

# Realisierung eines langsamen, intensiven Strahls metastabiler Argonatome

Diplomarbeit

Martin Störzer



Konstanz, Januar 2003

Universität Konstanz  
Fachbereich Physik  
Arbeitsgruppe Dr. Oberthaler



# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Atom - Lichtwechselwirkung</b>	<b>5</b>
2.1	Rabioszillationen des Zwei-Niveau-Atoms . . . . .	5
2.2	Dichteoperator und Optische Blochgleichungen . . . . .	8
2.2.1	Der statistische Operator . . . . .	9
2.2.2	Optische Blochgleichungen . . . . .	10
2.3	Spontan- und Dipolkraft . . . . .	11
2.3.1	Dipolkraft . . . . .	12
2.3.2	Spontankraft . . . . .	13
2.4	Dopplerkühlen . . . . .	13
2.5	Dopplerlimit . . . . .	17
2.6	Magneto-optische Melasse . . . . .	18
2.7	Polarisationsgradientenkühlen . . . . .	20
2.7.1	Die $\text{lin} \perp \text{lin}$ Kühlung . . . . .	21
2.7.2	Die $\sigma^+ \sigma^-$ Kühlung . . . . .	23
<b>3</b>	<b>Experimenteller Teil</b>	<b>27</b>
3.1	Argon . . . . .	27
3.2	Optischer Aufbau . . . . .	29
3.2.1	Der optische Tisch . . . . .	30
3.2.2	Die Laser . . . . .	32
3.2.3	Sättigungs-Spektroskopie . . . . .	33
3.2.4	Akusto-Optischer Modulator (AOM) . . . . .	35
3.2.5	Injection Lock . . . . .	36
3.3	Die Atomstrahlanlage . . . . .	36
<b>4</b>	<b>Die Atomstrahlquelle</b>	<b>39</b>
4.1	Theorie des effusiven Atomstrahls . . . . .	39
4.2	Aufbau der Quelle . . . . .	41
4.3	Die Eigenschaft des Atomstrahls . . . . .	42
<b>5</b>	<b>Kollimation des Atomstrahls</b>	<b>47</b>
5.1	Dopplerkühlung mit gekrümmten Wellenfronten . . . . .	47
5.2	Atomstrahlkollimation mit verkippten Spiegeln . . . . .	49
5.3	Computersimulation der Atomstrahlkollimation . . . . .	51

## Inhaltsverzeichnis

5.3.1	Berechnung des Lichtfeldes . . . . .	51
5.3.2	Berechnung der Trajektorien . . . . .	52
5.3.3	Optimierung der Betriebsparameter . . . . .	54
5.4	Flussüberhöhung des Kollimators . . . . .	58
<b>6</b>	<b>Zeeman Slower</b>	<b>61</b>
6.1	Funktionsweise des Zeeman Slowers . . . . .	62
6.2	Der verwendete Zeeman Slower . . . . .	64
6.2.1	Magnetfeld . . . . .	64
6.2.2	Divergenzerhöhung durch Impulsdiffusion . . . . .	65
6.2.3	Zusammenfassung . . . . .	65
<b>7</b>	<b>Atomstrahlkompression in einer zweidimensionalen magneto-optischen Falle</b>	<b>67</b>
7.1	Funktionsprinzip . . . . .	67
7.2	Planung und Aufbau . . . . .	68
7.2.1	Einfang der Atome - optisches Pumpen . . . . .	68
7.2.2	Das Magnetfeld . . . . .	70
7.2.3	Design der 2D MOT . . . . .	71
7.3	Charakterisierung der Atomstrahlkompression . . . . .	73
7.3.1	Flugzeitmessung . . . . .	73
7.3.2	Atomstrahlkompression . . . . .	75
7.3.3	Sub-Doppler Kühlen . . . . .	76
7.4	Ausblick . . . . .	77
<b>8</b>	<b>Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>79</b>
<b>9</b>	<b>Danksagung</b>	<b>89</b>

# 1 Einleitung

De Broglie formulierte bereits im Rahmen seiner Dissertation die These, dass Materie in Analogie zu Photonen sowohl teilchen- als auch wellenartige Eigenschaften besitzt [Bro24]. Die Welleneigenschaft der Materie konnte erstmalig experimentell von Davison und Germer [Dav27] nachgewiesen werden, indem sie Braggbeugung von Elektronen an einem Nickelkristall realisieren konnten. Erste Materiewellen-Experimente mit neutralen Teilchen gelangen mit Hilfe von freien Neutronen [Shu68]. Für eine Übersicht im Bereich der Neutronenoptik sei auf [Rau78] verwiesen.

Die Optik mit neutralen atomaren Materiewellen ist ein vergleichsweise junges Forschungsgebiet. So gelang es erstmalig [Gou86] Beugung von Atomen an einer stehenden Lichtwelle zu realisieren. Bei diesem Experiment sind die Rollen von Licht und Materie vertauscht - Licht ist das optische Element für die Materiewellen. Die dabei verwendeten Konzepte der Atom - Lichtwechselwirkung, gehen zurück auf Einstein [Ein17]. Allerdings bezweifelte er 1917, dass man aufgrund des kleinen Impulsübertrags eines Photons auf ein Atom jemals in der Lage sein würde, Atome makroskopisch beeinflussen zu können. Frisch [Fri33] konnte erstmalig experimentell zeigen, dass Einstein sich geirrt hatte. Mit Hilfe einer Natrium-Dampflampe gelang es ihm, einen Natriumstrahl abzulenken. Erst mit der Entwicklung des Lasers, zu Beginn der 60er Jahre, stand der Atomoptik ein Werkzeug zur Verfügung, mit bisher unerreichten Energiedichten. Wesentlich bedeutender ist dessen schmale Linienbreite, die es ermöglicht, die Atom - Lichtwechselwirkung resonant zu überhöhen. Dies ermöglicht die Erzeugung einer Vielzahl atomoptischer Komponenten. Deshalb verfügt man heute über Linsen, Spiegel und Strahlteiler, realisiert mit Laserlicht. Für eine Übersicht atomoptischer Bauteile sei auf [Ada94] verwiesen.

Ziel dieser Arbeit ist die Realisierung eines experimentellen Aufbaus, der es erlaubt, wellenmechanische Phänomene in einer Dimension zu beobachten. Verwendet werden atomare Materiewellen in Form eines langsamen Strahls metastabiler Argonatome. Metastabiles Argon wird verwendet, da seine spezielle innere Struktur eine Reihe von Vorteilen besitzt. So hat es einen geschlossenen Übergang, der die Streuung vieler Photonen ermöglicht, was eine Grundvoraussetzung für effiziente Laserkühlung darstellt. Ein offener Übergang ermöglicht, das metastabile Atom in seinen Grundzustand zu überführen. Grundzustandsatome können von den verwendeten Detektoren nicht nachgewiesen werden<sup>1</sup>. Deshalb ist man mit Hilfe des offenen Übergangs in der Lage, absorptiv Zustände zu präparieren [Abf97]. Mit diesen beiden Übergängen lassen sich eine große Vielfalt an Potentialen realisieren. Fernziel des Experiments ist die Charakterisierung von Tunnelphänomenen von Atomen in optischen Potentialen. Die notwendige definierte Präpa-

---

<sup>1</sup>Bei der Detektion wird die innere Energie der Atome dazu verwendet, um Elektronen aus einer Metalloberfläche auszulösen. Dieses Elektron wird detektiert

ration des Anfangszustandes erfordert eine hinreichende Kollimation des Atomstrahls.

Da typische Zeitskalen solcher Phänomene im Bereich einiger Millisekunden liegen, ist man zur Realisierung der benötigten Wechselwirkungszeiten mit dem optischen Potential gezwungen, einen langsamen Atomstrahl zu erzeugen. Die vorliegende Arbeit beschreibt die experimentelle Realisierung eines solchen Atomstrahls. Zu Details, geplanter Experimente sei an dieser Stelle auf den Ausblick dieser Arbeit verwiesen.

Zur Präparation des Atomstrahls werden Standardtechniken der Laserkühlung verwendet. Für ihre richtungsweisenden Arbeiten auf diesem Gebiet erhielten Phillips, Chu und Cohen-Tannoudji 1997 den Physik-Nobelpreis.

Die zum Einsatz kommenden Methoden basieren auf einer Idee von Hänsch und Schawlow [Hän75]: Mit Laserlicht nahe der Übergangsfrequenz eines Atoms kann man, durch Streuung von Photonen, deren kinetische Energie verringern. Die erste Demonstration der Laserkühlung gelang Phillips [Phi82] mit dem sogenannten Zeeman Slower, der auch im vorliegenden Aufbau zum Einsatz kommt. Dabei wird ein Atomstrahl durch einen entgegenlaufenden Laserstrahl abgebremst. Die Resonanzbedingung wird mit Hilfe eines geeigneten Magnetfelds aufrecht erhalten.

Durch eine geeignete Überlagerung zweier entgegenlaufenden Laserstrahlen, kann die transversale Geschwindigkeit von Atomen gedämpft und damit gekühlt werden. Diese Lichtfeld-Konfiguration optische Melasse bezeichnet. Bei der experimentellen Realisierung der Dopplerkühlung konnten Temperaturen gemessen werden, die wesentlich geringer waren als theoretisch erwartet. Die Erklärung gelang Dalibard und Cohen-Tannoudji unter Einbeziehung der magnetischen Unterstruktur des Atoms [Dal89]. Für eine Übersicht über die Mechanismen der Sub-Doppler Kühlung sei auf [Coh90/1] verwiesen. Nur der Vollständigkeit halber sei die Möglichkeit erwähnt, die Geschwindigkeit weniger Atome noch weiter zu verringern. Dabei handelt es sich um das sogenannte “velocity selective coherent population trapping”, welches von Aspect et al. [Asp88] realisiert wurde. Durch Überlagerung zweier zirkular polarisierter Laserstrahlen in jeder Dimension und einem Quadrupol-Magnetfeld, gelang es erstmalig, neutrale Atome zu fangen [Raa87]. Die sogenannte magneto-optische Falle ist heute zu einem Standardwerkzeug in der Atomoptik und Ausgangspunkt für viele Experimente geworden. Durch eine zweidimensionalen magneto-optischen Falle kann ein *Trichter* für Atome erzeugt werden [Rii90]. Ein solcher Trichter ist in der Lage, einen relativ großen Atomstrahl einzufangen, und ihn mittels eines geeigneten Magnetfeldverlaufs zu komprimieren. Mit einer Verkippung der Trichterachse relativ zur Bewegung der Atome, kann man den Atomstrahl um einen prinzipiell beliebigen Winkel noch zusätzlich ablenken [Sch94].

Die vorliegende Arbeit ist wie folgt gegliedert: In Kapitel 2 wird das theoretische Rüstzeug für die Beschreibung der Wechselwirkung von Atomen mit Laserlicht bereitgestellt, um die einzelnen Präparationsschritte verstehen zu können. In Kapitel 3 wird der experimentelle Aufbau, vorgestellt. Dieser besteht zum einen aus dem Lasersystem, welches das benötigte nahresonante Licht erzeugt. Der zweite Teil des experimentellen

Aufbaus ist die Vakuumkammer, in der der Atomstrahl präpariert wird.

In Kapitel 4 wird die Quelle zur Erzeugung des Atomstrahls diskutiert. Alle nötigen Präparationsschritte des Atomstrahls werden einzeln in den folgenden Kapiteln erläutert: In Kapitel 5 wird erläutert, wie unmittelbar nach der Quelle durch transversale Laserkühlung der Atomstrahl kollimiert und somit der atomare Fluss in Vorwärtsrichtung überhöht wird.

Ein Zeeman Slower, welcher in Kapitel 6 behandelt wird, ist in der Lage die mittlere longitudinale Geschwindigkeit zu kleineren Werten zu verschieben.

Der aus dem Zeeman Slower austretende Atomstrahl besitzt eine zu große Divergenz, als dass er durch eine Kombination von zwei Spalte für geplante Experimente hinreichend gut kollimieren lässt. Deshalb schließt sich eine zweidimensionale magneto-optische Falle (Kapitel 7) an, die den Strahl einfängt, komprimiert und dessen transversale Geschwindigkeit verringert. Dieser Strahl besitzt genug Intensität, um nach der Kollimation durch zwei Spalte eine ausreichende Anzahl von Atomen für Experimente zur Verfügung zu stellen.

*Kapitel 1 Einleitung*

## 2 Atom - Lichtwechselwirkung

Will man die Wechselwirkung von Atomen mit Lichtwellen verstehen, so ist prinzipiell die Schrödingergleichung zu lösen. Da man im allgemeinen Fall eine partielle, zeitabhängige Differentialgleichung zu lösen hat, ist dies nur für einige spezielle Fälle, wie zum Beispiel dem harmonischen Oszillator, analytisch möglich. Bei komplizierteren Problemen ist man gezwungen numerische Verfahren anzuwenden oder geeignete Näherungen durchzuführen. Eine analytische Lösung mit Hilfe von Näherungen kann für das Verhalten eines Zwei-Niveau-Systems mit periodischer Störung angegeben werden. Isidor Isaak Rabi [Rab37] gelang es, die Schrödingergleichung eines Spin-1/2-Teilchen<sup>1</sup> in einem periodisch variierenden Magnetfeld<sup>2</sup>  $\mathbf{B}(t) = \mathbf{B}_0 + \mathbf{B}_1 \sin(\omega t)$  analytisch zu lösen.

Um die Wechselwirkung von Atomen mit Licht behandeln zu können, bedient man sich der Tatsache, dass das periodisch gestörte Zwei-Niveau-System mit Hilfe geeigneter Näherungen analytisch lösbar ist. Ein Atom besitzt eine reichhaltige innere Struktur und es scheint zunächst, als ob man einen großen Fehler bei dessen Beschreibung als Zwei-Niveau-System macht. Wechselwirkt allerdings das Licht nur mit zwei atomaren Niveaus, so ist die Betrachtung des Atoms als ein solches System gerechtfertigt. Die Voraussetzung, dass nur zwei Niveaus mit dem Lichtfeld wechselwirken, wird von monochromatischem Licht eines Lasers erfüllt, dessen Frequenz in der Nähe der Resonanz des Übergangs abgestimmt ist.

### 2.1 Rabioszillationen des Zwei-Niveau-Atoms

Die folgende theoretische Behandlung des Zwei-Niveau-Systems im Lichtfeld orientiert sich hauptsächlich an den Veröffentlichungen von Metcalf [Met99] und Cohen-Tannoudji (*et al.*). Neben den Standardwerken [Coh77/1], [Coh77/2] wurden auch [Coh90] und [Coh92] verwendet.

Der Hamilton-Operator des Systems lässt sich unter der Annahme eines Zwei-Niveau-Systems im Lichtfeld einer elektromagnetischen Welle in drei Terme unterteilen:

$$\hat{H}(t) = \hat{H}_A + \hat{H}_{AL}(t) + \hat{H}_{SP}(t) \quad (2.1)$$

Der erste Operator in (2.1),  $\hat{H}_A$  beschreibt das Zwei-Niveau-Atom im feldfreien Raum. Er lautet:

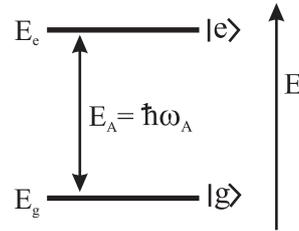
$$\hat{H}_A = \frac{\hat{p}^2}{2m} + \hbar\omega_A|e\rangle\langle e| \quad (2.2)$$

---

<sup>1</sup>Ein Spin-1/2-Teilchen stellt in einem konstanten Magnetfeld  $\mathbf{B}_0$  ein Zwei-Niveau-System dar.

<sup>2</sup>Dieses Magnetfeld besteht aus einem zeitlich konstanten Feld  $\mathbf{B}_0$  in z-Richtung und einem in der xy-Ebene rotierenden  $\mathbf{B}_1$  Feld.

Der erste Term beschreibt die Schwerpunktsbewegung des Atoms, der zweite die innere Struktur, die aus zwei um den Betrag  $E_A = \hbar\omega_A$  auseinanderliegenden Energieniveaus besteht. Die Schwerpunktsbewegung soll im folgenden als klassische Bewegung behandelt werden. Im Rahmen dieser Arbeit sind Geschwindigkeiten des Atoms im Bereich von 1 m/s relevant, deshalb kann man ihnen eine de Broglie Wellenlänge zuordnen, die sich mit  $\lambda_{dB} = h/p$  zu  $2,5 \cdot 10^{-10}$  m berechnet. Da die Wellenlänge der Materiewellen eine im Vergleich zu allen im Experiment vorkommenden Längenskalen wesentlich kleiner ist, wird ihre Schwerpunktsbewegung keine Welleneigenschaften zeigen. So muss man den ersten Term in der folgenden quantenmechanischen Betrachtung nicht weiter berücksichtigen. Die beiden zeitabhängigen Operatoren in Gleichung (2.1) beschreiben zum



**Abbildung 2.1:** Das Zwei-Niveau-System. Der angeregte Zustand  $|e\rangle$  liegt energetisch  $E_A = \hbar\omega_A$  höher als der Grundzustand  $|g\rangle$ .

einen die Wechselwirkung des Atoms mit der elektromagnetischen Welle ( $\hat{H}_{AL}(t)$ ), zum anderen die Vakuumwechselwirkung ( $\hat{H}_{SP}(t)$ ). Diese führt zur spontanen Emission und soll an dieser Stelle nur der Vollständigkeit halber erwähnt werden. Genauere Betrachtungen werden in Abschnitt 2.2 im Zusammenhang mit dem Dichtematrix-Formalismus gemacht.

Der Ausdruck  $\hat{H}_{AL}(t)$  für die Wechselwirkung zwischen Atom und Lichtfeld lässt sich in Dipolnäherung mit Hilfe des Dipoloperators  $\hat{\mathbf{d}}$  und dem Operator des elektromagnetischen Feldes  $\hat{\mathbf{E}}(\mathbf{r}, t)$  beschreiben. Dieser Teil des Hamilton-Operators lautet nun

$$\hat{H}_{AL}(t) = -\hat{\mathbf{d}} \cdot \hat{\mathbf{E}}(\mathbf{r}, t) \quad (2.3)$$

Der Dipoloperator schreibt sich

$$\hat{\mathbf{d}} = d_{ge} \cdot \boldsymbol{\epsilon} [|e\rangle\langle g| + |g\rangle\langle e|] = \boldsymbol{\epsilon} \cdot (\hat{d}_+ + \hat{d}_-), \quad (2.4)$$

wobei  $\boldsymbol{\epsilon}$  die Richtung der Polarisation angibt. Mit Hilfe des Matrixelements  $d_{ge} = \langle g|\hat{\mathbf{d}}|e\rangle$  kann man  $\hat{d}_+$  und  $\hat{d}_-$  umschreiben als:

$$\hat{d}_\pm = d_{ge} \hat{\Phi}_\pm \quad (2.5)$$

Der Hamilton-Operator, der die Wechselwirkung des Zwei-Niveau-Atoms mit dem Lichtfeld beschreibt, lautet mit den Auf- und Absteigeoperatoren

$$\hat{\Phi}_+ = |e\rangle\langle g| \quad (2.6)$$

$$\hat{\Phi}_- = |g\rangle\langle e| \quad (2.7)$$

und dem Matrixelement des Dipolmomentoperators wie folgt:

$$\hat{H}_{AL} = \frac{\hbar\Omega}{2} \left[ \hat{\Phi}_+ e^{-i\omega_L t} + \hat{\Phi}_- e^{i\omega_L t} + \hat{\Phi}_- e^{-i\omega_L t} + \hat{\Phi}_+ e^{i\omega_L t} \right] \quad (2.8)$$

## 2.1 Rabioszillationen des Zwei-Niveau-Atoms

Die Stärke der Kopplung des Lichtfelds an das Atom wird hierbei durch die Definition der Rabifrequenz  $\Omega$  beschrieben.

$$\hbar\Omega = -d_{ge}E_0 \quad (2.9)$$

Die einzelnen Terme von  $\hat{H}_{AL}$  können nun so verstanden werden, dass der erste Term in Gleichung (2.8) eine Anregung des Atoms vom Grund-  $|g\rangle$  in den angeregten Zustand  $|e\rangle$  mit gleichzeitiger Vernichtung eines Photons beschreibt, was einem Prozess der Absorption entspricht. Der zweite Term beschreibt die Erzeugung eines Photons beim Übergang vom angeregten Zustand  $|e\rangle$  in den Grundzustand  $|g\rangle$ . Der Prozess wird als stimulierte Emission bezeichnet. Die letzten beiden Terme beschreiben Prozesse, bei denen ein Übergang aus  $|e\rangle$  nach  $|g\rangle$  unter Absorption eines Photons sowie ein Übergang von  $|g\rangle$  nach  $|e\rangle$  unter Emission eines Photons erfolgt. Die beiden Prozesse besitzen eine geringe Wahrscheinlichkeit und werden deshalb vernachlässigt. Diese Näherung wird als *rotating wave approximation* bezeichnet.

Für eine allgemeine Beschreibung, unter Berücksichtigung der spontanen Emission, ist die Quantisierung des Lichtfelds nötig. Da sich das dies aber durch die Wechselwirkung mit einem Atom nur vernachlässigbar ändert, kann von einem klassischen Feld ausgegangen werden. Behandelt man das elektrische Feld des Lichts als klassische ebene Welle mit der Frequenz  $\omega_L$  und dem Wellenvektor  $k$ , die sich in  $z$ -Richtung ausbreitet, so lässt sich das elektrische Feld einfach angeben:

$$\mathbf{E}(z, t) = \boldsymbol{\epsilon} \cdot E_0 \cos(k \cdot z - \omega_L t + \phi) \quad (2.10)$$

Hierbei ist  $\boldsymbol{\epsilon}$  die Richtung der Polarisierung und  $E_0$  die Amplitude des elektrischen Feldes. Die Variable  $\phi$  beschreibt eine beliebige Phase, die zunächst Null gesetzt wird, jedoch zu einem späteren Zeitpunkt von entscheidender Bedeutung sein wird, wenn es darum geht, die Kraft auf ein Zwei-Niveau-System zu berechnen. Die Behandlung des Lichts als klassische ebene Welle ist rechtfertigt, da die Anzahl der gestreuten Photonen klein gegen deren Gesamtzahl im Lichtfeld ist.

Will man nun Aussagen über die Dynamik des Systems machen, so muss die zeitabhängige Schrödingergleichung

$$\hat{H}(t)\Psi(\mathbf{r}, t) = i\hbar \frac{d\Psi(\mathbf{r}, t)}{dt} \quad (2.11)$$

gelöst werden. Der Hamilton Operator  $\hat{H}(t)$  lässt sich aufteilen in einen statischen Teil  $\hat{H}_0$ , der von einem Atom ohne Wechselwirkung stammt und einem zeitabhängigen Teil  $\hat{H}'(t)$ . Da die gesamte Zeitabhängigkeit nun nicht mehr in  $\hat{H}_0$  steckt, kann die stationäre Schrödingergleichung gelöst werden.

$$\begin{aligned} \hat{H}_0\phi_g &= E_g\phi_g \\ \hat{H}_0\phi_e &= E_e\phi_e \end{aligned}$$

Betrachtet man nun den gesamten Hamilton Operator  $\hat{H}(\mathbf{r}, t)$ , so ist man in der Lage, dessen Eigenzustände  $\Psi(\mathbf{r}, t)$  als Linearkombination aus den  $\phi_g$  und  $\phi_e$  zu schreiben

$$\Psi(\mathbf{r}, t) = c_g(t)\phi_g(\mathbf{r})e^{-i\frac{E_g t}{\hbar}} + c_e(t)\phi_e(\mathbf{r})e^{-i\frac{E_e t}{\hbar}}. \quad (2.12)$$

Dies möglich, da die Eigenzustände als Lösung der Schrödingergleichung ein vollständig orthonormiertes System und damit eine Basis im Hilbertraum bilden. Man erkennt an

## Kapitel 2 Atom - Lichtwechselwirkung

Gleichung (2.12), dass die gesamte Zeitabhängigkeit in den Entwicklungskoeffizienten  $c_g(t)$  bzw.  $c_e(t)$  steckt. Die Betragsquadrate dieser Koeffizienten geben die Wahrscheinlichkeiten an, das System in dem entsprechenden Zustand vorzufinden. Setzt man die so berechneten  $\Psi(\mathbf{r}, t)$  in die Schrödingergleichung (2.11) ein, so erhält man zwei Differentialgleichungen für die Berechnung der Entwicklungskoeffizienten,  $c_g(t)$  und  $c_e(t)$ .

$$\begin{aligned} i\hbar\dot{c}_g(t) &= c_e(t)H_{ge}e^{-i\omega_A t} \\ i\hbar\dot{c}_e(t) &= c_g(t)H_{eg}e^{i\omega_A t} \end{aligned} \quad (2.13)$$

Hier wurden die Energie  $E_A = \hbar\omega_A$  eingesetzt, wobei  $H_{ge}(t) = \langle \Phi_g | \hat{H}^1(t) | \Phi_e \rangle$  und  $E_{ge} = E_g - E_e$  ist.

Dieses Gleichungssystem kann durch Ableiten einer Differentialgleichung und Einsetzen in die andere entkoppelt werden. Dabei erhält man je eine Differentialgleichung zweiter Ordnung. Die Lösung der beiden Gleichungen liefert einen Ausdruck für das zeitliche Verhalten des Zwei-Niveau-Systems im Lichtfeld.

Die effektive Rabi-Frequenz berechnet sich mit Hilfe von

$$\Omega_{\text{eff}} = \sqrt{\Omega^2 + \delta_L^2}. \quad (2.14)$$

Sie wird durch die Verstimmung  $\delta_L = \omega_L - \omega_A$  des Lichts bezüglich des atomaren Übergangs verändert. Dabei wird diese als *rote* Verstimmung bezeichnet, wenn  $\delta_L$  ein negatives und als *blaue* Verstimmung, wenn  $\delta_L$  ein positives Vorzeichen besitzt. Ist  $\delta_L = 0$ , so spricht man davon, dass der Laser *auf Resonanz* ist.

Unter der Anfangsbedingung, dass sich das System zunächst für  $t = 0$  im Grundzustand befindet was durch  $c_g(0) = 1$  und  $c_e(0) = 0$  beschrieben wird, lauten die Ausdrücke:

$$c_g(t) = \left[ \cos \frac{\Omega_{\text{eff}} t}{2} - i \frac{\delta_L}{\Omega_{\text{eff}}} \sin \frac{\Omega_{\text{eff}} t}{2} \right] e^{i\delta_L t/2} \quad (2.15)$$

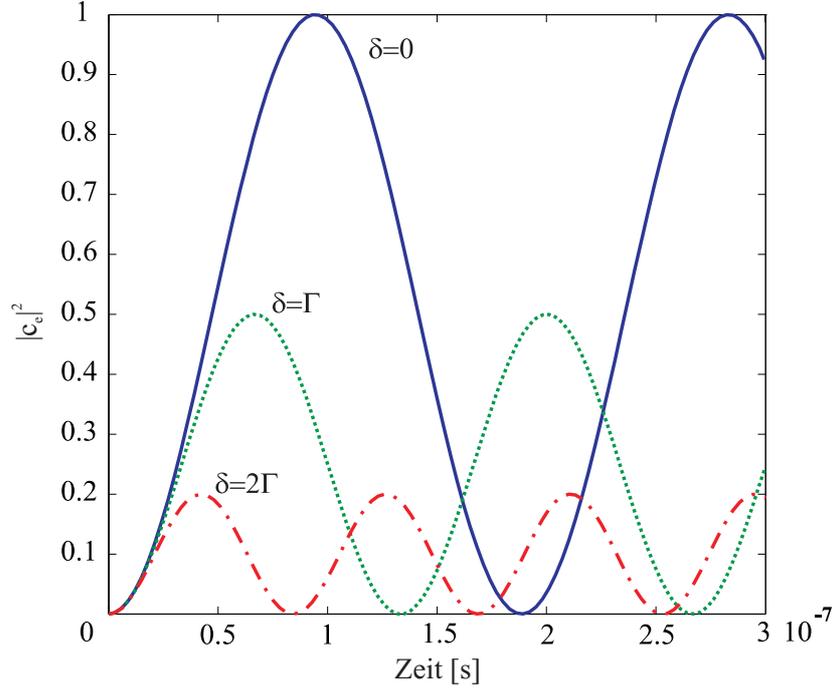
$$c_e(t) = -i \frac{\Omega}{\Omega_{\text{eff}}} \sin \frac{\Omega_{\text{eff}} t}{2} e^{-i\delta_L t/2}, \quad (2.16)$$

Abbildung (2.2) zeigt das Verhalten des Zwei-Niveau-Systems im Lichtfeld. Man erkennt, dass das resonant angeregte Atom zwischen  $|g\rangle$  und  $|e\rangle$  oszilliert. Die Frequenz, mit der dies geschieht, ist die effektive Rabi-Frequenz  $\Omega_{\text{eff}}$ . Verstimmt man den Laser, so verringert sich die Wahrscheinlichkeit, dass das Atom in den angeregten Zustand gelangt. Dies kann man an den für größere Verstimmung  $\delta_L$  verringerten Amplituden der Rabioszillationen erkennen. Auch die Frequenz der Rabioszillationen nehmen für eine weitere Verstimmung zu.

## 2.2 Dichteoperator und Optische Blochgleichungen

Die bisher betrachtete Dynamik, die zu Rabioszillationen führten, stellen unitäre Prozesse dar. Die spontane Emission lässt sich jedoch nicht mit Hilfe einer unitären Transformation beschreiben. Befindet sich ein Atom im angeregten Zustand, so besitzt es eine gewisse Wahrscheinlichkeit, unter Emission eines Photons beliebiger Richtung und Polarisation, in seinen Grundzustand überzugehen.

Betrachtet man ein Atom, das sich im Grundzustand befindet, so ist es prinzipiell nicht



**Abbildung 2.2:** Rabioszillationen für verschiedene Laserverstimmungen  $\delta_L$ . Hier wurde  $\Omega = \Gamma = 2\pi \times 5,3$  MHz vorausgesetzt.

möglich zu unterscheiden, ob es aufgrund eines stimulierten oder eines spontanen Prozesses in diesen Zustand gelangt ist. Die Art des Übergangs ist aber für die Phaseninformation der Rabioszillationen von großer Wichtigkeit. Geht man davon aus, dass nur die Information über den Zustand des Atoms bekannt ist<sup>3</sup>, so spricht man von einem schwach präparierten System. Die Beschreibung eines solchen Systems ist mit Hilfe des statistischen Operators, der auch als Dichtematrix bezeichnet wird, möglich wie in Abschnitt 2.2.1 gezeigt wird. Die Verwendung einer anderen Basis, die in Abschnitt 2.2.2 vorgestellt wird, ist in der Lage, eine Beschreibung der Dynamik des Systems mit Hilfe der sogenannten Optischen Blochgleichungen zu liefern.

### 2.2.1 Der statistische Operator

Der statistische Operator besteht für ein Zwei-Niveau-System aus einer  $2 \times 2$ -Matrix:

$$\hat{\rho}(t) = \begin{bmatrix} \rho_{ee}(t) & \rho_{eg}(t) \\ \rho_{ge}(t) & \rho_{gg}(t) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} c_e(t)c_e^*(t) & c_e(t)c_g^*(t) \\ c_g(t)c_e^*(t) & c_g(t)c_g^*(t) \end{bmatrix}, \quad (2.17)$$

wobei  $\hat{\rho}(t)$  die bisher verwendeten Entwicklungskoeffizienten  $c_g(t)$  und  $c_e(t)$ , sowie deren adjungierten Größen  $c_g^*(t)$  und  $c_e^*(t)$ , beinhaltet.

Die Dynamik des statistischen Operators  $\hat{\rho}(t)$  kann mit Hilfe der von Neumann-Gleichung

<sup>3</sup>Das war die Voraussetzung, dass das Lichtfeld als klassische ebene Welle betrachtet werden kann.

beschrieben werden. Die Bewegungsgleichung, die hieraus resultiert, lautet:

$$i\hbar \frac{d\hat{\rho}(t)}{dt} = -[\hat{H}, \hat{\rho}(t)] \quad (2.18)$$

Bisher ist die zeitliche Entwicklung der Dichtematrix durch den Ausdruck (2.18) vollständig gegeben. Will man die spontane Emission berücksichtigen, so muss diese Gleichung um einem zusätzlichen Term erweitert werden. Die modifizierte Bewegungsgleichung verliert dabei wegen des nicht unitären Prozesses der spontanen Emission ihre Äquivalenz zur von Neumann-Gleichung.

Der zusätzliche Term für die Berücksichtigung der spontanen Emission lässt sich mit Hilfe der Quantenfeldtheorie berechnen. An dieser Stelle sollen lediglich die Ergebnisse verwendet werden, da eine ausreichend detaillierte Herleitung [Coh92] den Umfang dieser Arbeit überschreiten würde. Die jeweiligen Ergänzungen  $\hat{\rho}^{sp}$  zum statistischen Operator lauten:

$$\frac{d\rho_{gg}^{sp}}{dt} = +\Gamma \rho_{gg}^{sp} \quad (2.19)$$

$$\frac{d\rho_{ee}^{sp}}{dt} = -\Gamma \rho_{ee}^{sp} \quad (2.20)$$

$$\frac{d\rho_{ge}^{sp}}{dt} = -\frac{\Gamma \rho_{ge}^{sp}}{2} \quad (2.21)$$

$$\frac{d\rho_{eg}^{sp}}{dt} = +\frac{\Gamma \rho_{eg}^{sp}}{2} \quad (2.22)$$

wobei  $\Gamma$  die natürliche Linienbreite des Übergangs ist. Die Gleichungen (2.19 - 2.22) beschreiben den exponentiellen Zerfall eines angeregten Zustands, aufgrund der spontanen Emission. Die Bewegungsgleichung (2.18) lautet mit diesen Zusatztermen

$$i\hbar \frac{d\hat{\rho}}{dt} = -[H_A + H_{WW}, \hat{\rho}] + \frac{d\hat{\rho}^{sp}}{dt}. \quad (2.23)$$

Sie beinhaltet vier Differentialgleichungen für die einzelnen Elemente des statistischen Operators. Da diese Elemente jedoch nicht unabhängig voneinander sind, handelt es sich bei (2.23) um ein überbestimmtes Differentialgleichungssystem. Aufgrund der Definition des statistischen Operators,  $Sp(\hat{\rho}) = \hat{\rho}_{ee} + \hat{\rho}_{gg} = 1$ , können diese vier auf drei Differentialgleichungen reduziert werden, um die Dynamik des Zwei-Niveau-Systems im Lichtfeld beschreiben zu können. Diese drei Gleichungen werden als Optische Blochgleichungen bezeichnet und im nächsten Kapitel vorgestellt.

## 2.2.2 Optische Blochgleichungen

Da Gleichung (2.23) wie im letzten Kapitel erwähnt aus vier Differentialgleichungen besteht, die aber nur drei unabhängige Variablen besitzen, kann man durch die Wahl geeigneter Größen ( $u, v, w$ ) diese vier Gleichungen zu dreien zusammenfassen [Fey57]. Die neuen Größen lauten

$$u = \frac{1}{2}(\rho_{ge} + \rho_{eg}) \quad (2.24)$$

$$v = \frac{1}{2i}(\rho_{ge} - \rho_{eg}) \quad (2.25)$$

$$w = \frac{1}{2}(\rho_{ee} - \rho_{gg}). \quad (2.26)$$

Mit diesen Gleichungen kann die Dynamik des Zwei-Niveau-Systems vollständig beschrieben werden. Einsetzen in die Bewegungsgleichungen (2.23) liefern die sogenannten Optischen Blochgleichungen, die die zeitliche Entwicklung des Zwei-Niveau-Systems beschreiben.

$$\dot{u} = \delta_L v - \frac{\Gamma}{2} u \quad (2.27)$$

$$\dot{v} = -\delta_L u - \Omega w - \frac{\Gamma}{2} v \quad (2.28)$$

$$\dot{w} = \Omega v - \Gamma w - \frac{\Gamma}{2} \quad (2.29)$$

Mit Hilfe dieser Gleichungen ist man in der Lage, die Kraft, die auf ein Atom im Lichtfeld wirkt, zu berechnen.

### 2.3 Spontan- und Dipolkraft

Für die Berechnung der Kräfte, die auf ein Zwei-Niveau-Atom wirken, ist man an den stationären Ausdrücken der Optischen Blochgleichungen interessiert. Sie beschreiben den Gleichgewichtsfall, den ein Ensemble von Atomen durch Absorption, stimulierter- und spontaner Emission von Photonen einnimmt. Das atomare Ensemble gelangt üblicherweise sehr schnell in diesen Zustand, weshalb der Einschwingprozess für die Kraft, die auf Atome wirkt für alle in dieser Arbeit betrachteten Effekte nur von geringer Bedeutung ist und deshalb vernachlässigt wird.

