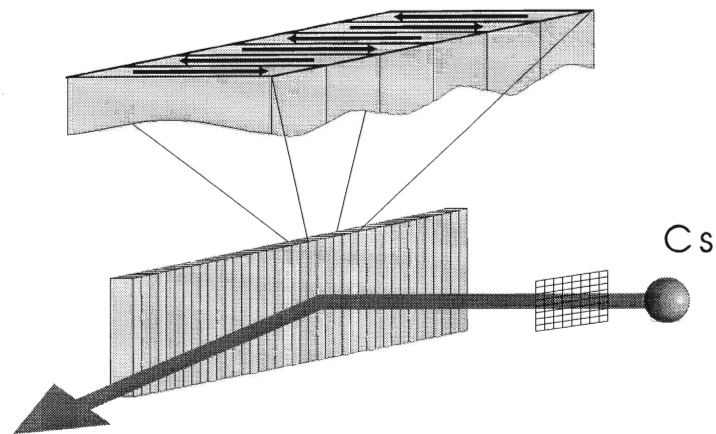


Institut für Angewandte Physik
der Universität Bonn

Wegelerstr. 8
53115 Bonn

Reflexive Atomoptik mit permanentmagnetischen Strukturen



von
Peter Schuh

Diplomarbeit in Physik

angefertigt im
Institut für Angewandte Physik

vorgelegt der
Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität
Bonn
im Mai 1998

Referent: Prof. Dr. D. Meschede
Korreferent: Prof. Dr. J. Hormes

Erklärung

Ich versichere, daß ich die vorliegende Arbeit selbständig verfaßt und keine anderen als die angegebenen Hilfsmittel benutzt sowie Zitate kenntlich gemacht habe.

Bonn, im Mai 1998.

Referent: Prof. Dr. D. Meschede
Korreferent: Prof. Dr. J. Hormes

Für meine Eltern.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Theoretische Grundlagen	3
2.1	Atome in Lichtfeldern	3
2.1.1	Lichtspontankraft und Dopplerkühlung	4
2.1.2	Polarisationsgradientenkühlen	7
2.2	Magnetische Wechselwirkung	8
2.3	Zur Berechnung statischer Magnetfelder	9
3	Präparation des Cäsium-Atomstrahls	11
3.1	Das Cäsium-Atom	11
3.2	Diodenlaser als Lichtquellen	12
3.3	Transversal gekühlter thermischer Atomstrahl	13
3.4	Der Zeeman-Bremser	14
3.5	Optische Kollimations- und Ablenkeinheit	18
3.6	Polarisation des Atomstrahls	20
3.7	Untersuchung der Strahleigenschaften	21
3.7.1	Flugzeitspektroskopie	21
3.7.2	Numerische Simulation des Bremsvorganges	24
3.7.3	Transversale Temperatur und Divergenz	26
3.7.4	Absorptive Bestimmung des atomaren Flusses	28
4	Reflexive magnetische Strukturen	31
4.1	Permanentmagnetische Materialien	31
4.2	Periodisch alternierende magnetische Pole als Spiegel	32
4.3	Segmentierter Spiegel aus Permanentmagneten	35
4.4	Chromatische Aberrationen	41
4.5	Spiegel aus einer polierten Nd-Fe-B-Oberfläche	42
5	Ergebnisse der Reflexionsexperimente	45
5.1	Aufbau der Reflexionszone	45
5.2	Segmentierter ebener Spiegel	46
5.2.1	Reflexionsgesetz	46
5.2.2	Bestimmung der effektiven Potentialhöhe	48
5.2.3	Abbildung mit segmentierten magnetischen Spiegeln	51
5.3	Reflexion an einer polierten Nd-Fe-B-Oberfläche	55
6	Zusammenfassung	59

Kapitel 1

Einleitung

Die gezielte Manipulation der Trajektorien von Neutralatomen hat auf dem Gebiet der Atomoptik in den letzten Jahren eine rasante Entwicklung erfahren. Wesentliche Voraussetzungen hierzu waren Fortschritte in der theoretischen und experimentellen Beherrschung der mechanischen Kraftwirkung von Licht auf Atome. Grundlegende theoretische Untersuchungen von Letokhov [37], Ashkin [2] sowie Hänsch und Schawlow [29] fanden eine zügige experimentelle Umsetzung in der Fokussierung neutraler Atome mit Dipolkräften [10] und dem ersten Nachweis der Kühlung von Natriumatomen mit der Spontankraft eines resonanten Laserfeldes durch Balykin et al. [7].

Im Rahmen der Atomoptik wird die Entwicklung strahlmanipulierender Komponenten analog zur Lichtoptik angestrebt. So gelang die Realisierung von Linsen, die entweder auf der Wirkung von Lichtkräften [6, 55] oder statischen elektromagnetischen Potentialen [25, 33] basieren. Mit Hilfe kohärenter Strahlteiler ist der Aufbau von Atominterferometern möglich geworden. Bisher demonstrierte Strahlteiler nutzen den Photonenrückstoß bei der Absorption und folgender Emission von Licht [34] oder beruhen auf Beugungsphänomenen, z. B. an Kristalloberflächen [22], freistehenden Mikrostrukturen [35] oder stehenden Lichtfeldern [43].

Die dritte wesentliche Komponente sind reflexive Strukturen für die Atomoptik, mit denen sich die vorliegende Arbeit beschäftigt. Für effiziente Neutralatomspiegel existiert ein weites Feld an Einsatzmöglichkeiten, insbesondere bei der Konstruktion von Atomresonatoren und in der Atominterferometrie. Wichtige Kriterien für die Güte sind Reflektivität, spektrale Bandbreite und das Abbildungsverhalten. In atomoptischen Anwendungen ist man vor allem an gerichtet reflektierenden Strukturen interessiert. Die Wechselwirkung an der Spiegeloberfläche sollte kohärenzerhaltend sein, das heißt elastische Prozesse sollten bei der Reflexion dominieren.

Bei der Realisierung von Spiegeln für Neutralatome sind bislang im Wesentlichen drei Ansätze verfolgt worden: (a) die Reflexion an einer Oberfläche, (b) die Reflexion an einem evaneszenten Lichtfeld und (c) die Reflexion an statischen elektrischen oder magnetischen Feldern. Die direkte Reflexion an einer Oberfläche wurde bereits 1929 von Stern und Knauer demonstriert. Sie beobachteten die 5%ige Reflexion eines thermischen H_2 -Strahls bei Einfallswinkeln von 1 mrad [36]. Vor kurzem gelang Holst et al. [30] die fokussierende Reflexion von Heliumatomen an einer passivierten Siliziumoberfläche. Für die mit gängigen Atomstrahlquellen verfügbaren atomaren Geschwindigkeiten und für die meisten chemischen Elemente dominieren bei der direkten Wechselwirkung mit Oberflächen jedoch inelastische Prozesse. Die Atome geben einen Teil ihrer kinetischen Energie an Phononen ab oder werden vollständig

adsorbiert. Die komplexen Vorgänge an der Oberfläche beschränken diese Methode daher auf wenige atomare Systeme.

Eine alternative Möglichkeit zur Realisation von Atomspiegeln bietet das repulsive Potential eines blauverstimmten evaneszenten Lichtfeldes, wie es 1982 von Cook und Hill vorgeschlagen wurde [14]. Im adiabatischen Regime und bei Vernachlässigung spontaner Prozesse ist die Wechselwirkung rein repulsiv. Erste experimentelle Demonstrationen gelangen Balykin et al. [8] und Hajnal et al. [27]. Obwohl das Reflexionsvermögen des evaneszenten Wellen-Spiegels von Esslinger et al. [21] und Feron et al. [23] durch die Anwendung von Oberflächenplasmonen deutlich gesteigert werden konnte, sind die reflektierbaren Energien bislang auf wenige μeV beschränkt. Zudem erfordert der Einsatz aktiver atomoptischer Komponenten einen vergleichsweise hohen experimentellen Aufwand.

Die Idee eines magnetischen Spiegels für neutrale Teilchen geht auf Vladimirkii [57] zurück. Er wies darauf hin, daß sich durch eine Anordnung räumlich alternierender Ströme magnetische Potentiale mit steilen Feldgradienten erzeugen lassen. Der exponentielle Abfall ist dabei durch die räumliche Periode der Stromanordnung bestimmt. Auf dieses Konzept zurückgreifend wurde von Roach et al. [51] die Reflexion kalter Rubidium-Atome an einem sinusförmig magnetisierten Tonband demonstriert, während von Wark et al. [60] ein Spiegel für neutrale und polare Moleküle aus einer Anordnung alternierender elektrischer Felder realisiert werden konnte. Vor kurzem gelang Prentiss et al. [18] die Ablenkung metastabiler Heliumatome am Magnetfeld einer Leiteranordnung aus supraleitenden Materialien.

Im Rahmen dieser Arbeit werden reflexive magnetische Komponenten für die Atomoptik untersucht. Große Feldstärken sind in den letzten Jahren durch die Entwicklung von Seltenerd-Permanentmagneten verfügbar geworden, die einen kompakten und wartungsfreien Aufbau unterschiedlichster Magnetisierungsanordnungen erlauben. Die gerichtete Reflexion an einer solchen Konfiguration wurde erstmals 1996 von Sidorov et al. beobachtet [54]. In dieser Arbeit werden verschiedene Spiegeltypen aus permanentmagnetischen Strukturen in Potentialberechnungen analysiert und im Experiment untersucht.

Eine grundsätzliche Herausforderung bei atomoptischen Experimenten ist die Bereitstellung einer geeigneten Atomstrahlquelle. Eine Vermessung des Reflexionsvermögens der vorgestellten Spiegeltypen und eine detaillierte Charakterisierung ihrer Abbildungseigenschaften erfolgt mit einer dazu aufgebauten monochromatischen und gut kollimierten Strahlquelle von langsamen Cs-Atomen.

Kapitel 2

Theoretische Grundlagen

2.1 Atome in Lichtfeldern

Auf die Möglichkeit atomare Ensembles mit Hilfe von nahresonantem Laserlicht auf sehr niedrige Temperaturen zu kühlen wurde erstmals von Hänsch und Schawlow [29], und nahezu gleichzeitig von Wineland und Dehmelt [61], hingewiesen.

Ein atomares Zweiniveausystem in einem Lichtfeld ist durch den Hamiltonoperator H charakterisiert. Bei hohen Lichtintensitäten spielt die Quantennatur des reinen Lichtfeldes für stimulierte Prozesse eine untergeordnete Rolle. Der Hamiltonoperator besteht nur mehr aus drei Komponenten, dem Anteil der kinetischen Energie H_K , dem Term des freien Atoms H_A und dem Wechselwirkungsterm zwischen Atom und dem als klassisch angenommenen Lichtfeld:

$$H = H_K + H_A + H_{WW} = \frac{\hat{\mathbf{P}}^2}{2M} + \hbar\omega_0\hat{b}^\dagger\hat{b} - \hat{\boldsymbol{\mu}}(t) \cdot \mathbf{E}_L(\mathbf{r}, t). \quad (2.1)$$

Hierbei steht $\hat{\mathbf{P}}$ für den atomaren Impuls, M für die Masse des Atoms, ω_0 ist die atomare Übergangsfrequenz, $\hat{b} = |1\rangle\langle 2|$, $\hat{b}^\dagger = |2\rangle\langle 1|$ sind die atomaren Leiteroperatoren und $\hat{\boldsymbol{\mu}}(t)$ der Operator des elektrischen Dipolmomentes. Die atomare Dynamik des Atoms im Lichtfeld wird durch die Heisenbergsche Gleichung

$$i\hbar\frac{\partial\sigma}{\partial t} = [H, \sigma] \quad (2.2)$$

mit der reduzierten Dichtematrix σ beschrieben. Aufgrund der Wechselwirkung mit dem Licht erfahren die Atome eine Kraft, die sich mit den Ehrenfestschen Gleichungen berechnen lässt. Für die Wechselwirkung mit einer ebenen Welle,

$$\mathbf{E}_L(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}_0(\mathbf{r}) \cos\{\omega_L t + \phi_L(\mathbf{r})\} \quad (2.3)$$

ergibt sich:

$$\mathbf{F} = \left\langle \frac{d\mathbf{P}(t)}{dt} \right\rangle = \frac{i}{\hbar} \langle [H_{WW}, \mathbf{P}] \rangle = \langle -\nabla H_{WW} \rangle = \langle \boldsymbol{\mu} \rangle \nabla \{ |\mathbf{E}_0(\mathbf{r})| \cos(\omega_L t + \phi_L) \}. \quad (2.4)$$

Mit (2.1) erhält man in der Drehwellennäherung [26]

$$\mathbf{F} = \mu_{12} \left(\frac{\Delta}{\Omega_R} \frac{s}{1+s} \nabla |\mathbf{E}_0(\mathbf{r})| + \frac{\Gamma}{2\Omega_R} \frac{s}{1+s} |\mathbf{E}_0(\mathbf{r})| \nabla \phi_L \right). \quad (2.5)$$

Dabei sind μ_{12} das Matrixelement des atomaren Dipoloperators, $\Delta = \omega_L - \omega_0$ die Verstimmung des Lasers gegenüber der atomaren Resonanz, Γ die Zerfallsrate des angeregten Zustands $|2\rangle$, $\Omega_R = \Gamma \sqrt{I/2I_s}$ die Rabi-Frequenz, $s = \frac{1}{2}\Omega_R^2/(\Delta^2 + \frac{1}{4}\Gamma^2)$ der Sättigungsparameter und $I_s = hc/\tau\lambda^3$ ist die Sättigungsintensität. Der erste Summand,

$$\mathbf{F}^{\text{dip}} = -\mu_{12} \frac{\Delta}{\Omega_R} \frac{s}{1+s} \nabla |\mathbf{E}_0(\mathbf{r})|, \quad (2.6)$$

ist proportional zum Feldgradienten und wird Gradienten- oder Dipolkraft genannt. Der zweite Term hingegen ist proportional zum Gradienten der Phase und wird als Strahlungsdruck bzw. Lichtspontankraft bezeichnet:

$$\mathbf{F}^{\text{spont}} = -\mu_{12} |\mathbf{E}_0(\mathbf{r})| \frac{\Gamma}{2\Omega_R} \frac{s}{1+s} \nabla \phi_L. \quad (2.7)$$

Auf ihm beruhen die Mechanismen der Dopplerkühlung sowie des Abbremsens neutraler Atome mit nahresonantem Laserlicht [46].

2.1.1 Lichtspontankraft und Dopplerkühlung

Betrachtet man ein Atom im Feld einer laufenden Welle, so ist der Gradient der Phase $\nabla \phi_L$ gleich dem Wellenvektor k . Bewegt sich das Atom, so kommt der Dopplereffekt zum tragen, der einen Beitrag von $\Delta_D = \mathbf{k} \cdot \mathbf{v}$ zur Verstimmung gegenüber der Resonanz liefert. Der Ausdruck für die Spontankraft (2.7) läßt sich dann für ein Zweiniveau-Atom umschreiben zu [26]:

$$F_{\pm}^{\text{spont}} = \pm \hbar k \frac{\Gamma}{2} \frac{I/I_s}{1 + I/I_s + (2(\Delta \mp kv)/\Gamma)^2}. \quad (2.8)$$

Das positive Vorzeichen entspricht der Kraft durch die in positiver x -Richtung propagierende Lichtwelle, während das negative Vorzeichen der in entgegengesetzter Richtung laufenden Welle entspricht. (2.8) beschreibt den Übertrag des Photonenimpulses $\hbar k$ mit der Rate $R = \frac{\Gamma}{2} \frac{I/I_s}{1 + I/I_s + (2(\Delta \mp kv)/\Gamma)^2}$. Dies läßt sich anschaulich unmittelbar einsehen, da der Impulsübertrag bei der Absorption eines Photons stets in Richtung der Propagation des Lasers erfolgt, während die anschließende spontane Emission isotrop in 4π Raumwinkel stattfindet. Im Mittel wird pro Absorptions-Emissions-Zyklus also ein Photonenimpuls gerichtet übertragen. Die Spontankraft ist sättigungs begrenzt und bei hoher Lichtintensität ($I/I_s \rightarrow \infty$) gilt:

$$F_{\text{max}} = \frac{\hbar k \Gamma}{2}. \quad (2.9)$$

Bewegen sich die Atome im Feld zweier sich in entgegengesetzter Richtung ausbreitender Laserstrahlen, so ist die mittlere Kraft durch die Summe zweier Spontankraftterme gegeben. Bei kleinem Sättigungsparameter und für $kv \ll \Delta$, Γ erhält man

$$F = F_+ + F_- \approx 4\hbar k I/I_s \frac{kv(2\Delta/\Gamma)}{[1 + (2\Delta/\Gamma)^2]^2}, \quad (2.10)$$

was bei einem rotverstimmtten Laser ($\Delta < 0$) einer Reibungskraft $F = -\alpha v$ mit einer Dämpfungskonstanten von

$$\alpha = -4\hbar k^2 I/I_s \frac{(2\Delta/\Gamma)}{[1 + (2\Delta/\Gamma)^2]^2} \quad (2.11)$$

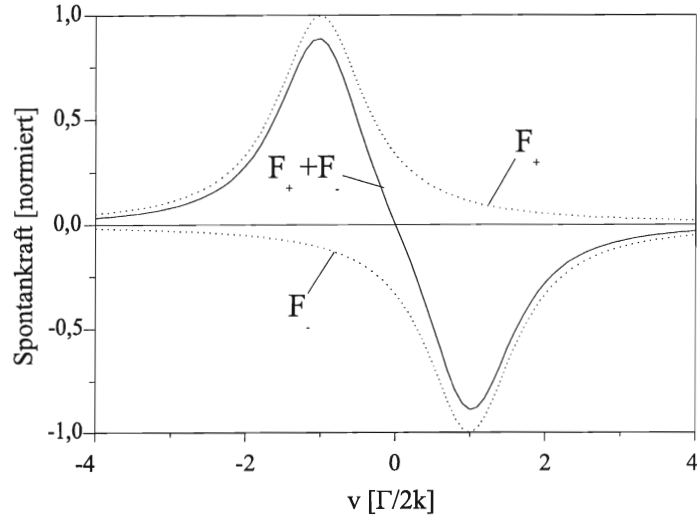


Abbildung 2.1: Dissipatives Kraftprofil (normiert) in Abhängigkeit der Geschwindigkeit für $\Delta = -\Gamma/2$ und $I = I_s$ für beide Laserstrahlen. Man beachte den linearen Bereich um $v = 0$.

entspricht. Abbildung (2.1) zeigt den dispersionsförmigen Verlauf der Kraft in Abhängigkeit der Geschwindigkeit. Der Einfangbereich Δv für diesen Kühlprozeß ist von der natürlichen Linienbreite und der Laserverstimmung abhängig.

