liefert

$$\tilde{\beta}/\beta_{+2,+2} = 15,4 \pm 9,5 \text{ für } {}^{20}\text{Ne} \quad \text{und} \quad \tilde{\beta}/\beta_{+2,+2} = 3,4 \pm 0,8 \text{ für } {}^{22}\text{Ne},$$

und die resultierenden Funktionen sind ebenfalls in Abbildung 7.10 (oben) dargestellt. Im Vergleich zur Messung von $\tilde{\beta}$ nach Rabi-Oszillationen ausgehend von $|+2\rangle$ sind die Fehlerschranken deutlich kleiner. Als Fehlerquellen wurden die Unsicherheiten der übrigen β -Koeffizienten und der Anfangspopulationen berücksichtigt. Für eine Bestimmung der einzelnen Werte von $\beta_{+2,-2}$, $\beta_{+2,-1}$ und $\beta_{+1,-1}$ sind weitere Messungen nötig.

7.6 Zusammenfassung und Diskussion

Die in diesem Kapitel ermittelten Ionisationsratenkoeffizienten β_{m_i, m_j} sind in Tabelle 7.1 nochmals zusammengefasst. Zusätzlich zu den gemessenen β -Koeffizienten wurde in Abschnitt 7.5 gezeigt, dass die Koeffizienten die Symmetrie $\beta_{-m_i, -m_j} = \beta_{m_i, m_j}$ aufweisen.

Um die Messgenauigkeit von $\beta_{+2,0}$ zu erhöhen und die direkte Messung von $\beta_{+2,-2}$ zu ermöglichen, könnten m_J -Mischungen im Drei-Niveau-System ($|+2\rangle, |0\rangle, |-2\rangle$) mittels *fractional* STIRAP präpariert werden. So wie in Abschnitt 6.5 beschrieben, müsste das Pump-Licht hierfür ebenfalls zirkular polarisiert entlang der Quantisierungsachse eingestrahlt werden. Messungen der Ionenraten nach Fünf-Niveau-Rabi-Oszillationen, ausgehend von Zustand $|+1\rangle$, könnten zusätzlichen Aufschluss über die Werte von $\beta_{+2,-1}$, $\beta_{+1,-1}$ und $\beta_{+2,-2}$ liefern.

Die im Rahmen dieser Arbeit gemessenen Werte von $\beta_{m_i, m_j}/\beta_{+2,+2}$ sind für ${}^{20}\text{Ne}$ deutlich größer als für ${}^{22}\text{Ne}$, was mit früheren Messungen von P. Spoden *et al.* übereinstimmt. Bei den Messungen von P. Spoden *et al.* wurden die Zwei-Körper-Verluste vollständig unpolarisierter Ensembles ($p_{m_j} = 0,2$ für alle m_j) mit denen spinpolarisierter Ensembles ($p_{+2} = 1$) verglichen, und die ermittelten relativen β -Koeffizienten betragen $\beta_{\text{unpol}}/\beta_{+2,+2} = 38 \pm 16$ für ${}^{20}\text{Ne}$ und $\beta_{\text{unpol}}/\beta_{+2,+2} = 7 \pm 5$ für ${}^{22}\text{Ne}$ [1]. Mit den in dieser Arbeit gemessenen β_{m_i, m_j} kann $\beta_{\text{unpol}}/\beta_{+2,+2}$ nach Gl. (7.4) zu $12,0 \pm 6,5$ für ${}^{20}\text{Ne}$ und $3,0 \pm 1,1$ für ${}^{22}\text{Ne}$ berechnet werden. Innerhalb der sehr großen Fehlerschranken stimmen die Werte zwar noch mit denen von P. Spoden *et al.* überein, sind im Mittel jedoch deutlich kleiner. Dies könnte daran liegen, dass die Temperatur der unpolarisierten Ensembles in dieser Arbeit etwa $350 \mu\text{K}$, bei den Messungen von P. Spoden *et al.* jedoch über 1 mK betrug, wodurch Stöße höherer Partialwellen eine größere Rolle spielen. Für weiterführende

²⁾ Gemessene Populationen ${}^{20}\text{Ne}$: $\tau = 0$: $p_0 = 0,92$, $p_{+1} = 0,04$, $p_{-1} = 0,03$, $p_{+2} = 0,01$. $\tau = 10,5 \mu\text{s}$: $p_0 = 0,82$, $p_{+1} = p_{-1} = 0,08$, $p_{+2} = p_{-2} = 0,01$. $\tau = 21 \mu\text{s}$: $p_0 = 0,90$, $p_{+1} = 0,05$, $p_{-1} = 0,04$, $p_{+2} = 0,01$.

Gemessene Populationen ${}^{22}\text{Ne}$: $\tau = 0$: $p_0 = 0,90$, $p_{+1} = p_{-1} = 0,05$. $\tau = 11 \mu\text{s}$: $p_0 = 0,79$, $p_{+1} = 0,11$, $p_{-1} = 0,09$, $p_{+2} = 0,01$. $\tau = 21 \mu\text{s}$: $p_{+2} = 0,85$, $p_{+1} = p_{-1} = 0,07$, $p_{+2} = 0,01$,
(Jeweils $\Delta p_{m_j}(0) = 0,02$, $\Delta p_{m_j}(11 \mu\text{s}) = 0,05$ und $\Delta p_{m_j}(21 \mu\text{s}) = 0,02$).

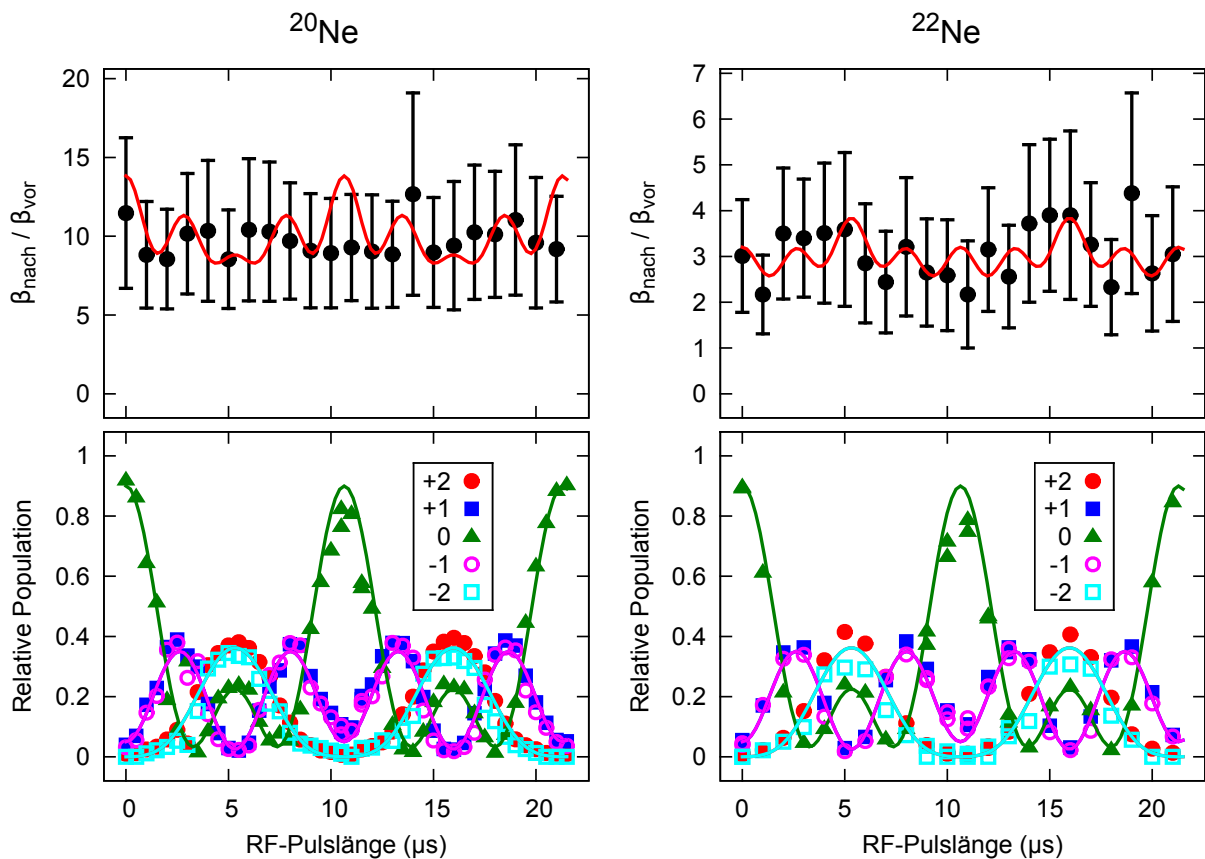


Abbildung 7.10: Relative Populationen p_m , und relative β -Koeffizienten für ^{20}Ne und ^{22}Ne nach Populationstransfer $|+2\rangle \rightarrow |0\rangle$ mittels STIRAP, gefolgt von RF-Pulsen. An die relativen β -Koeffizienten wurden Funktionen gemäß Gl. (7.4) unter Variation von $\beta_{+1,-1}$, $\beta_{+2,-1}$ und $\beta_{+2,-2}$ angepasst, die vereinfachend als gleich angenommen wurden ($\tilde{\beta} = \beta_{+1,-1} = \beta_{+2,-1} = \beta_{+2,-2}$).

