

# **Laserkühlung und Speicherung metastabiler Heliumatome in inhomogenen elektrischen Feldern**

vorgelegt von  
Diplom Physiker  
René Schumann  
Berlin

Fakultät II - Mathematik und Naturwissenschaften  
der Technischen Universität Berlin  
zur Erlangung des akademischen Grades  
Doktor der Naturwissenschaften

genehmigte Dissertation

Promotionsausschuß:

Vorsitzender: Prof. Dr. E. Sedlmayr  
Berichter/Gutachter: Prof. Dr. G. von Oppen  
Berichter/Gutachter: Prof. Dr. W. Sandner

Tag der wissenschaftlichen Aussprache: 22. April 2004

Berlin 2004

D 83



# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
1.1	Motivation . . . . .	1
1.2	Ziele dieser Arbeit . . . . .	2
1.3	Aufbau der Arbeit . . . . .	4
<b>2</b>	<b>Laserkühlung und Speicherung von Atomen</b>	<b>5</b>
2.1	Laserkühlung von Atomen . . . . .	5
2.1.1	Impulsübertrag von Photonen auf Atome . . . . .	6
2.1.2	Die spontane Kraft . . . . .	7
2.1.3	Laserabbremmung und Laserkühlung . . . . .	9
2.1.4	Problem des transversalen Heizens . . . . .	12
2.2	Speichern von neutralen Atomen . . . . .	13
2.2.1	Optische Melasse . . . . .	13
2.2.2	Die magneto-optische Falle (MOT) . . . . .	15
2.3	Experimente zur Laserkühlung und Speicherung von neutralen Atomen . . . . .	17
2.3.1	Experimente zur Laserkühlung . . . . .	17
2.3.2	Experimente zur Speicherung . . . . .	18
<b>3</b>	<b>Der Stark-Slower</b>	<b>21</b>
3.1	Prinzip des Stark-Slowers . . . . .	21
3.1.1	Verlauf des elektrischen Feldes im Stark-Slower . . . . .	22
3.2	Anwendung des Stark-Slowers auf metastabiles Helium . . . . .	23
3.2.1	Termschema der beteiligten Übergänge . . . . .	23
3.2.2	Elektrische Feldstärke im Stark-Slower . . . . .	23
3.2.3	Vermeidung von optischem Pumpen in den Zustand $2^3S_1 m_J = 0$ . . . . .	27
<b>4</b>	<b>Experimenteller Aufbau und vorbereitende Experimente</b>	<b>31</b>
4.1	Die Lasersysteme . . . . .	31
4.1.1	Das Titan:Saphir-Lasersystem . . . . .	31

4.1.2	Die Diodenlaser . . . . .	33
4.2	Aufbau der Atomstrahl-Apparatur . . . . .	42
4.2.1	Die Düsenstrahl-Quelle für metastabiles Helium . . . . .	42
4.2.2	Flugzeit-Detektor . . . . .	49
4.2.3	Transversale Laserkühlung und Ablenkung des meta- stabilen Anteils des Heliumstrahls . . . . .	53
4.2.4	Ortsempfindlicher Detektor . . . . .	59
4.2.5	Der Stark-Slower . . . . .	61
4.2.6	Die magneto-optische Falle (MOT) . . . . .	65
<b>5</b>	<b>Experimente</b>	<b>73</b>
5.1	Experimente zur Laserkühlung der metastabilen Heliumatome im Stark-Slower . . . . .	74
5.1.1	Ergebnisse des Stark-Slowers . . . . .	74
5.1.2	Vergleich der Flugzeitverteilungen mit Rechnung und Simulation . . . . .	78
5.1.3	Optisches Pumpen und der Einfluß des äußeren Ma- gnetfeldes . . . . .	86
5.1.4	Optimierung des Stark-Slowers für das Laden einer magneto- optischen Falle . . . . .	91
5.2	Experimente zur Speicherung von metastabilem Helium in ei- ner MOT . . . . .	96
5.2.1	Laden der MOT und Abklingen der Teilchenzahl . . . . .	96
5.2.2	Expansion der Wolke und Bestimmung ihrer Temperatur	101
<b>6</b>	<b>Überlegungen zur Speicherung von metastabilen Heliumato- men in inhomogenen elektrischen Feldern</b>	<b>103</b>
6.1	Verlustkanäle in Fallen für metastabile Heliumatome . . . . .	103
6.1.1	Alternative: Elektro-dynamische Falle . . . . .	105
6.2	Speicherung in elektrischen Feldern . . . . .	105
6.2.1	Rotierendes Sattelpunkt-Potential (2D-Falle) . . . . .	106
6.2.2	Drei-dimensionale elektro-dynamische Falle . . . . .	114
<b>7</b>	<b>Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>119</b>
7.1	Zusammenfassung dieser Arbeit . . . . .	119
7.2	Ausblick . . . . .	122

# Kapitel 1

## Einleitung

### 1.1 Motivation

Die resonante Wechselwirkung von Atomen mit Laserlicht beeinflusst nicht nur die inneren Freiheitsgrade der Atome, sondern auch ihren Bewegungszustand. So eröffnet die Anwendung von Laserstrahlen auf Atome eine Möglichkeit, Atome mechanisch zu manipulieren. Mit Hilfe von Laserkühlungsmethoden lassen sich Atome auf sehr kleine Geschwindigkeiten abbremsen und anschließend, z. B. unter Zuhilfenahme externer Felder, in sogenannten Atomfallen speichern.

In den Wolken kalter Atome, die man in den Atomfallen erzeugt, spielen Stöße der Atome untereinander eine große Rolle. Zum einen stellen solche Stöße oft einen Verlustkanal dar, über den Atome aus der Falle verloren gehen. Dieser Aspekt ist besonders für metastabile Heliumatome von großer Bedeutung. Beim metastabilen Helium spielt der Gesamtspin der beiden am Stoß beteiligten Atome eine große Rolle, um die Verluste in der Falle durch Penning-Ionisation zu unterdrücken [69, 70, 57]. Stöße kalter metastabiler Heliumatome sind schon intensiv in Magnetfallen und magneto-optische Fallen untersucht worden [66, 64]. In diesen Fallen ist aber der Spin der am Stoß beteiligten Heliumatome kein freier Parameter, da er an das Magnetfeld der Falle gekoppelt ist.

Bei der Erzeugung von Bose-Einstein-Kondensaten spielen die Stöße der kalten Fallenatome untereinander ebenfalls eine bedeutende Rolle. Während der Verdampfungskühlung der Atome in der Falle thermalisieren die in der Falle verbliebenen Atome durch Stöße untereinander, um wieder ins thermische Gleichgewicht zu kommen, nachdem die heißesten Atome die Falle über den Rand des Fallenpotentials verlassen haben. Zur Erzeugung von Bose-Einstein-Kondensaten siehe z. B. [80, 81, 82, 84].

Die Zeiten, in denen Stöße in einer Wolke von kalten Atomen stattfinden, sind auf Grund der kleinen Relativgeschwindigkeiten der Stoßpartner lang im Vergleich zu Stoßexperimenten, wie man sie aus Atomstrahlexperimenten kennt. Die Zeitskala dieser kalten Stöße ist oft lang im Vergleich zur Lebensdauer optisch angeregter Zustände der beteiligten Stoßpartner, so daß die Atome während eines Stoßes optische Übergänge machen können. Diese Übergänge haben wiederum einen Einfluß auf die Wechselwirkungspotentiale, die den Stoß der beiden kalten Atome bestimmen [68, 87]. Solche Stöße kalter Atome unter dem Einfluß von resonanter Laserstrahlung sind einerseits interessant für die Erzeugung kalter Moleküle aus einzelnen Atomen einer Falle [85], da Moleküle im allgemeinen nicht direkt für Laserkühlungsmethoden zugänglich sind. Andererseits hängt die Stoßrate der Atome in der Falle vom Anregungszustand der Stoßpartner ab, weshalb man, um lange Speicherzeiten zu erreichen, die Atome aus magneto-optischen Fallen in reine Magnetfallen umlädt.

Eine Alternative zu Magnetfallen stellen optische Fallen [86] oder elektrodynamische Fallen dar [55, 56]. In elektrodynamischen Fallen könnte man im Gegensatz zu optischen Fallen die kalten Heliumatome in einer Art Leiter führen [77, 78]. Der Spin der Atome kann während dessen in einem äußeren Magnetfeld ausgerichtet werden, da die Speicherung der Atome in elektrodynamischen ebenso wie in optischen Dipolfallen vom Spinzustand der Atome unabhängig ist. Damit wäre der Spin der am Stoß beteiligten kalten Heliumatome ein freier Parameter für detaillierte Untersuchungen kalter Stöße. In [83] werden Untersuchungen an einem spin-polarisierten Ensemble von Atomen in einer optischen Dipolfalle beschrieben.

## 1.2 Ziele dieser Arbeit

Diese Arbeit ist im Rahmen eines Kooperationsprojektes zwischen der TU-Berlin und dem Max-Born-Institut für nichtlineare Optik und Kurzzeitspektroskopie entstanden. Das Ziel ist die Herstellung kalter Heliumatome, die in späteren Experimenten in eine elektrodynamische Falle geladen werden sollen, um sie für weiterführende Experimente zur Untersuchung der Wechselwirkung dieser Heliumatome mit kurzen Laserpulsen, oder zur Untersuchung der Penning-Ionisation während der Stöße der kalten Heliumatome zur Verfügung zu stellen.

Die Arbeit greift das Konzept des Stark-Slowers auf, das in [26, 27] beschrieben und auf Alkaliatome angewendet wurde. Im Falle des metastabilen Heliums liegen auf Grund der größeren Polarisierbarkeit des angeregten Niveaus, das zur Laserkühlung verwendet wird und auf Grund der Verwendung von

Laserlicht kurzer Wellenlänge, bessere Bedingungen für die Anwendung eines Stark-Slowers vor. So stellt der Stark-Slower für metastabiles Helium eine Alternative zum Zeeman-Slower für metastabile Heliumatome dar, der gewöhnlich mit einem Kühlaser bei einer Wellenlänge von  $\lambda = 1083$  nm betrieben wird (siehe z. B. [21]).

Die Laserkühlung verwendet in dem hier beschriebenen Stark-Slower einen optischen Übergang vom metastabilen  $2^3S_1$ -Niveau in das  $3^3P_2$ -Niveau von Helium. Der optische Übergang hat eine Wellenlänge von  $\lambda = 389$  nm. Die Nutzung des kurzwelligen Überganges zur Laserkühlung ist möglich, weil man die starke Polarisierbarkeit des  $3^3P$ -Multipletts nutzen kann. Auf diese Weise läßt sich schon bei moderaten elektrischen Feldstärken, die sich gut im Labor herstellen lassen, die große Doppler-Verschiebung des kurzwelligen Kühlasers auf Grund der Geschwindigkeit der Heliumatome kompensieren. Die Nutzung des  $3^3P$ -Multipletts zur Laserkühlung ist im metastabilen Helium möglich, da hier auf Grund der LS-Kopplung die Heliumatome aus dem  $3^3P_2$ -Niveau über die möglichen Zerfallskanäle nur in dem metastabilen  $2^3S_1$ -Zustand zerfallen können. Interkombinationsübergänge sind im Helium stark verboten.

Auf Grund der geringen Masse der Heliumatome hat man es mit hohen Anfangsgeschwindigkeiten der Atome zu tun. Die mittlere Beschleunigung, die man in einem solchen Slower auf die Heliumatome wirken lassen kann, ist auf Grund des hohen Impulsübertrages durch Photonen einer Wellenlänge von  $\lambda = 389$  nm ca. um einen Faktor 3 höher als in einem Slower, der bei einer Wellenlänge von  $\lambda = 1083$  nm arbeitet. Dies ermöglicht es, die Heliumatome auf einer kürzeren Strecke abzubremesen, als in einem konventionellen Zeeman-Slower bei einer Wellenlänge von  $\lambda = 1083$  nm. Oder man kann die Laserkühlung schon bei höheren Anfangsgeschwindigkeiten beginnen lassen, um eine größere Zahl kalter Atome zur Verfügung zu stellen, die man anschließend in eine Falle laden kann.

Ein weiterer Vorteil des Stark-Slowers ist es, daß er auf die starken Magnetfelder verzichtet, die im Zeeman-Slower oft mit Hilfe wassergekühlter Spulen erzeugt werden müssen. Auf Grund des starken Magnetfeldes ist ein solcher Slower von Nachteil für Experimente, die sensitiv auf äußere Magnetfelder sind. Der Stark-Slower benötigt zur Unterdrückung von optischem Pumpen ebenfalls ein Magnetfeld, das senkrecht zur Richtung des elektrischen Feldes ist. Die Stärke dieses Magnetfeldes liegt aber in der Größenordnung des Erdmagnetfeldes, das man für Magnetfeld-sensitive Experimente sowieso kompensieren oder abschirmen müßte.

Für weiterführende Experimente möchte man, wie Eingangs beschrieben, die Heliumatome in elektro-dynamischen Fallen speichern. Simulationen von zwei-dimensionalen und drei-dimensionalen elektro-dynamischen Fallen sollen zeigen, für welchen Parameterbereich diese Fallen in späteren Arbeiten

auf metastabile Heliumatome angewendet werden können.

### 1.3 Aufbau der Arbeit

Nach einer Einführung in die Grundlagen der Laserkühlung und die Beschreibung grundlegender Experimente zur Kühlung und Speicherung neutraler Atome mit Hilfe von Lasern wird das Konzept des Stark-Slowers erläutert und seine Anwendung auf metastabiles Helium beschrieben.

Es wird der Versuchsaufbau beschrieben, an dem die Funktion des Stark-Slowers für metastabile Heliumatome gezeigt werden soll. Der experimentelle Aufbau teilt sich in die verwendeten Laser und die Vakuumapparatur. Bei den Lasern handelt es sich um zwei Diodenlaser und einen frequenzverdoppelten Titan-Saphir-Laser. Die Vakuumapparatur besteht aus einer LN<sub>2</sub>-gekühlten Quelle zur Erzeugung des Strahls metastabiler Heliumatome, einem Abschnitt zur transversalen Laserkühlung und Ablenkung der Heliumatome, einem Aufbau zur Messung von Flugzeiten, dem Stark-Slower und einer magneto-optischen Falle. Teilweise wird die Funktion einzelner Teile des Versuchsaufbaus anhand vorbereitender Versuche gezeigt.

Im Kapitel über die Experimente wird das Funktionieren des Stark-Slowers gezeigt. Der Einfluß von optischem Pumpen auf den Laserkühlungsprozeß wird untersucht, und es wird gezeigt, daß man dieses optische Pumpen mit Hilfe eines schwachen Magnetfeldes unterdrücken kann. Nach einer Verbesserung des Stark-Slowers wird abschließend das Laden einer magneto-optischen Falle aus dem Stark-Slower heraus demonstriert. Dabei wird versucht, aus den ersten Messungen mit der magneto-optischen Falle Aussagen über die Parameter zu machen, die die Helium-Wolke in der Falle beschreiben.

Die magneto-optische Falle für die metastabilen Heliumatome wird als Zwischenstufe benötigt. Es zeigt sich in numerischen Untersuchungen, die im letzten Kapitel beschrieben werden, daß man für einen Parameterbereich der elektro-dynamischen Falle, der sich im Experiment gut realisieren läßt, eine Tiefe der Falle von ca. 1 mK erreicht. Die Simulationen untersuchen den Parameterbereich, in dem elektro-dynamische Fallen, wie sie in [54] beschrieben werden, auf metastabiles Helium angewendet werden können. Man muß die Heliumatome also in einer magneto-optischen Falle einfangen und sie vorkühlen, bevor man sie in die elektro-dynamische Falle umladen kann.

Den Abschluß der Arbeit bildet eine Zusammenfassung der Ergebnisse dieser Arbeit und ein kurzer Ausblick auf mögliche Fortsetzungen der Experimente.

# Kapitel 2

## Laserkühlung und Speicherung von Atomen

Das folgende Kapitel soll einen kurzen Überblick über den theoretischen und experimentellen Hintergrund der Thematik „Laserkühlung und Speicherung von neutralen Atomen“ geben. Dies soll eine Grundlage zum weiteren Verständnis dieser Arbeit liefern und Hinweise auf weiterführende Literatur geben.

### 2.1 Laserkühlung von Atomen

Die Herleitung eines Ausdrucks für die Kraft auf ein Atom auf Grund der resonanten Wechselwirkung mit Licht ist in den Übersichtsartikeln [2, 3, 4] zu finden.

Zur Beschreibung der Wechselwirkung zwischen Atomen und dem elektromagnetischen Strahlungsfeld des Lichtes wird im Folgenden ein Modell verwendet, welches das Licht durch Photonen beschreibt. Das Photonen-Modell eignet sich zur Beschreibung von Licht, wenn die spektrale Intensität des Lichtes klein ist. Das bedeutet hier, daß der Einfluß der spontanen Emission von Licht durch ein Atom nicht vernachlässigbar ist. In der Tat wird sich in den folgenden Betrachtungen zeigen, daß die spontane Emission eine wichtige Rolle bei der Laserkühlung von Atomen spielt. Die Photonen ergeben sich aus der Quantisierung des elektromagnetischen Feldes, welche z. B. nötig ist, um die Plank'sche Formel zur Beschreibung der Hohlraum-Strahlung herzuleiten. Der Begriff des Photons ist aber auch verbunden mit der Interpretation von Experimenten, in denen sich der Teilchen-Charakter des Lichtes offenbart, z. B. beim Photoeffekt (siehe zu einer einleitenden Beschreibung des Begriffes Photon [5]). Ein Photon wird durch seinen Wellenvektor  $\vec{k}$ , dessen

Richtung in die Ausbreitungsrichtung der elektromagnetischen Welle zeigt, und dessen Betrag sich aus  $|k| = \frac{2\pi}{\lambda}$  ergibt, charakterisiert.  $\lambda$  ist die Vakuum-Wellenlänge des Lichtes. Für den Impuls eines Photons gilt  $\vec{p} = \hbar\vec{k} = \frac{h}{\lambda}$ , wobei  $h$  das Plank'sche Wirkungsquantum ist ( $\hbar = \frac{h}{2\pi}$ ).  $E_{\text{photon}} = \hbar\omega = h\nu$  ist die Energie eines einzelnen Photons, wobei  $\nu = \frac{\omega}{2\pi}$  die Frequenz der Lichtwelle ist. Der Zusammenhang  $c = \lambda\nu$  verbindet die Lichtgeschwindigkeit mit der Wellenlänge und der Frequenz der Lichtwelle.

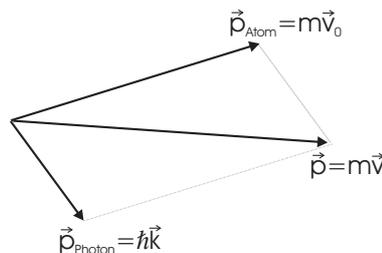
### 2.1.1 Impulsübertrag von Photonen auf Atome

Im Modell von Atomen und Photonen wird die resonante Wechselwirkung von Licht mit Atomen durch die Emission oder Absorption eines Photons durch ein Atom beschrieben. Bei der Beschreibung solcher Vorgänge muß für das System, bestehend aus Atom und Photon, der Gesamtimpuls und die Gesamtenergie erhalten bleiben.

#### Die Impulsbilanz

Die Impulsbilanz (hier für einen Absorptionsprozeß eines Photon mit dem Wellenvektor  $\vec{k}$  durch ein Atom mit der Masse  $m$  und der Anfangsgeschwindigkeit  $\vec{v}_0$ ) lautet

$$m\vec{v}_0 + \hbar\vec{k} = m\vec{v}. \quad (2.1)$$



**Abbildung 2.1:** Die Summe aus den beiden einzelnen Impulsen des Atoms  $\vec{p}_{\text{Atom}}$  und des Photons  $\vec{p}_{\text{Photon}}$  ergibt den neuen Impuls  $\vec{p}$  des Atoms nach der Absorption des Photons.

Aus der Impulsbilanz kann man entnehmen, daß sich nach der Absorption des Photons durch das Atom der Bewegungszustand in Richtung und Betrag geändert hat.

## Die Energiebilanz

Die Energiebilanz lautet wie folgt:

$$\frac{1}{2}m\vec{v}_0^2 + \hbar\omega = \frac{1}{2}m\vec{v}^2 + \hbar\omega_0, \quad (2.2)$$

wobei die linke Seite sich aus der Bewegungsenergie  $E_{kin} = \frac{1}{2}m\vec{v}_0^2$  des Atoms und der Energie  $E_{photon} = \hbar\omega$  des Photons zusammensetzt. Die rechte Seite des Ausdruck ist die Gesamtenergie des Atoms, die sich nach dem Absorptionsprozeß aus der neuen Bewegungsenergie  $E_{kin} = \frac{1}{2}m\vec{v}^2$  und der Energie  $E_{excitation} = \hbar\omega_0$ , die in der inneren Anregung des Atoms steckt, zusammensetzt. Durch einsetzen von Gleichung 2.1 in Gleichung 2.2 erhält man für die Energie des Photons

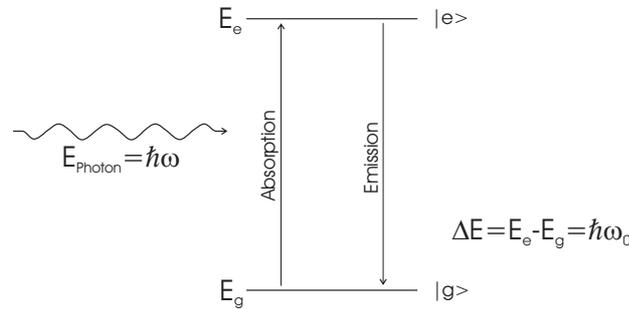
$$\hbar\omega = \hbar\omega_0 + \hbar\vec{k} \cdot \vec{v}_0 + \frac{\hbar^2\vec{k}^2}{2m}. \quad (2.3)$$

Um überhaupt in der Lage zu sein mit dem Atom wechselwirken zu können, muß also die Energie des Photons ausreichen, um drei verschiedene Prozesse während der Absorption bedienen zu können. Diese Prozesse werden durch die drei Summanden auf der rechten Seite von Gleichung 2.3 beschrieben. Diese sind (von links nach rechts): Die Energie, welche zum Übergang zwischen den beteiligten Quanten-Zuständen des Atoms benötigt wird; die Änderung der Absorptionsfrequenz  $\omega_0$  des Atoms auf Grund der Doppler-Verschiebung durch die Bewegung des Atoms mit der Geschwindigkeit  $\vec{v}_0$ ; und zuletzt die Energie, die benötigt wird, um den Bewegungszustand des Atoms durch den Rückstoß des Photons zu ändern.

### 2.1.2 Die spontane Kraft

#### Das Zwei-Niveau-Atom

Man betrachte ein Modell-Atom, das nur zwei Quantenzustände hat (ein sogenanntes Zwei-Niveau-Atom): Einen Grundzustand  $|g\rangle$  mit der Energie  $E_g$  und einen angeregten Zustand  $|e\rangle$  mit der Energie  $E_e$ , und es gilt  $E_e - E_g = \hbar\omega_0$ . Das Zwei-Niveau-Atom bedeutet in diesem Zusammenhang eine Idealisierung eines realen Atoms, das natürlich mehr als zwei Energie-Niveaus und damit verbundene Quantenzustände hat. Für die weiteren Betrachtungen ist es einerseits nicht notwendig andere Zustände des Atoms zu betrachten als die beiden Zustände, die durch die eingestrahnten Photonen miteinander gekoppelt werden. Andererseits ist es für die nachfolgenden Betrachtungen sogar von großer Wichtigkeit, daß das Atom aus dem angeregten



**Abbildung 2.2:** Zwei-Niveau-Atom in Wechselwirkung mit Photonen der Energie  $E_{\text{photon}} = \hbar\omega$ .

Zustand nur wieder in den Grundzustand zerfallen kann. Dieses Zwei-Niveau-Atom soll mit Photonen, die den Wellenvektor  $\vec{k}$  haben, wechselwirken. Die Photonen sollen zu jeder Zeit die Resonanzbedingung (siehe Gleichung 2.3) für das Zwei-Niveau-Atom erfüllen, so daß sie zu jeder Zeit den Übergang zwischen dem Grundzustand  $|g\rangle$  und dem angeregten Zustand  $|e\rangle$  treiben können. Die Lebensdauer des angeregten Zustandes sei  $\tau = 1/\gamma$ , wobei  $\gamma$  die Rate der spontanen Emission ist.

### Der Impulsübertrag und die mittlere Kraft

Da das Zwei-Niveau-Atom aus dem angeregten Zustand  $|e\rangle$  nur in den Grundzustand  $|g\rangle$  zerfallen kann, ist es in der Lage immer wieder Photonen aus dem Lichtfeld zu absorbieren. Die Wechselwirkung zwischen den Photonen und dem Atom setzt sich aus stimulierter Absorption, stimulierter Emission und spontaner Emission zusammen. Nach einer Zeit  $\Delta t$ , die sehr groß gegen die Lebensdauer des angeregten Zustandes sei, hat sich der Impuls des Atoms um  $\Delta\vec{p}$  geändert, wobei sich diese Änderung wie folgt zusammensetzt:

$$\Delta\vec{p} = \sum \vec{p}_{\text{stim. Absorption}} + \sum \vec{p}_{\text{stim. Emission}} + \sum \vec{p}_{\text{spont. Absorption}}. \quad (2.4)$$

Der Anteil der spontanen Emission verschwindet im Mittel, da die Verteilung der Raumrichtungen, in die die Photonen spontan emittiert werden, punktsymmetrisch um den Ursprung ist. Das bedeutet, daß die Zahl der Photonen, die im Mittel spontan in Richtung  $\vec{r}$  emittiert werden genau so groß ist, wie die mittlere Anzahl der Photonen, die spontan in Richtung  $-\vec{r}$  emittiert wird. Auf diese Weise ist der Netto-Impulsübertrag auf das Atom durch die spontan emittierten Photonen gleich null. Es bleiben also nur die

Anteile aus den beiden stimulierten Prozessen. Bei der stimulierten Emission, die durch Photonen angeregt werden, ist der Impulsübertrag aus der stimulierten Emission dem Impulsübertrag aus der vorangegangenen stimulierten Absorption entgegengerichtet. In der Summe liefern zwei solche aufeinander folgende Prozesse keinen Netto-Impulsübertrag auf das Atom. Die Summe 2.4 des Impulsübertrages auf das Atom ergibt sich also aus der Differenz der Zahl der Photonen, die absorbiert werden, und der Zahl der Photonen, die stimuliert emittiert werden. Das ist aber gerade die Anzahl der Photonen, die spontan emittiert werden. Daraus folgt also  $\Delta\vec{p} = \hbar\vec{k}N_{spont.Emission}$ . Die Zahl  $N_{spont.Emission}$  der in der Zeit  $\Delta t$  spontan emittierten Photonen ergibt sich aus der Streurrate  $\Gamma_{Streu}$  nach  $N_{spont.Emission} = \Gamma_{Streu}\Delta t$ . Für die Streurrate  $\Gamma_{Streu}$  gilt

$$\Gamma_{Streu} = \frac{\frac{1}{2}\gamma\frac{I}{I_0}}{1 + \frac{I}{I_0} + \frac{2(\delta+kv)^2}{\gamma^2}}. \quad (2.5)$$

Dabei ist  $I_0 = \frac{\pi\hbar c}{3\lambda^3\tau}$  die Sättigungsintensität des Überganges und  $\delta = \omega - \omega_0$  die Differenz zwischen der Photonenfrequenz  $\omega$  und der Resonanzfrequenz  $\omega_0$  der Atome. Teilt man den Impulsübertrag (die Impulsänderung)  $\Delta\vec{p}$  durch die Zeit  $\Delta t$ , erhält man einen Ausdruck für die mittlere Kraft  $\vec{F}_{spontan} = \frac{\Delta\vec{p}}{\Delta t}$ , die auf das Atom in der Zeit  $\Delta t$  wirkt

$$\vec{F}_{spontan} = \hbar\vec{k}\frac{\frac{1}{2}\gamma\frac{I}{I_0}}{1 + \frac{I}{I_0} + \frac{2(\delta+kv)^2}{\gamma^2}}. \quad (2.6)$$

Setzt man  $\delta = -kv$  und betrachtet den Grenzwert für sehr starke Sättigung des Überganges ( $I/I_0 \gg 1$ ), erhält man einen Ausdruck für die maximal auf ein Atom mit der Masse  $m$  wirkende Beschleunigung

$$a_{max} = \frac{\hbar}{2\tau\lambda m}. \quad (2.7)$$

Man kann also mit Hilfe von resonantem Licht Atome mechanisch manipulieren, insbesondere beschleunigen oder abbremsen, in dem man eine stark gerichtete Lichtquelle (z. B. einen Laser) verwendet.

### 2.1.3 Laserabbremung und Laserkühlung

Man spricht bei Experimenten, bei denen Atome mittels der Wechselwirkung mit resonantem Laserlicht abgebremst werden, nicht nur von Laserabbremung, sondern auch von Laserkühlung. In diesem Zusammenhang vergleicht man die Geschwindigkeitsverteilung der Atome in einem Atomstrahl mit der Geschwindigkeitsverteilung eines Gases bei einer Temperatur  $T$ . In [6, 7] betrachtet man einen Atomstrahl, der sich mit einer Geschwindigkeitsverteilung

$v = V + v'$  entlang der positiven  $z$ -Achse bewegt. Dem Atomstrahl entgegengerichtet ist ein Laserstrahl mit der Frequenz  $\omega$ , die so gewählt wird, daß die Atome mit der anfänglichen Geschwindigkeit  $V$  mit der Beschleunigung  $a = F(V)/M$  abgebremst werden, wobei  $F(V)$  der Ausdruck 2.6 für die Kraft auf die Atome mit der Geschwindigkeit  $V$  ist. Die Differenz  $\delta(t) = \omega - \omega_0 = \delta' - kV(t)$  zwischen der Laserfrequenz  $\omega$  und der Resonanzfrequenz  $\omega_0$  der Atome wird so zeitlich verändert, daß die Atome mit der Geschwindigkeit  $V(t) = V + at$  eine konstante Laserverstimmung sehen und so eine konstante Beschleunigung  $a$  erfahren. Man wechselt nun in das abgebremste Bezugssystem, das sich mit der Geschwindigkeit  $V(t)$  bewegt. In diesem Bezugssystem haben die Atome die Geschwindigkeit  $v'$  und die Laserverstimmung hat den festen Wert  $\delta'$ . Für die geschwindigkeitsabhängige Kraft  $F(v')$  auf die Atome in diesem Bezugssystem kann man nun schreiben

$$F(v') = \hbar k \frac{\gamma}{2} \left[ \frac{-I/I_0}{1 + I/I_0 + \left[ \frac{2(\delta' + kv')}{\gamma} \right]^2} + \frac{I/I_0}{1 + I/I_0 + \left[ \frac{2\delta'}{\gamma} \right]^2} \right]. \quad (2.8)$$

Der zweite Ausdruck in den eckigen Klammern von Gleichung 2.8 ist die Trägheitskraft, die in dem abgebremsten Bezugssystem auf die Atome wirkt. Der erste Term in den eckigen Klammern von Gleichung 2.8 liefert nach einer Taylorentwicklung für kleine  $v'$  einen Ausdruck der Form

$$F(v') = 2\hbar k^2 \frac{I}{I_0} \frac{\frac{2\delta'}{\gamma} v'}{\left\{ 1 + \frac{I}{I_0} + \frac{2(\delta')^2}{\gamma^2} \right\}^2} = \alpha v'. \quad (2.9)$$

Man kann den Ausdruck 2.9 für Werte  $\delta' < 0$  als Dämpfungskraft auf die Atome betrachten, die den Geschwindigkeiten  $v'$  entgegenwirkt. Sie sorgt dafür, daß die Geschwindigkeitsverteilung um die Geschwindigkeit  $V(t)$  eingeengt wird, was man im Vergleich mit der Geschwindigkeitsverteilung in einem Gas als eine Abkühlung der Temperatur des Gases betrachten kann. Aus diesem Grund spricht man also hier von Laserkühlung.

### Grenzen der Laserkühlung

Die Breite des Geschwindigkeitsintervalls, in das die Atome hineingekühlt werden, wird bestimmt durch das Gleichgewicht, welches sich einstellt, wenn die Rate, mit der die Atome gekühlt werden, der Rate gleicht, mit der sie durch statistische Effekte in der Wechselwirkung mit dem Laserlicht aufgeheizt werden.

Die Änderung der kinetischen Energie  $E_{kin} = \frac{1}{2}m \langle v'^2 \rangle$  durch die Laserkühlung ergibt sich nach

$$\dot{E}_{kin}^{kuehl} = m \langle v' \rangle \langle \dot{v}' \rangle = F \langle v' \rangle = \alpha \langle v'^2 \rangle. \quad (2.10)$$

Die Ursache für das Aufheizen der Geschwindigkeitsverteilung hat seinen Ursprung in der Tatsache, daß durch die spontane Emission der Photonen zwar der mittlere Impulsübertrag verschwindet, nicht aber das Mittel des Impulsquadrates. Die Betrachtung eines Random-Walk-Experimentes mit einer Schrittweite von  $\hbar k$  im Impulsraum ergibt für das mittlere Impulsquadrat nach  $N$  zufälligen Schritten  $\langle p^2 \rangle = N\hbar^2 k^2$  (die spitzen Klammern bedeuten hier, das man den Mittelwert bildet). Die Rate der Änderung dieser Größe ist ein Maß für die Aufheizung der Geschwindigkeitsverteilung. Die Rate ergibt sich aus der Streurrate (2.5) der Photonen. Einen weiteren Beitrag zur Aufheizung liefert die statistische Schwankung der pro Zeitintervall durch das Atom absorbierten Photonen. Da man die einzelnen Photonen in der Näherung der schwachen Sättigung als voneinander unabhängige Ereignisse betrachten kann, kommt man hierbei mit einer Beschreibung durch eine Poisson-Statistik aus. Für sie gilt, daß die Schwankung der Werte genauso groß ist, wie der Mittelwert der Ereignisse. Man kann nun einen Ausdruck für die Rate, mit der die Geschwindigkeitsverteilung aufgeheizt wird, angeben:

$$\dot{E}_{kin}^{heiz} = \frac{\langle \dot{p}^2 \rangle}{2m} = 2\hbar^2 k^2 \frac{\frac{1}{2}\gamma \frac{I}{I_0}}{1 + \frac{I}{I_0} + \frac{2(\delta')^2}{\gamma^2}}. \quad (2.11)$$

Setzt man die Raten für Aufheizung und Kühlung der Geschwindigkeitsverteilung gleich  $\dot{E}_{kin}^{heiz} = -\dot{E}_{kin}^{kuehl}$ , erhält man eine Gleichung, aus der man über die Beziehung  $m \langle v^2 \rangle / 2 = k_B T / 2$  einen Ausdruck für eine Gleichgewichtstemperatur  $T$  herleiten kann. Betrachtet man kleine Intensitäten und eine Laserverstimmung von  $\delta = -\gamma/2$ , vereinfacht sich der Ausdruck zur sogenannten Doppler-Grenze für die minimale erreichbare Temperatur  $k_B T_{Doppler} = \hbar\gamma/2$ , die man mit diesem einfachen Laserkühlungsschema erreichen kann. Die Doppler-Grenze stellt jedoch nicht die untere Grenze für die Temperaturen dar, die man durch Laserkühlungsmethoden erreichen kann. Von J. Dalibard und C. Cohen-Tannoudji wurde der Einfluß von Polarisationsgradienten auf den Laserkühlungsprozeß untersucht [8]. Sie haben gezeigt, daß die Temperaturen, die man unter diesen Voraussetzungen erreichen kann, gegeben sind durch die Energien, die ein Atom aus dem Rückstoß eines einzelnen Photons aufnimmt (die sogenannte Rückstoß-Grenze (Recoil-Limit)  $k_B T_{Recoil} = \hbar^2 k^2 / 2m$ ). Solche Polarisationsgradienten ergeben sich z. B. bei der Überlagerung von zwei gegenläufigen zirkular polarisierten Lichtwellen in einer magneto-optischen Falle (Stichwort: Sisyphus-Kühlung). Aber auch

diese Grenze läßt sich durch die Erzeugung von atomaren Quantenzuständen unterschreiten, die nach der Emission des Photons, das sie in einen Zustand mit verschwindendem Impuls gebracht hat, nicht mehr mit dem Laserlicht wechselwirken können, welches sie gekühlt hat [9, 10].

### 2.1.4 Problem des transversalen Heizens

Während der longitudinalen Laserkühlung von Atomen kommt es zu einer Erhöhung der transversalen Geschwindigkeitskomponenten des Atomstrahls, da, wie schon erwähnt, zwar der mittlere Impulsübertrag aus den spontan emittierten Photonen verschwindet, jedoch nicht das daraus resultierende mittlere Impulsquadrat. Um eine Vorstellung des Einflusses dieses Effektes auf die Atome im Atomstrahl zu erhalten, betrachte man eine ein-dimensionale Zufallsbewegung im Impulsraum eines Atoms der Masse  $m$  [37]. Die Schrittweite entspricht dem Impulsübertrag durch die Emission eines Photons  $\Delta p = \frac{h}{\lambda}$ . Nach  $N$  Schritten, die hier der Abfolge von  $N$  Absorptionen von Photonen der Wellenlänge  $\lambda$  entsprechen, auf die eine spontane Emission eines solchen Photons folgt, ergibt sich aus dem mittleren Impulsquadrat für die Geschwindigkeit der Atome

$$v_x = \frac{h}{\lambda m} \sqrt{N}. \quad (2.12)$$

Eine Abschätzung über die daraus resultierende Aufweitung eines Atomstrahls während der longitudinalen Laserkühlung erhält man durch Integration  $\Delta x = \int_0^t v_x(t) dt$  des Ausdrucks in Gleichung 2.12, dabei ergibt sich die Zahl der spontanen Absorptions-Emissions-Zyklen  $N = \Gamma_{Streu} t$ . Als Ergebnis erhält man für eine Dauer der Laserkühlung von  $t = v_{start}/a$

$$\Delta x = \frac{2h}{3\lambda m} \sqrt{\Gamma_{Streu} (v_{start}/a)^3}. \quad (2.13)$$

In dieser Betrachtung sind die transversalen Geschwindigkeitskomponenten, die schon vor der longitudinalen Laserkühlung im Atomstrahl vorhanden sind, nicht enthalten.

Für die Laserkühlung von metastabilen Heliumatomen mit Hilfe des Überganges bei  $\lambda = 1083$  nm ergibt sich nach einer Abbremsung der Atome von einer Anfangsgeschwindigkeit von  $v_{start} = 1000$  m/s mit einer Beschleunigung von  $a = 0.5 a_{max}$  ein resultierender Durchmesser des Atomstrahls von ca. 2 cm. Für die longitudinale Laserkühlung der metastabilen Heliumatome auf dem Übergang bei  $\lambda = 389$  nm und die gleiche Startgeschwindigkeit, jedoch bei  $0.25 a_{max}$ , ergibt sich ebenfalls ein Durchmesser des Atomstrahls auf Grund des transversalen Heizens von 3 cm.

Man sollte also nach Möglichkeit entweder die Atome nach oder während der longitudinalen Laserkühlung auch transversal kühlen, oder zumindest durch eine transversale Laserkühlung vor der longitudinalen Laserkühlung die schon im Atomstrahl vorhandenen transversalen Geschwindigkeitskomponenten reduzieren.

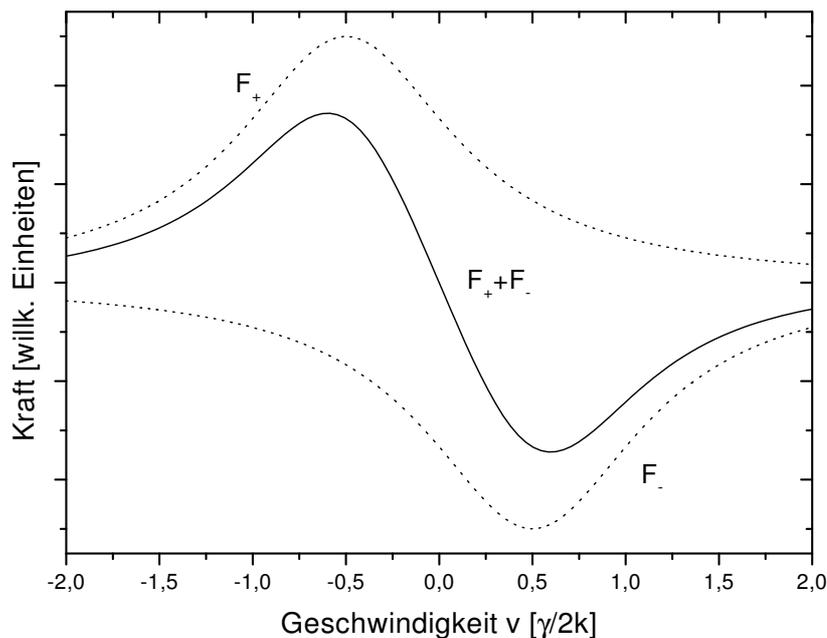
## 2.2 Speichern von neutralen Atomen

Im nächsten Schritt möchte man die Atome, die man abgebremst und gekühlt hat, an einem Ort festhalten, um sie z. B. für weitere Experimente zu präparieren.

### 2.2.1 Optische Melasse

Ein erster Ansatz zum Speichern von kalten neutralen Atomen ist es, die Atome aus allen sechs Seiten mit Laserlicht zu bestrahlen, welches gegenüber der atomaren Resonanzfrequenz  $\omega_0$  rotverstimmt ist (das Speichern von geladenen Teilchen stellt sich etwas einfacher dar, da man diese Teilchen mit Hilfe von elektrischen und magnetischen Feldern leicht manipulieren kann; man erreicht hier leicht Fallen mit einigen eV Potentialtiefe; siehe z. B. [47]). Um eine einfache Beschreibung des Verhaltens der Atome in einer solchen Anordnung von Laserstrahlen zu erhalten, beschränkt man sich im Folgenden auf den ein-dimensionalen Fall. Man setze ein Atom (Zwei-Niveau-System mit Übergangsfrequenz  $\omega_0$ ) mit der Geschwindigkeit  $v$  in das Lichtfeld, welches von zwei Laserstrahlen mit der Frequenz  $\omega < \omega_0$  erzeugt wird, die einander entgegengerichtet eingestrahlt werden. Für die folgenden Betrachtungen soll davon ausgegangen werden, daß die Intensität der beiden Laserstrahlen so klein ist, daß man die Wechselwirkung des Atoms mit diesen beiden Laserstrahlen als voneinander unabhängig ansehen kann (dadurch vermeidet man, daß die Betrachtungen sich z. B. durch Absorption aus dem ersten Laserstrahl und stimulierte Emission in den zweiten Laserstrahl verkomplizieren). Man kann nun einen Ausdruck für die Gesamtkraft angeben, die die beiden Laserstrahlen auf das Atom ausüben. Dieser Ausdruck ergibt sich einfach aus der Summe der Kräfte der beiden einzelnen Laserstrahlen. Die Kräfte der einzelnen Laserstrahlen sind durch den Ausdruck in Gleichung 2.6 gegeben, wobei für einen der beiden Strahlen  $k$  durch  $-k$  ersetzt werden muß (entgegengesetzte Ausbreitungsrichtung). Bezeichnet man die beiden Kräfte mit  $F_+$  und  $F_-$ , ergibt sich für die Gesamtkraft  $F$  unter der Annahme  $I/I_0 \ll 1$

$$F_{sum} = F_+ + F_- = \frac{\hbar k \gamma}{2} \frac{I}{I_0} \frac{kv}{\gamma} \frac{16\Delta/\gamma}{1 + \frac{8}{\gamma^2}(\Delta^2 + k^2v^2) + \frac{16}{\gamma^4}(\Delta^2 - k^2v^2)^2}. \quad (2.14)$$



**Abbildung 2.3:** Die Kraft auf ein Atom im Feld zweier gegenläufiger Laserstrahlen, die um  $\Delta = -\gamma/2$  gegenüber  $\omega_0$  verstimmt sind. Ebenfalls eingetragen sind die Kräfte  $F_+$  und  $F_-$ .

Das prinzipielle Verhalten dieser Kraft als Funktion der Geschwindigkeit  $v$  ist in Abbildung 2.3 dargestellt. Man kann der Darstellung entnehmen, daß die resultierende Kraft  $F_{sum}$  auf das Atom für kleine Geschwindigkeiten um  $v = 0$  linear von der Geschwindigkeit des Atoms abhängt, sich also als  $F_{sum} = -\alpha v$  schreiben läßt, wobei sich das  $\alpha$  in diesem Ausdruck vom  $\alpha$  in Gleichung 2.9 um einen Faktor 2 unterscheidet. Der Faktor 2 ist darauf zurückzuführen, daß man hier eine Wechselwirkung mit zwei Laserstrahlen untersucht. Die Gleichung 2.14 besagt, daß die Geschwindigkeit des Atoms durch die Kraft  $F_{sum}$  gedämpft wird, und das Atom eine Geschwindigkeit  $v = 0$  anstrebt. Das bedeutet, daß sich das Atom wie in einem Sirup bewegt, der jedem Versuch des Atoms sich zu bewegen eine Kraft entgegensetzt. Aus diesem Grund wird eine solche Anordnung als optische Melasse (Sirup) bezeichnet. Mit einer solchen Anordnung der Laserstrahlen (ausgedehnt auf die drei Raumachsen) lassen sich kalte Atome relativ lange festhalten (ca. 0.1 s in einer Melasse

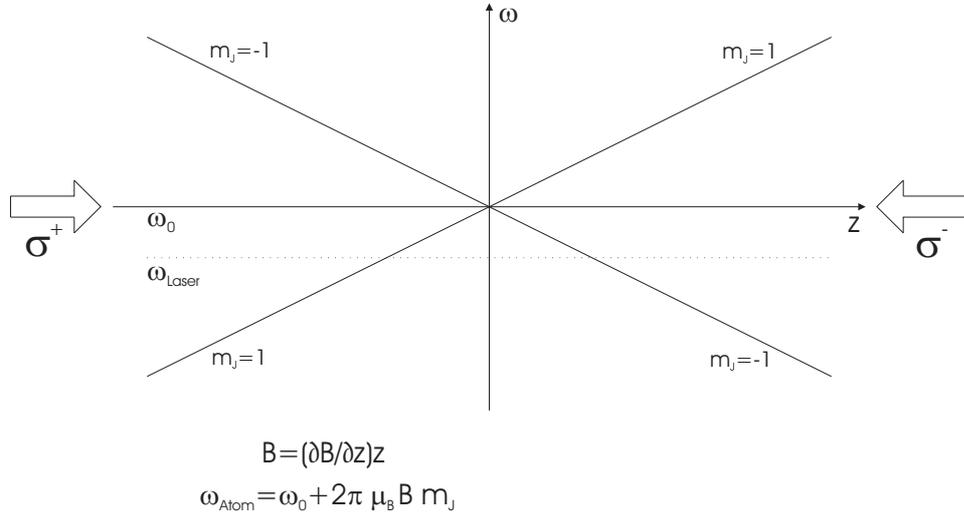
mit 0.8 cm Durchmesser [48]). Bei einer optischen Melasse handelt es sich aber noch nicht wirklich um eine Falle in der die Atome gehalten werden. Die Atome in der Melasse haben zwar im Mittel die Geschwindigkeit  $v = 0$ , aber auf Grund der Zitterbewegung, die durch die einzelnen Impulsüberträge während der Wechselwirkung mit den Laserstrahlen der Melasse verursacht wird, diffundieren die Atome langsam durch die Melasse, bis sie deren Rand erreicht haben und verloren gehen. Eine weitere Kraft, die ebenfalls auf die Atome wirkt, und sie aus der Melasse herausfallen läßt, ist die Gravitationskraft. Man braucht also außer der Dämpfungskraft noch eine Kraft, die dafür sorgt, daß Atome, die sich aus dem Zentrum der Falle hinausbewegen, wieder dorthin zurückgetrieben werden. Man braucht also für eine Falle eine Dämpfungskraft (geschwindigkeitsabhängiger Teil) und eine Rückstellkraft (ortsabhängiger Teil).

### 2.2.2 Die magneto-optische Falle (MOT)

Eine Möglichkeit zur Speicherung von neutralen Atomen ist die sogenannte magneto-optische Falle. Die magneto-optische Falle soll hier gesondert hervorgehoben werden, da sie zum einen auch im Rahmen dieser Arbeit Anwendung findet, und zum anderen sich als sehr effektives Werkzeug zur Speicherung von neutralen Atomen durchgesetzt hat. Vorgeschlagen wurde eine solche Falle von Dalibard (siehe Hinweis am Ende von [52]). Weitere Methoden zur Speicherung werden im Abschnitt 2.3.2 kurz beschrieben.

Wie eben dargestellt, benötigt man zur Speicherung von Atomen einerseits eine Dämpfungskraft (Kühlung der Geschwindigkeiten), die auf die Atome wirkt, und andererseits eine Rückstellkraft (ortsabhängige Kraft), die dafür sorgt, daß die Atome nicht auf Grund der statistischen Streuung von Photonen durch das Fallenvolumen hindurchdiffundieren und am Rand der Falle verloren gehen. In einer magneto-optischen Falle (MOT - magneto-optical Trap) werden diese beiden Kräfte durch die spontane Kraft (siehe Gleichung 2.6) realisiert. Um die Funktionsweise der MOT zu erläutern, beschränkt man sich auch hier wieder auf den ein-dimensionalen Fall (entlang einer  $z$ -Achse) und auf ein Atom mit einem Übergang zwischen einem Grundzustand mit  $J = 0$  und einem angeregten Zustand mit  $J = 1$ . Man betrachte zwei gegenläufige Laserstrahlen, wobei die Intensität der beiden Laserstrahlen so klein sein soll, daß man die Wechselwirkung der Atome mit den beiden Laserstrahlen als voneinander unabhängig betrachten kann (es soll keine stimulierte Absorption aus dem ersten Laserstrahl gefolgt von einer stimulierten Emission in den zweiten Laserstrahl geben). Die Frequenz  $\omega$  der beiden Fallenlaserstrahlen ist, wie in einer optischen Melasse, gegenüber der atomaren Resonanzfrequenz  $\omega_0$  rotverstimmt. Dem Lichtfeld, welches von den bei-

den Laserstrahlen erzeugt wird, wird ein inhomogenes Magnetfeld der Form  $B = \frac{\partial B}{\partial z} z$  überlagert. In Abbildung 2.4 ist eine Prinzip-Skizze zur Funktionsweise einer MOT gezeigt.



**Abbildung 2.4:** Skizze zur Funktionsweise einer ein-dimensionalen magneto-optischen Falle. Als Quantisierungsachse ist hier die positive z-Achse gewählt.