Während die mittlere Geschwindigkeit den Wert Null annimmt, bedingen die Fluktuationen der Lichtspontankraft eine diffusive Bewegung des Atoms [26]. Durch die statistische Absorption und Emission von Photonen wird ein kinetisches Aufheizen hervorgerufen, das dem dissipativen Energieverlust entgegenwirkt, und es stellt sich eine nichtverschwindende mittlere quadratische Geschwindigkeit v_{rms} ein. Im Gleichgewicht dieser beiden Prozesse läßt sich dem System pro Freiheitsgrad eine thermische Energie zuweisen [39]:

$$\frac{1}{2}k_B T = \frac{1}{2}Mv_{\text{rms}}^2 = \frac{\hbar\Gamma}{8} \frac{1 + (2\Delta/\Gamma)^2}{2|\Delta|/\Gamma}. \quad (2.12)$$

Die zugehörige Temperatur nimmt bei einer Verstimmung von $\Delta = -\Gamma/2$ als minimalen Wert

$$T_{\text{Doppler}} = \hbar\Gamma/2k_B \quad (2.13)$$

an. Diese als Dopplerlimit bezeichnete Temperatur beträgt für Cäsium $125\mu\text{K}$, wobei jedoch die komplexe magnetische Unterstruktur des Cs-Atoms unberücksichtigt bleibt.

Grösseren Intensitäten und einer mehrdimensionalen Anordnung von N Laserstrahlen kann in (2.8) durch einen zusätzlichen Sättigungsterm $2NI/I_s$ im Nenner Rechnung getragen werden [39]. Für die Dämpfungskonstante erhält man dann

$$\alpha = -4\hbar k^2 \frac{I}{I_s} \frac{2\Delta/\Gamma}{[1 + 2NI/I_s + (2\Delta/\Gamma)^2]^2} \quad (2.14)$$

und in direkter Konsequenz

$$\frac{1}{2}k_B T = \frac{\hbar\Gamma}{8} \frac{1 + 2NI/I_s + (2\Delta/\Gamma)^2}{2|\Delta|/\Gamma} \quad (2.15)$$

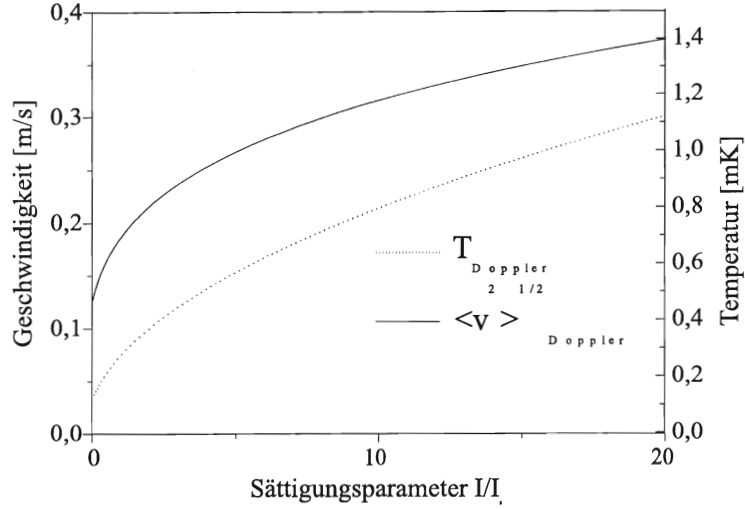


Abbildung 2.2: Dopplergeschwindigkeit und Dopplertemperatur für Cäsium in einer zweidimensionalen optischen Melasse ($\Delta = -\Gamma/2$) in Abhängigkeit der Laserintensität.

als thermische Energie im Gleichgewicht. Bei der Präparation eines Cs-Atomstrahls für die im Folgenden vorgestellten atomoptischen Experimente werden, wie im Kapitel 3 näher beschrieben, zweidimensionale Lichtfeldkonfigurationen, sogenannte zweidimensionale optische Melassen, zur transversalen Kühlung des Strahls eingesetzt. Der dämpfende Einfluß der Spontankraft wird dabei von den Gleichungen (2.14) und (2.15) beschrieben, indem man mit $N = 2$ der zweidimensionalen Anordnung Rechnung trägt. Dämpfungskonstante und mittlere kinetische Gleichgewichtsenergie sind Funktionen der Intensität und der Laserverstimmung. Abbildung (2.2) zeigt für Cäsium die Abhängigkeit der Gleichgewichtstemperatur und der mittleren quadratischen Geschwindigkeit vom Sättigungsparameter I/I_s , bei einer Laserverstimmung von $\Delta = -\Gamma/2$ in einer zweidimensionalen optischen Melasse.

Ein Atomstrahl kann durch den Strahlungsdruck einer ihm entgegengerichtet laufenden Lichtwelle abgebremst werden. Bei geeigneter Kompensation der sich während des Abbremsens verändernden Dopplerverschiebung läßt sich eine konstante mittlere Beschleunigung der Atome erzwingen. Sei nun $V'(z)$ die mittlere Geschwindigkeit eines solchen atomaren Ensembles, so ergibt sich die auf ein einzelnes Atom mit Geschwindigkeit $V'(z) + v$ wirkende Kraft des Lichtfeldes im Laborsystem zu

$$F' = -\hbar k \frac{\Gamma}{2} \frac{I/I_s}{1 + I/I_s + 4(\Delta' + k(V' + v))^2 / \Gamma^2}. \quad (2.16)$$

Im mitbewegten System erhält man daraus mit $|kv| \ll |\Delta|$ und $|kv| \ll \Gamma$ für die transformierte Kraft $F = F' - Ma$

$$F = 2\hbar k \Gamma I/I_s \frac{kv2\Delta/\Gamma}{\left(1 + I/I_s + (2\Delta/\Gamma)^2\right)^2}, \quad (2.17)$$

was einer Dämpfung der atomaren Geschwindigkeit zur Zentralgeschwindigkeit V' hin entspricht. Die zugehörige Dämpfungskonstante und longitudinale thermische Energie erhält man aus (2.14) und (2.15) wenn $N = 1/2$ gesetzt wird.

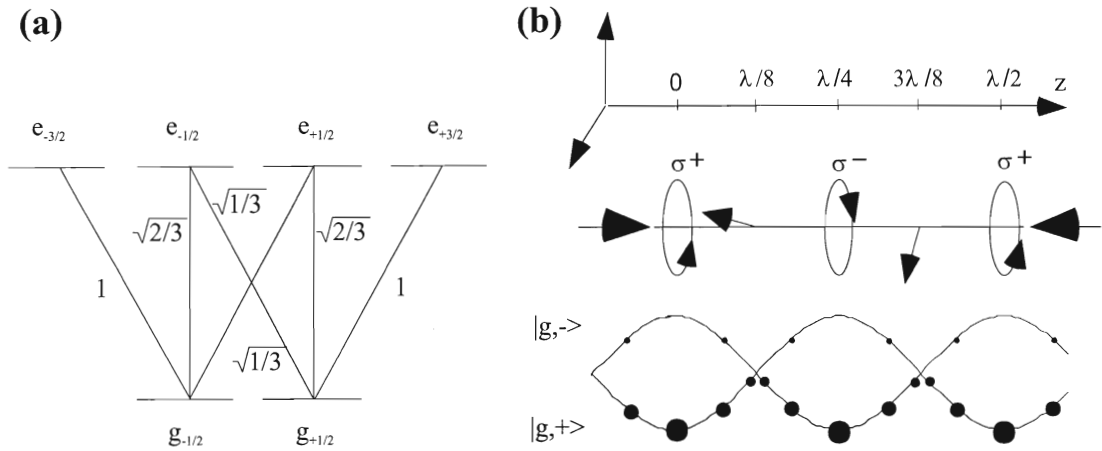


Abbildung 2.3: (a) Niveauschema und Clebsch-Gordan-Koeffizienten eines $J = 1/2 \rightarrow J' = 3/2$ -Übergangs, (b) Stark-verschobene Energieniveaus des zugehörigen $J = 1/2$ -Grundzustands in einer rotverstimmenen $\pi^x\pi^y$ -Laserkonfiguration. Die ausgefüllten Kreise indizieren die Besetzungswahrscheinlichkeiten im Gleichgewicht.

2.1.2 Polarisationsgradientenkühlen

Temperaturen deutlich unterhalb des Dopplerlimits können in bestimmten Lichtfeldkonfigurationen mit polarisierten Kühlaserstrahlen erreicht werden [38], wenn das atomare System mehrere entartete Zustände besitzt, wie es z. B. für die magnetischen Unterzustände des Cäsiumatoms der Fall ist. Ein theoretisches Modell hierzu ist von Dalibard et al. [15] vorgeschlagen worden. Hier sei nur kurz der prinzipielle Mechanismus vorgestellt. In einem intensiven Lichtfeld erfahren die atomaren Energieniveaus eine AC-Stark-Verschiebung

$$\hbar\Omega_s = \hbar\sqrt{\Omega_R^2 + \Delta^2}, \quad (2.18)$$

mit der Rabifrequenz Ω_R und der Laserverstimmung Δ . Betrachtet man zwei entgegengesetzt propagierende Laserstrahlen gleicher Frequenz und Intensität mit linearer Polarisation, wobei die Polarisationsebenen senkrecht aufeinander stehen ($\pi^x\pi^y$ -Konfiguration), so bildet sich ein Lichtfeld aus, dessen Polarisation über eine viertel Wellenlänge von σ^+ nach σ^- variiert. In Abbildung (2.3) ist diese Situation für die Grundzustandniveaus eines $|J = \frac{1}{2}\rangle \rightarrow |J = \frac{3}{2}\rangle$ -Übergangs dargestellt. In Bereichen mit σ^+ -Polarisation erfährt der $m = +\frac{1}{2}$ -Unterzustand stets die größte Stark-Verschiebung, was bei negativer Laserverstimmung einem Absenken des Energieniveaus entspricht. Ruhende Atome werden an diesem Ort optisch in den Zustand mit $m = +\frac{1}{2}$ gepumpt, da aufgrund der Polarisation des Lichtfeldes ausschließlich $\Delta m = +1$ -Übergänge induziert werden. Bewegt sich das Atom in Bereiche mit σ^- -Polarisation, so nimmt die Stark-Verschiebung ab. Dies führt zu einer Erhöhung der inneren Energie auf Kosten der kinetischen Energie und somit zum Abbremsen des Atoms. Die erhöhte innere Energie kann durch spontane Emission freigesetzt werden. Durch optisches Pumpen sind nun auch andere Niveaus zugänglich. Vielfaches Durchlaufen dieses Prozesses führt zum Abkühlen des atomaren Ensembles. Im Gegensatz zur Spontankraft ist die Dämpfung hierbei unabhängig von der Laserintensität. Dieser Kühlmechanismus wird erst

Wellenlänge	λ	852,35 nm
Natürliche Zerfallsrate	$\Gamma = 1/\tau$	$2\pi \cdot 5,22$ MHz
Masse	m_{Cs}	$2,2 \times 10^{-25}$ kg
Rückstoßgeschwindigkeit	$v_R = \hbar k/m_{Cs}$	3,49 mm s ⁻¹
Dopplerlimit der Geschwindigkeit	$\sqrt{\bar{v}_D^2}$	0,125 m s ⁻¹
Sättigungsintensität	I_s	1,1 mW cm ⁻²

Tabelle 2.1: Wichtige Größen zur Lichtkraftkühlung von Cäsiumatomen.

bei Geschwindigkeitsbreiten, die wenigen Vielfachen der Rückstoßgeschwindigkeit

$$v_R = \frac{\hbar k}{M} \quad (2.19)$$

entsprechen, begrenzt. Diese Grenzgeschwindigkeit wird auch als Rückstoßlimit bezeichnet. Auch dieser Geschwindigkeitsbreite läßt sich nach $T_R = \frac{Mv_R^2}{k_B}$ eine Temperatur zuordnen, die im Falle von Cäsium $T_R = 196,8$ nK beträgt. Der Einfangbereich des Polarisationsgradientenkühlens ist sehr viel kleiner als der der Dopplerkühlung. Beide Mechanismen können gleichzeitig beobachtet werden, da die Spontankraft ein Vorkühlen des atomaren Ensembles bis in einen Temperaturbereich bewirkt, der dann der nichtadiabatischen Polarisationsgradientenkühlung zugänglich ist. Einige für die Lichtkraftkühlung von Cäsium relevante Daten sind in Tabelle (2.1) zusammengefaßt.

2.2 Magnetische Wechselwirkung

Atome mit einem magnetischen Moment μ können mit einem äußeren Magnetfeld wechselwirken. Für ein Atom mit Hüllendrehimpuls $J = 1/2$ ist die Energie der atomaren Zustände in Abhängigkeit des Magnetfeldes durch die Breit-Rabi-Formel gegeben [11]:

$$W(F = I \pm \frac{1}{2}, m_F, B) = -\frac{\Delta W}{2(2I+1)} + \left(\frac{\mu_I}{I}\right) m_F B \pm \frac{\Delta W}{2} \sqrt{1 + \frac{4m_F}{2I+1}x + x^2}, \quad (2.20)$$

mit

$$x = \frac{(\mu_J/J - \mu_I/I)B}{\Delta W}. \quad (2.21)$$

Dabei ist F der Gesamtdrehimpuls, m_F die Projektion des Gesamtdrehimpulses auf die Quantisierungsachse, I der Kernspin, μ_I das kernmagnetische Moment, μ_J das elektronische magnetische Moment und $\Delta W = \frac{\hbar a}{2}(2I+1)$ gibt die ungestörte Hyperfeinaufspaltung mit der Hyperfeinkonstanten $a = 2,298$ GHz für Cäsium an. In einem inhomogenen magnetischen Feld wirkt auf das Atom eine Kraft gemäß

$$\mathbf{F} = -\nabla W = -\frac{\partial W}{\partial B} \nabla B = -\mu_{\text{eff}} \nabla B. \quad (2.22)$$

Das so definierte effektive magnetische Moment μ_{eff} bestimmt sich mit $\mu_I \ll \mu_J$ und $(\mu_J/J) \approx 2\mu_B$ für Cäsium zu

$$\mu_{\text{eff}} \approx \pm \mu_B \frac{x + \frac{2m_F}{2I+1}}{\sqrt{1 + \frac{4m_F}{2I+1}x + x^2}}. \quad (2.23)$$

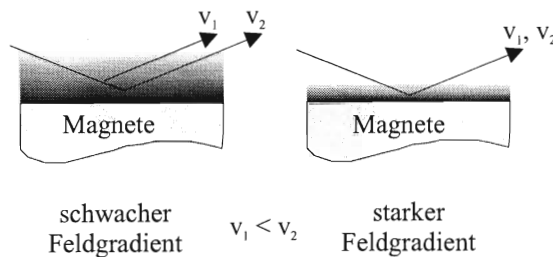


Abbildung 2.4: Veranschaulichung chromatischer Abbildungsfehler eines magnetischen Spiegels.