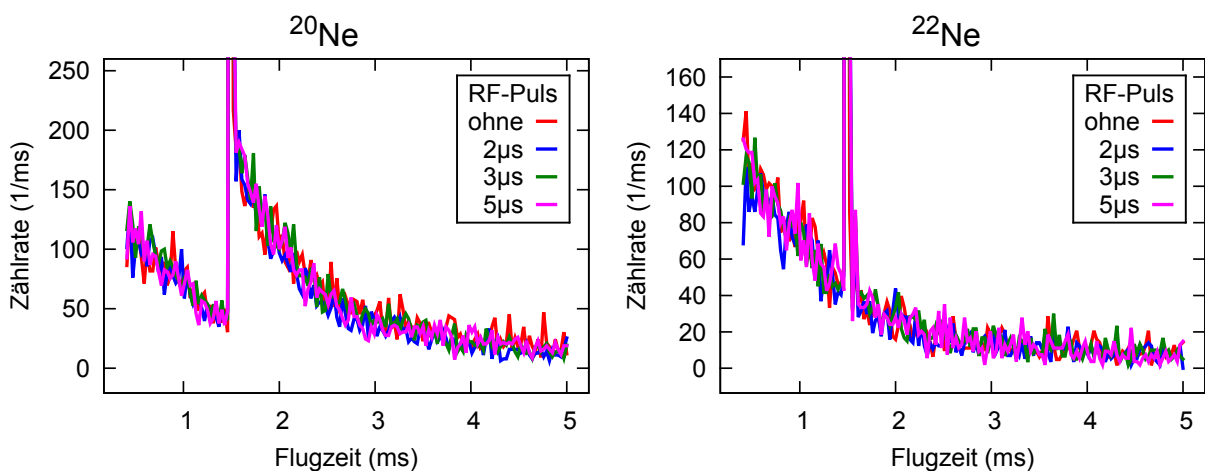


Abbildung 7.11: Ionensignale vor und nach Applikation von STIRAP gefolgt von RF-Pulsen bei $t = 1,5$ ms. Die RF-Pulse führen zu nahezu keiner Änderung des Ionensignals.

	Relativwerte		Absolutwerte		
	²⁰ Ne	²² Ne	²⁰ Ne	²² Ne	
	$\beta/\beta_{+2,+2}$	$\beta/\beta_{+2,+2}$	β (10^{-11} cm ³ /s)	β (10^{-11} cm ³ /s)	
$\beta_{+2,+2}$	1	1	$\beta_{+2,+2}$	$0,65 \pm 0,18$	$1,2 \pm 0,3$
$\beta_{+1,+1}$	$27,2 \pm 9,3$	$4,8 \pm 0,3$	$\beta_{+1,+1}$	$17,7 \pm 7,8$	$5,8 \pm 1,5$
$\beta_{0,0}$	$22,1 \pm 6,8$	$3,6 \pm 0,9$	$\beta_{0,0}$	$14,4 \pm 5,9$	$4,3 \pm 1,5$
$\beta_{+2,+1}$	$6,3 \pm 2,0$	$0,5 \pm 0,5$	$\beta_{+2,+1}$	$4,1 \pm 1,8$	$0,6 \pm 0,6$
$\beta_{+2,0}$	$16,7 \pm 15,0$	$6,8 \pm 2,3$	$\beta_{+2,0}$	$10,9 \pm 10,2$	$8,2 \pm 3,4$
$\beta_{+1,0}$	$1,7^{+8,9}_{-1,7}$	$0,9^{+1,3}_{-0,9}$	$\beta_{+1,0}$	$1,1^{+5,8}_{-1,1}$	$1,1^{+1,6}_{-1,1}$
$\tilde{\beta}$	$15,4 \pm 9,5$	$3,4 \pm 0,8$	$\tilde{\beta}$	$10,0 \pm 6,8$	$4,1 \pm 1,4$

Tabelle 7.1: Zusammenstellung der Ionisationsratenkoeffizienten β_{m_i, m_j} für ²⁰Ne und ²²Ne. Der Koeffizient $\tilde{\beta}$ bezeichnet den Mittelwert der Koeffizienten $\beta_{+2,-1}$, $\beta_{+1,-1}$ und $\beta_{+2,-2}$. **Links:** Werte relativ zum Koeffizienten $\beta_{+2,+2}$ des jeweiligen Isotops. **Rechts:** Aus den Relativwerten und den von P. Spoden *et al.* gemessenen $\beta_{+2,+2}$ [1] resultierende Absolutwerte. Aus Symmetriegründen gilt jeweils $\beta_{m_j, m_i} = \beta_{m_i, m_j}$. Die Messungen zeigen zudem die Symmetrie $\beta_{-m_i, -m_j} = \beta_{m_i, m_j}$.

Experimente wäre es daher interessant, die Temperaturabhängigkeit von $\beta_{\text{unpol}}/\beta_{+2,+2}$ genauer zu untersuchen. Insbesondere wären auch Messungen mit ²¹Ne von Interesse, für welches die fermionische Spin-Statistik gilt.

8 Diskussion und Ausblick

Im Rahmen dieser Arbeit wurden Ratenkoeffizienten für heteronukleare ionisierende Stöße zwischen Ne*-Atomen der Isotope ^{20}Ne , ^{21}Ne und ^{22}Ne gemessen und somit der bestehende Datensatz für homonukleare ionisierende Stöße der Isotope ^{20}Ne und ^{22}Ne erheblich erweitert. Für die bosonischen Isotope wurden detaillierte Untersuchungen der Abhängigkeit der Ionisationsratenkoeffizienten vom m_J -Zustand der Atome durchgeführt.

Die Fülle der nun zur Verfügung stehenden Daten bietet hervorragende Voraussetzungen für die Implementierung von theoretischen Modellen zur Beschreibung der Stoßwechselwirkungen von Ne*. Das in dieser Arbeit vorgestellte Einkanal-Quantenbarriere-Modell gibt zwar einige grundlegende Stoßeigenschaften richtig wieder, kann jedoch andere Effekte nicht erklären. Ein evolvierteres Modell müsste insbesondere den durch Quadrupol-Quadrupol-Wechselwirkung der Atomrümpfe verursachten, anisotropen Charakter der nahreichweitigen Wechselwirkung berücksichtigen und könnte eine Antwort auf die Frage liefern, warum sich die Stoßeigenschaften der verschiedenen Isotope deutlich unterscheiden, obwohl das Einkanal-Modell ein sehr ähnliches Stoßverhalten für alle Isotope voraussagt.

Um die Messgenauigkeit der Ionisationsratenkoeffizienten β_{m_i, m_j} zu erhöhen, könnten, wie bereits in Abschnitt 7.6 erläutert, Drei-Zustand-Mischungen ($|+2\rangle, |0\rangle, |-2\rangle$) mittels *fractional* STIRAP präpariert werden, wodurch insbesondere eine genauere Messung der Koeffizienten $\beta_{+2,0}$ und $\beta_{+2,-2}$ möglich wäre. Zudem könnten Messungen der Ionenraten nach Fünf-Niveau-Rabi-Oszillationen ausgehend von Zustand $|+1\rangle$ durchgeführt werden, um zusätzlichen Aufschluss über die Werte von $\beta_{+2,-1}$, $\beta_{+1,-1}$ und $\beta_{+2,-2}$ zu liefern. Für weitergehende Untersuchungen der Stoßeigenschaften von Spinmischungen wäre die Implementierung einer optischen Dipolfalle vorteilhaft, da diese die Speicherung der Spinmischungen und somit eine deutliche Verlängerung der zur Verfügung stehenden Messzeit ermöglichen würde.

Des Weiteren wäre eine genauere Untersuchung der Temperaturabhängigkeit der Stoßwechselwirkungen von Interesse. Der Temperaturverlauf der Ionisationsratenkoeffizienten von unpolarisierten im Vergleich zu polarisierten Ensembles würde besseren Aufschluss über die Beiträge verschiedener Partialwellen liefern (vgl. Abschnitt 3.3.2) und könnte eventuell auftretende Streuresonanzen aufzeigen. Hierbei wären insbesondere auch Messungen mit ^{21}Ne interessant, um den Vergleich zwischen bosonischer und fermionischer Spin-Statistik zu ermöglichen. Um ein Ionensignal der Stöße zwischen den $^{21}\text{Ne}^*$ -Atomen ($\propto n^2$) zu messen, das sich vom Untergrundsignal der Stöße mit dem Hintergrundgas ($\propto n$) absetzt, ist eine Erhöhung der Dichte der $^{21}\text{Ne}^*$ -Ensembles notwendig. Diese ließe sich am einfachsten mit Isotopen-angereichertem Neongas erzielen, könnte eventuell aber auch durch Optimierung der experimentellen Parameter erreicht werden.