Setzt man Ableitungen der Optischen Blochgleichungen (2.27 - 2.29) gleich Null, so erhält man die stationären Ausdrücke, die in den folgenden Kapiteln verwendet werden, um zur Spontan- und Dipolkraft zu gelangen. Mit Hilfe der Definition des sogenannten Sättigungsparameters  $S$

$$S = \frac{\Omega^2/2}{\delta_L^2 + (\Gamma^2/2)} = \frac{I}{I_S} \quad (2.30)$$

wobei

$$I_S = \frac{8\pi^2 \hbar c \Gamma}{3\lambda^3} \quad (2.31)$$

ist, ergibt sich für die stationären Werte der Optischen Blochgleichungen

$$u_{st} = \frac{\delta_L}{\Omega} \frac{S}{S+1} \quad (2.32)$$

$$v_{st} = \frac{\Gamma}{2\Omega} \frac{S}{S+1} \quad (2.33)$$

$$w_{st} + \frac{1}{2} = \frac{1}{2} \frac{S}{1+S}. \quad (2.34)$$

In Gleichung (2.34) wird der Ausdruck  $w_{st} + 1/2$  betrachtet, da dies die Wahrscheinlichkeit  $\rho_{ee}$  ist, dass sich das System im angeregten Zustand befindet. Für große Sättigung ( $S \gg 1$ ,  $\delta_L = 0$ ) geht  $\rho_{ee}$  gegen  $1/2$ . Das bedeutet, das Atom ist mit gleicher Wahrscheinlichkeit im angeregten-, wie auch im Grundzustand.

Die Kraft, die ein Zwei-Niveau-System im Lichtfeld erfährt, lässt sich mit Hilfe der

Heisenberg Bewegungsgleichung berechnen. Als Ausgangspunkt kann man die zeitliche Entwicklung des Impulsoperators betrachten,

$$\frac{d\hat{\mathbf{p}}}{dt} = \frac{1}{i\hbar}[\hat{\mathbf{p}}, \hat{H}] = \nabla(\hat{\mathbf{d}} \cdot \hat{\mathbf{E}}) \quad (2.35)$$

wobei  $\hat{\mathbf{d}}$  der Dipoloperator und  $\hat{\mathbf{E}}$  der Operator ist, der die elektromagnetische Welle beschreibt. Wendet man das Ehrenfest Theorem an, so ist man in der Lage, hieraus die Kraft zu berechnen.

$$\mathbf{F} = \langle \hat{\mathbf{F}} \rangle = \left\langle \frac{d\hat{\mathbf{p}}}{dt} \right\rangle = \langle \nabla(\hat{\mathbf{d}} \cdot \hat{\mathbf{E}}) \rangle \quad (2.36)$$

Erinnert man sich an die Voraussetzung aus Abschnitt (2.1), dass das Atom ein örtlich konstantes elektromagnetisches Feld sieht, so bedeutet dies, dass

$$\langle \nabla(\hat{\mathbf{d}} \cdot \hat{\mathbf{E}}) \rangle = \langle \hat{\mathbf{d}} \cdot \boldsymbol{\epsilon} \rangle \nabla E_0(\mathbf{r}) \cos(\omega_L t + \phi), \quad (2.37)$$

Betrachtet man nun ein elektromagnetisches Feld, wobei

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \boldsymbol{\epsilon} E_0(\mathbf{r}) \cos(\omega_L t + \phi)$$

gilt und die Polarisation als ortsunabhängig betrachtet wird, so kann man die Kraft mit Hilfe des Erwartungswertes [Coh92] des Dipoloperators

$$\begin{aligned} \langle \hat{\mathbf{d}} \rangle &= Sp(\hat{\rho} \hat{\mathbf{d}}) \\ &= 2\mathbf{d}_{ge}(u \cos(\omega_L t) - v \sin(\omega_L t)) \end{aligned} \quad (2.38)$$

berechnen.

$$\begin{aligned} \mathbf{F} &= (\boldsymbol{\epsilon} \cdot \mathbf{d}_{ge})[u \nabla E_0 + v E_0 \nabla \phi] \\ &= -\hbar u \nabla \Omega + \hbar v \Omega \nabla \phi \\ &= \mathbf{F}_{dip} + \mathbf{F}_{sp} \end{aligned} \quad (2.39)$$

Hierzu wurde die Definition (2.9) der Rabifrequenz benutzt.

Gleichung (2.39) besteht aus zwei Termen. Der erste Term beschreibt eine Kraft, die vom Gradienten der Rabifrequenz, also vom Intensitätsgradienten<sup>4</sup> hervorgerufen wird, der zweite eine Kraft aufgrund des Phasengradienten des Lichtfeldes. Der erste Term ( $\mathbf{F}_{dip}$ ) wird als Dipol-, der zweite als Spontankraft ( $\mathbf{F}_{sp}$ ) bezeichnet.

### 2.3.1 Dipolkraft

Setzt man Gleichung (2.32) in (2.39) ein, so kann man den Betrag<sup>5</sup> der Dipolkraft schreiben als:

$$\begin{aligned} F_{dip} &= -\hbar u \nabla_z \Omega \\ &= -\frac{\hbar \delta_L}{2} \frac{\Omega \cdot \nabla \Omega}{\delta_L^2 + \Gamma^2/4 + \Omega^2/2} \end{aligned} \quad (2.40)$$

<sup>4</sup>Die Intensität ist proportional zum Quadrat der Rabifrequenz.

<sup>5</sup>Da sich alle weiteren Betrachtungen auf eine Dimension beschränken, wird im folgenden Verlauf der vektorielle Charakter der Kräfte durch ihr Vorzeichen berücksichtigt.

Man kann zeigen, dass es sich bei dieser Kraft um eine konservative Kraft handelt. Das bedeutet, man ist in der Lage, ein Potential anzugeben, dessen negativer Gradient die Dipolkraft ist.

$$F_{dip} = -\nabla V_{dip}(z) \quad (2.41)$$

mit

$$V_{dip}(z) = \frac{\hbar\delta_L}{2} \ln \left[ 1 + \frac{\Omega^2(z)/2}{\delta_L^2 + \Gamma^2/4} \right] \quad (2.42)$$

Die potentielle Energie des Systems, die aus der Wechselwirkung vom Atom mit dem Lichtfeld stammt, führt zu einer Verschiebung der atomaren Niveaus. Der Effekt wird auch als AC Stark Shift bezeichnet.

### 2.3.2 Spontankraft

Die Spontankraft oder spontane Streukraft innerhalb einer laufenden Welle resultiert aus dem Phasengradienten im elektromagnetischen Feld. Setzt man wie im vorherigen Abschnitt Gleichung (2.33) in den Ausdruck der Spontankraft ein, so erhält man:

$$F_{sp} = \frac{\hbar k}{2} \frac{\Gamma^2}{\delta_L^2 + \Gamma^2/4 + \Omega^2/2} = \hbar k \cdot \Gamma_{sc} \quad (2.43)$$

Hier ist  $\Gamma_{sc}$  die sogenannte Streurrate der Photonen. Für hohe Intensität ( $S \rightarrow \infty$ ) strebt diese auf einen Wert von  $\hbar k\Gamma/2$ , wie in Abbildung (2.3) dargestellt. Unter Verwendung von Gleichung (2.30) lässt sich die Spontankraft für eine Laserverstimmung  $\delta_L$  umschreiben.

$$F_{sp} = \frac{\hbar k\Gamma}{2} \frac{S}{S + 1 + \frac{4}{\Gamma^2}\delta_L^2} \quad (2.44)$$

Alle bisherigen Betrachtungen wurden unter der Annahme gemacht, dass das Atom in Ruhe ist. Um optische Kühlmethode verstehen zu können, muss man die Bewegung des Atoms berücksichtigen. Will man die Optischen Blochgleichungen um eine Bewegung des Atoms erweitern, so ist das ohne Näherungen mit äußerst großem mathematischen Aufwand verbunden.

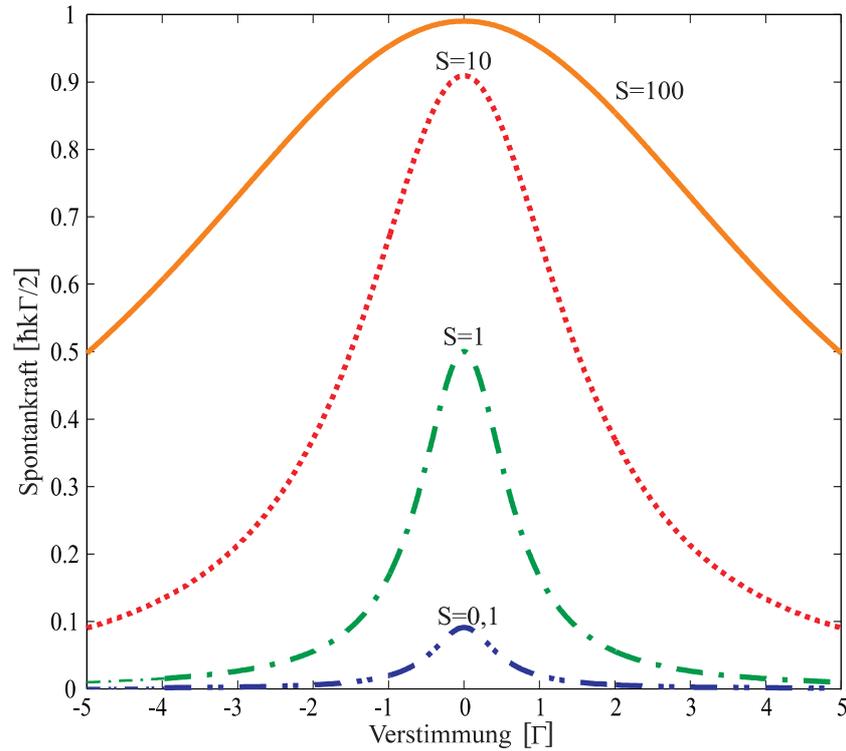
Da die Schwerpunktsbewegung der Atome als klassische Bewegung behandelt wird, führt die Bewegung der Atome in erster Näherung zu einer Dopplerverschiebung der Laserfrequenz. Die Laserverstimmung  $\delta_L$  wird für diesen Fall um einen Dopplerterm ( $k \cdot v$ ) erweitert, was zur Spontankraft

$$F_{sp} = \frac{\hbar k\Gamma}{2} \frac{S}{1 + S + \frac{4}{\Gamma^2}(\delta_L - k \cdot v)^2} \quad (2.45)$$

für ein bewegtes Atom führt, die für alle folgenden Betrachtungen verwendet wird.

## 2.4 Dopplerkühlen

Einem Ensemble von Atomen kann aufgrund ihrer kinetische Energie mit Hilfe des Äquipartitionstheorems eine Temperatur zugeordnet werden. In diesem Kapitel soll eine Methode vorgestellt werden, die es erlaubt, die kinetische Energie eines Atoms zu verringern. Da man bei allen im Rahmen dieser Arbeit vorgestellten Methoden zur Beeinflussung



**Abbildung 2.3:** Die Spontankraft auf ein ruhendes Atom ist hier für verschiedene Sättigungen gezeichnet. Sie zeigt einen lorentzförmigen Verlauf mit einer vollen Halbwertsbreite (FWHM) von  $\sqrt{\Gamma^2 + 2\Omega^2}$  und nimmt ihr Maximum bei  $\delta_L = 0$  an, da hier die Streurrate  $\Gamma_{sc}$  maximal wird.

von Atomen mit Hilfe von Laserlicht stets eine Vielzahl von Atomen betrachtet, ist die Bezeichnung *Dopplerkühlen* für die Verringerung der kinetischen Energie des Systems ebenfalls gerechtfertigt. In folgenden Überlegungen, in denen nur eine eindimensionale Bewegung des atomaren Ensemble betrachtet wird, berechnet sich die Temperatur mit Hilfe des Äquipartitionstheorems  $\frac{1}{2}mv^2 = \frac{1}{2}k_B T$  zu

$$T = \frac{m \cdot v^2}{k_B}. \quad (2.46)$$

Die Spontankraft (2.45) wird aufgrund ihres dissipativen Charakters zur Dopplerkühlung verwendet. Sie nimmt für  $\delta_L = k \cdot v$  ihr Maximum an.

Bringt man zwei Laserstrahlen antiparallel zum Überlapp, so erfährt ein Atom, das sich in dieser Lichtfeldkonfiguration mit der Geschwindigkeit  $v$  bewegt, jeweils die Spontankraft von beiden Strahlen. Für eine rote Verstimmung des Lasers von wenigen Linienbreiten, wird dieser Prozess als Dopplerkühlen oder optische Melasse<sup>6</sup> bezeichnet. Diese Methode wurde von [Hän75] und [Win79] vorgeschlagen um die kinetische Energie von Atomen mit Hilfe des Dopplerkühlens zu verringern. Die rote Verstimmung führt dazu, dass das Atom aufgrund des Dopplereffekts die Laserstrahlen, mit verschiedenen Verstimmungen sieht.

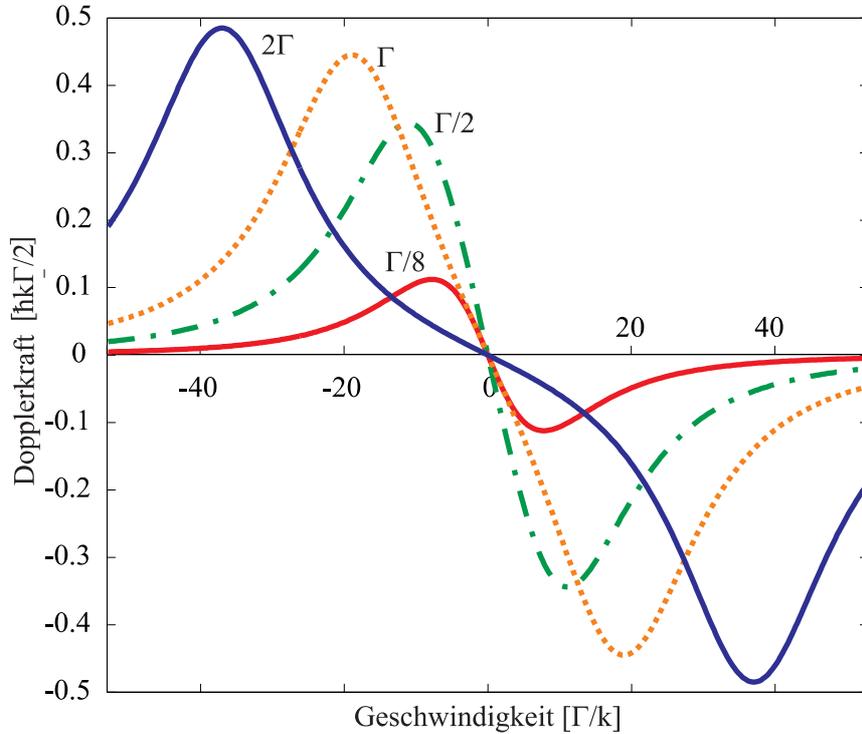
<sup>6</sup>Langenscheid: Melasse, die; -,n (chem.) zähflüssiger Rückstand bei der Zuckergewinnung aus Zuckerrüben.

Die Physik hinter dem Dopplerkühlen kann wie folgt erklärt werden: Da die Wahrscheinlichkeit, dass ein Photon absorbiert wird von der Verstimmung der Laserfrequenz abhängt, wird das Atom mehr Photonen aus der entgegenkommenden, näherresonanten Lichtwelle absorbieren. Da die nachfolgende spontane Emission, das Photon räumlich isotrop emittiert, erhält das Atom im Mittel einen Impulsübertrag von  $\hbar k$  bei jedem Streuprozess.

Um die Kraft, die in einer eindimensionalen optischen Melasse auf das Atom wirkt, berechnen zu können, addiert man beide Spontankräfte vektoriell und erhält die sogenannte Dopplerkraft.

$$\begin{aligned} F_D &= F_1^{sp} - F_2^{sp} \\ &= \frac{\hbar k \Gamma}{2} \frac{S}{1 + S + \frac{4}{\Gamma^2} (\delta_L - k \cdot v)^2} - \frac{\hbar k \Gamma}{2} \frac{S}{1 + S + \frac{4}{\Gamma^2} (\delta_L + k \cdot v)^2} \end{aligned} \quad (2.47)$$

Dieser Kraftverlauf von  $F_D$  ist in Abbildung (2.4) dargestellt.



**Abbildung 2.4:** Dopplerkraft für verschiedene Laserverstimmungen. Die jeweilige Verstimmung ist neben den Kurven dargestellt. Alle Graphen ergeben sich für einfache Sättigung.

Ein wichtiger Parameter der Dopplerkühlung ist der sogenannte Einfangbereich. Er ist durch die Geschwindigkeit  $v_{cap}$  gegeben, für die der Betrag der Dopplerkraft maximal wird. Deswegen werden Atome, mit dieser dem Einfangbereich entsprechenden Geschwindigkeit, am effektivsten verzögert. Der Geschwindigkeits-Einfangbereich ist üblicherweise in der Größenordnung von wenigen Metern pro Sekunde. Atome, die sich schneller bewegen als  $v_{cap}$ , sind aufgrund der Dopplerverschiebung so weit verstimmt, dass die Spontankraft sehr klein ist.

Betrachtet man nur kleine Geschwindigkeiten, die einer kleinen Dopplerverschiebung im Vergleich zur Verstimmung ( $|kv| \ll \delta_L$ ) des Lasers und der Linienbreite des Übergangs ( $|kv| \ll |\Gamma|$ ) entsprechen, so kann man den Ausdruck (2.47) um  $v = 0$  entwickeln und erhält den Bereich, indem sich die Dopplerkraft linear zur Geschwindigkeit verhält:

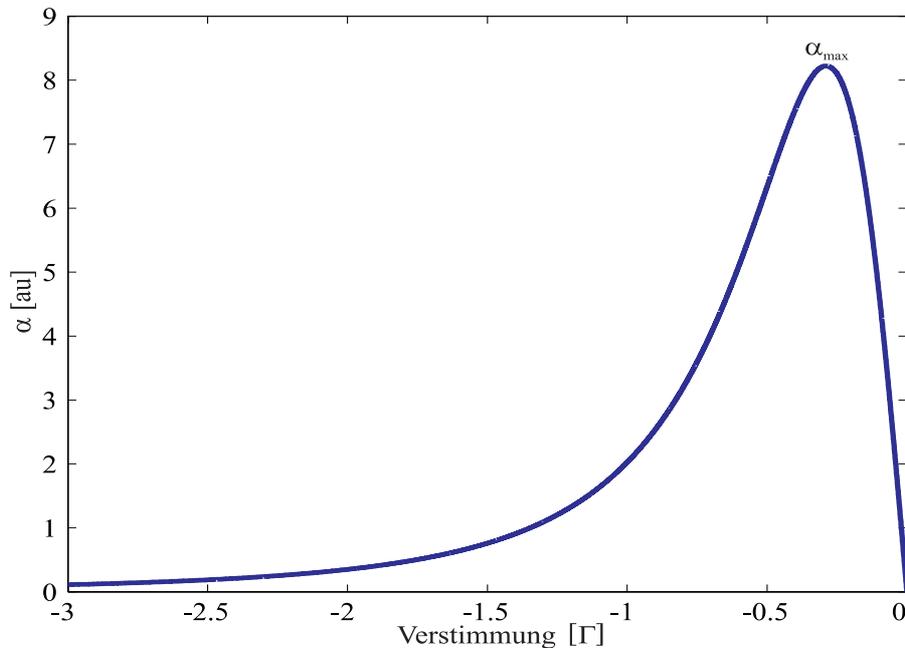
$$F_D(v) = - \left( \frac{8\hbar k^2 \delta_L}{\Gamma} \frac{S}{\left(1 + \frac{4}{\Gamma^2} \delta_L^2\right)^2} \right) \cdot v = -\alpha \cdot v \quad (2.48)$$

$F_D$  beschreibt eine geschwindigkeitsabhängige Dämpfungskraft. Das ist der Grund, weshalb das Dopplerkühlen auch als optische Melasse bezeichnet wird. Der lineare Kraftverlauf führt zu einer exponentiellen Dämpfung der Geschwindigkeit eines Atoms entsprechend

$$v(t) = v_0 \cdot e^{-\frac{\alpha t}{m}}, \quad (2.49)$$

wobei  $m$  hierbei die Masse des Atoms ist.

Eine kurze Kühlzeit ist durch einen großen Wert des Dämpfungskoeffizienten gegeben. Es gibt zwei verschiedene Arten, den Dämpfungskoeffizienten  $\alpha$  zu erhöhen:



**Abbildung 2.5:** Der Dämpfungskoeffizient  $\alpha$  in Abhängigkeit der Laserverstimmung. Dieser nimmt für  $0,228 \Gamma$  sein Maximum an.

- Da mit der Vergrößerung von  $S$  gemäß Gleichung (2.48) auch eine Erhöhung von  $\alpha$  verbunden ist, kann durch Einstrahlen von Laserlicht höherer Intensität auch der Dämpfungskoeffizient erhöht werden. Allerdings sättigt die Spontankraft für hohe Werte von  $S$ .
- Auch die Verstimmung des Lasers näher an die Resonanzfrequenz würde eine effektivere Dämpfung erzeugen. Allerdings verringert man auf diese Art den Eingangsbereichs der Dopplerkraft, wie in Abbildung (2.4) zu erkennen ist.

Abbildung (2.5) zeigt den Verlauf des Dämpfungskoeffizienten  $\alpha$  für verschiedene Verstimmungen  $\delta_L$ . Dabei ist zu beachten, dass für große  $\delta_L$  die Dämpfung kleiner wird, was einer längeren Kühlzeit entspricht. Man erhält ein Maximum von  $\alpha$  für eine Verstimmung des Lasers von  $\delta_L = 0,228 \Gamma$ .

## 2.5 Dopplerlimit

Betrachtet man Gleichung (2.49), scheint zunächst eine Dämpfung der Geschwindigkeit erreichbar zu sein, die es erlaubt, ein Ensemble beliebig nahe an den Geschwindigkeitsnullpunkt zu kühlen, wenn man nur die Wechselwirkungszeit lange genug wählt. Dieser Ausdruck für die Dämpfung beschreibt jedoch nur den Fall, wenn der Impulsübertrag von einer großen Anzahl von Photonen stammt, die ein Atom streut. Werden Atome in die Nähe des Geschwindigkeitsnullpunkts abgebremst, so gewinnen schließlich die einzelnen, diskreten Impulsüberträge immer mehr an Bedeutung.

Bei jedem Absorptions- und anschließendem Emissionsprozess wird jeweils der Photonimpuls auf ein Atom übertragen. Dieser Impuls ändert die Geschwindigkeit des Atoms um den Betrag

$$v_{rec} = \frac{\hbar k}{m}, \quad (2.50)$$

der sich für Argon mit einer Masse von  $40u$  und einer Wellenlänge des Laserlichts von  $811,757 \text{ nm}$  zu  $1,23 \text{ cm/s}$  ergibt. Diese Geschwindigkeit  $v_{rec}$  wird als Rückstoßgeschwindigkeit bezeichnet.

Will man die kleinst mögliche Geschwindigkeit berechnen, so muss man zwei Prozesse berücksichtigen:

- Den Kühlprozess der Dopplerkraft, der zu einer Dämpfung der Geschwindigkeit des Atoms führt und mit Hilfe von Gleichung (2.47) beschrieben werden kann.
- Den Heizprozess, der durch diskrete Impulsüberträge der gestreuten Photonen zustande kommt. Diese führen zu einer Impulsdiffusion, die mit der Brown'schen Bewegung vergleichbar ist.

Betrachtet man den Kühlprozess, so kann man die Änderung der kinetischen Energie des Atoms schreiben als

$$P_C = \frac{d}{dt} E_{kin} = -\alpha \cdot v^2. \quad (2.51)$$

Diese Energieänderung, die auch als Kühlleistung  $P_C$  bezeichnet werden kann, ist proportional zum Dämpfungsterm  $\alpha$ .

Der Heizprozess ist durch die Impulsdiffusion gegeben, die sich dadurch berechnet, dass Atome Photonen aus der Strahlrichtung absorbieren und spontan in alle Raumrichtungen emittieren. Dieser Prozess erzeugt eine Vergrößerung der Impulsverteilung der Atome aufgrund der Rückstöße der  $N$  gestreuten Photonen, was sich durch den Erwartungswert des Quadrats des Impulsoperators  $\langle \hat{p}^2 \rangle$  berechnen lässt.

$$\langle \hat{p}^2 \rangle = 2N\hbar^2 k^2 = 2\Gamma_{sc} t \hbar^2 k^2 \quad (2.52)$$

Auf der rechten Seite ist  $t$  die Zeit, während der die Photonen mit einer Rate  $\Gamma_{sc}$  gestreut werden. Der Faktor zwei berücksichtigt die Tatsache, dass ein Streuprozess zwei

Impulsüberträge verursacht. Die zeitliche Änderung dieser Vergrößerung der Impulsverteilung gibt die Heizleistung an. Sie berechnet sich zu:

$$P_H = \frac{d}{dt} \langle \hat{p}^2 \rangle = 2\Gamma_{sc} \hbar^2 k^2 = 2D \quad (2.53)$$

Die Heizleistung wird auch als Impulsdiffusion mit dem zugehörigen Diffusionskoeffizient  $D = \hbar^2 k^2 \Gamma_{sc}$  bezeichnet.

Betrachtet man das thermodynamische Gleichgewicht, bei dem gerade Kühl- und Heizprozess den selben Betrag besitzen, so lässt sich die Gleichgewichtsgeschwindigkeit  $v_g$  angeben. Diese berechnet sich durch Gleichsetzen der Ausdrücke (2.53) und (2.51) zu

$$v_g = \hbar k \sqrt{\frac{\Gamma_{sc}}{\alpha}}, \quad (2.54)$$

deren minimal erreichbarer Wert als Dopplergeschwindigkeit  $v_D$  bezeichnet wird. Um diese Geschwindigkeit berechnen zu können, muss das Verhältnis von  $\Gamma_{sc}/\alpha$  minimiert werden. Setzt man  $\alpha$  aus (2.48) und  $\Gamma_{sc}$  aus (2.45) in den Ausdruck der Gleichgewichtsgeschwindigkeit ein, so erhält man ein Minimum dieses Verhältnisses für  $\delta_L = \Gamma/2$  und  $S \rightarrow 0$ . Die zugehörige Dopplergeschwindigkeit  $v_D$  lautet:

$$v_D = \sqrt{\frac{\hbar\Gamma}{2m}} \quad (2.55)$$

Setzt man die Dopplergeschwindigkeit  $v_D$  in Gleichung (2.46) ein, so gelangt man zur sogenannten Dopplertemperatur

$$T_D = \frac{\hbar\Gamma}{2k_B}. \quad (2.56)$$

Für Argon<sup>7</sup> beträgt diese Temperatur 134  $\mu\text{K}$ , was einer Geschwindigkeit von 0,23 m/s entspricht. Vergleicht man die Dopplergeschwindigkeit mit der Rückstoßgeschwindigkeit, so ist diese circa 19 mal größer.

Will man eine mehrdimensionale optische Melasse realisieren, so gelten weiterhin alle bisherigen Betrachtungen. Allerdings muss man beachten, dass der Sättigungsparameter  $S$  nun nicht mehr nur durch eine, sondern durch mehrere sich überlappende Laserstrahlen gegeben ist. Die Impulsdiffusion  $D$  wird dadurch zu einem Tensor, der aber lediglich zu größerem mathematischen Aufwand führt, weshalb im Rahmen dieser Arbeit eine eindimensionale Betrachtung gemacht wurde. Die Verallgemeinerung führt wiederum zum selben Dopplergrenzwert wie in vorhergehenden Betrachtungen.

## 2.6 Magneto-optische Melasse

Die in den vorherigen Kapiteln beschriebene Kühlung von Atomen beruht auf der spontanen Streukraft. Die daraus resultierende Dopplerkraft führt zu einer Dämpfung der Geschwindigkeit der Atome bis zu einem minimalen Wert  $v_D$ , was als eine Kompression im Impulsraum betrachtet werden kann. Im Ortsraum lässt sich mit Hilfe der Dopplerkraft jedoch keine Kompression erreichen, da in Gleichung (2.47) kein Ort ausgezeichnet

<sup>7</sup>Dabei wird die Linienbreite  $\Gamma = 2\pi \times 5,3$  MHz des geschlossenen Übergangs  $1s_5 \rightarrow 2p_9$  betrachtet.

ist, zu dem eine notwendige, rüctreibende Kraft gerichtet sein müsste. Die Erzeugung eines ausgezeichneten Punktes im Ortsraum gelingt durch Anlegen eines linearen Magnetfeldes  $B(z) = A \cdot z$ , dessen Nullpunkt dieser Punkt ist. So gelangt man von der optischen- zur magneto-optischen Melasse. Die Funktionsweise der magneto-optischen Melasse in einer Dimension soll im folgenden erläutert werden. Die Verallgemeinerung auf den mehrdimensionalen Fall unterscheidet sich lediglich durch einen größeren mathematischen Aufwand.

Die magneto-optische Melasse kann nicht mehr mit Hilfe eines Zwei-Niveau-Atoms beschrieben werden. Der einfachste Übergang, mit dem man diese beschreiben kann, ist ein Übergang von  $J_g=0$  nach  $J_e=1$ . Die Zeeman-Verschiebung eines linearen Magnetfeldes führt zu einer Verschiebung der atomaren Niveaus und damit zu einer Erweiterung der Spontankraft um einen Term im Ausdruck für die Verstimmung  $\delta_z = \mu' B/\hbar$  des Lichts bezüglich des Übergangs. Dabei bezeichnet  $\mu'$  das effektive magnetische Moment für den jeweiligen optischen Übergang. Es berechnet sich über die jeweiligen Lande'schen  $g$ -Faktoren gemäß  $\mu' = (g_e J_e - g_g J_g)\mu_B$ , wobei  $g_g$  der  $g$ -Faktor des Grund- und  $g_e$  der des angeregten Zustands ist. Die zusätzliche Verstimmung  $\delta_z$  ist der Dopplerverschiebung betragsmäßig entgegengerichtet und führt zur sogenannten magneto-optischen Kraft auf ein Atom, die durch

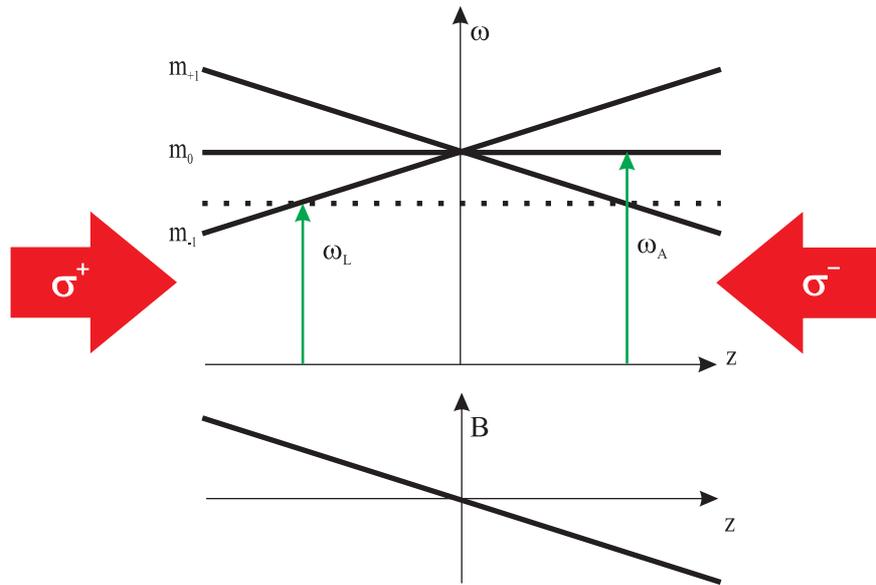
$$F_{MO} = \frac{\hbar k \Gamma}{2} \frac{S}{1 + S + \frac{4}{\Gamma^2} (\delta_L - k \cdot v + \frac{1}{\hbar} \mu' \cdot B)^2} \quad (2.57)$$

gegeben ist.

Bringt man zwei rotverstimmte zirkular polarisierte Laserstrahlen in einem Magnetfeld mit linearem Magnetfeldgradienten  $B(z) = A \cdot z$  zum Überlapp, so spricht man von einer magneto-optischen Melasse.

$$F_M = \frac{\hbar k \Gamma}{2} \left[ \frac{S}{1 + S + \frac{4}{\Gamma^2} (\delta_L - k \cdot v + \frac{1}{\hbar} \mu' \cdot B)^2} - \frac{S}{1 + S + \frac{4}{\Gamma^2} (\delta_L + k \cdot v + \frac{1}{\hbar} \mu' \cdot B)^2} \right]$$

Betrachtet man analog zu [Raa87] einen Übergang von  $J_g = 0 \rightarrow J_e = 1$ , so besitzt das Atom ohne Magnetfeld einen Grundzustand und drei angeregte Zustände, die energetisch entartet sind. Die magnetischen Unterzustände erfahren in einem Magnetfeld eine Zeeman Aufspaltung, die sich für das hier betrachtete Atom folgendermaßen äußert. Die jeweilige zirkulare Polarisation  $\sigma_{\pm}$  führt zu Übergängen zwischen den Niveaus  $|g_{m=0}\rangle$  und  $|e_{m=\pm 1}\rangle$ . Die gesamte Verstimmung der Laserstrahlen ist aufgrund der Ortsabhängigkeit des Magnetfeldes ebenfalls ortsabhängig. Dieser Sachverhalt ist in Abbildung (2.6) dargestellt. Hier ist die Zeeman Aufspaltung der angeregten Zustände  $|e_{m=\pm 1}\rangle$  dargestellt. Der  $|e_{m=0}\rangle$ -Zustand ist hier von geringer Bedeutung, da dieser Zustand nicht von zirkular polarisiertem Licht angeregt werden kann. Wird nun der Laser rot verstimmt, so werden an der Stelle, an der  $|e_{m=-1}\rangle$  zu tieferen Energien verschoben wurde, verstärkt Photonen aus dem  $\sigma^-$ -Strahl gestreut, da dieser Zustand näherresonant ist. Das Atom wird in Richtung des Ursprungs beschleunigt. Im obigen Bild ist das der Fall, wenn sich das Atom links vom Ursprung befindet. Für ein Atom, das sich rechts davon befindet, ist aufgrund der Absenkung des  $|e_{m=+1}\rangle$ -Zustands der  $\sigma^+$ -Strahl näher resonant, was zu einer Kraft führt, die wieder auf den Ursprung zeigt.



**Abbildung 2.6:** Die Zeeman verschobenen angeregten Zustände erzeugen eine ortsabhängige Kraft, die aus der Ortsabhängigkeit der Streurrate von Photonen zustande kommt. Die resultierende Kraft zeigt dabei stets zum Nullpunkt des im unteren Teil dargestellten Magnetfeldverlauf.

Analog zur Vorgehensweise beim Dopplerkühlen, kann man die Gleichung der magneto-optischen Melasse für kleine Geschwindigkeiten und unter der Annahme eines linearen Magnetfeldgradienten  $A$  entwickeln,

$$F_{MOM} \approx -\alpha \cdot v + \kappa \cdot z, \quad (2.58)$$

was einen gedämpften harmonischen Oszillator beschreibt. Wichtige Parameter sind die Dämpfungsrate

$$R_{MOM} = \frac{\alpha}{m} = \left( \frac{8\hbar k^2 \delta_L}{\Gamma} \frac{S}{(1 + \frac{4}{\Gamma^2} \delta_L^2)^2} \right) \frac{1}{m} \quad (2.59)$$

und die Oszillationsfrequenz

$$\omega_{MOM} = \sqrt{\frac{\kappa}{m}} = \sqrt{\frac{\mu' A \alpha}{\hbar k} \frac{1}{m}} \quad (2.60)$$

der magneto-optischen Melasse.

Da für eine magneto-optische Melasse zirkular polarisiertes Licht unterschiedlicher Richtungen verwendet wird, kann man aufgrund der dadurch auftretenden Polarisationsgradienten tiefere Temperaturen erreichen als durch das Dopplerlimit angegeben wird. Näheres zu diesem als  $\sigma^+$   $\sigma^-$  Kühlen bezeichneten Verfahren wird im Rahmen des folgenden Kapitels diskutiert.

## 2.7 Polarisationsgradientenkühlen

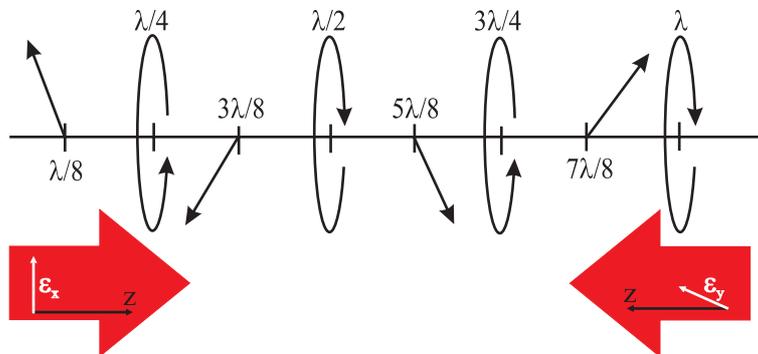
Bei der Laserkühlung ist man an der Realisierung möglichst tiefer Temperaturen interessiert. In der bisherigen Behandlung des Atoms als Zwei-Niveau-System erhält man eine

untere Schranke für die erreichbare Temperatur. Dies ist das in Kapitel (2.5) beschriebene Dopplerlimit. Experimentell wurden jedoch von [Lett88] und [Gou88] unabhängig voneinander Temperaturen gemessen, die weitaus tiefer sind, als das Dopplerlimit voraussagt. Die theoretische Behandlung gelang erstmals Dalibard und Cohen-Tannoudji [Dal89/1]. Dabei kann nicht mehr von einem Zwei-Niveau-Atom ausgegangen werden. Solche Temperaturen erreicht man mit Hilfe von Polarisationsgradienten. Überlagert man zwei entgegenreisende Laserstrahlen, deren Polarisation senkrecht zueinander ist, so ändert sich die Polarisation des Lichts sehr stark bezüglich des Ortes, was man als *Polarisationsgradienten* bezeichnet. Dies ist durch die Überlagerung zweier linear polarisierter Laserstrahlen mit senkrechter Polarisation zueinander, die als  $\text{lin} \perp \text{lin}$  Methode bezeichnet wird.