Dabei ist μ_B das Bohrsche Magneton. Die Richtung der Kraft hängt im allgemeinen vom atomaren Zustand und vom Magnetfeld ab. Für $F = 4$ und $m_F = \pm 4$ ist das effektive magnetische Moment vom Magnetfeld unabhängig und es gilt $\mu_{\text{eff}} = \pm \mu_B$. Man spricht von starkfeldsuchenden Teilchen, wenn die Krafrichtung parallel zum Gradienten des Magnetfeldbetrages ist und im umgekehrten Fall von schwachfeldsuchenden Teilchen. Im Ruhesystem des Atoms ändert sich infolge seiner Bewegung die Richtung des magnetischen Flußdichtevektors. Ist das sogenannte Adiabasie-Kriterium [48]

$$\omega_{\text{Larmor}} = \frac{\mu_{\text{eff}} |\mathbf{B}|}{\hbar} \ll \frac{|\mathbf{B} \times \frac{d\mathbf{B}}{dt}|}{|\mathbf{B}^2|} = \frac{|\mathbf{B} \times [(\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{B}]|}{|\mathbf{B}^2|} \quad (2.24)$$

erfüllt, so folgt das Atom dem sich ändernden äußeren Feld adiabatisch und die Projektion des atomaren Drehimpuls auf die Quantisierungsachse bleibt erhalten. Wird diese Bedingung verletzt, so können in einem schnell variierenden magnetischen Feld die von Majorana berechneten [41] Übergänge zwischen verschiedenen m_F -Zuständen induziert werden.

Die repulsive Kraft, die schwachfeldsuchende Teilchen in einem steil ansteigenden Magnetfeld erfahren, kann zur Konstruktion eines magnetischen Spiegels für Neutralatome ausgenutzt werden. Die Eindringtiefe der Atome in ein ansteigendes magnetisches Potential ist von ihrer Geschwindigkeitskomponente senkrecht zu den Äquipotentiallinien abhängig. Die Umkehrpunkte der atomaren Trajektorien eines Strahls mit einer breiten Geschwindigkeitsverteilung haben verschiedene Abstände zur magnetisierten Fläche. Im Sinne einer Spiegelung resultieren daraus chromatische Aberrationen zu deren Minimierung starke Feldgradienten erzeugt werden müssen (vgl. Abbildung 2.4). Zur Untersuchung der Reflexionseigenschaften magnetischer Komponenten muß der verwendete Atomstrahl hohe Anforderungen hinsichtlich seiner Monochromasie und Divergenz aufweisen. Die zustandsselektive Wechselwirkung erfordert eine kontrollierbare Besetzung der magnetischen Unterniveaus. Kapitel 3 beschäftigt sich mit der Präparation eines langsamen und kollimierten Atomstrahls mit schmaler longitudinaler Geschwindigkeitsbreite.

2.3 Zur Berechnung statischer Magnetfelder

Die Grundgleichungen der Magnetostatik lauten

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (2.25)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{j}, \quad (2.26)$$

wobei \mathbf{H} und \mathbf{B} mit der Magnetisierung \mathbf{M} über

$$\mathbf{B} = \mu_0(\mathbf{H} + \mathbf{M}) \quad (2.27)$$

in Beziehung stehen. Im stromfreien Raum läßt sich wegen (2.26) ein skalares magnetisches Potential ϕ_M definieren mit

$$-\nabla\phi_M = \mathbf{H}. \quad (2.28)$$

Mit (2.25) und (2.27) ergibt sich die bekannte Poissongleichung

$$\Delta\phi_M = -\nabla \cdot \mathbf{H} = \nabla \cdot \mathbf{M} = -\rho_M, \quad (2.29)$$

deren Lösung in integraler Form durch

$$\phi_M(\mathbf{r}) = \frac{1}{4\pi} \int_{\mathbb{R}^3} \frac{\nabla \cdot \mathbf{M}(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} d^3r' \quad (2.30)$$

gegeben ist. Dabei ist ρ_M die Magnetisierungsdichte. Für die im Folgenden betrachteten permanentmagnetischen Komponenten gilt außerhalb der Magnete $\nabla \cdot \mathbf{M} = 0$ und das Volumenintegral (2.30) kann auf ein Oberflächenintegral reduziert werden:

$$\phi_M(\mathbf{r}) = \frac{1}{4\pi} \int_{\partial V} \frac{\sigma_M}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} d^2r', \quad (2.31)$$

wobei $\sigma_M = \mathbf{M}_0 \cdot \mathbf{n}$ die effektive Oberflächenmagnetisierung beschreibt und \mathbf{n} ein Normalenvektor zu ∂V ist. Mit Kenntnis der Oberflächenmagnetisierung einer permanentmagnetischen Anordnung läßt sich durch Integration von (2.31) prinzipiell das Magnetfeld im Außenraum bestimmen.

Kapitel 3

Präparation des Cäsium-Atomstrahls

Wie im vorangehenden Kapitel angedeutet, sind atomoptische Experimente und insbesondere solche mit magnetischen Komponenten auf eine monochromatische und kollimierte Atomstrahlquelle angewiesen. Dieses Kapitel beschreibt die Erzeugung eines langsamen Cäsiumatomstrahls mit Hilfe der Technik des Zeeman-Bremsens. Eine Kollimation und transversale Kühlung des Atomstrahls erfolgt in zwei Stufen mit optischen Melassen. Der Polarisationszustand der Atome kann im Cs-Grundzustand über einen Polarisationslaser eingestellt werden.

3.1 Das Cäsium-Atom

In den hier beschriebenen Experimenten wird das stabile Cäsiumisotop $^{133}_{55}\text{Cs}$ eingesetzt. Die D_2 -Spektrallinie zwischen den Niveaus $|6^2S_{1/2}\rangle$ und $|6^2P_{3/2}\rangle$ ist mit einer Wellenlänge von 852,35 nm [49] für kommerzielle Laserdioden gut zugänglich. Im $^{133}_{55}\text{Cs}$ bedingt der Kernspin von $I = 7/2$ eine Hyperfeinaufspaltung der Energieniveaus. Das Niveauschema der D_2 -Linie ist in Abbildung (3.1) dargestellt. Im betrachteten Schema sind optische Dipolübergänge gemäß der $E1$ -Auswahlregeln möglich: $\Delta F = 0, \pm 1$ und $\Delta m_F = 0, \pm 1$, wobei der Übergang $\Delta F = 0$ mit $\Delta m_F = 0$ verboten ist. Die Zerfallsrate des angeregten Zustandes beträgt $\Gamma = 2\pi \cdot 5,22 \text{ MHz}$ [56], was einer mittleren Lebensdauer von $\tau = 30,5 \text{ ns}$ entspricht. Bei Wechselwirkung mit rein σ^+ -polarisiertem Licht kann durch optisches Pumpen in den $|F = 4, m_F = +4\rangle$ -Zustand ein ideales Zweiniveausystem präpariert werden, da bei entsprechender Verstimmung ausschließlich der Zustand $|F' = 5, m'_F = +5\rangle$ angeregt wird und der anschließende spontane Zerfall aufgrund der Auswahlregeln nur in den Ausgangszustand $|F = 4, m_F = +4\rangle$ erfolgen kann. Für den $|F = 4, m_F = +4\rangle \rightarrow |F' = 5, m'_F = +5\rangle$ -Übergang der D_2 -Linie beträgt die Sättigungsintensität $I_s = 1,1 \text{ mW/cm}^2$. Bei nicht perfekter σ^+ -Polarisation können aufgrund der Sättigungsverbreiterung auch Übergänge in den $|F' = 4\rangle$ -Zustand induziert werden, wodurch ein Zerfall in den $|F = 3\rangle$ -Grundzustand möglich wird. Strahlt man zusätzlich einen mit dem $|F = 3\rangle \rightarrow |F' = 4\rangle$ -Übergang resonanten Rückpumpelaser ein, so kann dieser Verlustkanal geschlossen werden [3].

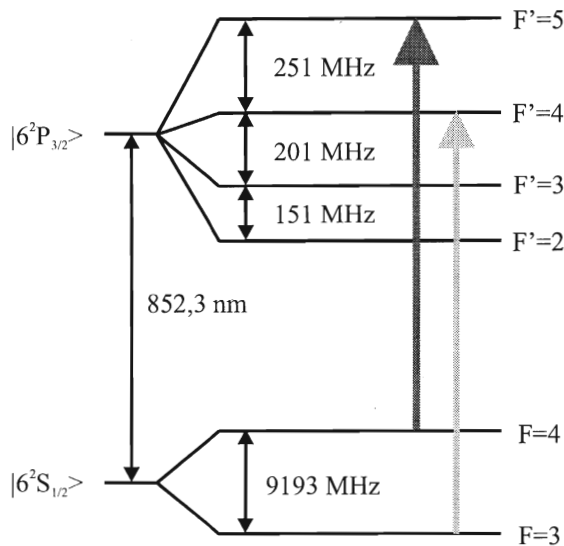


Abbildung 3.1: Termschema der D_2 -Linie von Cäsium

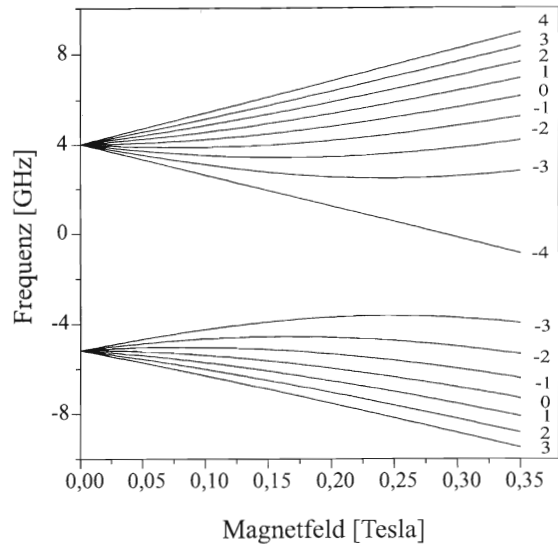


Abbildung 3.2: Aufspaltung der magnetischen Unterzustände im Cäsium-Grundzustand in einem äußeren Magnetfeld.

3.2 Diodenlaser als Lichtquellen

Das Experiment wird mit acht frequenzstabilisierten Diodenlasern betrieben. Zum Schutz gegen mechanische und thermische Störungen befinden sich die Laserdioden in einem geschlossenen Gehäuse aus Aluminium und werden über ein Peltierelement temperaturstabilisiert. Ein holographisches Gitter in Littrow-Anordnung [50] wird zur Verringerung der freilaufenden Linienbreite und zur Frequenzstabilisierung eingesetzt. Mit den Endflächen der Laserdiode bildet das Gitter einen externen Resonator (*extended cavity design*) und kann über ein Piezoelement horizontal verkippt werden. Die Laserfrequenz läßt sich auf diese Weise um ein bis zwei GHz ohne Modensprünge durchstimmen. Zur Frequenzstabilisierung werden etwa 10% der Laserleistung über ein Glasplättchen ausgekoppelt und einer Polarisations-, Sättigungs- oder Dopplerabsorptionsspektroskopie zugeführt [16]. Tabelle (3.1) zeigt eine Zusammenfassung der Laserdaten. Alle Laserstrahlen werden durch polarisationserhaltende Monomodenglasfasern zum Experiment geführt, wobei jeweils neben dem den eigentlichen Übergang treibenden Laser zusätzlich der zugehörige Rückpump laser in die Faser eingekoppelt wird. Auf diese Weise erreicht man eine optimale Überlagerung der beiden Laser und gewinnt aus dem inhomogenen Strahlprofil der Diodenlaser das Profil einer TEM_{00} -Mode. Zur Unterdrückung von Rückkopplungen in den Diodenlaser, die vor allem bei der Einkopplung in die Glasfaser entstehen, kommen optische Faraday-Isolatoren (60 dB) [62] zum Einsatz.

Lasertyp	Übergang	Stabilisierung	P [mW]
Kollimationslaser	$ 4\rangle \rightarrow 5'\rangle$	Polarisation	25
Rückpumper	$ 3\rangle \rightarrow 4'\rangle$	Polarisation	0,25
Bremslaser	$ 4\rangle \rightarrow 5'\rangle$	Frequenz-Offset	30
Rückpumper	$ 3\rangle \rightarrow 4'\rangle$	Doppler	0,3
Ablenklaser	$ 4\rangle \rightarrow 5'\rangle$	Polarisation	25
Rückpumper	$ 3\rangle \rightarrow 4'\rangle$	Polarisation	0,2
Referenzlaser	$ 4\rangle \rightarrow 5'\rangle$	Polarisation	
Nachweislaser	$ 4\rangle \rightarrow 5'\rangle$ oder $ 4\rangle \rightarrow 4'\rangle$	Sättigung	10

Tabelle 3.1: Daten zu den verwendeten Lasern: Stabilisierungsmethode und die hinter der Faserstrecke verfügbare Lichtleistung.

3.3 Transversal gekühlter thermischer Atomstrahl

Als Cäsiumquelle dient eine Knudsenzelle, die in einer Vakuumkammer auf etwa 400 K geheizt wird. Aus ihr tritt der Atomstrahl durch eine kleine Blendenöffnung ($D_{\text{Ofen}} = 2 \text{ mm}$) aus. Der longitudinal gerichtete thermische Strahl ist durch eine geschwindigkeitsgewichtete Maxwell-Boltzmann-Verteilung charakterisiert:

$$n(v) = \frac{9v^3}{2v_p^4} e^{-\frac{3}{2}v^2/v_p^2}, \quad (3.1)$$

wobei $v_p = \sqrt{\frac{3k_B T}{m_{Cs}}}$ die wahrscheinlichste Geschwindigkeit dieser Verteilung ist. Zur Einschränkung der transversalen Geschwindigkeit befindet sich hinter der Ofenblende im Abstand von $L = 38,3 \text{ cm}$ eine zusätzliche Kollimationsblende ($D_{\text{Koll}} = 3 \text{ mm}$). Bei einem Kollimationsverhältnis von $\epsilon = \frac{D_{\text{Koll}} + D_{\text{Ofen}}}{2L} = 1/153$ und einem Cäsiumdampfdruck in der Knudsenzelle von [17]

$$\log P_{Cs}[\text{Pa}] = 9,0 - 3750/T[\text{K}] \quad (3.2)$$

ist der thermische Atomstrahlfluß gegeben durch [48]:

$$\Phi = \frac{P_{Cs} A_{\text{Ofen}} \epsilon^2}{\sqrt{2\pi m_{Cs} k_B T}} \simeq 2,5 \times 10^{11} \text{ Atome/s}, \quad (3.3)$$

wobei $A_{\text{Ofen}} = \pi(D_{\text{Ofen}}/2)^2$ die Fläche der Ofenblende ist.

Mit dem beschriebenen Blendensystem läßt sich, bei typischen Longitudinalgeschwindigkeiten von $v_{\text{long}} \simeq 300 \text{ m/s}$, eine Einschränkung der transversalen Geschwindigkeit auf $v_{\perp} \simeq 2 \text{ m/s}$ erzielen. Dem entspricht eine Strahldivergenz schon im ungebremsten Atomstrahl von $\alpha_{\text{div}} = \frac{v_{\perp}}{v_{\text{long}}} \simeq 0,4^\circ$, sodaß der Strahldurchmesser nach einer Flugstrecke von nur einem Meter bereits auf fast einen Zentimeter anwächst. Um dies zu vermeiden, wird der Atomstrahl vor der zweiten Kollimationsblende durch eine zweidimensionale optische Melasse geführt, die durch zusätzliche transversale Kühlung einen Teil der Atome mit ursprünglich zu großen Propagationswinkeln zur Strahlachse durch die zweite Blende zwingt. Zur Realisierung der optischen Melasse wird ein linear polarisierter Laserstrahl mittels eines Teleskopes auf einen

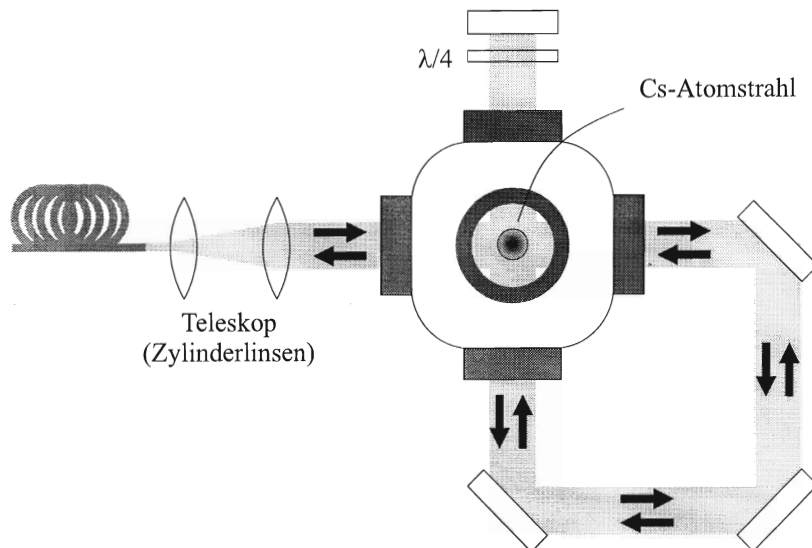


Abbildung 3.3: Zweidimensionale optische Kollimationsstufe unmittelbar hinter der Ofenaustrittsblende.