Bei den in dieser Arbeit präsentierten Messungen der ionisierenden Stöße in Spinmischungen wurden lediglich inkohärenten Mischungen der m_J -Zustände betrachtet. Eine interessante Perspektive bietet die Untersuchung der Stoßwechselwirkungen der Ne*-Atome in kohärenten m_J -Überlagerungszuständen. Wie Berechnungen von C. A. Arango *et al.* zeigen, können die Kohärenzeigenschaften von m_J -Überlagerungszuständen zu einer dramatischen Beeinflussung der Stoßwechselwirkungen führen [113, 114]. Die Rechnungen ergeben, dass sich die Raten für Penning- und assoziative Ionisation bei Stößen zwischen Ar und Ne* um mehr als vier Größenordnungen unterdrücken lassen, indem die Ne*-Atome in m_J -Überlagerungszuständen der Form $|\psi\rangle = c_i |m_i\rangle + c_j e^{i\phi} |m_j\rangle$ präpariert werden. Der Grad der Unterdrückung kann dabei durch die

Wahl der Phase ϕ und der Amplituden (c_i, c_j) des Überlagerungszustandes eingestellt werden, was als *kohärente Stoßkontrolle* bezeichnet wird [115, 116].

Wie in Abschnitt 6.6 gezeigt wurde, befinden sich die Atome nach der Präparation mit den in Kapitel 6 vorgestellten Methoden zunächst in eben solchen Überlagerungen aus zwei, drei oder fünf Zuständen, die erst aufgrund der Bewegung der Atome entlang eines Magnetfeld-Gradienten dephasieren. Das Ionensignal in den ersten 300 μs (Signalabfall auf 50 %, vgl. Abschnitt 6.6.2) nach der Präparation kann daher zur Untersuchung von kohärenter Stoßkontrolle zwischen Ne^* -Atomen genutzt werden. Insbesondere erwartet man eine Änderung der Ionenrate bei Änderung der Phase ϕ . Aufgrund des angelegten Offset-Magnetfeldes B_0 oszilliert die Phase mit Frequenz $\nu = g_J \mu_B B_0 |m_i - m_j| / h$ und man erwartet daher auch eine Modulation der MCP-Ionenzählrate mit Frequenz ν , falls der Ionisationsquerschnitt von der Phase des Überlagerungszustands abhängt. Aufgrund der in Abschnitt 2.3.4 diskutierten Abschirmung des zum Anziehen der Ionen genutzten Potentials durch die Bauteile der Magnetfalle kommt es jedoch zu einer Variation der Ionenflugzeiten vom Ort der Atomwolke zur MCP, und die maximal mit der MCP auflösbare Frequenz für Modulationen der Ionisationsraten beträgt etwa 80 kHz. Um eine stabile Präparation der Überlagerungszustände zu gewährleisten, ist allerdings ein Magnetfeld von mindestens $B_0 = 0,06 \text{ G}$ nötig, was für $|m_i - m_j| = 1$ einer Oszillationsfrequenz von $\nu = 140 \text{ kHz}$ entspricht.

Um den Einfluss der Phase der Überlagerungszustände auf die Ionisationsraten messen zu können, sind daher Modifikationen des experimentellen Aufbaus nötig, die entweder eine bessere Zeitauflösung der MCP oder die Präparation der Zustände bei einem kleineren Offset-Magnetfeld ermöglichen. Zur Erhöhung der Zeitauflösung müsste die MCP deutlich näher an das Fallenzentrum heran gebracht werden. Eine stabilere Zustandspräparation könnte mit Hilfe einer optischen Dipolfalle möglich sein, da die beim Schalten der Magnetfalle auftretenden Wirbelfelder vermieden werden könnten.

Im Hinblick auf die Erzeugung von quantenentartetem Ne^* werden neue Methoden gesucht, um die Rate ionisierender Stöße zu unterdrücken oder die Rate elastischer Stöße zu erhöhen. Ein möglicher Ansatz zur Unterdrückung ionisierender Stöße liegt in der Magnetfeld-Abhängigkeit der Stoßwechselwirkungen. In der Magnetfalle werden die Atome im energetisch höchstgelegenen Zustand $|+2\rangle$ gespeichert und Verlustkanäle, die zur Ionisation führen, sind daher energetisch zugänglich. Durch Präparation der Atome im energetisch niedrigsten Zustand $|-2\rangle$ könnte die Anregung der Verlustkanäle energetisch unterdrückt werden. Da die Atome im Zustand $|-2\rangle$ nicht in der Magnetfalle gefangen werden können, würde für die Speicherung der Atome eine optische Dipolfalle benötigt. Erste Untersuchungen der Magnetfeld-Abhängigkeit der Stöße von $|-2\rangle$ in frei expandierenden Atomwolken, nach Ausschalten der Magnetfalle, sind derzeit in Vorbereitung. Für eine Stoßunterdrückung muss das Magnetfeld so groß sein, dass die Zeeman-Aufspaltung der atomaren Niveaus deutlich größer ist als die thermische Energie der Atome ($E \approx k_B \times 350 \mu\text{K} = h \times 7,3 \text{ MHz}$), was mit dem Feld der Helmholtz-Spulen problemlos realisiert werden kann ($B_{\text{max}} = 400 \text{ G} \Rightarrow \Delta E = g_J \mu_B B_{\text{max}} = h \times 840 \text{ MHz}$). Mit dieser Methode gelang es A. Griesmaier *et al.* für ^{52}Cr die durch dipolare Relaxation hervorgerufenen Zwei-Körper-Verluste deutlich zu unterdrücken und ein Bose-Einstein-Kondensat aus ^{52}Cr -Atomen zu erzeugen [13].

Einen weiteren interessanten Ansatz zur Erzeugung eines Ne^* -Bose-Einstein-Kondensats, insbesondere aber auch zur Erzeugung von kalten, dichten $^{21}\text{Ne}^*$ -Ensembles, stellt sympathetisches Kühlen der Ne^* -Atome mit lasergekühltem Rubidium als Kühlmittel dar. Zwar erwartet man in Ne^* -Rb-Mischungen *a priori* eine große Ionisationsrate der Rb-Atome durch die Ne^* -Atome, Experimente in He^* -Rb-Mischungen legen jedoch nahe, dass diese durch Spinpolarisation beider Spezies aufgrund der Spinerhaltung stark unterdrückt werden könnte. Für Stöße zwischen spinpolarisiertem $^4\text{He}^*$ ($J = 1, m_J = +1$) und spinpolarisiertem ^{87}Rb ($|F = 2, m_F = +2\rangle$) wurde von L. J. Byron *et al.* eine obere Schranke des Ionisationsratenkoeffizient von $5 \times 10^{-12} \text{ cm}^3/\text{s}$ gemes-

sen [117]. Zwar kann dieses Ergebnis nicht ohne weiteres quantitativ auf Ne*-Rb-Mischungen übertragen werden, es motiviert jedoch entsprechende Experimente.



A Abkürzungen und Akronyme

Naturkonstanten

Gebräuchliche Abkürzungen für Naturkonstanten werden im Text nicht extra eingeführt. Es gelten die in der folgenden Tabelle angegebenen Entsprechungen. Die Werte wurden Ref. [118] entnommen und sind auf drei Dezimalstellen gerundet.

Symbol	Größe	Wert
c	Lichtgeschwindigkeit	$3,00 \times 10^8$ m/s
h	Planck-Konstante	$6,63 \times 10^{-34}$ Js
\hbar	Reduzierte Planck-Konstante	$h/(2\pi)$
e	Elementarladung	$1,60 \times 10^{-19}$ C
m_e	Elektronenmasse	$9,11 \times 10^{-31}$ kg
k_B	Boltzmann-Konstante	$1,38 \times 10^{-23}$ J/K
g	Standard-Erdbeschleunigung	$9,81$ m/s ²
μ_B	Bohrsches Magneton	$e\hbar/(2m_e) = 9,27 \times 10^{-24}$ J/T

Akronyme

Liste der verwendeten Akronyme:

AOM	Akusto-optischer Modulator
IGBT	Bipolartransistor mit isolierter Gate-Elektrode (<i>insulated-gate bipolar transistor</i>)
MCP	Mikrokanalplatte (<i>micro-channel plate</i>)
MOSFET	Metall-Oxid-Halbleiter-Feldeffekttransistor (<i>metal-oxide-semiconductor field-effect transistor</i>)
MOT	Magneto-optische Falle (<i>magneto optical trap</i>)
RF	Radiofrequenz