Für ein Atom, das sich z. B. in Richtung der positiven z-Achse aus dem Fallenzentrum mit der Geschwindigkeit  $v$  herausbewegt, ist die Frequenz des ihm entgegenkommenden Laserstrahls auf Grund des Doppler-Effektes blauverschoben, so daß die Absorptionswahrscheinlichkeit für diesen Laserstrahl zunimmt. Die Laserfrequenz des sich entlang seiner Flugrichtung ausbreitenden Laserstrahls erscheint dem Atom jedoch noch weiter rotverschoben, wodurch die Absorptionswahrscheinlichkeit für diesen Laserstrahl weiter abnimmt. Im Mittel ergibt sich also eine Kraftkomponente, die der Bewegung des Atoms entgegenwirkt (Prinzip der optischen Melasse). Im Gegensatz zur optischen Melasse bleibt außerhalb des Fallenzentrums auch für Atome mit der Geschwindigkeit  $v = 0$  ein Ungleichgewicht der beiden Kräfte der Laserstrahlen auf das Atom erhalten, durch welches das Atom immer in Richtung Fallenzentrum getrieben wird. Wenn das Atom sich außerhalb des Fallenzentrums befindet, dann werden die Energie-Niveaus der einzelnen  $m_J$ -Zustände im äußeren Magnetfeld verschoben. Die Polarisation der beiden Laserstrahlen ist so gewählt, daß durch den Zeeman-Effekt die Absorptionswahrscheinlichkeit jeweils für den Laserstrahl erhöht wird (entsprechend für den anderen Laserstrahl weiter abnimmt), der der Ortsauslenkung des Atoms entgegenwirkt. Wenn man eine entsprechende Anordnung von Laserstrahlen und Magnetfeld für jede der drei Raumachsen vorsieht, kann man die Atome entlang

dieser drei Raumachsen einfangen und speichern.

## 2.3 Experimente zur Laserkühlung und Speicherung von neutralen Atomen

### 2.3.1 Experimente zur Laserkühlung

Die mechanische Wirkung von Licht auf Atome wurde erstmals von R. Frisch [11] 1933 experimentell gezeigt. Er hat einen Natriumstrahl von der Seite mit einer Natriumdampflampe beleuchtet und die dadurch hervorgerufene Verschiebung und Verbreiterung des Atomstrahls nachgewiesen.

Die Anwendung von Lasern zur Kühlung von atomaren Gasen wurde 1975 von Hänsch und Schawlow [12] für neutrale Atome vorgeschlagen. Die Anwendung der Laserkühlung auf gespeicherte Ionen wurde unabhängig davon von Wineland und Dehmelt [13] vorgeschlagen. Die erste experimentelle Realisierung erfolgte 1980 von Balykin et al. [14] an Natrium. Bei diesem Experiment wurde die Laserfrequenz periodisch so durchgestimmt, daß für Atome, die zu Beginn mit dem Laser in Resonanz waren, für die Dauer eines Durchstimmungs-Zyklus der Laserfrequenz die Resonanzbedingung (siehe Gleichung 3.1) zwischen Atomen und Photonen erfüllt war und die Atome abgebremst wurden. Diese Methode hat allerdings den Nachteil, daß man keinen kontinuierlichen Strahl kalter und langsamer Atome erhält, sondern nur Pakete kalter Atome, die während der Frequenzdurchstimmung des Lasers gekühlt wurden. Ein Problem in diesem Experiment stellt die Bedingung eines atomaren Zwei-Niveau-Systems dar. Der Einfluß des optischen Pumpens der Natriumatome in ein für den Kühlaser nicht mehr erreichbares Niveau der Hyperfeinstruktur des Natriums wurde zwar durch die Verwendung von zirkular polarisiertem Licht reduziert, aber nicht ganz ausgeschlossen. Eine Weiterentwicklung dieses Experimentes stellt die Realisierung von D. Phillips und H. Metcalf [15] dar. Hier wird die Laserfrequenz festgehalten und die Atome durch eine Kombination aus einem homogenen Magnetfeld und einem überlagerten inhomogenen Magnetfeld geschickt. Das homogene Magnetfeld in Verbindung mit der Verwendung von zirkular polarisiertem Licht reduziert die Wahrscheinlichkeit von optischem Pumpen innerhalb der Hyperfeinstruktur von Natrium. Das inhomogene Magnetfeld ist in seiner Form so gewählt, daß Atome, die mit einer mittleren Beschleunigung  $a$  abgebremst werden, durch die ortsabhängige Zeeman-Verschiebung mit der fest eingestellten Laserfrequenz in Resonanz bleiben. In weiteren Experimenten wurde das Problem des optischen Pumpens durch die Verwendung einer zweiten Laserfrequenz (siehe z.B. [16]) behoben.

Der Einsatz eines inhomogenen Magnetfeldes zur Kompensation der geschwindigkeitsabhängigen Doppler-Verschiebung während des Abbremsungsprozesses wird unter dem Begriff des Zeeman-Slowers zusammengefaßt. Experimentelle Realisierungen eines Stark-Slowers, bei dem im Gegensatz zu einem inhomogenen Magnetfeld ein inhomogenes elektrisches Feld verwendet wird, sind an Natrium von R. Gaggl et al. [26] und an Cäsium von J. R. Yeh et al. [27] erfolgreich durchgeführt worden.

Der Vollständigkeit halber seien hier noch einige Stichworte und Zitate zu alternativen Laserkühlungstechniken angegeben. Laserkühlung mit Hilfe von breitbandigem Laserlicht [23, 24], Kühlung mit isotrop eingestrahltm Laserlicht [25] und als interessante neuere Alternative die Laserkühlung mittels Kurzpuls-Lasern [22].

### 2.3.2 Experimente zur Speicherung

Die ersten Experimente zur Untersuchung von Atomen in einer optischen Melasse wurden von Chu et al. [48] durchgeführt. In diesem Zusammenhang ist auch die Kühlung und die Diffusionsbewegung von Atomen in solchen Melassen untersucht worden. Experimente zur Speicherung von neutralen Atomen in wirklichen Fallen haben verschiedene Ansätze verfolgt, z. B. eine Falle aus einer Kombination einer optischen Melasse und einer sogenannten Dipolfalle [49]. Bei der Dipolfalle nutzt man die Tatsache aus, daß ein elektrisches Dipolmoment, welches durch ein inhomogenes äußeres elektrisches Wechselfeld in einem Atom induziert wird, eine Kraft auf das Atom ausübt. Die Richtung dieser Kraft hängt davon ab, ob die Frequenz des Wechselfeldes oberhalb oder unterhalb einer Resonanzfrequenz des Atomes liegt (wenn die Frequenz des Feldes unter der Resonanzfrequenz des Atoms liegt, werden die Atome in Richtung zunehmender Feldstärke getrieben; wenn die Frequenz des Feldes über der Resonanzfrequenz der Atome liegt, dann werden die Atome in Richtung abnehmender Amplitude des Feldes getrieben). Im Experiment wird ein Laserstrahl in das Zentrum der optischen Melasse fokussiert, dessen Frequenz gegenüber der Resonanzfrequenz der Atome sehr weit rotverstimmt ist, um eine optische Anregung der Atome durch diesen Laser zu vermeiden. Auf diese Weise sorgt die optische Melasse für die Dämpfung und die Dipolkraft im inhomogenen Lichtfeld des fokussierten Laserstrahls liefert die Rückstellkraft, die die Atome in der Falle hält.

Ein anderer Ansatz bremst die Atome aus einem Atomstrahl erst auf  $v = 0$  ab und kühlt sie dabei. Anschließend werden die kalten Atome in eine Falle geladen, die sie hält. Als experimentelle Realisierung sei hier das Experiment von Migdall et al [51] genannt, in dem die Atome in einem Zeeman-Slower (siehe Abschnitt 2.3.1 dieses Kapitels) abgebremst und dann in eine magne-

tische Falle geladen werden. In einer magnetischen Falle macht man sich die Wechselwirkung  $W = -\vec{\mu} \cdot \vec{B}$  des magnetischen Momentes  $\vec{\mu}$  eines Atoms mit einem inhomogenen äußeren Magnetfeld  $\vec{B}$  zunutze. Die aus dieser Wechselwirkung resultierende Kraft hängt von der Ausrichtung des magnetischen Momentes der Atome relativ zum äußeren Magnetfeld ab (low-field seekers oder high-field seekers). Wenn man die Atome so präpariert, daß ihre Energie in einem Bereich minimaler magnetischer Feldstärke ein Minimum annimmt (low-field seeker), kann man die Atome in einem magnetischen Quadrupolfeld (ein Magnetfeld welches im Ursprung verschwindet, und dessen Stärke von dort aus in jede Richtung linear ansteigt) speichern.

Ein dritter Ansatz nutzt die schon oben beschriebene MOT (siehe Abschnitt 2.2.2). Das erste erfolgreiche Experiment zur Speicherung von neutralen Atomen in einer solchen MOT wurde von Raab et al. [52] durchgeführt.

Mittlerweile hat man diese Techniken der Laserkühlung und Speicherung von neutralen Atomen in magneto-optischen Fallen soweit verfeinert, daß sie in vielen Laboren als nützliches Werkzeug zur Erzeugung sehr kalter Atomwolken verwendet wird. Die für diese Technik in Frage kommenden Atome erstrecken sich heute über nahezu alle Atome, die man mittels Laserlicht manipulieren kann, Alkali-Atome: Na [52], Cs [17], Li [18]; Metalle: Cr [19]; und über die Erzeugung von metastabilen Zuständen auch Edelgase: He [59, 21], Ne [20] (diese Liste erhebt bei weitem keinen Anspruch auf Vollständigkeit). Weitere Stichworte zur Speicherung von neutralen Atomen sind z. B. elektrooptische Fallen [53], elektro-dynamische Fallen [55, 56].



# Kapitel 3

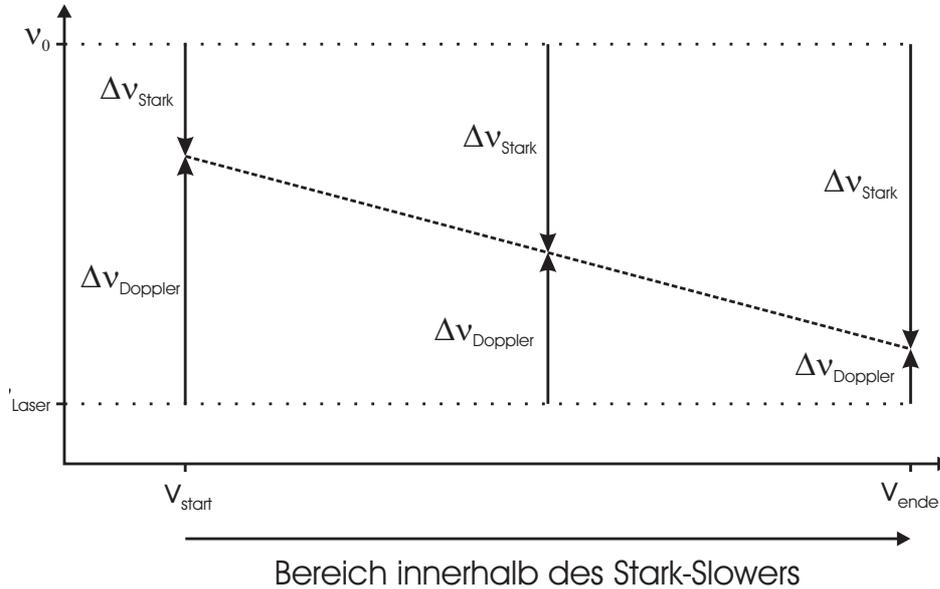
## Der Stark-Slower

Dieses Kapitel beschreibt im ersten Teil allgemein die Funktionsweise eines Aufbaus zur Laserkühlung von Atomen, in dem mit Hilfe des Stark-Effektes in einem inhomogenen elektrischen Feld, die veränderliche Doppler-Verschiebung kompensiert wird (im Folgenden als Stark-Slower bezeichnet). Im zweiten Teil wird auf die Anwendung eines solchen Stark-Slowers auf metastabile Heliumatome eingegangen.

### 3.1 Prinzip des Stark-Slowers

Ein Laserstrahl mit der Frequenz  $\nu_{Laser} = \omega_{Laser}/2\pi$  wird entgegengesetzt zur Ausbreitungsrichtung eines Atomstrahls eingestrahlt. Bei den Atomen in Verbindung mit dem optischen Übergang, den man mit dem Laserlicht anregen kann, soll es sich um ein Zwei-Niveau-System handeln. Auf diese Weise kann man mit dem Laserlicht den Kühlübergang immer wieder anregen, wenn man dafür sorgt, daß die während der Abbremsung der Atome abnehmende Doppler-Verschiebung  $\Delta\nu_{Doppler} = v\frac{\nu_{Laser}}{c}$  der Laserfrequenz  $\nu_{Laser}$  durch ein inhomogenes äußeres elektrisches Feld unter Ausnutzung der Stark-Verschiebung  $\Delta\nu_{Stark}$  der atomaren Resonanzfrequenz  $\nu_0$  kompensiert wird. Die Funktionsweise des Stark-Slowers wird in Abbildung 3.1 noch einmal verdeutlicht. Für die Verschiebung der atomaren Übergangsfrequenz in einem äußeren elektrischen Feld gilt  $\Delta\nu_{Stark} = -\frac{1}{2}\alpha F^2$ . Dabei ist  $F$  der Betrag der elektrischen Feldstärke, und  $\alpha = \alpha_{final} - \alpha_{initial}$  ist die effektive Polarisierbarkeit, die sich aus den Polarisierbarkeiten der beiden beteiligten atomaren Quantenzustände ergibt. Die Resonanzbedingung lautet dann

$$\nu_0 + \Delta\nu_{Stark} = \nu_{Laser} + \Delta\nu_{Doppler}. \quad (3.1)$$



**Abbildung 3.1:** Funktionsweise des Stark-Slowers. Ein Atom, das bei der Geschwindigkeit  $v_{start}$  die Resonanzbedingung erfüllt, wird abgebremst und verläßt den Slower mit der Geschwindigkeit  $v_{ende}$ . Während der Abbremsung wird die Frequenz des Überganges durch den Stark-Effekt so angepaßt, daß die Resonanzbedingung auch bei veränderter Dopplerverschiebung der Laserfrequenz erfüllt bleibt.

### 3.1.1 Verlauf des elektrischen Feldes im Stark-Slower

Das elektrische Feld  $F_z$  im Stark-Slower soll in Richtung der z-Achse zeigen, und die Atome sollen sich entlang der positiven y-Achse mit der Anfangsgeschwindigkeit  $v_0$  bewegen.

Zur Berechnung des benötigten elektrischen Feldverlaufs im Stark-Slower geht man von einer konstanten Beschleunigung aus, die im Slower durch das Licht auf die Atome ausgeübt wird. Die Grenze für die maximal mögliche Beschleunigung für den verwendeten optischen Kühlübergang ergibt sich aus Gleichung 2.7. Über die beiden Gleichungen  $v(t) = v_0 + at$  mit  $a < 0$  und  $y(t) = \frac{1}{2}at^2 + v_0t$  (der Stark-Slower beginnt zur Zeit  $t = 0$  bei  $y_0 = 0$ ), die eine gradlinige beschleunigte Bewegung mit der Anfangsgeschwindigkeit  $v_0$  beschreiben, leitet man einen Ausdruck  $v(y) = \sqrt{v_0^2 + 2ay}$  für die Geschwindigkeit der Atome als Funktion des Ortes innerhalb des Slowers her. Durch den Ausdruck für  $v(y)$  erhält man einen Ausdruck für die ortsabhängige Dopplerverschiebung im Slower. Setzt man nun diesen Ausdruck zusammen mit dem Ausdruck für die Stark-Verschiebung in die Gleichung 3.1 ein, so erhält man einen Ausdruck für die Feldstärke  $F_z(y)$  als Funktion des Ortes im Stark-Slower

$$F_z(y) = \sqrt{-\frac{2}{\alpha} \left( \Delta\nu_{Laser} + \frac{\nu_{Laser}}{c} \sqrt{v_0^2 + 2ay} \right)}. \quad (3.2)$$

$\Delta\nu_{Laser} = \nu_{Laser} - \nu_0$  ist die Verstimmung des Lasers gegenüber der atomaren Übergangsfrequenz. Über den Zusammenhang  $F = U/d$  für die elektrische Feldstärke  $F$  in einem Plattenkondensator mit einem Plattenabstand  $d$  und der angelegten Spannung  $U$  kann man dann bei gegebenen Parametern den benötigten Feldplattenabstand berechnen.

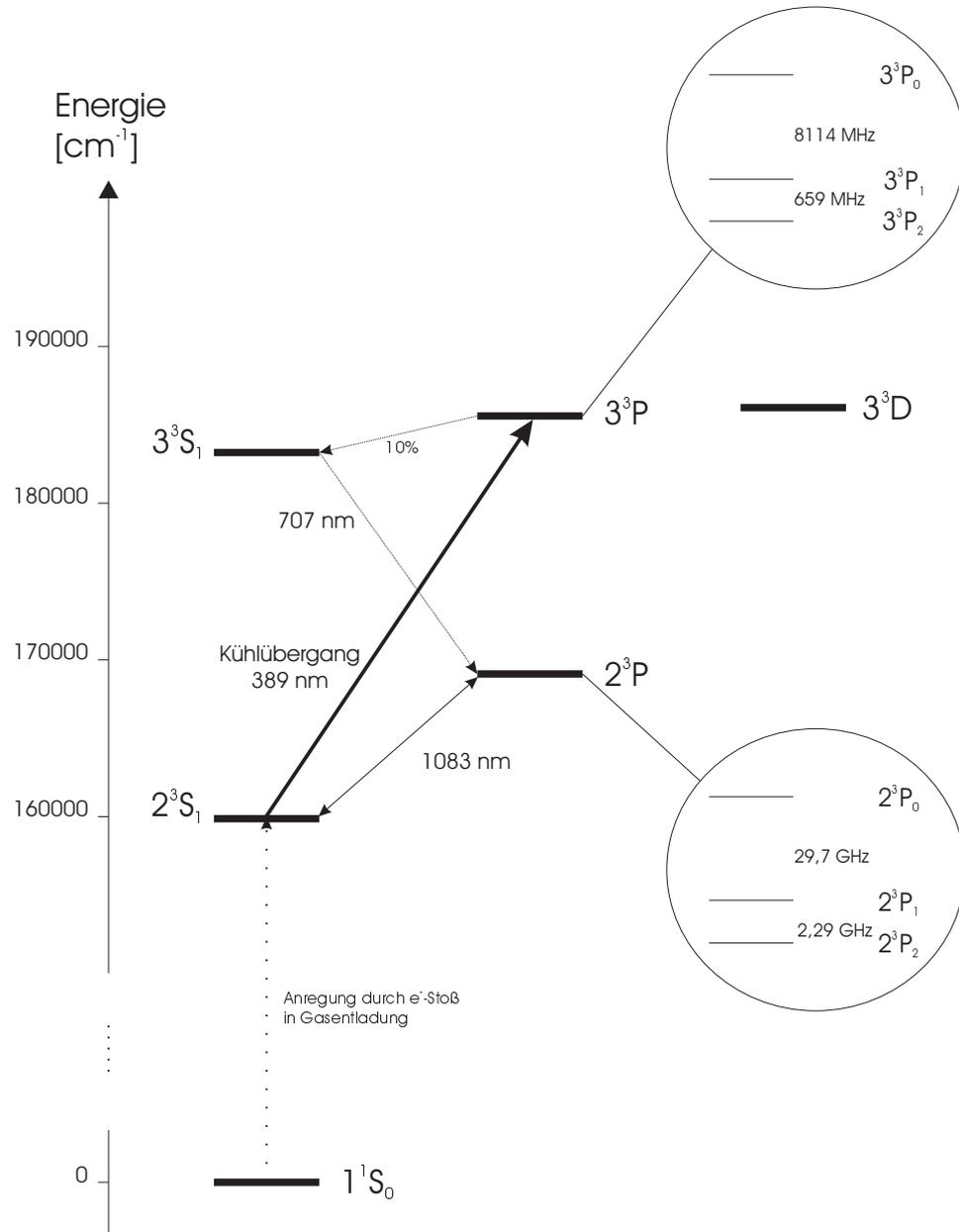
## 3.2 Anwendung des Stark-Slowers auf metastabiles Helium

### 3.2.1 Termschema der beteiligten Übergänge

Die Abbildung 3.2 zeigt das Termschema des Heliumatoms bis zu der Hauptquantenzahl  $n=3$ . Die Darstellung ist beschränkt auf die Triplet-Niveaus, da im betrachteten Experiment nur diese eine Rolle spielen. Der  $2^1S_0$ -Zustand hat eine Lebensdauer von  $19.7 \pm 1.0$  ms [74], die deutlich kürzer ist als die Lebensdauer des  $2^3S_1$ -Niveaus von  $9090$  s  $\pm 30\%$  [75]. Die Beimischung von  $n^1P$ -Zuständen im äußeren elektrischen Feld des Stark-Slowers zum  $2^1S_0$ -Zustand reduziert die Lebensdauer des metastabilen Singulett-Niveaus weiter. Den größten Einfluß auf die Laserkühlung der Heliumatome im  $2^1S_0$ -Zustand hat die Tatsache, daß eine Anregung dieser Atome in ein  $n^1P$ -Niveau dazu führt, daß die Atome aus diesen Zuständen einen erlaubten Übergang in den  $1^1S_0$ -Grundzustand machen können. Ein Rückpumpen der Atome aus diesem Zustand in das  $2^1P_1$ -Niveau bei einer Wellenlänge von ca.  $\lambda = 58$  nm mit cw-Lasern ist noch nicht gelungen (es existiert ein erstes Experiment, das die Anregung dieses Überganges mit Hilfe eines gepulsten Lasers gezeigt hat [76]). Man hat also in diesem Fall kein Zwei-Niveau-System, welches für die Laserkühlung benötigt wird.

### 3.2.2 Elektrische Feldstärke im Stark-Slower

In Experimenten von R. Gaggl [26] und J. R. Yeh [27] wurde die Anwendung eines Stark-Slowers auf Alkali-Atome erfolgreich gezeigt. Aber offensichtlich ist dieser Ansatz nicht in späteren Experimenten weiterverfolgt worden. Das ist wohl darauf zurückzuführen, daß die effektiven Polarisierbarkeiten für die in diesen Experimenten verwendeten optischen Kühlübergänge relativ klein sind (ca.  $230$  kHz/(kV/cm)<sup>2</sup> für den Übergang auf der D1-Linie in Cäsium [27]; ca.  $72$  kHz/(kV/cm)<sup>2</sup> für den Übergang auf der D2-Linie in Na-



**Abbildung 3.2:** Termschema der Triplett-Niveaus mit Hauptquantenzahlen bis  $n=3$ .  
Quelle: [30] und Referenzen dort.

trium [26]). Im Cäsium-Experiment wirkt sich dies noch nicht zu stark aus, da hier die Startgeschwindigkeiten der Atome im Atomstrahl in einem Bereich von ca. 300 m/s liegen, so daß elektrische Felder im Bereich zwischen 16 kV/cm bis 48 kV/cm zum Abbremsen der Atome ausreichen. Im Falle des Natrium-Experimentes liegt die Startgeschwindigkeit im Atomstrahl bei ca. 1000 m/s, was in Verbindung mit der effektiven Polarisierbarkeit von ca.  $72 \text{ kHz}/(\text{kV}/\text{cm})^2$  dazu führt, daß man eine maximale Feldstärke am Ende des Slowers von 260 kV/cm erzeugen muß, um die Atome auf Endgeschwindigkeiten von 10 m/s abzubremesen.

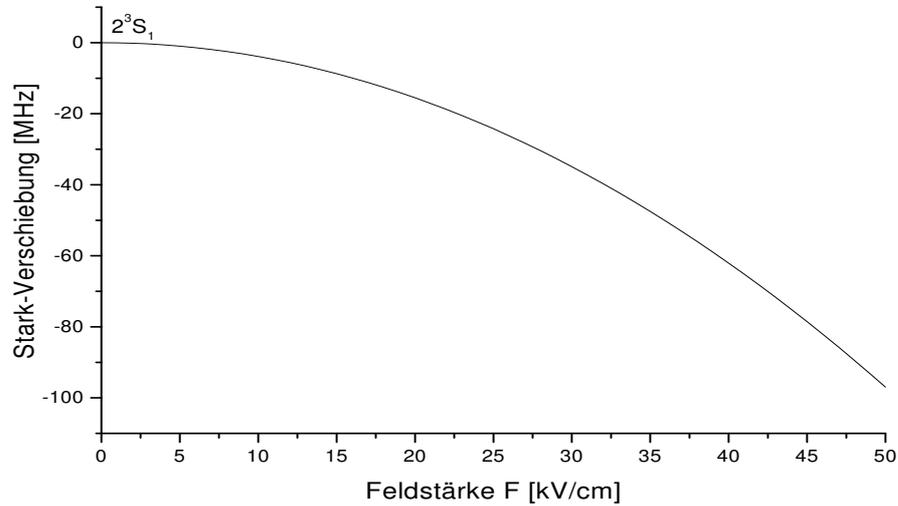
In dem hier beschriebenen Experiment an Helium wird zur Laserkühlung der Übergang vom  $2^3S_1$ -Niveau in das  $3^3P_2$ -Niveau bei einer Wellenlänge von 389 nm verwendet. Das hat den Vorteil, daß die Geschwindigkeitsänderung pro Photon-Absorption mit ca. 26 cm/s sehr groß ist, da Helium sehr leicht ist und das UV-Photon einen großen Impuls hat. Die Verwendung dieses Überganges zur Laserkühlung der metastabilen Heliumatome ist möglich, weil Polarisierbarkeiten mit der Hauptquantenzahl  $n$  wie  $n^7$  skalieren. Die effektive Polarisierbarkeit für den Kühlübergang liegt bei ca.  $4 \text{ MHz}/(\text{kV}/\text{cm})^2$ . Auf diese Weise kann man die große Doppler-Verschiebung der Laserfrequenz mit Hilfe von elektrischen Feldern kompensieren, die sich gut im Labor herstellen lassen. Man kann leicht abschätzen, daß man bei einer Polarisierbarkeit von  $4 \text{ MHz}/(\text{kV}/\text{cm})^2$  eine Feldstärke von ca. 38 kV/cm am Ende des Stark-Slows benötigt, um die Doppler-Verschiebung zu kompensieren, die aus der Anfangsgeschwindigkeit der Heliumatome von 1000 m/s am Anfang des Stark-Slows resultiert.

Die effektive Polarisierbarkeit  $\alpha$  für den Kühlübergang ergibt sich aus den Polarisierbarkeiten des  $2^3S_1$ -Niveaus und des  $3^3P_2$ -Niveaus nach  $\alpha = \alpha^{3^3P_2} - \alpha^{2^3S_1}$ . Die Polarisierbarkeiten ergeben sich nach [28] aus

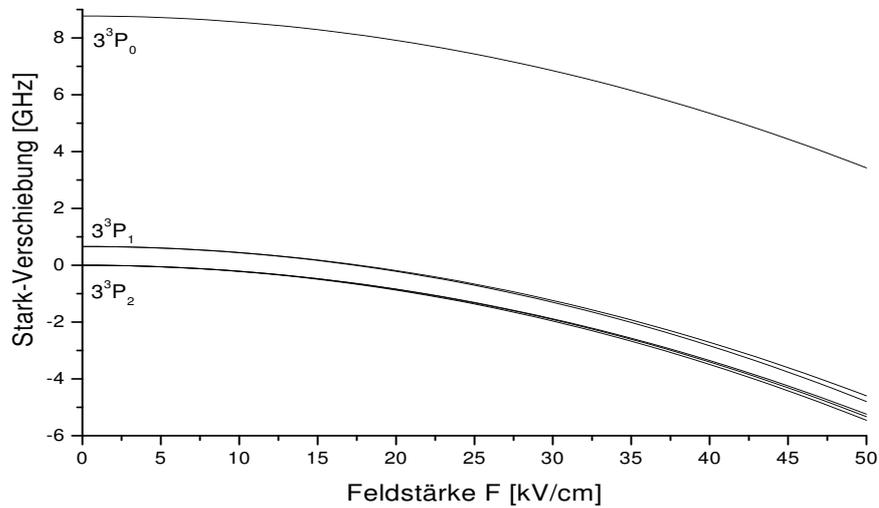
$$\alpha^{n^{2(S+1)}L_J} = \alpha_{scalar}^{n^{2(S+1)}L}(J) + \alpha_{tensor}^{n^{2(S+1)}L}(J) \frac{3m_J^2 - J(J+1)}{J(2J-1)}. \quad (3.3)$$

Damit ergibt sich für  $\alpha^{2^3S} = \alpha_{scalar}^{2^3S} = 0.076 \text{ MHz}/(\text{kV}/\text{cm})^2$  (der Tensor-Anteil der Polarisierbarkeit von  $0.85 \text{ Hz}/(\text{kV}/\text{cm})^2$  [29] ist so klein, daß er in den weiteren Betrachtungen vernachlässigt wird). Die Polarisierbarkeit des  $3^3P_2$ -Niveaus ergibt sich mit  $\alpha_{scalar}^{3^3P} = 4.279 \text{ MHz}/(\text{kV}/\text{cm})^2$  und  $\alpha_{tensor}^{3^3P} = 0.088 \text{ MHz}/(\text{kV}/\text{cm})^2$  aus Gleichung 3.3. Die entsprechenden Polarisierbarkeiten für das  $3^3P$ -Multipllett sind in [31] untersucht worden.

Man erkennt an Gleichung 3.3, daß das  $3^3P_2$ -Niveau im äußeren elektrischen Feld nicht nur verschoben, sondern auf Grund des Tensor-Anteils in der Polarisierbarkeit auch bezüglich des Betrages der  $m_J$ -Quantenzahl aufgespalten wird. Die Abbildung 3.3 zeigt das Verhalten des  $2^3S$  Zustandes im äußeren



**Abbildung 3.3:** Stark-Effekt des  $2^3S_1$ -Zustandes im äußeren elektrischen Feld. Daten bezogen auf die Nullfeld-Position des Zustandes.

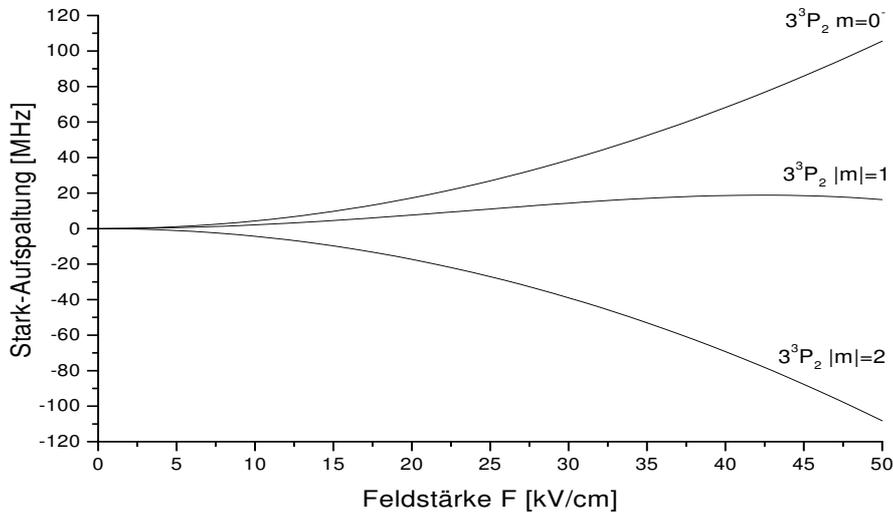


**Abbildung 3.4:** Stark-Effekt des  $3^3P$ -Multipletts im äußeren elektrischen Feld. Daten bezogen auf die Nullfeld-Position des  $3^3P_2$ -Niveaus.

elektrischen Feld. Der Zustand wird einfach entsprechend dem quadratischen Stark-Effekt verschoben. Die Abbildung 3.4 zeigt das Verhalten des  $3^3P$ -

Multipletts im äußeren elektrischen Feld. Man erkennt, daß die einzelnen Niveaus entsprechend dem quadratischen Stark-Effekt verschoben werden, und für große Feldstärken ist andeutungsweise das Aufspalten der einzelnen Niveaus entsprechend dem Betrag ihrer  $m_J$ -Quantenzahlen erkennbar.

### 3.2.3 Vermeidung von optischem Pumpen in den Zustand $2^3S_1$ $m_J = 0$



**Abbildung 3.5:** Stark-Aufspaltung des  $3^3P_2$ -Niveaus im äußeren elektrischen Feld. Daten bezogen auf die Position des  $3^3P_2$ -Niveaus ohne äußeres elektrisches Feld.

Um den Einfluß des tensoriellen Anteils der Polarisierbarkeit zu verdeutlichen, ist in Abbildung 3.5 nur der Einfluß der Tensor-Polarisierbarkeit auf das  $3^3P_2$ -Niveau dargestellt. Diese Aufspaltung stellt ein Problem dar, das für die Laserkühlung der metastabilen Heliumatome im Stark-Slower auf dem vorgeschlagenen Übergang beachtet werden muß.

Der optische Kühlübergang für die Laserkühlung ist genauer betrachtet der Übergang zwischen dem  $2^3S_1$  ( $|m_J| = 1$ )-Zustand und dem  $3^3P_2$  ( $|m_J| = 2$ )-Zustand. Die lineare Polarisation des Laserlichtes steht senkrecht auf der Feldrichtung des äußeren elektrischen Feldes des Stark-Slowers. So werden nur Übergänge mit  $|\Delta m_J| = 1$  angeregt. Wenn die Atome aus dem angeregten Zustand nur den Zerfallskanal direkt zurück in das metastabile  $2^3S_1$ -Niveau hätten, könnten sie auf Grund der Auswahlregeln für optische Dipol-Übergänge nur in die Zustände mit  $|m_J| = 1$  zerfallen. In diesem Fall hätte man ein

geschlossenes Zwei-Niveau-System. Die spontane Emission führt aber nicht nur direkt zurück in das  $2^3S_1$ -Niveau, sondern 10% der Atome zerfallen in den  $3^3S_1$ -Zustand und von dort über die Kaskade  $3^3S_1 \rightarrow 2^3P \rightarrow 2^3S_1$  in das  $2^3S_1$ -Niveau (siehe Abbildung 3.2). Über diese Zerfallskette wird auch das  $2^3S_1$  ( $m_J = 0$ )-Niveau besetzt. Bei kleineren Feldstärken des äußeren elektrischen Feldes, ist das dadurch zustande kommende optische Pumpen noch kein Problem. Die Aufspaltung des  $3^3P_2$ -Niveaus durch den Tensor-Anteil der Polarisierbarkeit ist noch so klein, daß die Sättigungsverbreiterung des Übergangs ausreicht, um vom  $2^3S_1$  ( $m_J = 0$ )-Zustand einen Übergang in den  $3^3P_2$  ( $|m_J| = 1$ )-Zustand zu treiben. Von dort können die Atome wieder in das  $2^3S_1$  ( $|m_J| = 1$ )-Niveau zerfallen und weiter am Kühlprozeß teilnehmen. Aber schon bei Feldstärken von 20 kV/cm beträgt die Aufspaltung zwischen den beiden  $3^3P_2$ -Niveaus mit  $|m_J| = 2$  und  $|m_J| = 1$  ca. 30 MHz, so daß die Effizienz des eben beschriebenen Rückpumpmechanismus über das  $3^3P_2$  ( $|m_J| = 1$ )-Niveau abnimmt, und optisches Pumpen in den  $2^3S_1$  ( $m_J = 0$ )-Zustand einsetzt.

Um das optische Pumpen in den  $2^3S_1$  ( $m_J = 0$ )-Zustand auch bei höheren elektrischen Feldstärken im Stark-Slower zu vermeiden, wird ein schwaches Magnetfeld senkrecht zum elektrischen Feld des Stark-Slowers erzeugt, das die einzelnen Zustände im  $2^3S_1$ -Niveau miteinander mischt. Um diesen Mischungsprozeß zu beschreiben, muß man die Symmetrie- und Quantisierungsachsen der an der Kühlung beteiligten Quantenzustände betrachten. Für die folgenden Betrachtungen sei das elektrische Feld entlang der z-Richtung und das Magnetfeld entlang der y-Richtung ausgerichtet.

### Eigenzustände im elektrischen und magnetischen Feld

Der Hamilton-Operator für ein Atom im äußeren elektrischen Feld ist invariant gegenüber Rotationen um die Feldrichtung und Spiegelungen an Ebenen, die die elektrische Feldrichtung enthalten [36]. Das bedeutet, daß ein Zustand mit dem Ausgangszustand energetisch entartet ist, den man durch Spiegelung eines Ausgangszustandes an einer solchen Ebene erhält. Betrachten wir z. B. eine Spiegelung  $S_{xz}$  an der x-z-Ebene, wobei die z-Richtung die Richtung des elektrischen Feldes sei. Diese Spiegelung  $S_{xz}$  läßt sich zusammensetzen aus der Paritätsoperation  $P(\vec{r} \rightarrow -\vec{r})$  gefolgt von einer Drehung  $D_y(\pi)$  um die y-Achse um den Winkel  $\pi$ . Für den Paritätsoperator gilt im Falle von einfach angeregtem Helium  $P|J, L, S, m_J\rangle = (-1)^L|J, L, S, m_J\rangle$ . Für den Operator, der die Drehung beschreibt, gilt  $D_y(\pi)|J, L, S, m_J\rangle = (-1)^{J-m_J}|J, L, S, -m_J\rangle$  [36] (man beachte die Vektoraddition der Drehimpulse  $\vec{J} = \vec{L} + \vec{S}$  mit  $|J| = |L - S|, \dots, L + S$ ). Damit schreibt man insgesamt für den Spiegelungsoperator  $S_{xz}$ :

$$S_{xz}|J, L, S, m_J \rangle = D_y(\pi)P|J, L, S, m_J \rangle = (-1)^{J-m_J+L}|J, L, S, -m_J \rangle . \quad (3.4)$$

Eigenzustände im elektrischen Feld sind also beliebige Linearkombinationen aus Zuständen mit gleichen  $|m_J|$ . Geeignete Linearkombinationen sind gleichzeitig Eigenzustände von  $D_y(\pi)P$  mit den Eigenwerten  $+1$  und  $-1$ .

Die einzelnen Niveaus des  $3^3\text{P}$ -Multipletts werden im elektrischen Feld verschoben und nach dem Betrag der magnetischen  $m_J$ -Quantenzahl aufgespalten. Die Wechselwirkung dieser Niveaus mit dem elektrischen Feld ist sehr viel stärker als die Wechselwirkung mit dem Magnetfeld. Deshalb stellt die Richtung des elektrischen Feldes die geeignete Quantisierungsachse für diese Zustände dar.

Entgegengesetzt stellt sich die Situation für die Zustände des  $2^3\text{S}_1$ -Niveaus dar. Sie werden im elektrischen Feld nur verschoben, spalten aber nicht auf. Eine Aufspaltung bezüglich der  $m_J$ -Quantenzahl für diese Zustände erfolgt nur im Magnetfeld, dessen Richtung für die Zustände im  $2^3\text{S}_1$ -Niveau die geeignete Quantisierungsachse darstellt.

Wenn die Polarisation des Kühllasers senkrecht auf den Richtungen des Magnetfeldes und des elektrischen Feldes steht, bleibt die Symmetrie der Zustände bezüglich der Spiegelungsoperation  $D_y(\pi)P$  erhalten. Entwickelt man die Eigenzustände des im  $2^3\text{S}_1$ -Niveau im elektrischen Feld aus den Eigenzuständen zur  $m_J$ -Quantenzahl ( $z$ -Achse als Quantisierungsachse), erhält man

$$\begin{aligned} |J=1, |m_z|=1^+ \rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}}|J=1, m_z=1 \rangle + \frac{1}{\sqrt{2}}|J=1, m_z=-1 \rangle \\ |J=1, m_z=0^+ \rangle &= |J=1, m_z=0 \rangle \\ |J=1, |m_z|=1^- \rangle &= -\frac{1}{\sqrt{2}}|J=1, m_z=1 \rangle + \frac{1}{\sqrt{2}}|J=1, m_z=-1 \rangle . \end{aligned}$$

Andererseits liefert eine Diagonalisierung des Operators  $J_y$  eine Entwicklung der Eigenzustände zur Quantenzahl  $m_y$  aus den Zuständen zu  $m_z$

$$\begin{aligned} |J=1, m_y=1 \rangle &= -\frac{1}{2}|J=1, m_z=1 \rangle + \frac{i}{\sqrt{2}}|J=1, m_z=0 \rangle + \frac{1}{2}|J=1, m_z=-1 \rangle \\ |J=1, m_y=0 \rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}}|J=1, m_z=1 \rangle + \frac{1}{\sqrt{2}}|J=1, m_z=-1 \rangle \\ |J=1, m_y=-1 \rangle &= -\frac{1}{2}|J=1, m_z=1 \rangle - \frac{i}{\sqrt{2}}|J=1, m_z=0 \rangle + \frac{1}{2}|J=1, m_z=-1 \rangle . \end{aligned}$$

Vergleicht man die beiden Schreibweisen, so erkennt man, daß sich die Eigenzustände im Magnetfeld (y-Richtung als Quantisierungsachse) als Linearkombination aus den Eigenzuständen zum elektrischen Feld (z-Richtung als Quantisierungsachse) schreiben lassen

$$\begin{aligned} |J=1, m_y=\pm 1\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}} \left\{ |J=1, |m_z|=1^-\rangle \pm i |J=1, m_z=0^-\rangle \right\} \\ |J=1, m_y=0\rangle &= |J=1, |m_z|=1^+\rangle . \end{aligned}$$

Das bedeutet, daß Atome, die im Zustand  $2^3S_1$  ( $m_z = 0^-$ ) landen, über das schwache Magnetfeld mit den Zuständen mit  $m_z = 1^-$  gemischt werden und weiter an der Laserkühlung teilnehmen können. So wird das optische Pumpen vermieden, das die Laserkühlung bei höheren Feldstärken im Stark-Slower unterbrechen würde.

### Stärke des benötigten Magnetfeldes

Um eine Abschätzung für die benötigte Magnetfeldstärke zu erhalten, geht man vom semiklassischen Bild eines magnetischen Momentes aus, das eine Präzessionsbewegung im Magnetfeld ausführt. Für die Präzessionsfrequenz (die Larmorfrequenz) des magnetischen Momentes gilt

$$\nu_{Larmor} = \frac{g_J \mu_B B}{h} . \quad (3.5)$$

Dabei ist  $g_J = 1 + \frac{J(J+1)+S(S+1)-L(L+1)}{2J(J+1)}$  der Lande'sche g-Faktor und  $\mu_B$  das Bohr'sche Magneton. Für das  $2^3S_1$ -Niveau ergibt sich  $g_J = 2$ .

Man interpretiert die Präzession des magnetischen Momentes als kontinuierlichen Übergang zwischen den einzelnen magnetischen Unterzuständen des  $2^3S_1$ -Niveaus. Zur Vermeidung des optischen Pumpens soll die Stärke des Magnetfelds so gewählt werden, daß in der mittleren Zeit zwischen zwei optischen Anregungen eines Heliumatoms durch den Kühllaser alle drei magnetischen Unterzustände des  $2^3S_1$ -Niveaus durchlaufen werden können. Die obere Grenze für die Magnetfeld-Stärke stellt die Sättigungsbreite des optischen Überganges dar, da man den Kühlübergang aus allen magnetischen Unterzuständen des  $2^3S_1$ -Niveaus heraus anregen können muß.

# Kapitel 4

## Experimenteller Aufbau und vorbereitende Experimente

In diesem Kapitel wird der in dieser Arbeit verwendete Versuchsaufbau beschrieben, der sich aus drei Lasersystemen und aus einer Vakuumapparatur zusammensetzt.

### 4.1 Die Lasersysteme

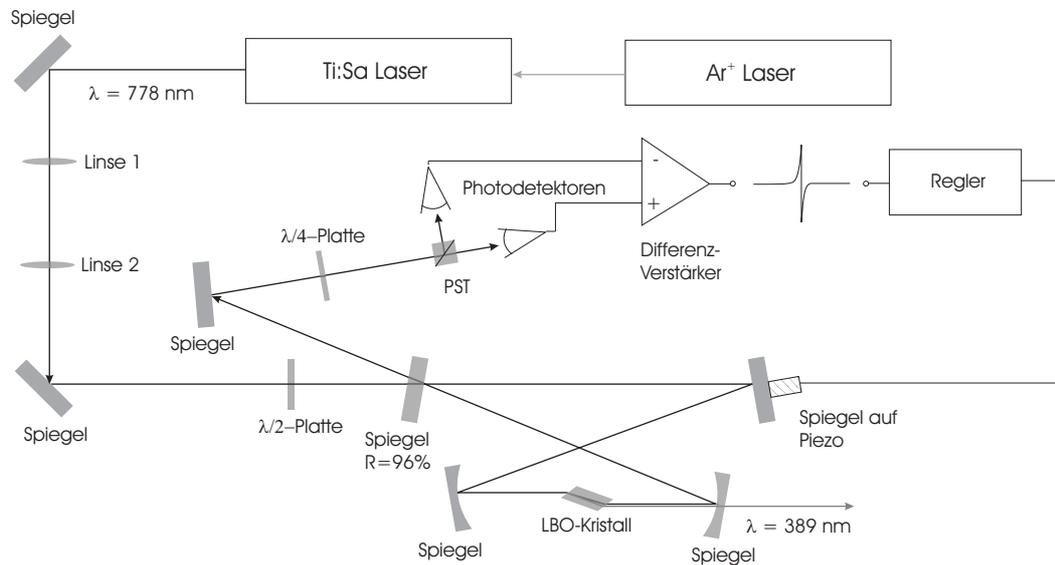
#### 4.1.1 Das Titan:Saphir-Lasersystem

Als Lasersystem für die longitudinale Laserkühlung (Abbremsen des Atomstrahls im Stark-Slower) kommt ein kommerzielles Titan:Saphir-cw-Lasersystem zum Einsatz, dessen Licht in einem externen Ring-Resonator mit Hilfe eines LBO-Kristalls frequenzverdoppelt wird. Der externe Ring-Resonator zur Frequenzverdopplung des Titan:Saphir-Laserlichtes wurde von Herrn Dammasch im Rahmen seiner Diplomarbeit [38] konzipiert und gebaut. Eine Skizze des Lasersystems ist in Abbildung 4.1 dargestellt.

#### Der Single-Mode-Titan:Saphir-Laser

Ein kommerzieller Single-Mode-Titan:Saphir-Ring-Laser, der von einem Argon-Ionen-Laser gepumpt wird, liefert Licht bei der Wellenlänge von  $\lambda = 778$  nm. Bei einer Pumpleistung von 15 W des Argon-Ionen-Lasers liefert der Titan:Saphir-Laser routinemäßig eine Ausgangsleistung von ca. 1.5 W bei der angegebenen Wellenlänge.

Die Wellenlänge des Titan:Saphir-Lasers wird mit einem Wellenlängenmeßgerät bestimmt. In diesem Gerät wird die unbekannte Wellenlänge des Ti-



**Abbildung 4.1:** Überblick über den Aufbau des verwendeten Titan:Saphir-Lasersystems.

tan:Saphir-Lasers mit der bekannten Wellenlänge eines aktiv stabilisierten He-Ne-Laser verglichen. Die Auflösung beträgt ca.  $\pm 0.0001$  nm.

In [39] sind mit diesem Wellenlängenmeßgerät die Positionen der Übergänge vom  $2^3S_1$ -Niveau in das  $3^3P_2$ -Niveau und das  $3^3P_1$ -Niveau bestimmt worden ( $\lambda_{\text{Ti:Saphir}}/\lambda_{\text{HeNe}} = 1.2290083$  für den Übergang nach  $3^3P_2$  und  $\lambda_{\text{Ti:Saphir}}/\lambda_{\text{HeNe}} = 1.2290073$  für den Übergang nach  $3^3P_1$ ). Aus dem bekannten Feinstrukturabstand dieser beiden Niveaus von 658 MHz erhält man dann unter Berücksichtigung der Tatsache, daß die eigentlichen Übergänge mit der SHG des Titan:Saphir-Laserlichtes angeregt wurden ein Maß für die Frequenzverstimmung des UV-Laserlichtes als Funktion der Titan:Saphir-Laserwellenlänge.

### Die Frequenzverdopplung

Die Lichtleistung des Titan:Saphir-Lasers wird im externen Ring-Resonator überhöht und mit Hilfe eines 7 mm langen LBO-Kristalls frequenzverdoppelt. Der externe Ring-Resonator wird über eine polarisations-spektrokopische Methode (Hänsch-Couillaud-Regelung [43]) auf die Wellenlänge des Titan:Saphir-Lasers stabilisiert. Dabei dient der Brewster-Schnitt des LBO-Kristalls als polarisierendes Element im Ring-Resonator.

Die Mode des Laserlichtes des Titan:Saphir-Lasers wird über zwei Linsen an die Mode des externen Ring-Resonators angepaßt. Eine  $\lambda/2$ -Platte dient zur Anpassung der senkrechten Polarisation des Titan:Saphir-Laserlichtes an die

horizontale Polarisation, die im externen Ring-Resonator zur Erzeugung der frequenzverdoppelten Laserstrahlung benötigt wird. Auf diese Weise gelingt es ca. 70% des 778 nm-Laserlichtes in den externen Ring-Resonator einzukoppeln. Der Spiegel, durch den das frequenzverdoppelte Licht ausgekoppelt wird, ist hochreflektierend für Licht bei  $\lambda = 778$  nm und entspiegelt für Licht mit  $\lambda = 389$  nm. Bei der oben angegebenen Leistung des Titan:Saphir-Lasers erhält man aus der Frequenzverdopplung eine Lichtleistung von ca. 150 mW bei  $\lambda = 389$  nm.

### 4.1.2 Die Diodenlaser

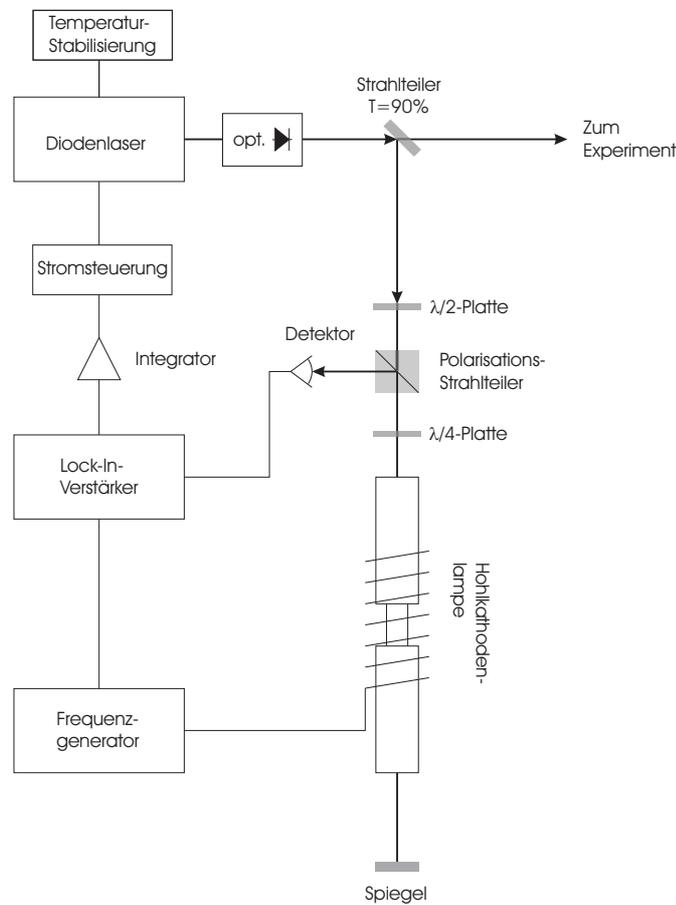
Für die transversale Laserkühlung und die magneto-optische Falle werden zwei Diodenlaser-Systeme mit einer Wellenlänge von 1083 nm verwendet.