Ein anderes Lichtfeld, das ebenfalls Temperaturen unterhalb des Dopplerlimits ermöglicht, resultiert durch Überlagerung von zwei zirkular polarisierten Strahlen unterschiedlicher Richtung, welche als  $\sigma^+ \sigma^-$  Kühlen bezeichnet wird.

### 2.7.1 Die $\text{lin} \perp \text{lin}$ Kühlung

Bei der  $\text{lin} \perp \text{lin}$ - Methode [Dal89] werden zwei entgegenreisende, linear polarisierte Laserstrahlen, deren Polarisationsachsen jeweils senkrecht zueinander stehen, überlagert. Auf diese Art erzeugt man ein Lichtfeld, das den in Abbildung (2.7) gezeigten räumlichen Verlauf besitzt. Die beiden Laserstrahlen erzeugen eine Änderung der Polarisation des resultierenden Lichtfeldes im Abstand von  $\lambda/8$  zwischen linearer und zirkularer Polarisation. Anhand der Abbildung erkennt man, dass sich die lineare Polarisation jeweils nach

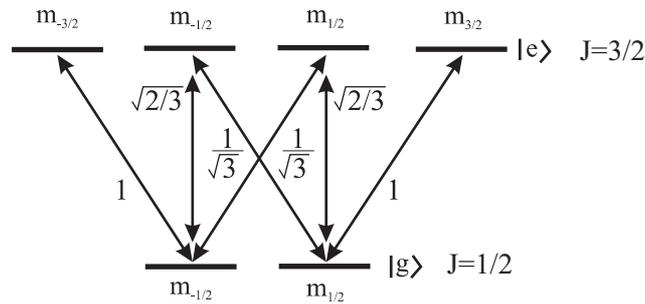


**Abbildung 2.7:** Das Lichtfeld zweier senkrecht zueinander stehenden linearen Polarisationen. Hieraus ergibt sich ein Verlauf, dessen Polarisation sich im Abstand von  $\lambda/8$  wie dargestellt, ändert.

$\lambda/4$  um  $90^\circ$  gedreht hat. Zwischen diesen linearen erhält man zirkulare Polarisationen, mit abwechselnden Richtungen.

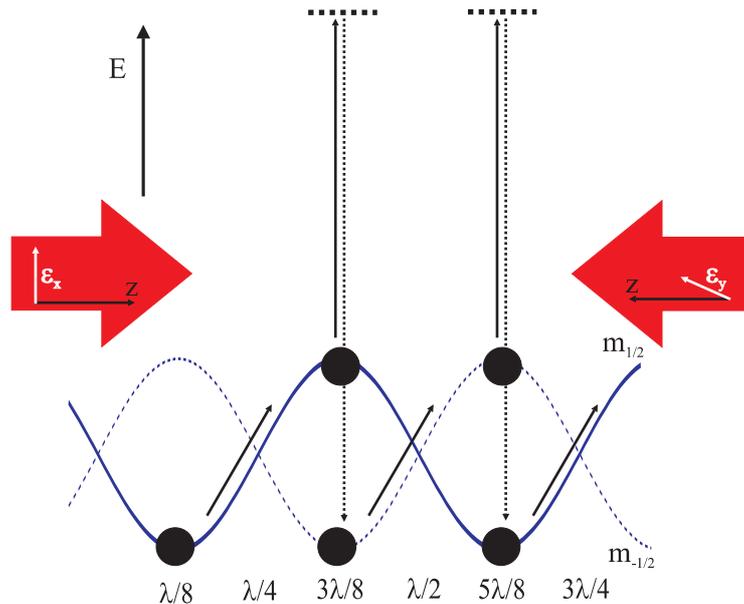
Der einfachste Übergang, an dem dieser Kühlprozess in einem solchen Lichtfeld auftritt, ist einer der von  $J_g = 1/2$  nach  $J_e = 3/2$  führt. Abbildung (2.8) zeigt das Niveauschema dieses Übergangs mit den jeweiligen Clebsch Gordan Koeffizienten, deren Quadrate die Übergangswahrscheinlichkeiten angeben.

Im Lichtfeld erfahren die Energieniveaus eine Verschiebung, durch den AC Stark Shift. Die unterschiedlichen Polarisationen koppeln jedoch verschieden stark an die magneti-



**Abbildung 2.8:** Die Energieniveaus eines  $J_{1/2} \rightarrow J_{3/2}$  Übergangs, der als einfachster Übergang Polarisationsgradientenkühlen ermöglicht.

schen Unterzustände aufgrund der unterschiedlichen Clebsch Gordan Koeffizienten. Da die Stärke der Kopplung des Lichts an das Atom durch die Rabi-Frequenz gegeben ist, bedeutet eine sich räumlich ändernde Polarisation auch eine räumliche Änderung der Rabi-Frequenz. Eine höhere Rabi-Frequenz führt zu einer stärkeren Verschiebung der Niveaus. Die dadurch hervorgerufene Aufspaltung der Grundzustände wird in Abbildung (2.9) dargestellt. Im Bereich der  $\sigma^-$ -Polarisation ist der Zustand  $|g_{-1/2}\rangle$  energetisch niedriger



**Abbildung 2.9:** Die durch das Lichtfeld verschobenen Grundzustände ermöglichen dem Atom, seine potentielle Energie zu verändern. Auf den Potentialmaxima wird das Atom idealerweise mit Hilfe von optischem Pumpen in den energetisch günstigeren Grundzustand gebracht.

als der  $|g_{+1/2}\rangle$ . Der Übergang von  $|g_{-1/2}\rangle \rightarrow |e_{-3/2}\rangle$  besitzt den größten Clebsch Gordan Koeffizient und ist somit der stärkste Übergang bei einer  $\sigma^-$ -Polarisation des Lichts. Bei  $\sigma^+$ -Polarisation ist der stärkste Übergang der zwischen  $|g_{+1/2}\rangle$  und  $|e_{+3/2}\rangle$ . Ein Atom im  $|g_{1/2}\rangle$ -Zustand, das sich in diesem Lichtfeld bewegt und bei  $z = \lambda/8$  startet, erhöht zunächst seine potentielle Energie und verringert sie schließlich wieder. Dabei ist

es für ein Atom, das sich auf einem Potentialmaximum befindet, energetisch günstiger, in den Zustand  $|g_{-1/2}\rangle$  überzugehen. Der Übergang in den Gleichgewichtszustand wird mit Hilfe von optischem Pumpen erreicht. Um ein Atom in einen anderen Grundzustand zu pumpen, benötigt das System jedoch eine endliche Zeit, die als Pumpzeit  $\tau_P$  bezeichnet wird. Diese Zeit kann um einige Größenordnungen länger sein, als die spontane Zerfallszeit  $\tau$ . Die längere Pumpzeit ist der Grund, weshalb sich das Atom in einem Ungleichgewichtszustand befinden kann. Für eine Geschwindigkeit  $v_c = \lambda/4\tau_P$  bewegt sich das Atom gerade so weit, dass es sich auf einem Potentialmaximum befindet. Wird es nun optisch in den tiefer liegenden Zustand gepumpt, so verliert es diese potentielle Energie. Die Energiedifferenz steckt im spontan emittierten Photon, dessen Energie um den Betrag der potentiellen Energie größer ist als die des absorbierten Photons. Dieser Prozess kann so oft ablaufen, bis das Atom nicht mehr genügend Energie hat, um den Potentialberg hinaufzugelangen. Wegen der Analogie zur griechischen Mythologie wird diese Art der Kühlung auch als Sisyphus-Kühlung bezeichnet.

Wegen der Geschwindigkeitsabhängigkeit dieser Methode ist man in der Lage analog zum Dopplerkühlen einen Reibungskoeffizienten  $\alpha_{lin\perp lin}$  anzugeben. Dieser lautet nach [Dal89]

$$\alpha_{lin\perp lin} = -\hbar k^2 \frac{\delta_L}{\Gamma}. \quad (2.61)$$

und wird für weite Verstimmung größer. Da die Impulsdiffusion dieselbe Größenordnung wie für das Dopplerkühlen besitzt, kann man auf diese Art niedrigere Temperaturen erreichen. Die Temperatur lässt sich ebenfalls nach [Dal89] berechnen:

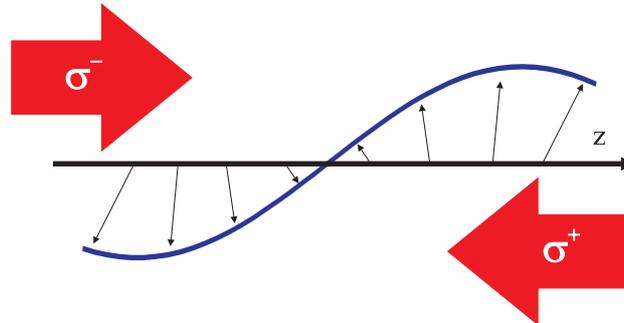
$$T_{lin\perp lin} \sim \frac{\hbar\Omega^2}{|\delta_L|k_B}. \quad (2.62)$$

Durch eine weitere Verstimmung des Lasers verlängert man die Pumpzeit  $\tau_P$ , was dem System bei kleinen Geschwindigkeiten immer noch die Möglichkeit gibt, das Potential hinauf zu gelangen. Eine Verringerung der Intensität des Lasers führt zu einer geringeren Aufspaltung der Niveaus. Die Endtemperatur wird also für größere Verstimmung und kleinere Leistung geringer. Die minimale Temperatur des Polarisationsgradientenkühlens ist theoretisch durch den Photonenrückstoß begrenzt. Diese Temperatur  $T_{rec}$  würde für sehr große Verstimmung bei verschwindender Intensität erreicht. In der Praxis lassen sich Temperaturen erzeugen, die sich in der Größenordnung von wenigen Photonenrückstößen befinden.

### 2.7.2 Die $\sigma^+ \sigma^-$ Kühlung

In einer magneto-optischen Melasse, die mit zwei zirkular polarisierten Laserstrahlen realisiert wird, können ebenfalls Temperaturen unterhalb des Dopplerlimits beobachtet werden [Gou88]. Dieser Kühlprozess liegt im Gegensatz zur oben erwähnten  $lin \perp lin$  Methode nicht einem Sisyphus-Mechanismus zugrunde, bei dem optisches Pumpen zwischen verschobenen Niveaus in der Lage ist, Energie aus dem System zu dissipieren. Hier wird durch die Rotation der Polarisation die Besetzungswahrscheinlichkeit der Zustände durch das Lichtfelds so verändert, dass eine bevorzugte Streuung von Photonen aus einer bestimmten Richtung eine Kühlung des Atoms bewirkt.

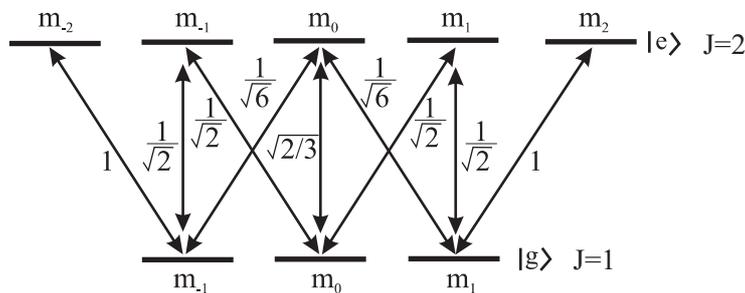
Die  $\sigma^+$   $\sigma^-$  Kühlung wird durch zwei entgegenlaufende Strahlen mit jeweils senkrechten zirkularen Polarisationen realisiert, die zum Überlapp gebracht werden. Besitzen



**Abbildung 2.10:** Das Lichtfeld zweier senkrecht zueinander stehenden zirkular polarisierten Laserstrahlen. Der elektrische Feldvektor beschreibt eine *Stehschraube* mit einer Länge, die der Wellenlänge des Lichts entspricht.

beide Strahlen dieselbe Intensität, so resultiert an jedem Punkt im Raum eine lineare Polarisation wie in Abbildung (2.10) dargestellt. Allerdings variiert die Richtung der Polarisationsachse, sodass sich nach einer Strecke, die einer Wellenlänge entspricht, die Polarisation einmal um diese Achse gedreht hat.

Der einfachste Übergang, der diese Art der Kühlung ermöglicht, ist einer von  $J = 1$



**Abbildung 2.11:** Energieniveaus eines Übergangs von  $J = 1$  nach  $J = 2$ . Dieser Übergang ist der einfachste, der eine Erklärung des  $\sigma^+$   $\sigma^-$  Kühlen liefert.

nach  $J = 2$ . Da man für ein ruhendes Atom durch das oben beschriebene Lichtfeld ausschließlich lineare Polarisation realisiert, wird man nur  $\pi$ -Übergänge<sup>8</sup> anregen. Wegen der verschiedenen Clebsch Gordan Koeffizienten, wie in Abbildung (2.11) dargestellt, erhält man eine symmetrische Besetzung der Grundzustandsniveaus um den am stärksten besetzten Zustand  $|g_{m=0}\rangle$ .

Bewegt sich ein Atom in positive  $z$ -Richtung, so sieht dieses eine lineare Polarisation, die sich um diese  $z$ -Achse dreht. Eine Transformation in ein bewegtes, rotierendes Bezugssystem<sup>9</sup> zeigt, dass das Atom eine asymmetrische Besetzung der Grundzustandsniveaus

<sup>8</sup>Dies sind Übergänge mit  $\Delta m=0$ .

<sup>9</sup>Die Rotation des Systems ist von der Geschwindigkeit des Atoms abhängig. Dessen Rotationsfrequenz wird gerade so gewählt, dass das Atom in diesem Bezugssystem zu jeder Zeit eine lineare Polarisation konstanter Richtung sieht.

einnimmt. Die genaue Berechnung erfolgt mit Hilfe der Störungstheorie und wurde von [Dal89] behandelt, sodass an dieser Stelle nur das Ergebnis erwähnt wird.

In dem rotierenden Bezugssystem besitzt das System andere Eigenzustände, die aus Superpositionen aller magnetischen Unterzustände bestehen. Da sich das Atom in einer bestimmten Richtung bewegt, ist die Besetzung der Zustände nicht mehr symmetrisch. Eine Berechnung der neuen Besetzung der Grundzustände zeigt, dass für eine Bewegung des Atoms in positive  $z$ -Richtung der Zustand  $|g_{m=1}\rangle$  stärker besetzt ist, was dazu führt, dass mehr entgegenlaufende  $\sigma^+$  Photonen gestreut werden als  $\sigma^-$  Photonen, die sich in dieselbe Richtung bewegen. Anhand des Clebsch Gordan Koeffizient für den  $|g_{m=1}\rangle \rightarrow |e_{m=2}\rangle$  kann man erkennen, dass bei diesem Übergang die Wahrscheinlichkeit ein  $\sigma^+$  Photon zu absorbieren sechs mal größer ist, als die Absorptionswahrscheinlichkeit für ein  $\sigma^-$  Photon. Dies führt zu einer Dämpfungskraft auf das Atom.

Bewegt sich das Atom mit einer Geschwindigkeit, die höher ist als eine charakteristische Geschwindigkeit  $v_c$ , so kann keine Ungleichgewichtsbesetzung erreicht werden, und man erhält einen Dopplerkühlmechanismus.

Bei dieser Art der Kühlung bedeutet ein vorhandenes Magnetfeld, wie es in einer magneto- optischen Melasse vorkommt eine Beeinträchtigung des Kühlprozesses. Die magnetischen Momente des Atoms beim  $\sigma^+$   $\sigma^-$  Kühlen sind üblicherweise ausgerichtet. Diese Ausrichtung wird von einem Magnetfeld gestört und das Erreichen von Temperaturen unterhalb des Dopplerlimits erschwert.

Trotz der unterschiedlichen Mechanismen der beiden Sub-Doppler Kühlmethoden erhält man den selben Ausdruck für die Temperaturabhängigkeit, nämlich  $T \sim \Omega^2/\delta_L$ . Allerdings ergibt sich für die  $\sigma^+$   $\sigma^-$  Methode ein geringerer Dämpfungskoeffizient, da jedoch die Heizrate ebenfalls kleiner als für das  $\text{lin} \perp \text{lin}$  Verfahren ist, ergibt sich die selbe Endtemperatur für beide Verfahren.



## 3 Experimenteller Teil

Das folgende Kapitel ist den wichtigsten verwendeten Komponenten des experimentellen Aufbau gewidmet. In Abschnitt 3.1 wird das verwendete Atom vorgestellt. Die in dieser Arbeit notwendigen Optik zur Atomstrahlpräparation wird im Rahmen von Abschnitt 3.2, die Atomstrahlanlage ISABEL<sup>1</sup>, in der alle Experimente stattfinden, schließlich in Abschnitt 3.3 besprochen.

### 3.1 Argon

Argon hat im Periodensystem die Ordnungszahl 18 und liegt in seiner natürlichen Zusammensetzung bereits zu 99,6% als <sup>40</sup>Ar nahezu isotopenrein vor. Es wird deshalb bei allen weiteren Betrachtungen davon ausgegangen, dass alle Atome dieselbe Masse besitzen. Argon ist kommerziell in Gasflaschen erhältlich und deshalb einfach und kostengünstig zu erwerben. Bei der Verwendung eines Edelgases ist dessen Reaktionsträgheit ein Garant dafür, dass das Atom keine chemische Bindung mit dem experimentellen Aufbau eingeht. Viel wichtiger für eine atomoptische Verwendung ist, dass metastabiles Argon einen geschlossenen Übergang im nahen Infrarot besitzt. Die Tatsache, dass ein einzelnes metastabiles Atom sehr viel Energie besitzt, ist für dessen Detektion entscheidend. So sind diese Atome in der Lage, Elektronen aus einem Material auszulösen, welche mit einer höheren Wahrscheinlichkeit mit Hilfe eines Elektronenvervielfachers nachgewiesen werden können.

Im Grundzustand besitzt Argon die Elektronenkonfiguration  $1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6$  und hat, wie alle Edelgase, eine abgeschlossene Elektronenschale. Mit einer geraden Anzahl von Protonen (18) und Neutronen (22) besitzt Argon einen gg-Kern, der keinen Kernspin besitzt. Deshalb weist das Spektrum von Argon auch keine Hyperfeinaufspaltung auf, die aus der Kopplung des Kernspins an den Drehimpuls der Elektronen entsteht. Die fehlende Hyperfeinaufspaltung stellt einen großen Vorteil gegenüber den oft im Rahmen der Atomoptik verwendeten Alkaliatomen dar, da keine optischen Pumpprozesse zwischen diesen Niveaus stattfinden, welche die Wechselwirkung von Licht und Atome kompliziert machen.

Die für Edelgase typische Art der Drehimpulskopplung bezeichnet man als intermediäre Kopplung. Hierbei koppeln Bahndrehimpuls  $l$  und Spin  $s$  des Leuchtelektrons einzeln an den Gesamtdrehimpuls  $J$  des Restatoms. Die Bezeichnung der Energieniveaus wird wegen der vorliegenden intermediären Kopplung üblicherweise in der sogenannten Racah-Notation vorgenommen, die nur der Vollständigkeit halber erwähnt wird. Für

---

<sup>1</sup>Institute Slow Atomic Beam Experiments with Lasers

spektroskopische Anwendungen verwendet man oft die einfachere Paschen Notation. Da wegen der Auswahlregeln für optische Dipolübergänge ( $\Delta J = 0, \pm 1$ ;  $\Delta l = 0, \pm 1$ ) nur die Quantenzahlen  $J$  und  $l$  von Bedeutung sind, ist es sinnvoll diese vereinfachte Notation  $Nl_q(J)$  zu verwenden, wobei  $N$  die Termgruppe mit dem selben  $n$  und  $l$  beschreibt. Hier ist  $q$  keine Quantenzahl und nummeriert die Terme innerhalb einer Gruppe nach abnehmenden Energien. Der Gesamtdrehimpuls wird mit  $J$  bezeichnet.

Die ersten angeregten Zustände ( $1s_5$  bzw.  $1s_3$ , siehe Abbildung(3.1)) liegen 11,7 eV über dem Grundzustand und somit nahe an der Ionisationsgrenze von 15,8 eV. Eine optische Anregung des Atoms in diese Zustände ist aufgrund der Wellenlänge, die sich im tiefen Ultraviolett<sup>2</sup> befindet und der Auswahlregeln für Dipolübergänge ( $\Delta J=0$ ;  $\pm 1$ ) nicht möglich. Um sie für die Atomoptik zugänglich zu machen, werden Argonatome durch inelastische Stöße mit Elektronen in einer Gasentladung in diese metastabilen Zustände angeregt. Der Prozess lässt sich beschreiben durch

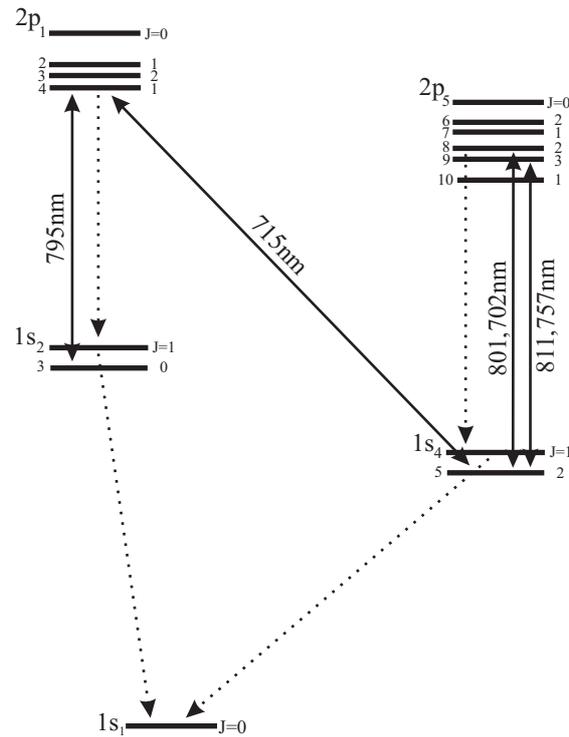


Dabei sind Ar und Ar\* die Atome, die sich im Grund- bzw. angeregten metastabilen Zustand befinden. Die verschiedenen kinetischen Energien der Elektronen deuten die Anregungsenergie der metastabilen Argonatome an. Bei diesem Prozess entstehen zusätzlich noch UV-Photonen, wenn angeregte Atome in ihren Grundzustand zerfallen oder höher angeregt werden und in die Zustände  $1s_5$  und  $1s_3$  zerfallen. Diese Photonen spielen bei der Detektion eine Rolle, da sie aufgrund ihrer hohen Energie ebenfalls in der Lage sind, im Detektor einen Zählimpuls auszulösen. Die so angeregten Argonatome besitzen in ihrem metastabilen Zustand eine Lebensdauer von etwa 38 Sekunden [Kat93]. Die Lebensdauer ist im Vergleich zu deren Flugzeit durch die Vakuumanlage, die einige Millisekunden beträgt, sehr groß. Wegen ihrer langen Lebensdauer behandelt man metastabile Zustände als Grundzustände für weitere Anregungen. In dieser Arbeit werden zwei Übergänge des Argons zur Wechselwirkung mit einem Laser verwendet:

### Der Kühlübergang: $1s_5 \rightarrow 2p_9$ bei 811,757 nm

Ein geschlossener Übergang vom metastabilen Grundzustand  $1s_5$  zum angeregten Zustand  $2p_9$  ist ideal für Laserkühlung. So zerfällt der angeregte  $2p_9$  Zustand mit einer Wahrscheinlichkeit von 99,9% wieder in seinen metastabilen Grundzustand  $1s_5$  zurück. Ein vernachlässigbarer Teil zerfällt über Zwischenniveaus wieder in den Grundzustand. Die Wellenlänge dieses Übergangs befindet sich im nahen Infrarot bei 811,757 nm und kann von Titan Saphir-, Farbstoff- oder wie in diesem Experiment, von kostengünstigen Diodenlasern erreicht werden. Die natürliche Lebensdauer  $\tau$  des  $2p_9$ -Zustands beträgt 30,1 ns, was zu einer natürlichen Linienbreite von  $\Gamma = 1/\tau = 2\pi \times 5,3$  MHz (FWHM) führt. Ein geschlossener Übergang ist für die Laserkühlung von zentraler Bedeutung, da man für einen makroskopischen Impulsübertrag eine große Anzahl von Photonen streuen muss. Zerfällt der angeregte Zustand nicht wieder in seinen metastabilen Grundzustand, so ist eine weitere Anregung durch den Laser nicht möglich. Das Atom ist somit für die Laserkühlung verloren.

<sup>2</sup>Bei diesen Wellenlängen, die 107 nm und 105 nm betragen, gibt es keine kommerziellen Laser.



**Abbildung 3.1:** Energieniveaus von Argon mit den zugehörigen Übergängen. Im Rahmen dieses Experiments sind zwei Übergänge von Bedeutung: Der Kühlübergang  $1s_5 \rightarrow 2p_9$  bei 811,757 nm und der Absorptionsübergang  $1s_5 \rightarrow 2p_8$  bei 801,702 nm. Die Übergänge von  $1s_5$  bzw.  $1s_3$  nach  $2p_4$  sind nur der Vollständigkeit halber gezeichnet. Die gepunktet dargestellten Pfeile stellen die spontanen Prozesse dar.

### Absorptionsübergang: $1s_5 \rightarrow 2p_8$ bei 801,702 nm

Der zweite hier verwendete Übergang ist ein offener Übergang, der nach einer Anregung über Zwischenniveaus wieder in den Grundzustand des Atoms zerfällt. Dieser Zerfall ist in Abbildung (3.1) dargestellt. Ist das Atom im Grundzustand, so kann es weder mit dem hier verwendeten Licht wechselwirken, noch von Detektoren, die auf dem Prinzip des Auslösens von Elektronen durch die hohe Anregungsenergie des metastabilen Zustands beruhen, nachgewiesen werden. Somit können diese metastabilen Atome durch einen offenen Übergang “*absorbiert*” werden. Der im folgenden Verlauf dieser Arbeit auch als Absorptionsübergang bezeichnete offene Übergang ist einer, der vom metastabilen Grundzustand  $1s_5$  unter Einstrahlung von Licht mit der Wellenlänge 801,702 nm zum angeregten Zustand  $2p_8$  führt. Von hier zerfällt das Atom mit einer 71%igen Wahrscheinlichkeit in seinen Grundzustand. Wegen der hohen Wahrscheinlichkeit des Zerfalls kann schon mit kleinen Laserleistungen das Atom in den Grundzustand gebracht werden.

## 3.2 Optischer Aufbau

Das folgende Kapitel beschäftigt sich mit der im Rahmen dieser Arbeit aufgebauten und verwendeten Optik. Verwendet wird ein Diodenlasersystem, das sich in zwei Teile

unterteilen lässt. Der erste Teil besteht aus drei Diodenlasern und dient zur Präparation des Atomstrahls. Alle drei Laser liefern Licht nahe dem geschlossenen Übergang bei 811,757 nm. Die Frequenzverschiebung für die jeweiligen Präparationsschritte werden von akusto-optischen Modulatoren (AOM) (Abschnitt 3.2.4) erzeugt. Die zur Präparation nötige Laserleistung wird von einem Master- und zwei Slavelasern mit Hilfe einer Injection Lock Technik (Abschnitt 3.2.5) zur Verfügung gestellt. Dabei wird die Frequenz des Masterlasers elektronisch auf den Übergang bei 811,757 nm stabilisiert, wobei das Regelsignal mit Hilfe einer Sättigungsspektroskopie (Abschnitt 3.2.3) erzeugt wird.

Das zweite Lasersystem ist deutlich einfacher und besteht aus einem gitterstabilisierten Diodenlaser, der auf einem offenen Übergang bei 801,702 nm arbeitet. Auch dieser Laser kann mit Hilfe von Sättigungsspektroskopie elektronisch auf diesen Übergang stabilisiert werden.

#### 3.2.1 Der optische Tisch

Die gesamte Optik befindet sich auf einem schwingungsgedämpften optischen Tisch (Newport). Das Laserlicht wird über optische Fasern zur Atomstrahlanlage transportiert, die sich in einem separaten Labor befindet.

Der Vorteil der Trennung von Strahlanlage und Optik liegt darin, dass man Änderungen an der Optik vornehmen kann, ohne die restlichen Komponenten, die an der Vakuumanlage angebracht sind, zu beeinflussen. Auch Vibrationen, die von der Arbeit an der Anlage stammen, können die im getrennten Labor aufgestellten Laser nicht stören. Somit ist man in der Lage, eine elektronische Stabilisierung der Laserfrequenz zu erreichen, die den Laser lange Zeit auf der gewünschten Wellenlänge hält. Dies stellt für die Manipulation von Atomen eine Grundvoraussetzung dar. Deshalb bedeutet eine Trennung von Vakuumanlage und Optik einen entscheidenden Vorteil, der die recht hohen Verluste (30-60%) an Laserleistung aufwiegt, die bei der Einkopplung in eine optische Singlemode-Faser auftreten. Abbildung (3.2) zeigt den schematischen Aufbau der Optik. Mit Hilfe eines sogenannten anamorphen Prismenpaars wird der aus der Laserdiode elliptisch emittierte Strahl rund geformt. Diese Prismen erlauben die Strahlgröße in einer Richtung beliebig zu verändern. Schon geringe Intensität der Rückkopplung reicht aus, um die Diode in Multimode Betrieb zu versetzen. Größere Intensitäten, die in die Laserdiode gelangen, können sogar zu einer verkürzten Lebensdauer führen. Deshalb wurde vor jedem der vier Laserdioden ein optischer Isolator montiert, der unerwünschte Rückkopplungen durch reflektiertes Licht verhindert. Hinter dem Isolator wird die Leistung des sogenannten Masterlasers (circa 18 mW Ausgangsleistung) auf zwei Strahlen verteilt, wovon der leistungsstärkere Strahl (12 mW) in eine Singlemode-Faser (Firma Schäffter & Kirchhoff) mit einer Effizienz von circa 70% eingekoppelt wird, die zur Atomstrahlkollimation (Kapitel 5) führt. Die restliche Laserleistung (6 mW) wird für den Injection Lock der Slavelaser und zur Spektroskopie benötigt, welche in den folgenden Abschnitten noch näher erklärt werden.

Die Spektroskopie erhält Licht, das mit Hilfe von zwei AOM um insgesamt  $-18,5$  MHz bezüglich des Masterlasers verstimmt wurde. Da man diesen mit Hilfe der Spektroskopie auf Resonanz zum  $1s_5 \rightarrow 2p_9$  Übergang stabilisiert, läuft der Master Laser mit einer Verstimmung von  $+18,5$  MHz bezüglich dieses Argonübergangs. Im Verlauf von Kapitel 5 wird sich diese Verstimmung für die Atomstrahlkollimation als ideal erweisen.



Ein zweiter Strahl, der vom ersten AOM +80 MHz verschoben wurde, wird von einem weiteren AOM mit variabler Frequenz ( $-120 \pm 20$  MHz) zwischen  $-20$  MHz bis  $-40$  MHz verstimmt. Mit diesem Strahl wird der Laser für die 2D magneto-optische Falle (2D MOT), die auch als Funnel<sup>3</sup> bezeichnet wird, mit Hilfe des Injection Lock auf die gewünschte Wellenlänge stabilisiert. Mit Hilfe einer weiteren Singlemode-Faser (Firma Schäfter & Kirchhoff) wird der Laserstrahl zur Vakuumanlage transportiert. Allerdings liegt die Effizienz dieser Einkopplung mit 50% deutlich unter der für den Masterlaser. Das lässt sich dadurch erklären, dass der Masterlaser ein Modenprofil besitzt, das näher an einem Gaußprofil ist, als das der beiden Slavelaser.

Ein weiterer AOM, der im Doublepass<sup>4</sup> betrieben wird, verstimmt den Strahl, der den Slave für den Zeeman Slower auf eine Frequenz stabilisieren soll, um  $-160$  MHz. Von diesem AOM gelangt das Licht zum optischen Isolator des Zeeman Slave Lasers. Der Isolator ist in der Lage Licht, das seitlich eingekoppelt wird in Sperrichtung durchzulassen. Auf diese Art wird der Slave Laser,  $-160$  MHz gegenüber dem Übergang  $1s_5 \rightarrow 2p_9$  verstimmt, stabilisiert. Auch hier gelangt das Licht wie im Fall des Slave für die 2D MOT mit derselben Effizienz durch eine Faser (Firma Schäfter & Kirchhoff) zur Vakuumanlage.

Von dem bisher beschriebenen System getrennt, steht ein weiteres Diodenlasersystem, mit dem man die *Absorption* des Atomstrahl, also den Pumpprozess in den Argon Grundzustand erreichen kann. Der Laserstrahl gelangt direkt in die Spektroskopiezelle und wird elektronisch auf den Übergang  $1s_5 \rightarrow 2p_8$  stabilisiert. Mit Hilfe eines Fasereinkopplers (Elliot) wird das Licht in eine optische Faser eingekoppelt und zur Strahlanlage transportiert.

#### 3.2.2 Die Laser

Der Einsatz von Laserdioden ist eine kostengünstige Alternative zu einem Farbstoff-, oder Titan-Saphir Laser. Die Möglichkeit, dass Laserdioden in der Lage sind nur eine Mode zu emittieren, machen sie für Anwendungen im Rahmen der Atomoptik interessant. Wie in Abbildung (3.2) dargestellt, werden für den Versuchsaufbau vier Diodenlaser verwendet, die in diesem Kapitel näher beschrieben werden:

- Beim Masterlaser handelt es sich um einen kommerziellen gitterstabilisierten Diodenlaser (DL100) der Firma Toptica. Er beinhaltet eine Laserdiode (Sharp LTO16 MDO), deren Resonatorlänge mit Hilfe eines Reflexionsgitters um eine Strecke von 20 mm verlängert wurde. Je länger der Resonator eines Lasers ist, desto geringer ist seine Linienbreite, also die Frequenzbreite der Moden innerhalb des Resonators. Die Laserdiode liefert eine Leistung von circa 18 mW bei einer Wellenlänge von 811,757 nm, deren größter Teil für die Atomstrahlkollimation benötigt wird, die im Detail in Kapitel 5 behandelt wird. Die restliche Leistung wird nach einer Frequenzverschiebung durch akusto-optischen Modulatoren für die Realisation des Injection Locks von zwei Highpower Lasern verwendet. Hierzu werden insgesamt 4 mW benötigt. Die restliche Laserleistung wird für Spektroskopie verwendet, die

---

<sup>3</sup>Funnel bedeutet im Deutschen Trichter. Da die 2D MOT Atome fängt und komprimiert, wird sie auch als Atomtrichter oder Funnel bezeichnet.

<sup>4</sup>Dieser AOM läuft auf  $-89$  MHz, führt also bei zweimaligem Durchgang zu einer Verschiebung der Laserfrequenz um  $-178$  MHz.

zur elektronischen Wellenlängenstabilisierung<sup>5</sup> führt.

- Zwei Highpower Laserdioden (SDL 5422) werden als Lichtquelle für den Zeeman Slower (siehe Kapitel 6) und die zweidimensionale magneto-optische Falle verwendet, auf die im Rahmen von Kapitel 7 eingegangen wird. Diese Dioden sind auf eine Ausgangsleistung von 150 mW (single mode) spezifiziert, allerdings werden sie zugunsten einer höheren Lebensdauer nicht über 100 mW betrieben. Am anderen Ende der optischen Fasern stehen noch circa 45 mW zur Verfügung, die jeweils für den Betrieb des Zeeman Slower und der zweidimensionalen magneto-optischen Falle zur Verfügung stehen.

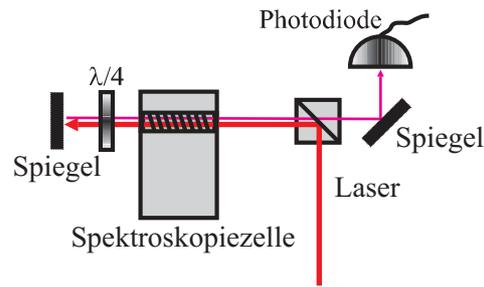
Ein großer Vorteil dieser Laserdioden ist, dass sie ein eingebautes Peltierelement besitzen, womit eine schnelle Temperaturänderung mit einer sehr kurzen Einschwingzeit erzielbar ist. Durch die Änderung der Temperatur ändert sich auch der Brechungsindex im integrierten Resonator der Diode, was dazu führt, dass die Diode auf einer anderen Wellenlänge arbeitet. Auch mit Hilfe einer Stromänderung kann man eine Wellenlängenänderung erreichen, allerdings immer in Verbindung mit einer Leistungsänderung.