Strahldurchmesser von 3 cm aufgeweitet und derart gefaltet, daß eine gekreuzte Konfiguration aus zwei entgegengesetzt propagierenden Laserstrahlen entsteht. Der rücklaufende Strahl entsteht durch Reflexion an einem Spiegel, dessen Kombination mit einer $\lambda/4$ -Platte eine Drehung der Polarisation um 90° bewirkt. In der Überlagerung von hin- und rücklaufendem Strahl bildet sich somit die in Abschnitt 2.1.2 beschriebene $\pi^x\pi^y$ -Konfiguration aus. (vgl. Abbildung 3.3). Ein Teil der Atome wird zusätzlich zur Dämpfung durch die Spontankraft vom Mechanismus der Polarisationsgradientenkühlung erfaßt und erreicht Transversalgeschwindigkeiten unterhalb des Dopplerlimits. Der Anteil der Dopplerkühlung an der Kollimationswirkung der optischen Melasse ist durch den Dämpfungskoeffizienten und die thermische Energie nach den Gleichungen (2.14) und (2.15) mit $N = 2$ zu beschreiben.

Die Wirkung der Kollimation wird mit einer Fluoreszenzmessung untersucht. Hierzu wird ein Nachweislaser resonant mit dem $|F = 4\rangle \rightarrow |F' = 4\rangle$ -Übergang eingestrahlt und mit einer Zylinderlinse in einer Ebene senkrecht zur Ausbreitungsrichtung der Atome zu einem dünnen Lichtschnitt fokussiert. Das Fluoreszenzsignal der angeregten Atome wird mit einer bildverstärkenden CCD-Kamera¹ aufgenommen. Abbildung (3.4) zeigt ein typisches Fluoreszenzsignal mit und ohne Kollimationsmelasse. Bei optimierter Laserfrequenz und Strahljustierung gelingt eine knappe Verdopplung des integralen Flußes gegenüber dem thermischen Strahl. In dem bei aktiver optischer Kollimation aufgenommenen Strahlprofil lassen sich durch Anpassung zweier Gaußfunktionen Anteile mit transversalen Doppler- und Subdopplergeschwindigkeiten identifizieren (vgl. Abbildung 3.4).

3.4 Der Zeeman-Bremser

Für die Erzeugung eines langsamen und longitudinal gekühlten Atomstrahls wird das Verfahren des Zeeman-Bremsens eingesetzt [47, 46, 19, 9, 4]. Hierzu wird dem Atomstrahl ein Laserstrahl fester Frequenz entgegengerichtet. Wiederholte resonante Absorption und isotrope

¹Theta System Elektronik GmbH

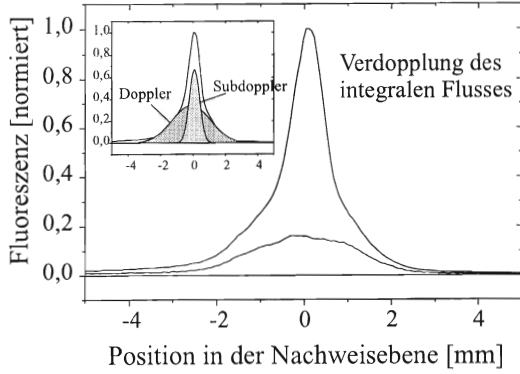


Abbildung 3.4: Strahlprofil des ungebremsten Atomstrahles mit und ohne optischer Kollimation. Die kleinere Teilgrafik zeigt das Profil des kollimierten Strahls und dessen Anteile mit Transversalgeschwindigkeiten im Subdoppler- und Dopplerbereich, die sich durch Anpassung zweier Gaußprofile extrahieren lassen.

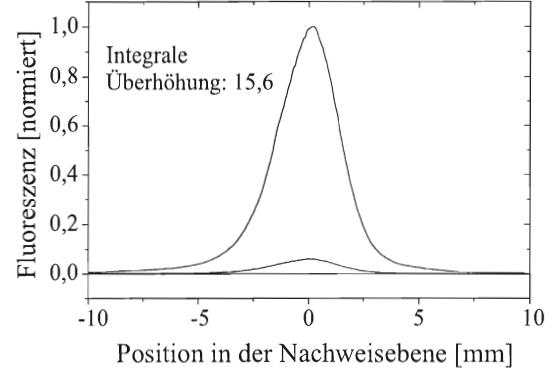


Abbildung 3.5: Fluoreszenzsignal des gebremsten und abgelenkten Atomstrahls mit und ohne optischer Kollimation. Die Strahlprofile sind in der Experimentierzone im hinteren Teil der Vakuumkammer aufgenommen. Integral ergibt sich hier eine 15-fache Signalüberhöhung.

spontane Emission erzeugen einen Strahlungsdruck, der die Atome abbremst. Die sich entlang der Bremsstrecke aufgrund der Dopplerverschiebung $\Delta\omega = \mathbf{k} \cdot \mathbf{v}$ fortwährend ändernde Absorptionsfrequenz wird durch ein äußeres Magnetfeld über den Zeeman-Effekt kompensiert. Der Bremslaser wird zirkular polarisiert und blauverstimmt auf dem $|F = 4, m_F = +4\rangle \rightarrow |F' = 5, m_F = +5\rangle$ -Übergang eingestrahlt. Die Magnetfeldverschiebung des angeregten Zustandes gegenüber dem Grundzustand beträgt in diesem Fall $\mu_B B / \hbar$. Unter Berücksichtigung der Verstimmung des eingestrahlt Laserstrahls gegenüber der atomaren Übergangsfrequenz $\Delta = \omega_L - \omega_0$ sowie der Doppler- und Zeeman-Verschiebung ergibt sich folgende Resonanzbedingung:

$$\Delta = -kv + \mu_B B / \hbar. \quad (3.4)$$

Um eine konstante Beschleunigung a entlang der Bremsstrecke zu erhalten, was einer ortsabhängigen Geschwindigkeit von

$$v(z) = \sqrt{v_0^2 - 2az} \quad (3.5)$$

entspricht, muß das Magnetfeld der Bedingung

$$B(z) = B_{\text{Offset}} + B_0 \sqrt{1 - \frac{2az}{v_0^2}} \quad (3.6)$$

genügen. Dabei ist v_0 die maximale noch gebremste Anfangsgeschwindigkeit. Das dem Gradientenfeld überlagerte Offsetfeld B_{Offset} unterdrückt aufgrund der Zeeman-Verstimmung unerwünschte nichtresonante Übergänge in andere Zustände. Die erreichbare Beschleunigung ist durch die Sättigungsverbreiterung begrenzt. Entlang des Zeeman-Bremers stellt

$$\left| \frac{dB}{dz} \right| \leq \left| \frac{dB}{dz} \right|_{\text{max}} = \frac{\hbar^2 k^2 \Gamma}{2m\mu_B v(z)} \frac{I/I_s}{1 + I/I_s + \left(\frac{2\Delta}{\Gamma}\right)^2} \quad (3.7)$$

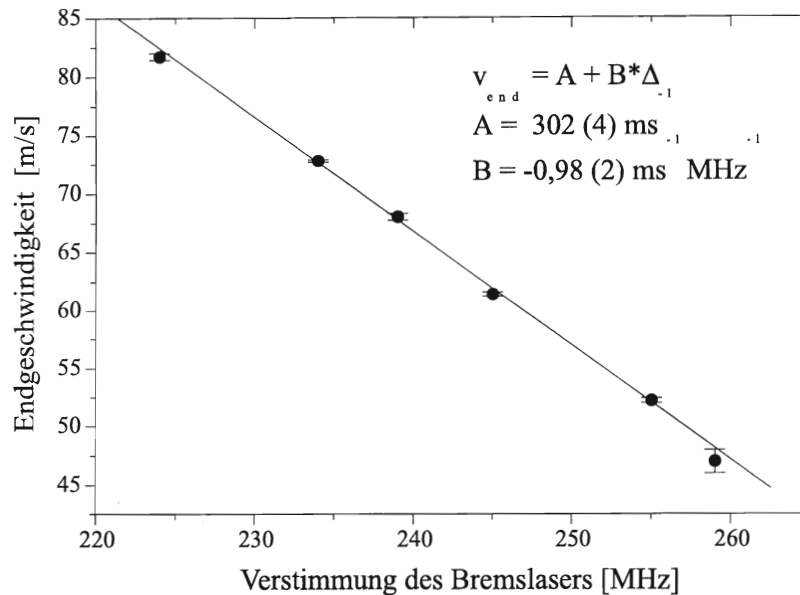


Abbildung 3.6: Abhängigkeit der Endgeschwindigkeit von der eingestellten Bremslaserverstimmung.

ein oberes Limit für den Magnetfeldgradienten dar [5]. Langsamere Atome tolerieren einen größeren Feldgradienten, während die schnelleren Atome früher aus dem Bremsprozeß ausscheiden. Die Endgeschwindigkeit der Atome läßt sich nach

$$v(z = v_0^2/2a) = -\Delta/k + B(z = v_0^2/2a)\mu_B/\hbar k \quad (3.8)$$

über die Verstimmung des Bremslasers einstellen. Zur Untersuchung der longitudinalen Dopplerkühlung ist es zweckmäßig, in ein gegenüber dem Laborsystem mit der mittleren Strahlgeschwindigkeit von

$$V'(z) = \sqrt{v_0^2 - 2az} \quad (3.9)$$

bewegtes Bezugssystem zu transformieren. Die mittlere Kraft auf ein Atom mit Geschwindigkeit ($V' + v$) ist dann durch die in Kapitel 2 hergeleitete Gleichung (2.17) bestimmt.

Bei dem hier verwendeten Zeeman-Bremser erzeugen zwei Sätze von Kupferdrahtwicklungen die von einem Strom von 2,6 A bzw. 4,5 A durchflossen werden ein Gradienten-Magnetfeld und Offset-Magnetfeld von jeweils 220 Gauß. Der Aufbau ist schematisch in Abbildung (3.7) dargestellt. Über die Bremslaserverstimmung können mittlere Endgeschwindigkeiten \bar{v} im Bereich von etwa 30...120 m/s eingestellt werden. Die gemessene Abhängigkeit der Endgeschwindigkeit von der Bremslaserverstimmung ist in Abbildung (3.6) dargestellt. Für kleine Endgeschwindigkeiten ab $v \approx 40$ m/s nimmt der atomare Fluß deutlich ab.

Am Ende des Zeeman-Bremers werden mit von außen angebrachten starken Permanentmagneten große Feldgradienten erzeugt. Damit wird die Gradientenbedingung (3.7) für alle Atome abrupt und gleichzeitig verletzt und es gelingt, die longitudinale Geschwindigkeitsbreite des austretenden Atomstrahls deutlich zu verringern. Eine genaue Untersuchung der mit Blick auf atomoptische Experimente bedeutsamen longitudinalen Geschwindigkeitsbreite des Strahls wird in Abschnitt 3.7.1 beschrieben.

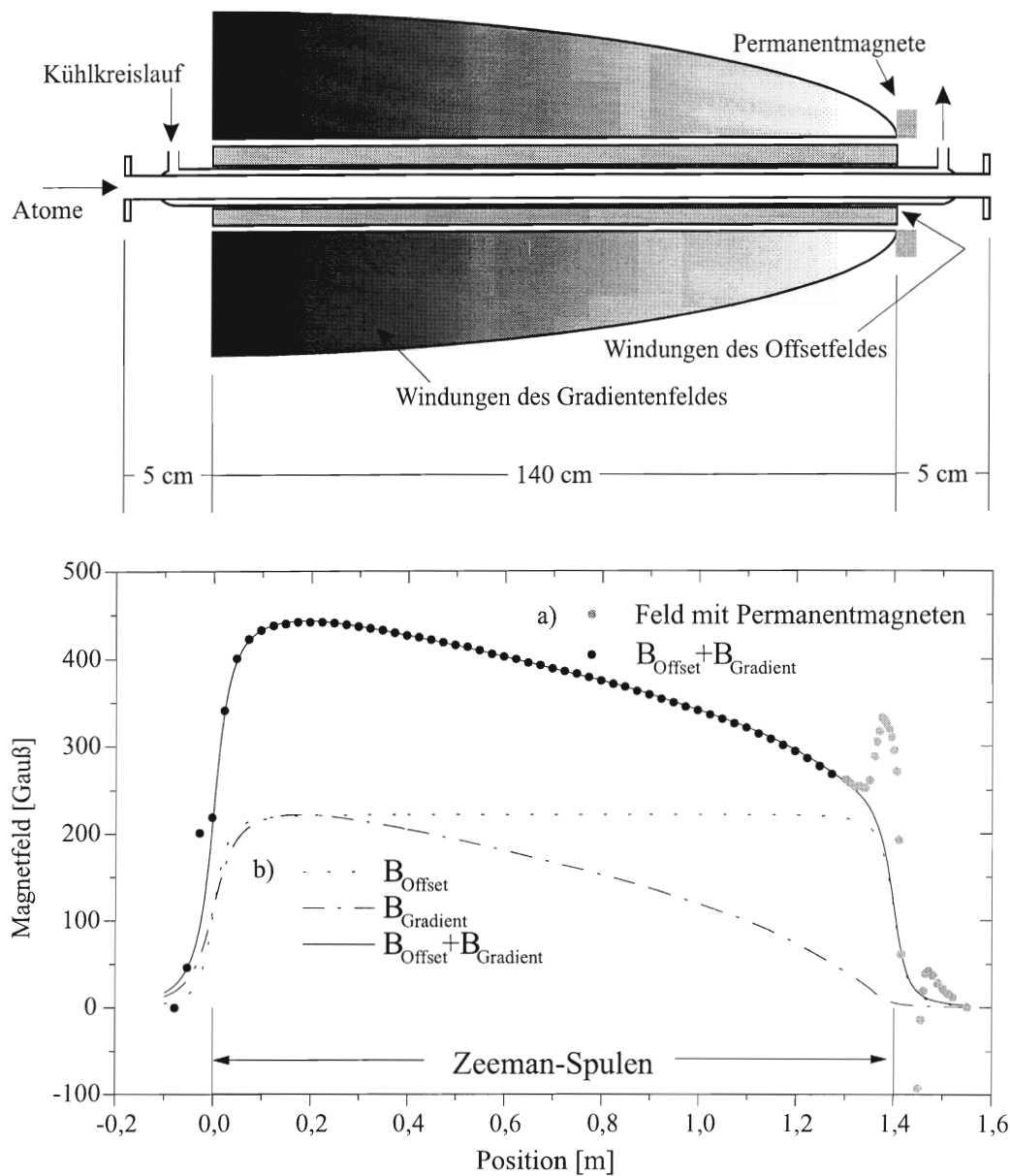


Abbildung 3.7: Schematischer Aufbau des Zeeman-Bremsers mit dem von den Spulen und Endmagneten erzeugten longitudinalen Magnetfeld. a) gemessener Feldverlauf mit Endmagnetfeld, b) Aus der Spulenkonfiguration berechneter Verlauf von Offset- und Gradientenmagnetfeld.

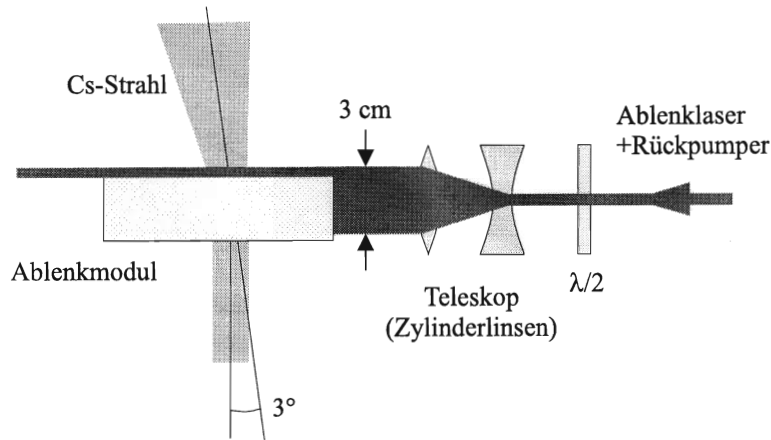


Abbildung 3.8: Aufbau der Ablenkeinheit.