#### Der Aufbau der Diodenlaser

Die Diodenlaser-Systeme bestehen aus einer Laserdiode (SDL-6702H1), die Single-Mode-Laserlicht mit  $\lambda = 1083$  nm emittiert. Sie sitzt in einem kommerziellen Halter inklusive Stromanschlüsse und einer Kollimationslinse. Der elliptische Strahlquerschnitt der Laserdiode wird mit einem anamorphen Prismenpaar kompensiert. Um optische Rückkopplung in die Laserdioden zu vermeiden, befinden sich die Diodenlaser jeweils hinter einer optischen Diode mit einer Unterdrückung von ca. 30 dB. Die Laserdioden werden mit kommerziellen Stromquellen und Temperaturstabilisierungen betrieben. Mit einem kommerziellen Wellenlängenmeßgerät kann die Wellenlänge der Diodenlaser mit einer Auflösung  $\pm 0.001$  nm gemessen werden. Durch geeignete Wahl des Injektionsstromes und der Dioden-Temperatur wird die Wellenlänge der Laserdiode auf die Absorptionswellenlänge des Überganges zwischen dem  $2^3S_1$ -Niveau und dem  $2^3P$ -Multipllett eingestellt. In Abbildung 4.2 ist ein Überblick über den Aufbau der beiden in den Experimenten verwendeten Diodenlaser-Systeme gegeben.

#### Aktive Stabilisierung der Diodenlaser

Um eine höhere Langzeitstabilität und eine bessere Reproduzierbarkeit der Laserfrequenz zu erreichen, werden die Diodenlaser aktiv auf den Übergang von  $2^3S_1$  ( $m = -1$ ) nach  $2^3P_2$  ( $m = -2$ ) stabilisiert. Zu diesem Zweck wird mit einer Glasplatte ca. 4% des Lichtes des Diodenlasers nach dem optischen Isolator abgespalten. Die lineare Polarisation dieses Lichtes wird mit einer  $\lambda/2$ -Platte (Halbwellenfolie für 1080-1160 nm) so eingestellt, daß das Licht einen Polarisations-Strahlteiler-Würfel passieren kann, ohne abgelenkt



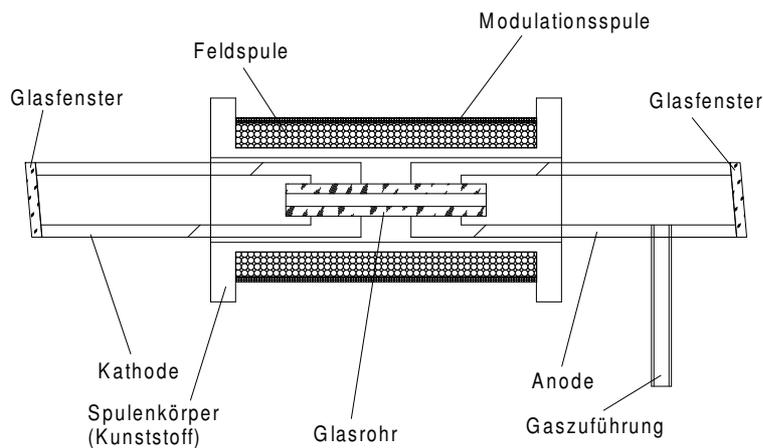
**Abbildung 4.2:** Überblick über den Aufbau der verwendeten Diodenlaser-Systeme für die Wellenlänge  $\lambda = 1083 \text{ nm}$  bestehend aus Strom- und Temperatur-Stabilisierung, Hohlkathodenlampe und Laserfrequenz-Stabilisierung.

zu werden. Nach dem Strahlteiler-Würfel wird die lineare Polarisation des Lichtes mit Hilfe einer  $\lambda/4$ -Platte (Viertelwellenfolie für 1040-1200 nm) in eine zirkulare Polarisation überführt. Das zirkular polarisierte Licht durchstrahlt dann eine mit Helium gefüllte Hohlkathoden-Lampe (siehe Abbildung 4.3). In der Gasentladung der Hohlkathoden-Lampe wird ein Teil der Heliumatome durch Elektronen-Stoß in den metastabilen  $2^3S_1$ -Zustand angeregt. Diese Atome können dann mit dem Licht der Diodenlaser wechselwirken. Hinter der Gasentladungslampe wird der Laserstrahl über einen Spiegel wieder in sich selbst zurückreflektiert, so daß er die Gasentladungslampe und anschließend die  $\lambda/4$ -Platte ein zweites Mal passiert. Die zirkulare Polarisation des Laserlichtes wird durch die  $\lambda/4$ -Platte in eine lineare Polarisation überführt, die senkrecht auf der Ausgangspolarisation steht. So wird das

Licht durch den Polarisationsstrahlteilerwürfel um  $90^\circ$  abgelenkt und trifft auf einen Photodetektor.

## Die Hohlkathodenlampe

Die Abbildung 4.3 zeigt eine Prinzip-Skizze der Lampe wie sie für dieses Experiment verwirklicht wurde [45, 46]. Die Lampe besteht aus zwei V4A-



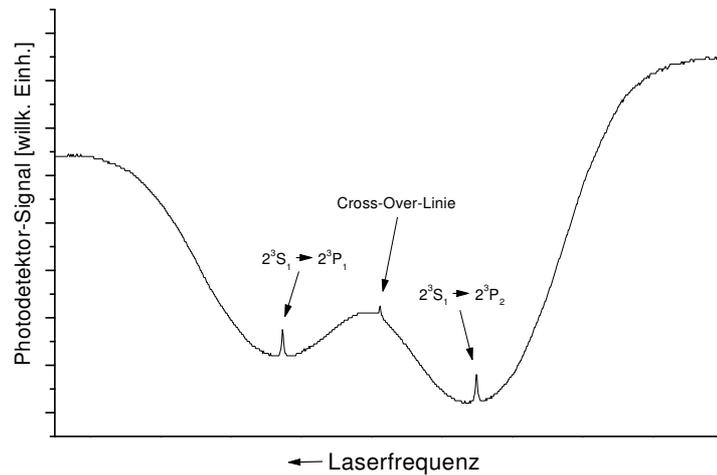
**Abbildung 4.3:** Skizze der Helium-Hohlkathodenlampe zur Frequenz-Stabilisierung und zum Durchstimmen der Frequenz der Diodenlaser bei einer Wellenlänge von 1083 nm.

Edelstahl-Zylindern, die über ein isolierendes Glasrohr miteinander verbunden sind. Die Enden der Zylinder sind mit Glasfenstern versehen, die in einem kleinen Winkel gegen die Senkrechte zum Laserstrahl stehen, um Rückreflexionen in den Laserstrahl zu vermeiden. Der Stahlzylinder mit der Gaszuführung liegt auf Erdpotential. An den zweiten Zylinder wird über einen Lastwiderstand von ca.  $75\text{ k}\Omega$  die Betriebsspannung angelegt (ca. 600 V im Betrieb bei einem Strom von 3–7 mA; Zündspannung der Lampe ca. 2.5 kV). Die Gaszuführung ist mit einer Drehschieberpumpe verbunden, mit der die Lampe evakuiert werden kann. Weiterhin ist an diese Gaszuführung über ein Nadelventil eine Helium-Gasflasche angeschlossen. Über das Nadelventil kann man den Heliumdruck (0.5 – 1.0 mbar) einstellen, mit dem die Hohlkathodenlampe gefüllt werden soll. Nachdem die Zelle gefüllt ist, wird die Gaszuführung mit dem Ventil verschlossen. Der Zentralteil der Lampe, in dem die Gasentladung brennt, befindet sich in einem Spulenkörper aus Kunststoff, auf den zwei Spulen aufgewickelt wurden. Die erste Spule besteht aus 10 Lagen mit jeweils ca. 100 Windungen auf eine Länge von 6 cm. Sie erzeugt mit einem konstanten Strom ein konstantes Magnetfeld in dem Bereich

der Hohlkathodenlampe in dem die Gasentladung brennt. Die zweite Spule besteht aus zwei Lagen mit ebenfalls jeweils ca. 100 Windungen auf einer Länge von 6 cm. Mit dieser Spule wird über einen Wechselstrom ein schwaches Wechsel-Magnetfeld erzeugt.

### Sättigungsspektroskopie

In der Hohlkathodenlampe kann man nun sättigungsspektroskopische Messungen (siehe z.B. [44]) an der Feinstruktur des  $2^3P$ -Multipletts von Helium machen. Man erhält ein doppler-verbreitertes Absorptionsprofil der jeweiligen Übergänge, in denen man die schmalen (sättigungsverbreiterten) Übergänge als Intensitätspeaks im Absorptionsprofil sehen kann. Die Abbil-



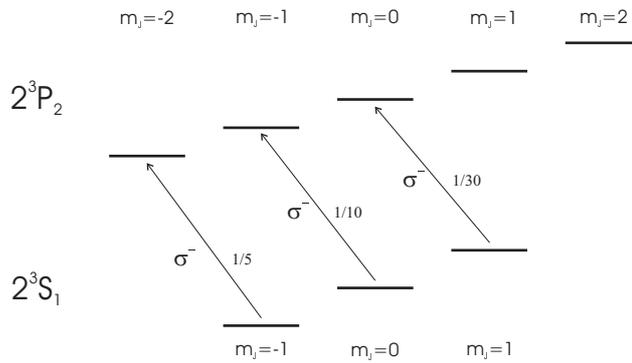
**Abbildung 4.4:** Absorptionsspektrum mit den Peaks der sättigungsverbreiterten Linien der Übergänge zwischen dem  $2^3S_1$ -Niveau und den beiden Feinstruktur-Niveaus des  $2^3P$ -Multipletts mit  $J=1$  und  $J=2$ . Zwischen den Linien der Übergänge befindet sich die Cross-Over-Linie.

Abbildung 4.4 zeigt ein solches Absorptionsspektrum der beiden Übergänge vom  $2^3S_1$ -Zustand nach  $2^3P_1$  und  $2^3P_2$ . Der Übergang zwischen dem  $2^3S_1$ -Niveau und dem  $2^3P_0$ -Niveau ist nicht dargestellt, da er sich nicht ohne Modensprung des Diodenlasers erreichen läßt. Dieser Übergang ist aber auch mit dem Diodenlaser in der Hohlkathodenlampe angeregt worden. Der Intensitätsunterschied am Anfang und am Ende des Spektrums ist auf die Abhängigkeit der Diodenlaser-Leistung vom Injektionsstrom zurückzuführen, der zur Aufnahme des Spektrums variiert wurde. Im Spektrum ist zwischen den beiden atomaren Übergängen noch eine dritte Linie zu erkennen. Dabei handelt es sich um eine sogenannte Cross-Over-Linie.

### Einfluß der Zeeman-Verschiebung auf die Übergänge zwischen dem $2^3S_1$ -Niveau und dem $2^3P_2$ -Niveau

Die Verschiebung und Aufspaltung der Übergänge, die man mit  $\sigma^-$ -Licht treiben kann, sind in Abbildung 4.5 skizziert. Für die Verschiebung der einzelnen Übergangsfrequenzen gilt:

$$\Delta\nu_B = \frac{\mu_B}{h} B (g_J^{2^3P_2} m_J^{2^3P_2} - g_J^{2^3S_1} m_J^{2^3S_1}). \quad (4.1)$$

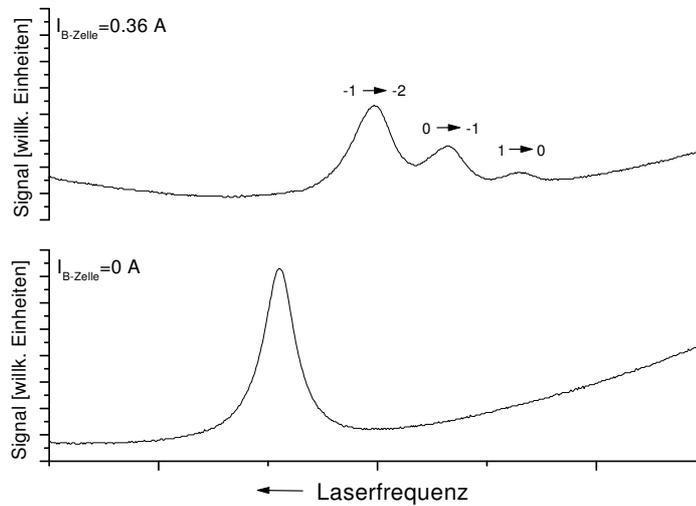


**Abbildung 4.5:** Energiewerschiebung der Zeeman-Zustände in  $2^3S_1$  und  $2^3P_2$  und mögliche Übergänge bei eingestrahlttem  $\sigma^-$ -Licht.

Über die Verschiebung der Übergangsfrequenz im externen Magnetfeld kann die Frequenz des Diodenlasers verstimmt werden, der auf diesen Übergang stabilisiert wird. Dazu wird der Strom verändert, der durch die erste Spule der Hohlkathodenlampe fließt. In Abbildung 4.6 sind die Peaks der Übergänge in das  $2^3P_2(m_J = -2)$ -Niveau aus dem  $2^3S_1(m_J = -1)$ -Niveau einmal ohne Strom in der Magnetfeldspule und einmal bei einem Strom von  $I_{B-Zelle} = 0.36$  A gezeigt.

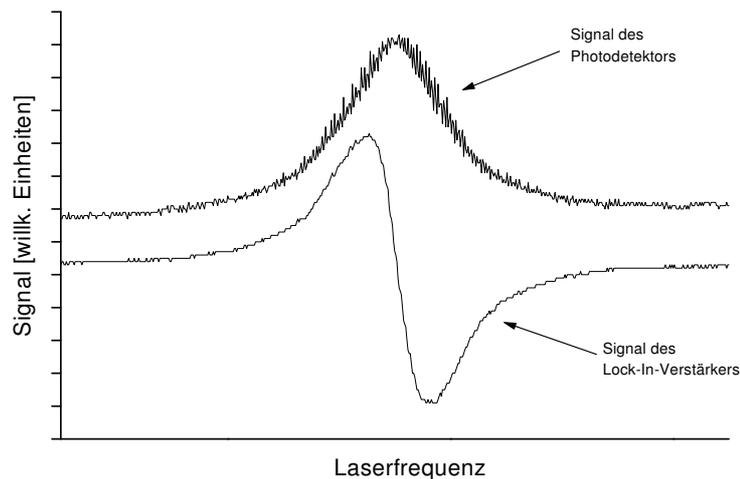
### Das Regelsignal und Stabilisierung

Um den Diodenlaser auf einen Übergang in der Gasentladungszelle stabilisieren zu können, muß aus dem aufgezeichneten Absorptionssignal ein Regelsignal abgeleitet werden, welches Information über die Größe und die Richtung der Abweichung der aktuellen Laserfrequenz von der Sollfrequenz enthält. Dazu wird über einen Wechselstrom aus einem Funktionsgenerator ein schwaches Wechsel-Magnetfeld mit einer Frequenz von 2.5 kHz in der zweiten Spule der Hohlkathodenlampe erzeugt. In diesem Wechsel-Magnetfeld wird die atomare Übergangsfrequenz um ihre aktuelle Position hin- und hergeschoben.



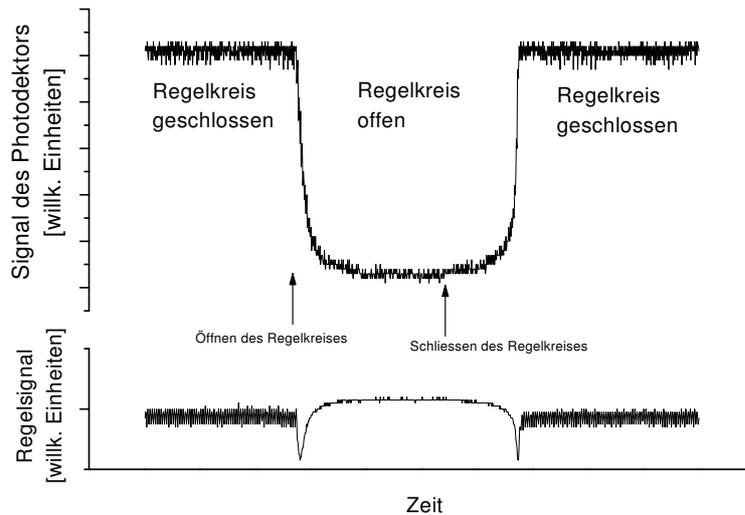
**Abbildung 4.6:** Unteres Spektrum: Übergang von  $2^3S_1$  nach  $2^3P_2$  ohne Strom in der Magnetfeldspule der Gaszelle. Oberes Spektrum: wie unteres Spektrum, jedoch mit  $I_{B-Zelle} = 0.36$  A.

Ein Lock-In-Verstärker, dessen Referenzfrequenz die Frequenz des Wechselstroms ist, generiert aus dem Signal des Photodetektors ein Signal, welches der Ableitung des ursprünglichen Absorptionssignals entspricht. Die Abbildung 4.7 zeigt die Linie des Überganges und das dazugehörige mit dem Lock-In-Verstärker generierte Regelsignal. Das Regelsignal wird über einen Inte-



**Abbildung 4.7:** Signal des Photodetektors und Signal des Lock-In-Verstärkers (Regelsignal), wenn die Frequenz des Diodenlasers über den Übergang  $2^3S_1$  nach  $2^3P_2$  gefahren wird.

grator auf den externen Steuerungseingang der Diodenlaser-Stromversorgung gegeben, um den Strom der Laserdiode entsprechend der Abweichung zwischen aktueller Laserfrequenz und Sollfrequenz nachzuregeln. Der Einfluß der Regelung auf die Laserfrequenz ist in Abbildung 4.8 gezeigt. Zu Beginn der



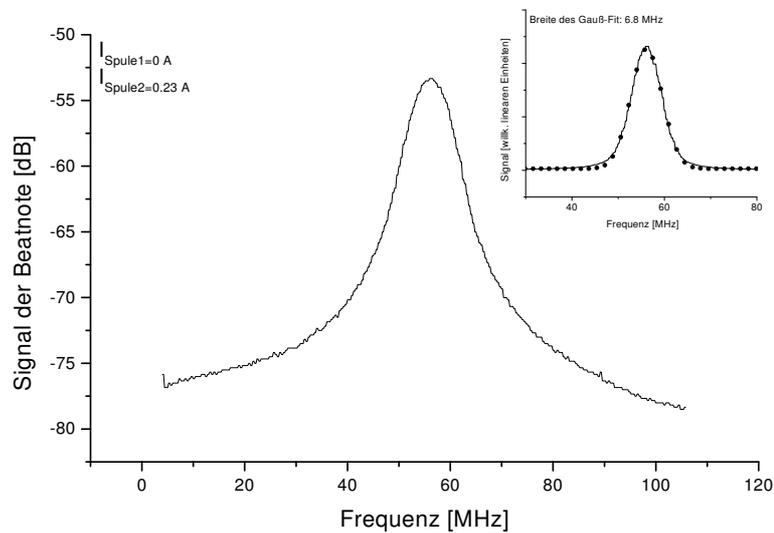
**Abbildung 4.8:** Einfluß der Stabilisierung auf die Laserfrequenz des Diodenlasers. Dargestellt ist oben das Signal der vom Photodetektor gesehenen Laserleistung und unten das Regelsignal.

Aufzeichnung ist der Regelkreis geschlossen. Der Laser ist auf den Übergang von  $2^3S_1$  ( $m_J = -1$ ) nach  $2^3P_2$  ( $m_J = -2$ ) stabilisiert. Das Öffnen des Regelkreises läßt die Laserfrequenz von der Absorptionsfrequenz abweichen und das vom Photodetektor gesehene Licht abnehmen. Das Schließen des Regelkreises regelt die Laserfrequenz wieder auf den Übergang und stabilisiert sie wieder dort.

### Die Schwebung der Lichtwellen der zwei Diodenlaser

Auf eine genaue Bestimmung der Abhängigkeit der Frequenzverstimmung der Diodenlaser vom Strom in der Magnetfeldspule zur Erzeugung des konstanten Magnetfeldes wurde verzichtet, da im Experiment nur die Frequenz des Lasers für die magneto-optische Falle gegenüber der atomaren Resonanzfrequenz verschoben wird. Der Laser für die transversale Laserkühlung und Ablenkung des Heliumstrahls wird auf den Übergang ohne äußeres Magnetfeld stabilisiert. So kann man die Frequenzverschiebung des Lasers für die magneto-optische Falle aus der Schwebung der Lichtwellen der beiden Diodenlaser bestimmen. Die Differenz der Laserfrequenzen zwischen den beiden

Diodenlasern wird mit Hilfe einer schnellen Photodiode über eine Heterodyn-Methode [44] gemessen. Dabei wird ein Teil des Lichtes der beiden Diodenlaser abgeteilt und auf der lichtempfindlichen Fläche der schnellen Photodiode (Grenzfrequenz ca. 500 MHz) überlagert, was zu einer Modulation der Lichtintensität auf der Photodiode führt. Der Anteil der Modulation, der sich mit der Photodiode noch registrieren läßt, schwingt mit der Differenzfrequenz der beiden Diodenlaser. Das Frequenzspektrum des Photostroms der Photodiode wird mit einem elektronischen Spektrumanalysator aufgezeichnet. Die Abbildung 4.9 zeigt ein solches Spektrum im Bereich der Schwebungsfrequenz der beiden Diodenlaser.



**Abbildung 4.9:** Signal des Spektrumanalysators. Erster Diodenlaser stabilisiert auf den Übergang  $2^3S_1(m_J=1)$  nach  $2^3P_2(m_J=2)$  ohne äußeres Magnetfeld. Zweiter Diodenlaser stabilisiert auf den gleichen Übergang in einem äußeren Magnetfeld, welches sich bei einem Strom von 0.2 A durch die Magnetfeldspule der Hohlkathodenlampe einstellt. Die Aufnahme ergibt sich nach Mittelung über 64 Einzelmessungen innerhalb einer Minute Meßzeit.

Die Spule, die das konstante Magnetfeld in der Hohlkathodenlampe erzeugt (ca. 1000 Windungen auf 6 cm entspricht ca. 16000 Windungen/m), liefert bei einem Strom von 0.2 A ein Magnetfeld von  $4 \cdot 10^{-3}$  T. Damit ergibt sich aus 4.1 eine Verschiebung der Übergangsfrequenz von ca. 56 MHz, was mit der gemessenen Schwebung der beiden Diodenlaser übereinstimmt.

Der Hersteller der Laserdioden gibt die Linienbreite einer freilaufenden Laserdiode des verwendeten Typs mit 3 MHz an, so daß man unter der Annahme zweier völlig gleicher Lasersysteme eine Breite der Schwebung von ca. 5 MHz erwarten würde. Die tatsächlich gemessene Breite der Schwebung von ca. 7 MHz ist wahrscheinlich auf schnelle Schwankungen der beiden Diodenlaser

zurückzuführen, die von der Regelung nicht erfaßt werden, da die Stabilisierung der Laserdioden über einen einfachen Integrator funktioniert, der auf eine Langzeitstabilität im Bereich von Minuten ausgelegt ist.

## 4.2 Aufbau der Atomstrahl-Apparatur

Die Abbildung 4.10 zeigt eine Skizze der gesamten Vakuumapparatur. Nicht eingezeichnet in die Übersicht ist der Detektor für die metastabilen Heliumatome am Ende der Vakuumapparatur und ebenfalls nicht der Ionen-Detektor für Helium-Ionen, die in der magneto-optischen Falle (MOT) erzeugt werden, der sich direkt neben der MOT befindet.

In diesem Kapitel werden die einzelnen Teile der Apparatur näher beschrieben. Es werden zum Teil auch vorbereitende Experimente beschrieben, die die Funktionsweise der einzelnen Abschnitte zeigen sollen.

Die Ablenkung des metastabilen Anteils des Heliumstrahls und die magneto-optische Falle sind erst im zweiten Teil der experimentellen Arbeiten in die Vakuumapparatur eingefügt worden. Dennoch sollen sie schon vorgreifend in diesem Kapitel beschrieben werden

### 4.2.1 Die Düsenstrahl-Quelle für metastabiles Helium

Die Quelle entspricht im Konzept der Quelle, wie sie von Dieter Kaiser im Rahmen seiner Dissertation [32] entwickelt wurde. Die experimentelle Realisierung von Düsenstrahl-Quellen für metastabile Edelgas-Atome werden z. B. in [33, 34] beschrieben. Die Quelle von der wir im Rahmen dieser Experimente ausgegangen sind ist von Y. Kriescher konstruiert und gebaut worden. Die beiden wesentlichen Teile der Quelle sind die Düse und der Skimmer. Die Düse ist der Gaseinlaß für das Helium in die Vakuumapparatur durch eine kleine Öffnung. Sie befindet sich auf einer Grundplatte, deren Position von außerhalb der Vakuumapparatur über drei Gewindestangen eingestellt werden kann. Auf diese Weise kann die Position der Düsen Spitze vor dem Skimmer justiert werden. Die Gewindestangen und die Gaszufuhr zur Düse sind auf einem Flansch aus Plexiglas montiert, der die Düsenkonstruktion gegenüber der Quellschleife elektrisch isoliert. In einem Abstand von ca. 3–5 mm von der Düsen Spitze befindet sich der Skimmer. Der Skimmer ist eine kegelförmige Blende mit einer Öffnung von 1 mm Durchmesser. Durch ihn gelangt der Zentralteil des Düsenstrahls aus der Quellschleife zum Experiment. Dabei vermeidet die Konusform der Blende Reflexionen von ausgeblendetem Atomen in den Zentralteil des Atomstrahls, welche die Qualität des Atomstrahles vermindern würden. Die metastabilen Heliumatome werden im Düsenstrahl durch Stoßanregung mit Elektronen in einer Gasentladung erzeugt. Die Gasentladung brennt im expandierenden Düsenstrahl. Als Kathode dient eine Wolfram-Nadel, die sich innerhalb der Düse befindet. An diese Nadel wird über einen Lastwiderstand von 75 k $\Omega$  eine negative Spannung angelegt (Zündspannung ca. 3.5 – 4 kV, Betriebsspannung

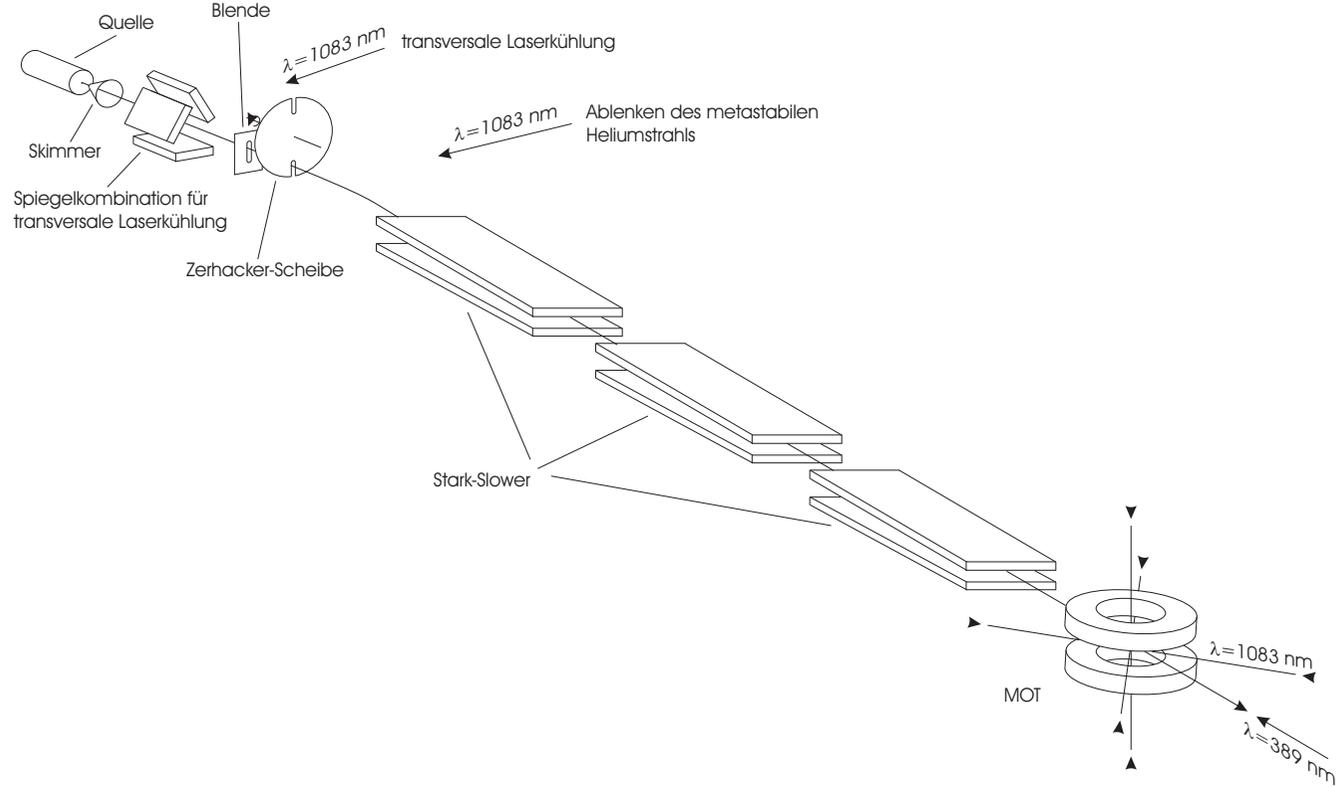
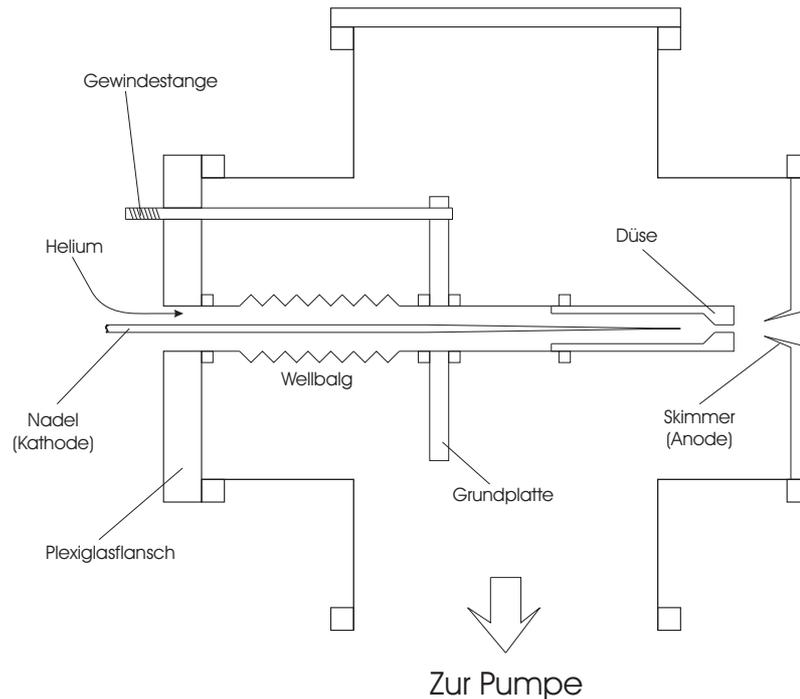


Abbildung 4.10: Übersichtsskizze der in den Experimenten verwendeten Vakuumapparatur.

500 – 1000 V bei einem Strom 2 – 7 mA). Als Anode dient der Skimmer, der über die Metallwand der Quellkammer geerdet ist. In der Gasentladung werden mit einer Effizienz von ca.  $10^{-5} - 10^{-4}$  Heliumatome in die beiden metastabilen Zustände  $2^3S_1$  und  $2^1S_0$  angeregt. Der Rest der Heliumatome verbleibt im Grundzustand  $1^1S_0$  und ist für das Experiment verloren. Die Heliumversorgung der Quelle geschieht über ein Nadelventil, mit dem der Druck in der Gaszuführung der Düse eingestellt werden kann. Der Heliumdruck in der Gaszuführung der Düse wird mit einem Manometer gemessen, das an der Gaszuführung der Düse montiert ist. Im ungekühlten Betrieb der Quelle liegt der Heliumdruck bei ca. 50 mbar. Wenn die Quelle LN<sub>2</sub>-gekühlt wird, sinkt er bei gleicher Durchflußmenge durch das Nadelventil auf ca. 20 mbar ab). Die Quellkammer wird von einer Turbomolekular-Pumpe mit einer Saugleistung von 500 l/s evakuiert, so daß man im Betrieb der Quelle einen Druck von ca.  $10^{-4}$  mbar erreicht. Die Abbildung 4.11 zeigt eine Prinzipskizze der Quellkammer.

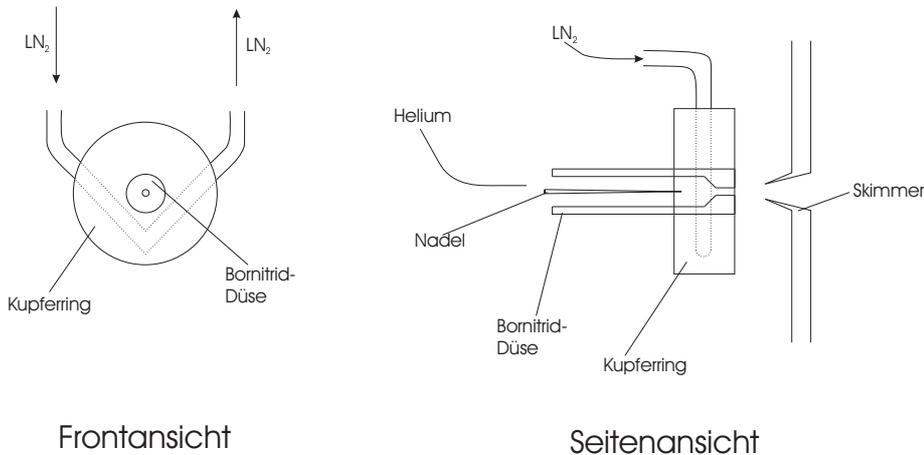


**Abbildung 4.11:** Skizze der Quellkammer mit Düsenkonstruktion.

Mit einem Faraday-Becher, der einen Öffnungsdurchmesser von ca. 0.5 cm hat, ist in einem Abstand von ca. 2 m von der Quelle ein maximaler Becherstrom von 0.1 nA für die ungekühlte Quelle gemessen worden. Aus diesen

Werten läßt sich eine Intensität der Quelle für metastabile Heliumatome von ungefähr  $10^{14} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$  abschätzen.

Um die  $\text{LN}_2$ -Kühlung der Helium-Quelle zu realisieren, sind an dem Aufbau folgende Veränderungen vorgenommen worden: 1) die Düse (vorher aus Glas) ist ersetzt worden durch eine Düse aus Bornitrid<sup>1</sup>. Die Düse hat eine Länge von 6 cm und eine Öffnung von  $200 \mu\text{m}$ ; 2) die letzten 2 cm der Bornitrid-Düse sind in einen Kupferring eingebettet, der von flüssigem Stickstoff durchströmt werden kann. Über der Düse wurde ein Stickstoff-Reservoir montiert, welches über zwei Wellbalschläuche mit dem Kupferring verbunden ist. Der flüssige Stickstoff fließt durch den ersten Wellbalschlauch zum Kupferring, wo er durch eine Bohrung durch den Kupferring fließen kann, um dann durch den zweiten Wellbalschlauch wieder zum Reservoir zurückfließen zu können. Da die Quelle sich unterhalb des Reservoirs befindet, sorgt die Schwerkraft für die Versorgung des Kupferrings mit flüssigem Stickstoff. An dem Kupferring ist zur Überwachung der Temperatur ein Chromel-Alumel-Thermoelement befestigt. Die Abbildung 4.12 zeigt eine Skizze der  $\text{LN}_2$ -Kühlung der Düse.



**Abbildung 4.12:** Skizze der  $\text{LN}_2$ -gekühlten Düse.

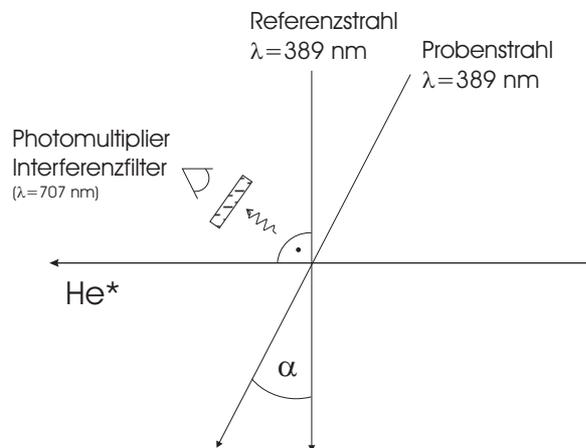
## Laserspektroskopische Geschwindigkeitsmessung am Heliumstrahl

Zur ersten Untersuchung des Einflusses der Flüssig-Stickstoff-Kühlung auf die Geschwindigkeiten im Atomstrahl wurden laserspektroskopische Messungen

---

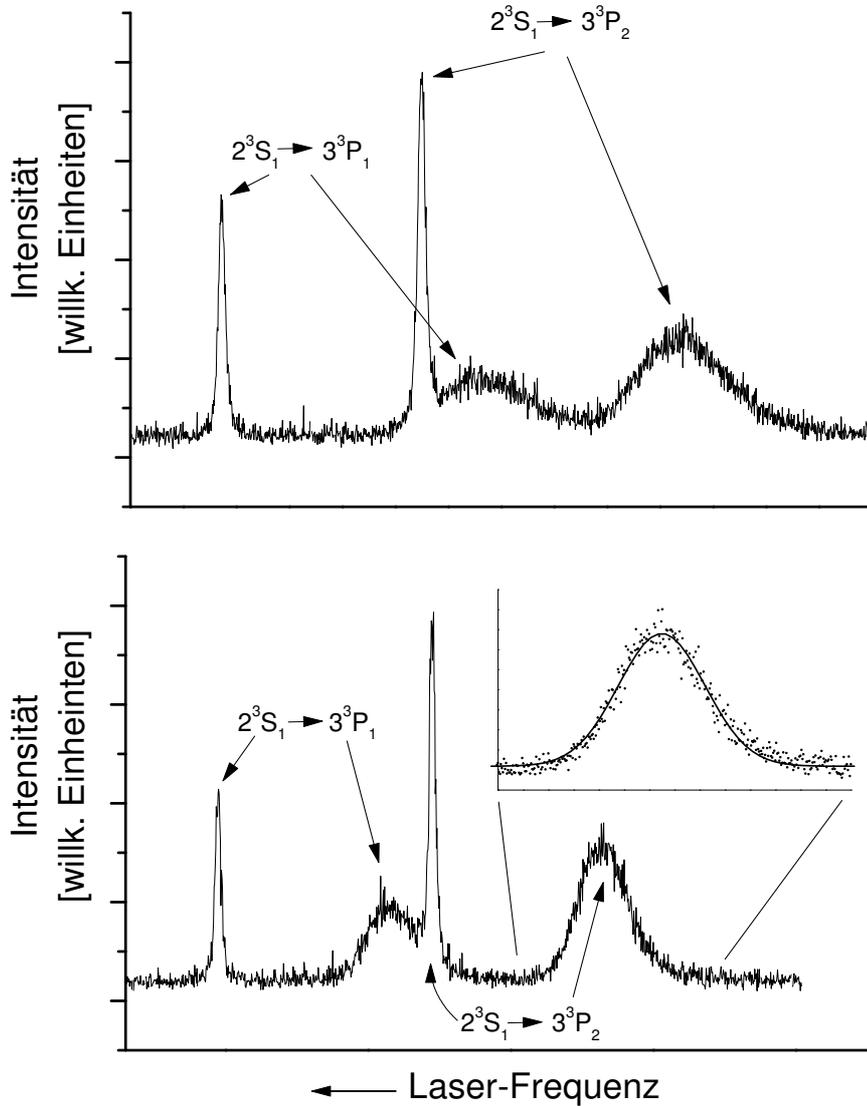
<sup>1</sup>Bornitrid ist eine elektrisch isolierende Keramik mit guten Wärmeleitungs-eigenschaften, die sich leicht mit herkömmlichen Maschinen bearbeitet läßt.

gemacht. Der Strahl der metastabilen Heliumatome wird im Beobachtungsbereich eines Photomultipliers mit zwei Laserstrahlen gekreuzt. Ein Laserstrahl kreuzt den Atomstrahl im rechten Winkel, um die atomaren Übergänge doppler-frei zu spektroskopieren. Der zweite Laserstrahl wird in einem Winkel  $\alpha$  gegen die Senkrechte zum Atomstrahl eingestrahlt. Durch den Winkel gegen die Senkrechte gibt es einen Anteil der Geschwindigkeit der Atome in Richtung des eingestrahnten Lasers, so daß die Atome das Licht dieses Laserstrahls entsprechend ihrer Geschwindigkeit doppler-verschoben sehen. Eine Skizze des Strahlenganges ist in Abbildung 4.13 gezeigt. Im Experi-



**Abbildung 4.13:** Setup zur laserspektroskopischen Bestimmung der Geschwindigkeitsverteilung im Heliumstrahl.

ment werden die Übergänge vom  $2^3S_1$ -Zustand in die beiden Zustände mit  $J = 1$  und  $J = 2$  des  $3^3P$ -Multipletts bei einer Wellenlänge von 389 nm angeregt. Beobachtet wird die Fluoreszenz bei 707 nm, die bei der Zerfallskaskade  $3^3P \rightarrow 3^3S \rightarrow 2^3P \rightarrow 2^3S$  (siehe Helium-Termschema in Abbildung 3.2) entsteht, wodurch man den Einfluß des Streulichtes der eingestrahnten Laserstrahlen auf die aufgezeichneten Spektren vermeidet. Die Spektren in Abbildung 4.14 zeigen die beiden Übergänge jeweils einmal angeregt mit dem senkrechten Referenzlaserstrahl und ein weiteres Mal angeregt durch den im Winkel  $\alpha$  eingestrahnten Laserstrahl, der zu einer doppler-verschobenen und verbreiterten Linie im Spektrum führt. Über die beiden mit dem Referenzlaserstrahl aufgenommenen Linien der Feinstruktur-Niveaus  $3^3P_1$  und  $3^3P_2$  kann man unter der Voraussetzung, daß die Frequenzskala linear ist, diese Skala kalibrieren. Der Abstand der beiden Niveaus beträgt 658 MHz. Über die Beziehung



**Abbildung 4.14:** Spektren der beiden Feinstruktur-Niveaus  $3^3P_1$  und  $3^3P_2$  zur Bestimmung der Geschwindigkeiten im Atomstrahl. Oben: ungekühlte Quelle; unten: gekühlte Quelle. Referenzlaserstrahl senkrecht zum Atomstrahl, zweiter Laserstrahl im Winkel  $\alpha = 10.5^\circ$  zum Referenzlaserstrahl.

$$\Delta\nu_{Doppler} = -\frac{v_{Atom}}{\lambda_{Laser}} \sin \alpha \quad (4.2)$$

kann man aus der Frequenzdifferenz zwischen der mit dem Referenzlaserstrahl aufgenommenen Linie und der zum entsprechenden Übergang gehörenden dopplerverschobenen und verbreiterten Linie auf die Geschwindigkeiten

im Atomstrahl schließen. Ein Modell für die Geschwindigkeitsverteilung in einem Überschalldüsenstrahl ist eine Maxwell-Verteilung um eine Strömungsgeschwindigkeit  $v_{center}$  [35]. Als Beispiel ist im unteren Spektrum (gekühlte Quelle) die dopplerverschobene Linie des Überganges nach  $3^3P_2$  mit einer entsprechenden Funktion der Form

$$f(v) \propto av^3 e^{-b(v-c)^2} + d \quad (4.3)$$

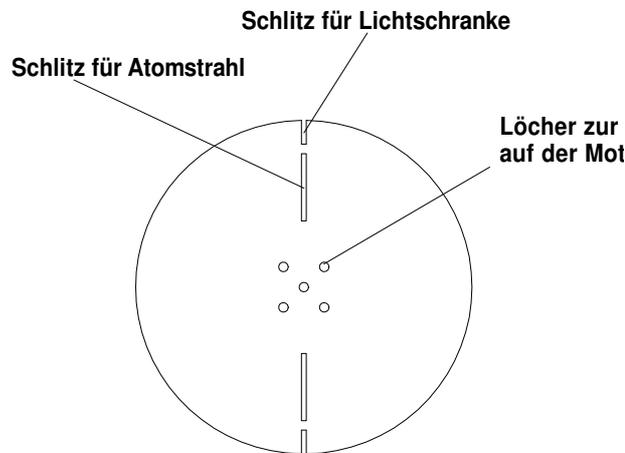
gefittet worden, welche der eben genannten Modellvorstellung für die Geschwindigkeitsverteilung im Atomstrahl entspricht (siehe Ausschnitt in Abbildung 4.14). Hierbei sind  $a, b, c$  und  $d$  die Fit-Parameter. Aus dem Parameter  $c$  läßt sich die Strömungsgeschwindigkeit im Atomstrahl ableiten. Aus den beiden in Abbildung 4.14 gezeigten Spektren ergibt sich auf diese Weise für die Strömungsgeschwindigkeit im Atomstrahl der ungekühlten Quelle ein Wert von ca. 1900 m/s und für die gekühlte Quelle ca. 1100 m/s. In den Spektren ist weiterhin zu erkennen, daß die Breite der Verteilung um die Strömungsgeschwindigkeit im Spektrum der gekühlten Quelle kleiner ist, als im Spektrum der ungekühlten Quelle.

## 4.2.2 Flugzeit-Detektor

Um im Experiment einen schnelleren und direkteren Zugang zur longitudinalen Geschwindigkeitsverteilung des Atomstrahls zu erhalten, ist in der Vakuumapparatur ein Flugzeit-Detektor installiert worden. Zur Messung der Flugzeit wird der Atomstrahl mechanisch in kleine Pakete zerhackt. Auf Grund der verschiedenen Geschwindigkeiten der Atome in einem solchen Paket erhält man auf einem Detektor, der sich in einem festen Abstand zum Zerhacker befindet, eine Flugzeitverteilung, aus der man über die bekannte Flugstrecke auf die Geschwindigkeitsverteilung im Atomstrahl schließen kann. Die einfache Umrechnung der Flugzeit in eine Geschwindigkeit gilt aber nur, solange die Atome während ihres Fluges durch die Vakuumapparatur nicht beschleunigt wurden.

### Die Zerhackerscheibe

Der mechanische Zerhacker besteht aus einer Aluminiumscheibe, die symmetrisch zur Mitte mit zwei Schlitzpaaren versehen wurde (siehe Skizze der Zerhacker-Scheibe in Abbildung 4.15). Die Breite der Schlitze beträgt 1 mm.

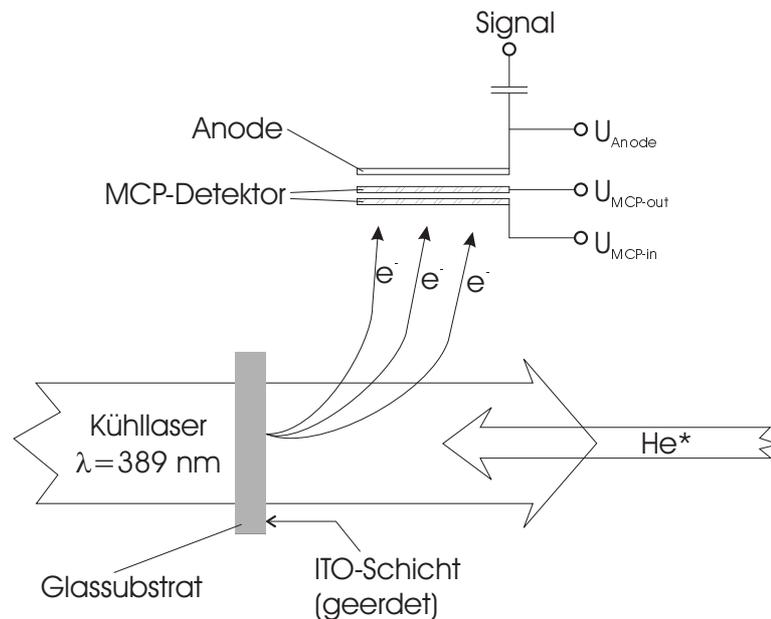


**Abbildung 4.15:** Skizze der Aluminium-Scheibe zum Zerhacken des Heliumstrahls.

Die Schlitze am Rand der Scheibe erzeugen jeweils einen Impuls in einer Lichtschranke zur Synchronisation eines Oszilloskops mit dem Experiment. Die Schlitze im inneren Teil der Scheibe schneiden aus dem kontinuierlichen Atomstrahl der Quelle die Atom-Pakete zur Flugzeit-Messung. Die Zerhacker-Scheibe wird von einem Elektromotor mit einer Geschwindigkeit von ca. 25-50 Umdrehungen pro Sekunde gedreht. Die Drehgeschwindigkeit

keit der Scheibe ergibt sich aus der Zeit, die ein Atom-Paket benötigt, um die Apparatur bis zum Detektor zu durchfliegen. So vermeidet man Überlappungen der Flugzeiten von verschiedenen Paketen. Einige Millimeter vor der Zerhacker-Scheibe befindet sich eine Schlitzblende im Strahlengang des Atomstrahls. Sie dient zur Kollimation des Atomstrahls, um die zeitliche Auflösung der Flugzeit-Messungen zu verbessern, da die transversale Ausdehnung des Atomstrahls am Ort der Zerhackerscheibe zu einer Verschmierung der Zeitauflösung der Flugzeit-Spektren führen würde, wenn sie vom einem Schlitz in der Zerhackerscheibe abgefahren wird.