- Ein weiterer gitterstabilisierter Diodenlaser liefert Licht einer Wellenlänge von 801,702 nm. Dabei handelt es sich um einen Eigenbau, dessen Design und Funktionsweise analog zum kommerziellen DL100 ist. Wie auch der Masterlaser besitzt der Absorptionslaser eine Spektroskopie, sowie die nötige Elektronik, mit der man ihn auf eine feste Wellenlänge stabilisiert. Der Laser besitzt eine Ausgangsleistung von circa 10 mW, von der circa 1 mW für die Spektroskopie benötigt wird. Hinter der optischen Faser kann man 5 mW Laserleistung für Experimente nutzen.

### 3.2.3 Sättigungs-Spektroskopie

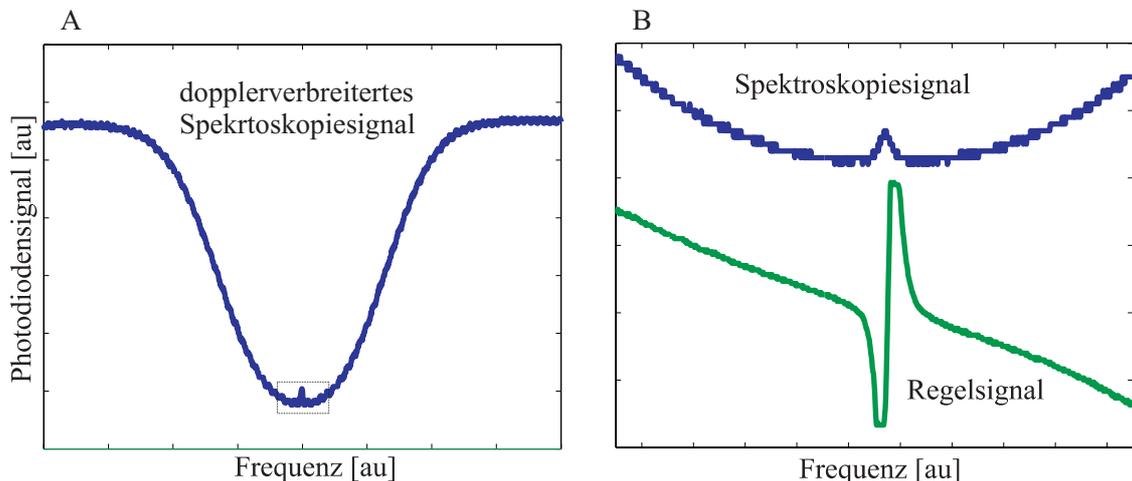
Um mit Hilfe eines Lasers Atome beeinflussen zu können, benötigt man Licht, das eine geringe Linienbreite und eine zeitlich stabile Frequenz besitzt. In diesem Abschnitt wird die Methode der Sättigungsspektroskopie vorgestellt, die es ermöglicht, ein Signal zu erzeugen, das die Stabilisierung der Laserfrequenz bis auf einen Bruchteil der natürlichen Linienbreite erlaubt. Für eine ausführlichere Erklärung soll auf [Dem91] verwiesen werden. Abbildung (3.3) zeigt den schematischen Aufbau der Spektroskopie. In die Glaszelle, die metastabiles Argongas enthält, wird eine RF-Gasentladung gezündet, die das Gas in seinen metastabilen Zustand anregt. Ein sogenannter Pumpstrahl und ein gegenläufiger Teststrahl, die in die Spektroskopiezelle eingestrahlt werden, regen die Atome an. Der Pumpstrahl führt zu einer Sättigung des atomaren Übergangs entsprechend seiner Frequenz für eine gewisse Geschwindigkeitsklasse der Atome. Diese Sättigung wird mit Hilfe der Absorption des gegenläufigen Teststrahls durch eine Photodiode gemessen. Bei einer Verstimmung  $\delta_L$  des Lasers ist der Pumpstrahl mit Atomen der Geschwindigkeit  $v = \delta_L/k$ , während der Teststrahl mit Atomen der Geschwindigkeit  $v = -\delta_L/k$  resonant ist. Damit erhält man eine dopplerverbreiterte Absorption. Die Resonanzbedingung für beide Strahlen erfüllen nur Atome mit  $v = 0$ . Da der Pumpstrahl den Übergang sättigt, wird der Teststrahl weniger stark absorbiert. Man kann dies als einen Peak innerhalb der dopplerverbreiterten Absorption erkennen. Diesen Peak nennt man Lamb Dip.

<sup>5</sup>Diese Stabilisierung wird auch als *Laserlock* bezeichnet.



**Abbildung 3.3:** Schematischer Aufbau der verwendeten Sättigungsspektroskopie. Der Laserstrahl läuft mit Hilfe eines Spiegels zweimal durch eine Glaszelle. In dieser Zelle werden Argonatome durch eine RF-Gasentladung in metastabile Zustände angeregt. Die Intensität des reflektierten Teststrahls wird mit Hilfe einer Photodiode gemessen.

Abbildung (3.4B) zeigt die Absorption mit dem Lamb Dip in der Mitte und deren Ablei-



**Abbildung 3.4:** Spektroskopiesignal der Sättigungsspektroskopie. **A:** Man erkennt deutlich die dopplerverbreiterte Absorption mit dem Lamb Dip in der Mitte. Man kann die dopplerverbreiterte Absorption erkennen, die in der Größenordnung von einigen Gigahertz liegt. **B:** Der Lamb Dip dagegen besitzt eine Breite, die der sättigungsverbreiterten Linie im Bereich einiger Megahertz entspricht.

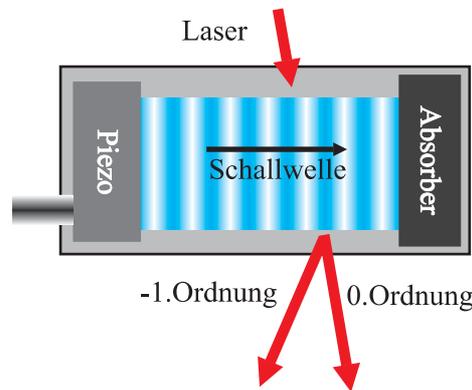
tungssignal. Der Lamb Dip besitzt eine Breite, die der sättigungsverbreiterten Linie des Übergangs entspricht. Dies ist wesentlich schmäler im Vergleich zur dopplerverbreiterten Absorption, welche in Abbildung (3.4A) dargestellt ist und einige Gigahertz beträgt. Auf den Lamb Dip wird der Laser elektronisch stabilisiert.

Um die Frequenz des Lasers regeln zu können, kann mit Hilfe eines Piezoelements die Resonatorlänge variiert werden. Die Spitze des Lamb Dips ist für den Regelpunkt ungeeignet, da die Regelelektronik keine Information über die Richtung besitzt, in die sie regeln soll. Durch eine Frequenzmodulation des Lasers kann ein Lock In Verstärker die Ableitung des Lamb Dips bilden. Diese Ableitung ist sehr gut geeignet für eine Regelung, da man mit ihr eine Flanke erzeugt, auf deren Nullpunkt man den Laser stabilisieren

kann. Der Nullpunkt des Regelsignals ist gleichzeitig auch die Spitze des Lamb Dips, an dem der Laser auf Resonanz mit den Argonatomen ist.

### 3.2.4 Akusto-Optischer Modulator (AOM)

Die Wechselwirkung eines Lasers mit Atomen kann über seine Verstimmung bezüglich des verwendeten Übergangs verändert werden. Da alle im Rahmen des Theorieteils diskutierten Kräfte eine Abhängigkeit der Laserverstimmung zeigen, soll die experimentelle Realisierung der Verstimmung eines Lasers in diesem Abschnitt erklärt werden. Alle Laser, die in dieser Arbeit verwendet werden, benötigen jeweils unterschiedliche Verstimmungen in der Größenordnung von mehreren Linienbreiten. Solch kleine Verstimmungen im Vergleich zur Wellenlänge des Lichtes werden nicht direkt am Laser durchgeführt, da dieser spektroskopisch auf die Resonanzfrequenz stabilisiert wird. Eine Möglichkeit derart kleine Verstimmung zu erzeugen, gelingt mit Hilfe eines akusto-optischen Modulators. Der schematische Aufbau eines AOM ist in Abbildung (3.5) dargestellt. Er besteht aus



**Abbildung 3.5:** Schematischer Aufbau eines akusto-optischen Modulators. Er besteht aus einem Kristall, der mit Hilfe eines Piezoelements mechanisch angeregt wird. Eine sinusförmige Spannung, die man an das Piezoelement anlegt, erzeugt im Kristall eine sich bewegende Änderung des Brechungsindex, an der Licht gebeugt wird. Als Beispiel ist in diesem Bild die Beugung in die -1. Ordnung dargestellt. Der Impulsübertrag durch die Schallwelle führt zu einer Frequenzverschiebung des Lichts.

einem Kristall, in dem mit Hilfe eines Piezoelements, eine laufende Schallwelle erzeugt wird. Die Schallwelle erzeugt eine sich bewegende, periodische Dichteänderung, an der ein Laserstrahl gebeugt<sup>6</sup> wird. Je nachdem in welche Ordnung der Laserstrahl bezüglich der Ausbreitungsrichtung der Schallwelle gebeugt wird, ist dieser um die Frequenz der Schallwelle, die in der Praxis im Bereich von 60-200 MHz liegt, positiv oder negativ verschoben. Die Verstimmung erhält der Laserstrahl aufgrund des Energieübertrags der Schallwelle. Je kürzer die Wellenlänge der Schallwelle ist, desto größer wird auch der Winkel mit dem der Laserstrahl gebeugt wird.

Da sich einige in diesem Versuch erforderlichen Verstimmungen innerhalb weniger Megahertz befinden, was deutlich kleiner ist, als die Frequenz, die ein AOM in der Lage ist zu

<sup>6</sup>Hierbei handelt es sich idealerweise um Braggbeugung. Es existiert also nur die  $\pm 1$ . Ordnung.

verschieben<sup>7</sup>, ist man in bestimmte Fällen gezwungen, zwei AOM für eine Verstimmung zu benutzen. Das Prinzip ist denkbar einfach. Der erste verschiebt die Frequenz um einen bestimmten Betrag, der zweite erzeugt eine Verschiebung in die entgegengesetzte Richtung, was zu der gewünschten Gesamtverschiebung führt.

### 3.2.5 Injection Lock

Die Verwendung von Diodenlasern als Lichtquelle besitzt den entscheidenden Nachteil, dass man im Vergleich zu anderen Lasern wesentlich geringere Leistungen erreichen kann. Benötigt man eine Laserdiode, die in der Lage ist, nur eine einzige Mode zu emittieren, so wird man mit einer Lichtleistung von maximal 150 mW vorlieb nehmen müssen. Laserdioden lassen sich durch Einstrahlen von Licht eines anderen Lasers auf dessen Frequenz und Spektrum versklaven. Diese Methode wird Injection Lock genannt [Bou92]. Mit Hilfe des Injection Lock wurden Laserdioden Arrays auf die Wellenlänge eines Masterlasers versklavt und dabei Laserleistungen von bis zu einem Watt (singlemode) erreicht [Liu02].

In dieser Arbeit werden zwei High Power Laserdioden mittels Injection Lock auf die stabile Zentralfrequenz und die schmale Mode eines gitterstabilisierten Masterlasers versklavt. Um dies zu erreichen, wird der Slavelaser über seine Betriebstemperatur bis auf circa 0,5 nm auf die Wellenlänge des Masterlasers eingestellt. Mit Hilfe eines Fabry-Perot-Interferometers kann die Mode des Slave Lasers betrachtet werden. Der Masterlaser wird über einen seitlichen Eingang im optischen Isolator in den Slavelaser eingekoppelt. Ändert man die Wellenlänge des Masterlasers periodisch, so kann man bei noch nicht perfekter Einkopplung des Masters im Modenspektrum des Slaves eine Mode erkennen, die dieselbe periodische Änderung der Frequenz zeigt. Mit Hilfe des Einkoppelwinkels, sowie des Stroms bzw. der Temperatur des Slavelasers, kann die Intensität der sich bewegenden Mode vergrößert werden, was schließlich dazu führt, dass der Slavelaser ausschließlich auf der Mode des Masters arbeitet.

## 3.3 Die Atomstrahlanlage

Will man Experimente mit einem Atomstrahl durchführen, so kann man dies wegen der mittleren freien Weglänge nur innerhalb eines Vakuums realisieren. Im Vakuum besitzen Atome eine große mittlere freie Weglänge, die die mittlere Flugzeit des Atoms angibt, bis es auf ein Atom des Restgases trifft. Eine Kollision mit anderen beeinflusst die Flugrichtung der einzelnen Atome. Diese mittlere freie Weglänge berechnet sich mit Hilfe von

$$\Lambda = \frac{1}{n\sqrt{2}\pi d^2} \quad (3.2)$$

wobei  $n$  die Dichte der Atome im Hintergrundgas und  $d$  der Durchmesser des Atoms ist. Über die Dichte

$$n = \frac{3p}{m\bar{v}^2}$$

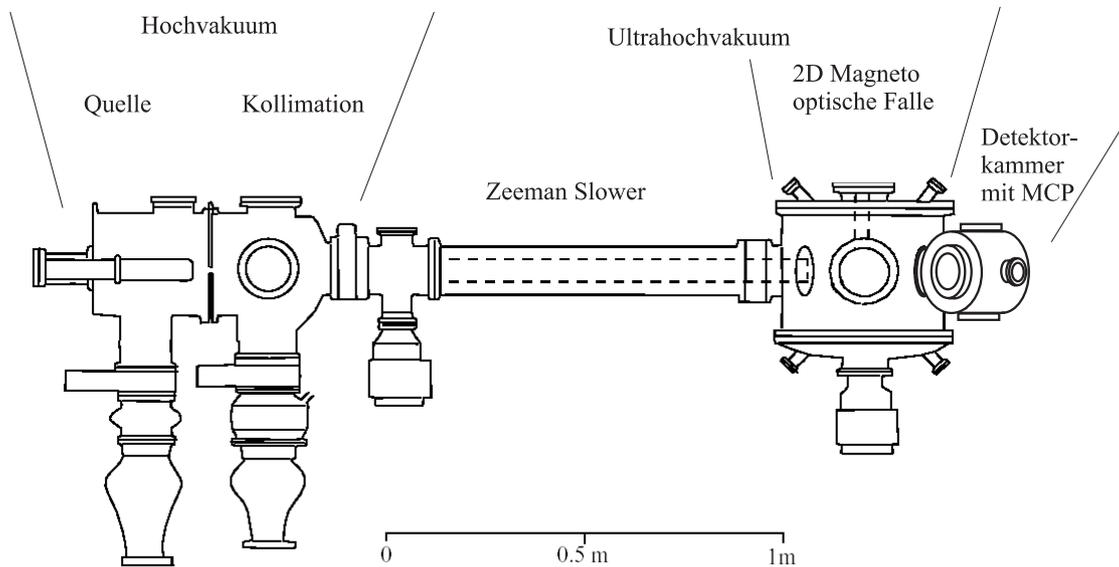
ist man in der Lage, Rückschlüsse auf den Druck  $p$  zu ziehen, der in der Kammer herrscht. Hier ist  $\bar{v}$  die mittlere Geschwindigkeit und  $m$  die Masse der Atome. Will man eine mitt-

---

<sup>7</sup>Je kleiner die Frequenzverschiebung ist, desto kleiner ist auch der Beugungswinkel, sodass man den Laserstrahl nicht unter einer gewissen Frequenz mit einem AOM sinnvoll verstimmen kann.

lere freie Weglänge erzeugen, die zehnmal länger ist als die Flugstrecke von circa 3 m, so kann man dies mit einem Druck von  $3 \times 10^{-3}$  mbar erreichen.

Die Strahlapparatur kann in fünf verschiedene Teile unterteilt werden:



**Abbildung 3.6:** Schematischer Aufbau der Atomstrahlanlage.

In der ersten Kammer befindet sich die Quelle, auf die in Kapitel 4 noch näher eingegangen wird. Diese Kammer benötigt eine leistungsstarke Pumpe, da die Quelle von einer Gasflasche über ein Nadelventil mit Gas versorgt wird. Dadurch herrscht hier üblicherweise ein hoher Gasanfall, der von einer Öldiffusionspumpe (HP1: Alcatel 2063) mit einer Saugleistung von 2350 l/s auf einen Arbeitsdruck von circa  $3 \times 10^{-5}$  mbar verringert wird. Eine Blende mit einem Durchmesser von 1 mm, die als differentielle Pumpstufe wirkt, trennt die Quellkammer von der Kollimationskammer, in der die Divergenz des Atomstrahls verringert wird. Hier sorgt eine weitere Öldiffusionspumpe (HP2: Alcatel Crystal162) mit etwas geringerer Saugleistung (700 l/s) für einen Druck, der im niedrigen Hochvakuumbereich<sup>8</sup> liegt. Um eine Kontamination der Strahlanlage mit dem Pumpenöl zu vermeiden, besitzt die zweite Diffusionspumpe einen Flüssigstickstofftank, an dessen Wand das Öl der Diffusionspumpe kondensiert und so keine Verschmutzung der Spiegel bzw. des Detektors am Ende der Flugstrecke verursachen kann.

Die Ultrahochvakuumkammer ist mit Hilfe eines mechanischen Ventils von der Hochvakuumkammer getrennt. Der Vorteil der Trennung von Ultrahochvakuum- und Hochvakuumkammer ist, dass die Quell- und Kollimationskammer nicht ständig evakuiert werden müssen. So sind Wartungsarbeiten möglich, ohne die ganze Apparatur belüften zu müssen. Aufgrund der starken Diffusionspumpen ist man in der Lage, innerhalb von fünf Minuten nachdem diese Pumpen ihre Betriebstemperatur erreicht haben, das Ventil zur UHV-Kammer zu öffnen, da schon nach kurzer Zeit ein ausreichend niedriger Druck erreicht werden kann.

<sup>8</sup>mit dieser Pumpe sind Drücke bis zu  $10^{-7}$  mbar erreichbar.

Die Ultrahochvakuumkammer beginnt mit einem circa 1 m langen Flugrohr, in dem sich der Zeeman Slower befindet. In diesem werden die Atome auf Geschwindigkeiten abgebremst, die im Einfangbereich der zweidimensionalen magneto-optischen Falle liegen. Der Zeeman Slower ist durch eine weitere differentielle Pumpstufe mit einem Durchmesser von 1,5 mm von der Hochvakuumkammer getrennt.

Hinter dem Zeeman Slower gelangt der Atomstrahl in eine große zylinderförmige Kammer, in der sich die zweidimensionale magneto-optische Falle befindet. Sie ist in der Lage, den Strahl um einen Winkel von circa  $45^\circ$  abzulenken und ihn gleichzeitig zu komprimieren. In dieser Kammer ist zusätzlich ein Channeltron eingebaut, das als Detektor für die Optimierung des Zeeman Slowers und des Kollimators benötigt wird. In der unter  $45^\circ$  angeflanschten Experimentier- und Detektorkammer ist eine Multichannelplate (MCP) angebracht, die in der Lage ist, Atome einzeln und orts aufgelöst zu detektieren. Die gesamte Ultrahochvakuumkammer wird mit zwei Turbomolekularpumpen (Balzers TPU 520 M 300 l/s) und einer Turbodrumpumpe (Balzers TPU 020 18 l/s) ständig evakuiert. Mit allen Einbauten<sup>9</sup> herrscht innerhalb dieser Kammer ein Druck von circa  $10^{-8}$  mbar, der eine ausreichend große mittlere freie Weglänge für die Atome sicher stellt. Die Anlage besitzt die Möglichkeit eines Ausheizens, sollte der Druck nicht niedrig genug sein. Dies war bisher jedoch nicht nötig.

---

<sup>9</sup>Einbauten, die nicht für den Betrieb innerhalb eines UHV geeignet sind, führen aufgrund ihres Ausgasens zu einer Druckerhöhung.

## 4 Die Atomstrahlquelle

Die Wahl einer geeigneten Quelle für die Erzeugung eines Atomstrahls ist von großer Bedeutung. Verschiedene Arten von Quellen besitzen unterschiedliche Vorteile, die sich durch ihre Intensität<sup>1</sup>, mittlere Geschwindigkeit der Atome in Flugrichtung, Geschwindigkeitsbreite und nicht zuletzt durch die Divergenz des Atomstrahls unterscheiden. Auch die Anregungsrate bei der Verwendung metastabiler Atome ist für die Wahl der geeigneten Quelle von Bedeutung.

Die ersten Quellen, die neutrale Atome liefern, wurden vor circa 90 Jahren erstmalig verwendet. Dieser Atomstrahl wurde erzeugt, indem man Atome durch eine kleine Öffnung in eine evakuierte Kammer strömen ließ. Dabei handelte es sich um eine effusive Quelle, die mit geringem Druck betrieben wurde. Um 1950 wurde erstmalig vorgeschlagen, diese effusiven Quellen zu verbessern, indem man die gasdynamische Expansion [Kan51] benutzte, die Breite der Geschwindigkeitsverteilung<sup>2</sup> des Atomstrahls zu verringern. Daraus entstanden die ersten Düsenstrahlquellen [Kis51]. Nahezu alle in der Atomoptik verwendeten Quellen lassen sich auf diese beiden Typen zurückführen.

In diesem Experiment wird eine Quelle verwendet, die auf einem Nachbau einer Quelle von Kawanaka [Kaw93] beruht. Dabei handelt es sich um eine modifizierte effusive Quelle, deren Divergenz aufgrund ihres speziellen Designs verringert wurde. Der folgende Abschnitt stellt die Theorie des effusiven Strahls vor. Im Rahmen von Abschnitt 4.2 wird der Aufbau dieser Quelle beschrieben. Die Eigenschaften des Atomstrahls werden in Abschnitt 4.3 diskutiert.

### 4.1 Theorie des effusiven Atomstrahls

Durch die theoretische Behandlung wird eine Grundlage für ein Verständnis der Eigenschaften des Atomstrahls der hier verwendeten Quelle geschaffen. Für detailliertere Informationen sei auf [Sco88] verwiesen.

Ein effusiver Strahl, man spricht zuweilen auch von einer molekularen Strömung, liegt vor, wenn die Quelle zwei Bedingungen erfüllt:

- Das thermische Gleichgewicht darf nicht durch die ausströmenden Atome gestört werden. Dies wird mit Hilfe einer kleinen Öffnung, aus der das Gas die Quelle verlassen kann, gewährleistet.
- Die mittlere freie Weglänge der Atome muss groß im Vergleich zur Öffnung der

---

<sup>1</sup>Dies ist die Anzahl von Atomen pro Zeiteinheit und Raumwinkelelement.

<sup>2</sup>Die Geschwindigkeitsverteilung von Düsenstrahlquellen ist gaußförmig.

## Kapitel 4 Die Atomstrahlquelle

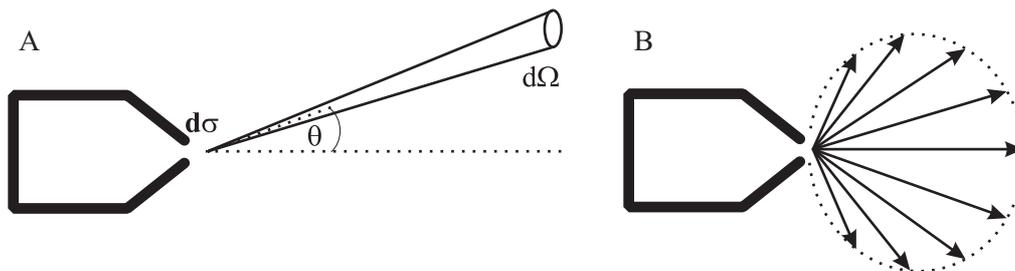
Quelle sein. Somit sind Stöße unter den Atomen vernachlässigbar und es herrscht eine molekulare Strömung.

Die Apertur ist mit einem Durchmesser von 0,8 mm deutlich kleiner als die Oberfläche der Quelle. Man kann also bei ausreichend geringem Druck in der Quelle<sup>3</sup> einen effusiven Atomstrahl erzeugen. Sind diese beiden Bedingungen erfüllt, so können mit Hilfe der kinetischen Gastheorie Aussagen über die Intensitäts-, Geschwindigkeits- und Winkelverteilung des Atomstrahls gemacht werden.

Die longitudinale Geschwindigkeitsverteilung im Strahl kann als Maxwell-Boltzmann Verteilung<sup>4</sup> behandelt werden, wenn die oben beschriebenen Anforderungen erfüllt sind.

$$f(v) = \left( \frac{M}{2\pi k_B T_0} \right)^{\frac{3}{2}} 4\pi v^2 \exp\left( -\frac{Mv^2}{2k_B T_0} \right) \quad (4.1)$$

Hierbei erhält man als charakteristische Größen die mittlere-  $\bar{v} = \sqrt{2k_B T_0/M}$  und die wahrscheinlichste Geschwindigkeit  $v^* = \sqrt{8k_B T_0/M\pi}$ .



**Abbildung 4.1:** **A:** Veranschaulichung der in den Rechnungen verwendeten Winkel eines effusiven Strahls. **B:** Die Intensität des Atomstrahls, der aus einer effusiven Quelle emittiert wird. Man erkennt die Kosinusverteilung der Intensität.

Abbildung (4.1A) veranschaulicht den Sachverhalt. Die Anzahl der Atome  $dN$ , die pro Zeiteinheit  $dt$  mit einem Geschwindigkeitsintervall von  $dv$  ein Flächenelement  $d\sigma$  unter dem Winkel  $\theta$  in ein Raumwinkelement  $d\Omega$  emittiert werden, ergibt sich zu:

$$dN(\theta, v) = nv f(v) \frac{d\Omega}{4\pi} \cos(\theta) d\sigma dv dt \quad (4.2)$$

Integriert man über alle im Strahl enthaltenen Geschwindigkeiten und die gesamte Fläche der Quelle, so erhält man die Intensität des Strahls in einem Raumwinkelement  $d\Omega$  im Fernfeld.

$$I(\theta) d\Omega = \frac{d}{dt} N(\theta) = \frac{1}{4\pi} n \bar{v} \sigma \cos(\theta) d\Omega \quad (4.3)$$

Die gesamte Intensität schreibt sich somit  $1/4n\bar{v}\sigma$  und ist kosinusverteilt, was in Abbildung (4.1B) dargestellt ist.

<sup>3</sup>Ein geringer Druck in der Quelle ist die erste Voraussetzung für einen effusiven Atomstrahl.

<sup>4</sup>Hierbei handelt es sich um die Geschwindigkeitsverteilung in einem idealen Gas.

Von großer Bedeutung für die Erzeugung eines Atomstrahls für geplante Experimente ist die Intensität<sup>5</sup> der Quelle in Vorwärtsrichtung. Diese lautet:

$$I(0) = \frac{1}{4\pi} n \bar{v} \sigma \quad (4.4)$$

$$= 8,55 \cdot 10^{21} \frac{p_0 \sigma}{\sqrt{mT}} \quad (4.5)$$

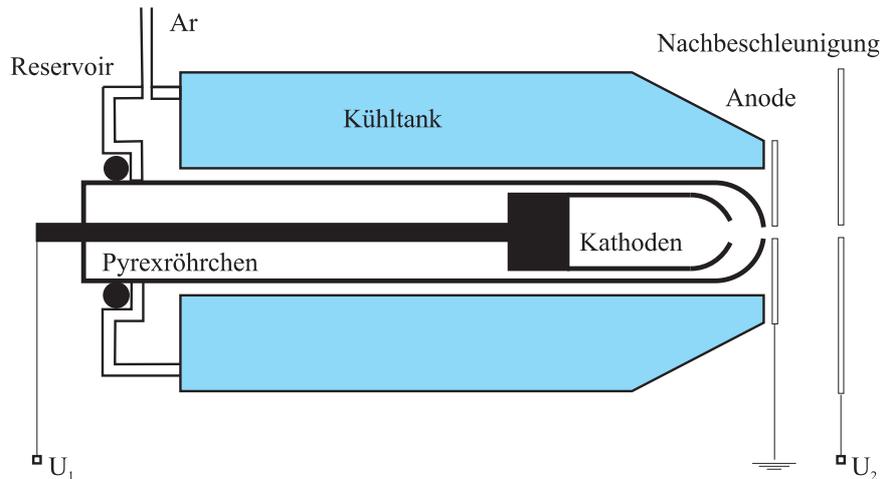
Dabei ist  $m$  die Masse (in amu) der Atome,  $\sigma$  die Aperturgröße (in  $\text{cm}^2$ ),  $p_0$  der Gasdruck (in mbar) innerhalb der Quelle und  $T$  die Temperatur der Quelle. Somit kann der Fluss durch äußere Parameter kontrolliert werden. Die Bedingung, dass die Apertur der Quelle im Bereich der mittleren freien Weglänge liegt, führt dazu, dass alle effusiven Quellen in ihrer Intensität ähnlich sind. Für eine Apertur von 1 mm Durchmesser und einem Druck in der Quelle von  $10^{-3}$  mbar [Kaw93] berechnet sich die Intensität zu  $6 \times 10^{13} (\text{sr sec})^{-1}$ .

Will man den Fluss dennoch erhöhen, so kann man dies durch einen Kanal erreichen, der eine Vorzugsrichtung für die Strömung definiert. Dieser Kanal wirkt als differentielle Pumpstufe, sodass der Druck innerhalb der Quelle ansteigt. Die mittlere freie Weglänge verringert sich und die Forderung  $\Lambda \ll d$  ist nicht mehr erfüllt. Die molekulare Strömung, die charakteristisch für eine effusive Quelle ist, wird immer mehr zu einer gasdynamischen Strömung, die in Überschalldüsenquellen stattfindet. Eine geringere Strahldivergenz, sowie eine schmalere Geschwindigkeitsbreite sind die Folge. Dieser Übergang von effusiver zur Überschallquelle ermöglicht also in der Praxis die Leistungssteigerung der Quelle.

## 4.2 Aufbau der Quelle

Die in diesem Experiment verwendete Quelle ist ein Nachbau einer Quelle, die ursprünglich für die Erzeugung eines metastabilen Neonstrahls verwendet wurde [Kaw93]. Die Anregung der Atome in metastabile Zustände geschieht mit Hilfe einer Gasentladung in der Quelle. Das besondere Design der Quelle hat den entscheidenden Vorteil, dass Atome, während ihrer Anregung durch Elektronenstöße, nur sehr wenig aufgeheizt werden. Dies führt zu einer geringen mittleren Geschwindigkeit der Atome. Abbildung (4.2) zeigt einen schematischen Schnitt durch die verwendete Quelle. Von der Gasflasche strömen die Argonatome durch einen 0,5 mm dicken Spalt, der sich zwischen der Pyrex-Röhre und dem Kühltank befindet, in ein Gasreservoir zu einer kreisförmigen Apertur mit einem Durchmesser von 0,8 mm. Auf dem Weg zu dieser Apertur wird das Gas durch Stöße mit der Wand des Kühltanks, der mit flüssigem Stickstoff gefüllt werden kann, gekühlt. Innerhalb der Pyrexröhre befinden sich vier Edelmetalkathoden, die auf negative Spannung ( $U_1 = -0,5$  kV) relativ zur Anode gelegt werden, was bei geeignetem Druck in der Quelle zur Zündung einer Gasentladung führt. Da man eine möglichst hohe Wahrscheinlichkeit zur Anregung der Atome erreichen will, legt man eine weitere positive Hochspannung ( $U_2 = +170$  V) zwischen Anode und einer weiteren 7 mm entfernten Apertur an. Diese soll die Elektronen in ihre Richtung beschleunigen, um eine möglichst lange Wechselwirkungsstrecke für den Anregungsprozess zu erzeugen. Die Nachbeschleunigung hat den weiteren Vorteil, dass aufgrund des geringen Drucks (circa  $3 \times 10^{-5}$  mbar) hinter der Apertur die mittlere freie Weglänge der Atome bereits so groß

<sup>5</sup>Die Intensität eines Atomstrahls wird in Atome pro Raumwinkelelement und Sekunde angegeben.



**Abbildung 4.2:** Schematische Darstellung der verwendeten Atomstrahlquelle. Dabei handelt es sich um einen Nachbau der Quelle von J.Kawanaka et al. [Kaw93]

ist, dass mögliche Penning-Ionisationen<sup>6</sup>, die innerhalb der Quelle zu einem Zerfall der metastabilen Zustände führen, vernachlässigt werden können. Die Hochspannungen sind so gewählt, dass positiv geladene Argonatome zur Kathode hin beschleunigt werden, was einen Atomstrahl neutraler Atome liefert. Mit dieser Art von Quelle wird ein Strahl erzeugt, der aus Atomen im Grundzustand, aus metastabilen Atomen<sup>7</sup> und UV-Photonen aus der Gasentladung besteht.

### 4.3 Die Eigenschaft des Atomstrahls

Mit Hilfe eines 1,7 m entfernten Spalt vor einem Channeltron kann die Intensität der Quelle gemessen werden. Der Spalt definiert durch seinen Abstand und Größe von  $50\mu\text{m} \times 3\text{mm}$  einen Raumwinkel von  $5,2 \times 10^{-8}$  sr. Die Effizienz  $\eta$  des Detektors wurde mit 10% angenommen, womit eine Intensität von

$$I(0) = 1,66 \times 10^{12} \frac{\text{Atome}}{\text{s sr}}$$

gemessen wurde. Dieser Wert liegt über eine Größenordnung unter dem von dieser Quelle theoretisch erreichbaren Wert von  $6 \times 10^{13} (\text{sr s})^{-1}$ . Der Grund hierfür kann die nicht berücksichtigte Effizienz der Anregung in metastabile Zustände sein. Diese ist von den angelegten Spannungen sowie vom Druck innerhalb der Quelle abhängig, wie im folgenden diskutiert wird. Auch die Effizienz des Detektors, die von der Betriebsspannung und dessen Alter abhängt und deswegen geschätzt wurde, könnte unter dem angenommenen Wert liegen.

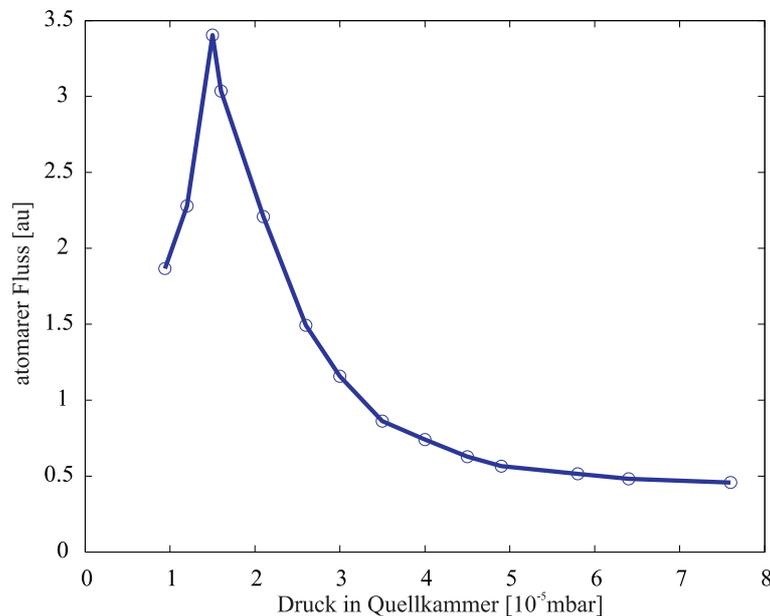
Da sich der Strahl nicht nur aus metastabilen Atomen im  $1s_5$  Zustand, sondern auch aus metastabilen Atomen im  $1s_3$  Zustand, als auch aus Atomen im Grundzustand

<sup>6</sup>Penning Ionisationen treten bei einer Kollision zweier metastabiler Atome auf und bringen beide Atome in ihren Grundzustand.

<sup>7</sup>Dabei enthält der Strahl sowohl Atome im  $1s_5$  als auch im unerwünschten  $1s_3$ -Zustand.

sowie UV-Photonen zusammensetzt, muss beim Betrieb der Quelle darauf geachtet werden, dass die Anzahl von  $1s_5$  Zuständen möglichst hoch ist, da eine Laserkühlung nur mit Atomen im Zustand  $1s_5$  erreicht werden kann. Sowohl die  $1s_3$  Atome, als auch die energiereichen Photonen können am Detektor ein Signal auslösen, was zu einem unerwünschten Untergrund der Zählrate führt. Die Grundzustandsatome im Strahl stellen keine Beeinträchtigung des Experiments dar, da sie weder detektiert werden können, noch mit metastabilen Atomen wechselwirken.

Aus diesen Gründen ist man an Betriebsparametern der Quelle interessiert, die einen möglichst hohen Anteil an metastabilen Atomen erzeugen. Die hierfür variierbaren Parameter sind die Spannung der Gasentladung ( $U_1$ ), die Nachbeschleunigungsspannung ( $U_2$ ) wie auch der Druck in der Quelle den man indirekt über den Druck in der Querkammer messen kann.



**Abbildung 4.3:** Der atomare Fluss an metastabilen Atomen der die Quelle wird für eine Verringerung des Drucks innerhalb der Quelle höher. Unterhalb eines gewissen Drucks kann die Gasentladung, die die Atome in metastabile Zustände anregt nicht mehr gleichmäßig brennen, was zu einer Verringerung des Flusses führt. Bei einem zu geringen Druck erlischt die Gasentladung schließlich. über den Druck in der Querkammer können Rückschlüsse auf den Querkammerdruck gezogen werden, welcher nicht direkt gemessen werden kann.