B Populationen nach Ramsey- und Spin-Echo-Experiment

B.1 Populationen nach Ramsey-Experiment im Fünf-Niveau-System

Die relativen Populationen $p_{m_J}(\tau_1) = |c_{m_J}(\tau_1)|^2$ nach einem Ramsey-Experiment mit Evolutionszeit τ_1 im Fünf-Niveau-System ($|m_J = -2\rangle, \dots, |m_J = +2\rangle$) lauten:

$$\begin{aligned}
 p_{+2}(\tau_1) &= p_{+2}(0) \left[\frac{35}{128} - \frac{7}{16}K_1 + \frac{7}{32}K_2 - \frac{1}{16}K_3 + \frac{1}{128}K_4 \right] \\
 &+ p_{+1}(0) \left[\frac{5}{32} - \frac{1}{8}K_1 - \frac{1}{8}K_2 + \frac{1}{8}K_3 - \frac{1}{32}K_4 \right] + p_0(0) \left[\frac{9}{64} - \frac{3}{16}K_2 + \frac{3}{64}K_4 \right], \\
 p_{+1}(\tau_1) &= p_{+2}(0) \left[\frac{5}{32} - \frac{1}{8}K_1 - \frac{1}{8}K_2 + \frac{1}{8}K_3 - \frac{1}{32}K_4 \right] \\
 &+ p_{+1}(0) \left[\frac{1}{4} - \frac{1}{4}K_1 + \frac{1}{8}K_2 - \frac{1}{4}K_3 + \frac{1}{8}K_4 \right] + p_0(0) \left[\frac{3}{16} - \frac{3}{16}K_4 \right], \\
 p_0(\tau_1) &= p_{+2}(0) \left[\frac{9}{64} - \frac{3}{16}K_1 + \frac{3}{64}K_4 \right] \\
 &+ p_{+1}(0) \left[\frac{3}{16} - \frac{3}{16}K_4 \right] + p_0(0) \left[\frac{11}{32} + \frac{3}{8}K_2 + \frac{9}{32}K_4 \right], \\
 p_{-1}(\tau_1) &= p_{+2}(0) \left[\frac{5}{32} + \frac{1}{8}K_1 - \frac{1}{8}K_2 - \frac{1}{8}K_3 - \frac{1}{32}K_4 \right] \\
 &+ p_{+1}(0) \left[\frac{1}{4} + \frac{1}{4}K_1 + \frac{1}{8}K_2 + \frac{1}{4}K_3 + \frac{1}{8}K_4 \right] + p_0(0) \left[\frac{3}{16} - \frac{3}{16}K_4 \right], \\
 p_{-2}(\tau_1) &= p_{+2}(0) \left[\frac{35}{128} + \frac{7}{16}K_1 + \frac{7}{32}K_2 + \frac{1}{16}K_3 + \frac{1}{128}K_4 \right] \\
 &+ p_{+1}(0) \left[\frac{5}{32} + \frac{1}{8}K_1 - \frac{1}{8}K_2 - \frac{1}{8}K_3 - \frac{1}{32}K_4 \right] + p_0(0) \left[\frac{9}{64} - \frac{3}{16}K_2 + \frac{3}{64}K_4 \right].
 \end{aligned}$$

Als Anfangszustand wurde eine inkohärente Mischung der Zustände $|+2\rangle$, $|+1\rangle$ und $|0\rangle$ mit Populationen $p_{+2}(0)$, $p_{+1}(0)$ und $p_0(0)$ angenommen. Die gedämpft oszillierenden Terme haben die Form

$$K_n = \cos(n\gamma B_0 \tau_1) \exp\left(-\frac{n}{2}\gamma^2 B_1^2 \sigma_{z,0}^2 \tau_1^2\right) \exp\left(-\frac{n}{8}\gamma^2 B_1^2 \frac{k_B T_z}{m} \tau_1^4\right), \quad (\text{B.1})$$

mit Magnetfeld B_0 , Magnetfeld-Gradient B_1 , Anfangsausdehnung des Ensembles $\sigma_{z,0}$, Temperatur T_z , Masse m und $\gamma = g_J \mu_B / \hbar$. Die erste Exponentialfunktion beschreibt die Dephasierung aufgrund der Anfangsausdehnung des Ensembles und die zweite die Dephasierung aufgrund der Bewegung der Atome entlang des Magnetfeld-Gradienten.

Für $\tau_1 \rightarrow \infty$ verschwinden die oszillierenden Terme und die Populationen konvergieren gegen einen Gleichgewichtszustand, der durch die konstanten Terme zu Beginn der eckigen Klammern in den Funktionen $p_{m_J}(\tau_1)$ definiert ist.

B.2 Populationen nach Spin-Echo-Experiment im Fünf-Niveau-System

Die relativen Populationen $p_{m_J}(\tau_1, \tau_2) = |c_{m_J}(\tau_1, \tau_2)|^2$ nach einem Spin-Echo-Experiment mit erster und zweiter Evolutionszeit τ_1 und τ_2 im Fünf-Niveau-System ($|m_J = -2\rangle, \dots, |m_J = +2\rangle$) lauten:

$$\begin{aligned}
 p_{+2}(\tau_1, \tau_2) &= p_{+2}(0) \left[\frac{35}{128} + \frac{7}{16}K_1 + \frac{7}{32}K_2 + \frac{1}{16}K_3 + \frac{1}{128}K_4 \right] \\
 &+ p_{+1}(0) \left[\frac{5}{32} + \frac{1}{8}K_1 - \frac{1}{8}K_2 - \frac{1}{8}K_3 - \frac{1}{32}K_4 \right] + p_0(0) \left[\frac{9}{64} - \frac{3}{16}K_2 + \frac{3}{64}K_4 \right] \\
 p_{+1}(\tau_1, \tau_2) &= p_{+2}(0) \left[\frac{5}{32} + \frac{1}{8}K_1 - \frac{1}{8}K_2 - \frac{1}{8}K_3 - \frac{1}{32}K_4 \right] \\
 &+ p_{+1}(0) \left[\frac{1}{4} + \frac{1}{4}K_1 + \frac{1}{8}K_2 + \frac{1}{4}K_3 + \frac{1}{8}K_4 \right] + p_0(0) \left[\frac{3}{16} - \frac{3}{16}K_4 \right] \\
 p_0(\tau_1, \tau_2) &= p_{+2}(0) \left[\frac{9}{64} - \frac{3}{16}K_1 + \frac{3}{64}K_4 \right] \\
 &+ p_{+1}(0) \left[\frac{3}{16} - \frac{3}{16}K_4 \right] + p_0(0) \left[\frac{11}{32} + \frac{3}{8}K_2 + \frac{9}{32}K_4 \right] \\
 p_{-1}(\tau_1, \tau_2) &= p_{+2}(0) \left[\frac{5}{32} - \frac{1}{8}K_1 - \frac{1}{8}K_2 + \frac{1}{8}K_3 - \frac{1}{32}K_4 \right] \\
 &+ p_{+1}(0) \left[\frac{1}{4} - \frac{1}{4}K_1 + \frac{1}{8}K_2 - \frac{1}{4}K_3 + \frac{1}{8}K_4 \right] + p_0(0) \left[\frac{3}{16} - \frac{3}{16}K_4 \right] \\
 p_{-2}(\tau_1, \tau_2) &= p_{+2}(0) \left[\frac{35}{128} - \frac{7}{16}K_1 + \frac{7}{32}K_2 - \frac{1}{16}K_3 + \frac{1}{128}K_4 \right] \\
 &+ p_{+1}(0) \left[\frac{5}{32} - \frac{1}{8}K_1 - \frac{1}{8}K_2 + \frac{1}{8}K_3 - \frac{1}{32}K_4 \right] + p_0(0) \left[\frac{9}{64} - \frac{3}{16}K_2 + \frac{3}{64}K_4 \right]
 \end{aligned}$$

Als Anfangszustand wurde eine inkohärente Mischung der Zustände $|+2\rangle$, $|+1\rangle$ und $|0\rangle$ mit Populationen $p_{+2}(0)$, $p_{+1}(0)$ und $p_0(0)$ angenommen. Die gedämpft oszillierenden Terme haben die Form

$$\begin{aligned}
 K_n &= \cos(n\gamma B_0[\tau_2 - \tau_1]) \\
 &\times \exp\left(-\frac{n}{2}\gamma^2 B_1^2 \sigma_{z,0}^2 [\tau_2 - \tau_1]^2\right) \exp\left(-\frac{n}{8}\gamma^2 B_1^2 \frac{k_B T_z}{m} [(\tau_2 - \tau_1)^2 - 2\tau_2^2]^2\right).
 \end{aligned}$$

Die erste Exponentialfunktion beschreibt die Dephasierung aufgrund der Anfangsausdehnung des Ensembles und die zweite die Dephasierung aufgrund der Bewegung der Atome entlang des Magnetfeld-Gradienten.

Für $\tau_1, \tau_2 \rightarrow \infty$ verschwinden die oszillierenden Terme und die Populationen konvergieren gegen einen Gleichgewichtszustand, der durch die konstanten Terme zu Beginn der eckigen Klammern in den Funktionen $p_{m_J}(\tau_1, \tau_2)$ definiert ist. Sie entsprechen denen des Ramsey-Experimentes.