### Der Detektor für metastabiles Helium

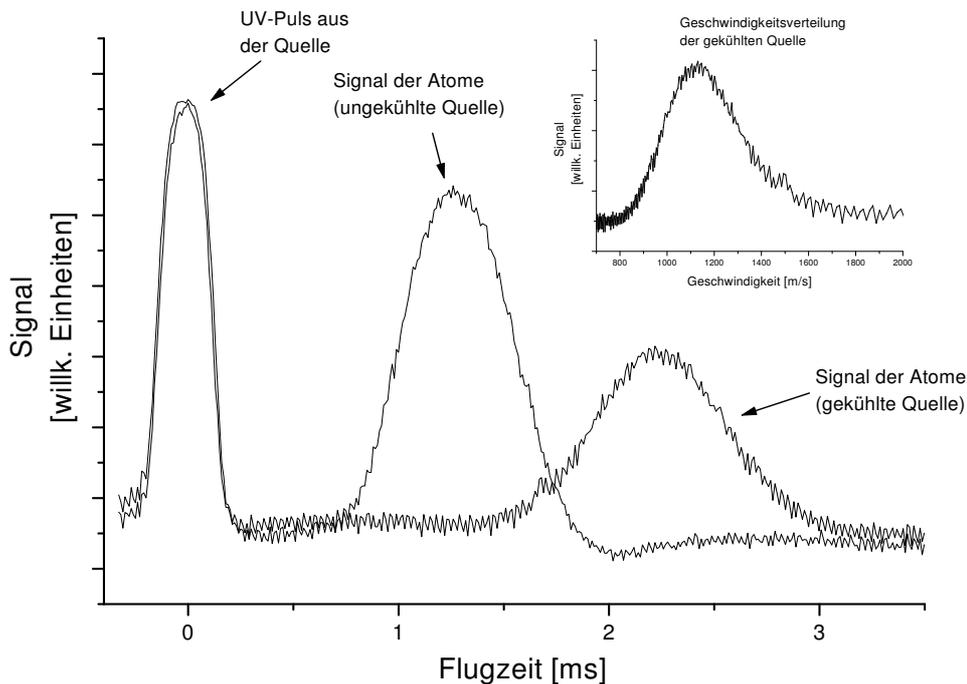


**Abbildung 4.16:** Skizze des Detektors für die metastabilen Heliumatome.

Bei der Detektion der metastabilen Heliumatome nutzt man die 20 eV Anregungsenergie, die in jedem metastabilen Heliumatom stecken (siehe dazu Abbildung 3.2). Sie führt dazu, daß bei Stößen dieser Atome mit anderen Atomen (sowohl mit Atomen einer Oberfläche, als auch mit Atomen im Hintergrundgas der Vakuumapparatur) durch Ionisation Elektronen frei werden, die dann leicht nachgewiesen werden können. Der Detektor für die metastabilen Heliumatome besteht aus eine Glasscheibe, die mit einer ITO-Schicht versehen ist. ITO steht für Indium-Zinnoxid. Diese ITO-Schicht ist

eine dünne elektrisch leitende Schicht, aus der die metastabilen Heliumatome Elektronen auslösen können. Die ITO-Schicht ist transparent (Transmission bei  $\lambda = 389 \text{ nm}$  ca. 75%), so daß man die Detektionsfläche in den Atomstrahl stellen kann und dennoch den Kühlaser durch die Detektionsfläche einstrahlen kann. Auf diese Weise wird auch die direkte Beobachtung der lasergekühlten Geschwindigkeitsverteilungen möglich. Der schwache Untergrund von Elektronen, die durch den lichtelektrischen Effekt vom Kühlaser erzeugt werden, stört die Messungen der Flugzeitspektren der metastabilen Heliumatome nicht, da es sich um einen kontinuierlichen Untergrund handelt. Die von den Heliumatomen erzeugten Elektronen werden von einer Absaugspannung  $U_{\text{MCP-In}} = 100 \text{ V}$  auf die Eintrittsfläche eines Doppel-MCP (Micro Channel Plate) beschleunigt. Das Doppel-MCP verstärkt das Elektronensignal um einen Faktor  $10^5 - 10^6$ , so daß es auf einem Oszilloskop dargestellt werden kann. Die Abbildung 4.16 zeigt eine Prinzip-Skizze des Detektors für die metastabilen Heliumatome.

Typische Flugzeit-Spektren, wie man sie mit einem Oszilloskop aufzeichnet, zeigt die Abbildung 4.17. In der Abbildung sind zwei Flugzeit-Spektren zu-



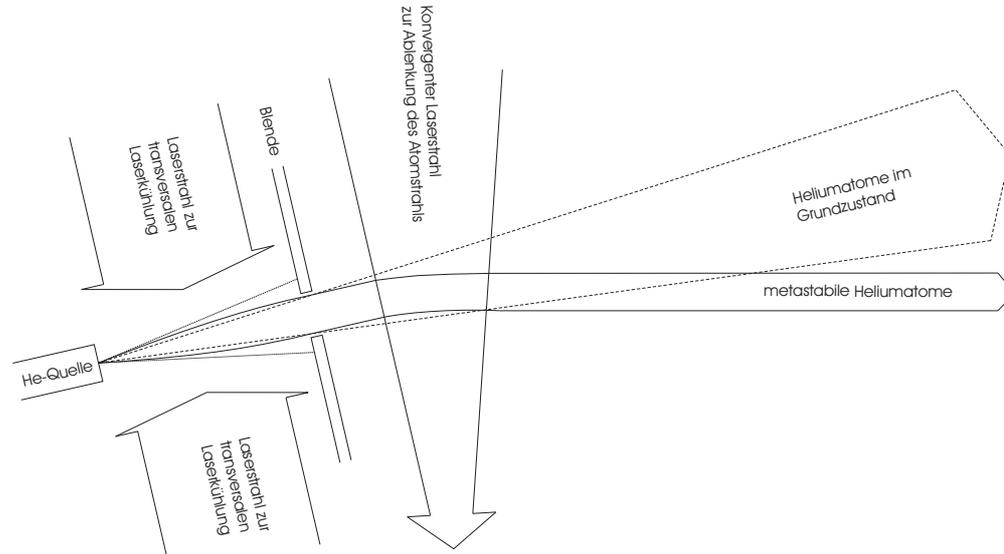
**Abbildung 4.17:** Flugzeit-Spektren der ungekühlten und der gekühlten Quelle. Ebenfalls eingetragen: Die aus der Flugzeit-Verteilung der gekühlten Quelle resultierende Geschwindigkeitsverteilung im Atomstrahl (Flugstrecke  $l = 2.51 \text{ m}$ ).

sammengefaßt. Ein Spektrum wurde mit ungekühlter Quelle aufgenommen und ein weiteres nachdem die Quelle mit flüssigem Stickstoff abgekühlt wurde. Man sieht deutlich, daß sich die Flugzeit der Atome vergrößert, was auf eine Abnahme der Geschwindigkeiten im Atomstrahl durch die Stickstoff-Kühlung zurückzuführen ist. Als Nullpunkt für die Flugzeiten kann man sich in diesen Spektren auf das Signal beziehen, der zu Beginn der Flugzeit-Spektren zu sehen ist. Dieses Signal wird durch UV-Licht erzeugt, das in der Gasentladung der Quelle entsteht und ebenfalls Elektronen aus der Detektorfläche auslöst, die dann vom MCP registriert werden. Aufgrund der Lichtgeschwindigkeit von  $c_0 \approx 3 \cdot 10^8$  m/s kann man davon ausgehen, daß das Licht aus der Quelle sofort ein Signal auf dem Detektor erzeugt, wenn die Zerhackerscheibe Heliumatome zum Detektor durchläßt. Die Geschwindigkeitsverteilung der gekühlten Quelle wie sie sich aus dem Flugzeit-Spektrum der gekühlten Quelle bei einer Flugstrecke von 2,51 m ergibt ist ebenfalls in Abbildung 4.17 dargestellt.

### **Gepulste Quelle als Alternative zur Zerhackerscheibe**

Mit der Blende und den Schlitzen in der Zerhackerscheibe nimmt man eine starke Einschränkung des für das Experiment zur Verfügung stehenden Atomstrahls in Kauf. Eine Alternative Methode den Atomstrahl in Pakete zu zerhacken beruht darauf, die Gasentladung zu pulsen, die die metastabilen Heliumatome erzeugt, denn nur diese werden detektiert. Dies hat den Vorteil, daß man auf eine mechanische Einschränkung des Atomstrahls durch Blenden und Schlitze verzichten kann. Mit Hilfe eines schnellen Hochspannungsschalters wurde die Gasentladung mit einer Repetitionsrate zwischen 50 – 100 Hz und einer jeweiligen Dauer von ca. 100  $\mu$ s gezündet. Jedoch ist der hierbei fließende Strom in der kurzen Brenndauer so hoch, daß die Flüssig-Stickstoff-Kühlung nicht ausgereicht hat, um die Geschwindigkeiten im Atomstrahl zu reduzieren. Aus diesem Grund ist dieser Weg nicht weiter verfolgt worden.

### 4.2.3 Transversale Laserkühlung und Ablenkung des metastabilen Anteils des Heliumstrahls



**Abbildung 4.18:** Skizze zur transversalen Kühlung und Ablenkung des metastabilen Anteils des Heliumatomstrahls.

Wie schon im Abschnitt 2.1.4 beschrieben, werden die transversalen Geschwindigkeitskomponenten der Atome im Heliumstrahl während der longitudinalen Laserkühlung aufgeheizt (die mittlere Transversalgeschwindigkeit der Heliumatome im Atomstrahl steigt).

Im Rahmen dieser Experimente werden die Heliumatome nicht während oder nach der longitudinalen Laserkühlung transversal gekühlt und kollimiert, was den Einfluß des transversalen Heizens kompensieren würde. Dennoch soll der transversalen Aufheizung dadurch Rechnung getragen werden, daß die Atome nach dem Verlassen der Quelle in einem geeigneten Aufbau transversal vorgekühlt werden, um die anfänglich vorhandenen Transversalgeschwindigkeiten im Atomstrahl zu reduzieren.

Eine weitere Verbesserung der Atomstrahlapparatur besteht in einer Ablenkung des metastabilen Anteils der Heliumatome von der Menge der Heliumatome die im Grundzustand verblieben sind. Einer der wesentlichen Verlustmechanismen in der MOT sind Stöße mit Atomen aus dem Hintergrundgas. Der Grundzustandsanteil der Heliumatome, der sehr viel größer ist als der metastabile Anteil kann nicht mit den zur Verfügung stehenden Laser beeinflusst werden. Er wird nicht vom Stark-Slower gebremst und auch nicht

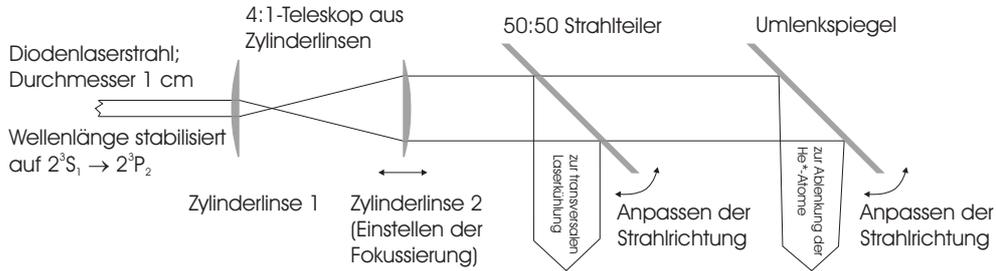
in der magneto-optischen Falle gefangen. Er erhöht nur die Gaslast in der Fallenkammer, was zu unnötigen Stößen mit den in der Falle gespeicherten metastabilen Heliumatomen führt. Das Abtrennen des Grundzustandsanteils der Heliumatome im Atomstrahl vom metastabilen Anteil verbessert die Bedingungen für die Realisierung der magneto-optischen Falle (MOT), die sich an den Stark-Slower anschließen soll. Die Ablenkung des metastabilen Anteils auf die Achse des Stark-Slowers und in das Fallenvolumen der MOT hat den weiteren Vorteil, daß man durch einfaches Abschalten des Ablenk-laserstrahls das Laden der MOT aus dem gekühlten Heliumstrahl unterbrechen kann. Im Anschluß an die Quellkammer folgt ein Abschnitt zur transversalen Laserkühlung und (später erweitert) ein Abschnitt zur Ablenkung des metastabilen Anteils des Heliumatomstrahls. Die Abbildung 4.18 zeigt in einer Skizze den Einfluß der transversalen Laserkühlung und der Strahlablenkung auf den Heliumatomstrahl.

### **Strahlformung und Aufteilung des Diodenlaserstrahls**

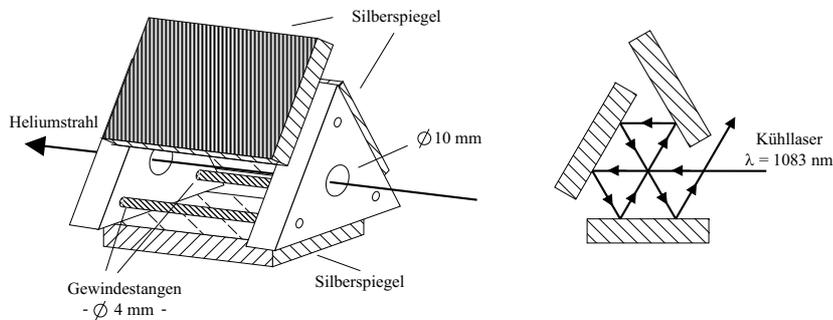
Der runde Strahl des Diodenlasers, der auf den Übergang  $2^3S_1 \rightarrow 2^3P_2$  ohne äußeres Magnetfeld stabilisiert ist (siehe Abschnitt 4.1.2), wird über ein Zylinderlinsen-Teleskop in einen Strahl mit elliptischen Strahlquerschnitt mit einer Höhe von ca. 1 cm und einer Breite von ca. 4 cm transformiert. Anschließend wird der Laserstrahl mit einem Strahlteiler in zwei Teile geteilt. Der erste Teil wird in den Spiegelaufbau zur transversalen Laserkühlung eingefädelt. Eine leichte Dejustage des Winkels gegen die Senkrechte, mit dem der Laserstrahl auf den Heliumstrahl trifft, wird benutzt, um die Atome über den longitudinalen Dopplereffekt zur transversalen Laserkühlung mit dem Laserlicht in Resonanz zu bringen. Die Justage des Laserstrahls gegenüber der Senkrechten zum Atomstrahl erfolgt durch Optimierung des Signals der metastabilen Heliumatome auf dem TOF-Detektor. Der zweite Teil des Laserstrahls wird zur Ablenkung des metastabilen Anteils des Heliumatomstrahls verwendet. Die Strahlformung und -aufteilung ist in Abbildung 4.19 skizziert.

### **Transversale Laserkühlung**

Zur transversalen Laserkühlung der Heliumatome wird der Atomstrahl von drei Laserstrahlen gekreuzt, deren Ausbreitungsrichtungen jeweils in einen Winkel von  $120^\circ$  aufeinander stehen. Erzeugt wird ein solcher Strahlengang durch eine Anordnung von drei Silberspiegeln wie sie im linken Teil von Abbildung 4.20 gezeigt ist. Die Spiegel schließen jeweils einen Winkel von  $60^\circ$  ein. Entlang der Richtung des Atomstrahls haben die Spiegel eine nutzbare

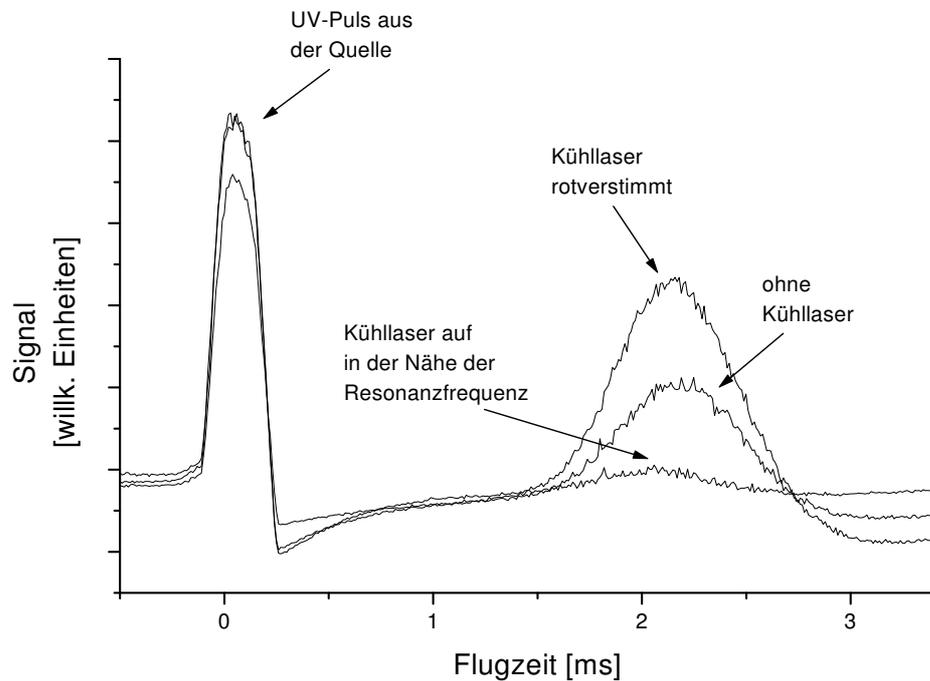


**Abbildung 4.19:** Formung und Aufteilung des Diodenlaserstrahls zur transversalen Laserkühlung und anschließender Ablenkung des metastabilen Anteils aus dem Heliumatomstrahl. Zur Justage der zweiten Teleskoplinse, des Strahlteilers und des Umlenkspiegels siehe Text.



**Abbildung 4.20:** Links: Aufbau zur transversalen Laserkühlung des Heliumstrahls. Rechts: Skizze zum Strahlengang des Kühllasers zwischen den Spiegeln. Mit freundlicher Genehmigung aus der Diplomarbeit von Herrn Jung [41] entnommen.

Länge von 5 cm. Der Verlauf des Laserlichtes zur transversalen Laserkühlung wie er sich durch diese Anordnung der Spiegel ergibt, ist im rechten Teil von Abbildung 4.20 skizziert. Der Atomstrahl fliegt entlang der Zentralachse des Spiegelaufbaus. Der Bereich der Vakuumapparatur in dem sich die transversale Laserkühlung und die Zerhackerscheibe befinden, wird von einer Turbomolekularpumpe mit einer Saugleistung von 250 l/s evakuiert und ist nur über eine Schlitzblende mit dem nachfolgenden Teil der Vakuumapparatur verbunden. Die Flugzeitspektren in Abbildung 4.21 zeigen den Einfluß der transversalen Laserkühlung auf das Signal der Atome auf dem Detektor, dessen Höhe ein Maß für die Zahl der metastabilen Heliumatome ist, die für das Laserkühlungsexperiment zur Verfügung stehen. Dargestellt ist einmal das Signal der Atome ohne Laserkühlung und zum Vergleich das Signal bei optimaler Rotverstimmung des Laserlichtes. Die Zunahme des Signals ist darauf zurückzuführen, daß die transversale Geschwindigkeit von Atomen reduziert



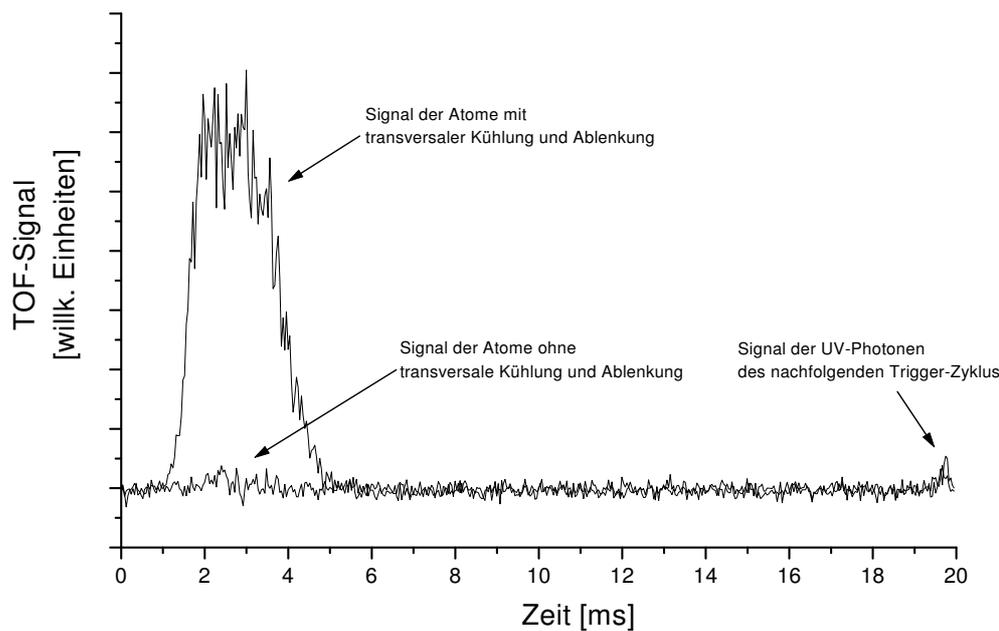
**Abbildung 4.21:** Einfluß der transversalen Laserkühlung auf das Signal der Heliumatome in den Flugzeit-Spektren. Die Einbrüche des Signals nach dem UV-Puls der Quelle und die daraus resultierende Verschiebung der Lage des Signals sind auf eine schlechte Anpassung des verwendeten Verstärkers an die Impedanz des Oszilloskopeinganges zurückzuführen.

wurde, die ursprünglich nicht in der Lage gewesen sind die Schlitzblende vor der Zerhackerscheibe zu passieren. Wenn man das Laserlicht des Diodenlasers so einstrahlt, daß die Frequenz des Laserlichtes die Resonanzfrequenz der Heliumatome trifft (Laserstrahl genau senkrecht zum Atomstrahl), dann erhöht man die Transversalgeschwindigkeit der Atome, die ohne Laserlicht die Blende passieren konnten, soweit, daß sie eben nicht mehr durch die Blende vor der Zerhackerscheibe fliegen können. Auf diese Weise erklärt sich die starke Abnahme des Heliumsignals im dritten Fall.

### Ablenkung des metastabilen Anteils des Heliumstrahls

Der erste Teil der Vakuumapparatur, bestehend aus Quelle, transversaler Laserkühlung und Zerhackerscheibe, ist über einen Wellbalg mit dem Rest der Vakuumapparatur, bestehend aus Stark-Slower, Fallenkammer und TOF-Detektor, verbunden. Auf diese Weise kann man die Quelle und damit die Richtung des Atomstrahls gegenüber der Achse der nachfolgenden Vakuumapparatur auslenken. Der metastabile Anteil der Heliumatome wird mit

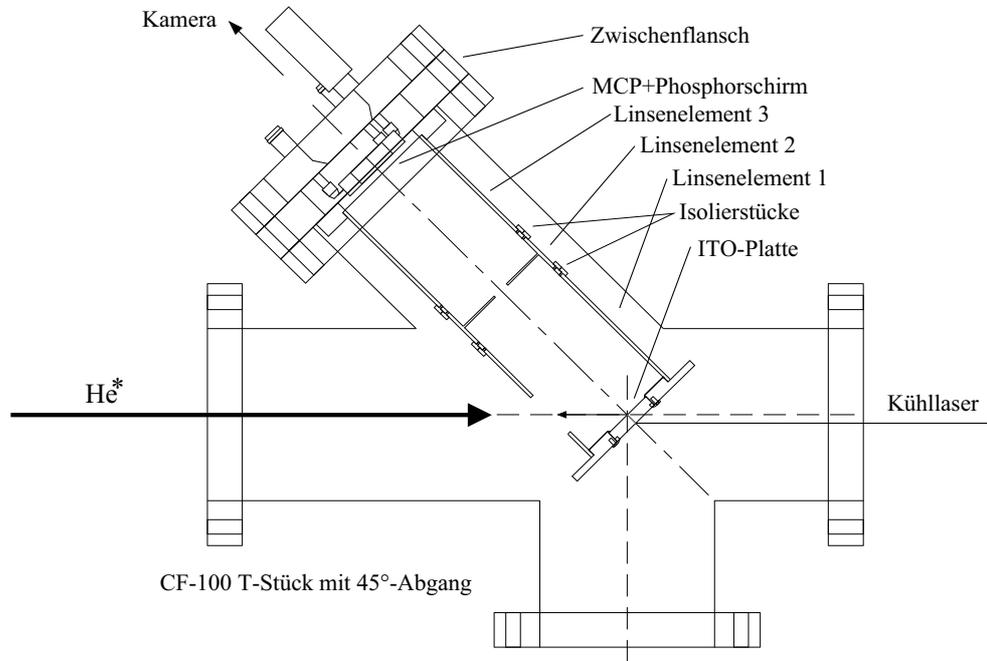
dem zweiten Teil des Diodenlaserlichts wieder auf die Achse des nachfolgenden Rests der Atomstrahlapparatur abgelenkt. Das Licht wird hinter dem Wellbalg von der Seite durch ein Vakuumfenster eingestrahlt und mit dem Atomstrahl gekreuzt. Die Ablenkung des metastabilen Teils des Atomstrahls geschieht über die Methode der gekrümmten Wellenfronten [73]. Dazu wird der Laserstrahl durch eine geringe Dejustage des Zylinderlinsen-Teleskops leicht fokussiert. Der Einfluß dieser schwachen Fokussierung auf die transversale Laserkühlung wird nicht beachtet. Die Stärke der Fokussierung und die genaue Richtung des Laserstrahls ergeben sich aus der Optimierung des Signals, das die metastabilen Heliumatome auf dem TOF-Detektor erzeugen. Der Teil der Vakuumapparatur, in der die Ablenkung des metastabilen Teils der Heliumatome erfolgt, wird von einer Turbomolekularpumpe mit einer Saugleistung von 250 l/s evakuiert, um die Gaslast in der Vakuumkammer durch die Heliumatome im Grundzustand zu reduzieren, die nicht auf die Achse des Stark-Slowers gelenkt werden, sondern gegen die Wand der Vakuumapparatur fliegen.



**Abbildung 4.22:** Signal der Heliumatome auf dem Flugzeit-Detektor. Der Teil der Apparatur bestehend aus Quelle, transversaler Laserkühlung und Zerhackerscheibe wurde so gegenüber dem Rest der Apparatur abgeknickt, daß das Signal der Atome auf dem Flugzeit-Detektor am Ende der Apparatur nahezu verschwunden ist. Dann wird ein Laserstrahl (die Frequenz des Lasers ist auf den Übergang  $2^3S_1 \rightarrow 2^3P_2$  stabilisiert) eingestrahlt um den metastabilen Anteil des Atomstrahls wieder auf den TOF-Detektor und das Fallenvolumen zu lenken.

In Abbildung 4.22 ist das Signal des Heliumdetektors bei eingeschaltetem Ablenkklaserstrahl und einmal bei ausgeschaltetem Ablenkklaserstrahl gezeigt.

## 4.2.4 Ortsempfindlicher Detektor



**Abbildung 4.23:** Skizze der Elektronen-Linse zur Abbildung der Ortsverteilung des Atomstrahls in dazugehöriger Vakuumkammer. Die Abbildung ist mit freundlicher Genehmigung aus der Diplom-Arbeit [42] von Herrn Colja Schubert entnommen.

Die Flugzeit-Spektren liefern keine Informationen über den Einfluß der transversalen Laserkühlung auf Verteilung der transversalen Geschwindigkeitskomponenten im Atomstrahl. Um darüber Aussagen machen zu können, muß man einen ortsempfindlichen Detektor für die Heliumatome verwenden. Dabei macht man sich die Tatsache zu nutzen, daß die transversale Geschwindigkeitsverteilung des Atomstrahls sich nach der Flugzeit  $t_{Flug}$  in einer räumlichen Verteilung der Atome auf der Detektorfläche widerspiegelt. Von einem Einfluß der unterschiedlichen longitudinalen Geschwindigkeiten auf die transversale Auslenkung der Atome sei hier abgesehen. Um diese räumliche (zwei-dimensionale) Verteilung der Heliumatome abbilden zu können, ist von Colja Schubert im Rahmen seiner Diplomarbeit [42] ein ortsempfindlicher Detektor konstruiert worden. An den Aufbau wurden folgende Anforderungen gestellt: Man soll auch während des Einsatzes dieses Detektors die Möglichkeit haben, die longitudinale Laserkühlung einzusetzen um z. B. den Einfluß des transversalen Aufheizens des Atomstrahls während der longitudinalen Laserkühlung untersuchen zu können; die Ortsverteilung soll mit einer

Auflösung von ca. 1 mm im Maßstab 1:1 abgebildet werden. Um diesen Anforderungen gerecht zu werden, besteht der Detektor wie der Flugzeit-Detektor aus einer Glasplatte, die mit einer ITO-Schicht versehen wurde. Diese Glasplatte steht in einem Winkel von  $45^\circ$  im Atomstrahl, so daß der Atomstrahl Elektronen aus der ITO-Schicht auslösen kann, und man von der anderen Seite aus der Kühlaser einstrahlen kann. Mit Hilfe einer Elektronen-Optik (für Details siehe [42]) werden die Elektronen, die von dem Atomstrahl aus der ITO-Schicht ausgelöst werden, auf ein Multi-Channel-Plate (MCP) abgebildet. In Abbildung 4.23 ist eine Skizze des gesamten Aufbaus der Elektronen-Linse gezeigt. Die gewählte Art der Elektronen-Linse ist eine Drei-Element-Linse. Im ersten Element der Elektronen-Linse befindet sich eine Öffnung, durch die der Heliumstrahl auf die ITO-Schicht auf der Glasplatte gelangen kann. Im zweiten Element befindet sich eine Blende, die nur Elektronen auf das MCP gelangen läßt, die die Forderung erfüllen, daß sie sich achsennah (Paraxiale Näherung) durch die Elektronen-Linse bewegen. Hinter dem MCP befindet sich ein Phosphor-Schirm, der mit einer Video-Kamera beobachtet wird. Unter der Voraussetzung, daß die Intensität auf dem Phosphor-Schirm von der Zahl der Elektronen pro Zeiteinheit abhängt, erhält man auf diese Weise ein Bild von der Ortsverteilung der Heliumatome auf der Detektionsfläche und unter der Annahme, daß die longitudinale Geschwindigkeit sehr viel größer ist als die transversalen Komponenten, ein Bild der transversalen Geschwindigkeitsverteilung im Atomstrahl.

### 4.2.5 Der Stark-Slower

Die Länge des aufzubauenden Stark-Slowers ergibt sich aus der folgenden Abschätzung: Im Abschnitt 4.2.1 wurde gezeigt, daß die Strömungsgeschwindigkeit der Heliumatome aus der flüssig-Stickstoff gekühlten Quelle bei ca. 1100 m/s liegt. Um die Länge des Slowers so kurz wie möglich zu halten und dennoch genügend Atome in der Geschwindigkeitsverteilung des Heliumstrahls mit dem Stark-Slower zu erreichen, soll hier für die Start-Geschwindigkeit der Heliumatome am Beginn des Stark-Slowers von  $v_{start} = 1000$  m/s ausgegangen werden. Bei Anwendung einer konstanten Beschleunigung auf die Atome gilt die Beziehung

$$v_{ende}(l) = \sqrt{v_{start}^2 + 2al} \quad (4.4)$$

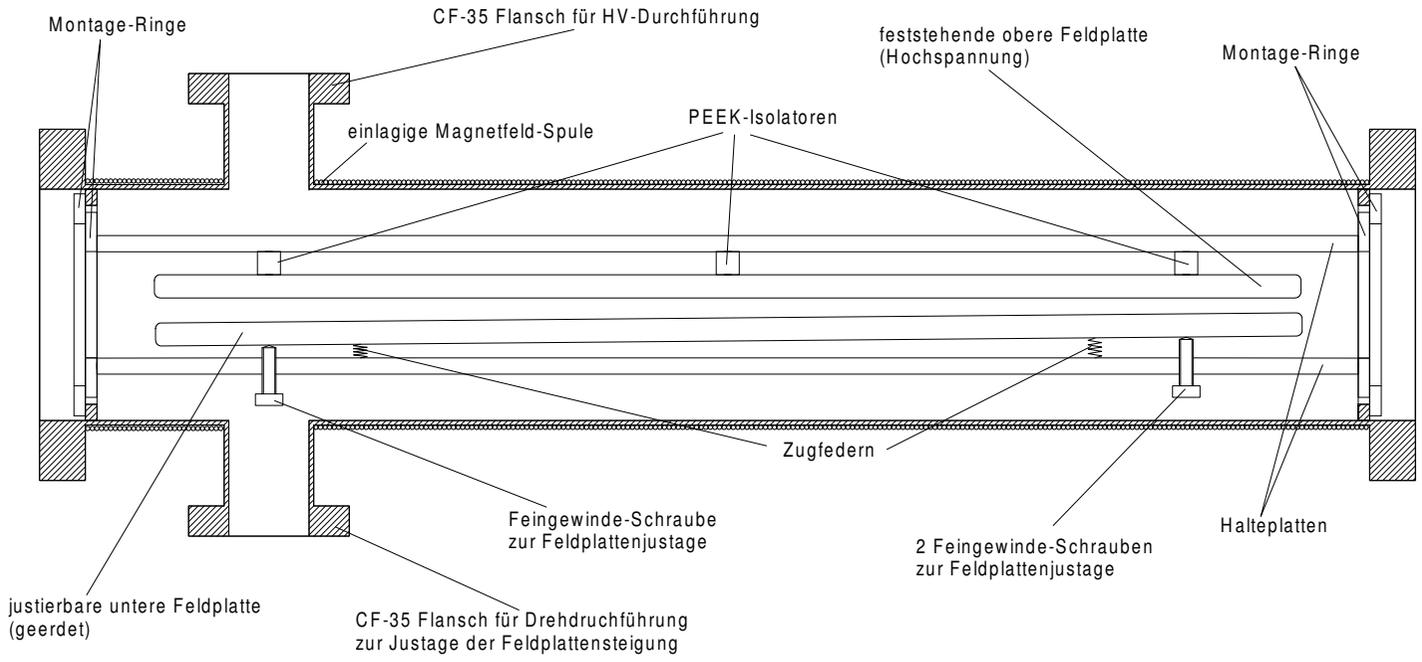
zwischen der Anfangsgeschwindigkeit  $v_{start}$  und der Endgeschwindigkeit  $v_{ende}$  als Funktion der Strecke  $l$ . Als zu erreichende Endgeschwindigkeit der Heliumatome nach dem Stark-Slower soll von  $v_{ende} = 50$  m/s ausgegangen werden. Die maximal mögliche Beschleunigung  $a_{max}$  (siehe Gleichung 2.7) erreicht man nur im Falle großer Sättigung des verwendeten Übergangs. Die Erfahrungen anderer Experimente zur Laserkühlung haben gezeigt, daß man bei der Konstruktion des Slowers eine mittlere Beschleunigung von  $a = 0.5 a_{max}$  annehmen soll, die sich ergibt, wenn man einen Sättigungsparameter von  $I/I_0 = 1$  erreicht. Da für dieses Experiment Licht mit einer Wellenlänge von  $\lambda = 389$  nm verwendet wird, welches durch cw-Frequenzverdopplung eines Titan-Saphir-Lasers in einer externen Cavity erzeugt wird, geht man besser von einer mittleren Beschleunigung von ca.  $a = 0.25 a_{max}$  aus, damit der Slower auch funktioniert, wenn die Lichtleistung nicht ausreicht, um entlang der gesamten Kühlstrecke einen Sättigungsparameter von  $I/I_0 = 1$  zu erreichen. Setzt man nun die entsprechenden Werte in die Formel 4.4 ein, dann erhält man für die benötigte Länge des Stark-Slowers einen Wert von  $l = 1.5$  m.

Bei der Konstruktion des Stark-Slowers wird also von einer Länge der Kühlstrecke von 1.5 m ausgegangen. Um bei der Wahl der Parameter für die Laserkühlung mehr Freiheiten zu haben, wird der Stark-Slower nicht in einem Stück aufgebaut, sondern aus drei einzelnen unabhängigen Teilstücken, die jeweils eine Länge von 0.5 m haben.

Ein Stark-Slower-Segment besteht aus einem 60 cm langen CF-100 Vakuumrohr, das auf einer Seite mit zwei gegenüberliegenden CF-35 Abgängen versehen ist. In dieses Vakuumrohr wird der fertig montierte und eingestellte Feldplattenaufbau für das jeweilige Teilstück eingesetzt. Die Feldplattenkonstruktion besteht im wesentlichen aus zwei Halteplatten, auf denen die eigentlichen Feldplatten montiert sind. Die obere Feldplatte wird über fünf

elektrisch isolierende Abstandshalter mit der oberen Halteplatte verbunden. Die Isolatoren sind in den ersten Experimenten aus dem vakuumtauglichen Kunststoff PEEK gefertigt. In den weiteren Experimenten, bei höheren Spannungen am letzten Stark-Slower-Segment und bei höheren Ansprüchen an das Vakuum in der Apparatur, kommen Isolatoren aus einer maschinell bearbeitbaren Keramik zum Einsatz. An die obere Feldplatte wird durch eine Aussparung in der oberen Halteplatte die Hochspannung über eine elektrische Vakuumdurchführung angelegt. Als Spannungsversorgung für ein Stark-Slower-Segment steht jeweils eine Hochspannungsquelle mit maximal 35 kV zur Verfügung. Die untere Feldplatte wird von drei Zugfedern auf die Spitzen von drei Feingewinde-Schrauben gezogen. Auf einer Seite befinden sich zwei Schrauben mit denen der Anfangsabstand der Feldplatten eingestellt werden kann und die beiden Feldplatten in transversaler Richtung parallel ausgerichtet werden können. Am anderen Ende über dem unteren CF-35 Abgang befindet sich eine weitere Feingewinde-Schraube. Dieser Schraube kann im Experiment über eine Vakuumdrehdurchführung bedient werden, um auch während des Experimentes die Steigung des Feldplattenabstandes verändern zu können. Die untere Feldplatte ist elektrisch leitend mit dem Rest der Vakuumapparatur verbunden und auf diese Weise geerdet. Die gesamte Feldplattenkonstruktion wird dann über Montage-Ringe an Ringen gehalten, die in das Innere des Vakuumrohrs eingeschweißt sind. Von außen ist das CF-100 Vakuumrohr mit einer einlagigen Magnetfeldspule umwickelt. Unterbrochen wird die Spule nur an den Enden des Vakuumrohrs und in einem ca. 4 cm langen Bereich, in dem sich die beiden CF-35 Abgänge befinden. Der Spulendraht hat einen Durchmesser von 2 mm und die Spule hat ca. 600 Windungen/m. Die Abbildung 4.24 zeigt eine Skizze eines Stark-Slower-Segmentes.

In den ersten Experimenten soll der Verlauf des benötigten elektrischen Feldes, wie er sich für eine konstante Beschleunigung aus der Gleichung 3.2 ergibt, durch ein Feld approximiert werden, das von linearen Feldplatten erzeugt wird (Feldplatten, deren Abstand sich linear mit der Länge der Feldplatten verändert). Diese Konzeption hat den Vorteil, daß man, um die Funktionsweise des Slowers zu demonstrieren, nicht auf eine Wellenlänge des Kühl-lasers, einen speziellen Satz von Spannungen an den Feldplatten und einen festen Satz von Anfangs- und Endabständen der jeweiligen Feldplatten angewiesen ist. Außerdem lassen sich die geraden Feldplatten relativ einfach fertigen. Die linearen Feldplatten wurden aus Edelstahl gefertigt. Die Außenkanten dieser Platten wurden mit einem Radius von 2.5 mm abgerundet, um die Wahrscheinlichkeit von Hochspannungsüberschlägen zu reduzieren. In späteren Experimenten wurden Feldplatten verwendet, von denen die jeweils obere Feldplatte einen geraden Oberflächenverlauf hat und der Ober-



63

Abbildung 4.24: Skizze der Konstruktion eines Feldplatten-Segments

flächenverlauf der jeweils unteren Feldplatte durch einzelne 2.5 cm lange Geradenabschnitte beschrieben wird, die dem für einen gegebenen Parametersatz von Laserverstimmung, Beschleunigung der Atome und Spannung an den Feldplatten benötigten Abstand der Feldplatten als Funktion des Ortes im Slower besser entsprechen (siehe Ausdruck 3.2). Dazu wurde der benötigte Feldplattenabstand an Punkten berechnet, die jeweils einen Abstand von 2.5 cm entlang der Feldplatten haben. Zwischen diesen Punkten wird der Verlauf wieder durch Geradenabschnitte beschrieben. Die Platten wurden aus vakuumtauglichem Aluminium gefertigt, wobei auch hier die Außenkanten abgerundet wurden.

## 4.2.6 Die magneto-optische Falle (MOT)

### Konstruktion einer MOT für metastabiles Helium

Die konstruktiven Parameter der MOT werden vorgegeben durch den für die MOT verwendeten optischen Übergang und durch Bedingungen, die sich aus der Geometrie der Vakuumkammer ergeben, die für den Aufbau der MOT zur Verfügung steht.

Als optischer Übergang für die MOT wird der Übergang zwischen dem  $2^3S_1$ -Niveau und dem  $2^3P_2$ -Niveau verwendet, wobei das Laserlicht von einem der beiden im Abschnitt 4.1.2 beschriebenen Diodenlaser erzeugt wird. Mit einem solchen Aufbau für eine MOT sind schon in verschiedenen Arbeitsgruppen erfolgreich metastabile Heliumatome beider Isotope eingefangen und gespeichert worden (siehe z. B. [58, 21, 59, 60]). Aus der Lebensdauer des optischen Übergangs  $\tau = 98$  ns und der Wellenlänge  $\lambda = 1083$  nm ergibt sich eine maximal mögliche Beschleunigung der Heliumatome von  $a_{\max} = 4.7 \cdot 10^5$  m/s<sup>2</sup> (siehe Gleichung 2.7). Für die Konstruktion der Falle geht man wie bei der Dimensionierung eines Slowers von einer Beschleunigung der Atome von  $a = 0.5 a_{\max}$  durch die Fallenlaserstrahlen aus.

Aus der Geometrie der Vakuumkammer ergibt sich, daß für die Fallenlaserstrahlen nur CF-35-Flansche mit einem Rohrrinnendurchmesser von ca. 38 mm zur Verfügung stehen. Um die Fallenlaserstrahlen durch die Glasfenster auf diesen CF-35-Flanschen in die Vakuumkammer einfädeln zu können, beschränkt sich der Durchmesser der Fallenlaserstrahlen auf 2 cm. Die maximale Geschwindigkeit  $v_{\text{capture}}$  der Atome, die noch von der Falle eingefangen werden können, ergibt sich aus der Bedingung, daß die Fallenlaserstrahlen die Atome während des Durchfliegens des Fallenradius bis zum Stillstand abbremsen können [62]. Damit ergibt sich  $v_{\text{capture}}$  mit dem eben gesagten aus

$$r_{\text{Trap}} = \frac{v_{\text{capture}}^2}{2a} = \frac{v_{\text{capture}}^2}{a_{\max}} \quad (4.5)$$

zu  $v_{\text{capture}} = 69$  m/s. Man kann also davon ausgehen, daß die Falle auf Grund ihrer geometrischen Dimensionen in der Lage ist Atome mit einer Anfangsgeschwindigkeit von 50 m/s einzufangen.

### Dimensionierung der Magnetfeld-Spulen der MOT

An das inhomogene Magnetfeld der Falle wird die Forderung gestellt, daß sich während des Einfangprozesses die Verschiebung der Resonanzfrequenz der Atome in der Falle auf Grund des Zeeman-Effektes nicht schneller ändern darf als die Änderung der abnehmenden Doppler-Verschiebung. Damit wird sichergestellt, daß die Atome beim Einlaufen in die Falle immer wieder mit

dem Laserstrahl in Resonanz kommen, der sie abbremsten soll. Aus dieser Forderung ergibt sich die folgende Beziehung [62]

$$\frac{1}{\lambda} \frac{\partial v}{\partial r} = \frac{\partial v}{\partial t} \frac{\partial t}{\partial r} \geq \mu_B \frac{\partial B}{\partial r}. \quad (4.6)$$

Besonders gilt diese Forderung am Rand der Falle, wo die Atome mit der Geschwindigkeit  $v_{capture}$  in die Falle einlaufen. Aus der Beziehung 4.6 läßt sich dann mit dem Ausdruck 4.5 für den Gradienten des inhomogenen Magnetfeldes der Falle folgender Ausdruck herleiten:

$$\frac{\partial B}{\partial r} = \frac{v_{capture}}{\lambda r_{Trap} \mu_B}. \quad (4.7)$$

Mit den Werten für den Fallenradius  $r_{capture} = 1$  cm und die Einfanggeschwindigkeit  $v_{capture} = 50$  m/s ergibt sich aus 4.7 für den Gradienten des Magnetfeldes der MOT ein Maximalwert von  $\frac{\partial B}{\partial r} = 33$  Gauß/cm. Dieser Wert dient als Grundlage für die Dimensionierung der Spulen, die in einer Anti-Helmholtz-Anordnung das Magnetfeld der MOT erzeugen. Die Spulen wie ein Helmholtz-Spulenpaar angeordnet, werden aber jeweils von einem entgegengesetzten Strom durchflossen. Für die z-Komponente des Magnetfeldes entlang der z-Achse einer Leiterschleife mit dem Radius  $R$ , dem Strom  $I$ , die parallel zur x-y-Ebene bei  $z = a$  liegt und um die z-Achse zentriert ist, gilt

$$B_z(z) = \mu_0 \frac{IR^2}{2} (R^2 + (z - a)^2)^{3/2}. \quad (4.8)$$

Damit läßt sich leicht der entsprechende Ausdruck für eine symmetrische Anordnung zweier Leiterschleifen mit entgegengesetztem Strom angeben, aus dem man einen Ausdruck für den Gradienten des Magnetfeldes im Fallenzentrum  $z = 0$  auf der z-Achse in Richtung der z-Achse herleiten kann:

$$\frac{\partial B_z}{\partial z} = \mu_0 I \frac{3aR^2}{(R^2 + a^2)^{5/2}}. \quad (4.9)$$

Die Gradienten entlang der beiden dazu senkrechten Richtungen ergeben sich aus der Bedingung  $\nabla \cdot B = 0$  und der Rotationssymmetrie des Magnetfeldes um die z-Achse:  $\frac{\partial B_x}{\partial x} = \frac{\partial B_y}{\partial y} = -\frac{1}{2} \frac{\partial B_z}{\partial z}$ .

Der Ausdruck 4.9 zeigt die Abhängigkeit des Magnetfeldgradienten vom Radius der Spulen und vom Strom, der durch die Spulen fließt. Die Spulen müssen so dimensioniert werden, daß der Strom, der benötigt wird, um den Maximalwert des Magnetfeldgradienten zu erzeugen, so klein wie möglich ist, da die Kühlung der Spulen bei hohen Strömen ein Problem darstellt. Dabei ist natürlich zu beachten, daß genug Platz bleiben muß, um die Fallenlaserstrahlen durch die Spulen fädeln zu können. Aus diesem Grund ist in eine

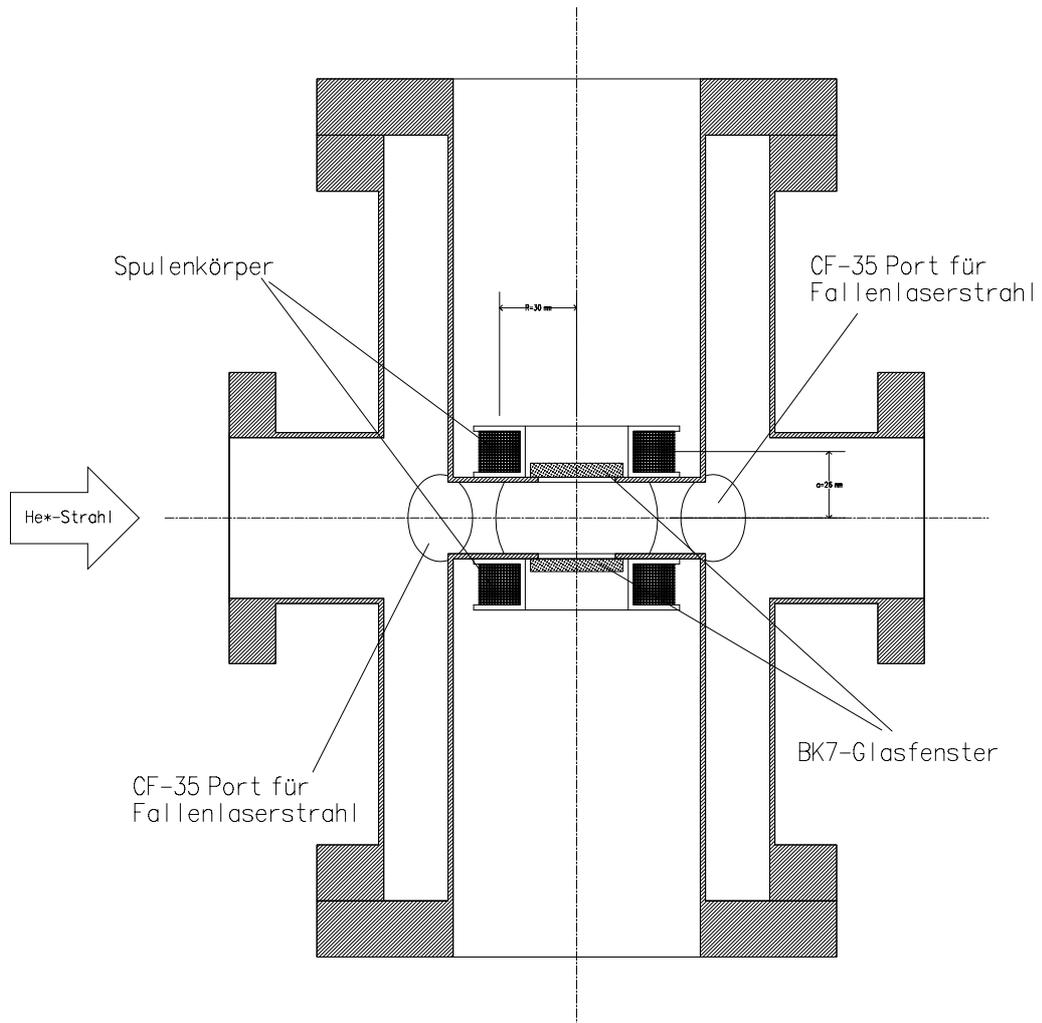
Konstruktion der Spulen gewählt worden, die einerseits auf Grund der Wahl möglichst kleiner Werte für den Spulenradius  $R$  und den Abstand der Spulen  $2a$  einen kleinen Strom benötigt, um den Maximalwert des Magnetfeldgradienten zu erzeugen und andererseits eine Montage der Spulen außerhalb der Vakuumkammer erlaubt. So können die Spulen durch Luft und zusätzlich durch Wasser gekühlt werden. Für die Wasserkühlung sind die Spulen auf Kupferkörper gewickelt worden, auf die jeweils auf einer Seite ein Kupferrohr aufgelötet wurde, das von Wasser durchströmt werden kann. Um die Verlustleistung der Spulen klein zu halten, bestehen die Spulen aus jeweils 90 Windungen von lackiertem Kupferdraht mit einem Drahtdurchmesser von 1.5 mm.

Abbildung 4.25 zeigt einen Schnitt durch die Vakuumkammer, in der sich die MOT befindet. Aus der Konstruktion ergeben sich als Werte für den Spulenradius  $R = 3 \text{ cm}$  (der Innendurchmesser der Spulenkörper beträgt 4 cm, da hier noch ein Fenster zur Vakuumkammer Platz haben muß). Der Abstand vom Zentrum der Vakuumkammer zur Wand der Vakuumkammer in  $z$ -Richtung beträgt 1.4 cm, so daß man konstruktiv bedingt einen Abstand der Spulen vom Fallenzentrum von  $2a = 2.6 \text{ cm}$  erhält. Setzt man diese Werte in den Ausdruck in Gleichung 4.9 ein und beachtet, daß der Strom durch die Leiterschleifen jeweils  $90I$  beträgt, erhält man für den Gradienten des Magnetfeldes in  $z$ -Richtung  $\frac{\partial B_z}{\partial z} = 8.05 \text{ Gauß cm}^{-1} \text{ A}^{-1}$ . Dies ergibt bei einem Strom von ca. 4 A den nach Gleichung 4.7 berechneten Wert von 33 Gauß/cm für den maximalen Magnetfeldgradienten in der MOT.

Nach dem Wickeln der Spulen auf die Spulenkörper ist der Verlauf des Magnetfeldes mit einer Magnetfeldsonde ausgemessen worden. Der Abstand der Spulen lag bei diesen Messungen bei  $2a = 5.4 \text{ cm}$ . Die gemessenen Werte sind in Abbildung 4.26 dargestellt. Ebenfalls in die Darstellungen eingetragen sind die Verläufe der entsprechenden Felder, wie sie sich aus den Gleichungen (1) und (2) aus [63] ergeben. Man kann der Darstellung in Abbildung 4.26 entnehmen, daß die gemessenen Werte recht gut durch die berechneten Werte wiedergegeben werden, so daß man den im Experiment realisierten Gradienten gut aus den für die Parameter  $a = 2.6 \text{ cm}$  und  $R = 3.0 \text{ cm}$  berechneten Werten ableiten kann. Damit ergibt sich in axialer Richtung der Spulen im Experiment ein Wert von  $8.0 \text{ Gauß cm}^{-1} \text{ A}^{-1}$ .