Während des Bremsprozesses bedingen spontane Emissionsprozesse eine Zufallsbewegung der Atome im Impulsraum und erhöhen die mittlere quadratische Transversalgeschwindigkeit. Die Schrittweite der Zufallsbewegung beträgt $p = m_{Cs}v_R$ und ihr Beitrag zur Strahlaufweitung läßt sich über die mittlere Zahl der Absorptions-Emissionszyklen

$$\bar{N} \approx \frac{\bar{v}^{th} - v_{\text{end}}}{v_R} \quad (3.10)$$

während des Bremsprozesses für typische Endgeschwindigkeiten von $v_{\text{end}} = 30 \dots 120 \text{ m/s}$ abschätzen [32]:

$$\Delta v_{\perp}^{\text{bremsen}} = \xi v_R \sqrt{\bar{N}} \simeq 0,26 \text{ m/s}, \quad (3.11)$$

wobei \bar{v}^{th} die mittlere Geschwindigkeit im thermischen Strahl ist und der Faktor $\xi = 3/10$ der Dipolcharakteristik der spontanen Emission Rechnung trägt [59]. Hieraus ergibt sich z. B. bei einer Endgeschwindigkeit von $v = 40 \text{ m/s}$ eine Strahldivergenz von $\alpha_{\text{div}} = 0,37^\circ$. Um einen möglichst kollimierten Strahl zu erhalten ist daher eine Reduzierung der transversalen Geschwindigkeit und damit der Divergenz des Strahls notwendig.

3.5 Optische Kollimations- und Ablenkeinheit

Neben einer weiteren transversalen Kühlung des Strahls ist für die Experimente zur Reflexion des Atomstrahls eine Trennung des langsamen Atomstrahls vom überlagerten Bremslaserstrahl erforderlich, um Störungen und eine Abschattung des Bremslaserstrahls durch die experimentellen Aufbauten zu vermeiden. Beide Anliegen lassen sich mit Hilfe einer zweiten optischen Kollimationsstufe verwirklichen. Hierzu wird ein einfallender nahresonanter ($\Delta < 0$) Laser mit einem Teleskop aus Zylinderlinsen auf einen Strahldurchmesser von $D = 3 \text{ cm}$ aufgeweitet und durch vier in einem präzisionsgefertigten Halter angeordnete Spiegel derart gefaltet, daß er den Atomstrahl von vier Seiten beleuchtet (vgl. Abbildung 3.9) [31]. Der Halter befindet sich 10 cm hinter dem Ende des Zeeman-Bremsers und ist um 3° gegen die Senkrechte zur Ausbreitungsrichtung des Atomstrahls verkippt. Eine aus Nd-Fe-B-Segmenten gefertigte Hexapollinse für Neutralatome lenkt die Atome vor

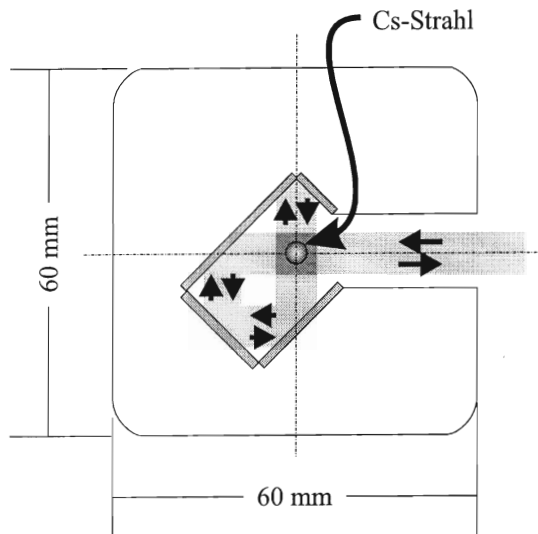


Abbildung 3.9: Seitenansicht des optischen Kollimations- und Ablenkmoduls. Die Dicke des Moduls beträgt 2,5 cm.

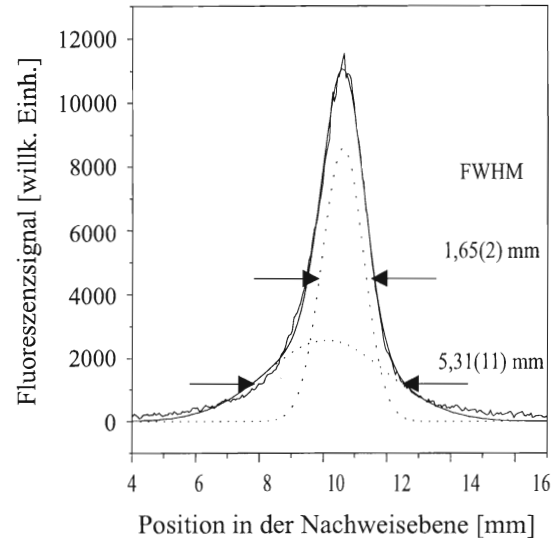


Abbildung 3.10: Profil des Atomstrahls nach einer Flugstrecke von 1,045 m hinter dem Ablenkmodul. Mit zwei, dem Strahlprofil angepaßten Gaußfunktionen können Anteile mit Doppler- und Subdopplergeschwindigkeiten identifiziert werden.

dem Halter zur Strahlachse hin ab, um so die Kollimationseffizienz steigern. Das konservative magnetische Potential der Linse bewirkt lediglich eine Dämpfung im Ortsraum, die Verteilung transversaler Geschwindigkeiten bleibt dabei erhalten. Die Verwendung magnetischer Hexapollinsen zur Fokussierung neutraler Teilchen geht auf Friedburg und Paul [24, 25] zurück und ist u. a. ausführlich in [40] untersucht worden. Zur Bestimmung der transversalen Dämpfung ist wieder Gleichung (2.8) mit $N = 2$ heranzuziehen. Für $v_{\text{end}} = 70 \text{ m/s}$ ergibt sich die Projektion der atomaren Geschwindigkeit auf die Ebene der zweidimensionalen Melasse zu $v_s = v_{\text{end}} \sin(3^\circ) \simeq 3,7 \text{ m/s}$ und ist bei diesen Einstellungen deutlich kleiner als der Empfangsbereich der optischen Melasse für die Dopplerkühlung von $\Delta v \simeq 8 \text{ m/s}$. Aufgrund der durch die Verkippung hervorgerufenen Ablenkung ändert sich die relative Orientierung von Atomstrahl und Kühllaser, so daß sich entlang der Wechselwirkungszone variierende Dopplerverschiebungen bezüglich der transversalen Bewegung einstellen. (2.8) kann zu einer Abschätzung für die Ablenkung dienen. Bei einer Verstimmung von $\Delta \approx -2\Gamma$ und $s = 3$ erhält man eine Dämpfungszeit von $\tau_D = m_{Cs}/\alpha = 0,6 \text{ ms}$. In dieser Zeit legen die Atome bei einer longitudinalen Geschwindigkeit von $v_{\text{end}} = 70 \text{ m/s}$ eine Strecke von 4,7 cm zurück, die etwas größer, als die durch den aufgeweiteten Ablenkklaser vorgegebene Wechselwirkungslänge ist. Ein etwa 5 mm breiter Teil des Ablenkklaserstrahls wird deshalb vor dem Spiegelhalter vorbeigeführt, so daß der von ihm erzeugte Strahlungsdruck bereits einen Teil der Atomstrahlablenkung bewirkt.

Ähnlich den Verhältnissen der optischen Kollimation hinter der Ofenblende erzeugt die Lichtfeldkonfiguration im Ablenkmodul Polarisationsgradienten, die einen Teil der Atome transversal auf Subdopplergeschwindigkeiten kühlen. Abbildung (3.10) zeigt das Profil des abgelenkten Atomstrahls, der 70 cm hinter der Ablenkmelasse eine Schlitzblende der Breite $D_1 = 750 \mu\text{m}$ passiert und nach einer weiteren Flugstrecke von $L = 1,045 \text{ m}$ in einem reso-

nanten Lichtschnitt zur Fluoreszenz angeregt wird. An das Profil läßt sich die Kombination einer breiten und einer schmalen Gaußfunktionen anpassen. Bei einer Longitudinalgeschwindigkeit von $v = 60 \text{ m/s}$ kann man den Halbwertsbreiten (FWHM) nach $v_{\perp} = \frac{\text{FWHM} - D_1}{2} \frac{v}{L}$ eine transversale Geschwindigkeiten zuordnen, die für die schmale Verteilung im Subdopplerbereich liegt. Die unterschiedliche Lage der Profilschwerpunkte kann im Rahmen dieser Interpretation dann dadurch erklärt werden, daß während der Strahlpropagation zwischen Ablenkmasse und Schlitzblende transversal bereits eine räumliche Sortierung nach Doppler- und Subdopplergeschwindigkeitsklassen stattfindet (vgl. Abschnitt 3.7.3). In den Randbereichen des Strahlquerschnittes befinden sich dann Atome, deren Transversalgeschwindigkeit im Mittel nach außen gerichtet ist. Bei nicht mit dem Atomstrahl zentrierter Schlitzblende liegt der Profilschwerpunkt der transversal langsamen Atome dann näher zur Strahlachse. Die Verteilung der Transversalgeschwindigkeiten wird in Abschnitt 3.7.3 detailliert untersucht.

3.6 Polarisation des Atomstrahls

Wird der Nachweislaser resonant auf den $|F = 3\rangle \rightarrow |F' = 4\rangle$ -Übergang gestimmt, so läßt sich mit der CCD-Kamera kein Fluoreszenzsignal detektieren. Die Atome des abgelenkten kalten Strahls befinden sich überwiegend im $|F = 4\rangle$ -Grundzustand.

Die zustandsselektive Wechselwirkung der Atome mit den hier untersuchten magnetischen Komponenten macht es erforderlich, die Besetzung der magnetischen Unterniveaus kontrolliert beeinflussen zu können. Die stärkste Kopplung für schwachfeldsuchende Atome liegt für $m_F = +4$ vor, weshalb man vornehmlich dieses extremale Unterniveau besetzen möchte. Etwa 45 cm hinter der Ablenkeinheit wird ein Polarisationslaser auf dem $|F = 4\rangle \rightarrow |F' = 5\rangle$ -Übergang senkrecht zur Ausbreitungsrichtung des Atomstrahls eingestrahlt. Der mittels eines $\lambda/4$ -Plättchens σ^+ -polarisierte Strahl pumpt optisch in höhere m_F -Zustände und wird zum Ausgleich des Strahlungsdrucks wieder in sich zurückgespiegelt. Ein Helmholtzspulenpaar erzeugt senkrecht zur Bewegungsrichtung der Atome im Bereich der Überlagerung von Atom- und Laserstrahl ein homogenes Magnetfeld von etwa 0,1 Gauß und legt gleichzeitig eine Quantisierungsachse fest. Die Wirkung des Polarisationslasers hängt kritisch von der eingestrahlten Leistung und dem angelegten Magnetfeld ab. Bei großen Laserleistungen kann zudem unerwünschtes transversales Aufheizen des Atomstrahls aufgrund spontaner Prozesse beobachtet werden. Zur Abschirmung gegen Streufelder befindet sich das Helmholtzspulenpaar in einem Zylinder aus einem weichmagnetischen Material, der mit zwei Bohrungen für den Atomstrahl versehen ist. 25 cm weiter strahlabwärts kann ein an einer Lineardurchführung befestigter quaderförmiger Permanentmagnet seitlich an den Strahl herangeführt werden. Der $10 \times 10 \times 50 \text{ mm}^3$ messende Quader besitzt eine Remanenz von $B_R = 1 \text{ Tesla}$ und ist mit seiner langen Kante parallel zur Flugrichtung der Atome ausgerichtet. Gemäß (2.22) und (2.23) erfahren die Atome eine je nach m_F -Zustand verschiedene Ablenkung. Nach einer Flugstrecke von 80 cm sind die neun Teilstrahlen soweit separiert, daß sie mit der CCD-Kamera im Lichtschnitt aufgelöst und aus den Fluoreszenzsignalen die Besetzungsverhältnisse bestimmt werden können. Tabelle (3.2) und Abbildung (3.11) zeigen typische Besetzungsverhältnisse der m_F -Zustände im Strahl. Bei stromdurchflossener Spule entsteht für die Atome ein magnetisches Führungsfeld, dem sie adiabatisch folgen. Ohne Polarisationslaser entspricht die Besetzung der magnetischen Unterzustände den Verhältnissen bei Verlassen der optischen Ablenkeinheit. Zustände mit negativer Magnetquantenzahl sind stärker bevölkert (b). Im unpolarisierten Strahl sind ohne Führungsfeld alle Unterzustände nahezu gleichstark besetzt (c). Der abrupte Feldwechsel bei Passage des weitestgehend magnetfeldfreien Zylinderinne-

m_F	unpolarisierter Atomstrahl [%]	nur mit Spulenfeld [%]	Spulenfeld und Polarisationslaser [%]
+4	9,7	2,2	70,1
+3	11,7	4,7	4,9
+2	8,7	6,9	-
+1	10,2	9,5	4,2
0	10,4	12,3	-
-1	11,3	14,9	-
-2	11,8	16,9	2,1
-3	13,4	18,6	4,2
-4	12,8	14,1	11,2

Tabelle 3.2: Relative Besetzung der m_F -Zustände im Atomstrahl. Die Daten entsprechen den in Abbildung (3.11) Profilen.

ren induziert möglicherweise Majorana-Übergänge, die eine Umverteilung der m_F -Zustände bewirken. Mit der optischen Polarisation gelingt es, die Mehrzahl der Atome ($> 70\%$) in den Zustand mit $m_F = +4$ zu pumpen (a). Mit einer 50 cm strahlabwärts an einer Linedurchführung befestigten Schlitzblende ($D = 150 \mu\text{m}$), kann jeder der neun, jeweils zu einem m_F -Zustand gehörenden Teilstrahlen einzeln selektiert und dem Experiment zugeführt werden.

3.7 Untersuchung der Strahleigenschaften

3.7.1 Flugzeitspektroskopie

Eine einfache und kompakte Methode zur Strahlcharakterisierung ist die hier angewendete Flugzeitspektroskopie. Sie erlaubt eine Untersuchung der longitudinalen Geschwindigkeitsverteilung und die Bestimmung des Einflusses der experimentellen Parameter auf die Geschwindigkeitsbreite des Atomstrahls. Eine möglichst schmale Geschwindigkeitsverteilung ist zudem bei nahezu allen atomoptischen Experimenten wünschenswert, so auch für die Untersuchung der magnetischen Spiegel, deren Abbildungseigenschaften unter anderem durch chromatische Aberrationen begrenzt sind. Das Prinzip der Flugzeitspektroskopie beruht auf der Bestimmung der Verteilung von Flugzeiten $g(t)$, die die Atome zum Zurücklegen einer Strecke L benötigen. Diese lassen sich dann unmittelbar in eine Geschwindigkeitsverteilung $f(v)$ umrechnen. In der experimentellen Umsetzung wird senkrecht zum Atomstrahl ein Pumplaser resonant mit dem $|F = 4\rangle \rightarrow |F' = 4\rangle$ -Übergang eingestrahlt und über eine mechanische Verschlussblende zeitlich moduliert. Bei offener Blende werden die Atome somit nach wenigen Absorptions-Emissions-Zyklen optisch in den $|F = 3\rangle$ -Grundzustand gepumpt. Aufgrund des senkrechten Einfalls des Pumpstrahls können alle longitudinalen Geschwindigkeitsklassen angeregt werden. Nach einer Flugstrecke von $L = 1,32 \text{ m}$ wird ein Nachweislaser wiederum senkrecht zum Atomstrahl auf dem $|F = 4\rangle \rightarrow |F' = 4\rangle$ -Übergang eingestrahlt und das Fluoreszenzsignal der angeregten Atome auf einen Photomultiplier abgebildet [42]. Mit $v = L/t$ gilt