- Die Erhöhung der Spannung ( $U_1$ ) führt zu einer größeren Intensität. Deshalb ist man daran interessiert, die Quelle mit einer möglichst hohen Spannung der Gasentladung zu betreiben. Fließen innerhalb der Quelle aufgrund der hohen Spannung auch hohe Ströme, so wird dadurch die Lebensdauer der Quelle verkürzt. Um eine lange Lebensdauer der Quelle zu gewährleisten wird die Spannung ( $U_1$ ) auf circa  $-500$  V eingestellt, sodass ein Strom von circa  $6$  mA fließen kann.
- Auch für die Nachbeschleunigungsspannung ist eine Intensitätserhöhung zu erwarten, wenn man diese vergrößert. Hierbei ist die maximale Spannung dadurch

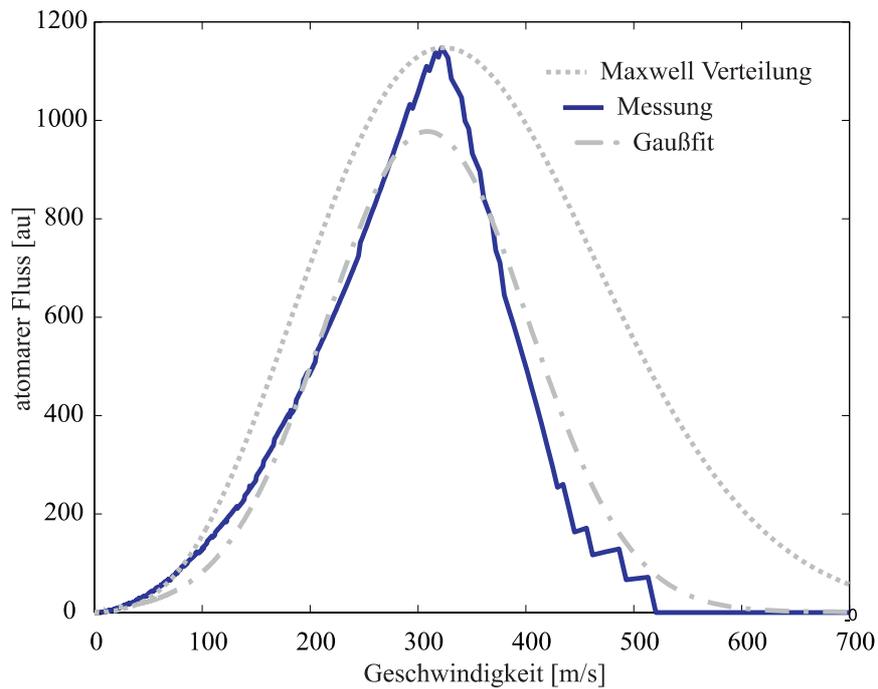
begrenzt, da für Spannungen über 200 V Durchschläge möglich sind. Diese Durchschläge sind begleitet von Intensitätsfluktuationen. Aus dem Grund wird die Nachbeschleunigung auf circa +170 V gelegt.

- Mit Hilfe der Reduzierung des Drucks innerhalb der Quelle kann ebenfalls eine größere Anzahl von metastabilen Atomen von der Quelle emittiert werden. Das resultiert aus der geringeren Wahrscheinlichkeit von Penning-Ionisationen innerhalb der Quelle. Wie oben bereits erwähnt, erlaubt lediglich die Messung des Drucks in der Quellkammer Rückschlüsse auf den Druck innerhalb der Quelle.

Die Messungen der Spannungen  $U_1$  bzw.  $U_2$  wurden bereits von [Sch95] durchgeführt. Der Druck innerhalb der Quelle ist für die tägliche Arbeit mit dem Atomstrahl von großer Bedeutung, da über ihn der atomare Fluss festgelegt ist. Abbildung (4.3) zeigt den atomaren Fluss über den Druck innerhalb der Quellkammer. Man erkennt deutlich, dass der Fluss für geringeren Druck ansteigt. Wird der Druck jedoch zu gering, so brennt die Gasentladung nicht mehr gleichmäßig und kann erlöschen.

Mit Hilfe einer Flugzeitmessung kann die Geschwindigkeitsverteilung der Quelle aufgenommen werden. Dabei wird ein Paket aus Atomen mit einer gewissen Größe erzeugt, das sich aufgrund der verschiedenen Geschwindigkeiten der Atome auf seiner Flugstrecke verbreitert. Eine zeitaufgelöste Messung der Atome erlaubt die Berechnung der Geschwindigkeitsverteilung innerhalb des Pakets.

Die Pakete werden mit Hilfe des Absorptionslasers erzeugt. Um ein ausreichend gutes Signal zu Rauschverhältnis zu erhalten, wurde jeweils über 128 Pakete gemittelt. Die gemessene Geschwindigkeitsverteilung ist in Abbildung (4.4) dargestellt. Die Quelle liefert Atome mit einer mittleren Geschwindigkeit von 310 m/s mit einer vollen Halbwertsbreite von 220 m/s. Man kann deutlich erkennen, dass das Maximum der Verteilung mit der einer Geschwindigkeitsverteilung  $\tilde{f}(v) \sim v^3 \cdot e^{-v^2}$  für einen effusiven Strahl bei  $T=180$  K übereinstimmt. Die von der Quelle emittierte Geschwindigkeitsverteilung ist wesentlich schmaler als die eines effusiven Atomstrahls. Sie besitzt eine gewisse Ähnlichkeit mit der gaußförmigen Geschwindigkeitsverteilung einer Düsenstrahlquelle. Wie schon zu Beginn dieses Abschnitts erwähnt, handelt es sich bei dieser Quelle um eine Kombination dieser beiden Quelltypen.



**Abbildung 4.4:** Flugzeitmessung für eine mit Flüssigstickstoff gekühlte Quelle. Die Atome besitzen eine mittlere Geschwindigkeit von 310 m/s mit einer Breite von 220 m/s (FWHM). Die Maxwell-Boltzmann Verteilung besitzt für eine Temperatur von 180 K das selbe Maximum, ist jedoch wesentlich breiter als die gemessene Geschwindigkeitsverteilung. Eine Gaußverteilung wie für eine Düsenstrahlquelle stimmt besser mit der gemessenen Kurve überein.

*Kapitel 4 Die Atomstrahlquelle*

## 5 Kollimation des Atomstrahls

Die im vorigen Kapitel beschriebene Quelle für metastabile Atome weist eine stark divergente Abstrahlcharakteristik auf. Dies führt dazu, dass nur ein geringer Teil der Atome in das Raumwinkelement emittiert werden, in dem geplante Experimente stattfinden sollen. Für die Erzeugung eines intensiven Atomstrahls ist man daran interessiert, dessen Divergenz zu verringern. Ebenfalls von großer Bedeutung ist die Kohärenz des Atomstrahls, welche sich ebenfalls durch eine geringe Divergenz äußert. Um einen nicht divergenten Atomstrahl erzeugen zu können, existieren verschiedene Möglichkeiten:

- Die Divergenz eines Atomstrahls lässt sich auch mit Hilfe von Laserkühlung, welche von [Hän75] vorgeschlagen wurde, verringern. Dabei wird die transversale Geschwindigkeitskomponente durch die Spontankraft gedämpft und damit der Atomstrahl kollimiert. Verbesserte Methoden [Roo96] und [Hoo96] besitzen einen größeren Einfangbereich um eine effektivere Kollimation zu erzeugen. Diese Methode dient zur Erhöhung der Intensität des Atomstrahls.
- Mit Hilfe zweier Spalte, die in einem bestimmten Abstand zueinander stehen, ist ebenfalls eine Verringerung der Divergenz erreichbar. Durch den Abstand und die Spaltöffnung wird der maximale Divergenzwinkel eines Atomstrahls definiert. Wegen der hohen Verluste dieser Methode wird diese Art der Kollimation in der Regel dazu benutzt, die Restdivergenz eines bereits lasergekühlten Strahls noch weiter zu verringern und somit die nötige Kohärenz des Atomstrahls zu erzeugen.

Im Rahmen dieser Arbeit wird die Kollimation eines Atomstrahls mit Hilfe der Laserkühlung behandelt. In Abschnitt 5.1 und 5.2 werden die aus der Idee des Dopplerkühlens stammende, Atomstrahlkollimation mit gekrümmten Wellenfronten bzw. die Kollimation mit verkippten Spiegeln vorgestellt. In Abschnitt 5.3 wird die Computersimulation eines Kollimators mit verkippten Spiegeln diskutiert, die in der Lage ist, geeignete Betriebsparameter für den verwendeten Kollimator zu berechnen. Der verwendete Kollimator wird schließlich in Abschnitt 5.4 charakterisiert.

### 5.1 Dopplerkühlung mit gekrümmten Wellenfronten

Bei der Kollimation eines Atomstrahls mit Hilfe von Dopplerkühlen, das bereits in Abschnitt 2.4 behandelt wurde, muss beachtet werden, dass aufgrund des begrenzten Einfangbereichs  $v_{cap}$  nicht zu große transversale Geschwindigkeiten effektiv verringert werden können.

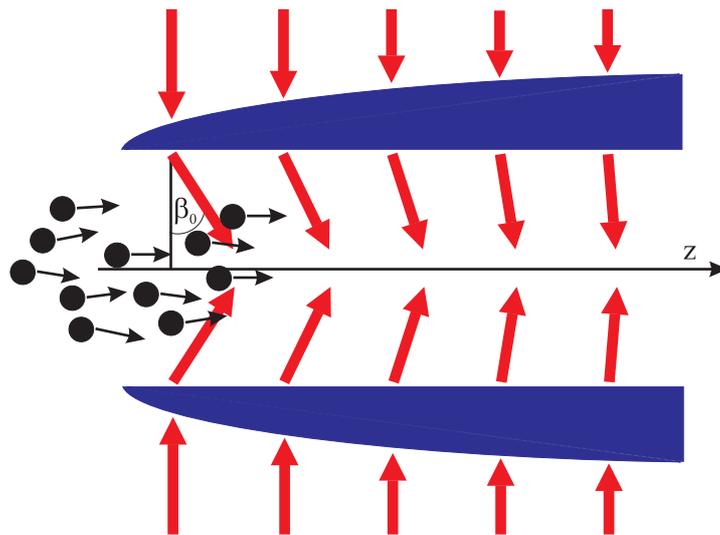
Abbildung (2.4) zeigt den Verlauf der Dopplerkraft für verschiedene Verstimmungen des Lasers. Man erkennt, dass eine relativ weite Verstimmung von drei Linienbreiten einen

Einfangbereich von  $v_{cap}(3\Gamma) = 12,9 \text{ m/s}$  zur Folge hat. Allerdings ist für diesen Fall keine effektive Kühlung des Strahls zu erwarten. Die Wechselwirkungszone muss aufgrund der wesentlich geringeren Dämpfungskonstanten gemäß Gleichung (2.48)

$$\alpha(3\Gamma) = 1/57 \cdot \alpha(\Gamma/2) \quad (5.1)$$

sehr viel länger sein als für eine Verstimmung von einer halben Linienbreite, bei der für  $S \rightarrow 0$  das Dopplerlimit erreicht wird. Da man die gesamte Wechselwirkungszone mit dem Laser ausleuchten muss, benötigt man für einfache Sättigung einen sehr leistungsstarken Laser.

Eine zeitliche Veränderung der Laserfrequenz während des Kollimationsprozesses ist eine Möglichkeit, dieses Problem zu umgehen. Anfangs, wenn der Strahl eine vergleichsweise große Divergenz, also eine hohe transversale Geschwindigkeit besitzt, verstimmt man den Laser stärker, um den Einfangbereich zu erhöhen. Verringert man nach und nach die Laserverstimmung, so werden immer geringere Geschwindigkeiten erfasst und gekühlt. Mit einer zeitlichen Änderung der Verstimmung lässt sich allerdings nur eine gepulste Kollimation erzeugen. Deswegen eignet sich diese Art der Kollimation zum Laden einer magneto-optischen Falle. Wesentlich besser ist deshalb eine räumliche Variation der Laserverstimmung, die aufgrund der Bewegung der Atome zu einer zeitlich variierenden Verstimmung führt [Asp90]. Abbildung (5.1) zeigt eine Realisierung der Kollimation mit



**Abbildung 5.1:** Kollimation mit gekrümmten Wellenfronten. Die beiden breiten Laserstrahlen (durch Pfeile dargestellt) werden von den Linsen unterschiedlich stark gebrochen. Dies erzeugt eine räumliche Änderung der Verstimmung aufgrund des Dopplereffekts.

gekrümmten Wellenfronten und damit eine räumliche Variation der Verstimmung aufgrund des Dopplereffekts. Zwei Laserstrahlen mit geeignetem Modenprofil werden über jeweils zwei Linsen<sup>1</sup> zum Überlapp gebracht, was eine Dopplerkühlung mit gekrümmten Wellenfronten erzeugt. Ein durch diese Anordnung fliegendes Atom mit der Geschwindigkeit  $v = v_z + v_\perp$  besitzt aufgrund des Dopplereffekts eine veränderte Verstimmung

<sup>1</sup>Diese Linsen müssen eine spezielle Form besitzen, damit sie in der Lage sind, einen geeigneten räumlichen Verlauf der Verstimmung zu erzeugen.

## 5.2 Atomstrahlkollimation mit verkippten Spiegeln

des Lasers von

$$\Delta = \delta_L - \mathbf{k}_L \cdot \mathbf{v} = \delta_L + k_L v_z \sin \beta + k_L v_\perp \cos \beta. \quad (5.2)$$

Da sich durch die Linsenform der Winkel  $\beta(z)$  bezüglich der  $z$ -Achse ändert, wird sich auch die Verstimmung entlang dieser Achse ändern.

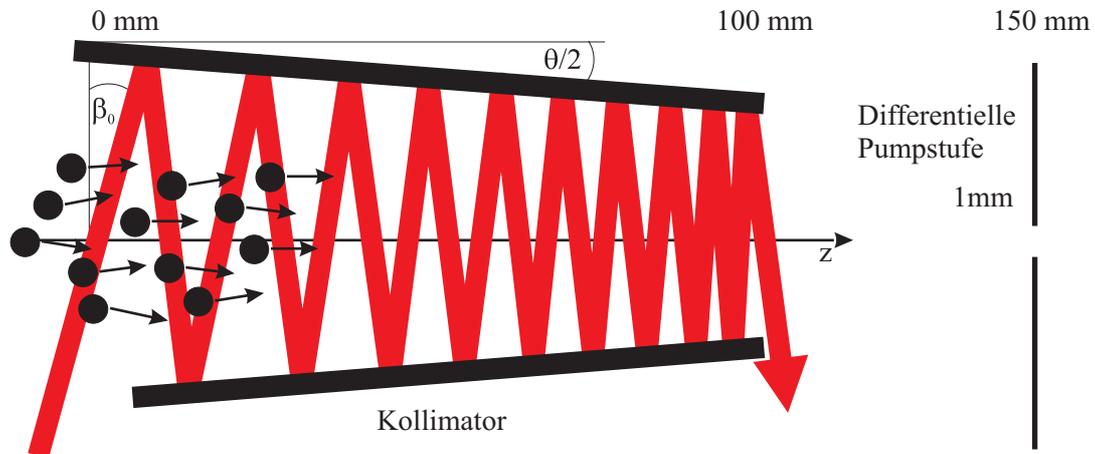
Unter der Annahme einer konstanten longitudinalen Geschwindigkeit ist man in der Lage, die Dopplerverschiebung des Lasers mit der Laserverstimmung  $\delta_L$  als *effektive* Verstimmung  $\delta_{eff} = \delta_L + k_L v_z \sin \beta$  zusammenzufassen. Somit schreibt sich (5.2) als

$$\Delta = \delta_{eff} + k_L v_\perp \cos \beta. \quad (5.3)$$

Die Kollimationsstrecke einer optischen Melasse mit gekrümmten Wellenfronten ist weitaus kürzer als die der Dopplerkühlung, was eine Verwendung eines Lasers ermöglicht, der eine geringere Leistung besitzt.

### 5.2 Atomstrahlkollimation mit verkippten Spiegeln

Eine Möglichkeit, die zuvor dargestellte Methode der Kollimation eines Atomstrahls, mit wesentlich weniger Laserleistung zu realisieren, ist die sogenannte Kollimation mit verkippten Spiegeln [Shi90]. Bei dieser Methode wird ein Laserstrahl zwischen zwei Spiegeln reflektiert, sodass Atome, die sich durch diese Anordnung bewegen, mehrmals mit dem Laserstrahl wechselwirken. Abbildung (5.2) zeigt eine schematische Darstellung des



**Abbildung 5.2:** Schematischer Aufbau der Kollimation mit verkippten Spiegeln. Die Winkel  $\beta_0$  und  $\theta$  beeinflussen den Verlauf des Laserstrahls, der den Atomstrahl kollimiert

in dieser Arbeit verwendeten Kollimators. Ein Laserstrahl wird zwischen zwei dielektrischen Spiegeln reflektiert. Die Spiegel sind jeweils um einen Winkel  $\theta/2$  zur Strahlachse geneigt. Der Laserstrahl, der anfangs unter einem Winkel von  $\beta_0$  senkrecht zur Strahlachse in den Kollimator eingestrahlt wird, ändert diesen bei jeder Reflexion an einem Spiegel um den Betrag  $\theta$  und besitzt nach  $N$  Reflexionen einen Winkel von

$$\beta_N = \beta_0 - N\theta \quad (5.4)$$

zur  $z$ -Achse.

Diese Winkeländerung bewirkt eine Änderung der durch den Dopplereffekt hervorgerufenen Verstimmung des Lasers bezüglich der Resonanzfrequenz des Atoms. Mit Hilfe von Gleichung (5.3) kann diese effektive Verstimmung des Lasers für einen  $N$  mal reflektierten Strahl berechnet werden. Diese Art der Atomstrahlkollimation liefert keine kontinuierliche Variation der Laserverstimmung, wie für die Kollimation mit gekrümmten Wellenfronten. Bei dieser Art der Kollimation kann nicht mehr von Dopplerkühlung gesprochen werden, da die Strahlen nicht zum Überlapp<sup>2</sup> gebracht werden. Die Kraft, die den Atomstrahl kollimieren soll, ist folglich die spontane Streukraft, die durch Gleichung (2.44) beschrieben wird. Unter Verwendung von (5.3) schreibt sich (2.44):

$$\begin{aligned} F_{sp}(N) &= \frac{\hbar k \Gamma}{2} \frac{S}{1 + S + \frac{4}{\Gamma^2} \Delta(N)^2} \\ &= \frac{\hbar k \Gamma}{2} \frac{S}{1 + S + \frac{4}{\Gamma^2} (\delta_L - k_L v_z \sin(\beta_N) - k_L v_\perp \cos(\beta_N))^2} \end{aligned} \quad (5.5)$$

Aufgrund der Reflexionen des Laserstrahls innerhalb des Kollimators werden die Atome selektiv von unterschiedlichen Seiten verzögert, und damit komprimiert. Für diese Art der Kollimation ist man nicht darauf angewiesen, eine große Fläche auszuleuchten. Man benötigt einen Laserstrahl, dessen Durchmesser groß genug ist, um einen ausreichenden Überlapp mit dem Atomstrahl zu gewährleisten. Somit lassen sich geeignete Dämpfungen sogar mit geringen Leistungen realisieren, da durch die Spiegel der Laserstrahl bis zu 30 mal *recycled* wird.

Die wichtigsten Größen der Kollimation mit verkippten Spiegeln sind der Einfangbereich  $v_{cap}$  und die transversale Endgeschwindigkeit, also die Enddivergenz des Atomstrahls. Die Berechnung des Einfangbereichs ist durch den Einkoppelwinkel  $\beta_0$  gegeben. Dieser Winkel führt gemäß Gleichung (5.3) zu einer Verstimmung  $\Delta$ , die zusammen mit Gleichung (5.5) die spontane Streukraft ergibt. Da sich  $\beta_N$  durch jede Reflexion verringert, wird auch  $\Delta$  immer kleiner, was das Maximum der spontanen Streukraft zu immer kleineren Geschwindigkeiten verschiebt.

Sollen quantitative Aussagen über die Funktionsweise des Kollimators gemacht werden, so ist man wegen der Vielzahl an Parametern auf eine Computersimulation angewiesen. Die entscheidenden Parameter sind:

- Die komplizierte Intensitätsverteilung, die durch die Form und Größe des Laserstrahls gegeben ist. Der Laser besitzt wegen des Transfers mit Hilfe einer Single-mode-Faser ein gaußförmiges Strahlprofil. Kommen sich die Strahlen durch den bei der Vielfachreflexion im Kollimator immer kleiner werdenden Winkel  $\beta_N$  näher, so können diese nach und nach überlappen. Daraus resultiert ein komplizierter Intensitätsverlauf, der zu einem ebenso komplizierten Verlauf der Spontankraft führt.
- Ein weiterer wichtiger Parameter ist die Geschwindigkeitsverteilung der Atome im Strahl. Will man die Kollimation eines Atomstrahls möglichst realistisch beschreiben, so muss man eine Vielzahl von verschiedenen Longitudinal- und Transversalgeschwindigkeiten betrachten. Diese berücksichtigen die Durchflugs-, also die Wechselwirkungszeit der Atome im Kollimator, und die anfängliche Divergenz des Atomstrahls.

---

<sup>2</sup>Zumindest gilt dies solange  $\beta_N$  nicht zu klein ist.

- Damit man eine zuverlässige Statistik erhält, ist man gezwungen, viele Trajektorien zu betrachten. Die Zahl der verwendeten Trajektorien war in der Größenordnung von  $10^6$ .

Auch kann man mit Hilfe einer Computersimulation die Abhängigkeit der Kollimation für die Änderung eines Parameters betrachten. Dies ist eine grundlegende Voraussetzung für das Verständnis der Funktionsweise des verwendeten Kollimators und notwendig zu dessen Optimierung.

### 5.3 Computersimulation der Atomstrahlkollimation

Die Computersimulation der Atomstrahlkollimation wurde mit Hilfe der Programmiersprache *Matlab* vorgenommen, welche eine vektororientierte Programmiersprache ist. Der entscheidende Vorteil gegenüber *C*, *C++* oder ähnlichen Programmiersprachen ist die einfache Ausgabe berechneter Ergebnisse. Aus diesem Grund wurde ausschließlich *Matlab* für die Simulation des Kollimators verwendet.

Das Programm zur Simulation des Kollimators gliedert sich grob in vier Teile:

1. Festlegung der benötigten Startparameter. Diese Parameter sind die anfängliche Divergenz des Strahls durch die transversale und longitudinale Geschwindigkeitsverteilung, sowie die Laserleistung, der Einkoppelwinkel  $\beta_0$  und die Verkippung  $\theta$  der Kollimationsspiegel.
2. Die Berechnung der Position des Lichtfeldes entlang der Achse des Strahls.
3. Die Integration der Newtonschen Bewegungsgleichung für jedes Atom unter Verwendung der spontanen Streukraft des zuvor berechneten Lichtfeldes.
4. Die Auswertung und Ausgabe der Ergebnisse, die in den vorherigen Punkten berechnet wurden.

Da alle Berechnungen des Kollimators mit jeweils verschiedenen Parametern vorgenommen wurden, um ein Verständnis für dessen Funktionsweise zu erhalten, war bei allen Simulationen ein mehrmaliger Durchlauf des Programms nötig, verbunden mit zum Teil langen Rechenzeiten.

#### 5.3.1 Berechnung des Lichtfeldes

Zuerst werden durch die Anfangswinkel  $\beta_0$  und  $\theta$  sowohl die Winkel der Strahlen bezüglich der Atomstrahlachse, sowie deren Werte entlang dieser Achse berechnet. Die Berechnung beider Parameter geschieht rekursiv unter Verwendung von Gleichung (5.4). Auf diese Art kann die Position, an der die Laserstrahlen die  $z$ -Achse schneiden ebenfalls rekursiv berechnet werden:

$$z_N = z_{N-1} + \frac{d}{2}(\tan(\beta_{N-1}) + \tan(\beta_N)) \quad (5.6)$$

Das Programm berücksichtigt, dass für bestimmte Anfangswinkel auch ein Zurücklaufen des Strahls möglich ist. Ein zurücklaufender Laserstrahl besitzt aufgrund des Dopplereffekts eine effektive Verstimmung, die ein Heizen des Strahls bewirkt.

Über die Positionen  $z_N$  des jeweiligen Laserstrahls wird die Intensitätsverteilung eines gaußförmigen Laserstrahlprofils berechnet. Die Gesamtintensität berechnet sich mit Hilfe eines gaußförmigen Laserstrahls, mit einer Spitzenleistung Leistung  $P$  und einem Beamwaist  $w_0$  gemäß:

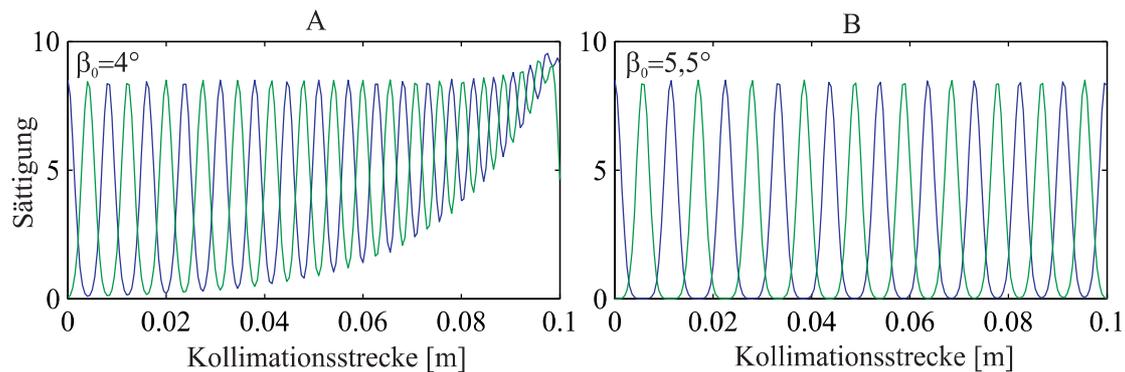
$$I(z)_N = I(z)_{N-1} + \gamma^N \frac{2P}{\pi w_0^2} \exp\left(-2\frac{(z - z_N)^2}{w_0^2}\right) \quad (5.7)$$

Dabei gibt  $\gamma$  die Reflektivität der verwendeten Spiegel an. Die Kollimationsstrecke  $z$  von 10 cm wird in 200 Teile unterteilt, was einer Schrittweite  $\Delta z$  von 0,5 mm entspricht. Eine Unterteilung in kleinere Schritte liefert keine verbesserten Ergebnisse, erhöht jedoch die Rechenzeit für die Simulation.

Die Sättigung berechnet sich über die Intensität aus Gleichung (5.7):

$$S(z) = \frac{I(z)}{I_S}. \quad (5.8)$$

Die Sättigungsintensität  $I_S$  ergibt sich mit Hilfe der Parameter für Argon über Gleichung (2.31) zu  $12,9 \text{ W/m}^2$ . Man erhält somit das Lichtfeld zwischen den Spiegeln in Einheiten des Sättigungsparameters. An Abbildung (5.3) kann man erkennen, dass



**Abbildung 5.3:** Lichtfeld auf der Atomstrahlachse für verschiedene Einkoppelwinkel  $\beta_0$ . Der Beamwaist beträgt 2,6 cm analog zu dem des Laserstrahls. **A:** zeigt für kleine Winkel am Ende der Kollimatorstrecke ein Überlapp der gaußförmigen Strahlen, was dem Lichtfeld des Dopp-lerkühlens entspricht. Für größere Winkel kann man in **B:** sehen, dass der Überlapp geringer wird. Hier kann man nicht von einer Dopplerkühlung am Kollimatoreausgang sprechen.

sich die Laserstrahlen für bestimmte Anfangswinkel am Ende der Spiegel überschneiden können. Der Atomstrahl wird also nicht mehr von jeder Seite einzeln beeinflusst, sondern von beiden Seiten gleichzeitig.

### 5.3.2 Berechnung der Trajektorien

Die Berechnung der Trajektorien geschieht durch die Integration der Newtonschen Bewegungsgleichungen an diskreten Orten  $z$  entlang der Wechselwirkungsstrecke des Kollimators. Hierbei werden dieselben Stützstellen verwendet, wie schon für die Berechnung des Verlaufs der Sättigung der im vorigen Abschnitt beschrieben wurde. Für jede dieser

### 5.3 Computersimulation der Atomstrahlkollimation

200 Stützstellen wird die spontane Streukraft mit Hilfe von Gleichung (5.5) berechnet. Die Atome werden auf einer Strecke von  $\Delta z$  jeweils konstant beschleunigt. Um möglichst realistische Ergebnisse zu erzielen, wurden folgende experimentell bestimmte Parameter des Atomstrahls gewählt.

- Eine Longitudinalgeschwindigkeit  $v_z$  der Atome, die aus einer Gaußverteilung mit  $\bar{v}_z = 310$  m/s und  $\Delta v_z = 220$  m/s (FWHM) bestimmt ist. Die Werte entsprechen jener, der Flugzeitmessung aus Abschnitt 4.3
- Unterschiedliche, zufällig um 1 mm verteilte transversale Anfangspositionen. Das entspricht einer ausgedehnten Quelle mit einem Durchmesser von 1 mm, die der im Experiment verwendeten Öffnung der Quelle entspricht.
- Verschiedene Transversalgeschwindigkeiten  $v_\perp$ . Diese werden in einem Intervall von  $\pm 10$  m/s angenommen und in 1000 Bereiche unterteilt. Die 10 m/s führen unter der Annahme einer Longitudinalgeschwindigkeit von  $\bar{v}_z = 300$  m/s zu einem Divergenzwinkel  $\varphi$  von circa  $2^\circ$ . Die Divergenz der Quelle ist größer, allerdings kann ein Atomstrahl mit größerer Divergenz aufgrund des Einfangbereichs nicht genügend kollimiert werden, um die differentielle Pumpstufe<sup>3</sup> passieren zu können.

Die Berechnung der Trajektorien geschieht parallel für jeweils 1000 Atome mit unterschiedlichen transversalen Geschwindigkeiten  $v_\perp$ . Hierbei wird jeweils die resultierende Verstimmung des Lasers aufgrund der Dopplerverschiebung ermittelt,

$$\Delta = \delta_L - kv_z \sin(\beta(z)) + kv_\perp \cos(\beta(z))$$

und dadurch die jeweilige spontane Streukraft am Ort  $z$  berechnet.

$$F = \frac{\hbar k \Gamma}{2} \left( \frac{S}{1 + S + \frac{4}{\Gamma^2} \Delta^2} \right)$$

Dabei ist natürlich die Richtung des Laserstrahls von Bedeutung, der zwischen den Spiegeln reflektiert und vom Programm auch im Bereich des Überlapps der Laserstrahlen berücksichtigt wird.

Die Berechnungen der Trajektorien, der Atome, werden schließlich für jede der 200 Stützstellen  $z$  rekursiv durchgeführt. Die Lösungen der Bewegungsgleichungen lauten:

$$v_\perp(z) = v_\perp(z - \Delta z) + \frac{F}{m} \frac{\Delta z}{v_z} \quad (5.9)$$

$$x_\perp(z) = x_\perp(z - \Delta z) + v_\perp(z) \frac{\Delta z}{v_z} \quad (5.10)$$

Um für die folgenden Simulationen eine ausreichend gute Statistik zu erhalten, kann die Anzahl der berechneten Trajektorien beliebig erhöht werden. Damit eine solche Erhöhung nicht die Stabilität des Programms beeinträchtigt, kann man die Zahl der Trajektorien dadurch erhöhen, dass man je 1000 parallel berechnet, und dies so oft wiederholt, bis eine ausreichend gute Statistik erreicht ist. Nach der 100 mm langen Kollimationsstrecke folgt eine gleichförmige Bewegung der Atome, die 1,6 m beträgt. Nach

<sup>3</sup>Diese besitzt einen Durchmesser von 1 mm und befindet sich circa 50 mm hinter dem Kollimator.

dieser Flugstrecke werden die Trajektorien gezählt, die einen bestimmten Mindestabstand zur Strahlachse besitzen. Auf diese Art kann ein Vergleich mit durchgeführten Messungen gemacht werden.

Der wichtigste Parameter ist die Überhöhung der Intensität des Atomstrahls, die sich berechnet, wenn man die Anzahl der kollimierten Trajektorien, die ein gewisses Flächenelement treffen, durch die Anzahl ohne Kollimation<sup>4</sup> teilt.

### 5.3.3 Optimierung der Betriebsparameter

Der Ausgabeteil des Programms liefert verschiedene Informationen über den Kollimator. Mit Hilfe dieser Informationen ist man in der Lage, Betriebsparameter zu finden, bei denen die Kollimation optimal arbeitet. Das Programm ist in der Lage einige Parameter zu berechnen:

- Der Verlauf des Laserstrahls zwischen den Spiegeln wird berechnet und gezeichnet.
- Die Trajektorien und die Geschwindigkeiten, die auf der Länge von 100 mm der Kollimationsstrecke, sowie die Trajektorien und die Geschwindigkeiten, die auf der gesamten Länge von 1,7 m des Flugs durch die Kammer werden gezeichnet.
- Schließlich wird die Flussüberhöhung, die durch ein vorher definiertes Flächenelement berechnet.

Die Überhöhung des atomaren Flusses stellt den bedeutensten der Ausgabeparameter dar. Mit ihm lassen sich Simulationsergebnisse mit Messungen am Atomstrahl vergleichen. Das Flächenelement ist im Experiment ein Spalt ( $3 \text{ mm} \times 5 \text{ } \mu\text{m}$ ), der vor einen 1,6 m entfernten Detektor montiert ist.

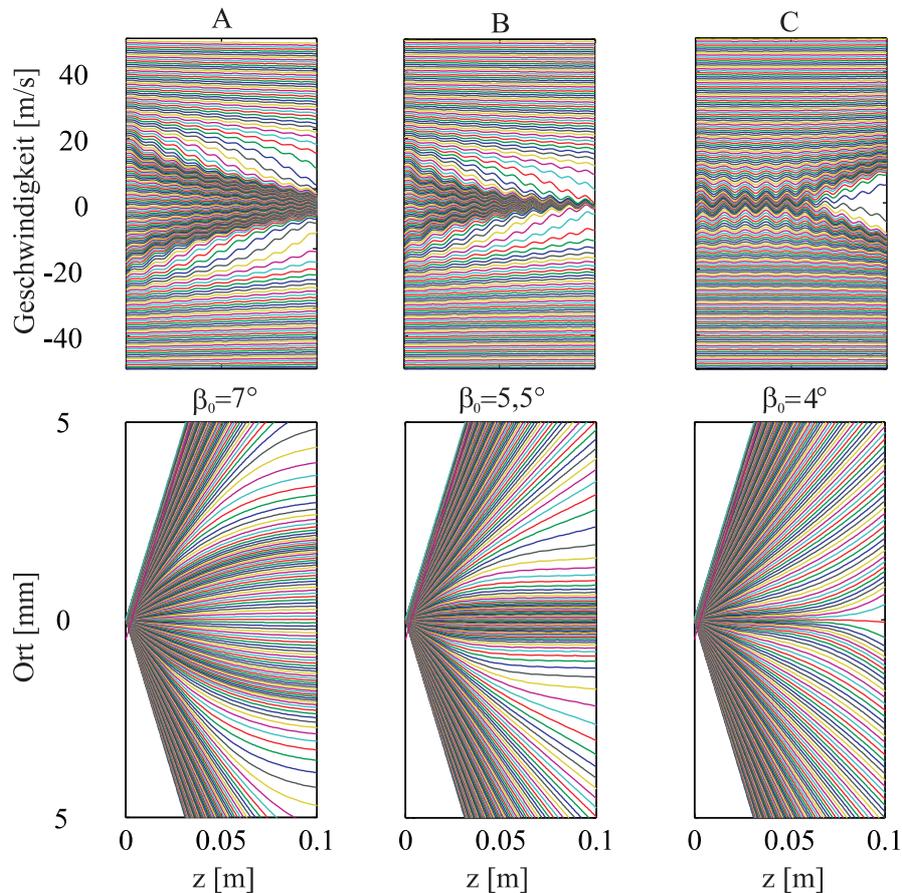
Um die Arbeitsweise des Kollimators zu verstehen, betrachtet man die Trajektorien und Geschwindigkeiten der verschiedenen transversalen Anfangsgeschwindigkeiten wie in Abbildung (5.4) dargestellt ist. Abbildung (5.4B) zeigt Trajektorien für die Anfangswerte  $\beta_0 = 5,5^\circ$ ,  $\theta_0 = 0,075^\circ$  und  $\delta_L = 2\pi \times 18,5 \text{ MHz}$ . Die beiden Bilder veranschaulichen die Kollimation des Atomstrahls, die sich durch eine stark gedämpfte transversale Geschwindigkeit äußert. Aufgrund des dämpfenden Charakters der spontanen Streukraft ist keine Konvergenz der Trajektorien zu erwarten. Im Idealfall erhält man parallele Strahlen, die aufgrund der Wechselwirkungszeit im Kollimator zu einem bestimmten Strahldurchmesser am Kollimatorausgang führen. Man kann in Abbildung (5.4A-C) deutlich die Wechselwirkungszonen erkennen, innerhalb derer eine Kompression der atomaren Geschwindigkeiten stattfindet. Die Trajektorien werden so abwechselnd von beiden Seiten nach und nach komprimiert, bis sie die Wechselwirkungsstrecke verlassen.