### Strahlengang der Fallenlaser der MOT

Der sequentielle Strahlengang der Fallenlaser in der MOT ist in Abbildung 4.27 gezeigt. Man muß beim Aufbau des Strahlengangs beachten, daß eine Reflektion an einem Spiegel die Helizität des Lichtes ändert. Da sich beim Übergang des Laserlichtes von der  $x$ - $y$ -Ebene auf die  $z$ -Achse die Richtung des

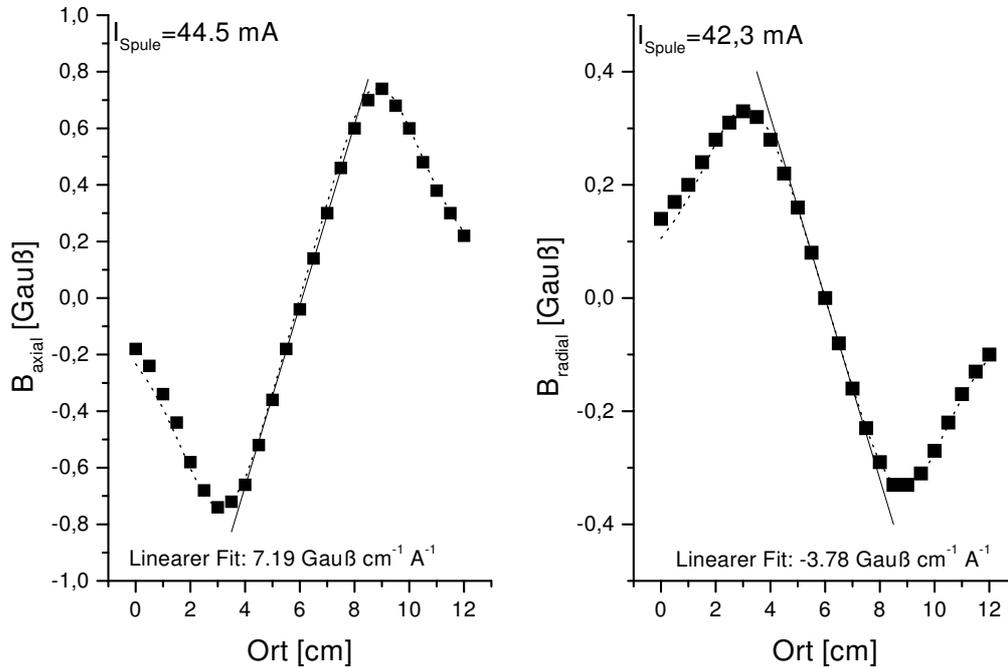


**Abbildung 4.25:** Skizze der Vakuumkammer, in der sich die MOT für die metastabilen Heliumatome befindet.

Magnetfeldes ändert (in der x-y-Ebene ist das Magnetfeld auf das Zentrum gerichtet, und entlang der z-Achse zeigt das Magnetfeld aus der Falle heraus), muß sich auch die Helizität des Lichtes entsprechend ändern. Dazu wird das Licht über 3 Spiegel auf die z-Achse gebracht.

### Integration der MOT in die Vakuumapparatur

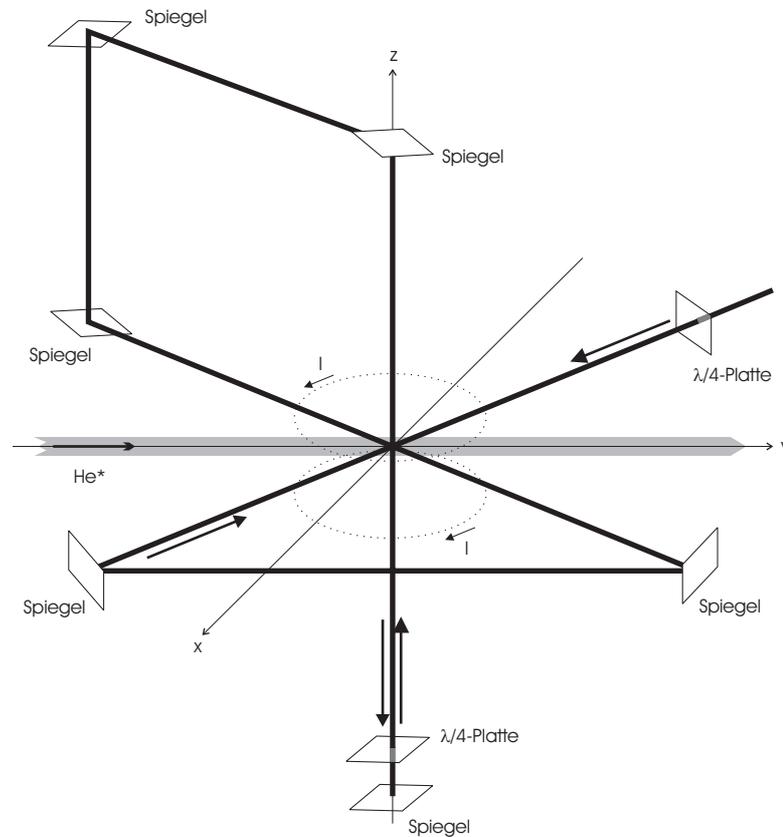
Die Vakuumkammer, wie sie in Abbildung 4.25 gezeigt ist, wird am Ende des Stark-Slowers an die Strahl-Apparatur angeflanscht. Den Abschluß der Vaku-



**Abbildung 4.26:** Verlauf des MOT-Magnetfeldes. Links: Verlauf in axialer Richtung; rechts: Verlauf in radialer Richtung. Gemessene Werte dargestellt durch Symbole, berechnete Werte für  $a = 2.7 \text{ cm}$ ,  $R = 3.0 \text{ cm}$  und entsprechenden Strom dargestellt durch gepunktete Linie. Ebenfalls angegeben jeweils ist der lineare Fit im Zentrum des Magnetfeldes.

umapparatur bildet weiterhin die Vakuumkammer, die den Flugzeit-Detektor für die metastabilen Heliumatome beinhaltet. Da die Vakuumkammer, in der die Atome gefangen werden sollen, keine Möglichkeit für die Montage einer Vakuumpumpe bietet, ist die Detektorkammer, die dicht an der Falle sitzt, mit einer Turbomolekularpumpe versehen worden, die eine Saugleistung von  $500 \text{ l/s}$  hat.

Der Nachweis der Atome in der Falle geschieht indirekt über Ionen, die durch Penning-Ionisation entstehen, verursacht durch Stöße der metastabilen Heliumatome der Falle mit den Atomen des Hintergrundgases oder anderen metastabilen Heliumatomen in der Falle. Detektiert werden die Ionen mit Hilfe eines Doppel-MCP-Detektors, der an einen der beiden CF-63-Flansche der Fallenkammer in einem Abstand von  $7 \text{ cm}$  zum Fallenzentrum montiert ist. Die Eintrittsfläche des Detektors liegt auf einer Spannung von  $2 \text{ kV}$  und die Ausgangsseite auf Erdpotential. Auf Grund der Konstruktionsweise des Detektors weist man nicht nur Ionen, die in der Fallenregion erzeugt werden, nach, sondern auch metastabile Heliumatome, die in Richtung des



**Abbildung 4.27:** Skizze des Strahlengangs des Fallenlaserlichtes. Die erste  $\lambda/4$ -Platte präpariert zirkular polarisiertes Licht, dessen Helizität dem Magnetfeld in der  $x$ - $y$  Ebene entspricht (bei der Wahl der Ströme in den Spulen gemäß der Skizze ist der Drehsinn des Lichtes links herum, wenn man in Ausbreitungsrichtung des Lichtes schaut). Durch geeignete Anzahl der Reflexionen auf den Spiegeln bleibt die Helizität des Lichtes passend zur jeweiligen Magnetfeld-Richtung.

Detektors fliegen.

Der letzte CF-63-Flansch der Fallenkammer ist mit einem Sichtfenster versehen worden, durch welches man die Fluoreszenz der Atomwolke mit einem IR-Sichtgerät oder einer Standard-CCD-Kamera beobachten kann. Die Beobachtung der Atomwolke mit einer Standard-CCD-Kamera ist aber aufgrund der mangelnden Empfindlichkeit der Kameras bei einer Wellenlänge von  $1.08 \mu\text{m}$  nur sehr schlecht möglich.

Der linear polarisierte Laserstrahl eines Diodenlasers mit einer Leistung von ungefähr 20 mW wird mittels einer  $\lambda/4$ -Platte in zirkular polarisiertes Licht überführt. Als Verzögerungsplatte kommt eine nicht-entspiegelte Verzögerungsfolie aus Kunststoff zum Einsatz. Über ein Teleskop wird der Laserstrahl

dann auf einen Strahldurchmesser von 2 cm aufgeweitet. Damit hat der Fallenlaserstrahl eine Intensität von ca.  $6 \text{ mW/cm}^2$ , die groß ist im Vergleich zur Sättigungsintensität des verwendeten Überganges von  $I_0 = 0.16 \text{ mW/cm}^2$ . Nach der Aufweitung wird der Laserstrahl über goldbeschichtete Spiegel durch die Fallenkammer justiert. In der  $xy$ -Ebene konnten Vakuumfenster verwendet werden, die für eine Wellenlänge von  $\lambda = 1083 \text{ nm}$  entspiegelt worden sind. Für die Achse senkrecht zu dieser Ebene standen solche Fenster leider nicht zur Verfügung.



# Kapitel 5

## Experimente

Der erste Teil dieses Kapitels zeigt die Anwendung des in Kapitel 3 beschriebenen Konzeptes des Stark-Slowers auf metastabile Heliumatome in der im vorherigen Kapitel 4 beschriebenen Versuchsanordnung.

Um die experimentellen Ergebnisse in Form von Flugzeit-Verteilungen interpretieren zu können, werden die aus den Flugzeit-Spektren entnommenen Flugzeiten der lasergekühlten Heliumatome in einem ersten Ansatz mit einer einfachen Modellrechnung verglichen. Dabei geht man von einer Abbremsung der Heliumatome mit einer jeweils konstanten Beschleunigung innerhalb der einzelnen Abschnitte des Stark-Slowers aus und von einer gradlinig-gleichförmigen Bewegung der Heliumatome außerhalb des Stark-Slowers. Ein zweiter Ansatz vergleicht die gemessenen Flugzeit-Verteilungen mit den Ergebnissen einer Computersimulation des Laserkühlungsexperimentes.

Der Einfluß des im Kapitel 3 beschriebenen optischen Pumpens auf die Effizienz der Laserkühlung der Heliumatome wird untersucht. Dabei wird demonstriert, daß die dort beschriebene Methode das optische Pumpen durch ein schwaches Magnetfeld senkrecht zum elektrischen Feld des Stark-Slowers zu unterdrücken, erfolgreich eingesetzt wird.

Nachdem das Funktionieren des Stark-Slowers für die metastabilen Heliumatome gezeigt worden ist, wird der Stark-Slower so verbessert, daß er in der Lage ist Heliumatome auf Endgeschwindigkeiten abzubremesen, die im Eingangsbereich der im Abschnitt 4.2.6 beschriebenen magneto-optischen Falle liegen.

Im letzten Teil dieses Kapitels werden die ersten experimentellen Ergebnisse gezeigt, die mit dieser magneto-optischen Falle erreicht wurden. Diese Ergebnisse werden dann im Rahmen der Möglichkeiten diskutiert.

## 5.1 Experimente zur Laserkühlung der metastabilen Heliumatome im Stark-Slower

Die hier gezeigten Ergebnisse sollen das Funktionieren des Stark-Slowers für metastabile Heliumatome zeigen. Wie schon in Kapitel 4 Abschnitt 4.2.5 erwähnt, werden in diesen Experimenten auf Grund der einfachen Herstellung und der größtmöglichen Flexibilität bei der Wahl der experimentellen Parameter für die Laserkühlung lineare Feldplatten in den einzelnen Abschnitten des Stark-Slowers verwendet. Das bedeutet, der Abstand der Feldplatten ist in jedem Abschnitt eine Funktion der Form  $d(z) = mz + d_0$ .

Ziel ist es, die Heliumatome von einer Anfangsgeschwindigkeit von ca.  $v_{\text{Start}} = 1000$  m/s auf eine Endgeschwindigkeit im Bereich von  $v_{\text{Ende}} = 200$  m/s abzubremesen. Die dafür benötigte mittlere Beschleunigung ergibt sich aus  $v_{\text{ende}} = \sqrt{v_{\text{start}}^2 + 2al_{\text{strecke}}}$  zu ungefähr  $a = 0.25 a_{\text{max}}$  entlang der 1.5 m langen Kühlstrecke des Stark-Slowers. Dieser Wert für die mittlere Beschleunigung liegt deutlich unterhalb der Beschleunigung von  $0.5 a_{\text{max}}$ , die man bei einer Intensität des Kühllasers von  $I_0 = 3.5$  mW/cm<sup>2</sup> erreicht, die der Sättigungsintensität des verwendeten UV-Überganges entspricht. Die Laserleistung des UV-Kühllaserstrahls sollte also auch ausreichen, um die benötigte mittlere Beschleunigung der Atome zu erreichen, wenn man einen größeren Strahldurchmesser benötigt, um mit möglichst vielen Atomen innerhalb des Stark-Slowers wechselwirken zu können.

### 5.1.1 Ergebnisse des Stark-Slowers

#### Parameter der Laserkühlung

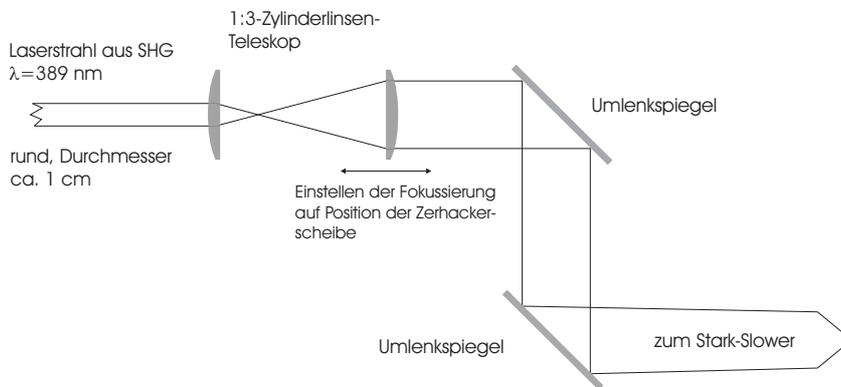
Nach Versuchen mit verschiedenen Kombinationen von Laserverstimmung, Feldplattenabständen und Spannungen der einzelnen Abschnitte des Stark-Slowers hat sich aus der Optimierung der Flugzeit-Verteilungen der nachfolgend angegebene Satz von Parametern für den Stark-Slower ergeben, mit dem das oben gesetzte Ziel für die Abbremsung der Heliumatome reproduzierbar erreicht wird. Die Abstände jeweils am Anfang und am Ende eines Slower-Abschnittes und die dazugehörige Spannung sind in Tabelle 5.1 angegeben.

Der Kühllaserstrahl mit einer Leistung von ca. 100 mW wird mit Hilfe eines Zylinderlinsen-Teleskops so präpariert, daß er am Eintrittsfenster (Abstand zu Ende des Stark-Slowers ungefähr 30 cm) einen elliptischen Strahlquerschnitt mit einer Breite von ca. 3 cm und eine Höhe von ca. 1 cm besitzt. Das Teleskop wird so eingestellt, daß der Kühllaserstrahl in horizontaler Richtung auf die Zerhacker-Scheibe des Flugzeit-Detektors fokussiert wird. Der

	1. Feldplatten	2. Feldplatten	3. Feldplatten
Spannung $U_{\text{platte}}$ [kV]	8.0	20.5	22.0
$d_{\text{Anfang}}$ [cm]	1.2	1.3	1.0
$d_{\text{Ende}}$ [cm]	0.5	0.9	0.7

**Tabelle 5.1:** Feldplattenabstände und Spannungen für die drei Kühlstreckenabschnitte bei einer Verstimmung der Frequenz des Kühllasers von  $-2.6$  GHz.

Strahlengang zur Präparation der Strahlform des Kühllasers ist in Abbildung 5.1 skizziert.

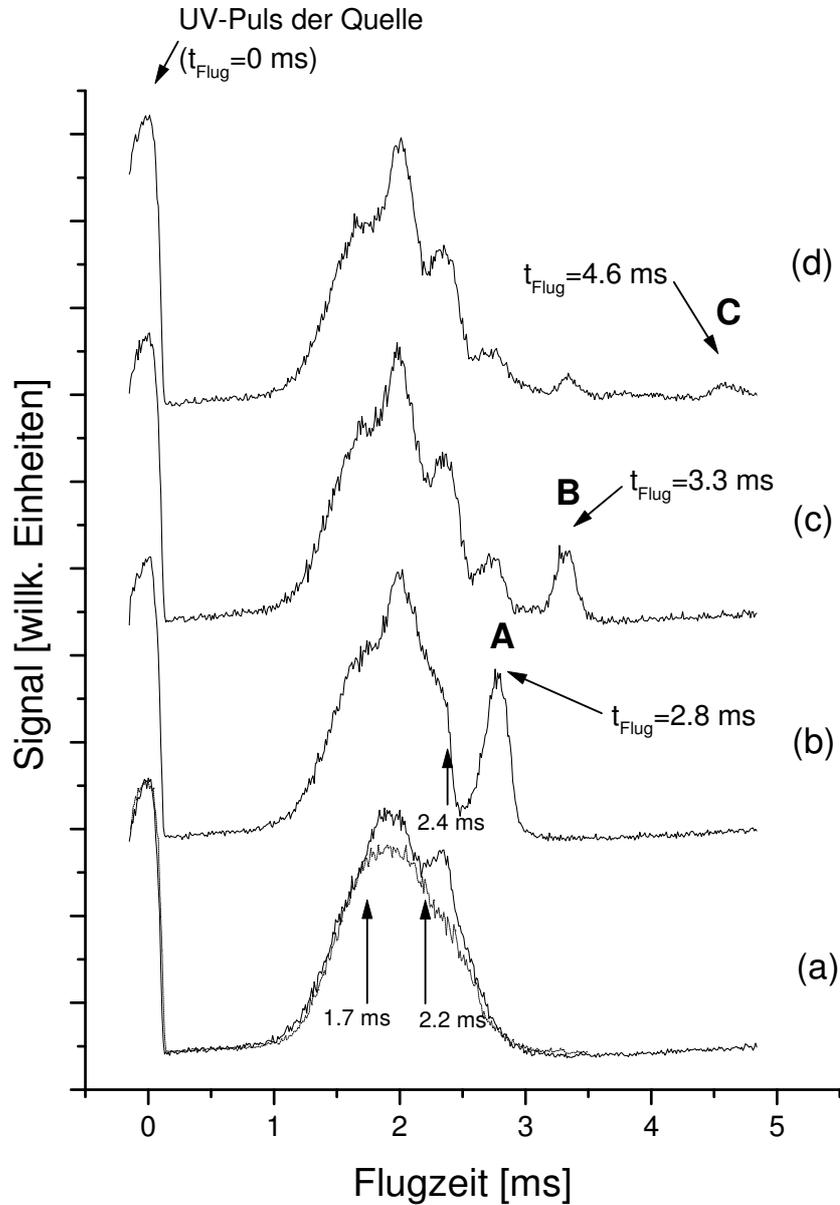


**Abbildung 5.1:** 1:3-Zylinderlinsen-Teleskop zur Präparation der Strahlform des UV-Kühllaserstrahls. Die zweite Zylinderlinse des Teleskops wird so eingestellt, daß der Kühllaser in der horizontale Richtung auf die Zerhacker-Scheibe des Flugzeit-Detektors fokussiert ist. Zwei Umlenkspiegel dienen zur Einkopplung des Laserstrahls in den Slower-Aufbau.

Die Wellenlänge des Kühllasers entspricht einer Verstimmung der Laserfrequenz von  $-2.6 \pm 0.1$  GHz gegenüber dem Übergang zwischen den Niveaus  $2^3S_1$  und  $3^3P_2$ .

Die Stärke des Magnetfeldes in Richtung des Stark-Slowers beträgt ca.  $B_y = 0.5$  Gauß (aus dem Strom von  $I_{\text{Spule}} = 94$  mA durch die Magnetfeldspule um den Stark-Slower ergibt sich ein Magnetfeld von  $B_y = 0.7$  Gauß, von dem die Komponente des Erdmagnetfeldes  $B_y^{\text{Erd}} = -0.2$  Gauß abgezogen werden muß).

Die transversale Laserkühlung der Heliumatome ist während der Messungen so eingestellt, daß möglichst viele Atome den MCP-Detektor am Ende der Vakuumkammer erreichen.



**Abbildung 5.2:** Einfluß des Stark-Slowers auf die Geschwindigkeiten der metastabilen Heliumatome im Atomstrahl. Verstimmung der Kühlaserfrequenz  $-2.6$  GHz; Magnetfeld in Richtung des Stark-Slowers  $B = 0.5$  Gauß; (a) keine Hochspannung an den Feldplatten, ebenfalls eingetragen eine Flugzeitverteilung ohne Kühlaser; (b)  $U_1 = 8.0$  kV; (c)  $U_1 = 8.0$  kV,  $U_2 = 20.5$  kV; (d)  $U_1 = 8.0$  kV,  $U_2 = 20.5$  kV,  $U_3 = 22.0$  kV.

### Diskussion der gemessenen Flugzeitverteilungen

Zur Aufnahme der einzelnen in Abbildung 5.2 gezeigten Flugzeitverteilungen sind die Spannungen an den einzelnen Abschnitten des Stark-Slowers

nacheinander eingeschaltet worden.

Das mit (a) bezeichnete Bild zeigt die Flugzeitverteilung der Atome, wenn zwar der Kühllaser eingestrahlt wird, jedoch keine Spannungen an den Feldplatten des Stark-Slowers anliegen. Hier ist bei einer Flugzeit von 2.2 ms ein deutlicher Einschnitt im Signal der Heliumatome erkennbar (markiert durch den zweiten Pfeil). Dieser Einbruch im Signal wird durch die Abbremsung von Heliumatomen verursacht, die allein auf Grund ihrer Geschwindigkeit und der daraus resultierenden Doppler-Verschiebung Photonen aus dem Kühllaserstrahl absorbieren können. Diese Atome werden solange durch den Kühllaser abgebremst, bis die aus ihrer aktuellen Geschwindigkeit resultierende Doppler-Verschiebung außerhalb der Linienbreite des Kühllasers liegt. Dabei spielt sowohl die ortsabhängige Sättigungsverbreiterung des Übergangs auf Grund der Fokussierung des Kühllaserstrahls eine Rolle, als auch die Schwankungen der Frequenz des Kühllasers während dieser Zeit. Die Heliumatome, die auf diese Weise mit dem Kühllaser wechselwirken bilden offensichtlich einen Peak im Signal bei einer Flugzeit von ca. 2.4 ms.

Eine Flugzeit von 2.2 ms (bei dieser Flugzeit ist der Einbruch im Heliumsignal auf Grund der Wechselwirkung mit dem Kühllaser) entspricht bei einer Länge der Flugstrecke von 2.14 m einer Geschwindigkeit der Heliumatome von 970 m/s). Die daraus resultierende Doppler-Verschiebung des Laserlichtes mit einer Wellenlänge von  $\lambda = 389$  nm ergibt einen Wert von ca. 2.5 GHz, welche im Rahmen der Meßgenauigkeit der für den Kühllaser eingestellten Verstimmung der Laserfrequenz gegenüber der Übergangsfrequenz des verwendeten Kühlübergangs zwischen den Niveaus  $2^3S_1$  und  $3^3P_2$  entspricht.

Zum Vergleich ist in Bild (a) auch eine Flugzeitverteilung der Heliumatome eingetragen, ohne daß der UV-Kühllaser in den Stark-Slower zur longitudinalen Laserkühlung eingestrahlt wird.

Der Abstand der beiden Feinstruktur-Niveaus mit  $J=1$  und  $J=2$  des  $3^3P$ -Multipletts beträgt 658 MHz. Atome, die eine Anfangsgeschwindigkeit von ungefähr 1270 m/s haben, können über den Übergang nach  $3^3P_1$  mit dem Kühllaser wechselwirken, denn für sie ist die Summe aus Verstimmung der Laserfrequenz 2.6 GHz und dem Abstand der Feinstruktur-niveaus von 658 MHz gleich der aus ihrer Anfangsgeschwindigkeit resultierenden Doppler-Verschiebung. Die Geschwindigkeit von 1270 m/s entspricht einer Flugzeit von ca. 1.7 ms, die in Bild (a) ebenfalls mit einem Pfeil markiert ist.

Abgesehen von den Heliumatomen, die durch die Laserkühlung über das  $3^3P_2$ -Niveau abgebremst werden, erzeugt die Wechselwirkung von Heliumatomen mit höheren Anfangsgeschwindigkeiten eine deutliche Struktur auf dem verbleibenden Hauptteil der gemessenen Flugzeit-Verteilungen. Der Übergang in den  $3^3P_0$ -Zustand ist auf Grund des Feinstrukturabstandes von ca. 8.8 GHz zum  $3^3P_2$ -Niveau nicht mehr in der Lage mit der Geschwindigkeits-

verteilung im Atomstrahl wechselzuwirken.

Die Flugzeitverteilungen (b) bis (d) zeigen dann den Einfluß der einzelnen Slower-Segmente auf die Flugzeiten der Heliumatome, wenn die Spannungen an den einzelnen Slower-Abschnitten sukzessive eingeschaltet werden. Die Ansammlungen abgebremster Heliumatome bei Flugzeiten von 2.8 ms in Bild (b), 3.4 ms in Bild (c) und schließlich 4.6 ms im letzten Bild (d) sind die Heliumatome, die durch die Laserkühlung der im Stark-Slower über den Übergang zum  $3^3P_2$ -Zustand abgebremst wurden. Die jeweiligen Positionen sind in den Bildern mit A,B und C bezeichnet. Die folgenden Betrachtungen der Ergebnisse beschränken sich auf diese Teile der in Abbildung 5.2 gezeigten Signale.

### 5.1.2 Vergleich der Flugzeitverteilungen mit Rechnung und Simulation

Die gemessenen Flugzeitverteilungen lassen nur im Falle einer gleichförmig-gradlinigen Bewegung einen direkten Schluß auf die Geschwindigkeiten der Heliumatome zu. Durch die Abbremsung der Heliumatome im Stark-Slower ist die Bewegung der Heliumatome innerhalb des Stark-Slowers nicht gleichförmig, deshalb muß man eine Methode wählen, um aus den Positionen der Peaks in den gemessenen Flugzeitverteilungen auf die erreichten Geschwindigkeiten der Heliumatome zu schließen.

#### Einfaches Modell konstanter Beschleunigung

In einem ersten Ansatz kann man versuchen, den Einfluß des Stark-Slowers über Abschnitte konstanter Beschleunigung auf die Heliumatome zu beschreiben. Außerhalb der einzelnen Slower-Abschnitte bewegen sich die Heliumatome gradlinig-gleichförmig mit einer Geschwindigkeit, die aus der Wechselwirkung mit den bis dahin durchflogenen Abschnitten des Stark-Slowers resultiert. Dieses Modell der konstanten Beschleunigung innerhalb der einzelnen Abschnitte des Stark-Slowers und der gradlinig-gleichförmigen Bewegung außerhalb des Slowers wird durch die Gleichungen

$$\begin{aligned} v(t) &= v_0 + at \\ x(t) &= x_0 + v_0t + \frac{1}{2}at^2 \end{aligned}$$

beschrieben, wobei sich  $x_0$  und  $v_0$  aus der jeweils schon zurückgelegten Strecke und den auf dieser Strecke wirkenden Beschleunigungen ergeben. Der Wert

von  $a$  hängt davon ab, ob man sich innerhalb ( $a < 0$ ) außerhalb ( $a = 0$ ) eines Slower-Abschnittes befindet. Aus den beiden Gleichungen kann man dann die folgenden Ausdrücke ableiten. Die Gleichung

$$t_{\text{verzögert}} = -\frac{v_{\text{start}}}{a} - \sqrt{\frac{v_{\text{start}}^2}{a^2} + \frac{2l_{\text{Slower}}}{a}} \quad (5.1)$$

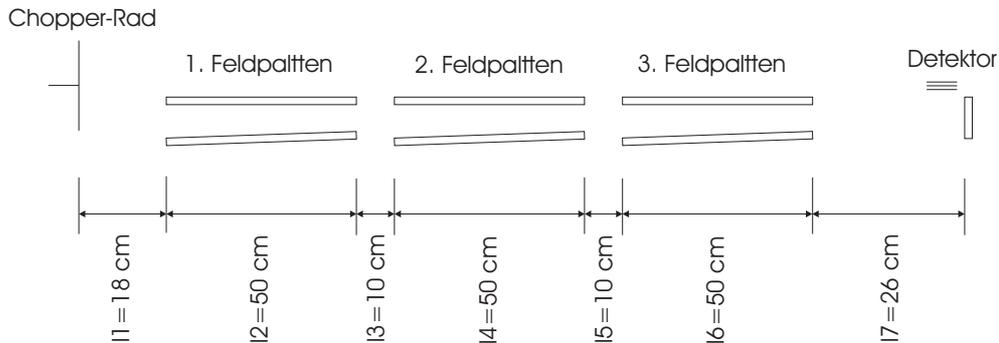
liefert die Flugzeit durch einen Slower-Abschnitt der Länge  $l_{\text{Slower}}$  unter Einwirkung der Beschleunigung  $a < 0$ , wenn die Atome am Beginn des Slower-Abschnittes die Geschwindigkeit  $v_{\text{start}}$  haben.

Die Geschwindigkeit nach dem Durchfliegen dieses Slower-Abschnittes der Länge  $l_{\text{Slower}}$  ergibt sich aus

$$v_{\text{ende}} = \sqrt{v_{\text{start}}^2 + 2al_{\text{Slower}}}. \quad (5.2)$$

Die Flugzeit entlang eines Abschnittes der Länge  $l_{\text{Strecke}}$  konstanter Geschwindigkeit  $v_{\text{const}}$  ergibt sich aus

$$t_{\text{konstant}} = \frac{l_{\text{Strecke}}}{v_{\text{const}}}. \quad (5.3)$$



**Abbildung 5.3:** Längen der einzelnen Streckenabschnitte, wie sie sich aus dem Aufbau der Vakuumapparatur ergeben.

Die Abbildung 5.3 zeigt die Längen der einzelnen Abschnitte der Atomstrahl-Apparatur, die von den Heliumatomen innerhalb der gemessenen Flugzeit durchflogen werden.

Die Werte für Anfangsgeschwindigkeiten für die einzelnen Slower-Abschnitte ergibt sich bei bekannten Kühllaserverstimmung aus dem Feldplattenabstand am Beginn der Feldplatten und der Spannung an den Feldplatten. In gleicher Weise ergibt sich aus dem Abstand der Feldplatten am Ende eines Slower-Abschnittes auch die Endgeschwindigkeit nach Durchlaufen des

Slower-Abschnittes. Beschleunigung in den einzelnen Abschnitten des Stark-Slowers ergeben sich aus den bekannten Parametern des Experimentes (Spannungen und Feldplattenabstände sind in Tabelle 5.1 eingetragen). Letztendlich erhält man aus Anfangs- und Endgeschwindigkeit die mittlere Beschleunigung  $a$ , die in einem Slower-Abschnitt auf die Heliumatome wirken muß. Aus dem eben beschriebenen Modell des Laserkühlungsexperimentes ergeben sich mit den genannten Parametern die in Tabelle 5.2 angegebenen Flugzeiten und Endgeschwindigkeiten der Heliumatome nach den jeweiligen Slower-Abschnitten.

	Peakposition	Endgeschwindigkeit
nach 1. Slower-Abschnitt	2.67 ms	768 m/s
nach 2. Slower-Abschnitt	3.30 ms	528 m/s
nach 3. Slower-Abschnitt	-	-

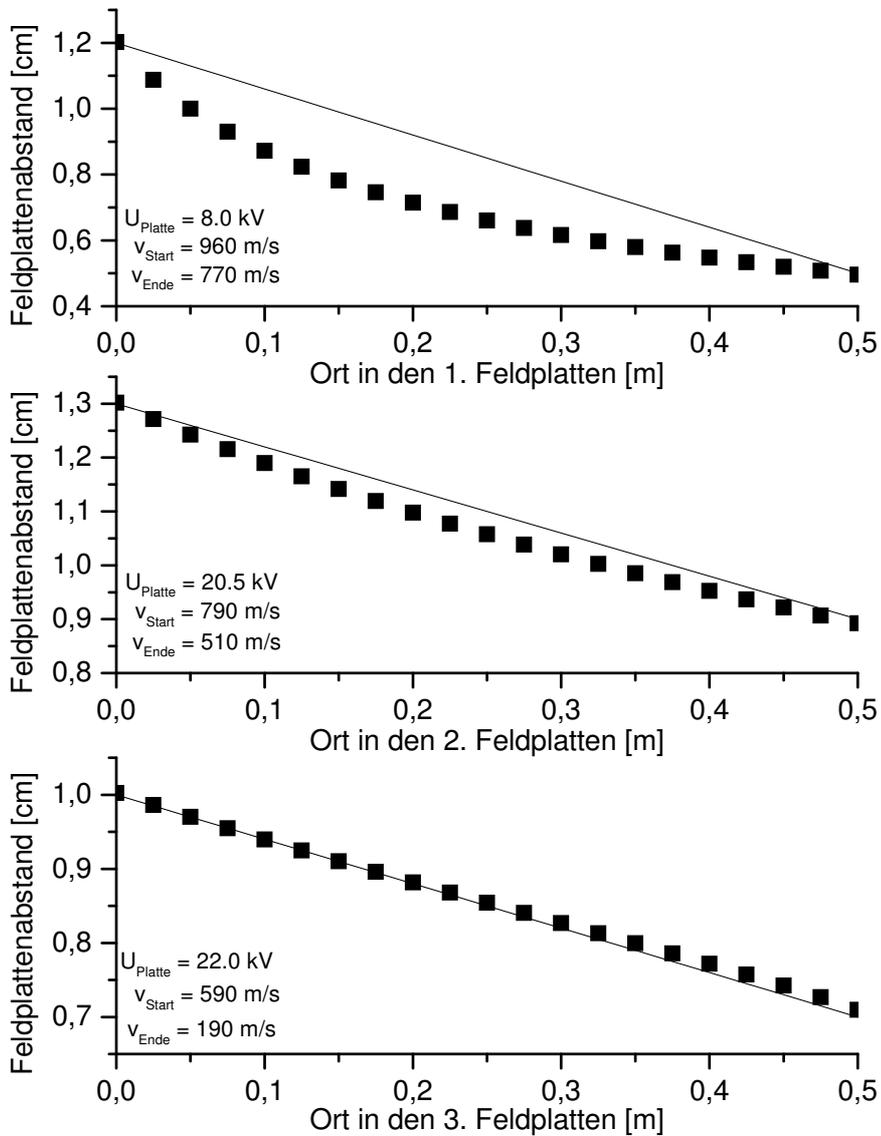
**Tabelle 5.2:** Flugzeiten und Endgeschwindigkeiten im Heliumstrahl berechnet für das Modell konstanter Beschleunigung in den Feldplatten und gradlinig-gleichförmiger Bewegung außerhalb der Feldplatten des Stark-Slowers.

Das einfache Modell gibt die Positionen der Peaks in den Flugzeitverteilungen und damit auch die erreichten Endgeschwindigkeiten nach den beiden ersten Slower-Abschnitten schon recht gut wieder. Für den letzten Slower-Abschnitt liefert es jedoch ein Ergebnis, das bedeutet, daß die Heliumatome innerhalb des letzten Abschnittes zum völligen Stillstand abgebremst werden und den Detektor nie erreichen. Das ist darauf zurückzuführen, daß die Geschwindigkeit der Heliumatome nach Verlassen des zweiten Slower-Abschnitts eine Geschwindigkeit haben, die deutlich kleiner ist als die Anfangsgeschwindigkeit, für die der letzte Slower-Abschnitt konzipiert wurde. Damit ist die Strecke kürzer, auf der die Heliumatome im letzten Slower-Abschnitt abgebremst werden.

### Computersimulation der Wirkung der spontanen Kraft

Um einen weiteren Vergleich zwischen dem Konzept der Laserkühlung metastabiler Heliumatome im Stark-Slower und dem konkreten Experiment zu haben, ist das Experiment in einem zweiten Ansatz mit Hilfe eines Computerprogramms simuliert worden. Die Simulation liefert als Ergebnis Flugzeitverteilungen und die entsprechenden Geschwindigkeitsverteilungen für Heliumatome in Abhängigkeit der Parameter des Experimentes.

Die Längen der Streckenabschnitte, die von den Heliumatomen durchlaufen werden müssen, entsprechen auch hier den Werten, die in Abbildung 5.3 angegeben sind. Der Feldplattenabstand in den einzelnen Abschnitten des



**Abbildung 5.4:** Feldplattenabstände in den einzelnen Abschnitten des Stark-Slowers. Rechtecke: Verlauf der Feldplattenabstände nach Beziehung 3.2 für eine Kühllaserverstimmung von  $\Delta\nu_{\text{Laser}} = -2.6 \text{ GHz}$ , eine Beschleunigung von  $a = 0.24 a_{\text{max}}$  und die jeweils in den Grafiken angegebenen Anfangsgeschwindigkeiten. Linie: Verlauf der Feldplattenabstände im Experiment.

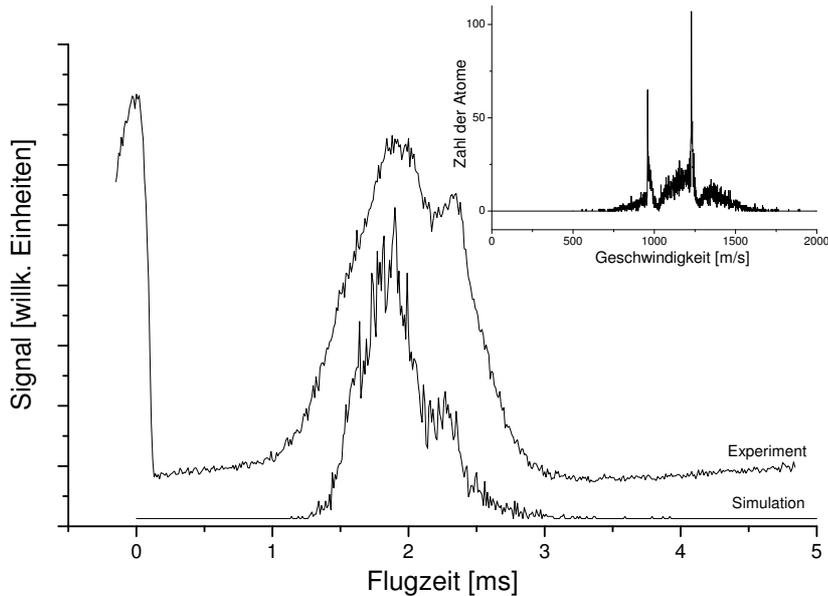
Stark-Slowers wird durch eine lineare Funktion beschrieben, die jeweils durch die Feldplattenabstände zu Beginn und am Ende eines Abschnittes charakterisiert wird. Diese Abstände, die jeweiligen Spannungen an den Slower-Abschnitten und die Verstimmung der Frequenz des Kühllasers entsprechen

den Werten aus dem Experiment. Die Feldplattenabstände am Ende der Feldplattenabschnitte wurde ein kleinen Grenzen variiert, um die Positionen der Peaks in den simulierten Flugzeitverteilungen besser an die Werte aus den gemessenen Flugzeitverteilungen anpassen zu können.

Das in der Simulation verwendete Modell der Laserkühlung betrachtet die Wechselwirkung des Kühllasers mit den Atomen über die mittlere Kraft entsprechend dem Ausdruck 2.6. Dieser Ausdruck hängt, wie schon in Abschnitt 2.1.2 beschrieben, von der Laserfrequenz des Kühllasers, der Absorptionsfrequenz der Atome als Funktion des Ortes und der Doppler-Verschiebung des von den Atomen gesehenen Laserlichtes ab. Die Absorptionsfrequenz der Heliumatome hängt von der am momentanen Ort des Atoms herrschenden äußeren elektrischen Feldstärke ab (Stark-Verschiebung im Slower). In die Berechnung der Doppler-Verschiebung geht die Laserfrequenz des Kühllasers und die aktuelle longitudinale Geschwindigkeitskomponente des Atoms ein. In der Simulation wird der Einfluß der beiden Feinstruktur-Niveaus ( $J=1$  und  $J=2$ ) des  $3^3P$ -Multipletts auf die Heliumatome berücksichtigt. Die Kraft, die sich aus der Wechselwirkung Atome mit dem Kühllaser über den Übergang nach  $3^3P_1$  ergibt, wird mit einem Faktor 0.6 gewichtet. Dieser Wert entspricht dem Verhältnis der Übergangsraten zwischen dem  $3^3P_2$ -Niveau und dem  $3^3P_1$ -Niveau. Verluste durch optisches Pumpen werden in den Simulationen nicht betrachtet. Die endliche Breite des Schlitzes in der Zerhackerscheibe des Flugzeit-Detektors und die damit verbundene Intervallbreite in der die Atome die Zerhackerscheibe passieren können, geht ebenso in die Simulation ein, wie die Verluste von Atomen, die mit den Feldplatten zusammenstoßen. Einflüsse der Geometrie des Überdeckungsbereiches zwischen Atomstrahl und Kühllaserstrahl werden über eine vorgegebene Verteilung der Transversalgeschwindigkeiten im Atomstrahl und einen konischen Verlauf des Laserstrahldurchmessers berücksichtigt. Der Einfluß des transversalen Heizens des Atomstrahls während der longitudinalen Laserkühlung wird nicht berücksichtigt.

Zur Durchführung der Simulation wird im ersten Schritt ein Ensemble von 10000 Teilchen mit einer passenden Verteilung von Geschwindigkeitsvektoren erzeugt. Als Modell für diese Geschwindigkeitsverteilung dient eine Verteilung in einer Form, wie sie im Abschnitt 4.2.1 über die Heliumquelle im Ausdruck 4.3 angegeben ist. Dabei werden die Strömungsgeschwindigkeit und die Breite der Verteilung so gewählt, daß sie die ohne Einfluß des Kühllasers gemessene Flugzeitverteilung im Rahmen dieses Modells gut widerspiegeln. Im zweiten Schritt läßt man jedes Teilchen unter Wirkung der von den experimentellen Parametern abhängigen Kraft entlang der simulierten Flugstrecke durch die Vakuumapparatur fliegen. Die mit dieser Simulation berechneten Flugzeitverteilungen und Geschwindigkeitsverteilungen sind in den Abbil-

dungen 5.5, 5.6, 5.7 und 5.8 zusammen mit den dazugehörigen gemessenen Flugzeitverteilungen gezeigt, die schon in Abbildung 5.2 gezeigt wurden. Das scheinbare Rauschen in den Simulationsergebnissen ist auf die begrenzte Zahl der Teilchen zurückzuführen. Die Anzahl der Atome in der Simulation ist auf 10000 Teilchen beschränkt, um die Laufzeit der Simulation zu begrenzen.



**Abbildung 5.5:** Flugzeitverteilung aus Experiment und Simulation. Keine Spannungen an den Feldplatten; Verstimmung Frequenz des Kühllasers  $\Delta\nu_{\text{Laser}} = -2.6$  GHz.

Die interessanten Peaks in den Flugzeitverteilungen sind wie in Abbildung 5.2 markiert. Um die entsprechenden Peaks in den Geschwindigkeitsverteilungen zuordnen zu können, sind auch dort entsprechende Markierungen angebracht worden.

Abbildung 5.9 zeigt für die Heliumatome, die sich in Abbildung 5.8 im mit C markierten Peak gesammelt haben, den in der Simulation berechneten Verlauf der Geschwindigkeiten. Aus dieser Abbildung kann man gut die Werte für die jeweiligen Endgeschwindigkeiten der Atome nach den einzelnen Abschnitten des Stark-Slowers ablesen. Außerdem entnimmt man der Darstellung, daß der Bereich der Anfangsgeschwindigkeiten der Atome, die von dem Stark-Slower abgebremst werden konnten, bei ca. 960 m/s liegt. Nach dem ersten Slower-Abschnitt haben die Heliumatome, die dort abgebremst werden konnten, eine Geschwindigkeit von 751 m/s erreicht, nach dem zweiten Abschnitt eine Geschwindigkeit von 525 m/s und nach dem letzten Abschnitt eine Endgeschwindigkeit von 182 m/s. Diese Werte liegen gut in den Geschwindigkeitsbereichen, für den die einzelnen Slower-Abschnitte entworfen

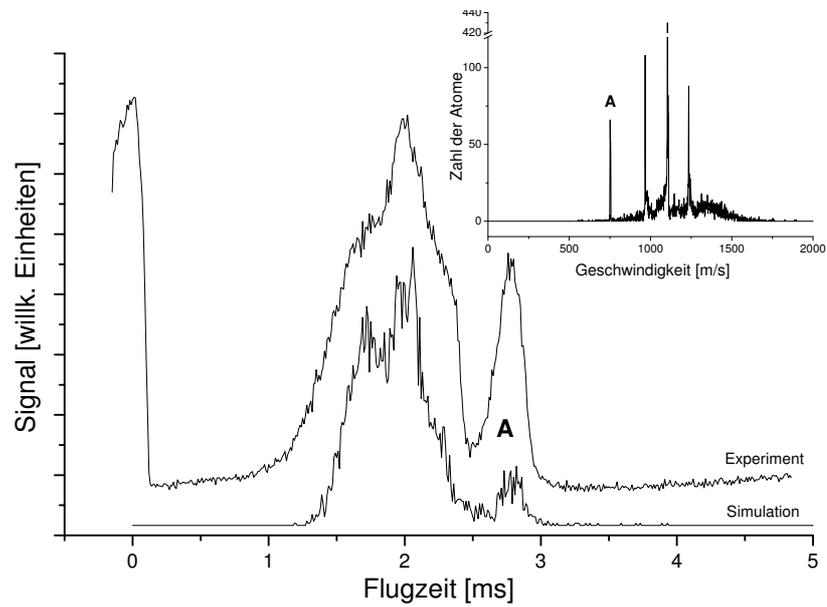


Abbildung 5.6: Flugzeitverteilung aus Experiment und Simulation für  $U_1 = 8.0$  kV.

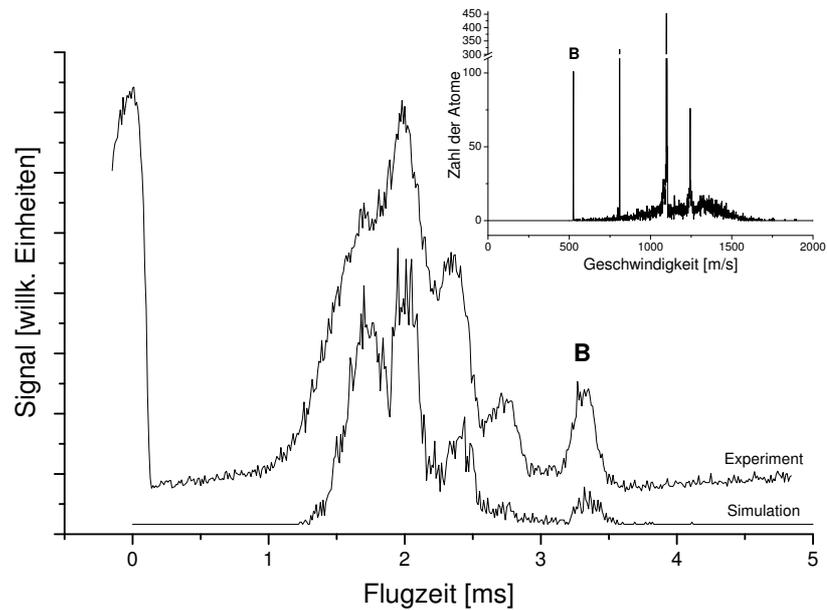
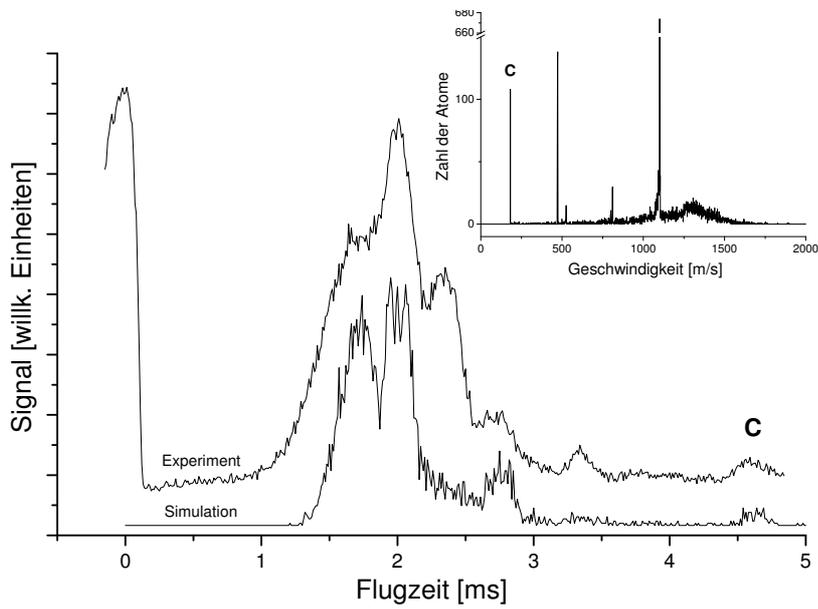
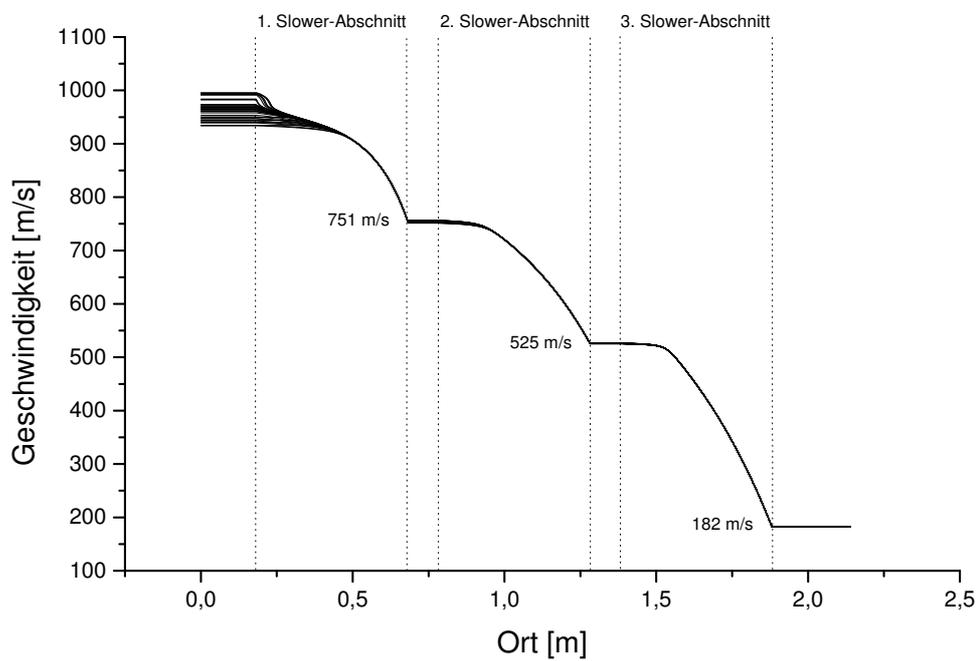


Abbildung 5.7: Flugzeitverteilung aus Experiment und Simulation für  $U_1 = 8.0$  kV und  $U_2 = 20.5$  kV.

worden sind. Es zeigt sich ebenfalls, daß das einfache Model der konstanten Beschleunigung aus Abschnitt 5.1.2 die erreichten Werte gut beschreibt.