$$dv = -\frac{L}{t^2} dt. \quad (3.12)$$

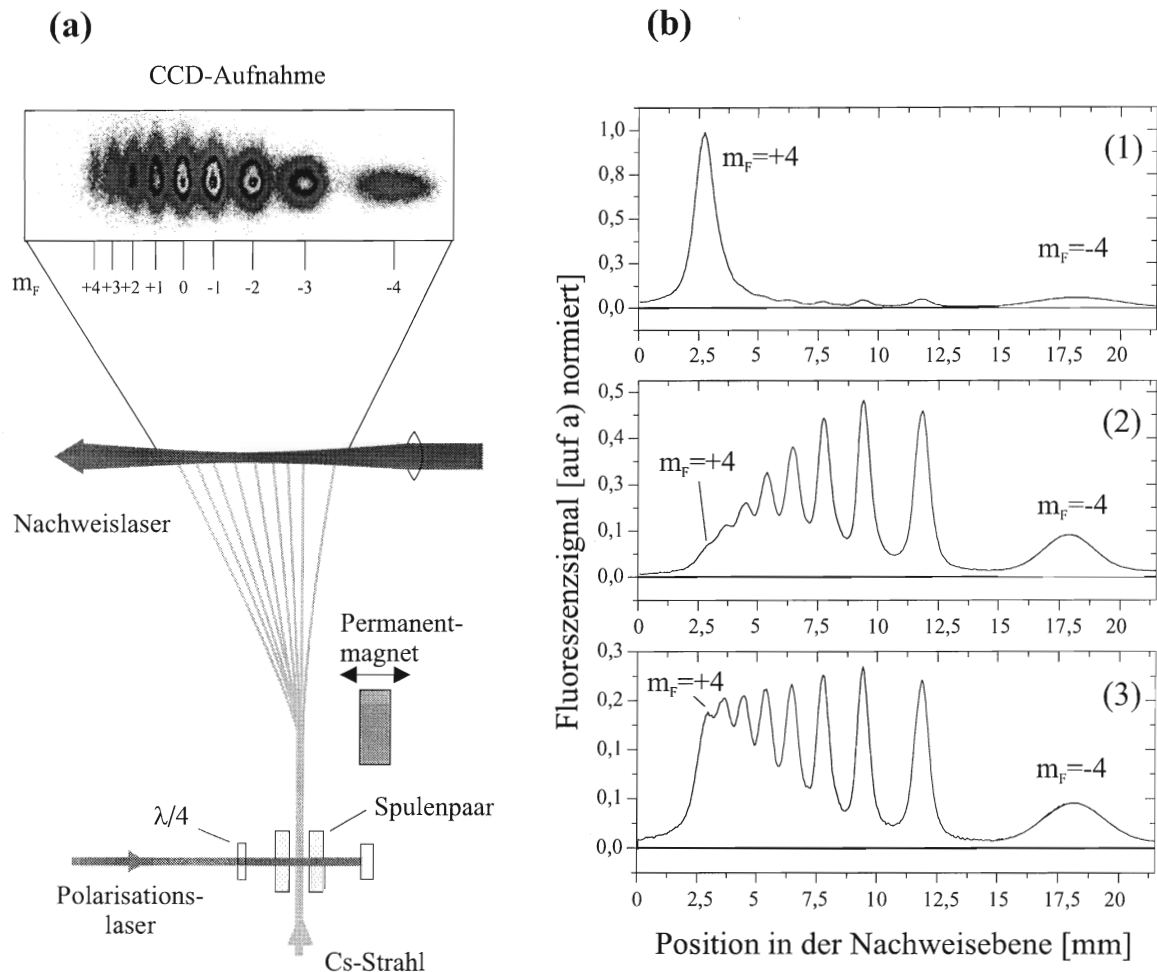


Abbildung 3.11: (a) Stern-Gerlach-Aufbau zur Untersuchung der Polarisation des Atomstrahls. (b) Aus den Fluoreszenzprofilen bestimmte Besetzungsverteilungen der Atome im Strahl: (1) bei aktiver optischer Polarisation (Magnetfeld der Helmholtzspulen + Polarisationslaser), (2) nur mit dem Magnetfeld der Helmholtzspulen - die Besetzung der m_F -Zustände entspricht der in der optischen Ablenkmelasse erzeugten Verteilung, (3) bei ausgeschalteten Spulen und ohne Polarisationslaser diabatisch umverteilte Besetzungsverhältnisse im Strahl.

Als Beziehung zwischen gemessener Flugzeitverteilung und der longitudinalen Geschwindigkeitsverteilung im Atomstrahl erhält man daraus für die hier gewählte Nachweismethode [53]

$$g(t) \sim \frac{1}{t} f\left(\frac{L}{t}\right). \quad (3.13)$$

Neben der endlichen Anstiegszeit der mechanischen Verschußblende stellen auch das Zeitverhalten des Photomultipliers sowie die endliche Ausdehnung von Pump- und Nachweislasers apparative Begrenzungen der erreichbaren Auflösung dar und tragen zur Breite der gemessenen Geschwindigkeitsverteilung bei. Diese Beiträge lassen sich wie folgt abschätzen. Pump- und Nachweislasers weisen Strahldurchmesser von $2w_0 \simeq 1 \text{ mm}$ auf, was bei einer typischen Longitudinalgeschwindigkeit von $v_{\text{end}} = 70 \text{ m/s}$ Zeitbreiten von $\Delta t_{\text{Pump}} \simeq \Delta t_{\text{Nachweis}} \simeq 15 \mu\text{s}$ entspricht. Für die Verschußblende wird eine Anstiegszeit von $\Delta t_{\text{Blende}} = 10 \mu\text{s}$ gemessen, während für den Photomultiplier eine Anstiegszeit von $\Delta t_{\text{PMT}} = 28 \mu\text{s}$ eingerechnet werden muß. Als apparativer Gesamtbeitrag ergibt sich

$$\Delta t_{\text{App}} = \sqrt{(\Delta t_{\text{Pump}})^2 + (\Delta t_{\text{Nachweis}})^2 + (\Delta t_{\text{PMT}})^2 + (\Delta t_{\text{Blende}})^2} \simeq 36 \mu\text{s}. \quad (3.14)$$

Nach (3.12) übersetzt sich dieser Wert in eine Geschwindigkeitsbreite von

$$\Delta v_{\text{App}} = v^2/L \Delta t_{\text{App}} \simeq 13 \text{ cm/s} \quad (3.15)$$

und liegt damit im Bereich des Dopplerlimits von $\left(\sqrt{v^2}\right)_{\text{Doppler}} = 12,5 \text{ cm/s}$. Die Reduzierung der longitudinalen Geschwindigkeitsbreite während des Bremsprozesses ist ein reiner Dopplerkühlungseffekt und kleinere Breiten als $\left(\sqrt{v^2}\right)_{\text{Doppler}}$ sind nicht zu erwarten.

Optimierung der Geschwindigkeitsbreite

Die zeitlich aufgelösten Signale des Photomultipliers werden mit einem Computer ausgelesen und in eine Geschwindigkeitsverteilung umgerechnet, deren Halbwertsbreite durch Anpassung einer Gaußfunktion bestimmt wird. Wie bereits erwähnt hängt die longitudinale Geschwindigkeitsbreite des gebremsten Atomstrahls kritisch von der Verletzung der Gradientenbedingung (3.7) am Ende des Zeeman-Bremsers ab. Bei steilen Feldgradienten scheiden die Atome weitestgehend gleichzeitig aus dem Bremsprozeß aus und konservieren ihre schmale Geschwindigkeitsverteilung. Mit starken Permanentmagneten am Ende des Zeeman-Bremsers ist es möglich, die Abbruchbedingung zu verschärfen und die Geschwindigkeitsbreite deutlich zu verringern. Durch Optimierung der Magnetfeldkonfiguration gelingt es, in einem breiten Intervall von Endgeschwindigkeiten zwischen $v_{\text{end}} = 50 \dots 105 \text{ m/s}$ die Geschwindigkeitsbreite auf $\Delta v \approx 1 \text{ m/s}$ zu reduzieren. Gegenüber dem allein von den Spulen des Zeeman-Bremsers erzeugten Feld bedeutet dies eine Reduzierung der longitudinalen Geschwindigkeitsbreite um bis zu einem Faktor von 10. Ein minimaler Wert von $\Delta v = 0,9 \text{ m/s}$ kann bei $v_{\text{end}} \simeq 75 \text{ m/s}$ beobachtet werden, womit die longitudinale Monochromasie des Strahls nur noch wenig von der prinzipiellen Schranke der Dopplerkühlung entfernt ist, die für typische Bremslasersintensitäten von $I/I_s = 5$ einer mittleren quadratischen Geschwindigkeit von $\sqrt{v^2} \approx 2 \left(\sqrt{v^2}\right)_{\text{Doppler}} \simeq 0,25 \text{ m/s}$ entspricht. Abbildung (3.12) zeigt den Verlauf der longitudinalen Geschwindigkeitsbreite in Abhängigkeit der Endgeschwindigkeit mit und ohne verstärkter Abbruchbedingung. Die Abweichung der gemessenen Breite von diesem Wert ist

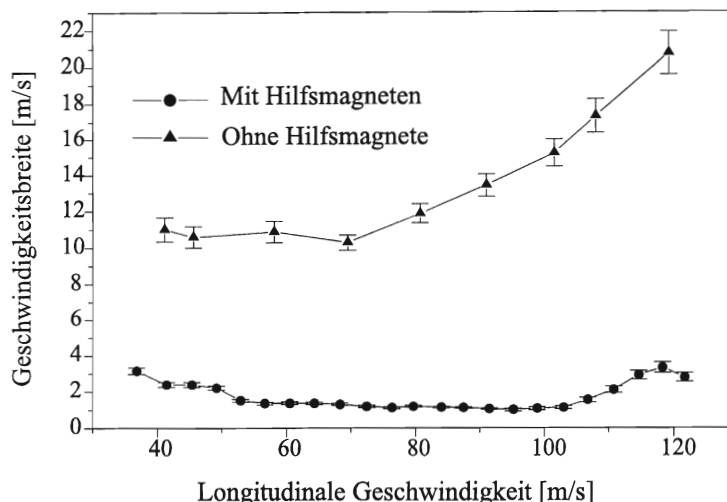


Abbildung 3.12: Gemessene Breite der longitudinalen Geschwindigkeitsverteilung mit und ohne verstärkter Bremsabbruchbedingung. Mit Hilfsmagneten gelingt eine zehnfache Reduzierung der Geschwindigkeitsbreite.

neben den oben abgeschätzten apparativen Beiträgen durch den Einfluß des gaußförmigen und damit inhomogenen Strahlprofils des Bremslasers und der Inhomogenitäten im Magnetfeld des Zeeman-Bremsers bedingt. Auch das Feld der magnetischen Hexapollinse am Ausgang des Zeeman-Bremsers bringt die Atome dort räumlich selektiert wieder in Resonanz und trägt zur Verbreiterung bei. Im folgenden Abschnitt wird eine numerische Simulation der Dynamik des Zeeman-Bremsens vorgestellt, die eine getrennte Untersuchung der genannten Einflüsse ermöglicht.

3.7.2 Numerische Simulation des Bremsvorganges

Zur Simulation des Bremsprozesses wird eine Monte-Carlo-Methode verwendet. Der Zeitpunkt des Impulsübertrags wird gemäß der sättigungsverbreiterten Streurrate durch einen Zufallsgenerator gesteuert. Bei der Bestimmung der Streurrate, die von der lokalen Zeeman-Verschiebung abhängt, wird der gemessene Magnetfeldverlauf, wahlweise mit oder ohne das Feld der Permanentmagnete am Ende des Aufbaus, zugrundegelegt. Der zusätzliche Feldbeitrag der magnetischen Hexapollinse am Ausgang des Zeeman-Bremsers kann nach Lison [40] berechnet werden und ist in der Berechnung der Streurrate berücksichtigt. Bei Eintritt in den Zeeman-Bremser wird longitudinal eine geschwindigkeitsgewichtete Maxwell-Boltzmann-Verteilung angenommen. Das Modell berücksichtigt zudem das transversal inhomogene gaußsche Strahlprofil des Bremslasers, welches sich jedoch nicht merklich auf die Geschwindigkeitsbreite auswirkt. Beim Vergleich mit den mittels Flugzeitspektroskopie gemessenen Werten ist zu beachten, daß die zur Strahlablenkung eingesetzte optische Kollimationsstufe ein longitudinales Aufheizen des Atomensembles bewirkt, das nicht in die Berechnung eingeht. Das Aufheizen führt zu einer Verbreiterung der gemessenen Geschwindigkeitsverteilung, die sich durch

$$\Delta v_{\text{long}}^{\text{Melasse}} \approx \sqrt{\xi \bar{N} v_R^2} \quad (3.16)$$

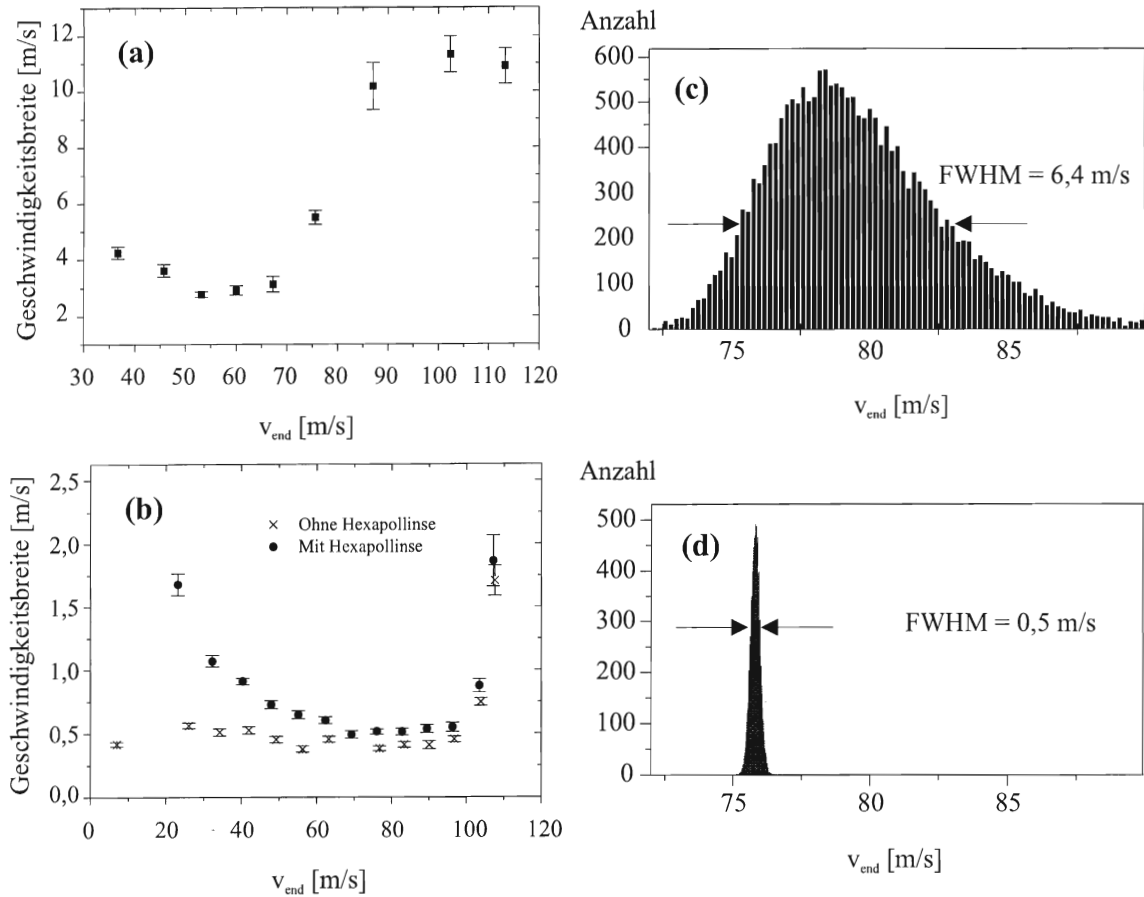


Abbildung 3.13: Simulation der Abhängigkeit der longitudinalen Geschwindigkeitsbreite von der Endgeschwindigkeit des Bremsprozesses. (a) Ohne Verstärkung der Abbruchbedingung durch Endmagnete, (b) Mit Endmagneten unter Berücksichtigung des Einflusses der magnetischen Hexapollinse. (c) Simulierte Geschwindigkeitsverteilung mit und (d) ohne Endmagnete. Das Modell berücksichtigt das Intensitätsprofil des Gaußschen Bremslaserstrahls und nimmt beim Eintritt in den Bremsprozeß eine geschwindigkeitsgewichtete Maxwell-Boltzmann-Verteilung in longitudinaler Richtung an.

abschätzen läßt, wobei \bar{N} die mittlere Zahl der beim Flug durch die Melassenregion pro Atom absorbierter Photonen ist. Bei einer longitudinalen Geschwindigkeit von $v_{\text{end}} = 70$ m/s ergibt sich $\bar{N} \simeq 7000$ und damit ein Beitrag von $\Delta v_{\text{long}}^{\text{Melasse}} \simeq 10$ cm/s. Die sich aus der Simulation ergebenden Geschwindigkeitsbreiten sind in Abbildung (3.13) für verschiedene experimentelle Bedingungen in Abhängigkeit der Endgeschwindigkeit dargestellt. Mit verstärkter Abbruchbedingung und bei Berücksichtigung des Magnetfeldes der Hexapollinse zeigt sich eine, den Daten der Flugzeitspektroskopie entsprechende Abhängigkeit von der Endgeschwindigkeit. Der Einfluß der Permanentmagnete am Ende des Zeeman-Bremsers wird in der Simulation durch eine bis zu zehnfach reduzierte Geschwindigkeitsbreite bestätigt. Die durch das Hexapolfeld erneut in Resonanz geratenden Atome wechselwirken bei niedrigen Geschwindigkeiten länger mit dem Bremslaser, weshalb der Beitrag des Hexapolfeldes zur Geschwindigkeitsbreite bei kleinen Endgeschwindigkeit dominiert. Die gemessenen Breiten liegen um etwa 50 cm/s über den simulierten Werten.