Um eine möglichst effektive Kühlung zu erreichen, muss man geeignete Parameter der Kollimation finden. An Abbildung (5.4) der Trajektorien kann man schnell erkennen, ob die gewählten Anfangswerte eine wirkungsvolle Kollimation ermöglichen. Ist wie in (5.4A) der Winkel  $\beta_{min}$ , unter dem der letzte Laserstrahl den Atomstrahl schneidet zu groß, so ist die Dämpfung der transversalen Geschwindigkeit der Atome zu gering. Die Divergenz des Strahls ist reduziert, jedoch besitzt er eine Restdivergenz. Für einen zu geringen Winkel  $\beta_{min}$  wie in (5.4C) dargestellt, wird durch die Verkippung der Spiegel der Winkel im Verlauf der Flugstrecke zu gering, was dessen Divergenz wieder erhöht.

---

<sup>4</sup>Dies entspricht einer gleichförmigen Bewegung der Atome auf 1,7 m.

### 5.3 Computersimulation der Atomstrahlkollimation

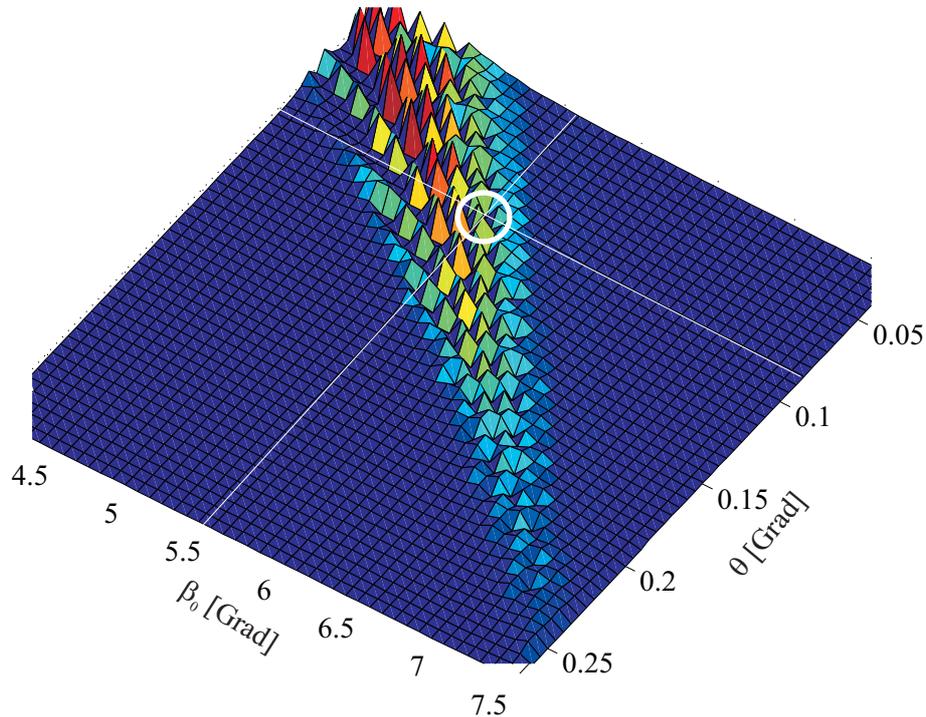


**Abbildung 5.4:** Die Trajektorien und die zugehörigen Geschwindigkeiten der Atome sind untereinander gezeichnet. Ist der Winkel  $\beta_0$  zu groß gewählt, so erkennt man an **A** eine nicht ideale Kompression im Geschwindigkeitsraum. Diese Kompression ist in **B** stärker, was durch einen kleineren Winkel  $\beta_0$  realisiert wird. Überschreitet man einen gewissen Wert von  $\beta_0$ , so kann man an **C** erkennen, dass die Kompression negativ wird, es findet also keine Kühlung sondern eine Aufheizung der transversalen Geschwindigkeitskomponente statt, da die Atome mit dem jeweils mitlaufenden Laserstrahl resonant sind.

Dieses Heizen der transversalen Geschwindigkeitskomponente geschieht, wenn der Laserstrahl eine Verstimmung  $\Delta$  bekommt, die positiv ist.

Will man die idealen Winkel  $\beta_0$  und  $\theta$  finden, so ermöglichen die Trajektorien einen groben Eindruck von den geeigneten Winkeln. Eine genauere Aussage kann man allerdings nur treffen wenn man die Überhöhung für bestimmte Winkelkombinationen berechnet. Abbildung (5.5) zeigt den Parameterraum für die beiden Anfangswinkel. Dabei wurden für jeden Punkt 100000 Trajektorien bei einer Laserverstimmung von  $+18,5 \text{ MHz}$ <sup>5</sup> kollimiert. Durch sukzessive Änderung der Winkel mit einer nachfolgenden Berechnung der Flussüberhöhung auf einer Fläche von  $(3 \text{ mm} \times 5 \mu\text{m})$  entsteht diese Darstellung des Parameterraumes. Man erkennt, dass die Wahl möglichst kleiner Winkel  $\beta_0$  mit einem ge-

<sup>5</sup>Eine Verstimmung von  $+18,5 \text{ MHz}$  wird sich im nächsten Abschnitt als optimal herausstellen.



**Abbildung 5.5:** Der Parameterraum des Kollimators für verschiedene Winkel  $\beta_0$  und  $\theta$ . Eine große Flussüberhöhung ist für geringe Winkel zu erwarten. Allerdings kann experimentell der Winkel  $\beta_0$  für eine Einkopplung des Laserstrahls nicht kleiner als  $5,5^\circ$  sein.

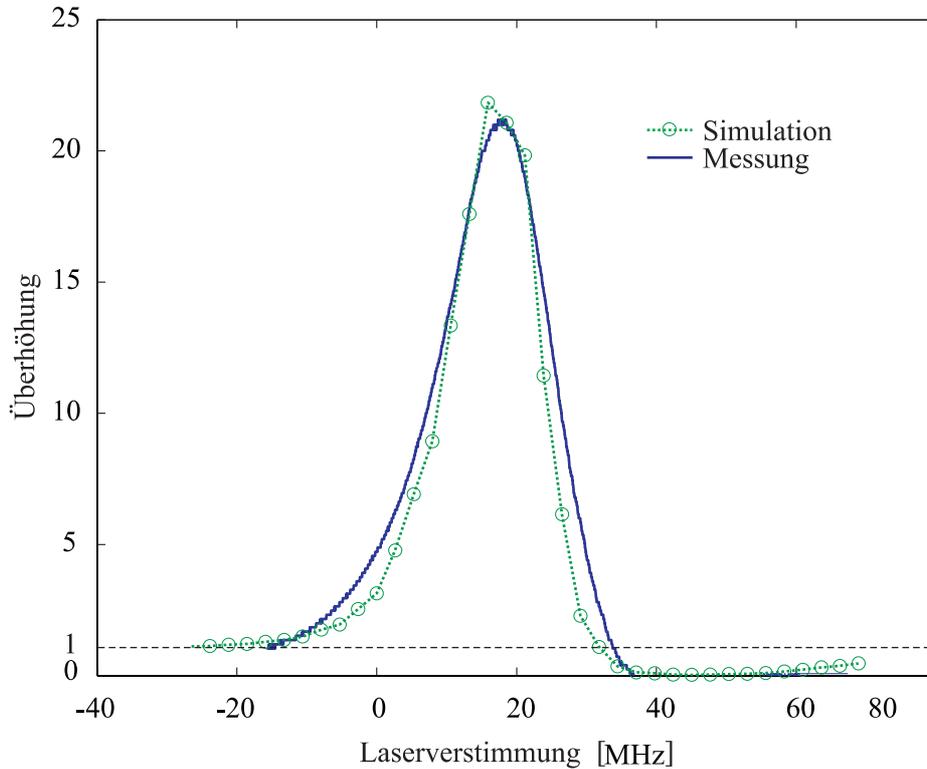
eigneten  $\theta$  maximale Überhöhung liefert. Aus technischen Gründen kann jedoch  $\beta_0$  nicht beliebig klein gemacht werden. Um den Laserstrahl mit einem Beamwaist von 2,6 mm verlustfrei in den Kollimator einkoppeln zu können, benötigt man einen Winkel  $\beta_0 = 5,5^\circ$  um den Strahl nicht abzuschneiden. Der Winkel  $\theta$  ist noch frei wählbar. Abbildung (5.5) zeigt, dass  $\theta = 0,06^\circ - 0,14^\circ$  zu einer geeigneten Flussüberhöhung führt. Die Wahl einer Verkippung der Spiegel von  $0,07^\circ$  scheint nicht die ideale Überhöhung zu erzeugen. Es hat sich jedoch herausgestellt, dass die Kollimation für geringere  $\theta$  ihren asymmetrischen Charakter, der aus der einzelnen Kompression aus unterschiedlichen Richtungen stammt, immer stärker zeigt. Somit erhalten die Atome vom letzten Laserstrahl immer einen Impulsübertrag, der eine Kompression der atomaren Geschwindigkeiten um einen von Null verschiedenen Wert erzeugen. Ein auf diese Art kollimierter Atomstrahl kann nicht durch den sehr kleinen Spalt gelangen und somit weder eine gemessene noch simulierte Überhöhung erzeugen. Für die weiteren Schritte wurden die Winkel  $\beta = 5,5^\circ$  und  $\theta = 0,007^\circ$  verwendet.

Als nächstes soll die Abhängigkeit der Verstimmung des Lasers  $\delta_L$  ermittelt werden. Dazu werden Simulationsergebnisse direkt mit Messungen verglichen. Das Programm berechnet für verschiedene Verstimmungen des Lasers die resultierende Überhöhung innerhalb des auch in vorigen Simulationen verwendeten Flächenelement ( $3 \text{ mm} \times 5 \text{ } \mu\text{m}$ ). Das Programm berechnet die Flussüberhöhung, indem es die Trajektorien, die einen maximalen Abstand von der Flugachse besitzen jeweils mit und ohne Kollimator ermittelt

### 5.3 Computersimulation der Atomstrahlkollimation

und durcheinander teilt. Dabei werden die jeweiligen eindimensionalen Überhöhungen<sup>6</sup> multipliziert.

Die experimentelle Realisierung geschieht über eine Wellenlängenänderung des Lasers. Die Überhöhung kann in Form von Zählereignissen eines Channeltrons, das hinter dem Spalt montiert ist, gemessen werden. An Abbildung (5.6) erkennt man eine gute Über-



**Abbildung 5.6:** Vergleich der simulierten, zweidimensionalen Kollimation mit gemessenen Werten. Man erkennt eine gute Übereinstimmung von Vorhersagen und Messung. Die Verstimmung beginnt bei negativen Werten und wird immer mehr erhöht. Man erkennt, dass eine rote Verstimmung von mehreren Linienbreiten nicht in der Lage ist eine Flussüberhöhung zu erzeugen. Für eine Laserverstimmung von 18,5 MHz ( $\approx 3,5 \Gamma$ ) zeigen sowohl Messung als auch Simulation eine maximale Überhöhung des atomaren Flusses. Für blaue Verstimmung über diesem Wert erhält man einen raschen Abfall der Überhöhung, da nach und nach alle Laserstrahlen zu einer Aufheizung der Atome führen. Dort fällt die Flussüberhöhung unter den Wert eins.

einstimmung von Rechnung und Messung. Die maximale Überhöhung ist für eine Verstimmung des Lasers von +18,5 MHz zu erwarten.

Für eine große rote Verstimmung ist die Spontankraft zu gering, um die Atome zu beeinflussen. Deshalb erhält man eine Überhöhung von 1, was bedeutet, dass die Anzahl der detektierten Trajektorien unabhängig davon ist, ob der Kollimator verwendet wird oder nicht. Für eine Verstimmung des Lasers, die immer mehr zu positiven Werten strebt, erkennt man das Anwachsen der Überhöhung. Diese nimmt für  $\delta_L = +2\pi \times 18,5 \text{ MHz}$  ihr Maximum an. Hier wird die Intensität des Atomstrahls um eine Faktor 20 überhört. Wird der Laser stärker zu positiven  $\delta_L$  verstimmt, so erkennt man einen steilen Abfall

<sup>6</sup>Diese werden für einen Mindestabstand von 1,5 mm bzw. 2,5  $\mu\text{m}$  ermittelt.

der Überhöhung. Dies lässt sich dadurch erklären, dass die effektive Verstimmung des Lasers positiv ist, was zu einem Heizeffekt führt. Das Heizen der Atome erklärt eine Überhöhung, die kleiner eins ist. Hier werden weniger “kollimierte” Atome mit Kollimator, als ohne diesen gemessen.

Der letzte freie Parameter, den man noch untersuchen kann ist der Sättigungsparameter  $S$ , der durch Intensität des Laserstrahls bestimmt wird. Nimmt man analog zum Experiment einen gaußschen Strahl an, der einen Beamwaist von 2,6 mm besitzt, so berechnet sich die Sättigung über die Intensität gemäß Gleichung (5.8). Zur Laserleistung muss noch gesagt werden, dass diese nicht direkt mit der gemessenen Leistung im Experiment vergleichbar ist. Für eine lineare Polarisation die auch der Laserstrahl im Experiment besitzt, muss der effektive Clebsch Gordan Koeffizient berücksichtigt werden. Das Quadrat dieses Koeffizienten beträgt für das vorliegende Niveauschema  $C_{eff}^2=0,56$  bei linearer Polarisation im Gleichgewichtszustand. Mit einer Skalierung der Laserleistung um diesem Wert ist man in der Lage, die gemessene Leistungsabhängigkeit der Flussüberhöhung des Kollimators mit den Simulationsergebnissen zu vergleichen. Dabei berechnet das Programm jeweils für verschiedene Laserleistungen, also für verschiedene Sättigungsparameter die Überhöhung mit den bisher optimierten Betriebsparametern  $\beta_0=5,5^\circ$ ,  $\theta=0,075^\circ$  und  $\delta_L=+2\pi\times 18,5$  MHz. Die Laserleistung im Kollimator wurde mit Hilfe eines Powermeters (Coherent Fieldmaster) gemessen. Da der für die Kollimation zur Verfügung gestellte Laser<sup>7</sup> eine Gesamtleistung von 8 mW hinter der optischen Faser besitzt, wurde eine eindimensionale Kollimation des Atomstrahls vorgenommen. Das heißt, es wurde lediglich der vertikale Arm der Kollimation verwendet und mit der Simulation eindimensionalen Überhöhung verglichen. Auf diese Art ist man in der Lage, die gesamten 8 mW in einer Dimension einzusetzen. Man erwartet aufgrund des sättigenden Verhaltens der spontanen Streukraft ebenfalls eine Flussüberhöhung, die für große Laserleistung sättigt. Abbildung (5.8) zeigt beide Graphen für die Messung und die Simulation der Leistungsabhängigkeit der vertikalen Kollimation. Man erkennt deutlich den sättigenden Charakter der spontanen Streukraft. Im Bereich der in diesem Experiment verwendeten Laserleistung von 4 mW für jeden Arm ist also durchaus noch eine Steigerung der Überhöhung möglich. Eine Verdopplung der Leistung würde zu einer Steigerung der Flussüberhöhung um 18% führen.

Die beiden Arme der Atomstrahlkollimation wurden in allen vorherigen Betrachtungen als unabhängig betrachtet. Dieses Verhalten ändert sich für hohe Leistungen. Grund hierfür ist der Sättigungsparameter, der auf der Kollimationsstrecke nun durch beide Strahlen gegeben ist. Es genügt nun nicht mehr, die Sättigungsparameter der einzelnen Strahlen zu berücksichtigen, will man eine korrekte Beschreibung des Kollimators gewährleisten.

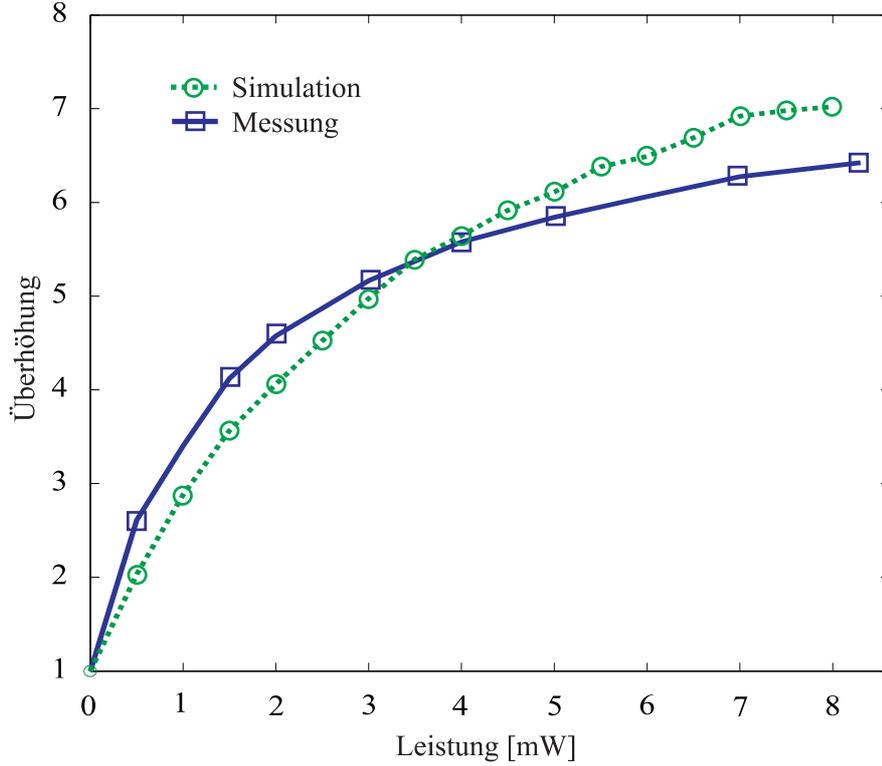
### 5.4 Flussüberhöhung des Kollimators

Bei dem verwendeten Gerät handelt es sich um den von [Alb97] aufgebauten Kollimator. Das Design der Kollimation mit verkippten Spiegeln stammt weitestgehend von [Hoo93] und [Hoo96].

Ursprünglich wollte man mit der Anlage eine magneto-optischen Oberflächenfalle laden,

---

<sup>7</sup>Dabei handelt es sich um den in Abschnitt 3.2.2 beschriebenen Masterlaser.



**Abbildung 5.7:** Messung und die Simulation der Leistungsabhängigkeit des vertikalen Arms der Kollimation. Die gemessene Laserleistung wurde mit Hilfe des effektiven Clebsch Gordan Koeffizient  $C_{eff}^2=0,56$  skaliert. Man erkennt deutlich den sättigenden Charakter der spontanen Streukraft.

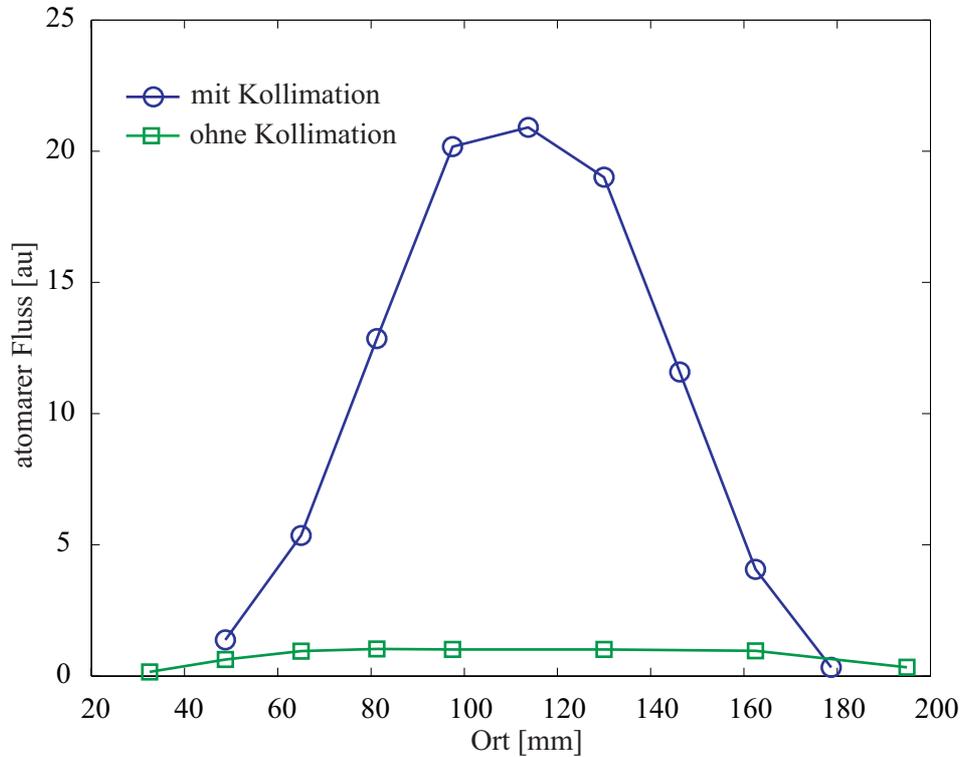
um eine laserartige Quelle für Atome zu realisieren [Pfa97].

Mit Hilfe der vorherigen Simulation konnten die geeigneten Betriebsparameter ermittelt werden. Der auf diese Art optimierte Kollimator ist in der Lage, einen Atomstrahl mit einer bestimmten Anfangsdivergenz, die durch den Eingangsbereich  $v_{cap}$  gegeben ist, transversal zu kühlen. Mit den optimalen Parametern aus dem vorherigen Abschnitt besitzt der Kollimator einen Eingangsbereich von  $v_{cap} = 14,47$  m/s. Ein größerer Eingangsbereich würde keinen weiteren Vorteil bedeuten, da Atome mit einer Geschwindigkeit über  $v_{cap}$  eine zu große Anfangsdivergenz besitzen, um nach der Kollimation durch die Apertur von 1 mm Größe der differentiellen Pumpstufe zu gelangen. Auch eine möglichst geringe Enddivergenz würde durch einen zu großen Eingangsbereich erschwert.

Der letzte Strahl verlässt den Kollimator unter dem Winkel  $\beta = 3,98^\circ$ , was einer Verstimmung gemäß Gleichung (5.3) von  $-0,77 \Gamma$  entspricht. Diese Verstimmung ist größer als die zum Erreichen den Dopplerlimits benötigte. Nun ist für eine Beschreibung der Funktionsweise des Kollimators mit Hilfe des Dopplerkühlens durch gekrümmte Wellenfronten ein kontinuierlicher Übergang der Verstimmung sowie ein Überlapp der Laserstrahlen nötig. Die Realisation mit Hilfe von verkippten Spiegeln kann einen Überlapp nicht für alle Winkelkombinationen garantieren. Durch die abwechselnde Kompression des Atomstrahls wird am Ausgang sehr leicht eine Ablenkung erreicht. Diese führt dazu, dass keine Atome durch den Spalt gelangen können. Im Geschwindigkeitsraum zeigt sich

dies durch eine Kompression, die nicht um  $v_{\perp} = 0$ , sondern um einen anderen Wert liegt. Da dieses Verhalten sowohl von der Simulation als auch experimentell bestätigt wurde, ist man bei der Parameterwahl auf eine Symmetrie der Kollimation festgelegt.

Abbildung (5.8) zeigt das transversale Profil des Atomstrahls mit und ohne Kollimation.



**Abbildung 5.8:** Messung des Strahldurchmessers mit und ohne Atomstrahlkollimation. Die Überhöhung wurde durch Verschieben des Spalts vor einem Channeltron gemessen. Man erkennt deutlich eine Überhöhung des atomaren Flusses um einen Faktor 20.

Man kann deutlich eine 20 fache Überhöhung in der Mitte des Strahls erkennen. Die Form des Atomstrahls wurde durch Verschieben des Spalts vor dem Channeltron aufgenommen.

Die Intensität des kollimierten Atomstrahls wurde mit dem selben Aufbau, mit dem schon die der Quelle gemessen wurde, ermittelt. Diese berechnete sich zu:

$$I(0) = 3,47 \times 10^{13} \frac{\text{Atome}}{\text{s sr}}$$

Der Kollimator ist somit in der Lage, eine Flussüberhöhung zu liefern, die nach dem im nächsten Kapitel behandelten Zeeman Slower letztlich auch für die Überhöhung des Flusses hinter der 2D MOT um einen Faktor 20 sorgt. Somit besteht die Möglichkeit einer Kollimation mit Hilfe zweier Spalte, die die für geplante Experimente nötige räumliche Kohärenz erzeugt.

## 6 Zeeman Slower

Ein langsamer Atomstrahl bietet die Möglichkeit, lange Wechselwirkungszeiten zu erreichen. Da alle geplanten Experimente in stehenden Lichtwellen durchgeführt werden sollen, ermöglicht ein langsamer Strahl Wechselwirkungszeiten, die ansonsten extrem viel Laserleistung und große Spiegel mit einer hohen Oberflächenqualität benötigt.

Mit Hilfe des dissipativen Charakters der Spontankraft ist man in der Lage die kinetische Energie des Atomstrahls und gleichzeitig die longitudinale Geschwindigkeitsverteilung zu verringern. Das Problem einer Verzögerung der atomaren Geschwindigkeit auf einen beliebigen Wert ist, dass die Resonanzbedingung über einen weiten Bereich erfüllt sein muss. Wird ein Atom im Laufe seiner Verzögerung langsamer, so wird die Frequenz des Lichts aufgrund des Dopplereffekts verstimmt, was den Betrag der Spontankraft ändert. Im Laufe der Zeit wurden verschiedene Methoden entwickelt, um die kinetische Energie der Atome verringern zu können.

- Der Laser wird dazu gebracht, ein gewisses Intervall an Frequenzen möglichst homogen zu emittieren. Das kann mit Hilfe von Modenkopplung geschehen um Multimode Laserlicht zu erhalten. Diese Methode wird als Weißlicht- oder Pulsrückführung bezeichnet und wurde von [Moi84] vorgeschlagen. Die Realisierung einer gepulsten Verzögerung gelang [Lia86]. Schließlich konnte [Hof88] eine kontinuierliche Verzögerung von Atomen erreichen.
- Der Laser wird periodisch verstimmt um den Dopplereffekt auszugleichen. Atome, die anfangs von einem resonanten Laserstrahl verlangsamt wurden, sehen wegen der periodischen Verstimmung diesen zu jedem Zeitpunkt resonant, sodass sie beliebig gebremst werden können. Die von [Ert85] verwendete Verzögerung führt allerdings zu einem gepulsten Atomstrahl, was für manche Experimente nicht ideal ist.
- Das Flugrohr wird mit einer Schicht ausgekleidet, die Laserlicht diffus reflektiert. Dadurch besitzt das Licht innerhalb des Flugrohrs eine isotrope Verteilung der  $k$ -Vektoren. Atome, die sich durch solch ein Lichtfeld bewegen, erhalten von dem Photon einen Impulsübertrag, dessen  $k$ -Vektor am nächsten an der Resonanz ist. Dieses Verfahren ermöglicht gleichzeitig eine Kollimation des Atomstrahls, da auch Photonen von der Seite gestreut werden können. Die Methode wurde von [Ket92] verwendet, um Atome zu verzögern.
- Mit Hilfe des Zeeman Effekts eines inhomogenen Magnetfelds wird die atomare Resonanzfrequenz um den Betrag der Dopplerverschiebung verändert. Das führt dazu, dass Atome an jedem Ort im sogenannten Zeeman Slower [Phi82] Licht resonant absorbieren können. Hierbei entsteht ein kontinuierlicher, langsamer Atomstrahl.

Der folgende Abschnitt 6.1 stellt das Prinzip des Zeeman Slowers vor. In 6.2 werden die für eine weitere Atomstrahlpräparation relevanten Eigenschaften des verzögerten Atomstrahls erläutert. Da der Zeeman Slower von [Sch95] im Rahmen seiner Dissertation aufgebaut und charakterisiert wurde, sei für Details auf diese Arbeit verwiesen.

## 6.1 Funktionsweise des Zeeman Slowers

Der entscheidende Punkt beim Zeeman Slower ist ein inhomogener Magnetfeldverlauf. Dieser führt dazu, dass die atomare Übergangsfrequenz die Dopplerverschiebung an jedem Punkt der Verzögerungsstrecke ausgleicht.

Die Kraft, die den Atomstrahl verzögert, ist die Spontankraft, die mit Hilfe einer Erweiterung aufgrund der Zeeman Verschiebung im Rahmen der magneto-optischen Melasse als magneto-optische Kraft (2.57) bezeichnet wurde. Will man den Atomstrahl möglichst effektiv verzögern, so ist man an einem Magnetfeldverlauf interessiert, der eine konstante Beschleunigung hervorruft. Somit sind Atome stets in Resonanz mit dem Laser. Das bedeutet, die Dopplerverschiebung des Laserstrahls muss genauso groß sein wie die Änderung der Übergangsfrequenz durch den Zeeman Effekt.

Ein Atom, das mit einer konstanten Beschleunigung  $a$  von einer Geschwindigkeit  $v_0$  verzögert wird, besitzt eine Geschwindigkeit entlang der Verzögerungsstrecke von

$$v(z) = v_0 \sqrt{1 - \frac{2a}{v_0^2} \cdot z}. \quad (6.1)$$

Die Resonanzbedingung aus Gleichung (2.57) lautet mit der Zeeman Verschiebung  $\delta_Z = \mu' B(z)/\hbar$ .

$$\delta_Z + \delta_L - k \cdot v = 0 \quad (6.2)$$

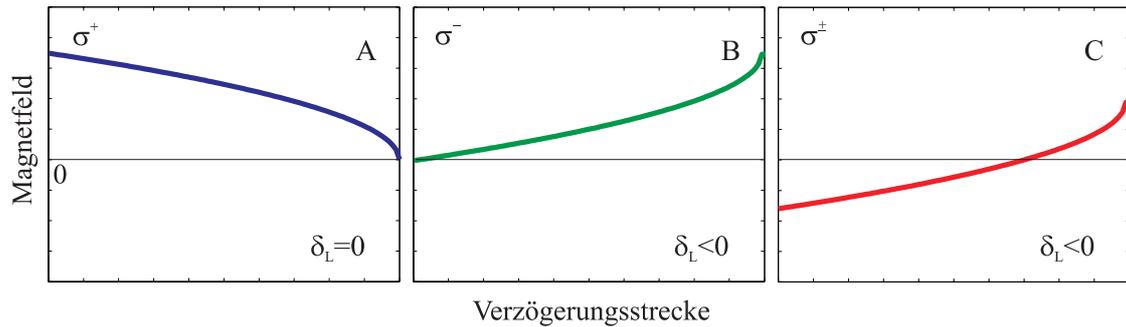
Dabei ist  $\mu'$  das effektive magnetische Moment des Übergangs. Es berechnet sich über die jeweiligen Lande'schen g-Faktoren gemäß  $\mu' = (g_e J_e - g_g J_g) \mu_B$ .

Hieraus lässt sich eine Bedingung für das Magnetfeld berechnen.

$$B(z) = \frac{1}{\mu'} [\delta_L + k \cdot v(z)] = \frac{1}{\mu'} \left[ \delta_L + k \cdot v_0 \sqrt{1 - \frac{2a}{v_0^2} \cdot z} \right] \quad (6.3)$$

Der Zeeman Slower kann nur dann funktionieren, wenn das Atom einen anomalen Zeeman Effekt besitzt. Das bedeutet, die g-Faktoren in den angeregten magnetischen Untersuständen besitzen jeweils unterschiedliche Größen im Vergleich zu den Grundzuständen. Dies garantiert, dass der atomare Übergang mit Hilfe eines Magnetfeldverlaufs variiert werden kann.

Der Zeeman Slower bremst zuerst schnelle Atome ab. Der Einfangbereich des Zeeman Slowers wird durch die Geschwindigkeit  $v_{cap}$  definiert, die zu Beginn des Magnetfeldes die Resonanzbedingung erfüllt. Später erfüllen zu den bereits verzögerten Atomen auch noch langsamere Atome die Resonanzbedingung, und auch diese werden verzögert. Auf die Art wird die Geschwindigkeitsverteilung komprimiert und gleichzeitig deren Maximum zu kleineren Werten verschoben. Über die Verstimmung  $\delta_L$  des Lasers ist der Magnetfeldverlauf definiert. So kann man eine Verzögerung von Atomen mit verschiedenen Magnetfeldern erreichen.

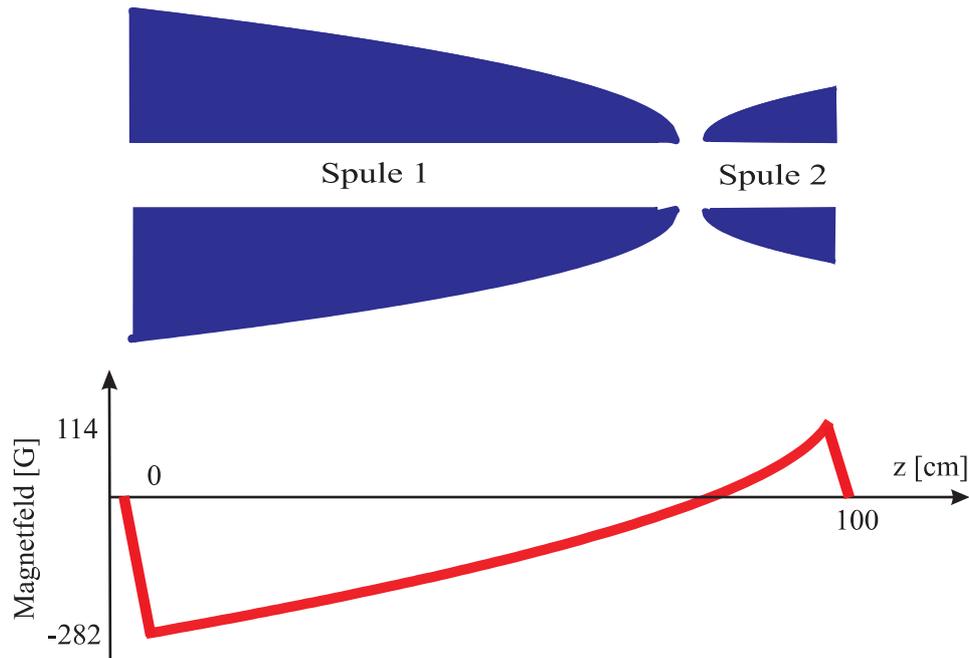


**Abbildung 6.1:** Verschiedene Magnetfelder, die zur Verzögerung von Atomen verwendet werden. Die Verzögerung kann mit Hilfe eines abfallenden Magnetfeldes und  $\sigma^+$ -Licht, wie in **A** dargestellt erreicht werden. Verwendet man  $\sigma^-$ -Licht, so gibt es zwei mögliche Magnetfeldkonfigurationen. **B** zeigt ein von Null aus ansteigendes Magnetfeld. Das Licht, das verwendet wird, ist weit verstimmt. Ein Kompromiss ist die in **C** dargestellte  $\sigma^\pm$  Konfiguration. Das Feld des  $\sigma^\pm$  Zeeman Slower besitzt einen Nulldurchgang und funktioniert mit einer mittleren Verstimmung des Lasers.

- $\sigma^+$   
Verwendet man resonantes Licht  $\delta_L = 0$ , so spricht man von einem  $\sigma^+$  Zeeman Slower [Phi82]. Der Verlauf des Magnetfeldes ist in Abbildung (6.1A) dargestellt. Für die Verzögerung wird rechts zirkular polarisiertes Licht verwendet. Der Vorteil bei dieser Art der Verzögerung ist, dass am Ende der Bremsstrecke das Magnetfeld Null ist. So existieren keine Streufelder, welche das Magnetfeld einer nachfolgenden magneto-optischen Falle stören können. Problematisch ist allerdings das resonante Licht, das durchaus in der Lage ist nachfolgende Experimente zu stören. Da Atome am Ausgang immernoch resonant mit dem Laserstrahl sind, können Atome zu einer Richtungsumkehr gebracht werden.
- $\sigma^-$   
Verstimmt man den Laser rot, so werden nachfolgende Experimente weniger stark von dem Zeeman Laserstrahl beeinflusst. Allerdings besitzt das Magnetfeld am Ende des Zeeman Slowers einen hohen Wert. Diese Konfiguration wird als  $\sigma^-$  Zeeman Slower bezeichnet und erstmalig von [Bar91] realisiert.
- $\sigma^\pm$   
Einen Kompromiss dieser beiden Arten der Realisierung des Zeeman Slowers arbeitet mit einer kleinen roten Verstimmung des Lasers. Bei dieser Art der Verzögerung von Atomen ist das Licht weit genug verstimmt, um keine große Störung des weiteren Aufbaus zu erzeugen. Das Magnetfeld ist am Ende klein genug, sodass nur geringe Streufelder erzeugt werden. Das Magnetfeld besitzt einen Nulldurchgang, der die Quantisierungsachse während des Durchflugs ändert. Das ist der Grund, weshalb man diese Methode auch als  $\sigma^\pm$ -Methode bezeichnet.