**Abbildung 5.8:** Flugzeitverteilung aus Experiment und Simulation für  $U_1 = 8.0$  kV,  $U_2 = 20.5$  kV und  $U_3 = 22.0$  kV.



**Abbildung 5.9:** Simulierter Verlauf der Geschwindigkeit, der im Stark-Slower abgebremsten Heliumatome als Funktion des Ortes in der Vakuumapparatur.

Das Modell beschrieb jedoch die Wirkung des letzten Slower-Abschnittes als zu stark (die Heliumatome wurden im letzten Slower-Abschnitt bis zum völligen Stillstand abgebremst). Wenn man sich den Verlauf der Geschwindigkeiten im letzten Slower-Abschnitt ansieht, stellt man fest, daß die Atome eine Strecke von ca. 10 cm im letzten Slower-Abschnitt zurücklegen, ohne weiter abgebremst zu werden. Dies ist auf die Geschwindigkeit der Heliumatome nach Verlassen des zweiten Slower-Abschnittes zurückzuführen. Sie ist deutlich kleiner als die Anfangsgeschwindigkeit, für die der letzte Slower-Abschnitt entworfen wurde. Berücksichtigt man das im Modell aus Abschnitt 5.1.2, dann erhält man die folgenden Werte als Ergebnis:

	Peakposition	Endgeschwindigkeit
nach 1. Slower-Abschnitt	2.7 ms	768 m/s
nach 2. Slower-Abschnitt	3.3 ms	528 m/s
nach 3. Slower-Abschnitt	4.7 ms	170 m/s

**Tabelle 5.3:** Flugzeiten und Endgeschwindigkeiten der Heliumatome berechnet für das Modell konstanter Beschleunigung in den Feldplatten und gradlinig-gleichförmiger Bewegung außerhalb des Stark-Slowers unter Berücksichtigung einer um 10 cm verkürzten Wechselwirkungsstrecke im letzten Slower-Abschnitt.

Da die simulierten Flugzeitverteilungen die gemessenen gut in Struktur und Positionen der Peaks wiedergeben, kann man davon ausgehen, daß die aus der Simulation abgelesenen Werte für die erreichten Geschwindigkeiten der Heliumatome im Experiment wirklich erreicht werden. Wenn die einzelnen Slower-Abschnitte gut aufeinander abgestimmt sind und die jeweiligen Anfangs- und Endgeschwindigkeiten gut zueinander passen, ist die einfache Berechnung der Geschwindigkeiten über die in Abschnitt 5.1.2 angegebenen Formeln, eine gute Methode die Wirkung des Stark-Slowers auf die Heliumatome abzuschätzen, obwohl die Atome sicher nicht mit einer konstanten Beschleunigung in den Abschnitten des Stark-Slowers gebremst werden.

### 5.1.3 Optisches Pumpen und der Einfluß des äußeren Magnetfeldes

In den vorangegangenen Messungen am Stark-Slower war ein fester Wert von  $B = 0.5$  Gauß für das Magnetfeld im Stark-Slower eingestellt, um optisches Pumpen in den Zustand  $2^3S_1 m=0^-$  zu vermeiden. Im nachfolgenden Abschnitt soll der Einfluß des optischen Pumpens in den  $2^3S_1 m=0^-$ -Zustand auf die Laserkühlung der Heliumatome bei verschiedenen Stärken des Magnetfeldes im Stark-Slower untersucht werden.

## Das Magnetfeld im Stark-Slower

Die effektive Stärke des Magnetfeldes in Richtung des Stark-Slowers ergibt sich aus der Überlagerung der Komponente des Erdmagnetfeldes in Richtung des Stark-Slowers und dem Magnetfeld der Spule, die um den Stark-Slower gewickelt ist. Das Magnetfeld der Spule ergibt sich über  $B = \mu_0 \frac{N}{l} I_B$  aus dem Spulenstrom  $I_B$ . Die Zahl der Windungen pro Längeneinheit der Spule beträgt  $\frac{N}{l} = 600$  Windungen/m.

Mit Hilfe einer Hall-Magnetfeld-Sonde sind die einzelnen orthogonalen Komponenten des Erdmagnetfeldes im Labor im Bereich der Vakuumapparatur gemessen worden. Die Komponente des Erdmagnetfeldes, die in Richtung der Achse des Stark-Slowers zeigt, beträgt 200 mGauß. Die Richtung des Spulenstroms ist so gewählt worden, daß das Magnetfeld der Spule der Komponente des Erdmagnetfeldes, die in Richtung des Stark-Slowers weist, entgegenwirkt. So kann man das Magnetfeld senkrecht zum elektrischen Feld des Stark-Slowers bei einem Spulenstrom von  $I_B = 27$  mA minimieren. Da dann das optische Pumpen nicht mehr unterdrückt wird, sollte sein Einfluß auf die Laserkühlung der Heliumatome am deutlichsten sichtbar werden.

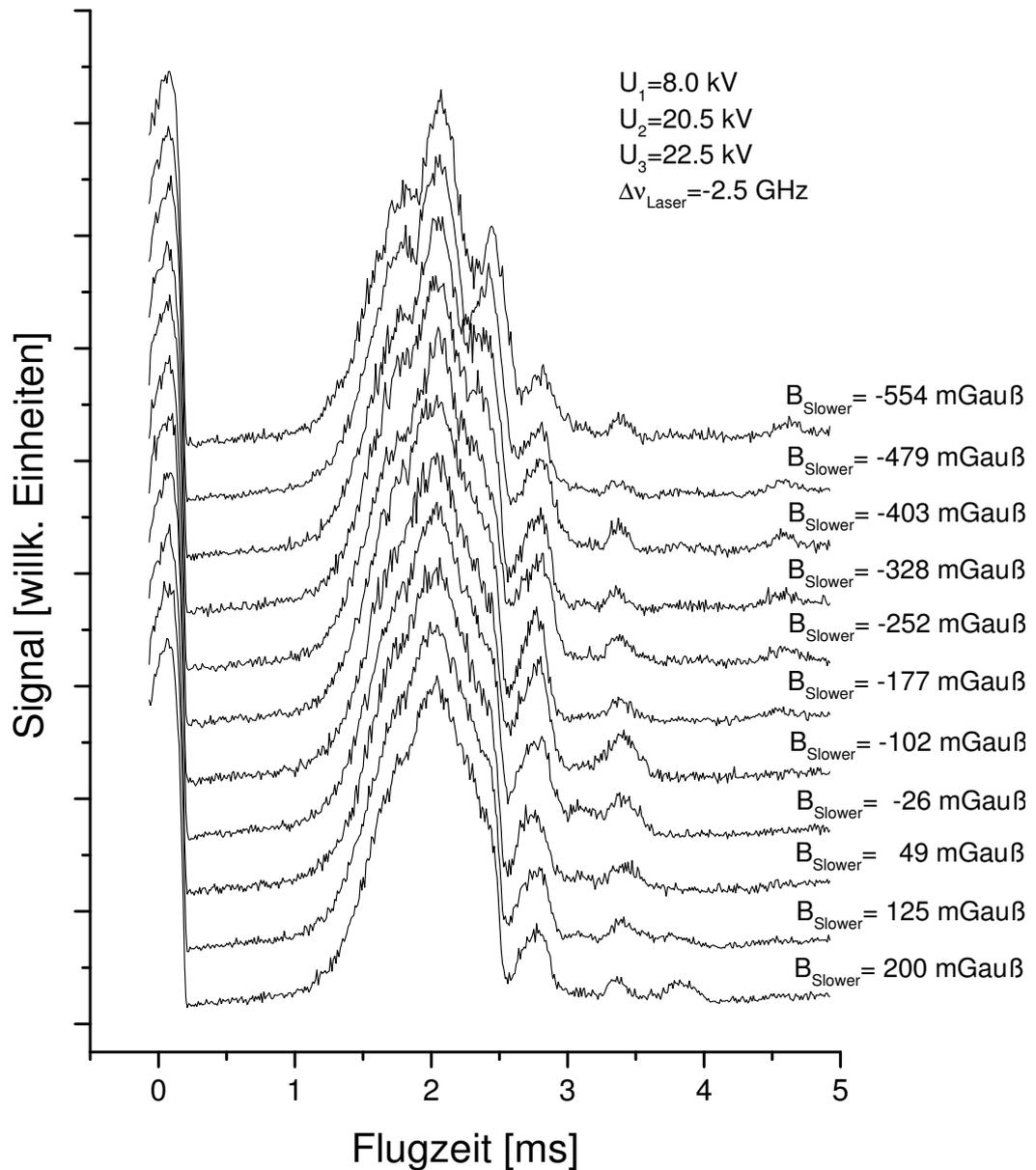
Die Stärke des zur Unterdrückung des optischen Pumpens benötigten Magnetfeldes läßt sich mit dem in Abschnitt 3.2.3 gesagten aus der zu erzielenden Abbremsung und der verwendeten mittleren Beschleunigung abschätzen. Man benötigt für eine Geschwindigkeitsänderung um 800 m/s (Startgeschwindigkeit  $v_{\text{start}} = 1000$  m/s, Endgeschwindigkeit ca. 200 m/s) ungefähr 3100 Absorptions-Emissions-Zyklen. Aus der Beziehung 5.1 folgt, daß die Atome diese Anzahl von Absorptions-Emissions-Zyklen bei einer mittleren Beschleunigung von  $a = 0.24_{\text{max}}$  in einem 1.5 m langen Stark-Slower in einer Zeit von ca. 2.5 ms durchlaufen. Damit liegt die benötigte Larmor-Frequenz bei ca.  $\nu_{\text{Larmor}} = 1.24$  MHz. Diesen Wert erreicht man für den  $2^3\text{S}_1$ -Zustand bei einer magnetischen Feldstärke von  $B = 440$  mGauß entlang des Stark-Slowers.

Die in Abbildung 5.2 gezeigten Flugzeitverteilungen sind bei einer Magnetfeldstärke von  $B = 500$  mGauß gemessen worden. Dieser Wert liegt über dem Wert, der für eine gute Unterdrückung des optischen Pumpens benötigt wird. Die aus diesem Magnetfeld resultierende Gesamtaufspaltung des  $2^3\text{S}_1$ -Zustandes von ca. 1.4 MHz liegt aber noch in der Größenordnung der Linienbreite des Kühllasers.

## Einfluß des Magnetfeldes auf das Laserkühlungs-Experiment

Um den Einfluß des optischen Pumpens auf die Laserkühlung zu untersuchen, sind bei festen Parametern des Stark-Slowers für verschiedene Magnetfeldstärken des Spulenfeldes Flugzeitverteilungen aufgenommen worden.

Diese Flugzeitverteilungen sind in Abbildung 5.10 gezeigt.

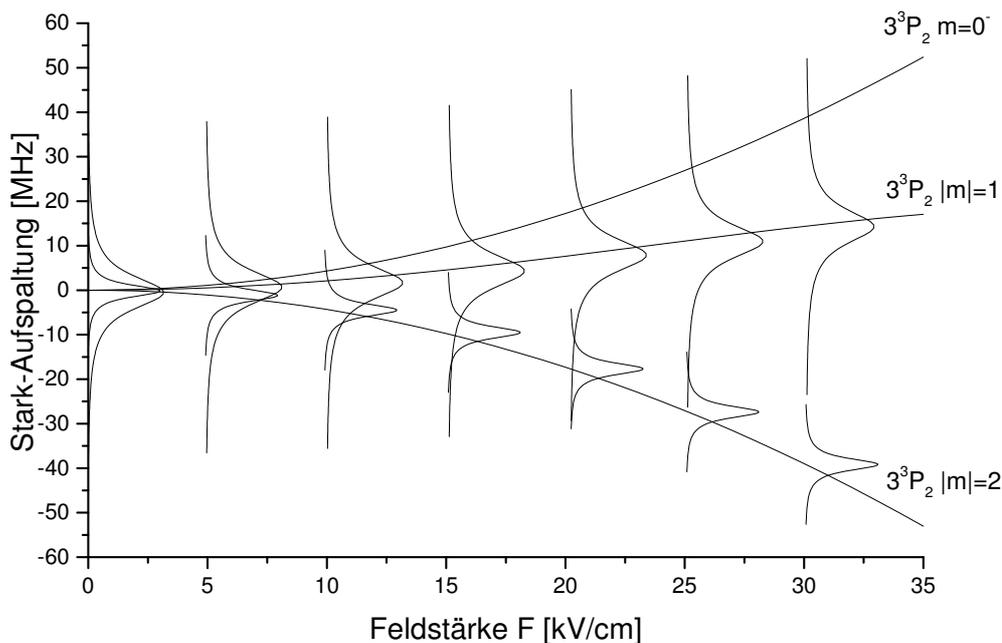


**Abbildung 5.10:** Einfluß der Stärke und Richtung des Magnetfeldes  $B_{\text{Slower}}$  im Stark-Slower auf die Flugzeitverteilungen der Heliumatome nach Durchlaufen des Stark-Slowers.

Schon allein unter der Wirkung des Erdmagnetfeldes ( $B_{\text{Slower}} = 200 \text{ mGau\ss}$ ) ist in der Flugzeitverteilung der Einfluß von allen drei Slower-Abschnitten zu

erkennen. Mit abnehmender Feldstärke des Magnetfeldes nimmt der Einfluß des letzten Slower-Abschnittes auf die Heliumatome ab. In den Flugzeitverteilungen, die bei kleinen Magnetfeldstärken (im Bereich von  $B_{\text{Slower}} = \pm 50$  mGauß) im Stark-Slower aufgenommen wurden, zeigt sich der Einfluß des optischen Pumpens wie erwartet am deutlichsten. Zwischen den Flugzeitverteilungen für  $B_{\text{Slower}} = 49$  mGauß und  $B_{\text{Slower}} = -26$  mGauß liegt der Bereich, in dem der Anteil des Erdmagnetfeldes in Richtung des Stark-Slowers durch das Magnetfeld der Spule kompensiert wird.

Man erkennt aus den Flugzeitverteilungen, daß das optische Pumpen ohne Magnetfeld im Stark-Slower im zweiten Abschnitt des Stark-Slowers einsetzt und der dritte Slower-Abschnitt praktisch keinen Einfluß mehr auf die Geschwindigkeitsverteilung der Heliumatome hat. Die Laserkühlung der Heliumatome im ersten Slower-Abschnitt ist jedoch unbeeinflusst durch das optische Pumpen. Die Abbildung 5.11 zeigt die Aufspaltung des  $3^3P_2$ -Niveaus im



**Abbildung 5.11:** Aufspaltung des  $3^3P_2$ -Niveaus im elektrischen Feld. Die Lorentz-Profilen deuten die Wahrscheinlichkeit für die Wechselwirkung zwischen Laser und Heliumatomen an.

elektrischen Feld im Feldstärkenbereich von 0 – 35 kV/cm. An verschiedenen Positionen entlang des Verlaufs der  $3^3P_2$   $|m_J| = 1$ -Zustände sind Lorentz-Profile mit einer Breite von ca. 10 MHz eingetragen, die die Sättigungsver-

breiterte Übergangswahrscheinlichkeit in diese Zustände beschreiben sollen. Entlang des Verlaufs der  $3^3P_2$   $|m_J|=2$ -Zustände sind ebenfalls Lorentz-Profile eingetragen. Diese Profile mit einer Breite von 2 MHz sollen die Breite des Kühllasers wiedergeben. Es wird angenommen, daß die Kühllaserfrequenz ideal an den Verlauf des Übergangs in die  $3^3P_2$   $|m_J|=2$ -Zustände angepaßt ist. Dies ist äquivalent zu der Aussage, daß die Absorptionsfrequenz der Heliumatome durch den Stark-Effekt ideal auf der Laserfrequenz des Kühllasers gehalten wird. Für kleinere Feldstärken bis etwa 15 kV besteht noch eine relative gute Überdeckung zwischen der Breite der Kühllaserlinie und der Breite des Übergangs in die  $3^3P_2$   $|m_J|=1$ -Zustände. In diesem Feldstärkebereich können Heliumatome, die im  $2^3S_1$   $m_J=0^-$ -Zustand gelandet sind, durch den Kühllaser in den  $3^3P_2$   $m_J=1^-$ -Zustand angeregt und so in den Kühlzyklus zurückgebracht werden. Für größere Feldstärken im Stark-Slower zeigt Abbildung 5.11, daß die Aufspaltung zwischen den Zuständen mit  $|m_J|=1$  und  $|m_J|=2$  soweit zugenommen hat, daß das Zurückpumpen der Heliumatome über den  $3^3P_2$   $m_J=1^-$ -Zustand in den Kühlzyklus nicht mehr funktioniert. Bei einer Spannung von 20.5 kV an den Feldplatten des zweiten Slower-Abschnittes, ergibt sich bei Abständen der Feldplatten von 1.3 cm am Anfang und 0.9 cm am Ende eine elektrische Feldstärke zwischen 16 kV/cm und 23 kV/cm in diesem Slower-Abschnitt. Mit diesem Modell läßt sich erklären, warum die Laserkühlung der Heliumatome im ersten Slower-Abschnitt auch ohne Magnetfeld vom optischen Pumpen unbeeinflußt bleibt und der deutliche Einfluß des optischen Pumpens innerhalb des zweiten Slower-Abschnittes einsetzt.

In den Flugzeitverteilungen, die bei  $B_{\text{Slower}} > 400$  mGauß aufgenommen wurden, ändert sich der Einfluß durch den letzten Slower-Abschnitt nicht mehr und entspricht den Ergebnissen, wie sie in Abbildung 5.2 gezeigt sind. In diesen Fällen ist der Einfluß des optischen Pumpens auf die Laserkühlung der metastabilen Heliumatome vollständig unterdrückt.

Im Experiment hat sich gezeigt, daß die Laserkühlung im letzten Slower-Abschnitt wieder aufhört, wenn man das Magnetfeld der Spule, die um den Stark-Slower gewickelt ist, zu groß macht. In diesem Fall wird die durch das Magnetfeld im  $2^3S_1$ -Niveau induzierte Aufspaltung bezüglich der magnetischen Quantenzahl so groß, daß man mit dem Kühllaser nicht mehr aus allen Zuständen heraus Übergänge in das  $3^3P_2$ -Niveau anregen kann. Bei dem durch SHG (Frequenzverdopplung) erzeugten UV-Laserlicht des Kühllasers erwartet man eine Linienbreite von 2 MHz. Die Aufspaltung zwischen den  $2^3S_1$ -Niveaus mit  $m_J=-1$  und  $m_J=1$  im Magnetfeld des Stark-Slowers darf die Linienbreite des Kühllasers nicht überschreiten. Das ergibt mit dem Ausdruck 3.5 für die Larmor-Frequenz (der Abstand der beiden Niveaus im äußeren Magnetfeld ist gerade zwei mal die Larmor-Frequenz) eine Grenz-

feldstärke des Magnetfeldes im Slower von ca. 0.7 Gauß.

### 5.1.4 Optimierung des Stark-Slowers für das Laden einer magneto-optischen Falle

Im vorhergehenden Abschnitt ist gezeigt worden, daß das Konzept des Stark-Slowers für metastabile Heliumatome funktioniert. Die Parameter, die den Slower bestimmen sind untersucht und verstanden worden. Die Endgeschwindigkeiten der Heliumatome, die in diesen Experimenten erreicht wurden, liegt bei 180 m/s.

In einem nächsten Schritt sollen die metastabilen Heliumatome in der in Abschnitt 4.2.6 beschriebenen magneto-optischen Falle (MOT) gefangen werden. Die MOT ist so konzipiert, daß ihre maximale Einfanggeschwindigkeit bei ungefähr 50 m/s liegt.

Um eine Endgeschwindigkeit im Eingangsbereich der MOT zu erreichen, werden die Feldplatten für einen für einen neuen Geschwindigkeitsbereich so gefertigt, daß der Feldplattenabstand in den einzelnen Slower-Abschnitten bei gegebenen Werten für Kühllaserstimmung, Anfangsgeschwindigkeiten der Heliumatome und Beschleunigungen im Slower besser an den durch die Beziehung 3.2 resultierenden Abstand angepaßt ist.

#### Nichtlineare Feldplatten

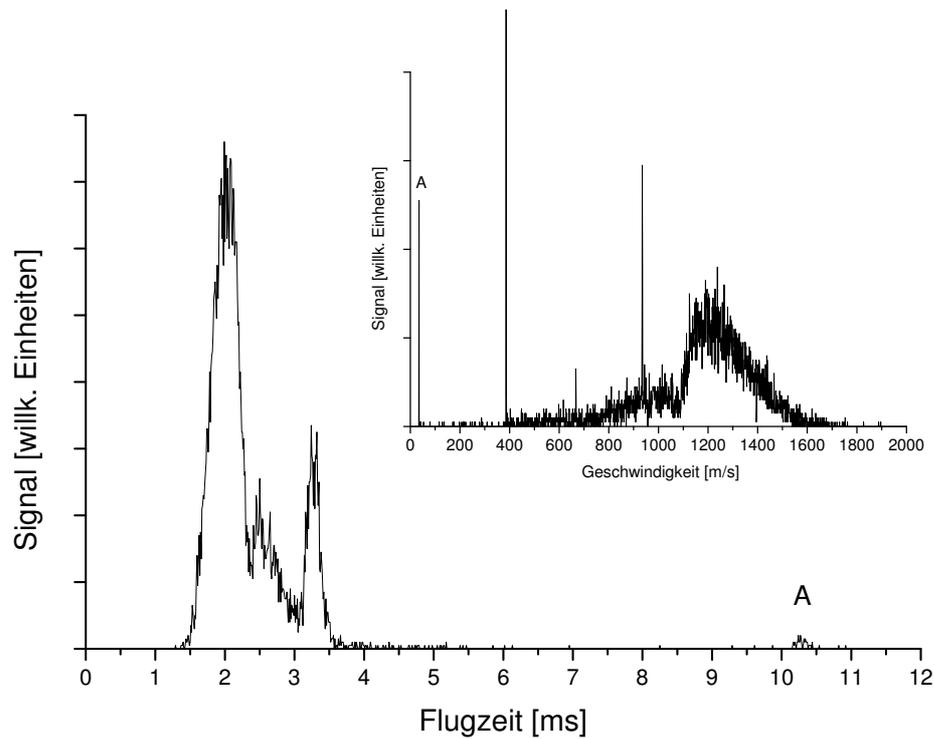
Um bei der Wahl der experimentellen Parameter vorsichtig vorzugehen, sind hier Beschleunigungen im Bereich  $a = 0.2 a_{\max}$  gewählt worden. Die Anfangsgeschwindigkeit der Heliumatome, die vom Stark-Slower abgebremst werden sollen, liegt auf Grund der kleineren mittleren Beschleunigungen in den einzelnen Slower-Abschnitten bei ca. 850 m/s. In Tabelle 5.4 sind die Parameter, für die die nichtlinearen Feldplatten hergestellt wurden, angegeben.

Eine Simulation des Stark-Slowers mit angepaßtem Verlauf der Feldplattenabstände und entsprechenden Parametern der Laserkühlung ist in Abbildung 5.12 gezeigt. Der Ablauf der Simulation ist nur bei der Berechnung des elektrischen Feldes innerhalb der Slower-Abschnitte verändert worden. Der Feldplattenabstand wird als Funktion des Ortes im Slower entsprechend dem im Experiment verwirklichten Abstand durch Polygonzüge beschrieben.

Der Verlauf des berechneten Feldplattenabstandes wird in den jeweiligen 50 cm langen Feldplattenabschnitten durch Polygonzüge approximiert. Dazu wurden pro Slower-Abschnitt an 21 Positionen, die jeweils einen Abstand von 2.5 cm haben, mit Hilfe der Beziehung 3.2 die benötigten Abstände berechnet. Diese 21 Stützstellen werden jeweils durch einen geraden Oberflächenverlauf

1. Feldplattensegment	Spannung $U_1 = 12$ kV Startgeschwindigkeit $v_{\text{start}} = 850$ m/s Beschleunigung $a = 0.2 a_{\text{max}}$ Endgeschwindigkeit 680 m/s
2. Feldplattensegment	Spannung $U_2 = 18$ kV Startgeschwindigkeit $v_{\text{start}} = 700$ m/s Beschleunigung $a = 0.2 a_{\text{max}}$ Endgeschwindigkeit 480 m/s
3. Feldplattensegment	Spannung $U_3 = 24$ kV Startgeschwindigkeit $v_{\text{start}} = 500$ m/s Beschleunigung $a = 0.19 a_{\text{max}}$ Endgeschwindigkeit 55 m/s

**Tabelle 5.4:** Parameter, für welche die nichtlinearen Feldplatten berechnet und hergestellt worden sind.



**Abbildung 5.12:** Simulation des Stark-Slowers unter Verwendung des durch Polygonzüge approximierten Feldplattenabstandes. Dargestellt ist ebenfalls die resultierende Geschwindigkeitsverteilung.

miteinander verbunden. Ein Feldplattenpaar eines Abschnittes des Stark-

Slowers setzt sich also zusammen aus einer oberen Feldplatte mit gerader horizontaler Oberfläche und einer unteren Feldplatte, deren Oberfläche mit dem entsprechenden Polygonzug versehen ist. Die Feldplatten wurden aus vakuumtauglichem Aluminium gefertigt. Im letzten Slower-Abschnitt sind die Außenkanten der beiden Platten abgerundet worden. Dies erwies sich als nötig, da die maximale Spannung an diesem Slower-Abschnitt durch Hochspannungsüberschläge auf ca. 18 kV beschränkt war. Nach dem Abrunden der Kanten haben die Feldplatten in diesem Slower-Abschnitt Spannungen bis ca. 25 kV ohne Hochspannungsüberschläge gehalten.

### **Ergebnisse der Laserkühlung mit nichtlinearen Feldplatten**

Der Nachweis der metastabilen Heliumatome, die im Stark-Slower auf Endgeschwindigkeiten im Bereich von 50 m/s abgebremst wurden, ist auf Grund ihrer geringen Zahl mit dem MCP-Detektor am Ende der Vakuumkammer nicht mehr möglich gewesen, da sich durch den Einbau der Fallenkammer der Abstand zwischen Slower-Ausgang und MCP-Detektor noch um die Länge der Fallenkammer von 60 cm vergrößert hat. Wenn die Heliumatome am Ausgang des Stark-Slowers eine sehr kleine Longitudinalgeschwindigkeit erreicht haben, kommt der Einfluß ihrer transversalen Geschwindigkeitskomponenten zum Tragen, der durch das transversale Heizen während der longitudinalen Laserkühlung noch verstärkt wird. Dadurch wird der langsame Teil des Atomstrahls auf dem Weg vom Ende des Stark-Slower bis zum Detektor stark aufgeweitet, so daß nur sehr wenige dieser Atome auf den Detektor treffen. Es zeigte sich jedoch im Experiment, daß der MCP-Detektor zum Ionen-Nachweis in der angebauten Vakuumkammer für die magneto-optische Falle zum Nachweis dieser Atome genutzt werden konnte. Der MCP-Detektor weist auf Grund seines Aufbaus auch metastabile Heliumatome nach, die auf seine Oberfläche treffen. Der Detektor ist nur ca. 35 cm vom Ausgang des Stark-Slowers entfernt, so daß der Einfluß der Atomstrahlaufweitung auf Grund der Transversalgeschwindigkeiten im Atomstrahl geringer ist. Bei geeigneter Einstellung der Laserfrequenz des Fallenlasers und abgeschaltetem Magnetfeld der magneto-optischen Falle können metastabile Heliumatome, deren longitudinale Geschwindigkeit klein genug ist, durch die Wechselwirkung mit dem Fallenlaser auf den Detektor beschleunigt werden. Bei einer Rotverstimmung der Fallenlaserfrequenz kommt für diese Wechselwirkung nur der Fallenlaserstrahl in Frage, dessen Ausbreitungsrichtung dem Atomstrahl entgegengerichtet und auf den Detektor gerichtet ist. Wenn die Doppler-Verschiebung der Laserfrequenz, die sich aus der Projektion der Geschwindigkeit der metastabilen Heliumatome auf die Ausbreitungsrichtung des Laserstrahls ergibt, die Rotverstimmung der Laserfrequenz kompensieren kann, dann werden die

Heliumatome von diesem Laserstrahl auf den Detektor gedrückt und erzeugen dort ein deutliches Signal.

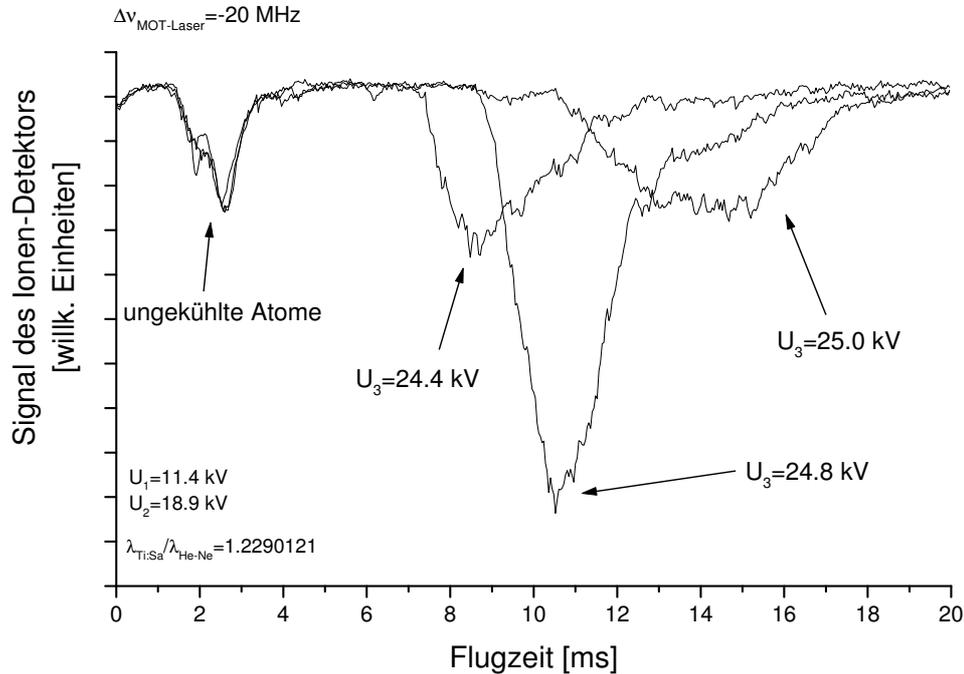
Daß die Ursache des Signals der Impulsübertrag der Photonen während der Anregung der metastabilen Heliumatome in das  $2^3\text{P}$ -Niveaus ist, der die Flugrichtung der Heliumatome ändert und nicht eine Erhöhung der Ionenproduktion durch Bevölkung des  $2^3\text{P}$ -Niveaus, zeigt ein einfacher Test. Der zweite Laserstrahl in der Falle, der dem Atomstrahl entgegengerichtet ist, aber der die Atome vom Detektor wegdrückt, liefert kein Signal auf dem Detektor. Dies müßte aber so sein, wenn die Signalzunahme auf die Anregung der metastabilen Heliumatome zurückzuführen wäre.

Die beiden Fallenlaserstrahlen, von denen die Heliumatome wegfliegen, liefern keinen Beitrag zum Signal, da die Heliumatome die Frequenz dieser beiden Fallenlaserstrahlen auf Grund der Doppler-Verschiebung noch weiter rotverstimmt sehen, und deshalb nicht von ihnen in das  $2^3\text{P}$ -Niveau angeregt werden können.

Zur Verdeutlichung des Verlaufs der Fallenlaserstrahlen in der magneto-optischen Falle sei noch mal auf die Abbildung 4.27 verwiesen.

Nimmt man an, daß die Flugzeit der Heliumatome von der Achse der Vakuumapparatur bis zum Detektor vernachlässigt werden kann, dann kann man mit diesem Detektor in Verbindung mit der Zerhackerscheibe ebenfalls die Flugzeit der metastabilen Heliumatome bestimmen.

Die Abbildung 5.13 zeigt die Flugzeiten der metastabilen Heliumatome für drei verschiedene Spannungen  $U_3$  an den Feldplatten des letzten Slower-Abschnittes, wobei alle anderen Parameter des Stark-Slowsers festgehalten wurden. Der Fallenlaserstrahl zum Nachweis der Heliumatome wurde um  $-20$  MHz gegenüber der Resonanzfrequenz des Übergangs zwischen den Niveaus  $2^3\text{S}_1$  und  $2^3\text{P}_2$  verstimmt und bei ausgeschaltetem Fallenmagnetfeld in die Fallenkammer eingestrahlt. Durch die Doppler-Verschiebung mit der die Heliumatome aus dem Atomstrahl die Frequenz der Fallenlaserstrahlen sehen, ist für verschiedene Flugzeiten, die ja durch unterschiedliche Longitudinal-Geschwindigkeiten verursacht werden auch die Höhe des Signals auf dem Ionen-Detektor unterschiedlich. Aus der Verstimmung der Fallenlaserfrequenz und der Tatsache, daß die Heliumatome den Fallenlaserstrahl in einem Winkel von  $45^\circ$  kreuzen, läßt sich für den Fall des maximalen Ionen-Signals eine Geschwindigkeit der Heliumatome von  $30$  m/s abschätzen. Wie eben erwähnt, verändert sich nicht nur die Höhe des Ionen-Signals, sondern auch die Position des Signals verschiebt sich für zunehmende Werte von  $U_3$  zu späteren Zeiten, da die Endgeschwindigkeit der metastabilen Heliumatome am Ausgang des Stark-Slowsers weiter abnimmt.



**Abbildung 5.13:** Flugzeitabhängiges Signal des Ionen-Detektors in der Fallen-Kammer für drei verschiedene Spannungen  $U_3$  am letzten Feldplattenabschnitt.

### Möglichkeit zur direkten Bestimmung der Geschwindigkeit der metastabilen Heliumatome

Solange man im Experiment noch genug Heliumatome auf dem Detektor am Ende der Vakuumkammer hat, bietet sich zusammen mit der eben beschriebenen Methode, den Ionen-Detektor in der Fallenkammer zu nutzen, eine Möglichkeit die Geschwindigkeit der Heliumatome direkt zu bestimmen. Man bestimmt aus dem Signal des Ionen-Detektors in der Fallenkammer und des Detektors am Ende der Vakuumapparatur die Zeitdifferenz, die die Heliumatome benötigen, um die Strecke zwischen den Detektoren zurückzulegen. Das ist möglich, da das Flugzeit-Signal, welches mit Hilfe des Fallenlaserstrahls und dem Ionen-Detektor in der Fallenkammer aufgenommen wird, nicht alle metastabilen Heliumatome zerstört, so daß die restlichen Heliumatome zum zweiten Detektor am Ende der Vakuumkammer weiterfliegen können. Da die Strecke bekannt ist und die Heliumatome auf dieser Strecke nicht mehr beschleunigt werden, erhält man aus der Flugzeitdifferenz und der Länge der Strecke zwischen den beiden Detektoren direkt die wirkliche Geschwindigkeit der Heliumatome.

## 5.2 Experimente zur Speicherung von metastabilem Helium in einer MOT

Nachdem der Stark-Slower so überarbeitet wurde, daß er in der Lage ist metastabile Heliumatome auf Geschwindigkeiten kleiner als 50 m/s abzubremesen, soll nun gezeigt werden, daß diese Atome in der in Abschnitt 4.2.6 beschriebenen magneto-optischen Falle (Magneto-Optical Trap (MOT)) gespeichert werden können. Diese Experimente konnten nach Beseitigung eines Fehlers in der Strahlführung des MOT und einer Neujustage des Strahlenganges der MOT durch Herrn Robert Jung durchgeführt werden.

Bei den gezeigten Meßdaten handelt es sich um Signale, die mit dem Ionen-Detektor aufgenommen wurden, der sich in einem Abstand von 7 cm vom Fallenzentrum entfernt in der Fallenkammer befindet. Detektiert werden die Ionen, die im Hintergrundgas durch inelastische Stöße mit den metastabilen Heliumatomen aus dem Fallenvolumen erzeugt werden. Das Ionen-Signal ist proportional zur Zahl der metastabilen Heliumatome in der Falle. Die Fluoreszenz der in der Falle gespeicherten Wolke metastabilen Heliumatome konnte im Rahmen dieser ersten Experimente mit der MOT nicht direkt detektiert werden. Die Wolke konnte nur mit Hilfe eines IR-Sichtgerätes durch ein Fenster in der Fallenkammer betrachtet werden.

Die ersten beiden Messungen zeigen den für eine MOT charakteristischen Verlauf der Anzahl der Atome in der Falle als Funktion der Zeit während des Ladens der Falle aus dem Atomstrahl und während der Abnahme der Teilchenzahl, wenn das Laden aus dem Atomstrahl aufhört. Aus diesen Kurven soll versucht werden, eine Aussage über die Rate zu machen, mit der kalte Heliumatome aus dem Atomstrahl in die Falle geladen werden. Diesen Wert kann man dann vergleichen mit den Werten, die man auf Grund der Simulationen und den experimentellen Daten für die Zahl der kalten Atome hinter dem Stark-Slower erwartet. Schließlich würde die Laderate in Zusammenhang mit der Lebensdauer, die sich aus dem Abklingen der Falle ergibt, eine Abschätzung der der Zahl der Atome in der Falle zulassen.

Die letzte Meßkurve zeigt ein Signal, daß die Expansion der Wolke der metastabilen Heliumatome zeigt. Aus der freien Expansion der Wolke kann man Aussagen über die Temperatur der Heliumatome in der MOT machen.

### 5.2.1 Laden der MOT und Abklingen der Teilchenzahl

Die Zahl der Atome, die in einer magneto-optischen Falle gespeichert werden, ergibt sich aus dem Gleichgewicht zwischen der Laderate  $R$  mit der die Atome in die Falle geladen werden und den Verlusten, die die Atome aus der

Falle entfernen. Sieht man im vorliegenden Fall von falleninternen Stößen ab, die erst bei großen Teilchenzahlen und -dichten in der Falle eine Rolle spielen, werden die Verluste durch Stöße der Fallenatome mit Atomen des Hintergrundgases erzeugt [62]. Die Zahl der Stöße hängt von der Zahl der der Atome in der Falle ab. Damit ergibt sich die Gleichung

$$\frac{dN(t)}{dt} = R - \frac{1}{\tau}N(t) \quad (5.4)$$

für die Teilchenzahl  $N(t)$  in der Falle. Die allgemeine Lösung dieser Differentialgleichung lautet

$$N(t) = R\tau + e^{-\frac{t}{\tau}}(N(0) - R\tau). \quad (5.5)$$

Hierbei sind zwei Fälle interessant. Zum einen der Fall, wenn die Falle zur Zeit  $t = 0$  leer ist, dann hat die Lösung die Form

$$N(t) = R\tau \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau}}\right), \quad (5.6)$$

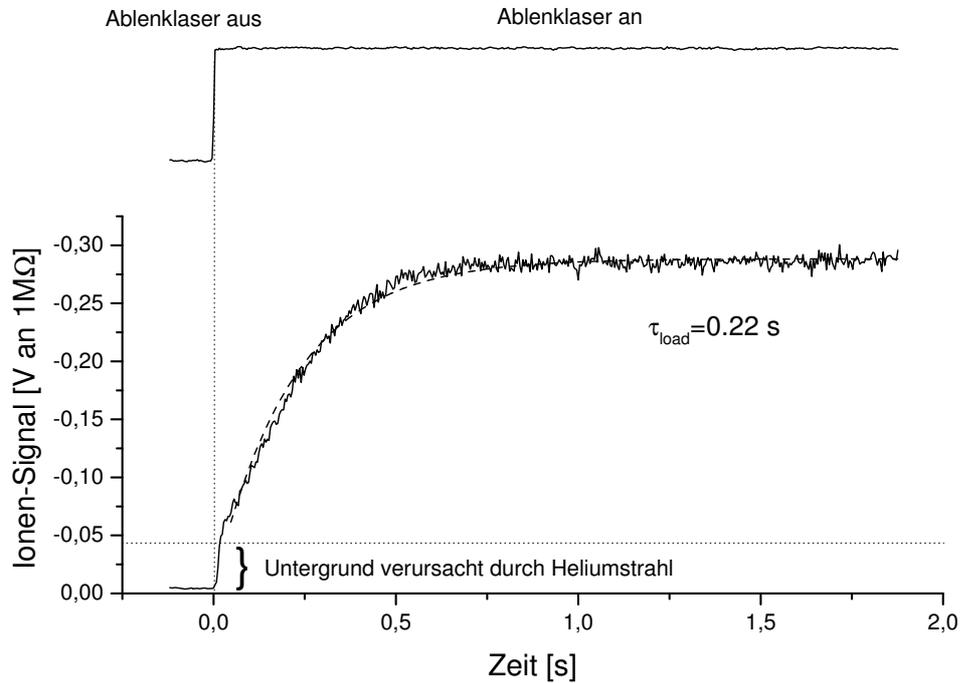
die das Laden der anfangs leeren Falle aus dem Atomstrahl beschreibt. Der Verlauf des Ionen-Signals während des Ladens der Falle ist in Abbildung 5.14 gezeigt.

Zum Zeitpunkt  $t = 0$  wird der Ablenklaser eingeschaltet, der die metastabilen Heliumatome in den Stark-Slower und die Falle lenkt. Der in Abbildung 5.14 dargestellte Anstieg des Ionen-Signals wurde mit einer Kurve entsprechend Ausdruck 5.6 gefittet. Daraus ergibt sich eine Lebensdauer der Falle von  $\tau = 0.22$  s.

Eine zweite Möglichkeit, die Lebensdauer der Falle zu bestimmen, bietet der Zerfall der Falle, wenn man das Laden der Falle aus dem Atomstrahl unterbricht. Unter der Annahme, daß das Laden der Falle zum Zeitpunkt  $t_0 = 0$  unterbrochen wird und daß sich zu diesem Zeitpunkt  $N_0$  Atome in der Falle befinden, ergibt sich eine Lösung der Differentialgleichung 5.4 der Form

$$N(t) = N_0 e^{-\frac{t}{\tau}}. \quad (5.7)$$

Sie beschreibt das exponentielle Abklingen der Teilchenzahl durch Stöße der Fallenatome mit Atomen des Hintergrundgases. Im Experiment beobachtet man das Abklingen der Zahl der metastabilen Heliumatome, wenn man, nachdem die Falle das Gleichgewicht zwischen Lade- und Verlustrate erreicht hat, den Ablenklaser abschaltet und damit das Laden der Falle unterbricht. Dies ist in Abbildung 5.15 dargestellt. Ein Fit des abklingenden Teils des Ionen-Signals mit einer Kurve entsprechend Ausdruck 5.7 liefert eine Lebensdauer



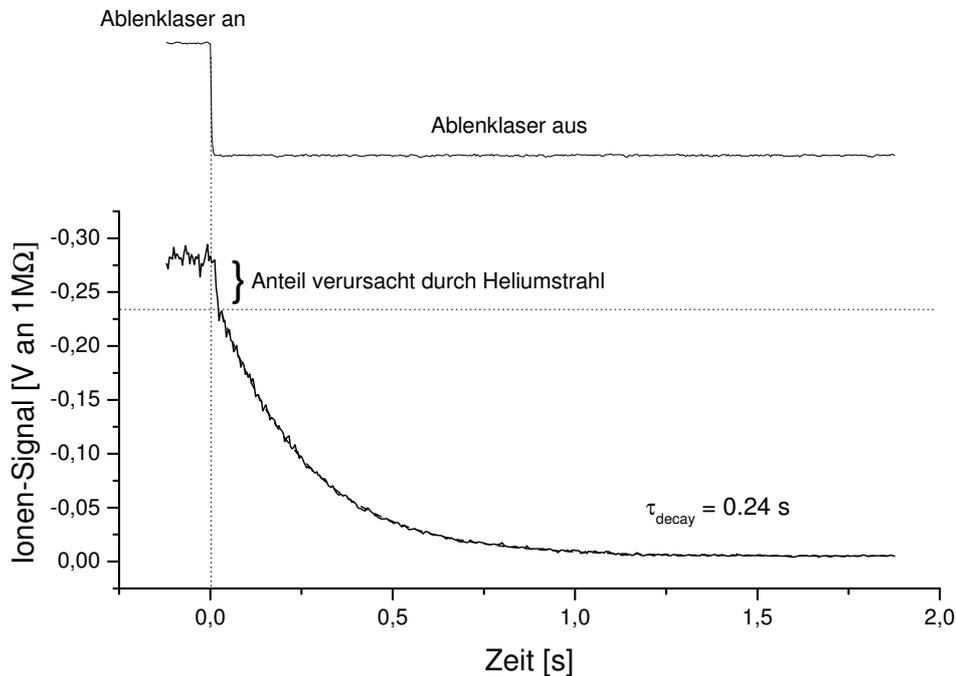
**Abbildung 5.14:** Signal des Ionen-Detektors während des Ladens der Falle. Der Ablenklaserstrahl, der den Atomstrahl in die Falle lenkt, wird bei  $t_0 = 0$  eingeschaltet, um die leere Falle zu laden. Das Signal einer Photodiode, die das Licht des Ablenklasers aufzeichnet ist im oberen Teil aufgezeichnet. Die Signale ergeben sich aus einer Mittelung über 8 Einzelmessungen.

von  $\tau = 0,24$  s. Dieser Wert ist in guter Übereinstimmung mit dem aus dem Laden der Falle bestimmten Wert.

### Anzahl der metastabilen Heliumatome in der MOT

Wenn das Ionen-Signal nach dem Laden der leeren Falle seinen Maximalwert erreicht hat, dann ist das Gleichgewicht zwischen Laderate der metastabilen Heliumatome aus dem Atomstrahl und der Verlustrate der Falle durch Stöße der Fallenatome mit Atomen aus dem Hintergrundgas erreicht. Unter Voraussetzung einiger Annahmen kann man aus der Höhe des Ionen-Signals, das die Verluste der Falle pro Zeiteinheit beschreibt, die Laderate bestimmen. Man entnimmt dem Ausdruck 5.5, daß die Teilchenzahl  $N(t)$  in der Falle für Zeiten  $t$ , die sehr groß gegenüber der Lebensdauer  $\tau$  der Falle sind, gegeben ist durch  $N(t \gg \tau) = R\tau$ . Damit würde sich aus der Laderate und der Lebensdauer der Falle die Zahl der metastabilen Heliumatome in der Falle ergeben.

Hier ergibt sich aber das Problem, daß der Ionen-Detektor nur Ionen von



**Abbildung 5.15:** Signal des Ionen-Detektors als Funktion der Zeit. Zum Zeitpunkt  $t_0 = 0$  wird der Ablenklaserstrahl blockiert, der den Atomstrahl in die Falle lenkt und das Laden der Falle aus dem Heliumstrahl hört auf. Das Signal einer Photodiode, die das Licht des Ablenklasers aufzeichnet ist im oberen Teil aufgezeichnet. Die Signale ergeben sich als Mittelung über 8 Einzelmessungen.

Atomen aus dem Hintergrundgas registriert, bei denen es sich nicht um Heliumatome handelt. Da man aber annehmen muß, daß der wesentliche Teil des Hintergrundgases in der Fallenkammer Helium ist, gibt es einen Verlustkanal für die Fallenatome, den man nicht direkt mit dem Ionen-Detektor beobachten kann. Stöße der Fallenatome mit Heliumatomen aus dem Hintergrundgas stoßen zwar die metastabilen Heliumatome aus der Falle, erzeugen aber kein Ion, welches vom Ionen-Detektor registriert werden kann. Aus der Höhe des Ionen-Signals im Gleichgewicht zwischen Laderate und Verlustrate kann man also nur eine Untergrenze für die Verlustrate der Falle angeben und damit auch nur eine Untergrenze für Rate, mit der die metastabilen Heliumatome in die Falle geladen werden.

Aus der Höhe des Ionen-Signals im Gleichgewicht der MOT in den beiden Darstellungen 5.14 und 5.15 läßt sich die Verlustrate der Falle unter folgenden Annahmen ableiten: 1. die Nachweiswahrscheinlichkeit für ein Ion beträgt 100 % und alle im Fallenvolumen erzeugten Ionen werden von der Eingangsspannung des Ionen-Detektors auf den Detektor gezogen ; 2. die Verstärkung

des Ionen-Detektors beträgt  $5 \cdot 10^6$ . In beiden Darstellungen muß man einen Untergrund des Ionen-Signal von  $0.04 \text{ V}$  berücksichtigen, der durch die ungekühlten metastabilen Heliumatome verursacht wird, die von der MOT nicht gefangen werden können. Damit ergibt sich im Gleichgewichtsfall der MOT eine aus dem Ionen-Signal resultierende Spannung von ca.  $0.23 \text{ V}$  am  $1 \text{ M}\Omega$ -Eingangswiderstand des Oszilloskops. Das entspricht ca.  $3 \cdot 10^5$  Ionen/s die auf den Detektor treffen. Dieser Wert stellt nach dem eben gesagten eine Untergrenze für die Zahl der metastabilen Heliumatome, die pro Sekunde in die Falle geladen wird.

Die Intensität der Heliumquelle wurde in Abschnitt 4.2.1 mit  $10^{14} \text{ He}^* \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$  gemessen. Der Anteil von metastabilen Heliumatomen, deren Geschwindigkeit nach dem Stark-Slower im Bereich der Einfanggeschwindigkeit der MOT liegt, liegt nach Aussage der Computer-Simulationen bei  $0.5\%$ . Der Einfluß des transversalen Heizens auf den Durchmesser des Atomstrahls liegt nach Ausdruck 2.13 in der Größenordnung von  $3 \text{ cm}$  im der Größenordnung des Durchmessers der Fallenlaserstrahlen. Die Zahl der metastabilen Heliumatome, die den Stark-Slower verlassen können, wird jedoch durch die Geometrie des letzten Feldplattenpaares, das am Ende nur einen Abstand von  $0.7 \text{ cm}$  hat, um ca. einen Faktor 3 reduziert. Bei einem Durchmesser der MOT-Laserstrahlen von  $2 \text{ cm}$  und einem Anteil von  $0.5\%$  an kalten Atomen im Heliumstrahl würde man eine Laderate der MOT von ca.  $10^7 \text{ He}^* \text{ s}^{-1}$  erwarten.

Die aus dem Experiment ermittelte Laderate liegt einigermaßen im Bereich der aus den Quell- und Slower-Parametern abgeleiteten Laderate, wenn man die Unsicherheiten der Annahmen beachtet, die in die Abschätzungen der beiden Werte eingegangen sind.

Mit der aus dem Experiment ermittelten Laderate von  $3 \cdot 10^5 \text{ He}^*/\text{s}$  und er Lebensdauer von  $\tau = 0.2 \text{ s}$  ergibt sich ein Anzahl von  $10^4 - 10^5$  metastabilen Heliumatomen in der Falle.