Das Maximum des Echos ergibt sich für $\tau_1 = \tau_2 \equiv \tilde{\tau}$ und es gilt

$$K_n = \exp\left(-\frac{n}{2}\gamma^2 B_1^2 \frac{k_B T_z}{m} \tilde{\tau}^4\right).$$

Die fortbestehende Abnahme der Signalamplitude mit wachsendem $\tilde{\tau}$ beruht allein auf der Bewegung der Atome entlang des Magnetfeldgradienten.

C Dichteverteilung in der Magnetfalle für T_{ax} ungleich T_{rad}

Die Dichteverteilung eines Atomensembles im Fallenpotential $U(\vec{r})$ mit Temperatur T beträgt gemäß Gl. (2.21)

$$n(\vec{r}) = n_0 \exp\left(-\frac{U(\vec{r})}{k_B T}\right). \quad (\text{C.1})$$

Nach der eindimensionalen Doppler-Kühlung in der Magnetfalle befindet sich das Ensemble nicht im dreidimensionalen thermischen Gleichgewicht, kann jedoch in axialer und radialer Fallendimension mit den unabhängigen Temperaturen T_{ax} und T_{rad} beschrieben werden. Die thermische Energie des Atomensembles ist durch die mittlere Temperatur

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

gekennzeichnet. Für ein harmonisches Fallenpotential

$$U(z, \rho) = \frac{m}{2} \omega_{\text{ax}}^2 z^2 + \frac{m}{2} \omega_{\text{rad}}^2 \rho^2 \equiv U_z(z) + U_\rho(\rho) \quad (\text{C.3})$$

beträgt die Dichteverteilung demnach

$$n(z, \rho) = n_0 \exp\left(-\frac{m \omega_{\text{ax}}^2 z^2}{2k_B T_{\text{ax}}} - \frac{m \omega_{\text{rad}}^2 \rho^2}{2k_B T_{\text{rad}}}\right) = n_0 \exp\left(-\frac{U_z(z)}{k_B T_{\text{ax}}} - \frac{U_\rho(\rho)}{k_B T_{\text{rad}}}\right). \quad (\text{C.4})$$

Die unterschiedlichen Temperaturen können durch reskalierte Koordinaten

$$\tilde{z} = s_{c_z} z \quad \text{und} \quad \tilde{\rho} = s_{c_\rho} \rho \quad (\text{C.5})$$

mit

$$s_{c_z}^2 = \frac{\bar{T}}{T_{\text{ax}}} = \frac{1 + 2T_{\text{rad}}/T_{\text{ax}}}{3} \quad \text{und} \quad s_{c_\rho}^2 = \frac{\bar{T}}{T_{\text{rad}}} = \frac{T_{\text{ax}}/T_{\text{rad}} + 2}{3} \quad (\text{C.6})$$

berücksichtigt werden. Für die Dichteverteilung in der harmonischen Falle ergibt sich

$$\begin{aligned} n(\tilde{z}, \tilde{\rho}) &= n_0 \exp\left(-\frac{m \omega_{\text{ax}}^2 \tilde{z}^2}{2k_B \bar{T}} - \frac{m \omega_{\text{rad}}^2 \tilde{\rho}^2}{2k_B \bar{T}}\right) = n_0 \exp\left(-\frac{U_z(\tilde{z}) + U_\rho(\tilde{\rho})}{k_B \bar{T}}\right) \\ &= n_0 \exp\left(-\frac{U(\tilde{z}, \tilde{\rho})}{k_B \bar{T}}\right). \end{aligned} \quad (\text{C.7})$$

Im reskalierten Koordinatensystem kann die Dichteverteilung also allein mit der mittleren Temperatur beschrieben werden.

Die Methode der reskalierten Koordinaten wurde zur Berücksichtigung der unterschiedlichen T_{ax} und T_{rad} bei der Integration über die Dichteverteilungen in Kapitel 5 zur Berechnung der

effektiven Volumina (vgl. Gl. (2.25) und Gl. (5.2)) genutzt. Die Integration erfolgte numerisch unter Verwendung des ungenäherten Fallenpotentials (Gl. 2.17)

$$U(z, \rho, \varphi) = m_J g_J \mu_B \left(\sqrt{\left(B_0 + \frac{B''}{2} z^2 \right)^2 + \left[B'^2 - \frac{B''}{2} B_0 - B' B'' z \cos(2\varphi) + \left(\frac{B''}{4} \rho \right)^2 \right] \rho^2 - B_0} \right). \quad (\text{C.8})$$

Da axiale und radiale Dimension des ungenäherten Potentials im Gegensatz zum harmonischen Potential (Gl. (C.3)) gekoppelt sind, stellt die Reskalierung jedoch nur eine Korrektur erster Ordnung dar. Das effektive Fallenvolumen V_{eff} wurde gemäß

$$\frac{N^2}{V_{\text{eff}}} = \int d\tilde{z} \int d\tilde{\rho} \int d\varphi \tilde{\rho} s c_\rho s c_z n_0^2 \exp \left(-\frac{U(\tilde{z}, \tilde{\rho}, \varphi)}{k_B \bar{T}} \right)^2 \quad (\text{C.9})$$

berechnet.

D Publikationen und Konferenzbeiträge

Publikationen

- Jan Schütz, Thomas Feldker, Holger John und Gerhard Birkl,
Heteronuclear collisions between laser-cooled metastable neon atoms,
Phys. Rev. A **86**, 022713 (2012).
- Thomas Feldker, Jan Schütz, Holger John und Gerhard Birkl,
Magneto-optical trapping of bosonic and fermionic neon isotopes and their mixtures: isotope shift of the $^3P_2 \leftrightarrow ^3D_3$ transition and hyperfine constants of the 3D_3 state of ^{21}Ne ,
Eur. Phys. J. D **65**, 257 (2011).

Konferenzbeiträge

- J. Schütz, A. Martin, S. Altenburg und G. Birkl,
Ionizing Collisions of Metastable Neon in Different Spin States,
Vortrag, DPG-Frühjahrstagung, Hannover (März 2013).
- J. Schütz, A. Martin, S. Altenburg und G. Birkl,
Collisional interactions of metastable neon in different spin states,
Poster, DPG-Frühjahrstagung, Stuttgart (März 2012).
- J. Schütz, A. Martin, T. Feldker, H. John und G. Birkl,
Towards coherent control of collisions in metastable neon,
Vortrag, DPG-Frühjahrstagung, Dresden (März 2011).
- J. Schütz, A. Martin, T. Feldker, H. John und G. Birkl,
Collisional interactions of metastable neon,
Vortrag, EuroQUAM: Achievements and Prospects, Ischgl (September 2010).
- J. Schütz, T. Feldker, H. John und G. Birkl,
Multi-isotope trapping of metastable neon,
Vortrag, DPG-Frühjahrstagung, Hannover (März 2010).
- T. Feldker, H. John, J. Schütz, N. Herschbach und G. Birkl,
Collisional properties of metastable neon,
Poster, DPG-Frühjahrstagung, Hannover (März 2010).
- J. Schütz, J. Keller, M. Euler, W. van Drunen, N. Herschbach und G. Birkl,
Collisional properties of metastable neon in different internal states,
Vortrag, DPG-Frühjahrstagung, Hamburg (März 2009).
- J. Schütz, J. Keller, M. Euler, N. Herschbach und G. Birkl,
Collisional properties of metastable neon in different internal states,
Poster, Young Atom Opticians (YAO) Konferenz, Wien (Februar 2009).
- J. Schütz, E.-M. Kriener, W. v. Drunen, N. Herschbach und G. Birkl,
Bosonic and fermionic metastable neon atoms in optical and magnetic traps,
Poster, WE-Heraeus-Seminar: "Quo Vadis BEC", Bad Honnef (Oktober 2008).



E Betreute Bachelor- und Masterarbeiten

Alexander Martin,
Aufbau eines Diodenlasersystems bei 640 nm,
Bachelorthesis, Juni 2009

Jonas Keller,
Kohärente Manipulation von lasergekühlten, metastabilen Neonatomen mittels Stimulated Raman Adiabatic Passage,
Masterthesis, September 2009

Holger John,
Präparation von Superpositionszuständen in metastabilem Neon,
Masterthesis, Juni 2010

Thomas Feldker,
Experimente mit Isotopenmischungen von kalten, metastabilen Neonatomen,
Masterthesis, Juni 2010

Alexander Martin,
Zeitaufgelöste Untersuchung der Stoßwechselwirkung metastabiler Neonatome,
Masterthesis, April 2011

Lars Bannow,
Aufbau eines Lasersystems bei 633 nm,
Bachelorthesis, August 2011

Sanah Altenburg,
Zustandsabhängige Stoßwechselwirkungen lasergekühlter, metastabiler Neonatome,
Masterthesis, Oktober 2012