## 6.2 Der verwendete Zeeman Slower

Die in diesem Experiment realisierte Verzögerung des Atomstrahls beruht auf dem Prinzip des  $\sigma^\pm$  Zeeman Slowers, der von [Sch95] aufgebaut wurde. Dabei wird das Magnetfeld auf eine Verstimmung von  $-160$  MHz ausgerichtet, was circa 30 Linienbreiten entspricht. Das Magnetfeld dieses Zeeman Slowers wird mit Hilfe von zwei Spulen erzeugt. Die verwendeten Spulen und der resultierende Verlauf des Magnetfelds sind in Abbildung (6.2) schematisch dargestellt. Dabei kann über den Spulenstrom die Stärke der Magnetfelder



**Abbildung 6.2:** Schematische Darstellung der im Rahmen dieses Experiments verwendeten Zeeman Slowers. Das unten dargestellte Magnetfeld wird mit Hilfe von zwei Spulen erzeugt. Mit diesen beiden Spulen ist man in der Lage, die Magnetfelder, die den Eingangsbereich und die Endgeschwindigkeit definieren getrennt einzustellen.

unabhängig voneinander eingestellt werden. Die Variation des Spulenstroms der ersten Spule verändert den Eingangsbereich, die der zweiten die Geschwindigkeit der Atome, die den Zeeman Slower verlassen. Diese getrennt Variation der Magnetfelder ist besonders für den Ausgang des Zeeman Slowers wichtig, da man eine Richtungsumkehr der Atome vermeiden will. Aus diesem Grund muss das Magnetfeld am Ausgang möglichst schnell abfallen, sodass die Atome schnell aus der Resonanzbedingung des Laserstrahl gelangen.

### 6.2.1 Magnetfeld

Der verwendete Magnetfeldverlauf ist in Abbildung (6.2) dargestellt. Die Kraft, die entlang dieses Zeeman Slowers auf die Atome wirkt, soll der halben maximalen Spontankraft, also  $\hbar k \Gamma / 4$  entsprechen. Dies soll gewährleisten, dass der Zeeman Slower mit geringerer Laserleistung aufkommt und Atome durch eine zu schnelle Änderung des Magnetfeldes während der Verzögerung ihre Resonanzbedingung nicht verlieren. Mit einem

Magnetfeld von  $-282$  G am Eingang des Zeeman Slowers besitzt dieser einen Einfangbereich von  $450$  m/s, der deutlich über dem Maximum der Geschwindigkeitsverteilung der Quelle liegt. Am Ende der Einfangspule, an dem das Magnetfeld den Nulldurchgang besitzt, sind die Geschwindigkeiten um  $130$  m/s verteilt. Die zweite Spule mit einem Magnetfeld von  $+114$  G am Ende des Zeeman Slowers, erlaubt eine weitere Verzögerung der Atome auf einen Wert unterhalb von  $40$  m/s, was im Einfangbereich der zweidimensionalen magneto-optischen Falle liegt. Eine Flugzeitmessung, wie sie für den ungebremsten Strahl in Kapitel 4.2 durchgeführt wurde, war nicht möglich, da das Channeltron hinter dem Zeeman Slower hierfür nicht geeignet war. Aus diesem Grund und da keine Veränderungen am Zeeman Slower vorgenommen wurden, sei an dieser Stelle auf Messungen von [Sch95] verwiesen.

### 6.2.2 Divergenzerhöhung durch Impulsdiffusion

Dem Zeeman Slower liegt die Spontankraft zugrunde. Somit wird der Atomstrahl, der zuvor keine transversale Geschwindigkeit besitzt, durch die räumlich isotrope spontane Emission im Laufe einer Verzögerung seine Divergenz erhöhen. Dieser Prozess erzeugt eine Vergrößerung der Impulsverteilung der Atome aufgrund der Rückstöße der  $N$  gestreuten Photonen, analog zur Impulsdiffusion beim Dopplerkühlen, was durch Gleichung (2.51) beschrieben wird. Die Änderung der Strahlgröße kann mit dieser Gleichung über

$$\Delta x = \int_0^{\tilde{t}} v(t) dt = \int_0^{\tilde{t}} \frac{\sqrt{\langle \hat{p}^2 \rangle}}{m} dt \quad (6.4)$$

abgeschätzt werden. Dabei ist  $v_{cap}=450$  m/s die Einfangsgeschwindigkeit und  $a_{max} = \hbar k \Gamma / 2m$  die maximale Beschleunigung. Die Zeit, in der sich der Strahl vergrößert, kann durch  $\tilde{t} = 2v_{cap}/a_{max}$  angegeben werden.

Somit erhält man einen Wert für die Strahlvergrößerung von:

$$\Delta x = \frac{16}{3} \cdot \sqrt{\frac{m}{\hbar k \Gamma^2}} v_{cap}^3 = 13,8 \text{ mm} \quad (6.5)$$

In der Praxis kann nicht von einem Strahl ohne transversaler Geschwindigkeit zu Beginn des Zeeman Slowers ausgegangen werden. Deshalb kann die Abschätzung lediglich die Größenordnung der Strahlvergrößerung angeben.

### 6.2.3 Zusammenfassung

Der in diesem Kapitel vorgestellte Zeeman Slower ist in der Lage, den zuvor kollimierten Atomstrahl zu verzögern. Dies äußert sich durch eine schmalere Geschwindigkeitsbreite bei einer geringeren mittleren Geschwindigkeit der Atome. Der Zeeman Slower besitzt einen Einfangbereich von  $450$  m/s, was bei gekühlter Quelle deutlich über der mittleren Geschwindigkeit von  $310$  m/s liegt. Das ermöglicht dem Zeeman Slower, circa 70% aller Atome auf eine mittlere Geschwindigkeit unter  $40$  m/s zu verzögern.

Durch die Verwendung einer  $\sigma^\pm$ -Konfiguration ist man in der Lage, den Laserstrahl ausreichend weit verstimmen zu können, sodass dieser den Einfang der nachfolgenden 2D MOT nicht beeinflussen kann. Auch das Magnetfeld des Zeeman Slowers am Ort des Eingangs der 2D MOT ist gering genug, sodass keine magnetischen Streufelder zu Störungen

## *Kapitel 6 Zeeman Slower*

des Einfangs führen. Bei relativ geringem experimentellen Aufwand und moderaten Laserleistungen (circa 12 mW) kann der Einfangbereich und die Endgeschwindigkeit über einen Bereich separat gewählt werden.

## 7 Atomstrahlkompression in einer zweidimensionalen magneto-optischen Falle

Die Voraussetzung für geplante Experimente ist ein räumlich kohärenter Atomstrahl. Dieser lässt sich durch eine absorptive Kollimation, die aus zwei Spalte besteht, erreichen. Da die Methode mit sehr hohen Verlusten verbunden ist, muss der Atomstrahl bereits vor dieser Präparation eine hohe Intensität besitzen, um ein ausreichendes Signal zur Durchführung der Experimente zu erzeugen. Eine Möglichkeit, dies zu erreichen ist die Verringerung des Strahldurchmessers welche mit Hilfe der magneto-optischen Kraft, die eine Kompression sowohl im Geschwindigkeits- als auch im Ortsraum ermöglicht, gegeben ist. Mit einer zweidimensionalen magneto-optischen Falle gelang erstmalig [Nel90] und [Rii90] die Kompression eines Natriumstrahls.

Verkippt man diese 2D MOT noch um einen gewissen Winkel bezüglich der Strahlachse, so wird zusätzlich zur Kompression eine Verringerung der transversalen atomaren Geschwindigkeit erreicht, wie von [Sch94] bzw. [Sch94/1] gezeigt wurde.

Im Rahmen dieses Kapitels wird in Abschnitt 7.1 die Idee der Atomstrahlkompression vorgestellt. Die Wahl eines geeigneten Magnetfelds und des Lichtfelds für eine Sub-Doppler Kühlung wird im Abschnitt 7.2 behandelt. Schließlich werden die ersten Ergebnisse der 2D MOT im Abschnitt 7.3 vorgestellt. Ein Ausblick über Verbesserungen der Kompression schließt mit Abschnitt 7.4 dieses Kapitel ab.

### 7.1 Funktionsprinzip

Im Theorieteil zu dieser Arbeit wurde in Abschnitt (2.6) die eindimensionale magneto-optische Melasse vorgestellt. Die ortsabhängige Kraft zeigt dabei auf den Punkt, an dem das Magnetfeld den Wert Null besitzt. Für eine zweidimensionale magneto-optische Melasse ist der Nulldurchgang eine feldfreie Gerade, zu der Atome komprimiert werden. Die Kompression geschieht aufgrund einer gedämpften Oszillation innerhalb der magneto-optischen Melasse, welche durch Gleichung (2.58) beschrieben wird. Da im zweidimensionalen Fall nur die Geschwindigkeitskomponente in Richtung des Durchflugskanals ungedämpft bleibt, wird mit Hilfe einer Verkipfung der 2D MOT zusätzlich die mittlere Geschwindigkeit, sowie die Geschwindigkeitsbreite verringert. Ein weiterer Vorteil ist, dass der Atomstrahl hinter der 2D MOT keine UV-Photonen und keine Atome im  $1s_3$ -Zustand beinhaltet, die zu einem unerwünschten Untergrund in der Zählrate führen und mit Hilfe eines Lasers in den Grundzustand gepumpt werden müssen [Obe96].

Atome müssen zu Beginn der Kompression langsam genug sein, sodass ihre Ge-

schwindigkeit innerhalb des Einfangbereichs  $v_{cap}$  der magneto-optischen Melasse liegt. Der Einfangbereich wird durch den Magnetfeldgradienten definiert, der im Bereich von 40-60 G/cm liegt. Erhöht man diesen Gradienten im Laufe der Flugstrecke entlang der 2D MOT, so wird die Amplitude der gedämpften Oszillation um die feldfreie Achse kleiner, da durch die Erhöhung des Gradienten die Falltiefe vergrößert wird. Entlang der feldfreien Geraden der 2D MOT wird gleichzeitig die transversale Geschwindigkeitskomponente mit Hilfe der  $\sigma^+$   $\sigma^-$  Kühlung auf einen Wert gekühlt, der wenige Photonenrückstöße  $v_{rec}$  beträgt. Das Magnetfeld stört diesen Sub-Doppler Kühlprozess, weshalb eine solche Kühlung nur nahe der feldfreien Geraden möglich ist.

## 7.2 Planung und Aufbau

Wegen der Bauweise der großen Experimentierkammer, in der die 2D MOT eingebaut wird, kann eine Winkeländerung des Strahls um circa  $45^\circ$  realisiert werden, da hierfür geeignete Möglichkeiten zum Anflanschen einer weiteren Kammer existieren. Größere Ablenkwinkel wie von [Sch94/1] realisiert, würden für die im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Kammer eine äußerst aufwendige Modifikation bedeuten, weshalb dieser Wert der Ablenkung des Atomstrahls gewählt wurde.

Zunächst wird der Magnetfeldgradient des Einfangbereichs diskutiert, bei dem auch das optische Pumpen in den richtigen magnetischen Unterzustand berücksichtigt werden muss. Dieser Gradient wird von den in Abschnitt 7.2.2 vorgestellten Permanentmagneten erzeugt. Diese bilden ein Quadrupol-Feld mit durchbohrten Polen um Laserlicht einstrahlen zu können. Die Halterung, die alle Magnete und Spiegel enthält wird in Abschnitt 7.2.3 beschrieben. Schließlich zeigt eine Charakterisierung in Abschnitt 7.3 der 2D MOT, die erreichte Kompression und die Dämpfung der Divergenz des Atomstrahls, sowie eine zusätzliche Verringerung der mittleren longitudinalen Geschwindigkeit.

### 7.2.1 Einfang der Atome - optisches Pumpen

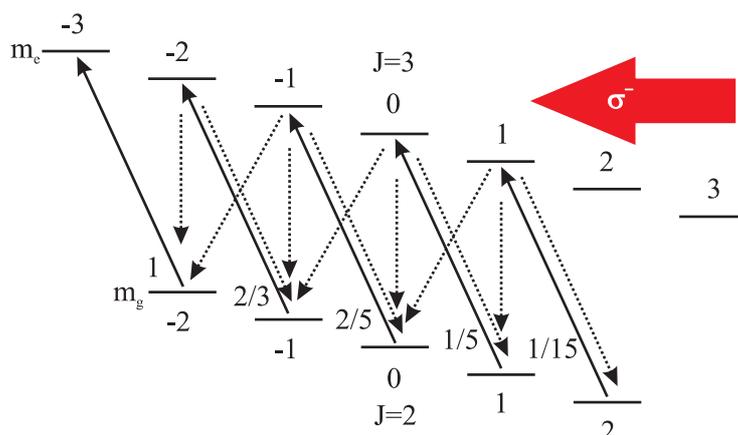
Als erster Parameter, ist der Einfangbereich der 2D MOT zu betrachten. Der Zeeman Slower liefert Atome mit einer mittleren Geschwindigkeit von circa 40 m/s und einer Geschwindigkeitsbreite von 14 m/s (FWHM) [Sch95], die von der 2D MOT eingefangen werden sollen. Ein Magnetfeldgradient von 41 G/cm erzeugt einen Einfangbereich<sup>1</sup> von 29,5 m/s, für einen Strahldurchmesser von 10 mm. Der Einfang hat eine gewisse Ähnlichkeit mit dem eines Zeeman Slowers, allerdings besitzt die 2D MOT einen linearen Magnetfeldgradienten und einen Laserstrahl in Flugrichtung der Atome.

Atome werden vom Laserstrahl, der ihnen entgegenläuft gebremst, wobei das Magnetfeld die Resonanzbedingung aufrechterhält. Abbildung (7.1) zeigt die Zeemanverschobenen magnetischen Unterzustände mit ihren Übergängen.

Da das Magnetfeld mit Hilfe einer Quadrupol-Konfiguration (siehe Abbildung (7.3A)) erzeugt wird, besitzt dieses auch einen äußeren linearen Gradienten in die entgegengesetzte Richtung, bezüglich des zum Fangen verwendeten Gradienten. Da die Richtung des Gradienten die Quantisierungsachse festlegt, werden die Atome zunächst in den magnetischen Unterzustand  $m_j = -2$  gepumpt. Dies führt dazu, dass aufgrund der Zeeman

---

<sup>1</sup>Bei dieser dem Einfangbereich entsprechenden Geschwindigkeit nimmt die magneto-optische Kraft ihr Maximum an.



**Abbildung 7.1:** Magnetische Unterezustände des  $1s_5 \rightarrow 2p_6$  Übergangs. Dabei handelt es sich um einen  $J=2 \rightarrow J=3$  Übergang. In einem Magnetfeld spalten diese Zustände aufgrund des anomalen Zeeman Effekts unterschiedlich stark auf. Hier ist das optische Pumpen für  $\sigma^-$  Licht gezeigt. Die jeweiligen Übergangswahrscheinlichkeiten sind durch die Quadrate der Clebsch Gordan Koeffizienten bestimmt.

Verschiebung die Komponente des Laserstrahls in Flugrichtung der Atome die Resonanzbedingung besser erfüllt, als die die ihm entgegenreißt. Somit findet eine Beschleunigung der Atome statt. Erst wenn sie diese Beschleunigungsstrecke hinter sich gelassen haben, können Atome von der 2D MOT eingefangen werden.

Mit einem Magnetfeldgradienten zu Beginn der 2D MOT, der nicht zu groß sein darf, gibt man den Atomen genügend Zeit für ein optisches Pumpen in den  $m_g = -2$  Unterezustand. Bewegen sich Atome entlang eines ansteigenden negativen Magnetfeldes, so erfüllen nach und nach alle magnetischen Unterebenen die Resonanzbedingung.

Um den dazu benötigten Magnetfeldgradienten abschätzen zu können, betrachtet man die Strecke  $z(v_{max})$ , die das schnellste zu pumpende Atom zurücklegt. Berücksichtigt man den geringsten Clebsch Gordan Koeffizient<sup>2</sup>, so sind nach 50 Zyklen, circa 95% der Atome gepumpt worden. Die Dauer eines Pumpzyklus wird durch die Zerfallszeit  $\tau = 1/\Gamma$  abgeschätzt. Der Weg, den ein Atom mit einer Geschwindigkeit von 50 m/s in der Zeit von  $50\tau$  zurücklegt beträgt 0,37 mm. Auf dieser Strecke darf der Magnetfeldgradient nicht dazu führen, dass das Atom aus der Resonanzbedingung läuft. Das bedeutet, die Zeeman Verschiebung darf nicht größer sein, als die Linienbreite des Übergangs. Die Bedingung hierfür lautet:

$$\frac{d}{dz}\delta_z \leq \frac{\Gamma}{z(v_{max})} \quad (7.1)$$

Mit der Zeeman Verschiebung  $\delta_z = 2\pi \times 2,33$  MHz/G und einer etwa 0,37 mm langen Flugstrecke, resultiert eine Bedingung für den Magnetfeldgradienten von

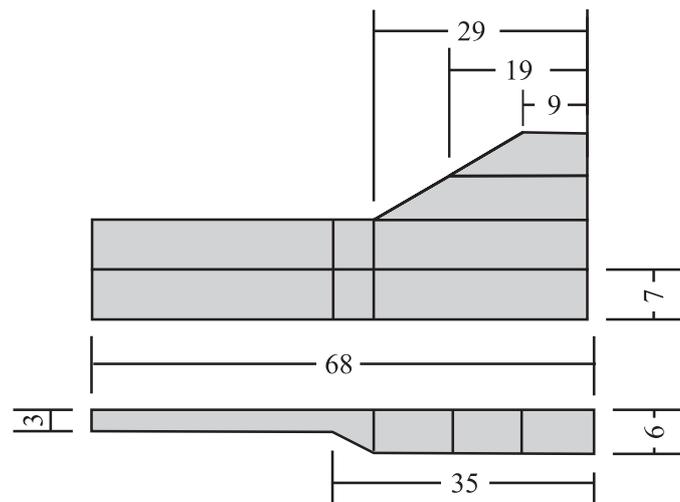
$$\frac{dB}{dz} \leq 48,2 \text{ G/cm.} \quad (7.2)$$

Ist der Magnetfeldgradient größer, so verliert eine gewisse Anzahl von Atomen die Resonanzbedingung und können nicht eingefangen werden.

<sup>2</sup>Der geringste Clebsch Gordan Koeffizient beträgt  $1/\sqrt{15}$  für den Übergang  $m_g = 2 \rightarrow m_c = 1$

## 7.2.2 Das Magnetfeld

Das Magnetfeld der 2D MOT wird von Permanentmagneten erzeugt. Diese stellen eine einfache und kostengünstige Alternative zur Verwendung von Spulen dar. Permanentmagnete sind in der Lage höhere Felder zu erzeugen als Spulen, da man sie beliebig nahe an der Atomstrahl heranbringen kann, was die Voraussetzung für eine Kompression des Atomstrahls ist. Spulen, die das Magnetfeld für eine magneto-optische Melasse erzeugen, sind in der Regel aus Kupferrohren gewickelt, durch die Kühlwasser fließt. Die Kühlung ist aufgrund der hohen Ströme<sup>3</sup> notwendig, und stellt für den Aufbau innerhalb einer Ultrahochvakuumkammer einen großen technischen Aufwand dar.



**Abbildung 7.2:** Schematische Darstellung eines der acht Permanentmagnete, wobei alle Maße in Millimeter angegeben wurden. Zu Beginn ist dieser schmaler, was einen geringeren Magnetfeldgradienten erzeugt. Im Bereich des Ausgangs der 2D MOT wird der Magnet breiter und höher, woraus ein größeres Feld in einem gewissen Abstand vom Magneten resultiert. Man erkennt, dass die Magnete aus insgesamt vier Teilen bestehen, da die verwendeten Platten eine magnetische Vorzugsrichtung besitzen.

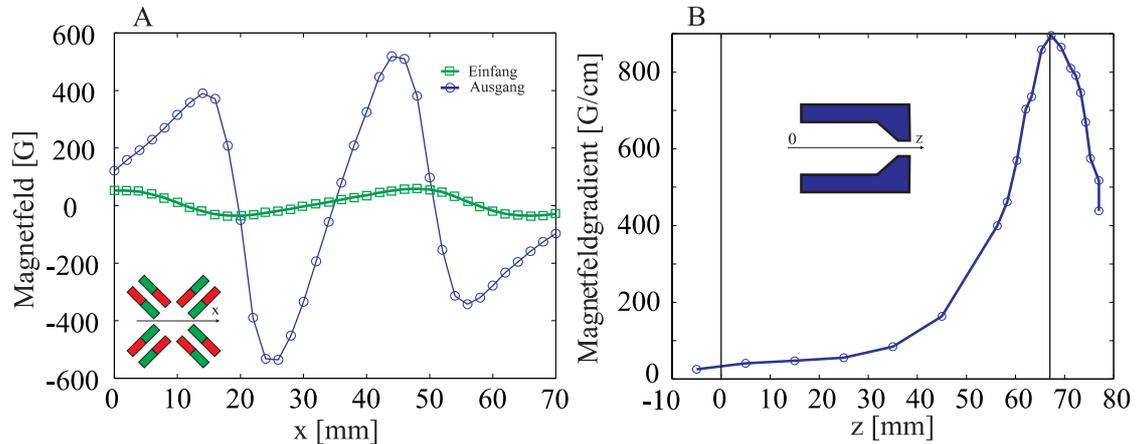
In Abbildung (7.2) sind die zur Erzeugung des Magnetfelds der 2D MOT nötigen Permanentmagnete schematisch dargestellt. Die Magnete sind aus ferromagnetischen Platten (Magnetfabrik Bonn) hergestellt. Bei diesen handelt es sich um eine Oxidkeramik (Ox30/24) mit den Maßen  $100 \times 100 \times 7$  mm und einer Remanenz von 3950 Gauss. Das Material besitzt eine magnetische Vorzugsrichtung, die ausschließlich eine Magnetisierung entlang der 7 mm ermöglicht. Aus dem Grund wurden die Magnete aus noch nicht aufmagnetisierten Stücken mit Hilfe eines vakuumtauglichen Zweikomponentenklebers fixiert und anschließend magnetisiert.

Die Bearbeitung dieser Oxidkeramik ist ausschließlich mit Hilfe von Diamant- oder vergleichbaren Werkzeugen möglich, weshalb die beiden großen Teile mit einem Wasserstrahl (Fa. WaTeKo), die kleinen mit einer Diamantsäge aus den Platten geschnitten bzw. gesägt wurden. Dabei konnte die Arbeit an der Diamantsäge selbst vorgenommen werden, was eine erhebliche Zeitersparnis bei der Fertigung der Permanentmagnete be-

<sup>3</sup>Dabei treten Ströme in der Größenordnung von 10-100 A auf.

deutete.

Insgesamt wurden acht Permanentmagnete hergestellt, welche das nötige Magnetfeld erzeugen sollen. Diese acht Permanentmagnete wurden zwischen zwei Aluminiumplatten eingespannt, die so designed wurden, dass ein geeignetes Magnetfeld mit einem linearen Gradienten zwischen den Magneten resultiert.



**Abbildung 7.3: A:** Das Magnetfeld der magneto-optischen Melasse ist in einer Dimension dargestellt. Dabei wurde das Feld jeweils am Eingangsbereich und am Ausgang der Falle gemessen. Man kann deutlich zwischen den beiden Extrema einen Bereich erkennen, indem das Magnetfeld einen linearen Gradienten besitzt. Dort findet die Dämpfung zu dem Punkt statt, an dem das Feld seinen Nulldurchgang besitzt.

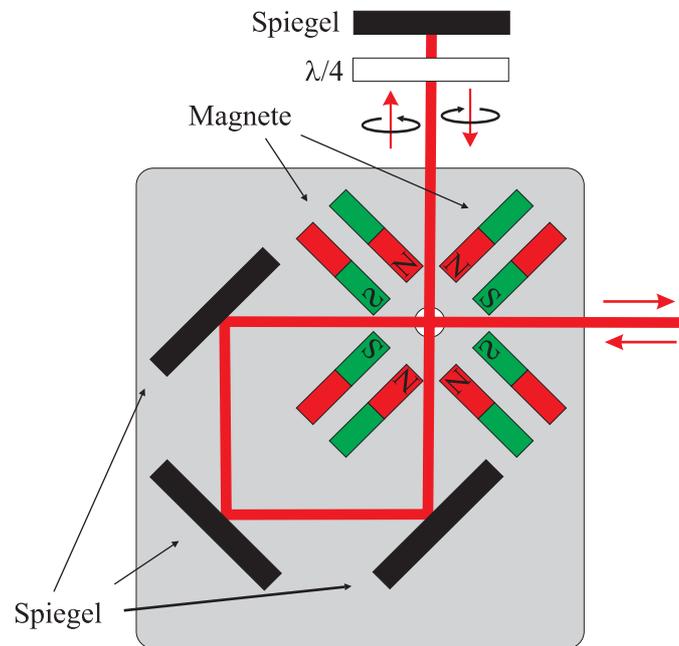
**B:** Der Verlauf des Magnetfeldgradienten ist hier entlang der Flugrichtung über die Länge der Magnete dargestellt. Man erkennt einen zunächst kleinen Gradienten, der einen möglichst großen Eingangsbereich erzeugt. Entlang der Flugstrecke wird der Magnetfeldgradient stetig größer und nimmt sein Maximum am Ausgang an. Noch deutlich hinter dem Ausgang ist dieser noch recht groß. Die Länge der 2D MOT ist durch zwei senkrechte Linien dargestellt.

Das Feld wurde mit Hilfe einer Hallsonde gemessen und ist in Abbildung (7.3A) dargestellt. Man erkennt deutlich einen linearen Gradienten des Magnetfeldes. Der Verlauf des Magnetfeldgradienten in Flugrichtung der Atome ist in Abbildung (7.3B) zu erkennen. Dieser besitzt zu Beginn der 2D MOT einen Betrag von 41 G/cm und erhöht sich zum Ausgang hin auf einen Wert von 900 G/cm. Man erkennt deutlich, dass das Magnetfeld noch hinter der 2D MOT recht hohe Werte annimmt.

### 7.2.3 Design der 2D MOT

Die Länge der 2D MOT ist durch die Dämpfung der transversalen Bewegung bestimmt. Wegen der Sub-Doppler Kühlung am Ende der Kompression, darf der Laser nicht zu nahe an der Resonanz arbeiten. Da eine ausreichende Dämpfungszeit gewährleistet und gleichzeitig die Fläche, die man mit dem Laser ausleuchten muss möglichst klein sein soll, wurde die Länge der 2D MOT auf 68 mm festgelegt. Diese Länge muss mit Laserlicht ausgeleuchtet werden, weshalb für einen Überlapp mit dem Atomstrahl, dessen Durchmesser gemäß Gleichung (6.5) circa 13 mm beträgt, 10 mW Leistung für jede Dimension benötigt wird, um eine einfache Sättigung zu erzeugen. Einen guten Eingang und ausreichende Dämpfung ist erst ab einer 4-5-fach gesättigten magneto-optischen Melasse zu

erwarten. Aus dem Grund bietet sich ein *Recycling* des Laserstrahls an, wie schon im Rahmen der Kollimation des Atomstrahls vorgestellt wurde. Das Laserlicht wird somit nach dem es die 2D MOT durchquert hat, mit Hilfe eines Spiegels reflektiert.



**Abbildung 7.4:** Anordnung der Permanentmagnete, die für die Erzeugung eines geeigneten Feldes verwendet werden. Die Quadrupol Anordnung für zwei Dimensionen bestehen aus insgesamt vier Polen, die jeweils aus zwei senkrecht zueinanderstehenden Teilen zusammgebaut wurden. Damit kann das Laserlicht in den Bereich des linearen Magnetfeldgradienten eingestrahlt werden. Mit Hilfe von Spiegeln wird das verwendete Laserlicht in sich reflektiert und entlang der Kompressionsgeraden zum Überlapp gebracht. Die  $\lambda/4$  Platte sorgt dafür, dass die Polarisation des reflektierten Strahls gedreht wird.

Abbildung (7.4) zeigt den schematischen Aufbau der 2D MOT. Das Magnetfeld wird mit Hilfe von acht Permanentmagnete erzeugt, welche in einer Quadrupol Konfiguration den nötigen linearen Magnetfeldgradienten für beide Dimensionen erzeugen. Dabei bilden je zwei keilförmig angeordnete Magnete einen Pol, durch dessen Spitze das Licht eingestrahlt wird.

Das Licht der 2D MOT wird entlang der Flugstrecke der Atome auf zwei Strahlen verschiedener Größe aufgeteilt, wobei die Gesamtleistung auf diese beliebig verteilt werden kann. Dadurch ist man in der Lage, den Einfang der Atome getrennt von der Kompression und dem Sub-Doppler Kühlen einzustellen. Die Laserstrahlen werden mit Hilfe von drei Spiegeln ( $80 \times 30$  mm) und ebenfalls mit einer Diamantsäge auf die richtige Länge zugesägt wurden durch die Permanentmagnete geführt. Diese Spiegel wurden in dafür vorgesehenen Nute geklebt und sind dadurch fest mit dem Aufbau verbunden. Die CNC-Genauigkeit kann somit auf die Optik übertragen werden, weshalb es möglich war diese fest einzubauen. Die einzigen beweglichen Spiegel stehen außerhalb des Vakuums. Dabei handelt es sich um die der Einkopplung der beiden Laserstrahlen und zwei Spiegel, welche beide Strahlen nach dem durchqueren des 2D MOT unabhängig voneinander in

sich reflektieren sollen. Vor diesen Spiegeln befinden sich  $\lambda/4$ -Platten, um die für eine magneto-optische Melasse nötige Polarisation zu erzeugen. Abbildung (7.5A) zeigt die vormontierte 2D MOT. Die Magnete sind zwischen zwei Aluminiumplatten eingespannt, in die auch die nötigen Spiegel geklebt wurden. Die kompakte Bauweise ermöglicht den Einbau der vormontierten Falle, da diese klein genug ist, um durch ein Vakuumflansch mit einem Durchmesser von 160 mm zu passen. Alle beweglichen Teile befinden sich außerhalb des Vakuums. Deshalb sind keine Vakuumdurchführungen oder Motoren nötig, deren Einbau einen hohen technischen Aufwand bedeuten.

### 7.3 Charakterisierung der Atomstrahlkompression

Die in den vorigen Abschnitten beschriebene und in Abbildung (7.5) dargestellte 2D MOT ist in der Lage Atome zu fangen und entlang der feldfreien Achse durch den ansteigenden transversalen Magnetfeldgradienten zu komprimieren. Da am Ausgang der 2D MOT eine transversale  $\sigma^+ \sigma^-$  Kühlung stattfindet, wird ein Atomstrahl erzeugt, der einen geringen Durchmesser bei kleiner Divergenz besitzt. Dies wird in den Abschnitten 7.3.2 und 7.3.3 vorgestellt. Die mittlere longitudinale Geschwindigkeit ist aufgrund der Verkipfung der 2D MOT bezüglich der Strahlachse ebenfalls verringert werden (siehe Abschnitt 7.3.1).

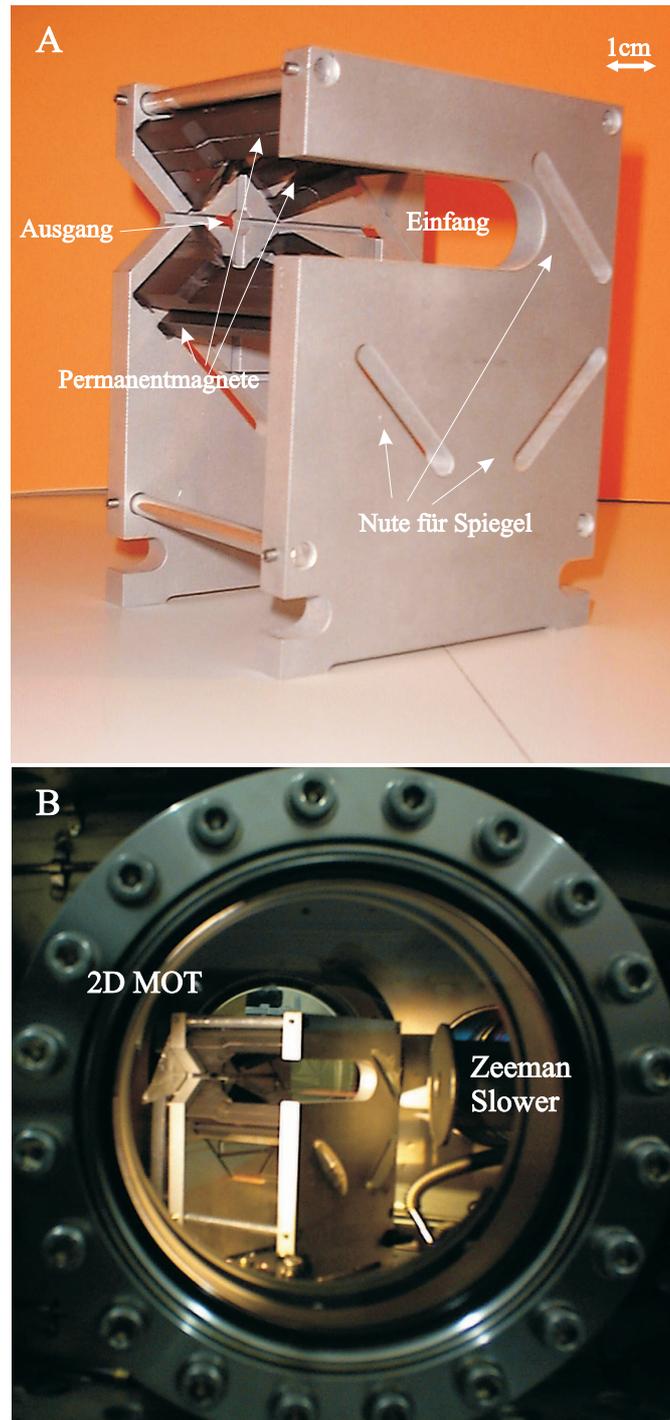
#### 7.3.1 Flugzeitmessung

Die zweidimensionale magneto-optische Falle wurde in die Experimentierkammer eingebaut, sodass der Atomstrahl unter einem Winkel von circa  $42^\circ$  bezüglich der feldfreien Geraden von ihr eingefangen wird. Die Geschwindigkeitskomponente senkrecht zu dieser Geraden wird im Laufe der Bewegung durch die MOT gedämpft werden. Aus dem Grund wird der Atomstrahl auf eine mittlere longitudinale Geschwindigkeit von

$$v_l = v_z \cdot \cos(42^\circ) \approx 0,74 v_z \quad (7.3)$$

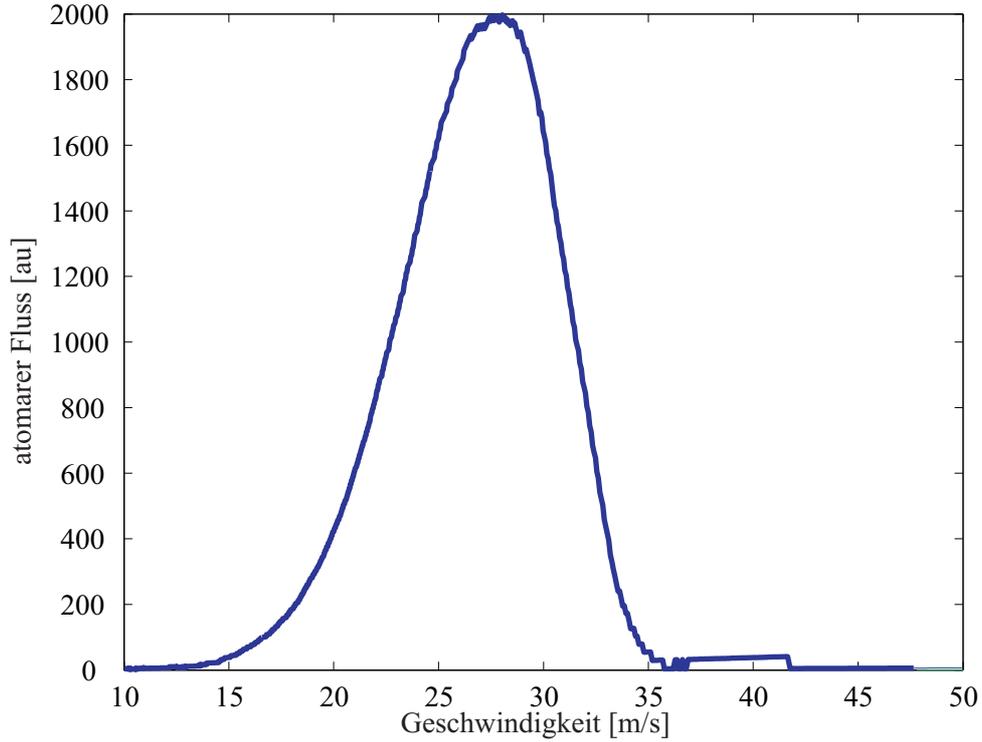
gedämpft.