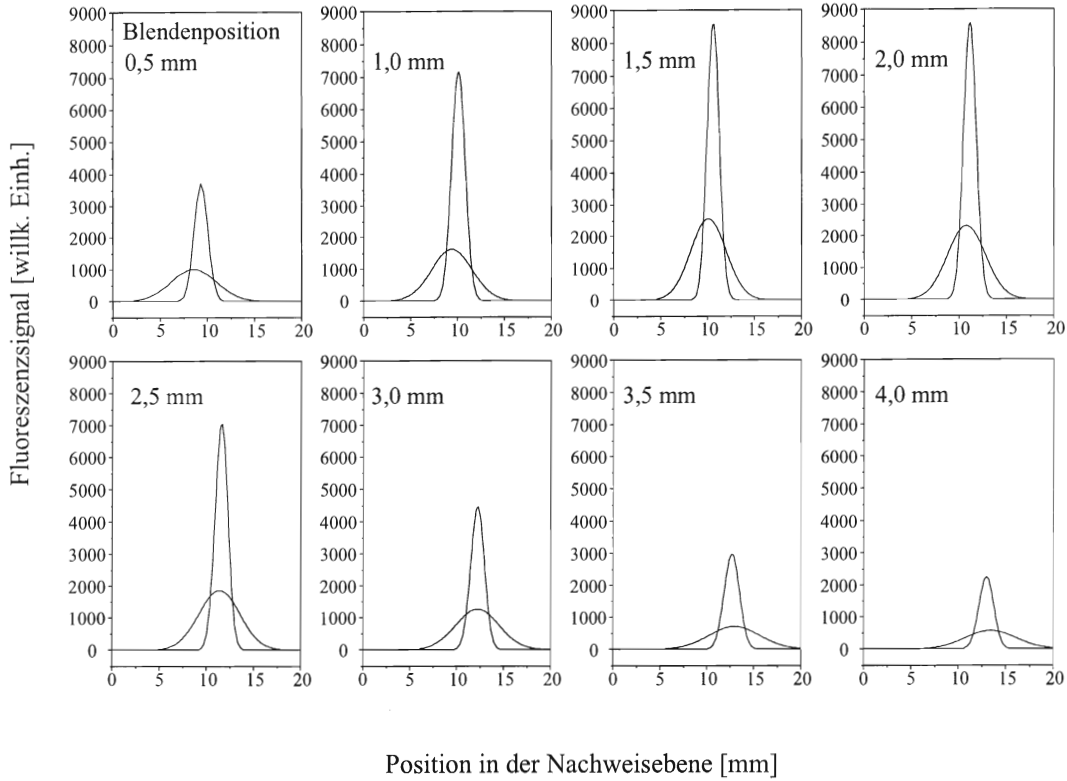


Abbildung 3.14: Untersuchung der transversalen Geschwindigkeitsverteilung mit einer Schlitzeblende. Im Abstand von $L = 104,5$ cm hinter der Schlitzeblende wird das Strahlprofil aufgenommen. Durch Anpassung zweier Gaußfunktionen lassen sich Doppler- und Subdoppleranteile der Geschwindigkeitsverteilung isolieren. Beide Anteile sind in Abhängigkeit der transversalen Position der Blende dargestellt.

3.7.3 Transversale Temperatur und Divergenz

Zur Untersuchung der transversalen Geschwindigkeitsverteilung des Atomstrahls wird 70 cm hinter dem Ablenkmodul eine Schlitzeblende der Breite $D_1 = 750 \mu\text{m}$ in den Strahl gebracht. Diese kann über eine Lineardurchführung senkrecht zum Strahl bewegt werden und erlaubt eine Selektion verschiedener Strahlausschnitte. Nach einer weiteren Flugstrecke von $L = 104,5$ cm wird der passierende Teil des Atomstrahls mit einem resonanten Lichtschnitt auf dem $|F = 4\rangle \rightarrow |F' = 4\rangle$ -Übergang angeregt. Dabei werden die Atome optisch in den $|F = 3\rangle$ -Grundzustand gepumpt. Eine CCD-Kamera detektiert das Fluoreszenzsignal. Der in der Blendenebene auf die Breite D_1 eingeschränkte Strahl weitet sich während seiner Propagation zur Nachweiszone auf. Aus der vollen Halbwertsbreite $D_2(\tilde{x})$ des Strahlprofils in der Nachweisebene läßt sich bei bekannter Longitudinalgeschwindigkeit ein Maß für die Strahldivergenz gewinnen und so auf die lokal bei \tilde{x} in der Abschattungsebene vorherrschenden transversalen Geschwindigkeiten schließen. Im Fernfeld gilt:

$$\bar{v}_\perp(\tilde{x}) = \frac{D_2(\tilde{x}) - D_1}{2} \frac{v_{\text{end}}}{L}, \quad (3.17)$$

wobei \tilde{x} die transversale Position der Blende angibt. Alle aufgenommenen Strahlprofile lassen sich mit jeweils einer breiten und einer schmalen Gaußverteilung anpassen (vgl. Abbildung

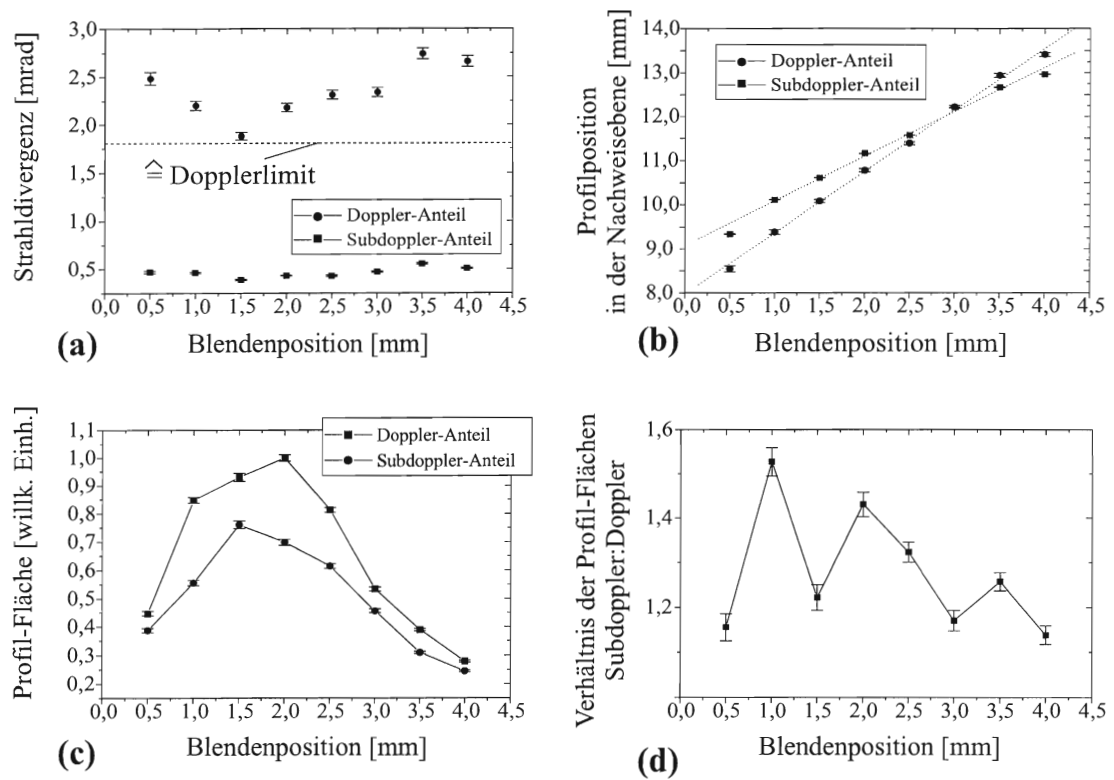


Abbildung 3.15: Abhängigkeit der Doppler- und Subdoppleranteile des Strahlprofils von der Position der Schlitzblende. (a) Divergenz der Strahlanteile, (b) Position der Profilschwerpunkte, (c) Flächen der Strahlprofile (\sim atomarer Fluß), (d) Verhältnis der Profilflächen.

3.10). Die aus den Halbwertsbreiten dieser beiden Verteilungen abgeschätzten Transversalgeschwindigkeiten legen eine Identifizierung mit Doppler- und Subdoppleranteil nahe. Abbildung (3.14) zeigt die jeweils angepaßten Profile für verschiedene Blendenstellungen. Die aus diesen Anteilen abgeschätzten Transversalgeschwindigkeiten betragen $\Delta v_1^\perp \simeq 16 \text{ cm/s}$ und $\Delta v_2^\perp \simeq 3 \text{ cm/s}$ für den Doppler- bzw. Subdoppleranteil. Bei einer mittleren Longitudinalgeschwindigkeit von $v_{\text{end}} = 60 \text{ m/s}$ legen die Atome die Strecke zwischen Ablenkmelasse und Schlitzblende in der Zeit $\tau = L/v_{\text{end}} = 11,7 \text{ ms}$ zurück. Den abgeschätzten Transversalgeschwindigkeiten entsprechen dann zurückgelegte Strecken von $s_1^\perp = 1,9 \text{ cm}$ und $s_2^\perp = 0,35 \text{ cm}$. Die Atome mit Transversalgeschwindigkeiten im Bereich des Dopplerlimits legen damit transversal einen dem Strahldurchmesser $D_{\text{Strahl}} \simeq 2 \text{ mm}$ entsprechenden Weg zurück. Nimmt man eine räumlich gleichmäßige Verteilung der transversalen Geschwindigkeitsklassen unmittelbar hinter der Ablenkmelasse an, so erfährt daher nur der Doppleranteil bei seiner Propagation zur Schlitzblende eine Sortierung. Dies wird durch die Abhängigkeit der beiden Profilanteile von der Blendenposition bestätigt (vgl. Abbildung 3.15). Während sich der Profilschwerpunkt des Subdoppleranteils synchron mit der Position der Schlitzblende verschiebt, bewegt sich der Schwerpunkt der Doppler-Profile deutlich schneller, da zum Rand des Strahls Atome mit höherer Transversalgeschwindigkeit und somit größeren Winkeln zur Strahlachse dominieren. Entsprechend steigt die Divergenz des Strahls zu den Rändern hin an.

3.7.4 Absorptive Bestimmung des atomaren Flusses

Zur Bestimmung des atomaren Flusses wurden Absorptionsmessungen durchgeführt. Hierzu wird ein Nachweislaser über den $|F = 4\rangle \rightarrow |F' = 5\rangle$ -Übergang linear verstimmt und die Absorption durch den Atomstrahl mit einem Photomultiplier detektiert. Um den Einfluß der Inhomogenität der Atomstrahldichte $n(x, y)$ transversal zum Laserstrahl zu minimieren, wird dieser auf einen Strahldurchmesser $2w_0$ fokussiert, der deutlich kleiner, als der Durchmesser des Atomstrahls ist ($2w_0 \ll D_{\text{Strahl}}$). Nach dem Lambert-Beerschen-Absorptionsgesetz ergibt sich die transmittierte Intensität bei senkrecht zum Atomstrahl eingestrahltm Laser zu

$$I_{\text{trans}} = I_0 e^{-\int \alpha(x) dx} \approx I_0 e^{-\bar{\alpha} D_{\text{Strahl}}} \quad (3.18)$$

und die relative Absorption zu

$$\frac{\delta I}{I_0} = 1 - e^{-\bar{\alpha} D_{\text{Strahl}}} \approx \bar{\alpha} D_{\text{Strahl}}, \quad (3.19)$$

wobei D_{Strahl} der transversale Strahldurchmesser, I_0 die ungeschwächte Laserintensität und $\alpha(x)$ bzw. $\bar{\alpha} = 1/D_{\text{Strahl}} \int \alpha(x) dx$ der lokale bzw. über den Strahlquerschnitt gemittelte Absorptionskoeffizient ist. Aus $\bar{\alpha}$ läßt sich nun die mittlere atomare Dichte \bar{n} und der absolute Fluß Φ bestimmen [16]:

$$\bar{n} = \bar{\alpha} \frac{2\pi\nu^2}{c^2} \quad (3.20)$$

$$\Phi = \bar{n} \bar{v} A = \bar{\alpha} \frac{2\pi\nu^2}{c^2} \bar{v} A. \quad (3.21)$$

Hierbei ist \bar{v} die mittlere longitudinale Geschwindigkeit und $A \approx \pi \left(\frac{D_{\text{Strahl}}}{2} \right)^2$ die Querschnittsfläche des Atomstrahls. Die Absorptionsmessung ergibt für den ungebremsten und

Kenngröße		
Endgeschwindigkeit	v_{end}	im Bereich 30 ... 120 m/s wählbar
Longitudinale Geschwindigkeitsbreite	$\sqrt{\bar{v}_{\text{end}}^2}$	< 1 m/s bei 70 m/s
Divergenz	$\alpha_{\text{div}} = \frac{\sqrt{\bar{v}_{\perp}^2}}{v_{\text{end}}}$	< 1 mrad
Fluß	Φ	$\simeq 5 \times 10^{10}$ Atome/s
Richtstrahlwert	$\beta = \frac{\Phi}{(2\pi \alpha_{\text{div}} \pi (\frac{D_{\text{Apertur}}}{2})^2)}$	$\simeq 2,5 \times 10^{18}$ Atome/srad m ²
Polarisation		$ F = 4, m_F\rangle$ wählbar.
Strahldurchmesser (ohne Blenden)	FWHM	2 ... 3 mm

Tabelle 3.3: Zusammenfassung der wichtigsten Strahlcharakteristika. Die Kenngrößen beziehen sich auf die Verhältnisse in der Experimentierzone.

unabgelenkten Strahl einen Fluß von $\Phi = 1,6 \times 10^{11}$ Atome/s. Im gebremsten und abgelenkten Strahl, so wie er in den folgenden Reflexionsexperimenten eingesetzt wird, kann ein Fluß von 5×10^{10} Atome/s gemessen werden. Der Unterschied ist teils dadurch bedingt, daß Atome mit Geschwindigkeiten über 310 m/s nicht vom Bremsprozeß erfaßt werden. Ihr Anteil im thermischen Strahl beträgt etwa 50%.

Eine Zusammenfassung der wichtigsten Strahlcharakteristika ist in Tabelle (3.3) gegeben.