Literaturverzeichnis

- [1] P. Spoden, M. Zinner, N. Herschbach, W. J. van Drunen, W. Ertmer und G. Birkl, *Collisional Properties of Cold Spin-Polarized Metastable Neon Atoms*, Phys. Rev. Lett. **94**, 223201 (2005).
- [2] T. Hänsch und A. Schawlow, *Cooling of gases by laser radiation*, Opt. Commun. **13**, 68 (1975).
- [3] W. Phillips und H. Metcalf, *Laser Deceleration of an Atomic Beam*, Phys. Rev. Lett. **48**, 596 (1982).
- [4] E. Raab, M. Prentiss, A. Cable, S. Chu und D. Pritchard, *Trapping of Neutral Sodium Atoms with Radiation Pressure*, Phys. Rev. Lett. **59**, 2631 (1987).
- [5] S. Chu, *Cold atoms and quantum control.*, Nature **416**, 206 (2002).
- [6] J. R. Anglin und W. Ketterle, *Bose-Einstein condensation of atomic gases.*, Nature **416**, 211 (2002).
- [7] S. L. Rolston und W. D. Phillips, *Nonlinear and quantum atom optics.*, Nature **416**, 219 (2002).
- [8] K. Burnett, P. S. Julienne, P. D. Lett, E. Tiesinga und C. J. Williams, *Quantum encounters of the cold kind.*, Nature **416**, 225 (2002).
- [9] T. Udem, R. Holzwarth und T. W. Hänsch, *Optical frequency metrology.*, Nature **416**, 233 (2002).
- [10] C. Monroe, *Quantum information processing with atoms and photons.*, Nature **416**, 238 (2002).
- [11] H. J. Metcalf und P. van der Straten, *Laser cooling and trapping* (Springer Verlag, New York, 1999).
- [12] K. Honda, Y. Takahashi, T. Kuwamoto, M. Fujimoto, K. Toyoda, K. Ishikawa und T. Yabuzaki, *Magneto-optical trapping of Yb atoms and a limit on the branching ratio of the 1P_1 state*, Phys. Rev. A **59**, R934 (1999).
- [13] A. Griesmaier, J. Werner, S. Hensler, J. Stuhler und T. Pfau, *Bose-Einstein Condensation of Chromium*, Phys. Rev. Lett. **94**, 160401 (2005).
- [14] J. McClelland und J. Hanssen, *Laser Cooling without Repumping: A Magneto-Optical Trap for Erbium Atoms*, Phys. Rev. Lett. **96**, 143005 (2006).
- [15] J. Guest, N. Scielzo, I. Ahmad, K. Bailey, J. Greene, R. Holt, Z.-T. Lu, T. O'Connor und D. Potterveld, *Laser Trapping of Ra225 and Ra226 with Repumping by Room-Temperature Blackbody Radiation*, Phys. Rev. Lett. **98**, 093001 (2007).
- [16] H. Hachisu, K. Miyagishi, S. Porsev, A. Derevianko, V. Ovsiannikov, V. Pal'chikov, M. Takamoto und H. Katori, *Trapping of Neutral Mercury Atoms and Prospects for Optical Lattice Clocks*, Phys. Rev. Lett. **100**, 053001 (2008).

-
- [17] S. De, U. Dammalapati, K. Jungmann und L. Willmann, *Magneto-optical trapping of barium*, Phys. Rev. A **79**, 041402 (2009).
- [18] M. Lu, S. H. Youn und B. L. Lev, *Trapping Ultracold Dysprosium: A Highly Magnetic Gas for Dipolar Physics*, Phys. Rev. Lett. **104**, 063001 (2010).
- [19] D. Sukachev, K. Chebakov, A. Sokolov, A. Akimov, N. Kolachevsky und V. Sorokin, *Laser cooling of thulium atoms*, Opt. Spectrosc. **111**, 633 (2011).
- [20] W. Vassen, C. Cohen-Tannoudji, M. Leduc, D. Boiron, C. Westbrook, A. Truscott, K. Baldwin, G. Birkl, P. Cancio und M. Trippenbach, *Cold and trapped metastable noble gases*, Rev. Mod. Phys. **84**, 175 (2012).
- [21] 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).
- [22] S. S. Hodgman, R. G. Dall, L. J. Byron, K. G. H. Baldwin, S. J. Buckman und A. G. Truscott, *Metastable Helium: A New Determination of the Longest Atomic Excited-State Lifetime*, Phys. Rev. Lett. **103**, 053002 (2009).
- [23] S. Seidelin, O. Sirjean, J. V. Gomes, D. Boiron, C. I. Westbrook und A. Aspect, *Using ion production to monitor the birth and death of a metastable helium Bose Einstein condensate*, J. Opt. B: Quantum Semiclass. Opt. **5**, S112 (2003).
- [24] R. G. Dall, C. J. Dedman und a. G. Truscott, *Feedback control of an atom laser*, Optics Express **16**, 14716 (2008).
- [25] M. Schellekens, R. Hoppeler, A. Perrin, J. V. Gomes, D. Boiron, A. Aspect und C. I. Westbrook, *Hanbury Brown Twiss effect for ultracold quantum gases.*, Science **310**, 648 (2005).
- [26] T. Jelte *et al.*, *Comparison of the Hanbury Brown-Twiss effect for bosons and fermions.*, Nature **445**, 402 (2007).
- [27] S. S. Hodgman, R. G. Dall, A. G. Manning, K. G. H. Baldwin und A. G. Truscott, *Direct measurement of long-range third-order coherence in Bose-Einstein condensates.*, Science **331**, 1046 (2011).
- [28] T. Feldker, J. Schütz, H. John und G. Birkl, *Magneto-optical trapping of bosonic and fermionic neon isotopes and their mixtures: isotope shift of the $^3P_2 \leftrightarrow ^3D_3$ transition and hyperfine constants of the 3D_3 state of ^{21}Ne* , Eur. Phys. J. D **65**, 257 (2011).
- [29] J. Schütz, T. Feldker, H. John und G. Birkl, *Heteronuclear collisions between laser-cooled metastable neon atoms*, Phys. Rev. A **86**, 022713 (2012).
- [30] J. Schütz, *Experimente mit lasergekühlten bosonischen und fermionischen Neon-Atomen*, Diplomarbeit, TU Darmstadt, 2008.
- [31] M. Zinner, *Untersuchung an lasergekühlten und gespeicherten metastabilen Neon-Atomen*, Dissertation, Leibniz Universität Hannover, 2002.
- [32] P. Spoden, *Stoßwechselwirkungen in einem kalten Gas metastabiler Neonatome*, Dissertation, 2004.
- [33] E.-M. Kriener, *Speicherung von metastabilen Neon-Atomen*, Diplomarbeit, TU Darmstadt, 2008.

-
- [34] K. J. R. Rosman und P. D. P. Taylor, *Isotopic Compositions of Elements 1997*, J. Phys. Chem. Ref. Data **27**, 1275 (1998).
- [35] G. Racah, *On a New Type of Vector Coupling in Complex Spectra*, Phys. Rev. **61**, 537 (1942).
- [36] I. I. Sobelman, *Atomic Spectra and Radiative Transitions* (Springer-Verlag, Berlin, 1992).
- [37] Y. Ralchenko, A. Kramida, J. Reader und NIST ASD Team, *NIST Atomic Spectra Database (version 3.1.4)*, <http://physics.nist.gov/asd3>, 2008.
- [38] T. Luke, *A correction method for fine-structure calculations. II. Application to neon 3s and 3p excited levels*, J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. **19**, 843 (1986).
- [39] G. Anisimova, N. Zhikhareva und E. Kapel'kina, *Calculation of fine-structure parameters of the npn's configurations by the semiempirical method*, Opt. Spectrosc. **90**, 477 (2001).
- [40] S. Liberman, *Etude empirique des configurations basses de Ne I et de la structure hyperfine du néon 21*, Physica **69**, 598 (1973).
- [41] R. Semenov, E. Kapel'kina, G. Tsygankova und M. Tsygankov, *Semiempirical calculation of the atomic characteristics of the 2p5 3d, 4d, and 2p5ns (n=3-10) configurations of neon*, Opt. Spectrosc. **99**, 536 (2005).
- [42] W. J. van Drunen, *Collisional interaction between metastable neon atoms*, Dissertation, TU Darmstadt, 2008.
- [43] J. Keller, *Kohärente Manipulation von lasergekühlten metastabilen Neon-Atomen mittels Stimulated Raman Adiabatic Passage*, Masterthesis, TU Darmstadt, 2009.
- [44] H. John, *Präparation von Superpositionszuständen in metastabilem Neon*, Masterthesis, TU Darmstadt, 2010.
- [45] L. Cai, B. Friedrich und J. Doyle, *Simulation of the hyperfine-resolved Zeeman spectrum of Eu atoms in a magnetic trap*, Phys. Rev. A **61**, 033412 (2000).
- [46] G. Grosof, P. Buck, W. Lichten und I. Rabi, *Quadrupole Moment of Ne²¹*, Phys. Rev. Lett. **1**, 214 (1958).
- [47] T. Mayer-Kuckuk, *Atomphysik* (Teubner Studiebücher, Stuttgart, 1994).
- [48] H. Beijerinck, E. Vredenbregt, R. Stas, M. Doery und J. Tempelaars, *Prospects for Bose-Einstein condensation of metastable neon atoms*, Phys. Rev. A **61**, 023607 (2000).
- [49] 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).
- [50] A. S. Tychkov, T. Jeltens, J. M. McNamara, P. J. J. Tol, N. Herschbach, W. Hogervorst und W. Vassen, *Metastable helium Bose-Einstein condensate with a large number of atoms*, Phys. Rev. A **73**, 031603(R) (2006).
- [51] R. Stas, J. M. McNamara, W. Hogervorst und W. Vassen, *Homonuclear ionizing collisions of laser-cooled metastable helium atoms*, Phys. Rev. A **73**, 032713 (2006).