Aus den Beobachtungen der Heliumwolke mit einem IR-Sichtgerät kann man den Durchmesser der Wolke auf ca.  $1 \text{ mm}$  abschätzen. Daraus ergibt sich eine Dichte der Heliumatome in der Falle im Bereich von  $10^7 - 10^8 \text{ He}^* \text{ cm}^{-3}$ . Diese geringe Dichte der metastabilen Heliumatome in der Falle erklärt, warum man kein Abweichen des zeitlichen Verlaufs des Zerfalls der Heliumwolke vom einfachen exponentiellen Verlauf beobachtet, wie er sich in Messungen anderer Gruppen zeigt (siehe z. B. [58, 66, 65, 67]). Verursacht wird ein solcher nichtexponentieller Zerfall der Atomwolke, durch falleninterne Stöße der Heliumatomen untereinander, die erst bei Dichten von ca.  $10^9 \text{ Atomen/cm}^3$  eine maßgebliche Rolle spielen. Ein weiterer Grund, warum man keinen Einfluß der falleninternen Stöße auf die Verluste der Falle findet, ist der zu hohe Hintergrundgasdruck in der Fallenkammer, der für ein zu schnelles Entleeren der

Falle durch Stöße mit dem Hintergrundgas verantwortlich ist. Der Druck in der Fallenkammer konnte nicht direkt gemessen werden. In der Kammer, die direkt auf die Fallenkammer folgt, und die mit einer Turbomolekularpumpe versehen war, lag der Druck während des Experiments bei  $2 \cdot 10^{-8}$  mbar. In [65] z. B. liegt der Hintergrundgasdruck bei ca.  $1 \cdot 10^{-9}$  mbar. Dadurch ist die Lebensdauer der Falle in diesem Experiment im exponentiellen Bereich des Zerfalls der Atomwolke um ca. einen Faktor 3 höher.

### 5.2.2 Expansion der Wolke und Bestimmung ihrer Temperatur

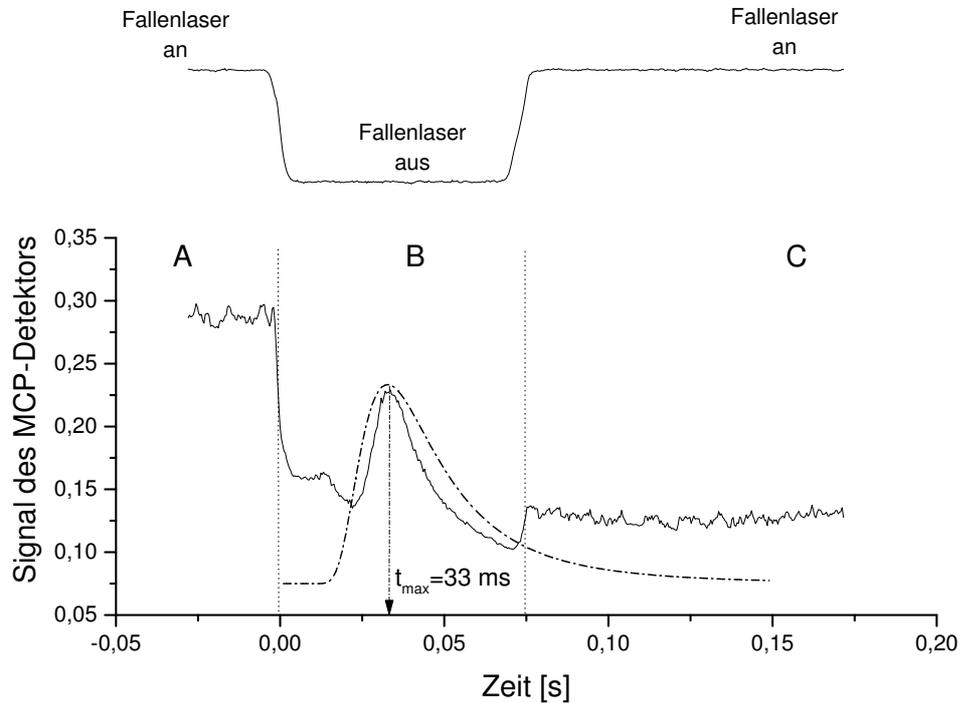
Im folgenden Experiment soll versucht werden aus der Geschwindigkeitsverteilung der Heliumatome eine Aussage über die Temperatur der Heliumatome in der Wolke der MOT zu erlangen.

Schaltet man nach dem Laden der MOT aus dem Heliumstrahl den Fallenlaser ab, dann verschwindet die Kraft, die die Heliumatome im Zentrum der MOT festhält. Die MOT-Wolke expandiert dann entsprechend ihrer momentanen Geschwindigkeitsverteilung. Auf Grund der Konstruktion des Ionen-Detektors in der Fallenkammer (offene MCP-Oberfläche auf einer Spannung von 2.2 kV werden von dem Ionen-Detektor auch metastabile Heliumatome nachgewiesen, die auf seine Oberfläche treffen und dort Elektronen erzeugen. Nach dem Abschalten des Fallenlasers nimmt die Zahl der Ionen ab, die im Fallenvolumen produziert werden. Das ist darauf zurückzuführen, daß die metastabilen Heliumatome nicht mehr in das  $2^3\text{P}$ -Niveau angeregt werden. Damit nimmt die Wahrscheinlichkeit für Penning-Ionisation in der Falle stark ab. Auf dem verbleibenden Untergrund ist dann das Signal erkennbar, welches durch die neutralen metastabilen Heliumatome erzeugt wird, die auf Grund der Expansion der MOT-Wolke die MCP-Oberfläche des Ionen-Detektors erreichen. Der Verlauf dieses Signals ergibt sich aus der Geschwindigkeitsverteilung in der MOT-Wolke. Das Signal, das sich nach dem Abschalten der Fallenlaserstrahlen ergibt, ist in Abbildung 5.16 gezeigt.

Für eine Maxwell'sche Geschwindigkeitsverteilung erwartet man eine Flugzeitverteilung der Form

$$f(t) = a_0 + N \sqrt{\frac{2}{\pi}} \sqrt{\frac{m_{He}}{k_B T}}^3 \frac{l^3}{t^4} e^{-\frac{m_{He}(l/t)^2}{2k_B T}}, \quad (5.8)$$

wobei der Untergrund  $a_0$ , der Faktor  $N$  und die Temperatur  $T$  die freien Parameter sind. In die Darstellung 5.16 ist eine solche Kurve eingetragen. Die Parameter für die Kurve sind so gewählt, daß der Peak der Kurve mit dem Peak im Signal übereinstimmt, der von der expandierenden Wolke der neutralen



**Abbildung 5.16:** Signal des Ionen-Detektors. Abschnitt A: Ionen aus dem Fallenvolumen werden detektiert (Fallenlaser angeschaltet); Abschnitt B: Fallenlaser abgeschaltet, Peak der expandierenden neutralen metastabilen Heliumatome auf dem abklingenden Ionen-Signal; Abschnitt C: Fallenlaser wird wieder angeschaltet, Laden der Falle kann wieder beginnen.

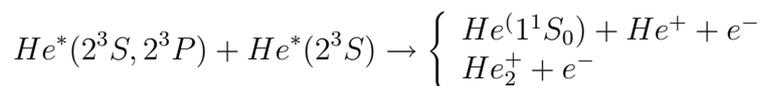
metastabilen Heliumatome erzeugt wird. Daraus ergibt sich eine Temperatur der Heliumwolke von 0.6 mK, was um einen Faktor 2 – 3 unter den Temperaturen liegt, die man in vergleichbaren Experimenten erhalten hat [64, 21]. Aus dem Maximum bei einer Flugzeit von  $t_{\max} = 33$  ms ergibt sich bei einem Abstand des Ionen-Detektors zum Fallenzentrum von 7 cm eine Geschwindigkeit von 2.1 m/s. Setzt man diesen Wert für die wahrscheinlichste Geschwindigkeit  $v_w = \sqrt{\frac{2kT}{m}}$  einer Maxwell'schen Geschwindigkeitsverteilung an, erhält man eine Temperatur der Heliumwolke von 1.1 mK. Dieser Wert entspräche den Ergebnissen, die man aus der Literatur erwartet. Die Ursache für die deutliche Abweichung der gemessenen Geschwindigkeitsverteilung von einer Maxwell'schen Geschwindigkeitsverteilung, die sich in vergleichbaren Experimenten als sehr gutes Modell zur Beschreibung der Geschwindigkeitsverteilung in der Fallen-Wolke gezeigt hat, ist nicht klar.

# Kapitel 6

## Überlegungen zur Speicherung von metastabilen Heliumatomen in inhomogenen elektrischen Feldern

### 6.1 Verlustkanäle in Fallen für metastabile Heliumatome

Die Speicherzeit der metastabilen Heliumatome in der MOT wird durch Stöße mit anderen Atomen sowohl aus dem Hintergrundgas als auch mit anderen metastabilen Heliumatomen in der MOT begrenzt. Die Verluste durch Stöße mit dem Hintergrundgas lassen sich durch ein gutes Ultrahochvakuum in der Fallenkammer reduzieren. Die Stöße der metastabilen Heliumatome in der MOT untereinander, die gerade bei hohen Teilchendichten in der Falle eine große Rolle spielen, lassen sich jedoch nicht vermeiden. Untersuchungen zu Stößen von kalten metastabilen Heliumatomen in magneto-optischen Fallen sind z. B. in [64, 65, 66, 67] gemacht worden. Die Prozesse, die bei Stößen metastabiler Heliumatome unter Einwirkung resonanter Laserstrahlung in einer magneto-optischen Falle vorkommen, sind Reaktionen der Form



Man beobachtet in solchen Experimenten [58], daß die Rate von ionisierenden  $\text{He}^*$ - $\text{He}^*$ -Stößen stark von der Intensität der Fallenlaserstrahlen und deren Verstimmung gegenüber der Resonanzfrequenz des Übergangs zwischen dem  $2^3S_1$ -Niveau und dem  $2^3P_2$ -Niveau abhängt. Diese Tatsache ist

auf die Verläufe der Potentiale zurückzuführen, die die Stöße solcher kalter Heliumatome bestimmen. Die Wechselwirkung zwischen zwei Heliumatomen im  $2^3S_1$ -Zustand wird durch die van-der-Waals-Wechselwirkung zwischen den beiden Atomen bestimmt. Das Potential, das diese Wechselwirkung beschreibt, verhält sich wie  $1/r^6$ , wobei  $r$  der Abstand der beiden Atome ist. In einer magneto-optischen Falle hingegen ist auf Grund der Wechselwirkung der Atome mit dem Laserlicht der Falle ein großer Teil der Atome in das  $2^3P_2$ -Niveau angeregt. Das Potential der Wechselwirkung zweier gleicher Atome, die sich in Zuständen befinden, die über einen erlaubten Dipolübergang verbunden sind, wird von einem Ausdruck der Form  $1/r^3$  dominiert [68]. Dies bedeutet, daß die resonante Laserstrahlung in der MOT die Verluste der Falle durch ionisierende Stöße begünstigt. Um die Speicherzeiten der metastabilen Heliumatome zu erhöhen, muß man im ersten Schritt zu Fallen übergehen, die die metastabilen Heliumatome ohne resonante Wechselwirkung mit Licht speichern. Man kann, wie in Abschnitt 2.2 beschrieben, die metastabilen Heliumatome z. B. in eine magnetische Falle umladen, in der man dann frei ist von Verlusten durch  $He(2^3S) - He(2^3P)$ -Stöße.

Für alle Fallen bleibt aber immer noch der Verlust durch Penning-Ionisation bei  $He(2^3S_1) - He(2^3S_1)$ -Stöße. Die Penning-Ionisation läßt sich durch Spin-Polarisation der metastabilen Heliumatome im äußeren Magnetfeld unterdrücken. Dazu pumpt man optisch die metastabilen Heliumatome mit Laserlicht passender Wellenlänge und zirkularer Polarisation in einem magnetischen Führungsfeld über das  $2^3P_2$ -Niveau z. B. in den  $2^3S_1$   $m=1$ -Zustand. Die Elektronen der beiden beteiligten Heliumatome haben vor dem Stoß einen Gesamtspin  $S=2$ . Nach dem Stoß ist eines der beiden Heliumatome ionisiert. Das im Heliumion verbliebene Elektron und das freie Elektron können zusammen nur einen Spin  $S=1$  haben. Das zweite Heliumatom hat bei dem Stoß seine Energie an das ionisierte Heliumatom abgegeben und ist in den  $1^1S_0$ -Grundzustand übergegangen ist, der den Gesamtspin  $S=0$  hat. Damit ergibt sich für die Produkte der Stoßreaktion ein Gesamtspin von  $S=1$ . Der Stoß der beiden Heliumatome wird über die Coulomb-Wechselwirkung vermittelt. Der Spin des Systems wechselwirkt aber nur mit Magnetfeldern, weshalb er während eines solchen Stoßes erhalten bleiben muß. Da dies aber in einem spin-polarisierten System nicht möglich ist, ist der Reaktionskanal der Penning-Ionisation im spin-polarisierten Helium verboten. Der Einfluß der Spin-Polarisation auf die Penning-Ionisation von metastabilen Heliumatomen wurde für freie Heliumatome z. B. in [69, 70] gezeigt. Für metastabile Heliumatome in einer magneto-optischen Falle ist dieser Effekt in [57] gezeigt worden.

### 6.1.1 Alternative: Elektro-dynamische Falle

Als Alternative zur magnetischen Falle hat F. Shimizu [54, 55] die Speicherung von neutralen Atomen in elektrischen Fallen vorgeschlagen und beschrieben. In einer solchen Falle könnte man ein spin-polarisiertes Ensemble von Heliumatomen speichern, wenn man dem elektrischen Feld der Falle ein homogenes Magnetfeld zur Ausrichtung der Spins überlagern würde.

Auf Grund der Konstruktionsweise der von F. Shimizu vorgeschlagenen Fallenart könnte man die kalten metastabilen Heliumatomen führen. Eine weitere Möglichkeit sind Speicherringe für neutrale Atome. Ein magnetischer Speicherring für neutrale Atome ist in [77] beschrieben, und ein elektrischer Hexapol-Speicherring für kalte Moleküle ist in [78] beschrieben.

Im Folgenden soll nach einer Beschreibung der Methode der Speicherung von neutralen Atomen in einer elektrischen Falle untersucht werden, welche Parameter eine elektrische Falle vom Shimizu-Typ haben muß, um metastabile Heliumatome zu speichern. Dazu werden die Bewegungsgleichungen für ein Atom in einer vorgegebenen Geometrie für den zwei-dimensionalen Fall und im Anschluß auch für eine Variante einer drei-dimensionalen Falle hergeleitet. Diese werden mit numerischen Methoden gelöst, um nach Parametern zu suchen, für die man Bahnen der Atome findet, die für große Zeiten auf ein Volumen innerhalb der Falle beschränkt bleiben. Dabei zeigt sich wie schon in [54] beschrieben, daß diese elektrischen Fallen für neutrale Atome in Analogie zu Ionen-Fallen durch ein Pseudo-Potential beschrieben werden können.

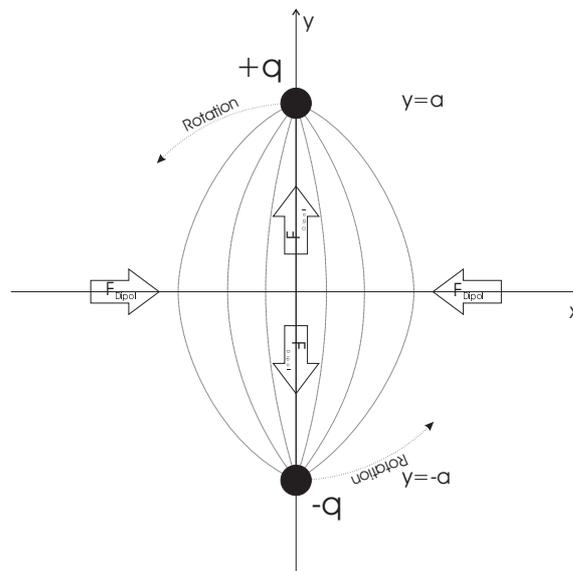
## 6.2 Speicherung in elektrischen Feldern

Da neutrale Atome in einem stationären nicht-entarteten Zustand kein permanentes Dipolmoment haben, können sie mit einem äußeren elektrischen Feld  $\vec{E}$  nur über ein durch das Feld selbst induziertes Dipolmoment  $\vec{p} = \alpha\vec{E}$  wechselwirken.  $\alpha$  ist die Polarisierbarkeit des Atoms und  $\vec{E}$  bezeichnet in diesem Kapitel die elektrische Feldstärke, um Verwechslungen mit der Kraft  $\vec{F}$  auf ein Atom in der Falle zu vermeiden. Die Wechselwirkungsenergie eines induzierten Dipols im elektrischen Feld ist  $W = -\frac{1}{2}\alpha E^2$ . Neutrale Atome könnten also in lokalen Maxima eines äußeren elektrischen Feldes gespeichert werden. Man kann aber zeigen, daß ein elektrisches Feld in einem Gebiet ohne Ladungen und Ströme keine lokalen Maxima besitzen kann [50]. Man kann also neutrale Atome nicht in statischen elektrischen Fallen speichern. Es ist aber möglich, mit elektrischen Feldern Wechselwirkungspotentiale zu erzeugen, die einen Sattelpunkt haben. Durch den Übergang von statischen

zu zeitlich veränderlichen elektrischen Feldern kann man dann diesen Sattelpunkt rotieren lassen und analog zu Ionen-Fallen [47] die Atome dynamisch auf diesem Sattelpunkt stabilisieren.

### 6.2.1 Rotierendes Sattelpunkt-Potential (2D-Falle)

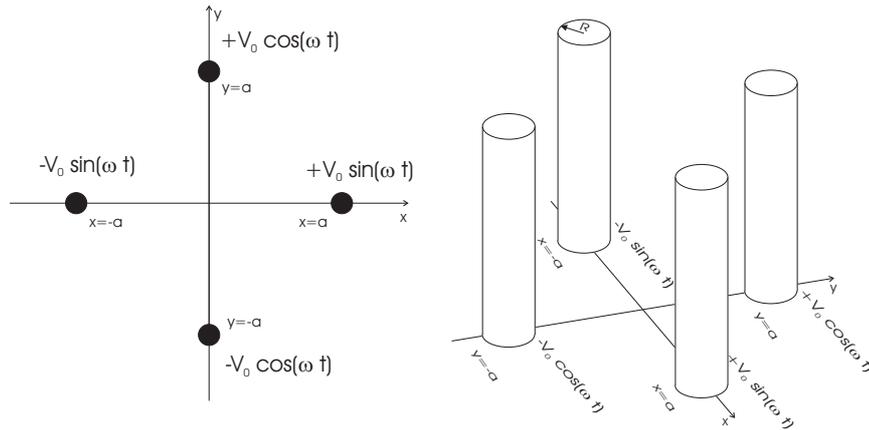
In einem zwei-dimensionalen Koordinatensystem betrachte man zwei Punktladungen mit unterschiedlichen Vorzeichen, die an den Positionen  $y = a$  und  $y = -a$  auf der  $x$ -Achse liegen (siehe Abbildung 6.1). Ein elektrisches Dipol-



**Abbildung 6.1:** Das elektrische Feld zweier Punktladungen  $-q$  und  $+q$  auf der  $y$ -Achse bei  $y=a$  und  $y=-a$ . Die Pfeile stellen die resultierende Kraft auf einen in diesem Feld induzierten Dipol dar.

moment, das von einem solchen Feld induziert wird, wird durch die Wechselwirkung mit demselben in Bereiche hoher elektrischer Feldstärke gezogen. So ergibt sich entlang der  $y$ -Achse eine Kraftkomponente, die in Richtung der Punktladungen gerichtet ist. Entlang der  $x$ -Achse nimmt die elektrische Feldstärke in Richtung der Ursprungs zu. Die Kräfte, die entlang dieser Achse auf den Dipol wirken, sind auf den Ursprung gerichtet. In einer Ionen-Falle reicht es aus, die Ladungen an den festen Positionen zu halten und nur das Vorzeichen zu ändern, um die Ionen dynamisch auf dem Sattelpunkt zu stabilisieren (die Richtung der Kraft hängt von der Richtung der elektrischen Feldstärke ab). In einer Falle für neutrale Atome muß man die Ladungen rotieren lassen, da das Potential vom Quadrat der elektrischen Feldstärke

abhängt und man die Richtung des Feldes ändern muß. Das Rotieren der Ladungen kann man durch geeignete zeitlich veränderliche elektrische Spannungen erreichen, die man vier feste Punkte in der Ebene anlegt (siehe Abbildung 6.2). So erzeugt man im Zentrum zwischen den vier Punkten einen



**Abbildung 6.2:** Links: Durch geeignete Wahl des zeitlichen Verlaufs der Potentiale an den vier Punkten erzeugt man das rotierende elektrische Feld, dessen Wechselwirkung mit dem induzierten Dipolmoment der Atome das Sattelpunktpotential erzeugt, auf dem die Atome stabilisiert werden. Rechts: Modell einer elektro-dynamischen Falle für neutrale Atome, die die Teilchen in zwei Dimensionen ( $x, y$ ) speichert.

Bereich, in dem sich ein rotierender Sattelpunkt des Wechselwirkungspotentials der Atome mit dem elektrischen Feld der Falle befindet, auf dem sich die Atome dynamisch stabilisieren lassen.

## Potential und Bewegungsgleichungen

Ein möglicher Aufbau einer solchen zwei-dimensionalen Falle ist auf der rechten Seite von Abbildung 6.2 gezeigt (entlang der  $z$ -Achse können die Atome sich frei bewegen). Er besteht aus vier Metallstäben mit dem Radius  $R$ , die parallel zur  $z$ -Achse verlaufen und sich an den Positionen  $x = a$  und  $x = -a$  auf der  $y$ -Achse und an den Positionen  $y = a$  und  $y = -a$  auf der  $x$ -Achse befinden. In [55] ist demonstriert worden, daß metastabile Neonatome, die man aus einer MOT durch eine solche Anordnung in Richtung der  $z$ -Achse fallen läßt, auf der Fallenachse gesammelt werden. Die Dichte der Atome in Achsennähe hängt dabei von der Amplitude der Wechselspannung an den Fallenstäben ab. Im Folgenden soll untersucht werden, für welche Parameter diese elektro-dynamischen Fallen auf metastabiles Helium angewendet werden können, und ob sie die Heliumatome gegen die Gravitationskraft halten können.

In Anlehnung an [71] wird das elektrische Potential für den in Abbildung 6.2 gezeigten Aufbau in Abhängigkeit von den Parametern Stabradius  $R$ , Stababstand  $2a$  und Wechselspannungsamplitude  $U_0$  hergeleitet. Dabei wird davon ausgegangen, daß die Stäbe in z-Richtung unendlich lang ausgedehnt sind (zwei-dimensionale Falle). Abweichungen des modellierten Potentials vom realen Potential, die durch Einflüsse der Form der Elektroden verursacht werden, werden vernachlässigt.

$$\phi(x, y) = \frac{U_0}{\ln\left(\frac{2a-R}{R}\right)^2} \left\{ \cos 2\pi\nu t \ln\left(\frac{x^2 + (y+a)^2}{x^2 + (y-a)^2}\right) + \sin 2\pi\nu t \ln\left(\frac{(x+a)^2 + y^2}{(x-a)^2 + y^2}\right) \right\} \quad (6.1)$$

Für die Kreisfrequenz  $\omega$  der Wechselspannungen wurde  $\omega = 2\pi\nu$  gesetzt. Das elektrische Feld ergibt sich aus 6.1 nach  $E = -\nabla\phi$ . Das Potential in dem sich die neutralen Atome bewegen ist dann gegeben durch  $W - \frac{1}{2}\alpha E^2$ . Um den Ausdruck für  $W$  zu vereinfachen, wird er um das Zentrum der Falle entwickelt. Damit erhält man für das Fallen-Potential

$$W = -\frac{8\alpha U_0^2}{\ln^2\left(\frac{2a-R}{R}\right)^2} \frac{a^2 - 2(x^2 - y^2) \cos 4\pi\nu t - 4xy \sin 4\pi\nu t}{a^4}. \quad (6.2)$$

Zur Untersuchung des Verhaltens der Atome in diesem Potential werden die Bewegungsgleichungen für ein Atom in diesem Potential aus  $\vec{a} = \frac{\vec{F}}{m}$  bestimmt, wobei  $\vec{F}$  die nach  $\vec{F} = -\nabla W$  berechnete Kraft auf das Atom im Potential  $W$  ist.

$$\ddot{x} = \frac{32\alpha U_0^2}{m a^4 \ln^2\left(\frac{2a-R}{R}\right)^2} (-x \cos 4\pi\nu t - y \sin 4\pi\nu t) \quad (6.3)$$

$$\ddot{y} = \frac{32\alpha U_0^2}{m a^4 \ln^2\left(\frac{2a-R}{R}\right)^2} (y \cos 4\pi\nu t - x \sin 4\pi\nu t) \quad (6.4)$$

Diese Gleichungen sind in ihrer Struktur zwar den aus der Theorie der Ionen-Fallen bekannten Mathieu'schen Differentialgleichungen ähnlich, jedoch mit dem Unterschied, daß diese Gleichungen gekoppelt sind. Die Lösung dieses Systems von Differentialgleichungen ist kompliziert und eine analytische Lösungsfunktion für dieses System ist mir nicht bekannt. Aus diesem Grund haben wir die Bewegungsgleichungen 6.4 mit numerischen Methoden gelöst. Die nachfolgend gezeigten berechneten Bahnen der Heliumatome in solchen

Fallen sind mit Hilfe der Runge-Kutta-Methode 4. Ordnung berechnet worden [79]. Wir nehmen dabei an, daß die Atome in der Falle gespeichert werden können, wenn für einen gegebenen Satz von Parametern und Anfangsbedingungen die Bahn eines Atoms für große Zeiten auf ein endliches Volumen zwischen den Fallenstäben beschränkt bleibt.

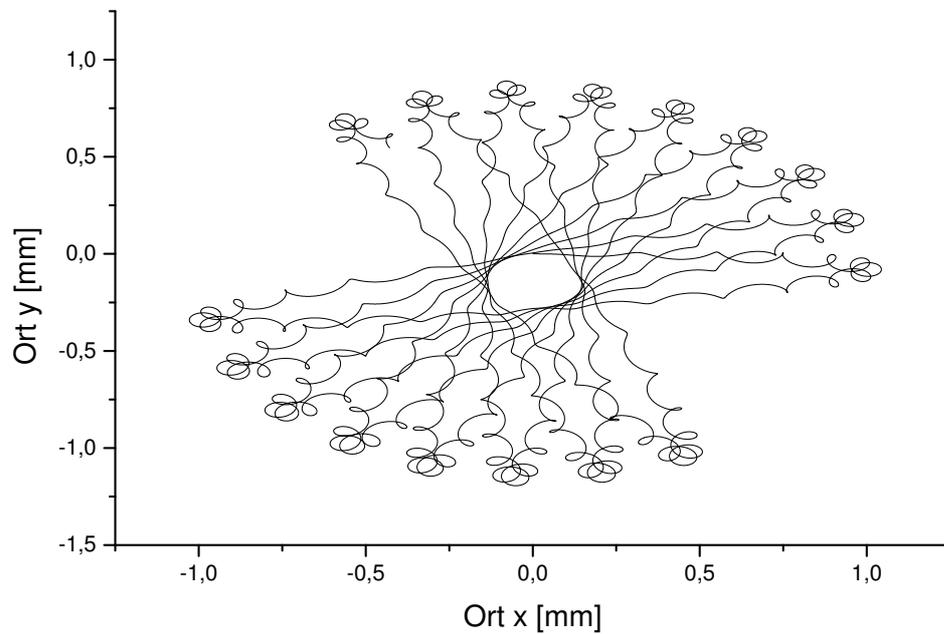
Für die numerische Lösung der Bewegungsgleichungen wurde noch der Einfluß der Erdbeschleunigung zu den Bewegungsgleichungen 6.4 addiert. Daß die Falle die Heliumatome gegen die Erdbeschleunigung halten kann, ist eine Minimal-Forderung. Die Erdbeschleunigung wirkt im zwei-dimensionalen Fall entlang der negativen  $y$ -Achse. Die Bahn für ein Heliumatom in der  $x$ - $y$ -Ebene der Falle ist in Abbildung 6.3 gezeigt, wobei die Parameter, für die die Bahn berechnet wurde, in Tabelle 6.1 angegeben sind.

Die Startgeschwindigkeit von 0.25 m/s des Heliumatoms ist so gewählt, daß die Bahn des Heliumatoms auf den zentralen Bereich der Falle beschränkt bleibt, mit genügender Entfernung zu den Fallenstäben. Die Bewegungsgleichungen sind unter dieser Voraussetzung aufgestellt worden. Andererseits soll die Startgeschwindigkeit nicht zu klein sein. In einer Maxwell-Verteilung, die sich für Helium mit einer Temperatur von  $T = 1$  mK ergibt, haben nur 0.1% der Atome eine Geschwindigkeit kleiner als 0.25 m/s. Die Temperatur von 1 mK wird als Richtwert verwendet, weil das die Größenordnung der Temperatur von Heliumatomen in magneto-optischen Fallen ist, die in verschiedenen Experimenten und auch im Rahmen dieser Arbeit bestimmt wurde (siehe z. B. [65]). Man geht davon aus, daß die elektro-dynamische Falle aus einer MOT heraus geladen wird. Es soll aber betont werden, daß man mit Hilfe größerer Wechsellspannungsamplituden  $U_0$  in der elektro-dynamischen Falle auch Teilchen mit größeren Geschwindigkeiten speichern kann. Wenn man die Spannungsamplitude auf 15 kV erhöht, kann man Heliumatome mit einer Startgeschwindigkeit von ca. 0.5 m/s im gleichen Fallenvolumen wie in Abbildung 6.3 speichern. In einer Maxwell-Verteilung für  $T = 1$  mK haben ca. 0.1% der Heliumatome eine Geschwindigkeit kleiner als 0.5 m/s. Das würde bedeuten, daß man 10mal mehr Teilchen aus der MOT in die elektro-dynamische Falle umladen könnte.

Die Darstellung in Abbildung 6.3 beschränkt sich aus Gründen der Übersichtlichkeit auf eine Zeitspanne von 0.05 s. Man kann die Zeitspanne auf größere Zeiten ausdehnen ohne, daß das Heliumatom die Falle verläßt. Auf einer solchen Darstellung ist jedoch kaum mehr etwas von der Struktur der Teilchenbahn zu erkennen. Für den angegebenen Satz von Parametern in Tabelle 6.1 ist es offensichtlich möglich Heliumatome in einer solchen zwei-dimensionalen Falle zu halten. Die Untersuchung dieser zwei-dimensionalen Fallen ist nicht nur von theoretischem Interesse. Sie eignen sich, um Heliumatome, die in einer magneto-optischen Falle eingefangen und vorgekühlt

Abstand der Fallenstäbe $2a$	8 mm
Radius der Fallenstäbe $R$	2 mm
Spannung $U_0$	9.0 kV
Frequenz der Fallen-Spannung	$\nu = 500$ Hz
Startgeschwindigkeit	$v_x = 0.25$ m/s, $v_y = 0$ m/s
Startposition	$x = y = 0$
Polarisierbarkeit ( $2^3S_1$ )	$5.168 \cdot 10^{-39}$ Fm <sup>2</sup>
Masse des Helium-Atoms	$6.6 \cdot 10^{-27}$ kg

**Tabelle 6.1:** Parameter zur numerischen Lösung der Bewegungsgleichungen 6.4 für ein metastabiles Heliumatom in einem  $2^3S_1$ -Zustand.



**Abbildung 6.3:** Bahn des Heliumatoms in der zwei-dimensionalen elektro-dynamischen Falle. Die Verschiebung der Bahn bezüglich des Ursprungs wird durch die Erdbeschleunigung verursacht.

worden sind, zu weiteren Experimenten zu führen. Man ist dabei nicht auf gerade Streckenabschnitte beschränkt, sondern es lassen sich auch gekrümmte Wege beschreiben. Der minimale Krümmungsradius, den man dabei erreichen kann, ergibt sich aus der Zentripetalkraft, die benötigt wird, um die Atome entlang einer solchen Kurve zu führen. Die nötige Beschleunigung  $a_{zentripetal}$  ergibt sich aus der Vorwärtsgeschwindigkeit  $v_z$  der Helium-Atome entlang der Fallenachse ( $z$ -Achse in Abbildung 6.2) und dem angestrebten Krümmungsradius  $r$  über  $a_{zentripetal} = \frac{v_z^2}{r}$ . Wie die Ergebnisse in Abbildung

6.3 zeigen ist die Falle in der Lage Beschleunigungen in der Größenordnung der Erdbeschleunigung zu kompensieren. Nimmt man diesen Wert als Obergrenze, ergibt sich z. B. für eine Vorwärtsgeschwindigkeit  $v_z = 0.5$  m/s ein möglicher Krümmungsradius von  $r = 2.5$  cm.

### Beschreibung der Falle durch ein Pseudo-Potential

Der Verlauf der Teilchen-Trajektorie in Abbildung 6.3 setzt sich zusammen aus einer langsamen Oszillationsbewegung, der eine schnelle Oszillation mit kleinerer Amplitude überlagert ist, die am Rand der Falle ausgeprägter ist als im Zentrum der Falle. Dieses Verhalten ähnelt dem von Ionen, die in einer RF-Ionen-Fallen gefangen sind. Man kann also versuchen, zur Beschreibung des Verhaltens von neutralen Atomen in elektro-dynamischen Fallen den gleichen Ansatz zu verwenden, den man bei der Beschreibung von Ionen-Fallen [72] nutzt. Die langsame Oszillationsbewegung entspricht der sogenannten Sekular-Bewegung der Ionen. Die schnelle überlagerte Oszillation mit kleiner Amplitude entspricht der sogenannten Micro-Bewegung der Ionen. Die Micro-Bewegung hängt mit der Frequenz zusammen mit der das Sattel-Potential rotiert. Die Sekular-Bewegung ist die Oszillationsbewegung eines Teilchens in einem harmonischen Potential, das durch den rotierenden Sattel erzeugt wird. Aus der Tiefe dieses sogenannten Pseudo-Potentials erhält man ein Maß für die Tiefe der elektro-dynamischen Falle. Die Anwendung dieses von den Ionen-Fallen her bekannten Ansatzes auf die hier beschriebenen Typen von elektro-dynamischen Fallen ist ausführlich in der Diplomarbeit von Herrn Robert Jung [41] dargestellt. Hier sollen nur die Ergebnisse angegeben werden und mit den Simulationen der Heliumatome in den Fallen verglichen werden. Als Ausdruck für die Frequenz der Sekular-Bewegung in dem Pseudo-Potential erhält man

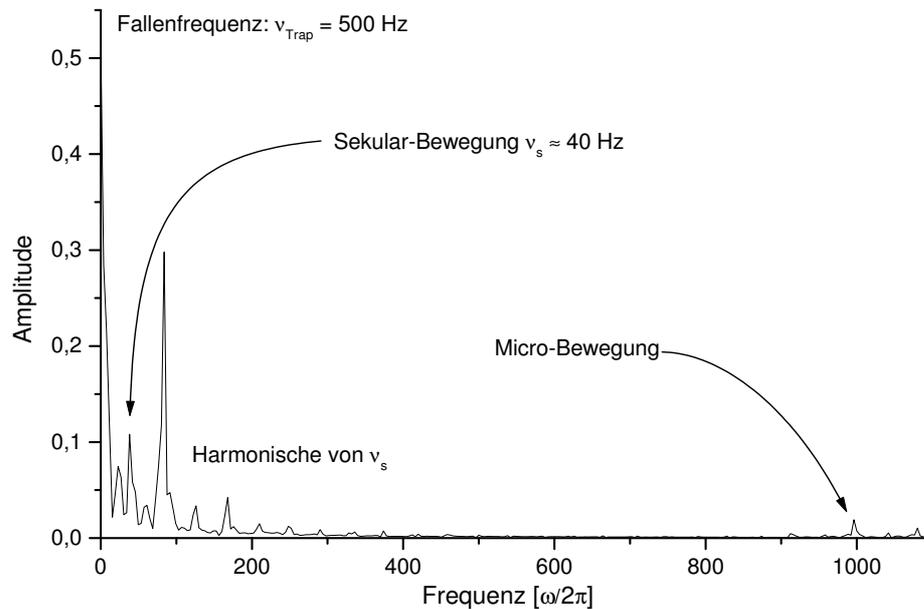
$$\omega_s = 2\pi\nu_s = \frac{16\alpha U_0^2}{2\pi\nu a^4 m \ln^2\left(\frac{2a-R}{R}\right)^2}. \quad (6.5)$$

Die tiefe des harmonischen Pseudo-Potentials ergibt sich zu

$$\phi_{a/2} = \frac{32\alpha^2 U_0^4 (a-R)^2}{4\pi^2 \nu^2 a^8 m \ln^4\left(\frac{2a-R}{R}\right)^2}, \quad (6.6)$$

wobei der Rand des Potentials bei  $(a-R)/2$  angenommen wird (man beachte, daß die Bewegungsgleichungen aus einer Entwicklung des Potentials um das Fallenzentrum heraus entstanden sind). Für die Parameter in Tabelle 6.1 ergibt aus der Beziehung 6.6 eine Tiefe des Pseudo-Potentials von ca.  $2.3 \cdot 10^{-28}$  J. Das entspricht bei Helium einer Geschwindigkeit von 0.26 m/s,

was gut mit der Simulation in Abbildung 6.3 übereinstimmt. Dort ist der Radius der Trajektorie bei einer Startgeschwindigkeit 0.25 m/s auf einen Bereich von ca. 1 mm beschränkt. Das ist der Bereich, in dem der Rand des Pseudopotentials angenommen wird. Für die Sekular-Bewegung des Teilchens ergibt sich aus 6.5 eine Frequenz von  $\nu_s = 42$  Hz. Die entsprechenden Peaks sind in Abbildung 6.4 mit Pfeilen markiert. Die Frequenzen der Sekular- und Micro-Bewegung müssen im Fourier-Spektrum der Bewegung des Teilchens in der elektro-dynamischen Falle sichtbar sein. Die Micro-Bewegung ist an die Rotationsfrequenz des Sattelpunktes gebunden, auf dem das Teilchen stabilisiert wird. Am Ausdruck 6.2 für das Fallenpotential kann man erkennen, daß der Sattel des Potentials mit der doppelten Frequenz der Wechselspannung an den Fallenstäben rotiert. Bei einer Wechselspannungsfrequenz von 500 Hz und einem zeitlichen Verlauf, wie er bei der Herleitung des Fallenpotentials angenommen worden ist, erwartet man also eine Micro-Bewegung mit einer Frequenz von ca. 1000 Hz. In Abbildung 6.4 ist der Amplituden-Teil des Fourier-Spektrums der Teilchen-Bewegung aus Abbildung 6.3 dargestellt.



**Abbildung 6.4:** Amplituden-Teil des Fourier-Spektrums der Teilchen-Bahn  $r(t)$  in der elektro-dynamischen Falle aus Abbildung 6.3.

### Funktionsweise der elektro-dynamischen Falle

Die Funktionsweise der elektro-dynamischen Falle für neutrale Atome wird deutlich sichtbar, wenn man bei der Herleitung der Bewegungsgleichungen für

die in Abbildung 6.2 gezeigte Geometrie der Falle noch keine Aussagen über den genauen zeitlichen Verlauf der Spannungen an den Fallenstäben macht. Zu Beginn soll nur gefordert werden, daß an den jeweils gegenüberliegenden Stäben auf den beiden Achsen der gleiche in der Zeit periodische Spannungsverlauf  $u_i(t)$   $i = 1, 2$  mit jedoch unterschiedlichem Vorzeichen vorliegt. Unter diesen Voraussetzungen erhält man die Bewegungsgleichungen für die Atome in der Form

$$\begin{aligned}\ddot{x} &= \frac{32\alpha}{m a^4 \ln^2\left(\frac{2a-R}{R}\right)^2} \left(-xu_1(t)^2 - 2yu_1(t)u_2(t) + xu_2(t)^2\right) \\ \ddot{y} &= \frac{32\alpha}{m a^4 \ln^2\left(\frac{2a-R}{R}\right)^2} \left(yu_1(t)^2 - 2xu_1(t)u_2(t) - yu_2(t)^2\right).\end{aligned}$$

Man muß von den Spannungen an den Fallenstäben noch fordern, daß  $\langle u_1(t)^2 - u_2(t)^2 \rangle = 0$  und  $\langle u_1(t)u_2(t) \rangle = 0$  gilt, wobei  $\langle \rangle$  das zeitliche Mittel meint. Diese Forderungen stellen sicher, daß an einem festen Punkt im zeitlichen Mittel keine Kraft auf ein Teilchen wirkt.

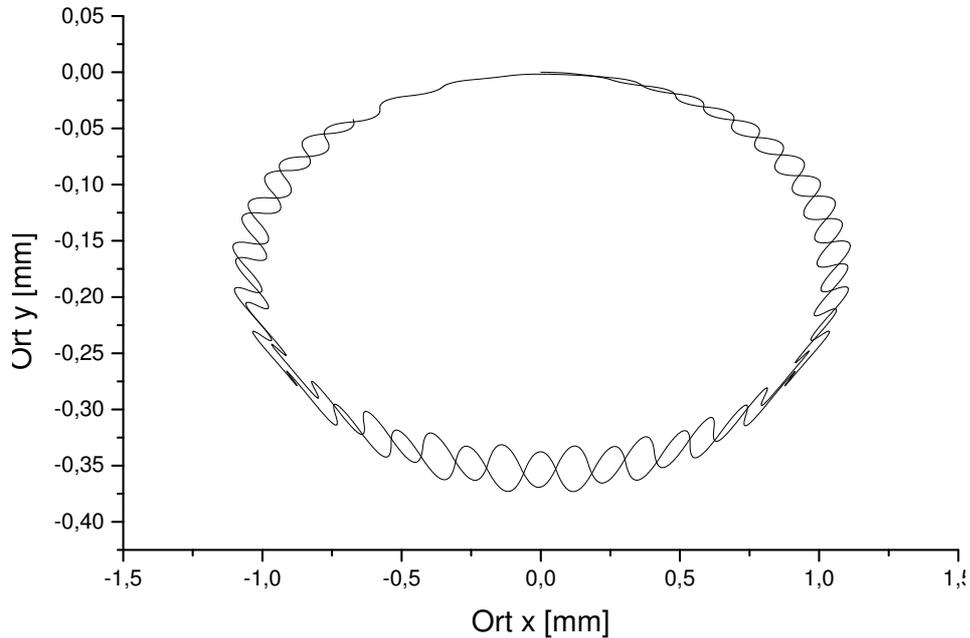
Die Forderungen an die elektrischen Potentiale kann man sehr einfach erfüllen, wenn man sie in Form von

$$u_i(t) = \begin{cases} U_0 & \text{wenn } \frac{i-1}{2}T < t < \frac{i}{2}T \\ 0 & \text{sonst} \end{cases} \quad (6.7)$$

wählt mit  $i = 1, 2$  und  $T = \frac{1}{\nu}$  (für die Bedeutung der weiteren Variablen siehe Abbildung 6.2). Durch diese Wahl der elektrischen Potentiale verschwinden die Terme mit  $u_1(t)u_2(t)$ , die für die Rotation der Teilchenbahn um das Fallenzentrum sorgen, und die Kraft auf ein Teilchen an einem festen Ort der Falle verschwindet im zeitlichen Mittel ebenfalls.

Da die Kraft auf das Teilchen vom Ort des Teilchens in der Falle abhängt, ist die Kraft, die das Teilchen auf das Fallenzentrum zutreibt, stets größer, als die Kraft, die es anschließend wieder vom Fallenzentrum wegtreibt. So ergibt sich im zeitlichen Mittel für ein Atom eine Netto-Kraft, die auf das Fallenzentrum hin gerichtet ist.

Um zu zeigen, daß die konkrete Form des zeitlichen Verlaufes der elektrischen Spannungen an den Fallenstäben keinen Einfluß auf das Pseudo-Potential hat, das die elektro-dynamische Falle charakterisiert, ist in Abbildung 6.5 die für ein Heliumatom berechnete Trajektorie in der zwei-dimensionalen Falle gezeigt. Die Parameter sind wieder die in Tabelle 6.1 angegebenen. Die Spannungen an den Elektroden der Falle entsprechen dem in 6.7 angegebenen Verlauf. Um die Teilchenbahnen in Abbildung 6.5 und Abbildung 6.3 vergleichen zu können, muß natürlich der Sattel des Wechselwirkungspotentials in



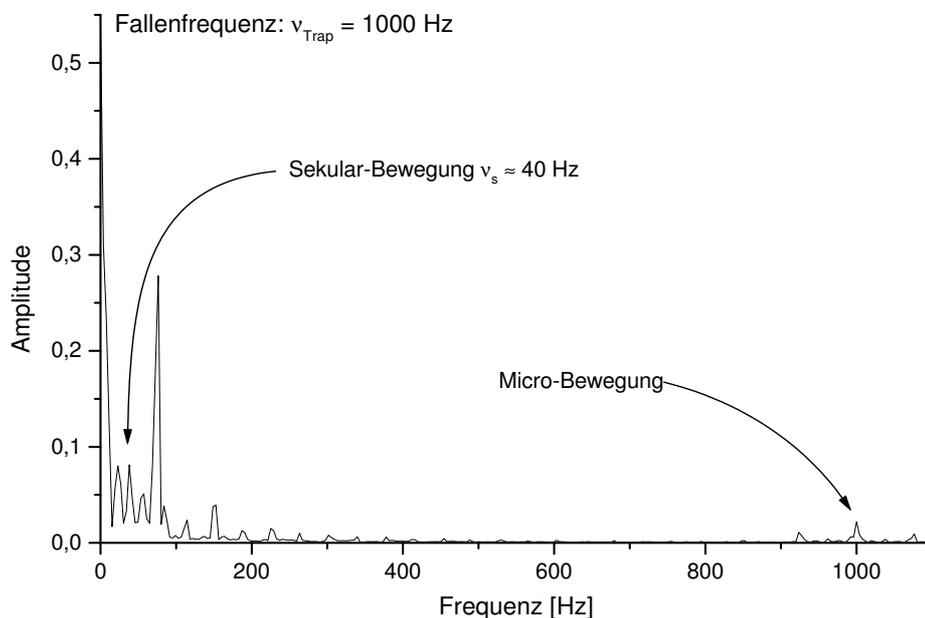
**Abbildung 6.5:** Ergebnis einer numerischen Simulation der Bahn eines Heliumatoms mit den Parametern aus Tabelle 6.1 und einem Spannungsverlauf entsprechend dem Ausdruck 6.7.

beiden Fällen mit der gleichen Frequenz rotieren. Deshalb ist die Frequenz  $\nu = 1/T$ , mit der die Spannungen geschaltet werden, in Abbildung 6.5 doppelt so groß wie in Abbildung 6.3. Der Betrag der maximalen Auslenkung des Heliumatoms relativ zum Ursprung der Falle ist in beiden Darstellungen gleich groß. Die Öffnung der Bahnellipse ist auch in beiden Fällen vergleichbar, mit dem Unterschied, daß die Bahn auf Grund der fehlenden Kopplung der Bewegungsgleichungen in Abbildung 6.5 nicht um den auf Grund der Gravitation verschobenen Ursprung der Falle rotiert.

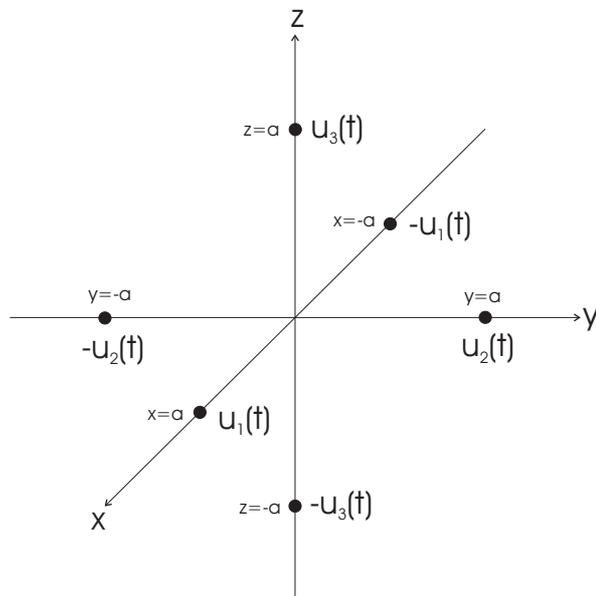
Der in Abbildung 6.6 dargestellte Amplitudenteil des Fourier-Spektrums der Teilchenbahn aus Abbildung 6.5 zeigt bei denselben Frequenzen der Sekular- und der Micro-Bewegung Peaks wie das Fourier-Spektrum der in Abbildung 6.3 gezeigten Trajektorie. Das läßt darauf schließen, daß man es mit dem gleichen Pseudo-Potential der elektro-dynamischen Falle zu tun hat.

### 6.2.2 Drei-dimensionale elektro-dynamische Falle

Zum Abschluß soll das Konzept, das in den vorherigen Abschnitten dieses Kapitels beschrieben wurde, auf den drei-dimensionalen Fall erweitert und angewendet werden. Dazu werden die Linienladungen durch sechs Punktla-



**Abbildung 6.6:** Amplituden-Teil des Fourier-Spektrums der Teilchen-Bahn  $r(t)$  in der elektro-dynamischen Falle, wie sie sich aus der Simulation in Abbildung 6.5 ergibt.