Nach dem Flug durch die 2D MOT konnte eine Geschwindigkeitsverteilung gemessen werden, deren mittlere Geschwindigkeit 27,1 m/s, bei einer vollen Halbwertsbreite von 8,9 m/s beträgt, siehe Abbildung 7.6. Daraus berechnet sich eine mittlere longitudinale Geschwindigkeit  $v_z \approx 36$  m/s zu Beginn der 2D MOT, welche einen größeren Wert besitzt, als die minimal erreichbare Geschwindigkeit aus dem Zeeman Slower. Eine solche höhere mittlere Geschwindigkeit lässt sich dadurch erklären, da die zweite Spule des Zeeman Slowers auf maximalen Fluss hinter der 2D MOT optimiert wurde. Wird der Atomstrahl durch den Zeeman Slower immer langsamer, so sinkt auch die Intensität, da immer mehr Atome ihre Flugrichtung umkehren. Der maximale Fluss entspricht also einer Einstellung, die eine mittlere longitudinale Geschwindigkeit von circa 36 m/s erzeugt. Direkt hinter der 2D MOT wurde mit Hilfe des Absorptionslasers der Atomstrahl periodisch in den Grundzustand gepumpt. Auf diese Art wurden Pakete erzeugt, die wegen der verschiedenen Geschwindigkeiten der Atome auseinanderlaufen. Eine zeitaufgelöste Messung, die in diesem Fall mit Hilfe der MCP durchgeführt wurde, ermöglicht Rückschlüsse auf die atomare Geschwindigkeitsverteilung.



**Abbildung 7.5:** **A:** Photographie der zusammgebauten zweidimensionalen magneto-optischen Falle. Die Permanentmagnete wurden zwischen zwei Aluminiumplatten eingespannt. Die nötigen Spiegel werden in dafür vorgesehene Nute geklebt. Die Maße der 2D MOT sind so gewählt, dass sie komplett durch einen Vakuumschloss passt, was einen Einbau der vormontierten Falle ermöglicht.

**B:** Die 2D MOT, die in der großen Experimentierkammer installiert ist. Man kann rechts den Ausgang des Zeeman Slowers noch erkennen.



**Abbildung 7.6:** Flugzeitmessung der Atome, die von der 2D MOT emittiert werden. Die Atome besitzen eine mittleren Geschwindigkeit von 27,1 m/s mit einer Breite von 8,9 m/s (FWHM).

### 7.3.2 Atomstrahlkompression

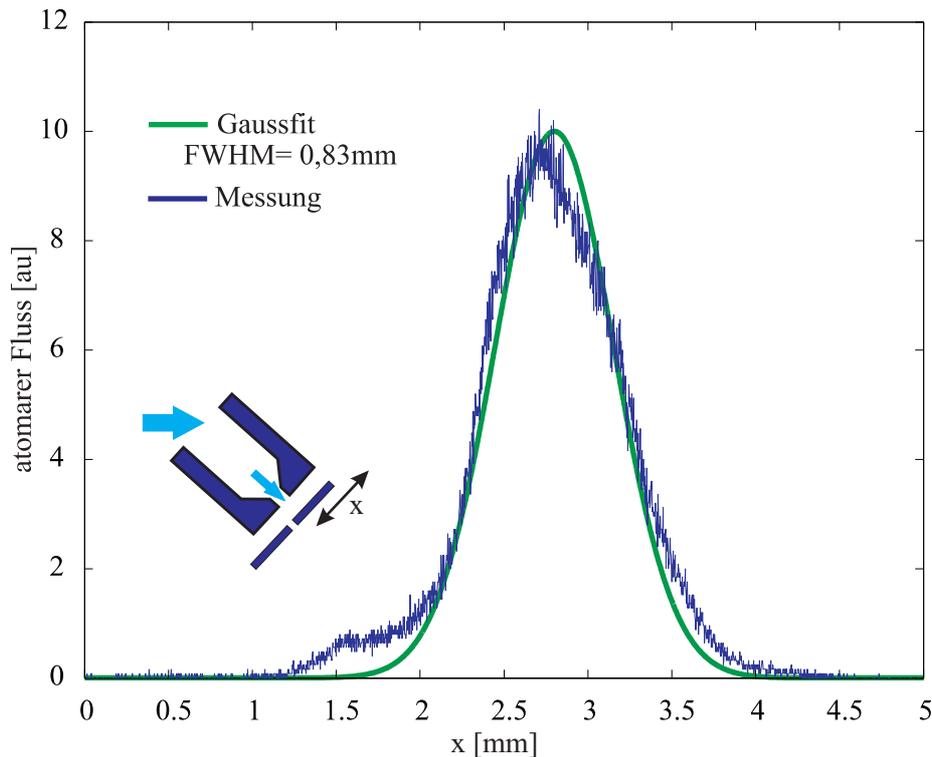
Die 2D MOT wurde im Rahmen von Abschnitt 7.2.1 auf den Einfang eines Atomstrahls mit einem Durchmesser von circa 10 mm geplant. Um die Strahlgröße hinter der 2D MOT abschätzen zu können wird der dämpfende Charakter der magneto-optischen Melasse zunächst vernachlässigt. Damit ist die Amplitude der harmonischen Oszillation der Atome allein durch deren als konstant angenommene kinetische Energie gegeben. Es gilt

$$\frac{1}{2}\kappa r^2 = \frac{1}{2}mv^2 = \text{konst.} \quad (7.4)$$

Gemäß Gleichung (2.60) ist die Federkonstante  $\kappa$  proportional zum Magnetfeldgradient  $A$ . Die Erhöhung des Magnetfeldgradienten führt somit zu einer Kompression des Atomstrahls. Anhand von Abbildung (7.3A) kann man die verschiedenen Gradienten erkennen. Anfangs besitzt er einen Wert von  $A = 41$  G/cm und wächst auf  $A' = 900$  G/cm an. Auf diese Art wird die Falle enger und der Durchmesser des Atomstrahls kleiner. Geht man von einem  $d = 10$  mm breiten Atomstrahl aus, so lässt sich der Durchmesser  $d'$  wie folgt abschätzen:

$$d' = \frac{d\sqrt{A}}{\sqrt{A'}} = 2,1 \text{ mm} \quad (7.5)$$

Da die magneto-optische Melasse jedoch einen stark dämpfenden Charakter besitzt, erwartet man einen Atomstrahl mit wesentlich kleinerem Durchmesser.



**Abbildung 7.7:** Form und Breite des komprimierten Atomstrahls. Dieser besitzt eine volle Halbwertsbreite von 0,83 mm. Die Messung wurde durch Verschieben eines  $25\mu\text{m}\times 3\text{mm}$  Spalts hinter der 2D MOT durchgeführt.

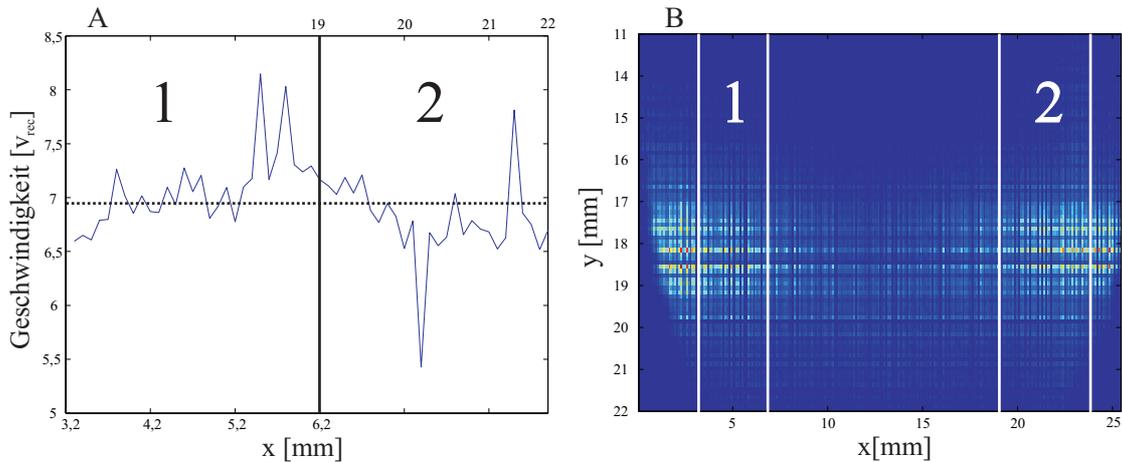
Abbildung (7.7) zeigt die Messung der Breite des Atomstrahls. Die Breite wurde durch Verschieben eines  $25\mu\text{m}\times 3\text{mm}$  Spalts direkt hinter der 2D MOT gemessen. Mit Hilfe eines Gaußfits konnte die volle Halbwertsbreite, welche dem Strahldurchmesser entspricht, ermittelt werden. Sie berechnet sich zu 0,83 mm und ist weniger als halb so groß, im Vergleich zur abgeschätzten Größe des Atomstrahls.

### 7.3.3 Sub-Doppler Kühlen

Innerhalb einer magneto-optischen Melasse kann aufgrund des verwendeten zirkular polarisierten Lichts  $\sigma^+ \sigma^-$  Kühlung erreicht werden.

Die transversale Temperatur des Atomstrahls wird mit Hilfe eines Spalts gemessen. Besitzt der Spalt eine bekannte Breite, so kann durch Bestimmung des Spaltbildes mit Hilfe der ortsauflösenden MCP die transversale Geschwindigkeitsverteilung, also die transversale Temperatur gemessen werden. Abbildung (7.8) zeigt das Spaltbild des Atomstrahls, das mit der MCP<sup>4</sup> 420 mm hinter dem Spalt aufgenommen wurde. Der mittlere Bereich der MCP ist aufgrund der jahrelangen Benutzung nicht mehr in der Lage, geeignete Zählraten für verlässliche Ergebnisse zu erzeugen. Aus dem Grund wurden für die Berechnung der transversalen Geschwindigkeit die beiden in Abbildung (7.8) markierten Bereiche gewählt, über die durch Bildung des Mittelwerts der Breite des Spaltbildes auf

<sup>4</sup>Diese besitzt eine Auflösung von 0.2 mm.



**Abbildung 7.8: A:** Gaußfit der Breite des Spaltbilds nach dem Sub-Doppler Kühlen. Die Messung der Temperatur war nur in den Randbereichen möglich (mit 1 und 2 markiert), da die MCP durch Verschleiß in deren Mitte keine für zuverlässigen Ergebnisse ausreichende Zählrate liefert.

**B:** Die transversale Geschwindigkeit von  $13,88 v_{rec}$  berechnet sich durch Mittelung über die Breite des Spaltbildes über den markierten Bereich. Diese Geschwindigkeit entspricht  $0,72 v_D$ , liegt also deutlich unter dem Dopplerlimit.

die mittlere transversale Geschwindigkeit geschlossen werden kann.

Somit berechnet sich die halbe Halbwertsbreite des Spaltbildes zu  $2,6 \text{ mm}$ , was bei einer Flugstrecke von  $420 \text{ mm}$  einer mittleren transversale Geschwindigkeit der Atome von  $0,083 \text{ m/s}$  entspricht. Im Rahmen der Laser Kühlung wird die Geschwindigkeit oft auch in Einheiten der Rückstoßgeschwindigkeit angegeben. Der Atomstrahl besitzt somit eine mittlere transversale Geschwindigkeit von  $6,94 v_{rec}$ , was deutlich unter dem Dopplerlimit von  $19,1 v_{rec}$  liegt.

## 7.4 Ausblick

Die zweidimensionale magneto-optische Falle ist in der Lage einen Atomstrahl zu komprimieren und deren Divergenz stark zu verringern. Für zukünftige Experimente wird der Atomstrahl mit Hilfe zweier Spalte weiter kollimiert. Das Ziel dabei ist eine transversale Geschwindigkeit von  $1/40 v_{rec}$ . Um hinter dieser Kollimation noch genügend Atome für die jeweiligen Experimente zur Verfügung zu haben, ist ein möglichst intensiver Atomstrahl nötig, was mit der in dieser Arbeit vorgestellten Atomstrahlpräparation erreicht wurde. Hinter dem ersten der beiden Spalte, mit dem auch der Strahldurchmesser gemessen wurde, wurden  $30000 \text{ Counts/s}$  gemessen. Eine Zählrate dieser Größe stellt eine gute Voraussetzung für geplante Experimente dar.

Eine weitere Verbesserung der 2D MOT ist für die Veränderung einiger Parameter zu erwarten:

- Eine Erhöhung der Atomstrahlintensität kann durch die Erhöhung der Laserleistung erreichen. Die Gesamtleistung lässt sich auf die beiden Laserstrahlen aufteilen. Je nach Verteilung kann bisher entweder die maximale Anzahl von Atomen

eingefangen werden, oder die minimale transversale Temperatur erreicht werden. Würde man beide Strahlen stärker machen, so könnten sowohl der Einfang als auch das Sub-Doppler Kühlen optimiert werden.

- Die geeignete Verstimmung der Laserstrahlen der 2D MOT. Die Verstimmung wurde für alle im Rahmen dieser Arbeit gemachten Betrachtungen bei  $-20$  MHz gewählt. Mit Hilfe des AOM lässt sich diese noch variieren. Dazu sind systematische Messungen geplant, die aus zeitlichen Gründen im Rahmen dieser Arbeit nicht durchgeführt werden konnten.

Auch die unterschiedliche Verstimmung der beiden Laserstrahlen lässt eine Verbesserung des MOT sowohl im Einfang als auch in der Sub-Doppler Kühlung erwarten. Der Einfang ist für einen kleineren Betrag der Verstimmung optimal, während das Sub-Doppler Kühlen für eine relativ weite Verstimmung tiefere Temperaturen nur für sehr lange Wechselwirkungszeiten ermöglicht. So könnte wegen der unterschiedlichen Verstimmungen eine Verbesserung des Sub-Doppler Kühlens und damit eine niedrigere transversale Temperatur erreicht werden.

- Ein eigener Pumpstrahl zu Beginn des Einfangs könnte das optische Pumpen in den falschen magnetischen Unterzustand verhindern. Dadurch würden Atome nicht direkt vor dem Einfang noch beschleunigt und eine größere Anzahl von Atomen in den Einfangbereich gelangen.

## 8 Zusammenfassung und Ausblick

Gegenstand dieser Arbeit ist der Aufbau einer Atomstrahlanlage, die einen langsamen, intensiven Strahl metastabiler Argonatome erzeugt. Dazu wurde die bestehende Atomstrahlanlage ISABEL verwendet. Da diese nicht in der Lage war die nötigen Anforderungen an einen Atomstrahl zu liefern, mussten Teile der Anlage grundlegend neu konzipiert werden. Die bestehende Atomstrahlkollimation, welche die Intensität des Atomstrahls erhöht, und ursprünglich zum Laden einer magneto-optischen Oberflächenfalle verwendet wurde, konnte sowohl theoretisch als auch experimentell an die neuen Anforderungen angepasst werden. Da die Kollimation allein nicht in der Lage ist, eine für zukünftigen Experimente ausreichende Intensität zu erzeugen, wurde zusätzlich eine zweidimensionale magneto-optische Falle geplant und realisiert. Das hierzu notwendige Laserlicht liefert ein speziell hierfür aufgebautes Diodenlasersystem.

Wegen der besonderen Vorteile von metastabilem Argon, welches sowohl einen geschlossenen als auch einen offenen Übergang besitzt, ist eine besondere Quelle zur Anregung der Atome nötig. Die Quelle erzeugt einen Atomstrahl metastabiler Atome, deren kinetische Energie mit Hilfe einer Flüssigstickstoffkühlung nicht zu hoch ist. Die Divergenz des Atomstrahls wird anschließend durch eine Kollimation mit verkippten Spiegeln verringert. Im Rahmen einer Computersimulation ist es gelungen, die optimalen Betriebsparameter zu ermitteln. Bei der Kollimation werden die Atome, wie auch im nachfolgenden Zeeman Slower, mit Hilfe von Lichtkräften beeinflusst. Dieser ermöglicht die Verzögerung der Atome, wobei die Dopplerverschiebung durch ein Magnetfeld kompensiert wird. Ein entgegenlaufender Laserstrahl führt zu einem Impulsübertrag, in dessen Richtung. Der Zeeman Slower verzögert somit den Atomstrahl auf eine Geschwindigkeit, die im Einfangbereich der zweidimensionalen magneto-optischen Falle liegt. Diese wird zur Kompression des Atomstrahls verwendet. Die neu aufgebaute 2D MOT besitzt einen speziellen Verlauf des Magnetfeldgradienten, der die Falle entlang der kraftfreien Geraden, immer enger und gleichzeitig tiefer macht. Das führt zu einer Kompression des Atomstrahls senkrecht zur Flugrichtung. Durch die Verkipfung der Falle wird auch die mittlere longitudinale Geschwindigkeit zu kleineren Werten verschoben. Messungen ergaben eine mittlere longitudinale Geschwindigkeit von 27,1 m/s bei einer Breite von 8,9 m/s (FWHM). Eine transversale  $\sigma^+ \sigma^-$  Kühlung erlaubt eine mittlere transversale Geschwindigkeit von 6,9  $v_{rec}$ , was deutlich unter dem Dopplerlimit von circa 19,1  $v_{rec}$  liegt.

Um die für zukünftige Experimente notwendige räumliche Kohärenz zu erzeugen, wird der Atomstrahl hinter der 2D MOT durch zwei Spalte kollimiert. Diese Kollimation erzeugt eine transversale Geschwindigkeit von 1/40  $v_{rec}$ . Aufgrund der erreichten

hohen Intensität ist man selbst nach einer solchen absorptiven Präparation in der Lage, genügend Atome für geplante Experimente zur Verfügung zu stellen.

Hinter dem ersten der beiden Kollimationsspalte konnten 30000 Atome pro Sekunde mit einer Divergenz von  $6,9 v_{rec}$  detektiert werden. Werden diese auf die geplanten  $1/40 v_{rec}$  kollimiert, so sind die Anzahl der erwarteten Atome um einen Faktor  $40 \cdot 6,9$  geringer. Daraus kann ein Signal von circa 110 Atome/sec abgeschätzt werden.

Ohne die neue 2D MOT ist nach dieser Kollimation eine wesentlich geringere Intensität zu erwarten. Der Strahl besitzt hier einen wesentlich größeren Durchmesser und eine wesentlich höhere Divergenz. Nimmt man einen Durchmesser hinter dem Zeeman Slower von 15 mm, was dem Einfangbereich der 2D MOT entspricht, so kann in guter Näherung von der selben Atomzahl, jedoch auf einer wesentlich größeren Fläche, ausgegangen werden. Geht man von einer Divergenz nach dem Zeeman Slower von  $4 v_D$  aus, so hätte man hinter den Kollimationsspalten noch etwa 0,5 Atome pro Sekunde. Die 2D MOT ermöglicht somit eine Steigerung der Intensität von über 200%, womit ein allgemeines System zur Untersuchung eindimensionaler quantenmechanischer Systeme zur Verfügung steht, was durch die geringe Geschwindigkeit der Atome werden zusätzlich lange Wechselwirkungszeiten ermöglicht.

Geplant sind Experimente mit Atomen in stehenden Lichtwellen, wobei der Aufbau so geplant wurde, dass sowohl Messungen im Nah- wie auch im Fernfeld durchgeführt werden können. Die Nahfeldmessungen werden mit Hilfe einer weiteren stehenden Lichtwelle, welche auf Resonanz mit dem Absorptionsübergang ist ermöglicht. Diese stehende Lichtwelle stellt eine periodische, absorptive Maske dar, welche das Abtasten der Stehwelle ermöglicht, in der die geplanten Experimente stattfinden. Das Fernfeld wird mit Hilfe der Beugung von Atomen erzeugt.

1. Durch die Reflexion des Laserstrahls bei 811,757 nm an einem Spiegel, kann ein periodisches Potential für Atome erzeugt werden. An solch einer stehenden Lichtwelle, welche ein periodisches Potential für die Atome darstellt, kann Braggbeugung realisiert werden. Ein mit Atomen bisher nicht untersuchter Effekt ist die Feinstruktur der Winkelakzeptanz der Braggbeugung.
2. Durch eine Überlagerung zweier Stehwellen, welche einen Winkel von  $60^\circ$  zueinander besitzen, ist man in der Lage, ein Doppeltopfpotential zu erzeugen. Präpariert man nur jedes zweite Potentialminimum mit einem Atom, so können diese durch die Barriere hin- und hertunneln. Eine Messung im Nah- und Fernfeld ermöglicht Rückschlüsse auf die Tunnelphase.
3. Durch eine geeignete Störung dieses Doppeltopfpotentials ist man in der Lage, das Tunneln zwischen den beiden Minima zu unterdrücken. Dieser als *Coherent Destruction of Tunneling* bezeichnete Effekt wurde theoretisch von [Gro91] vorausgesagt, jedoch experimentell bisher noch nicht bestätigt.
4. Wegen der geringen Geschwindigkeit der Atome kann man extrem lange Lichtmasken für Atome realisieren. Diese erlauben eine Lokalisierung durch dissipative Lichtmasken. Mit einer solchen stehenden Lichtwelle ist man in der Lage, Atome periodisch zu lokalisieren [Stü02].

5. Eine lange stehende Lichtwelle nahe der Resonanz des offenen Übergangs ist in der Lage, Atome in ihren Grundzustand zu überführen. Für immer längere Wechselwirkungszeiten erwartet man eine immer bessere Lokalisierung aufgrund der Absorption. Durch Beugung an einer solchen Stehwelle gemäß [Efr02] ist eine untere Schranke dieser Lokalisierung gegeben.

*Kapitel 8 Zusammenfassung und Ausblick*

# Literaturverzeichnis

- [Abf97] R. Abfalterer, C. Keller, S. Bernet, M. K. Oberthaler, J. Schmiedmayer, A. Zeilinger: “Nanometer definition of Atomic Beams with Masks of Light”, *Phys. Rev. A* **56**, 56 (1997)
- [Ada94] C. S. Adams, M. Sigel, J. Mlynek: “Atom Optics”, *Phys. Rep.* **240**, 143 (1994)
- [Alb97] B. Albrecht: “Atomstrahlkollimation durch Laserkühlung mit verkippten Spiegeln”, Diplomarbeit, Konstanz, (1997)
- [Asp88] 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**, 826 (1988)
- [Asp90] A. Aspect, N. Vansteenkiste, R. Kaiser: “Preparation of a pure intense beam of metastable helium by laser cooling”, *Chem. Phys.* **145**, 307 (1990)
- [Bal86] V. I. Balykin, V. S. Letokhov, A. I. Sidorov: “Focussing Atomic Beams by the dissipative radiation pressure force of Laser Light”, *JETP Lett.* **43**, 216 (1986)
- [Bal87] V. I. Balykin, V. S. Letokhov: “The possibility of deep Laser focussing of an Atomic Beam into the Å-region”, *Opt. Comm.* **64**, 151 (1987)
- [Bal88] V. I. Balykin, V. S. Letokhov, Y. B. Ovchinnikov, A. I. Sidorov, *J. Mod. Opt.* **35**, 17 (1988)
- [Bar91] T. E. Barrett, S. W. Dapore-Schwartz, M. D. Ray, G. P. Lafyatis: “Slowing Atoms with  $\sigma^-$ -polarized light”, *Phys. Rev. Lett.* **67**, 3483 (1991)
- [Bjo78] J. E. Bjorkholm, R. R. Freeman, A. Ashkin, D. B. Pearson: “Observation of focusing of neutral Atoms by the dipole forces of resonance-radiation pressure”, *Phys. Rev. Lett.* **41**, 1391 (1978)
- [Bou92] J.-Ph. Bouyer, Ch. Bréant: “Stability of an injection-locked DFB 1.5  $\mu\text{m}$  semiconductor laser”, *J. Phys. III France* **2** (1992)
- [Bro24] L. de Broglie: “Recherches sur la Theorie des Quanta”, PhD thesis, Faculté des Science de Paris (1924)
- [Bru77] B. Brutschy, H. Haberland: “A high-intensity beam of metastable Helium Atoms with good velocity resolution”, *J. Phys. E* **10**, 90 (1977)

## Literaturverzeichnis

- [Car91] O. Carnal, M. Sigel, T. Sleator, H. Takuma, J. Mlynek: “Imaging and Focussing of Atoms by a Fresnel Zone Plate”, *Phys. Rev. Lett.* **67**, 3231 (1991)
- [Car91/1] O. Carnal, J. Mlynek: “Youngs Double-Slit Experiment with Atoms: a Simple Atom Interferometer”, *Phys. Rev. Lett.* **66**, 2693 (1991)
- [Coh90] C. Cohen-Tannoudji: “Atomic Motion in Laser Light”, Les Houches, Session LIII, (1990)
- [Coh77/1] C. Cohen-Tannoudji, B. Diu, F. Laloe: “Quantum Mechanics Vol.1”, Wiley Interscience, (1977)
- [Coh77/2] C. Cohen-Tannoudji, B. Diu, F. Laloe: “Quantum Mechanics Vol.2”, Wiley Interscience, (1977)
- [Coh92] C. Cohen-Tannoudji, J. Dupont-Roc, G. Grynberg: “Atom-Photon Interaction”, Wiley Science, (1992)
- [Coh90/1] C. Cohen-Tannoudji, W. D. Phillips: “New mechanism for Laser Cooling” *Phys. Today* **43**, October, 33-40 (1990)
- [Dal89/1] J. Dalibard: “New schemes in Laser Cooling”, In S. Haroche, J-C. Gay and G. Grynberg, editors, *Atomic Physics XI*, p.199, Singapore (1989). World Scientific
- [Dal89] J. Dalibard C. Cohen-Tannoudji: “Laser Cooling below the Doppler Limit by Polarisation Gradients - Simple Theoretical Models” *J. Opt. Soc. Am. B* **6**, 2023 (1989)
- [Dav27] C. Davison, L. H. Germer: “Diffraction of Electrons by a crystal of Nickel”, *Phys. Rev.* **30**, 705 (1927)
- [Dem91] W. Demtröder: “Laserspektroskopie”, Springer Verlag, 2. Auflage (1991)
- [Efr02] M. A. Efremov, M. V. Fedorov, V. P. Yakovlev, W. P. Schleich: “Dynamical suppression of radiative decay via atomic deflection by a standing light wave”, arXiv:quant-ph/0209134v1 (2002)
- [Ein17] A. Einstein: “On the Quantum Theory of radiation”, *Physik.Zeit.* **18**, 121 (1917)
- [Ert85] W. Ertmer, R. Blatt, J. Hall, M. Zhu: “Laser Manipulation of Atomic Beam Velocities: Demonstration of Stopped Atoms and Velocity Reversal” *Phys. Rev. Lett.* **54**, 996 (1985)
- [Ert87] W. Ertmer: “Laser Cooling and Storage of Free Atoms”, *Physica Scripta* **36**, 306 (1987)
- [Fey57] R. Feynman, F. Vernon, R. Heelwarth: “Geometrical representation of the Schrödinger Equation for solving Maser Problems”, *J. App. Phys.* **28**, 49 (1957)
- [Fri33] R. Frisch: “Experimenteller Nachweis des Einsteinschen Strahlungsrückstoßes”, *Zeit. für Physik* **86**, 42 (1933)

- [Fri51] H. Frieburg: “Optische Abbildung mit neutralen Atomen”, *Zeit. für Physik*, **130**, 493 (1951)
- [Gor55] J. P. Gordon: “Hyperfine structure of the inversion spectrum of  $N^{14}H^3$  by a new high resolution microwave spectrometer”, *Phys. Rev.* **99**, 1253 (1955)
- [Gou86] P. L. Gould, G. A. Ruff, D. E. Prichard: “Diffraction of Atoms by Light: The Near-Resonant Kapitza-Dirac Effect”, *Phys. Rev. Lett.* **56**, 827 (1986)
- [Gou88] P. L. Gould, H. J. Metcalf: “Observation of Atoms Laser Cooled below the Doppler Limit”, *Phys. Rev. Lett.* **61**, 169 (1988)
- [Gro91] F. Grossmann, T. Dittrich, P. Jung, P. Hänggi: “Coherent Destruction of Tunneling”, *Phys. Rev. Lett.* **67**, 516 (1991)
- [Hän75] T. W. Hänsch, A. L. Schawlow: “Cooling of Gases by Laser radiation”, *Opt. Comm.* **13**, 68 (1975)
- [Hof88] J. Hoffnagle: “Proposal for continuous white-light Cooling of an Atomic Beam”, *Opt. Lett.* **13**, 102 (1988)
- [Hoo93] M. D. Hoogerland: “Laser manipulation of metastable Neon Atoms”, Dissertation, Eindhoven (1993)
- [Hoo96] M. D. Hoogerland, J. P. J. Driessen, E. J. D. Vredenburg, H. J. L. Megens, M. P. Scuver, H. C. W. Beijerinck, K. A. H. Leeuwen: “Bright thermal Atomic Beams by Laser Cooling: A 1400-fold gain in Beam Flux”, *Appl. Phys. B* **62**, 323 (1996)
- [Kan51] A. Kantrowitz, J. Grey: “A High Intensity Source for the Molecular Beam Part I”, *Rev. Sci. Instrum.* **22** (1951)
- [Kaw93] J. Kawanaka, M. Hagiuda, K. Shimizu, F. Shimizu, H. Takuma: “Generation of an Intense Low-Velocity Metastable-Neon Atomic Beam”, *Appl. Phys. B* **56**, 21 (1993)
- [Kat93] H. Katori, F. Shimizu: “Lifetime measurement of the  $1s_5$  metastable state of Argon and Krypton with a magneto-optical trap”, *Phys. Rev. Lett.* **70**, 3545 (1993)
- [Ket92] W. Ketterle, A. Martin, M. A. Joffe, D. E. Prichard: “Slowing and Cooling Atoms in isotropic Laser Light”, *Phys. Rev. Lett.* **69**, 2483 (1992)
- [Kis51] G. B. Kistiakowsky, W. P. Slichter: “A High Intensity Source for the Molecular Beam. Part II”, *Rev. Sci. Instrum.* **22** (1951)
- [Lett88] P. D. Lett, R. N. Watts, C. I. Westbrook, W. D. Phillips: “Observation of Atoms lasercooled below the Doppler Limit”, *Phys. Rev. Lett.* **61**, 169 (1988)
- [Lia86] L. Liang, C. Fabre: “Modifications of the velocity of Atoms submitted to a resonant multimode laser: an experimental Study”, *Opt. Comm.* **59**, 31 (1986)
- [Lis99] F. Lison, P. Schuh, D. Haubrich, D. Meschede: “High-brilliance Zeeman-Slowed Cesium Atomic Beam”, *Phys. Rev. A* **61**, 013405 (1999)

- [Liu02] Y. Liu, H. K. Lui, Y. Braiman: “Injection locking of individual broad-area lasers in an integrated high-power diode array”, *Appl. Phys. Lett.* **81**, 978 (2002)
- [Mar88] P. J. Martin, B. G. Oldaker, A. H. Miklich, D. E. Prichard: “Bragg Scattering of Atoms from a Standing Light Wave”, *Phys. Rev. Lett* **60**, 515 (1988)
- [Met99] H. J. Metcalf, P. van der Straten: “Laser Cooling and Trapping”, Springer, (1999)
- [Moi84] L. Moi: “Application of a very long cavity Laser to Atom slowing down and optical pumping” *Opt. Comm.* **50**, 349 (1984)
- [Nel90] J. Nellessen, J. Werner, W. Ertmer: “Magneto-optical compression of a monoenergetic Sodium Atomic Beam”, *Opt. Comm.* **78**, 300 (1990)
- [Obe96] M. K. Oberthaler, R. Abfalterer, S. Bernet, J. Schmiedmayer, A. Zeilinger: “Atom Waves in Crystals of Light”, *Phys. Rev. Lett.* **77**, 4980 (1996)
- [Pfa97] T. Pfau, J. Mlynek: “A 2D quantum gas of laser cooled Atoms”, *OSA Trends in Optics and Photonics Series* **7**, 33 (1997)
- [Phi82] W. D. Phillips, H. Metcalf: “Laser Deceleration of an Atomic Beam”, *Phys. Rev. Lett.* **48**, 596 (1982)
- [Raa87] E. L. Raab, M. Prentiss, A. Cable, S. Chu, D. E. Prichard “Trapping of Neutral Sodium with Radiation Pressure”, *Phys. Rev. Lett.* **59**, 2631 (1987)
- [Rab37] I. I. Rabi: “Space Quantisation in a Gyating Magnetic Field”, *Rhys. Rev.* **51**, 652 (1937)
- [Rau78] H. Rauch, D. Petrascheck: “Neutron Diffraction”, Springer, Berlin, zweite Ausgabe (1978)
- [Rii90] E. Riis, D. Weiss, K. Moler, S. Chu: “Atom funnel for the production of a slow, high-density atomic beam”, *Phys. Rev. Lett.* **64**, 1658 (1990)
- [Roo96] W. Rooijackers, W. Hoogerforst, W. Vassen: “An intense collimated Beam of metastable Helium Atoms by two-dimensional Laser Cooling”, *Opt. Commun.* **123**, 321 (1996)
- [Rot65] E. W. Rothe, R. H. Neynaber, T. Trujillo: “Velocity Dependence of the Total Cross Section for the Scattering of Metstable  $\text{He}(^3S_1)$  by Helium, Argon and Krypton”, *J. Chem. Phys.* **42**, 3310 (1965)
- [Win79] D. Wineland, W. Itano: “Laser Cooling of Atoms”, *Phys. Rev. A* **20**, 1521 (1979)
- [Sal90] C. Salomon, J. Dalibard, W. D. Phillips, A. Clairon, S. Guellati: “Laser Cooling of Cesium Atoms below  $3\mu\text{K}$ ”, *Europhys. Lett.* **12**, 683 (1990)
- [Sch97] M. Schiffer, M. Christ, G. Wokurka, W. Ertmer: “Temperatures near the recoil limit in an Atomic Funnel”, *Opt. Comm.* **134**, 423 (1997)

- [Sch94] A. Scholz: “Präparation einer brillanten kalten Quelle für metastabile Neon-Atome durch magneto-optische Kräfte”, Dissertation, Bonn (1994)
- [Sch94/1] A. Scholz, M. Christ, D. Doll, J. Ludwig, W. Ertmer: “Magneto-optical preparation of a slow, cold and bright Ne\* Atomic Beam”, *Opt. Comm.* **111**, 155 (1994)
- [Sch95] A. Schnetz: “Aufbau und Charakterisierung einer Magneto-Optischen Falle für metastabile Argon-Atome”, Dissertation, Konstanz (1995)
- [Sco88] G. Scoles: “Atomic and Molecular Beam Methods”, Oxford University Press (1988)
- [Sea89] V. F. Sears: “Neutron Optics: An Introduction to the Theory of Neutron Optical Phenomena and Their Applications”, Oxford University Press, New York (1989)
- [Sha91] S. Q. Shang, B. Sheehy, P. van der Straten, H. Metcalf: “Sub-Doppler Laser Cooling in a magnetic field”. In R. Lewis and J. Zorn, editors, *Atomic Physics XII*, 105, Singapore (1991). World Scientific
- [Shi90] F. Shimizu: “A high intensity metastable Neon trap”, *Chem. Phys.* **145**, 327 (1990)
- [Shu68] C. G. Shull: “Observation of Pendellösung Fringe Structure in Neutron Diffraction”, *Phys. Rev. Lett.* **21**, 1585 (1968)
- [Shv00] I. Shvarchuck, K. Dieckmann, M. Zielankowski, J. T. M. Walraven: “Broad-area diode-laser system for Rubidium BEC experiment”, *Appl. Phys. B* **71**, 475 (2000)
- [Stü02] R. Stützele, D. Jürgens, A. Habenicht, M. K. Oberthaler: “Dissipative light masks for atom lithography”, eingereicht bei *J. Opt. B* (2002)

*Literaturverzeichnis*

## 9 Danksagung

Ich möchte mich bei allen, die mich bei dieser Arbeit unterstützt haben recht herzlich bedanken.

Mein spezieller Dank gilt als erstes Markus Oberthaler, der mich in seine Arbeitsgruppe aufgenommen und mir interessantes Experiment zur Verfügung gestellt hat. Er war jederzeit für Diskussionen bereit und wusste auf alle Fragen und Probleme eine Antwort.

Ein weiterer spezieller Dank gebührt Ralf Stützle, meinem Doktorand, der nicht nur durch seine fachliche Kompetenz eine gute Atmosphäre im Labor geschaffen hat. Von Ihm konnte ich sehr viel lernen, und der nötige Spaß an der Arbeit in diesem Zwei-Mann-Team war immer gegenwärtig.

Michael Albiez, Thomas Anker, Bernd Eiermann, Alexander Greiner, Anja Habenicht, Dirk Jürgens, Matthias Taglieber, Philipp Treutlen und Ralf Stützle danke ich für die freundschaftliche Atmosphäre in der Arbeitsgruppe. Solche Kollegen kann man sich nur wünschen.

Ich danke Frau Scheer und Herrn Leiderer, die sich zur Begutachtung meiner Arbeit bereiterklärt haben.

Für die Unterstützung in technischen wie auch organisatorischen Dingen während meiner Arbeit danke ich Stefan Eggert, Stefan Hahn und Ute Hentzen.

Den Korrekturlesern danke ich für die Zeit, die sie für mich opferten und viele Verbesserungsvorschläge einbrachten, was zum Gelingen dieser Arbeit beitrug.

Bei meinen Studienkollegen und Freunden, welche mich durch das Physikstudium begleitet haben will ich mich an dieser Stelle auch noch bedanken. Speziell möchte ich dabei Phillip Olk danken, mit dem ich wohl die meisten schönen und arbeitsamen Stunden des Studiums verbringen durfte.

Meinen Eltern danke ich für die finanzielle Unterstützung, welche mir dieses Studium letztlich ermöglichte.

Ein ganz spezieller Dank gebührt Nicole Wild, die mich in allen Lebenslagen liebevoll unterstützt hat.