-
- [52] H. Katori, H. Kunugita und T. Ido, *Quantum statistical effect on ionizing collisions of ultracold metastable Kr isotopes*, Phys. Rev. A **52**, R4324 (1995).
- [53] 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).
- [54] S. Altenburg, *Zustandsabhängige Stoßwechselwirkungen lasergekühlter, metastabiler Neonatome*, Masterthesis, TU Darmstadt, 2012.
- [55] M. Euler, *Farbstofflasersystem zur kohärenten Manipulation von Neonatomen mittels STIRAP*, Diplomarbeit, TU Darmstadt, 2009.
- [56] D. Pritchard, *Cooling Neutral Atoms in a Magnetic Trap for Precision Spectroscopy*, Phys. Rev. Lett. **51**, 1336 (1983).
- [57] T. Bergeman, G. Erez und H. Metcalf, *Magnetostatic trapping fields for neutral atoms*, Phys. Rev. A **35**, 1535 (1987).
- [58] A. Martin, *Zeitaufgelöste Untersuchung der Stoßwechselwirkung metastabiler Neonatome*, Masterthesis, TU Darmstadt, 2011.
- [59] R. Hertwig, *Aufbau eines galvanisch getrennten Verstärkers*, Miniforschung, TU Darmstadt, 2012.
- [60] A. Bunkowski, *Untersuchungen zur Wechselwirkung von kalten Neon-Atomen*, Diplomarbeit, Leibniz Universität Hannover, 2003.
- [61] P. O. Schmidt, S. Hensler, J. Werner, T. Binhammer, A. Görlitz und T. Pfau, *Doppler cooling of an optically dense cloud of magnetically trapped atoms*, J. Opt. Soc. Am. B **20**, 960 (2003).
- [62] P. Tol, *Trapping and evaporative cooling of metastable helium*, Ph. D. thesis, Vrije Universiteit Amsterdam, 2005.
- [63] R. van Rooij, *Frequency metrology in quantum degenerate helium*, Ph. D. thesis, Vrije Universiteit Amsterdam, 2011.
- [64] J. Ladislav Wiza, *Microchannel plate detectors*, Nuclear Instruments and Methods **162**, 587 (1979).
- [65] P. S. Julienne und F. H. Mies, *Collisions of ultracold trapped atoms*, J. Opt. Soc. Am. B **6**, 2257 (1989).
- [66] G. Quéméner und J. L. Bohn, *Strong dependence of ultracold chemical rates on electric dipole moments*, Phys. Rev. A **81**, 022702 (2010).
- [67] J. M. McNamara, *A Quantum Degenerate Mixture of Metastable Helium-3 and Helium-4 Atoms*, Ph.D. thesis, Vrije Universiteit Amsterdam, 2009.
- [68] K.-K. Ni, S. Ospelkaus, D. Wang, G. Quéméner, B. Neyenhuis, M. H. G. de Miranda, J. L. Bohn, J. Ye und D. S. Jin, *Dipolar collisions of polar molecules in the quantum regime.*, Nature **464**, 1324 (2010).
- [69] V. P. Mogendorff, E. J. D. Vredenburg, B. J. Verhaar und H. C. W. Beijerinck, *Metastable neon collisions: Anisotropy and scattering length*, Phys. Rev. A **69**, 012706 (2004).

-
- [70] C. Cop, *Multichannel scattering theory of atoms with applications*, Masterthesis, Technische Universität Darmstadt, 2012.
- [71] J. Weiner, V. S. Bagnato, S. Zilio und P. S. Julienne, *Experiments and theory in cold and ultracold collisions*, Rev. Mod. Phys. **71**, 1 (1999).
- [72] N. F. Mott und H. S. W. Massey, *The theory of atomic collisions*, 3. Ed. (Clarendon Press, Oxford, 1965).
- [73] A. Derevianko und A. Dalgarno, *Long-range interaction of two metastable rare-gas atoms*, Phys. Rev. A **62**, 062501 (2000).
- [74] S. Kotochigova, E. Tiesinga und I. Tupitsyn, *Nonrelativistic ab initio calculation of the interaction potentials between metastable Ne atoms*, Phys. Rev. A **61**, 042712 (2000).
- [75] I. V. Hertel und C.-P. Schulz, *Atome, Moleküle und optische Physik 2*, Springer-Lehrbuch (Springer, Berlin Heidelberg, 2010).
- [76] L. Julien, M. Pinard und F. Laloë, *Hyperfine structure and isotope shift of the 640.2 and 626.6 nm lines of neon*, J. Phys. Lett. **41**, 479 (1980).
- [77] G. Guthöhrlein und L. Windholz, *No Title*, J. Opt. Research **2**, 171 (1994).
- [78] G. Basar, G. Basar, S. Büttgenbach, S. Kröger und H.-D. Kronfeldt, *Parametric investigation of the isotope shift in odd configurations of Ne I*, Z. Phys. D **39**, 283 (1997).
- [79] V. I. Odintsov, *Isotopic shift in the spectrum of neon*, Opt. Spectrosc. **18**, 205 (1965).
- [80] E. Konz, T. Kraft und H.-G. Rubahn, *Optical determination of the mass shift 3s-3p specific*, Appl. Opt. **31**, 4995 (1992).
- [81] F. Shimizu, K. Shimizu und H. Takuma, *Laser cooling and trapping of Ne metastable atoms*, Phys. Rev. A **39**, 2758 (1989).
- [82] M. Walhout, H. J. L. Megens, A. Witte und S. L. Rolston, *Magneto-optical trapping of metastable xenon: Isotope-shift measurements*, Phys. Rev. A **48**, R879 (1993).
- [83] T. Feldker, *Experimente mit Isotopenmischungen von kalten, metastabilen Neonatomen*, Masterthesis, TU Darmstadt, 2010.
- [84] W. Geithner *et al.*, *Masses and Charge Radii of Ne17–22 and the Two-Proton-Halo Candidate Ne17*, Phys. Rev. Lett. **101**, 17 (2008).
- [85] J. M. McNamara, R. J. W. Stas, W. Hogervorst und W. Vassen, *Heteronuclear ionizing collisions between laser-cooled metastable helium atoms*, Phys. Rev. A **75**, 062715 (2007).
- [86] H. C. Busch, M. K. Shaffer, E. M. Ahmed und C. I. Sukenik, *Trap loss in a dual-species Rb-Ar* magneto-optical trap*, Phys. Rev. A **73**, 023406 (2006).
- [87] L. J. Byron, R. G. Dall, W. Rugway und A. G. Truscott, *Suppression of Penning ionization in a spin-polarized mixture of rubidium and He**, New J. Phys. **12**, 013004 (2010).
- [88] J. M. McNamara, T. Jelte, A. S. Tychkov, W. Hogervorst und W. Vassen, *Degenerate Bose-Fermi Mixture of Metastable Atoms*, Phys. Rev. Lett. **97**, 080404 (2006).