**Abbildung 6.7:** Skizze zur Position der Elektroden und den entsprechenden Spannungen für eine drei-dimensionale elektro-dynamische Falle.

dungen ersetzt, die symmetrisch im Abstand  $a$  vom Ursprung auf den drei Raumachsen sitzen. Die Punktladungen werden im Experiment durch Kugeln vom Radius  $R$  ersetzt, an die die notwendigen Spannungen  $u_i(t)$ ,  $i = 1, 2, 3$  angelegt werden (siehe dazu Abbildung 6.7). Aus dem elektrischen Potential dieser 6 Kugeln lassen sich in Analogie zum oben beschriebenen Weg die Bewegungsgleichungen für ein Heliumatom in dieser drei-dimensionalen elektro-dynamischen Falle aufschreiben:

$$\begin{aligned}\ddot{x} &= \frac{12 \alpha}{m a^6 \left(\frac{(2a-R)R}{2(a-R)}\right)^2} (2xu_1(t)^2 - 2yu_1(t)u_2(t) - 2zu_1(t)u_3(t) \\ &\quad - xu_2(t)^2 - xu_3(t)^2) \\ \ddot{y} &= \frac{12 \alpha}{m a^6 \left(\frac{(2a-R)R}{2(a-R)}\right)^2} (-yu_1(t)^2 - 2xu_1(t)u_2(t) + 2yu_2(t)^2 \\ &\quad - 2zu_2(t)u_3(t) - yu_3(t)^2) \\ \ddot{z} &= \frac{12 \alpha}{m a^6 \left(\frac{(2a-R)R}{2(a-R)}\right)^2} (-zu_1(t)^2 - zu_2(t)^2 - 2xu_1(t)u_3(t) \\ &\quad - 2yu_2(t)u_3(t) + 2zu_3(t)^2).\end{aligned}$$

Die Bedingungen an den zeitlichen Verlauf der elektrischen Spannungen lauten im drei-dimensionalen Fall  $\langle u_1(t)^2 + u_2(t)^2 - 2u_3(t)^2 \rangle = 0$  und  $\langle u_i(t)u_j(t) \rangle = 0$  für alle Kombinationen aus  $i, j = 1, 2, 3$ . Eine einfache Wahl des zeitlichen Verlaufs der Spannungen an den Elektroden der drei-dimensionalen elektro-dynamischen Falle, der diese Bedingungen erfüllt, ist in Analogie zu Ausdruck 6.7 gegeben durch:

$$u_i(t) = \begin{cases} U_0 & \text{wenn } \frac{i-1}{3}T < t < \frac{i}{3}T \\ 0 & \text{sonst} \end{cases} \quad (6.8)$$

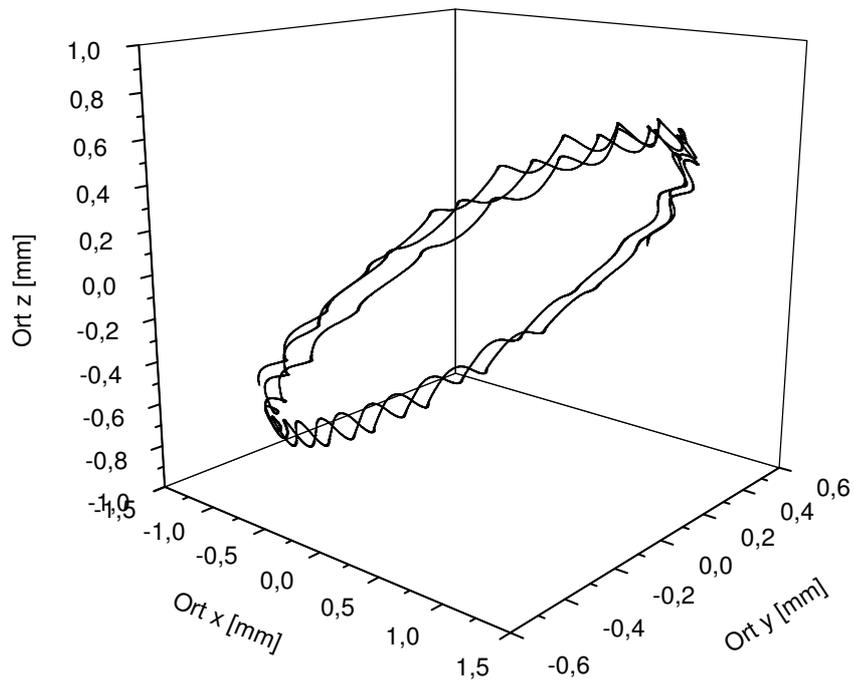
mit  $i = 1, 2, 3$  und  $T = 1/\nu$ .

In Abbildung 6.8 ist die Bahn eines Heliumatoms für die in Tabelle 6.2 angegebenen Parameter und einen Spannungsverlauf gemäß Ausdruck 6.8 gezeigt. Die Gravitation wirkt entlang der negativen z-Achse.

Man findet also auch für die aus sechs kugelförmigen Elektroden aufgebaute drei-dimensionale elektro-dynamische einen Parameterbereich, für den man kalte metastabile Heliumatome speichern kann. Die dafür benötigten elektrischen Potentiale lassen sich im Bereich bis ca. 20 kV gut mit Hochspannungsschaltern erzeugen. Die Schaltzeiten solcher Schalter reichen für die in der elektro-dynamische Falle benötigten Frequenzen aus.

Abstand der Mittelpunkte der Elektroden $2a$	8 mm
Radius der Elektroden $R$	2 mm
Spannung $U_0$	9.0 kV
Frequenz der Fallen-Spannung	$\nu = 1000$ Hz
Startgeschwindigkeit	$v_x = v_y = 0, v_z = 0.25$ m/s
Startposition	$z = 0, x = y = 0.5$ mm
Polarisierbarkeit ( $2^3S_1$ )	$5.168 \cdot 10^{-39}$ Fm <sup>2</sup>
Masse des Helium-Atoms	$6.6 \cdot 10^{-27}$ kg

**Tabelle 6.2:** Parameter der numerischen Lösung der Bewegungsgleichungen 6.8 für ein Heliumatom in einer in Abbildung 6.7 gezeigten drei-dimensionalen elektro-dynamischen Falle.



**Abbildung 6.8:** Trajektorie eines Heliumatoms in einer drei-dimensionalen elektro-dynamischen Falle für die Parameter in Tabelle 6.2 und einen Spannungsverlauf gemäß Ausdruck 6.8. Die Länge der Trajektorie entspricht einer Zeit von 0.05 s.



# Kapitel 7

## Zusammenfassung und Ausblick

### 7.1 Zusammenfassung dieser Arbeit

Diese Arbeit beschreibt nach einer Einführung in die der Laserkühlung zu Grunde liegenden Konzepte und Experimente die Anwendung der Laserkühlung auf metastabile Heliumatome. Dabei wird die Idee der Laserkühlung in inhomogenen elektrischen Feldern [26, 27] wieder aufgegriffen und an die Bedingungen für metastabiles Helium angepaßt.

Das Konzept für einen sogenannten Stark-Slower, mit dessen Hilfe man metastabile Heliumatome eines Heliumatomstrahls abbremsen kann, die sich im metastabilen  $2^3S_1$ -Niveau befinden, wird beschrieben. Der Stark-Slower nutzt zur Abbremsung der Heliumatome die resonante Wechselwirkung der Atome mit Laserlicht bei einer Wellenlänge von ca.  $\lambda = 389$  nm.

Ausgehend von einer vorhandenen Quelle für metastabile Heliumatome wurde eine Vakuumapparatur aufgebaut, in der das Konzept des Stark-Slowers erfolgreich auf metastabile Heliumatom angewendet wurde. Dazu wurde die Atomstrahlquelle mit einer Flüssig-Stickstoff-Kühlung versehen. So konnte das Maximum der Geschwindigkeitsverteilung im Heliumstrahl von 1900 m/s auf eine Geschwindigkeit von 1100 m/s reduziert werden. Zur Bestimmung der Geschwindigkeiten im Heliumstrahl wurde mit Hilfe einer Zerhackerscheibe und einem MCP-Verstärker (Micro Channel Plate) die Möglichkeit geschaffen, Flugzeitverteilungen der metastabilen Heliumatome zu messen.

Zwei Diodenlaser bei einer Wellenlänge von  $\lambda = 1083$  wurden aufgebaut. Die beiden Diodenlaser werden mit Hilfe von Stättigungsspektroskopie in einer Helium-Gasentladung auf Übergänge zwischen dem  $2^3S_1$ -Niveau und dem  $2^3P$ -Multipllett stabilisiert. Der erste Diodenlaser wird zur transversalen Laserkühlung der metastabilen Heliumatome eingesetzt und zur Trennung des metastabilen Anteils im Heliumatomstrahl vom Rest der Heliumatome,

die im Grundzustand verbleiben sind. Die transversale Laserkühlung führt zu einer deutlichen Zunahme der Zahl der metastabilen Heliumatome, die für das Laserkühlungsexperiment zur Verfügung stehen. Außerdem ist die transversale Laserkühlung wichtig, um den Einfluß des transversalen Heizens während der longitudinalen Laserkühlung auf den Strahl der metastabilen Heliumatome vorzukompensieren. Um den metastabilen Anteil von den Heliumatomen im Grundzustand zu trennen, wurde die Quellschleife um einen kleinen Winkel gegen den Rest der Vakuumapparatur verkippt, so daß der gesamte Atomstrahl nicht mehr entlang der Achse der Vakuumapparatur durch den Stark-Slower und anschließend durch den Bereich der magneto-optischen Falle fliegen konnte. Dann wurde ein Teil des Lichtes des ersten Diodenlasers verwendet, um die metastabilen Heliumatome so abzulenken, daß sie sich wieder entlang der Achse der Vakuumapparatur bewegen.

Der zweite Diodenlaser wurde als Lichtquelle für eine magneto-optische Falle verwendet, die im zweiten Teil der Experimente am Ende des Stark-Slowers installiert wurde.

Der Stark-Slower wurde so konzipiert, daß man den Parameter-Bereich der Laserkühlung möglichst flexibel wählen kann. Er besteht aus drei Segmenten, die jeweils eine Kühlstrecke von 50 cm haben. Die einzelnen Segmente besitzen jeweils eine eigene Hochspannungsversorgung. Zur Unterdrückung von optischem Pumpen während des Laserkühlprozesses ist der Stark-Slower mit einer Spule umwickelt, die ein schwaches Magnetfeld senkrecht zur Richtung des elektrischen Feldes und entlang der Achse des Stark-Slowers erzeugt.

In ersten Experimenten wurde gezeigt, daß das Konzept des Stark-Slowers für die metastabilen Heliumatome gut geeignet ist. Dazu wurde der Stark-Slower mit Feldplatten versehen, deren Abstand sich linear mit der Strecke im Slower veränderte. Die einzelnen Feldplatten bestanden aus einfachen geraden Edelstahlplatten, die relativ einfach hergestellt werden konnten. Mit diesem Slower wurden bei einer Verstimmung des Kühllasers von  $-2.5$  GHz gegenüber dem Übergang von  $2^3S_1$  nach  $3^3P_2$  Endgeschwindigkeiten von  $751$  m/s nach dem ersten,  $525$  m/s nach dem zweiten und  $182$  m/s nach dem letzten Slower-Abschnitt erreicht. Die Laserkühlung der metastabilen Heliumatome startete bei einer Anfangsgeschwindigkeit von  $960$  m/s.

Die gemessenen Flugzeitverteilungen wurden mit einer einfachen Computersimulation des Experimentes verglichen, um aus den Flugzeiten Aussagen über die Geschwindigkeiten der Heliumatome machen zu können. Es zeigt sich, daß in Grenzen auch eine einfache Rechnung mit einem Modell ausreicht, daß die Beschleunigung in den Feldplattenabschnitten als konstant annimmt, um aus den Lagen der Peaks in den Flugzeitverteilungen die Endgeschwindigkeiten der metastabilen Heliumatome nach den einzelnen Slower-Abschnitten zu ermitteln.

Der Einfluß von optischen Pumpen auf dem Laserkühlungsprozeß wurde untersucht. Dabei wurde der Einfluß des optischen Pumpens auf den Laserkühlungsprozeß im Stark-Slower verdeutlicht und es wurde gezeigt, daß das schwache Magnetfeld der Spule, die um den Stark-Slower gewickelt ist, daß optische Pumpen erfolgreich unterdrücken kann.

Im weiteren Verlauf der Experimente folgt eine Verbesserung des Stark-Slowers durch nicht-lineare Feldplatten, deren Abstand besser an den benötigten Verlauf des elektrischen Feldes im Stark-Slower angepaßt ist. Der zu Grunde liegende Verlauf des elektrischen Feldes im Slower wurde für eine Verstimmung der Kühlaserfrequenz von  $-2.5$  GHz, eine Anfangsgeschwindigkeit der Heliumatome von  $850$  m/s, eine mittlere Beschleunigung von  $0.2 a_{\max}$  und eine Endgeschwindigkeit der Heliumatome von ca.  $50$  m/s berechnet. Im Experiment wurde gezeigt, daß in dem Stark-Slower in dieser Konfiguration Endgeschwindigkeiten der Heliumatome von  $30$  m/s erreicht werden. Diese Geschwindigkeiten liegen im Bereich einer magneto-optischen Falle, die im Rahmen dieser Arbeit konzipiert und hinter dem Stark-Slower an die Vakuumapparatur angehängt wurde.

Die magneto-optische Falle ist für Einfanggeschwindigkeiten ab  $50$  m/s dimensioniert worden. Erste Experimente zeigen, daß man die Falle aus dem lasergekühlten Heliumatomstrahl heraus laden kann. Eine Abschätzung ergibt eine Untergrenze der Anzahl der Heliumatome in der Falle im Bereich  $10^4 - 10^5$  He\*, was bei einer Annahme eines Wolkendurchmessers von  $1$  mm zu einer Dichte der Heliumatome in der Falle von  $10^7 - 10^8$  He\*cm<sup>-3</sup> führt. Die Lebensdauer liegt bei  $0.2$  s, was wahrscheinlich auf den hohen Hintergrundgasdruck in der Fallenkammer von  $2 \cdot 10^{-8}$  mbar zurückzuführen ist. Es wurde versucht, aus der Flugzeitverteilung der expandierenden Heliumatome eine Aussage über die Temperatur in der Wolke zu gewinnen. Es zeigte sich, daß das Maximum der Flugzeitverteilung einer Geschwindigkeit von  $2.1$  m/s entspricht. Nimmt man diesen Wert als wahrscheinlichste Geschwindigkeit einer Maxwell'schen Geschwindigkeitsverteilung an, entspräche dies einer Temperatur von  $1.1$  mK in der Heliumwolke. Leider zeigt sich, daß die Geschwindigkeitsverteilung in der Heliumwolke sehr stark von einer Maxwell'schen Geschwindigkeitsverteilung abweicht, so daß das Ergebnis mit Vorsicht zu betrachten ist. Die Ursache für diese starke Abweichung zwischen der experimentellen Geschwindigkeitsverteilung und dem Modell der Maxwell'schen Geschwindigkeitsverteilung sind unklar. Eine mögliche Ursache könnte eine unvollständige Thermalisierung der Heliumatome in der Falle sein. Hier müßten weitere Untersuchungen zeigen, ob es eine Abhängigkeit der Geschwindigkeitsverteilung in der Falle von der Zeit gibt, die die Atome nach dem Laden der Falle zur Thermalisierung durch Stöße haben.

Der letzte Teil dieser Arbeit beschäftigt sich mit elektro-dynamischen Fal-

len für metastabile Heliumatome. Das Konzept dieser elektro-dynamischen Fallen ist von F. Shimizu [55, 54] beschrieben und in ersten Experimenten auch auf metastabile Neonatome angewendet worden. Es wurde mit Hilfe der numerischen Lösung der Differentialgleichungen, die die Bewegung eines Heliumatoms in solchen elektro-dynamischen Falle beschreiben, untersucht, welche Parameter der elektro-dynamischen Falle sinnvoll für die experimentelle Realisierung einer solchen Falle sind. Diese Betrachtungen wurden sowohl für den Fall einer zwei-dimensionalen Falle (Führung kalter metastabiler Heliumatome), als auch für eine drei-dimensionale Falle durchgeführt.

## 7.2 Ausblick

Der im Rahmen dieser Arbeit aufgebaute Stark-Slower und das damit verbundene Konzept der Laserkühlung unter Verwendung von Laserlicht bei einer Wellenlänge von 389 nm ist in der Lage, auf einer effektiven Slower-Länge von 1.5 m Endgeschwindigkeiten zu erreichen, für die die herkömmlichen bisher in vergleichbaren Experimenten verwendeten Zeeman-Slower unter Verwendung von Laserlicht bei  $\lambda = 1083$  nm Slower-Längen von ca. 2.5 m benötigen. Die Ergebnisse sind bei einer maximalen mittleren Beschleunigung  $0.25 a_{\max}$  erreicht worden. Konzipiert man den Stark-Slower in folgenden Experimenten für eine größere mittlere Beschleunigung, so kann man den Slower entweder weiter verkürzen oder aber den Bereich der Anfangsgeschwindigkeiten zu höheren Werten ausdehnen, was zu einer höheren Zahl kalter Heliumatome für geplante Experimente führen würde. Eine solche Verkürzung des Stark-Slowers auf eine Länge von 1 m ist bereits von Herrn Dipl. Phys Stefan Gerlach realisiert worden [88]. Die erreichbaren Endgeschwindigkeiten liegen mit 30 m/s im Einfangbereich von magneto-optischen Fallen, wobei der Stark-Slower die hohen Magnetfeldstärken von einigen hundert Gauß vermeidet, die im Zeeman-Slower durch gekühlte Spulen erzeugt werden müssen. Ein schwaches Magnetfeld parallel oder antiparallel zur Atomstrahlrichtung wird allerdings im Stark-Slower benötigt, um optisches Pumpen und damit ein Abreißen der Laserkühlung im Stark-Slower zu vermeiden. Die Stärke dieses Magnetfeldes liegt in der Größenordnung des Erdmagnetfeldes, so daß dieses Magnetfeld in Experimenten, die sensitiv sind auf äußere Magnetfelder sind, kein Problem darstellt, da man in diesen Fällen das Erdmagnetfeld kompensieren oder abschirmen müßte, wobei man dann auch leicht das schwache magnetische Feld des Stark-Slowers kompensieren oder abschirmen könnte. Die Zahl der Heliumatome, die aus dem Stark-Slower in eine magneto-optische Falle geladen wurden ist mit  $10^5$  geringer als die Zahl der Atome, die in anderen Experimenten erreicht werden.

Ein möglicher Ansatz, den Stark-Slower weiter zu entwickeln, liegt in der Nutzung eines anderen Kühlüberganges. Hier kann man die Tatsache nutzen, daß die elektrischen Polarisierbarkeiten der Zustände mit der siebten Potenz der Hauptquantenzahl  $n$  skalieren. Verwendet man als longitudinalen Kühlübergang den Übergang zwischen dem  $2^3P_2$ -Niveau und dem  $4^3D_3$ -Niveau, dann wird die Frequenzverschiebung im elektrischen Feld des Stark-Slowers dominiert durch die Polarisierbarkeit  $\alpha_{4^3D} = 812 \text{ MHz}/(\text{kV}/\text{cm})^2$  des  $4^3D_3$ -Niveaus. Sowohl die skalare als auch die tensorielle Polarisierbarkeit des  $2^3P_2$ -Niveaus liegen im Bereich von ca.  $0.01 \text{ MHz}/(\text{kV}/\text{cm})^2$ . Eine Anfangsgeschwindigkeit der Heliumatome von  $1000 \text{ m/s}$  hat bei einer Wellenlänge von  $\lambda = 447 \text{ nm}$  eine Doppler-Verschiebung von ca.  $2.3 \text{ GHz}$  zur Folge. Um eine Verschiebung von  $2.3 \text{ GHz}$  des  $4^3D_3$ -Niveaus im äußeren elektrischen Feld zu erzeugen, benötigt man lediglich eine Feldstärke von  $1.7 \text{ kV}/\text{cm}$ . Bei einer solchen Feldstärke liegt die Frequenzverschiebung des Überganges zwischen dem  $2^3S_1$ -Niveau und dem  $2^3P_2$ -Niveau im Bereich von ca.  $1 \text{ MHz}$ . Man kann also hoffen, daß man innerhalb der Laserlinienbreite des Laser bleibt, mit dem man diesen Übergang treibt, um das  $2^3P_2$ -Niveau ausreichend besetzt zu halten. Mit diesem Laser könnte man z. B. versuchen, den Heliumstrahl entlang der gesamten Kühlstrecke im Stark-Slower transversal zu kühlen. Um ausreichend Platz für die beiden Kühlaser zwischen den Feldplatten zu haben, kann man mit einer  $10 \text{ kV}$ -Spannungsquelle bei einem Feldplattenabstand von  $5 \text{ cm}$  die benötigten Feldstärken c. a. von  $2 \text{ kV}/\text{cm}$  erreichen. Die Länge des Stark-Slowers ergibt sich aus der Maximalbeschleunigung von  $a_{\text{max}} = 2.86 \cdot 10^6 \text{ m/s}^2$ . Bei einer Beschleunigung von  $a = 0.5a_{\text{max}}$  kann man die Heliumatome auf einer Strecke von  $0.35 \text{ m}$  von einer Anfangsgeschwindigkeit von  $1000 \text{ m/s}$  bis zum Stillstand abbremesen. Klären muß man allerdings noch, welchen Einfluß die Zerfallszeiten entlang zum Beispiel der Zerfallskaskade  $4^3D_3 \rightarrow 3^3P_2 \rightarrow 3^3S_1 \rightarrow 2^3P \rightarrow 2^3S_1$ , die außer dem direkten Zerfall in das  $2^3P_2$ -Niveau möglich sind, auf die Effizienz dieses Kühlschemas haben. Um das optische Pumpen zu unterdrücken, daß über diese Zerfallskaskaden auftritt, muß auch hier wieder ein schwaches Magnetfeld entlang der Heliumstrahlachse erzeugen werden, welches die verschiedenen  $m_J$ -Zustände im  $2^3S_1$ -Niveau mischt.

Die Abweichung von einer Maxwell-Verteilung der Atome in der Wolke der magneto-optischen Falle muß ebenfalls in weiterführenden Experimenten untersucht werden.

Der Aufbau einer elektro-dynamischen Falle muß zeigen, ob die Speicherung der metastabilen Heliumatome in einer solchen Falle eine attraktive Alternative zu den bisher verwendeten magnetischen Fallen darstellt. Man kann untersuchen, wie gut sich die metastabilen Heliumatome in einem magnetischen Führungsfeld spin-polarisieren lassen, welches dem elektrischen Fallen-

feld überlagert ist. Dies würde die Penning-Ionisation unterdrücken würde und damit die Speicherzeit der metastabilen Heliumatome vergrößern. Desweiteren kann man versuchen, die so präparierten kalten Heliumatome in makroskopischen Strukturen zu führen.

# Literaturverzeichnis

- [1] B. Walker, B. Sheehy, L. F. DeMauro, P. Agostini, K. J. Schafer, K. C. Kulander, Precision measurement of strong field double ionization of helium, *Pyhs. Rev. Lett.* 73 (1994), 1227
- [2] Stig Stenholm, The semiclassical theory of laser cooling, *Reviews of Modern Physics*, 58 (1986), 699
- [3] V. S. Letokhov, M. A. Ol'shanii, Yu. B. Ovchinnikov, Laser cooling of atoms: a review, *Quantum Semiclass. Opt* 7 (1995), 5
- [4] V. I. Balykin, V. S. Letokhov, G. Minogin, Cooling atoms by means of laser radiation pressure, *Sov. Phys. Usp.* 28 (1985), 803
- [5] H. Haken, H. C. Wolf, *Atom- und Quantenphysik, Einführung in die experimentellen und theoretischen Grundlagen*, (1993) Springer Verlag
- [6] P. D. Lett, W. D. Phillips, S. L. Rolston, C. E. Tanner, R. N. Watts, C. I. Westbrook, Optical molasses, *J. Opt. Soc. Am. B* 6 (1989), 2084
- [7] W. D. Phillips, Laser cooling and trapping of neutral atoms, *Laser manipulation of atoms and ions*, Proceedings of the international school of physics "Enrico Fermi", North-Holland Elsevier Science Publishers (1992)
- [8] J. Dalibard, C. Cohen-Tannoudji, Laser cooling below Doppler limit by polarization gradients: simple theoretical models, *J. Opt. Soc. Am. B* 6 (1989), 2023
- [9] A. Aspect, E. Arimondo, R. Kaiser, N. Vansteenkiste, C. Cohen-Tannoudji, Laser cooling below the one-photon recoil energy by velocity-selective coherent population trapping: theoretical analysis, *J. Opt. Soc. Am. B* 6 (1989), 2112

- [10] A. Aspect, E. Arimondo, R. Kaiser, N. Vansteenkiste, C. Cohen-Tannoudji, Laser cooling below the one-photon recoil energy by velocity-selective coherent population trapping, *Phys. Rev. Lett.* 61 (1988), 826
- [11] R. Frisch, Experimenteller Nachweis des Einsteinschen Strahlungsrückstoßes, *Z. Phys.* 86 (1933), 42
- [12] T. Hänsch, A. Schawlow, Cooling of gases by laser radiation, *Opt. Commun.* 13 (1975), 68
- [13] D. Wineland, H. Dehmelt, *Bull. Am. Phys. Soc.* 20 (1975), 637
- [14] V. I. Balykin, V. S. Letokhov, V. I. Mishin, Cooling of sodium atoms by resonant laser emission, *Sov. Phys. JETP* 51 (1980), 692
- [15] W. D. Phillips, H. Metcalf, Laser deceleration of an atomic beam, *Phys. Rev. Lett.* 48 (1982), 596
- [16] V. I. Balykin, V. S. Letokhov, A. I. Sidorov, Intense stationary flow of cold atoms formed by laser deceleration of atomic beam, *Opt. Commun.* 49 (1984), 248
- [17] O. Emile, F. Bardou, C. Salomon, Ph. Laurent, A. Nadir, A. Clairon, Observation of new magneto-optical trap, *Europhys. Lett.* 20 (1992), 687
- [18] U. Schünemann, H. Engler, M. Zielonkowski, M. Weidemüller, R. Grimm, Magneto-optic trapping of lithium using semiconductor lasers, *Optics Comm.* 158 (1998), 263
- [19] C. C. Bradley, J. J. McClelland, W. R. Anderson, R. J. Celotta, Magneto-optical trapping of chromium atoms, *Phys. Rev. A* 61
- [20] F. Shimizu, K. Shimizu, H. Takuma, Laser cooling and trapping of metastable Ne metastable atoms, *Phys. Rev. A* 39 (1989), 2758
- [21] W. Rooijackers, W. Hogervorst, W. Vassen, Laser deceleration and trapping of metastable helium atoms, *Opt. Commun.* 135 (1997), 149
- [22] B. Nölle, H. Nölle, J. Schmand, H. J. Andrä, Atomic-beam deflection by double- $\pi$ -pulse laser technique, *Europhys. Lett.*, 33 (1996), 261
- [23] M. Zhu, C. W. Oates, J. L. Hall, Continuous high-flux monovelocity atomic beam based on a broadband laser-cooling technique, *Phys. Rev. Lett.* 67 (1991), 46

## LITERATURVERZEICHNIS

---

- [24] E. Rasel, F. Pereira Dos Santos, F. Saverio Pavone, F. Perales, C. S. Unnikrishnan, M. Leduc, White light transverse cooling of a helium beam, *Euro. Phys. J. D*, 7 (1999), 311
- [25] W. Ketterle, M. A. Joffe, D. E. Pritchard, Slowing and cooling atoms in isotropic laser light, *Phys. Rev. Lett.* 69 (1992), 2483
- [26] R. Gaggl, L. Windholz, C. Umfer, C. Neureiter, Laser cooling a sodium atomic beam using the Stark effect, *Phys. Rev. A*, 49 (1994), 1119
- [27] J. R. Yeh, B. Hoeling, R. J. Knize, Longitudinal and transversal cooling of a cesium atomic beam using the D1 transition with Stark-effect frequency compensation, *Phys. Rev. A*, 52 (1995), 1388
- [28] J. R. P. Angel, P. G. H. Sandars, The hyperfine structure Stark effect, *Proc. Roy. Soc. A* 305 (1968) 125
- [29] M. A. Player, P. G. H. Sandars, *Phys. Lett.* 30 A (1969), 475
- [30] W. C. Martin, Improved He I  $1s_{nl}$  ionization energy, energy levels, and Lamb shifts for  $1s_n$ s and  $1s_n$ p terms, *Phys. Rev. A*, 36 (1987), 3575
- [31] R. Schumann, M. Dammasch, U. Eichmann, Y. Kriescher, G. Ritter, G. von Oppen Laser spectroscopy on the Stark effect of the  $1s3p\ ^3P$  level of He I, *J. Phys. B*, 30 (1997), 2581
- [32] Dieter Kaiser, Dissertation, Laserspektroskopie der  $1s3d$ -Anticrossing des Helium-Spektrums im elektrischen Feld, 1993, TU-Berlin
- [33] J. Q. Searcy, A supersonic molecular beam metastable atom source initiated by direct discharge, *Rev. Sci. Instrum.*, 45 (1974), 589
- [34] D. W. Fahey, W. F. Parks, L. D. Scheerer, High-flux beam source of thermal rare-gas metastable atoms, *J. Phys. E*, 13 (1980), 381
- [35] J. B. Anderson, J. B. Fenn, Velocity distributions in molecular beams from nozzle sources, *The Physics of Fluids* 8 (1965), 780
- [36] Albert Messiah, *Quantenmechanik*, Walter de Gruyter (1990)
- [37] H. Metcalf, P. van der Straten, Cooling and trapping of neutral atoms, *Physics Reports* 244 (1994), 203
- [38] M. Dammasch, Diplomarbeit, 1996, TU-Berlin

- [39] R. Schumann, Laserspektroskopische Bestimmung der Stömungsgeschwindigkeit im Überschalldüsenstrahl einer Atomstrahlquelle für metastabiles Helium, 1995, TU-Berlin
- [40] R. Schumann, Laserspektroskopische Untersuchung der Starkaufspaltung des  $1s3p^3P$  Terms in HeI, Diplomarbeit, 1996, TU-Berlin
- [41] R. Jung, Kühlen und Einfangen metastabiler Heliumatome mit Hilfe von Diodenlasern, Diplomarbeit, 1999, TU-Berlin
- [42] C. Schubert, Aufbau eines ortsempfindlichen Detektors zum Nachweis metastabiler He-Atome, 1998, TU-Berlin
- [43] T. W. Hänsch, B. Couillaud, Optics Communications 35 (1980), 441
- [44] Wolfgang Demtröder, Laser Spectroscopy, 2nd. Edition (1998), Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York
- [45] Private Mitteilung von Herrn Tillman Pfau
- [46] L. Weijian, D. Milic, M. D. Hoogerland, M. Jacka, K. G. H. Baldwin, S. J. Buckman, A practical current discharge helium absorption cell for laser frequency locking at 1083 nm, Rev. Sci. Instrum. 67 (9) (1996), 3003
- [47] W. Paul, Electromagnetic traps for charged and neutral particles, Laser manipulation of atoms and ions, Proceedings of the international school of physics "Enrico Fermi", North-Holland Elsevier Science Publishers (1992)
- [48] Steven Chu, L. Hollberg, J. E. Bjorkolm, Alex Cable, A. Ashkin, Three-dimensional viscous confinement and cooling of Atoms by resonance radiation pressure, Phys. Rev. Lett. 55 (1985), 48
- [49] Steven Chu, J. E. Bjorkolm, A. Ashkin, Alex Cable, Experimental Observation of optically trapped atoms, Phys. Rev. Lett 57 (1986), 314
- [50] Steven Chu, Laser cooling and manipulation of atoms and selected applications, Laser manipulation of atoms and ions, Proceedings of the international school of physics "Enrico Fermi", North-Holland Elsevier Science Publishers (1992)
- [51] A. L. Migdall, J. V. Prodan, W. D. Phillips, T. H. Bergeman, H. J. Metcalf, First observation of magnetically trapped neutral Atoms, Phys. Rev. Lett 54 (1985), 2596

## LITERATURVERZEICHNIS

---

- [52] E. L. Raab, M. Prentiss, A. Cable, S. Chu, D. E. Pritchard, Trapping of neutral sodium atoms with radiation pressure, *Phys. Rev. Lett.* 59 (1987), 2631
- [53] P. Lemonde, O. Morice, E. Peik, J. Reichel, H. Perrin, W. Hänsel, c. Salomon, An electro-optic Trap for cold atoms, *Europhys. Lett.* 32 (1995), 555
- [54] F. Shimizu, M. Morinaga, Electric trapping of neutral atoms, *Jpn. J. Appl. Phys.* 31 (1992), L1721
- [55] F. Shimizu, Interferometry and electric manipulation of ultracold atoms in a nendegenerate state, *Atomic Physics 13*, herausgegeben von H. Walther, T. Hänsch und B. Neizert, AIP New-York (1993)
- [56] E. Peik, Electrodynamic trap for neutral atoms, *Eur. Phys. J. D* 6 (1999), 179
- [57] N. Herschbach, P. J. J. Tol, W. Hoogervorst, W. Vassen, Suppression of Penning ionization by spin polarization of cold  $\text{He}(2^3S)$  atoms, *Phys. Rev. A* 61 (2000)
- [58] F. Bardou, O. Emile, J.-M. Courty, C. I. Westbrook, A. Aspect, Magneto-optical trapping of metastable helium: Collisions in the presence of resonant light, *Europhys. Lett.* 20 (1992), 681
- [59] M. Kumakura, N. Morita, Visible observation of metasatble helium atoms confined in an infrared/visible double resonance trap, *Jpn. J. Appl. Phys.* 31 (1992), L276
- [60] M. Kumakura, N. Morita, Laser trapping of metastable  $^3\text{He}$  Atoms: Isotropic difference in cold Penning collisions, *Phys. Rev. Lett.* 82 (1999), 2848
- [61] A. M. Steane, M. Chowdhury, C. J. Foot, Radiation force in the magneto-optical trap, *J. Opt. Soc. Am. B* 9 (1992), 2142
- [62] C. J. Foot, Laser cooling below the Doppler limit in a magneto-optical trap, *Laser manipulation of atoms and ions*, Proceedings of the international school of physics “Enrico Fermi”, North-Holland Elsevier Science Publishers (1992)
- [63] T. Bergeman, G. Erez, H. J. Metcalf, Magnetostatic trapping fields for neutral atoms, *Phys. Rev. A* 35 (1987), 1535

- [64] H. C. Mastwijk, J. W. Thomsen, P. van der Straten, A. Niehaus, Optical collisions of cold, metastable helium atoms, *Phys. Rev. Lett.* 80 (1998), 5516
- [65] P. J. J. Tol, N. Herschbach, E. A. Hessels, W. Hogervorst, W. Vassen, Large number of cold metastable helium atoms in a magneto-optical trap, *Phys. Rev. A* 60 (1999), R761
- [66] G. Woestenenk, H. C. Mastwijk, J. W. Thomson, P. van der Straten, M. Pieksma, M. van Rijnbach, A. Niehaus, Collisions between ultracold metastable helium, *Nuclear Instruments and Methods in Physical Research B* 154 (1999), 194
- [67] A. Browaeys, J. Poupard, A. Robert, S. Nowak, W. Rooijackers, E. Arimondo, L. Marcassa, D. Boiron, C. I. Westbrook, A. Aspect, Tow-body loss rate in a magneto-optical trap of metastable He, *Eur. Phys. J. D* 8 (2000)
- [68] P. S. Julienne, F. H. Frederick, Collisions of ultracold trapped atoms, *J. Opt. Soc. Am. B* 6 (1989), 2257
- [69] J. C. Hill, L. L. Hatfield, N. D. Stockwell, G. K. Walters, Direct demonstration of spin-angular-momentum conservation in the reaction  $\text{He}(2^3\text{S}_1) + \text{He}(2^3\text{S}_1) \rightarrow \text{He}(1^1\text{S}_0) + \text{He}^+ + e^-$ , *Phys. Rev. A* 5 (1972), 189
- [70] L. D. Schearer, L. A. Riseberg, Spin conservation in ionizing collisions between  $\text{He}(2^3\text{S}_1)$  metastable atoms, *Physics Letters* 33A (1970), 325
- [71] G. R. Janik, J. D. Prestage, L. Maleki, Simple analytic potentials for linear ion traps, *J. Appl. Phys.* 67 (1990), 6050
- [72] R. F. Wuerker, H. Shelton, R. V. Langmuir, Electrodynamical containment of charged particles, *J. Appl. Phys.* 30 (1959), 342
- [73] A. Aspect, N. Vansteenkiste, R. Kaiser, H. Haberland, M. Karrais, Preparation of a pure intense beam of metastable helium by laser cooling, *Chem. Phys* 145 (1990), 307
- [74] R. S. Van Dyck, C. E. Johnson, H. A. Shugart, Radiative lifetime of the  $2^1\text{S}_0$  metastable state of helium, *Phys. Rev. A* 4 (1971), 1327
- [75] J. R. Woodworth, H. W. Moos, Experimental determination of the single-photon transition rate between the  $2^3\text{S}_1$  and  $1^1\text{S}_0$  states of HeI, *Phys. Rev. A* 12 (1975), 2455

## LITERATURVERZEICHNIS

---

- [76] K. S. E. Eikema, W. Ubachs, W. Vassen, W. Hogervorst, First laser excitation of the  $^4\text{He } 1^1\text{S}-2^1\text{P}$  resonance line at 58 nm, *Phys. Rev. Lett.* 71 (1993), 1690
- [77] J. A. Sauer, M. D. Barret, M. S. Chapman, Storage ring for neutral atoms, *Phys. Rev. Lett.* 87 (2001) 270401
- [78] F. M. H. Crompvoets, H. L. Bethlem, R. T. Jongma, G. Meijer, A prototype storage ring for neutral molecules, *Nature* 411 (2001) 174
- [79] W. H. Press, S. A. Teukolsky, W. T. Vetterling, B. P. Flannery, *Numerical Recipes in C, The art of scientific computing*, Second edition, Cambridge University Press, Kapitel 16.1
- [80] M. H. Anderson, J. R. Ensher, M. R. Matthews, C. E. Wieman, E. A. Cornell, Observation of Bose-Einstein condensation in dilute atomic vapor, *Science* 269 (1995), 198
- [81] F. Pereira Dos Santos, J. Léonard, Junmin Wang, C. J. Barrelet, F. Perales, E. Rasel, C. S. Unnikrishnan, M. Leduc, C. Cohen-Tannoudji, Bose-Einstein Condensation of metastable Helium, *Phys. Rev. Lett.* 86 (2001), 3459
- [82] A. Robert, O. Sirjean, A. Browaeys, J. Poupard, S. Nowak, D. Boiron, C. I. Westbrook, A. Aspect, A Bose-Einstein Condensate of metastable Atoms, *Science* 292 (2001), 416
- [83] M. Zielonkowski, I. Manek, U. Moslener, P. Rosenbusch, R. Grimm, Manipulation of Spin-polarized atoms in an optical dipole trap, *Europhys. Lett.* 44 (1998), 700
- [84] M. D. Barrett, J. A. Sauer, M. S. Chapman, All-optical formation of an atomic Bose-Einstein condensate, *Phys. Rev. Lett.* 87 (2001), 010404
- [85] A. Fioretti, D. Comparat, A. Crubellier, D. Dulieu, F. Masnou-Seeuws, P. Pillet, Formation of cold  $\text{Cs}_2$  molecules through photoassociation, *Phys. Rev. Lett.* 80 (1998), 4402
- [86] H. Engler, T. Weber, M. Mudrich, R. Grimm, M. Weidemüller, Very long storage times and evaporative cooling of cesium atoms in a quasi-electrostatic dipole trap, *Phys. Rev. A* 62 (2000), 031402
- [87] Kalle-Antti Souminien, Theories for cold atomic collisions in light fields, *J. Phys. B.* 29 (1996), 5981

- [88] Private Mitteilung von Herrn Stefan Gerlach (2003)

# Abbildungsverzeichnis

2.1	Skizze zur Impulserhaltung bei der Absorption eines Photons durch ein Atom . . . . .	6
2.2	Skizze zur Wechselwirkung zwischen einem Photon und einem Zwei-Niveau-Atom . . . . .	8
2.3	Plot der geschwindigkeitsabhängigen Kraft auf ein Atom im Lichtfeld zweier gegenüber der Resonanzfrequenz rotverstimmter gegenläufiger Laserstrahlen . . . . .	14
2.4	Skizze zur Funktionsweise einer ein-dimensionalen magneto-optischen Falle. . . . .	16
3.1	Prinzipskizze zur Funktionsweise eines Stark-Slowers . . . . .	22
3.2	Termschema der Triplet-Niveaus mit Hauptquantenzahlen bis $n=3$ . . . . .	24
3.3	Stark-Effekt des $2^3S_1$ -Zustandes im äußeren elektrischen Feld .	26
3.4	Stark-Effekt des $3^3P$ -Multipletts im äußeren elektrischen Feld	26
3.5	Stark-Aufspaltung des $3^3P_2$ -Niveaus im äußeren elektrischen Feld . . . . .	27
4.1	Überblick über den Aufbau des verwendeten Titan:Saphir-Lasersystems . . . . .	32
4.2	Skizze eines der beiden verwendeten Diodenlaser-Systeme für $\lambda = 1083 \text{ nm}$ . . . . .	34
4.3	Skizze der Helium-Hohlkathodenlampe zur Frequenz-Stabilisierung der Diodenlaser . . . . .	35
4.4	Absorptionsspektrum mit den Peaks der sättigungsverbreiteten Linien der Übergänge zwischen dem $2^3S_1$ -Niveau und den beiden Feinstruktur-Niveaus des $2^3P$ -Multipletts mit $J=1$ und $J=2$ . . . . .	36
4.5	Energieverschiebung der Zeeman-Zustände in $2^3S_1$ und $2^3P_2$ und mögliche Übergänge bei eingestrahlttem $\sigma^-$ -Licht . . . . .	37

4.6	Beispiel zur Verschiebung und Aufspaltung der Übergänge zwischen den Zeeman-Zuständen des $2^3S_1$ -Niveaus und des $2^3P_2$ -Niveaus . . . . .	38
4.7	Photodetektor-Signal der im Bereich einer Absorptionslinie und das entsprechende Regelsignal für die Frequenzstabilisierung der Diodenlaser am Ausgang des Lock-In-Verstärkers . . .	38
4.8	Einfluß der Frequenzstabilisierung auf die Frequenz des Diodenlasers . . . . .	39
4.9	Spektrum der Schwebung zwischen den stabilisierten Laserfrequenzen der beiden Diodenlasersysteme . . . . .	40
4.10	Übersichtsskizze der in den Experimenten verwendeten Vakuumapparatur . . . . .	43
4.11	Skizze der Quellkammer mit Düsenkonstruktion . . . . .	44
4.12	Skizze der $LN_2$ -gekühlten Düse . . . . .	45
4.13	Setup zur laserspektroskopischen Bestimmung der Geschwindigkeitsverteilung im Heliumstrahl . . . . .	46
4.14	Spektren der beiden Feinstruktur-Niveaus $3^3P_1$ und $3^3P_2$ zur Bestimmung der Geschwindigkeiten im Atomstrahl . . . . .	47
4.15	Skizze der Aluminium-Scheibe zum Zerhacken des Heliumstrahls	49
4.16	Skizze des Detektors für die metastabilen Heliumatome . . . . .	50
4.17	Flugzeit-Spektren der ungekühlten und der gekühlten Quelle . . .	51
4.18	Skizze zur transversalen Kühlung und Ablenkung des metastabilen Anteils des Heliumatomstrahls . . . . .	53
4.19	Strahlformung und -aufteilung des Diodenlaserstrahls zur transversalen Laserkühlung und Ablenkung der metastabilen Heliumatome. . . . .	55
4.20	Aufbau zur transversalen Laserkühlung des Heliumstrahls . . .	55
4.21	Einfluß der transversalen Laserkühlung auf das Signal der Heliumatome in den Flugzeit-Spektren . . . . .	56
4.22	Signal der Heliumatome auf dem Flugzeit-Detektor mit eingestrahltm Ablenklaser und bei ausgeschalteten Ablenklaser . . .	57
4.23	Skizze des ortsempfindlichen Detektors für die metastabilen Heliumatome . . . . .	59
4.24	Skizze der Konstruktion eines Feldplatten-Segments . . . . .	63
4.25	Skizze der Vakuumkammer, in der sich die MOT für die metastabilen Heliumatome befindet . . . . .	68
4.26	Verlauf des inhomogenen Magnetfeldes in der magneto-optischen Falle . . . . .	69
4.27	Skizze des Laserstrahlverlaufs in der magneto-optischen Falle . . .	70
5.1	Strahlengang zur Strahlformung des Kühllaserstrahls . . . . .	75

## ABBILDUNGSVERZEICHNIS

---

5.2	Einfluß des Stark-Slowers auf die Geschwindigkeiten der metastabilen Heliumatome im Atomstrahl . . . . .	76
5.3	Längen der einzelnen Streckenabschnitte, wie sie sich aus dem Aufbau der Vakuumapparatur ergeben . . . . .	79
5.4	Feldplattenabstände in den einzelnen Abschnitten des Stark-Slowers . . . . .	81
5.5	Flugzeitverteilung aus Experiment und Simulation. Keine Spannungen an den Feldplatten . . . . .	83
5.6	Flugzeitverteilung aus Experiment und Simulation für $U_1 = 8.0$ kV . . . . .	84
5.7	Flugzeitverteilung aus Experiment und Simulation für $U_1 = 8.0$ kV und $U_2 = 20.5$ kV . . . . .	84
5.8	Flugzeitverteilung aus Experiment und Simulation für $U_1 = 8.0$ kV, $U_2 = 20.5$ kV und $U_3 = 22.0$ kV . . . . .	85
5.9	Simulierter Verlauf der Geschwindigkeit, der im Stark-Slower abgebremsten Heliumatome als Funktion des Ortes in der Vakuumapparatur . . . . .	85
5.10	Einfluß der Stärke und Richtung des Magnetfeldes $B_{\text{Slower}}$ im Stark-Slower auf die Laserkühlung der metastabilen Heliumatome . . . . .	88
5.11	Skizze zum Verständnis der Feldstärkeabhängigkeit des optischen Pumpens im Stark-Slower . . . . .	89
5.12	Simulation des Stark-Slowers unter Verwendung des durch Polygonzüge approximierten Feldplattenabstandes . . . . .	92
5.13	Flugzeitabhängiges Signal des Ionen-Detektors in der Fallenkammer für drei verschiedene Spannungen $U_3$ am letzten Feldplattenabschnitt . . . . .	95
5.14	Signal des Ionen-Detektors während des Ladens der magneto-optischen Falle . . . . .	98
5.15	Abklingen des Ionen-Signals aus der magneto-optischen Falle nach Unterbrechung des Ladens aus dem Heliumatomstrahl . . . . .	99
5.16	Signal der Wolke metastabiler Heliumatome nach Expansion auf dem Ionen-Detektor . . . . .	102
6.1	Skizze des elektrischen Feldverlaufs zweier Punktladungen auf der y-Achse bei $y=a$ und $y=-a$ . . . . .	106
6.2	Prinzipskizze einer zwei-dimensionalen elektro-dynamischen Falle . . . . .	107
6.3	Simulierte Bahn eines metastabilen Heliumatoms in der zwei-dimensionalen elektro-dynamischen Falle . . . . .	110

6.4	Amplituden-Teil des Fourier-Spektrums der Teilchen-Bahn $r(t)$ in der elektro-dynamischen Falle aus Abbildung 6.3 . . . . .	112
6.5	Simulation der Bahn eines metastabilen Heliumatoms mit den Parametern aus Tabelle 6.1 und einem Spannungsverlauf ent- sprechend dem Ausdruck 6.7 . . . . .	114
6.6	Amplituden-Teil des Fourier-Spektrums der Teilchen-Bahn $r(t)$ in der elektro-dynamischen Falle aus Abbildung 6.5 . . . . .	115
6.7	Skizze der Elektroden und der entsprechenden Spannungen für eine drei-dimensionale elektro-dynamische Falle . . . . .	115
6.8	Simulation der Trajektorie eines metastabilen Heliumatoms in einer drei-dimensionalen elektro-dynamischen Falle . . . . .	117

# Tabellenverzeichnis

5.1	Feldplattenabstände und Spannungen für die drei Kühlstreckenabschnitte bei einer Verstimmung der Frequenz des Kühllasers von $-2.6$ GHz. . . . .	75
5.2	Flugzeiten und Endgeschwindigkeiten im Heliumstrahl berechnet für das Modell konstanter Beschleunigung in den Feldplatten und gradlinig-gleichförmiger Bewegung außerhalb der Feldplatten des Stark-Slowers. . . . .	80
5.3	Flugzeiten und Endgeschwindigkeiten der Heliumatome berechnet für das Modell konstanter Beschleunigung in den Feldplatten und gradlinig-gleichförmiger Bewegung außerhalb des Stark-Slowers unter Berücksichtigung einer um $10$ cm verkürzten Wechselwirkungsstrecke im letzten Slower-Abschnitt. . . .	86
5.4	Parameter, für welche die nichtlinearen Feldplatten berechnet und hergestellt worden sind. . . . .	92
6.1	Parameter zur numerischen Lösung der Bewegungsgleichungen 6.4 für ein metastabiles Heliumatom in einem $2^3S_1$ -Zustand. .	110
6.2	Parameter der numerischen Lösung der Bewegungsgleichungen 6.8 für ein Heliumatom in einer in Abbildung 6.7 gezeigten drei-dimensionalen elektro-dynamischen Falle. . . . .	117



## Danksagung

Mein Dank gilt Herrn Prof. von Oppen, für die Betreuung dieser Arbeit. Das Konzept des hier vorgestellten Stark-Slowers für metastabile Heliumatome ist von Herrn Prof. von Oppen vorgeschlagen worden und wurde in einem Kooperationsprojekt mit dem Max-Born-Institut verwirklicht. Herrn Prof. Sandner gilt mein Dank für die Möglichkeit die Arbeiten am Max-Born-Institut durchführen zu können. Herrn Dr. Eichmann, in dessen Labor die Apparatur aufgebaut worden ist, danke ich für die Zusammenarbeit und die Unterstützung bei der Erstellung der Arbeit, für das wiederholte Lesen der Arbeit und für die vielen hilfreichen Hinweise.

Herrn Robert Jung und Herrn Colja Schubert danke ich herzlich für die Zusammenarbeit im Labor.

Ganz besonderer Dank geht natürlich auch an die Werkstätten des Instituts für Atomare Physik und Fachdidaktik der TU-Berlin und des Max-Born-Instituts, die für mich viele Teile des experimentellen Aufbaus angefertigt haben und mich schon während des Entwurfs oft mit Rat und Tat unterstützt haben.

Natürlich danke ich meiner Frau, die mich während meines Physikstudiums und auch in der Zeit, in der diese Arbeit entstanden ist, unterstützt hat. Meinen beiden Töchtern, die mir immer wieder Auftrieb geben und mir viel Freude bereiten danke ich ebenfalls.

Abschließend danke ich allen Personen, die hier nicht namentlich genannt wurden, die aber mit vielen Dingen zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

# **Veröffentlichungen im Rahmen dieser Arbeit**

## **Poster**

R. Schumann, C. Schubert, R. Jung, U. Eichmann, G. von Oppen, Laserkühlung von metastabilen Heliumatomen, Frühjahrstagung der DPG, Konstanz 16.3.1998-19.3.1998

## **Vorträge**

R. Schumann, R. Jung, C. Schubert, U. Eichmann, G. von Oppen, Laserkühlung und Einfang von metastabilen Heliumatomen in elektrischen Feldern, Frühjahrstagung der DPG, Heidelberg 15.3.1999-18.3.1999

## **Artikel in Fachzeitschriften**

R. Schumann, C. Schubert, U. Eichmann, R. Jung, G. von Oppen, Laser cooling of metastable He atoms in an inhomogeneous electric field, Phys. Rev. A 59, 2120-2125 (1999)

R. Jung, S. Gerlach, R. Schumann, G. von Oppen, U. Eichmann, Magneto-optical trapping of Stark-slowed metastable He atoms, Eur. Phys. J. D 23, 415-419 (2003)

# Lebenslauf

## Persönliche Daten

René Schumann  
Porthanweg 1c  
14089 Berlin

Geboren am 17. 11. 1970 in Berlin  
verheiratet, 2 Töchter

## Schulbildung

1977–1981      Grundschule im Beerwinkel, Berlin  
1981–1984      Siegerland-Grundschule, Berlin  
1984            Kant-Gymnasium, Berlin  
1984–1990      Carl-Diem-Oberschule, Berlin  
Abitur Juni 1990

## Hochschulbildung

1990–1996      Studium der Physik an der TU-Berlin.  
Thema der Diplomarbeit: „Laserspektroskopische Untersuchung der Starkaufspaltung des  $1s3p^3P$ -Terms in HeI“

## Tätigkeiten

1996–2000      Wissenschaftlicher Mitarbeiter am Max-Born-Institut in Berlin. Untersuchungen zur Laserkühlung metastabiler Heliumatome in inhomogenen elektrischen Feldern.  
2000–2003      Wissenschaftlicher Mitarbeiter am Max-Born-Institut in Berlin. Tätig im Bereich der Laserentwicklung.