-
- [89] B. DeMarco, S. B. Papp und D. S. Jin, *Pauli Blocking of Collisions in a Quantum Degenerate Atomic Fermi Gas*, Phys. Rev. Lett. **86**, 5409 (2001).
- [90] G. Kavoulakis, C. Pethick und H. Smith, *Collisional relaxation in diffuse clouds of trapped bosons*, Phys. Rev. A **61**, 1 (2000).
- [91] J. Shaffer, W. Chalupczak und N. Bigelow, *Trap loss in a two-species Na-Cs magneto-optical trap: Intramultiplet mixing in heteronuclear ultracold collisions*, Phys. Rev. A **60**, R3365 (1999).
- [92] J. Söding, D. Guéry-Odelin, P. Desbiolles, G. Ferrari und J. Dalibard, *Giant Spin Relaxation of an Ultracold Cesium Gas*, Phys. Rev. Lett. **80**, 1869 (1998).
- [93] M. Erhard, H. Schmaljohann, J. Kronjäger, K. Bongs und K. Sengstock, *Measurement of a mixed-spin-channel Feshbach resonance in ^{87}Rb* , Phys. Rev. A **69**, 032705 (2004).
- [94] C. Law und J. Eberly, *Synthesis of arbitrary superposition of Zeeman states in an atom*, Opt. Express **2**, 368 (1998).
- [95] F. Schwabl, *Quantenmechanik (QM I)*, 6. Ed. (Springer, Berlin Heidelberg, 2005).
- [96] B. W. Shore, *The theory of coherent atomic excitation* (Wiley, New York, 1990).
- [97] F. Bloch, *Nuclear Induction*, Phys. Rev. **70**, 460 (1946).
- [98] E. Hahn, *Spin Echoes*, Phys. Rev. **80**, 580 (1950).
- [99] W. Demtröder, *Experimentalphysik 1*, 4. Ed. (Springer, Berlin Heidelberg, 2004).
- [100] R. J. Cook und B. W. Shore, *Coherent dynamics of N-level atoms and molecules. III. An analytically soluble periodic case*, Phys. Rev. A **20**, 539 (1979).
- [101] R. Grimm, M. Weidemüller und Y. B. Ovchinnikov, *Optical dipole traps for neutral atoms*, arXiv:physics/9902072 (1999).
- [102] K. Bergmann, H. Theuer und B. W. Shore, *Coherent population transfer among quantum states of atoms and molecules*, Rev. Mod. Phys. **70**, 1003 (1998).
- [103] B. W. Shore, J. Martin, M. P. Fewell und K. Bergmann, *Coherent population transfer in multilevel systems with magnetic sublevels. I. Numerical studies*, Phys. Rev. A **52**, 566 (1995).
- [104] J. Martin, B. W. Shore und K. Bergmann, *Coherent population transfer in multilevel systems with magnetic sublevels. II. Algebraic analysis*, Phys. Rev. A **52**, 583 (1995).
- [105] J. Martin, B. W. Shore und K. Bergmann, *Coherent population transfer in multilevel systems with magnetic sublevels. III. Experimental results.*, Phys. Rev. A **54**, 1556 (1996).
- [106] J. Kuklinski, U. Gaubatz, F. Hioe und K. Bergmann, *Adiabatic population transfer in a three-level system driven by delayed laser pulses*, Phys. Rev. A **40**, 6741 (1989).
- [107] U. Gaubatz, P. Rudecki, S. Schiemann und K. Bergmann, *Population transfer between molecular vibrational levels by stimulated Raman scattering with partially overlapping laser fields. A new concept and experimental results*, J. Chem. Phys. **92**, 5363 (1990).
- [108] B. E. King, *Angular Momentum Coupling and Rabi Frequencies for Simple Atomic Transitions*, arXiv:0804.4528v1 (2008).

-
- [109] N. V. Vitanov, K.-A. Suominen und B. W. Shore, *Creation of coherent atomic superpositions by fractional STIRAP*, arXiv:quant-ph/9811079v1 (1998).
- [110] N. F. Ramsey, *The method of successive oscillatory fields*, *Physics Today* **33**, 25 (1980).
- [111] G. B. Partridge, J.-C. Jaskula, M. Bonneau, D. Boiron und C. I. Westbrook, *Bose-Einstein condensation and spin mixtures of optically trapped metastable helium*, *Phys. Rev. A* **81**, (2010).
- [112] J. Borbely, R. van Rooij, S. Knoop und W. Vassen, *Magnetic-field-dependent trap loss of ultracold metastable helium*, *Phys. Rev. A* **85**, 022706 (2012).
- [113] C. A. Arango, M. Shapiro und P. Brumer, *Cold Atomic Collisions: Coherent Control of Penning and Associative Ionization*, *Phys. Rev. Lett.* **97**, 193202 (2006).
- [114] C. A. Arango, M. Shapiro und P. Brumer, *Coherent control of collision processes: Penning versus associative ionization.*, *J. Chem. Phys.* **125**, 094315 (2006).
- [115] P. Brumer, A. Abrashkevich und M. Shapiro, *Laboratory conditions in the coherent control of reactive scattering*, *Faraday Discuss.* **113**, 291 (1999).
- [116] R. V. Krems, *Cold controlled chemistry.*, *Phys. Chem. Chem. Phys.* **10**, 4079 (2008).
- [117] L. J. Byron, R. G. Dall, W. Rugway und a. G. Truscott, *Suppression of Penning ionization in a spin-polarized mixture of rubidium and He**, *New J. Phys.* **12**, 013004 (2010).
- [118] E. R. Cohen und B. N. Taylor, *The 1986 CODATA Recommended Values of the Fundamental Physical Constants*, *J. Phys. Chem. Ref. Data* **17**, 1795 (1988).



Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich ganz herzlich bei allen bedanken, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben. Die Zeit am Institut für Angewandte Physik, als Diplomand und Doktorand, war eine große Bereicherung meines Lebens, und ich werde mich sicherlich immer gerne an diese Zeit zurückerinnern.

Vor allem bedanke ich mich natürlich bei Herrn Prof. Dr. Gerhard Birkl dafür, dass er mir die Möglichkeit gegeben hat in einem so spannenden Arbeitsumfeld zu forschen und mir sowohl die Unterstützung als auch die Freiheit gegeben und das Vertrauen entgegengebracht hat, um neue und interessante Themen bearbeiten zu können.

Herrn Prof. Dr. Reinhold Walser danke ich für die freundliche Übernahme des Zweitgutachtens und sein großes Interesse an der Arbeit des Neon-Teams, das zu einer interessanten Kooperation und vielen hilfreichen Diskussionen geführt hat.

Mein besonderer Dank gilt Dr. Norbert Herschbach, der mich nicht nur mit den Tücken und Geheimnissen des Neon-Experiments vertraut gemacht, sondern meine Entwicklung als Wissenschaftler entscheidend geprägt hat. Er hat stets eine eigenständige, kreative und wissenschaftliche Arbeitsweise gefördert und mich gelehrt, die Dinge zu hinterfragen. Auch Dr. Wouter van Drunen danke ich für die herzliche und geduldige Betreuung während meiner Diplomarbeit.

Ich danke ebenfalls allen MasterstudentInnen, Jonas Keller, Holger John, Thomas Feldker, Alexander Martin und Sanah Altenburg, die ich am Neon-Experiment betreuen durfte. Jeder von ihnen hat ausgezeichnete Arbeit geleistet und eigene Ideen und Kenntnisse eingebracht, die maßgeblich zur Entwicklung des Experiments beigetragen haben. Alexander Martin, der auch als Doktorand am Neon-Experiment arbeitet, wünsche ich für die Zukunft alles Gute und hoffe, dass er den oft undankbaren Neon-Atomen viele schöne Ergebnisse abtrotzen kann. Gleiches wünsche ich Christian Cop, der die Physik der Neon-Atome von theoretischer Seite betrachtet.

Auch den übrigen Mitgliedern und ehemaligen Mitgliedern der Arbeitsgruppe, Sebastian Albrecht, Dr. Jens Kruse, Johannes Küber, Dr. Thomas Lauber, Tobias Murböck, Malte Schlosser, Felix Schmaltz, Sascha Tichelmann, Marco Wiesel und insbesondere auch Gabriele Jenny-Deußer, der guten Seele der Gruppe, danke ich für die hervorragende Zusammenarbeit. Das Wort *Team* ist in der Gruppe zum Glück nicht nur eine Floskel, sondern steht für eine sowohl persönlich als auch fachlich tolle Zusammenarbeit, bei der jeder für den anderen da ist und mit seinen individuellen Stärken aushilft.

Zum Schluss möchte ich mich besonders bei meiner Familie und meiner Freundin für ihre Unterstützung und den großen Rückhalt bedanken. Meine Eltern haben sich beim Korrekturlesen trotz der insgesamt mehr als 120 Formeln tapfer geschlagen.



Lebenslauf

Persönliche Daten *In der Online-Version aus Gründen des Datenschutzes nicht enthalten*

Schulabschluss *In der Online-Version aus Gründen des Datenschutzes nicht enthalten*

Grundwehrdienst *In der Online-Version aus Gründen des Datenschutzes nicht enthalten*

Studium

04/2003 - 09/2004 Grundstudium Physik, TU Darmstadt

09/2004 Vordiplom in Physik

10/2004 - 06/2008 Hauptstudium Physik, TU Darmstadt

08/2005 - 07/2006 Studienaufenthalt an der Königlichen Technischen Hochschule (KTH) Stockholm

05/2007 - 04/2008 Diplomarbeit am Institut für Angewandte Physik, Arbeitsgruppe von Prof. Dr. Gerhard Birkel, Thema: Experimente mit lasergekühlten bosonischen und fermionischen Neon-Atomen

06/2008 Diplom in Physik

Promotion

07/2008 - 07/2013 Institut für Angewandte Physik, TU Darmstadt, Arbeitsgruppe von Prof. Dr. Gerhard Birkel, Projekt: Stoßwechselwirkungen metastabiler Neonatome



Erklärung zur Dissertation

Hiermit versichere ich, die vorliegende Dissertation ohne Hilfe Dritter nur mit den angegebenen Quellen und Hilfsmitteln angefertigt zu haben. Alle Stellen, die aus Quellen entnommen wurden, sind als solche kenntlich gemacht. Diese Arbeit hat in gleicher oder ähnlicher Form noch keiner Prüfungsbehörde vorgelegen.

Darmstadt, den 2. August 2013

(Jan Schütz)