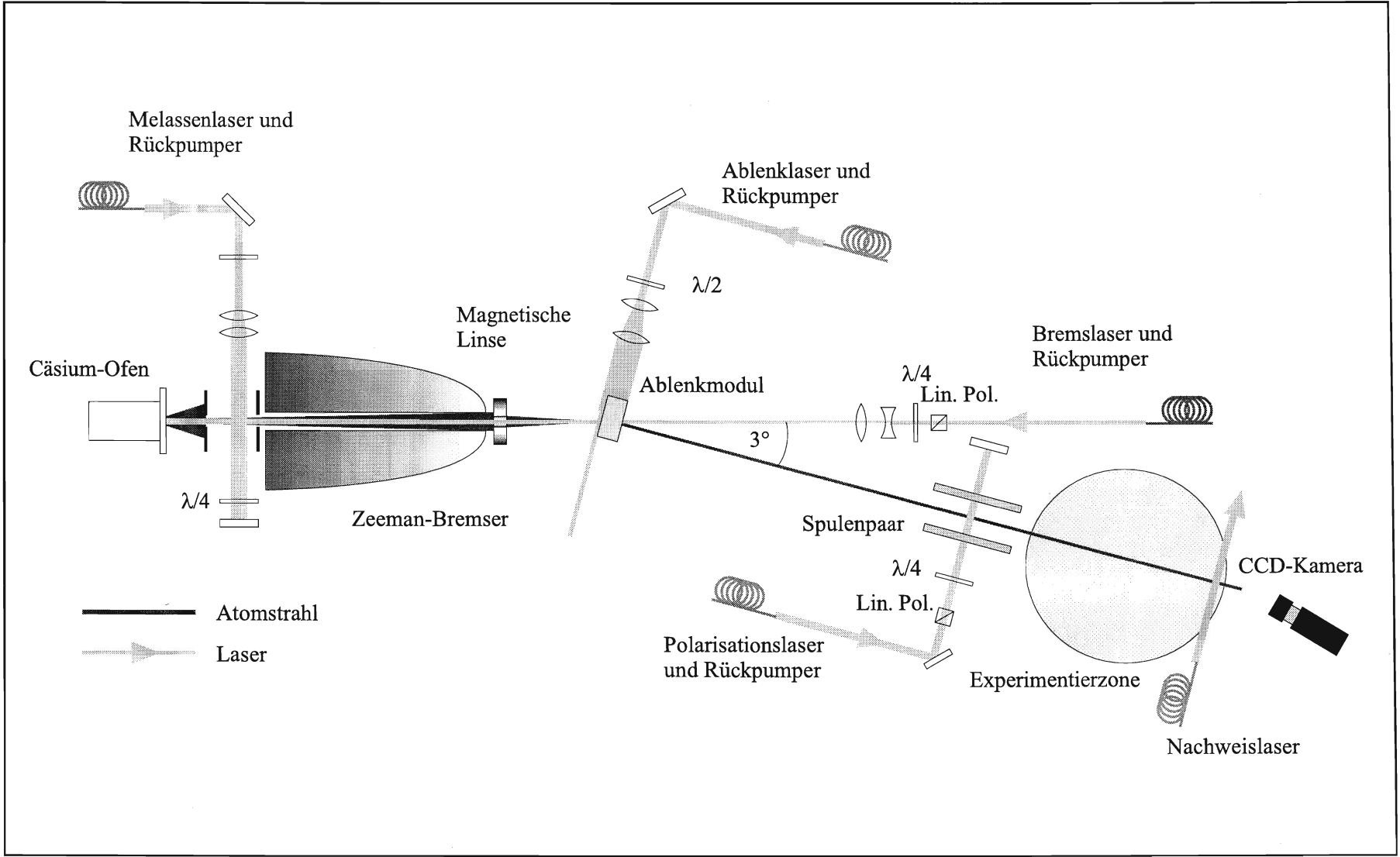


Abbildung 3.16: Gesamtaufbau des Experiments

Kapitel 4

Reflexive magnetische Strukturen

Die Reflexion von Atomen an einer magnetischen Struktur beruht auf der in Kapitel 2 beschriebenen Wechselwirkung des atomaren magnetischen Moments mit einem statischen Magnetfeld. Schwachfeldsuchende Atome erfahren im ansteigenden magnetischen Feld eine repulsive Kraft. Wichtige Kriterien zur Charakterisierung eines Atomspiegels sind seine spektrale Bandbreite, seine Kohärenzerhaltung und seine chromatischen Aberrationen. Die spektrale Bandbreite ist ein Maß für die reflektierbaren Einfallenergien. Sie wird durch die endliche Potentialhöhe an der Spiegeloberfläche begrenzt, die ihrerseits nach $E_{\text{pot}} \approx \mu_{\text{eff}} B$ durch den Betrag der magnetischen Flußdichte bestimmt ist.

Die Lage der Umkehrpunkte der atomaren Trajektorien im Potential hängt von der Einfallsgeschwindigkeit senkrecht zur Oberfläche ab. Um daraus resultierende chromatische Verzerrungen des Spiegelbildes zu minimieren, müssen über der reflektierenden Oberfläche starke Feldgradienten erzeugt werden.

Die kohärenzerhaltenden Eigenschaften des Spiegels hängen mit dem Einfluß inelastischer Prozesse zusammen. Bei ihrer Bewegung in einem Magnetfeld erfahren die Atome eine konservative Kraft und die Wechselwirkung ist elastisch, sofern nicht das Adiabasie-Kriterium (2.24) verletzt und Übergänge zwischen den unterschiedlich stark an das Magnetfeld kopelnden magnetischen Unterebenen des Atoms induziert werden.

Vladimirskii et al. [57] haben im Rahmen der Neutronenphysik erstmals auf den möglichen Einsatz einer periodischen Anordnung alternierender magnetischer Pole zur Reflexion neutraler Teilchen hingewiesen. Bei einer solchen Anordnung bewirkt die schnell wechselnde Magnetisierungsrichtung eine effektive Kompensation der beitragenden Feldkomponenten im Fernfeld und erzeugt steile Feldgradienten an der Oberfläche. Opat et al. [44] haben analoge Untersuchungen sowohl für elektrische als auch magnetische Feldkonfigurationen durchgeführt.

4.1 Permanentmagnetische Materialien

Eine Möglichkeit zur Realisierung solcher Magnetisierungsanordnungen ist der Einsatz von Permanentmagneten, die einen sehr kompakten und nahezu wartungsfreien Aufbau erlauben. Dabei muß jedoch die fehlende Möglichkeit zur Schaltung der Feldstärken in Kauf genommen werden. In konventionellen Magneten aus stromdurchflossenen Leitern skaliert die elektrische Stromdichte invers zur linearen Ausdehnung [28], was zu schwer überwindbaren Kühlungsproblemen führt. Starke Permanentmagnete stehen in Form von Selten-Erd-Magneten zur Verfügung. In den hier beschriebenen Experimenten werden solche aus Neodym-

Eigenschaft	Bezeichnung	Einheit	Nd-Fe-B (270/95h)	Sm-Co (RECOMA28)
Chem. Zusammensetzung			Nd ₂ Fe ₁₄ B (Φ -Phase)	SmCo ₅
Energieprodukt	$(BH)_{\max}$	kJ/m ³	320	225
Remanenz	B_R	mT	1280	1070
Relat. magn. Permeabilität	μ_r	-	1,08	1,05
Koerzitivfeldstärke	H_{cB}	kA/m	955	720
Max. Betriebstemperatur	T_{krit}	°C	~ 110	~ 250

Tabelle 4.1: Materialdaten der eingesetzten Permanentmagnete. Die Daten sind den Firmenprospekten der Magnetfabrik Schramberg und der Firma UGIMAG entnommen.

Eisen-Bor (Nd-Fe-B) und Samarium-Cobalt (Sm-Co) eingesetzt. Beide Werkstoffe erweisen sich aufgrund ihrer hohen Remanenz und einer hohen Koerzitivfeldstärke besonders für die modulare Zusammensetzung einer Magnetisierungsanordnung aus einzelnen Segmenten geeignet. Tabelle (4.1) zeigt einen Ausschnitt aus dem Datenblatt dieser beiden Magnetmaterialien. Die in derzeit verfügbaren Selten-Erd-Permanentmagneten realisierten Energieprodukte $(B \cdot H)_{\max}$ liegen bereits nahe an prinzipiellen technologischen Grenzwerten. Die relative magnetische Permeabilität weicht sowohl für Nd-Fe-B als auch für Sm-Co nur wenig vom Vakuumwert $\mu_r^{\text{vac}} = 1$ ab. Das resultierende Magnetfeld einer Anordnung solcher Permanentmagnete ist daher in guter Näherung die Superposition der von den einzelnen Komponenten beigetragenen Felder.

4.2 Periodisch alternierende magnetische Pole als Spiegel

Um von einer Spiegelung der Atome an einem magnetischen Potential sprechen zu können, also einer festgelegten Verschiebung der Phase zwischen den asymptotischen Wellenfunktionen des ein- und auslaufenden Atoms, darf das Potential im Falle eines ebenen Spiegels die Atome nur in der z -Richtung senkrecht zur Magnetoberfläche beeinflussen und sollte somit nur von dieser Raumkoordinate abhängen. Dieser Idealfall wäre bei einem Magnetisierungsmuster gegeben, dessen Amplitude sich kontinuierlich entlang der spiegelnden Oberfläche dreht (vgl. Abbildung 4.1):

$$\mathbf{M}(\mathbf{r}) = M_0(\sin(kx)\mathbf{e}_z - \cos(kx)\mathbf{e}_x). \quad (4.1)$$

Dabei ist M_0 die konstante Amplitude der Magnetisierung und \mathbf{e}_x und \mathbf{e}_z bezeichnen die Einheitsvektoren parallel zur x - und zur z -Achse. Das von dieser Magnetisierung erzeugte Magnetfeld kann nach dem in Abschnitt 2.3 beschriebenen Verfahren ermittelt werden. Einsetzen in (2.31) liefert

$$\phi_M(\mathbf{r}) = -\frac{\mu_0}{4\pi} \int_{\mathbb{R}^2} \frac{\mathbf{M} \cdot \mathbf{n}(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} d^2 r' = -\frac{M_0 \mu_0}{4\pi} \underbrace{\int_{\mathbb{R}^2} \frac{\sin(kx') - \cos(kx')}{|\mathbf{r}' - \mathbf{r}|} d^2 r'}_{=I(\mathbf{r})}. \quad (4.2)$$

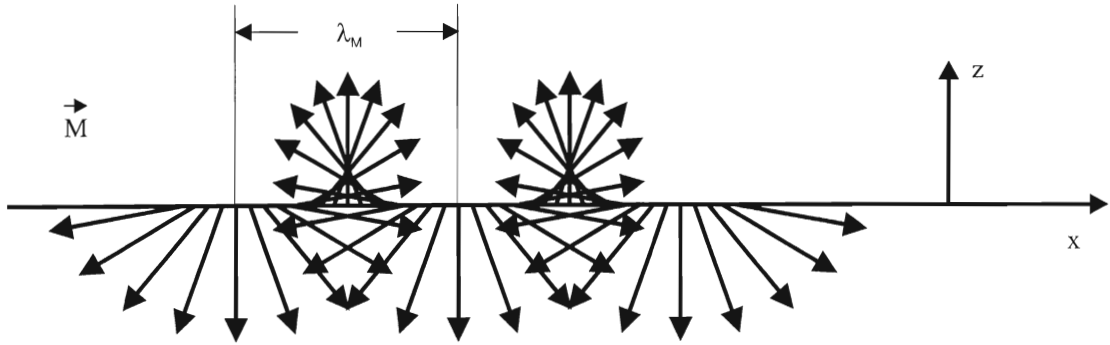


Abbildung 4.1: Magnetisierungsmuster eines idealen magnetischen Spiegels. Die Magnetisierung rotiert entlang der Oberfläche in Richtung der x -Achse.

Die Integration lässt sich explizit ausführen [12], [52]. Mit der Substitution $\tilde{x} = x - x'$, $\tilde{y} = y - y'$ erhält man

$$I(\mathbf{r}) = \int_{\mathbb{R}^2} \frac{\sin(k(x - \tilde{x})) - \cos(k(x - \tilde{x}))}{\sqrt{\tilde{x}^2 + \tilde{y}^2 + z^2}} d^2\tilde{r} \quad (4.3)$$

$$= \int_{\mathbb{R}^2} \frac{\sin(kx) \cos(k\tilde{x})}{\sqrt{\tilde{x}^2 + \tilde{y}^2 + z^2}} d^2\tilde{r} - \int_{\mathbb{R}^2} \frac{\cos(kx) \cos(k\tilde{x})}{\sqrt{\tilde{x}^2 + \tilde{y}^2 + z^2}} d^2\tilde{r} + 0 - 0 \quad (4.4)$$

$$= 2(\sin(kx) - \cos(kx)) \int_{-\infty}^{+\infty} K_0(k\sqrt{\tilde{x}^2 + z^2}) d\tilde{y} \quad (4.5)$$

$$= 4(\sin(kx) - \cos(kx)) \sqrt{\frac{z}{2k}} \Gamma(1/2) K_{-\frac{1}{2}}(kz) \quad (4.6)$$

$$= -\frac{2\pi}{k} (\sin(kx) - \cos(kx)) e^{-kz}. \quad (4.7)$$

Dabei bezeichnen $\Gamma(z)$ die Gammafunktion und $K_\nu(z)$ die modifizierte Besselsche Funktion zweiter Gattung und ν -ter Ordnung (Macdonaldsche Funktion). Für das magnetische Potential ergibt sich daraus mit $\mu_0 M_0 = B_R$

$$\phi_M(\mathbf{r}) = -\frac{B_R}{2k} (\sin(kx) - \cos(kx)) e^{-kz} \quad (4.8)$$

und hieraus durch Differentiation die Komponenten der magnetischen Flußdichte:

$$\mathbf{B} = \frac{B_R}{2} e^{-kz} \begin{pmatrix} -\cos(kx) - \sin(kx) \\ 0 \\ \sin(kx) - \cos(kx) \end{pmatrix}. \quad (4.9)$$

Für den Betrag der magnetischen Flußdichte $|\mathbf{B}(\mathbf{r})| = \sqrt{B_x^2 + B_z^2}$ erhält man mit

$$|\mathbf{B}(\mathbf{r})| = \frac{B_R}{\sqrt{2}} e^{-kz} \quad (4.10)$$

findet man einen exponentiellen Abfall mit der Entfernung von der spiegelnden Oberfläche. Die Feldstärke unmittelbar an der Oberfläche beträgt $B(z=0) = B_R/\sqrt{2}$. Die Abhängigkeit

von x - und y -Richtung fällt gänzlich weg.

Im Falle einer sinusförmig entlang der Oberfläche variierenden Magnetisierung

$$\mathbf{M} = M_0 \sin(kx) \mathbf{e}_z \quad (4.11)$$

findet man die gleiche Abhängigkeit für das Magnetfeld, jedoch mit kleinerer Feldamplitude an der Oberfläche: $B(z=0) = B_R/2$. Diese Idealsituation kann mit homogen magnetisierten permanentmagnetischen Blöcken nur näherungsweise realisiert werden. Dazu betrachtet man eine Anordnung von Permanentmagneten, die die gesamte Ebene bei $z=0$ ausfüllen und entlang der x -Achse ein periodisches Magnetisierungsmuster der Form

$$\mathbf{M}(\mathbf{r}) = \begin{cases} +M_0 \mathbf{e}_z & \text{für } x \in]2na, (2n+1)a], n \in \mathbb{Z} \\ -M_0 \mathbf{e}_z & \text{für } x \in](2n-1)a, 2na], n \in \mathbb{Z} \end{cases} \quad (4.12)$$

besitzen. Zur Berechnung der hierdurch erzeugten magnetischen Flußdichte läßt sich das Magnetisierungsmuster in eine Fourierreihe entwickeln:

$$\mathbf{M} = \frac{4M_0}{\pi} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\sin([2n+1]kx)}{2n+1}, \quad (4.13)$$

dabei ist $k = 2\pi/\lambda_M = \pi/a$. Analog zu (4.3) können magnetisches Potential und magnetische Flußdichte bestimmt werden, indem das Integral für alle Summanden der Fourierreihe ausgeführt wird. Als magnetische Flußdichte ergibt sich in diesem Fall

$$\mathbf{B} = \frac{2B_R}{\pi} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{e^{-(2n+1)kz}}{2n+1} \begin{pmatrix} -\cos([2n+1]kx) \\ 0 \\ \sin([2n+1]kx) \end{pmatrix}. \quad (4.14)$$

Zur Bestimmung ihres Betrages $|\mathbf{B}(\mathbf{r})| = \sqrt{B_x^2 + B_z^2}$ gestattet die absolute Konvergenz der Reihen für $z > 0$ ein gliedweises Ausmultiplizieren. Wenn $kz \ll 1$, so kann die Wurzelfunktion nach e^{-kz} entwickelt werden:

$$\begin{aligned} |\mathbf{B}(\mathbf{r})| &= \frac{2B_R}{\pi} e^{-kz} \sqrt{1 + \frac{2}{3} e^{-2kz} \cos(2kx) + \left(\frac{2}{5} \cos(4kx) + \frac{1}{25} \right) e^{-4kz} + O(e^{-6kz})} \\ &= \frac{2B_R}{\pi} e^{-kz} \left(1 + \frac{1}{3} \cos(2kx) e^{-2kz} \right) + O(e^{-5kz}). \end{aligned} \quad (4.15)$$

In erster Näherung fällt der Betrag der magnetischen Flußdichte exponentiell mit dem Abstand von der Oberfläche ab: $|\mathbf{B}(\mathbf{r})| \sim e^{-kz}$. Erst bei kleineren Abständen wird eine Modulation des Feldes entlang der x -Achse mit einer höheren Periode $\lambda = \pi/k = \lambda_M/2$ sichtbar. Die x - und z -Komponenten verhalten sich für $kz \ll 1$ gemäß

$$B_x(x, z) = B_0 e^{-kz} \cos(kx) \quad (4.16)$$

$$B_z(x, z) = B_0 e^{-kz} \sin(kx). \quad (4.17)$$

Für eine reale endlich dimensionierte Konfiguration von Permanentmagneten muß die obenstehende Rechnung erweitert werden. Die der Spiegelfläche gegenüberliegende Seite der homogen magnetisierten Segmente trägt eine betragsgleiche Oberflächenmagnetisierung mit umgekehrtem Vorzeichen. Das von ihr hervorgerufene Magnetfeld zeigt im Betrag ebenfalls

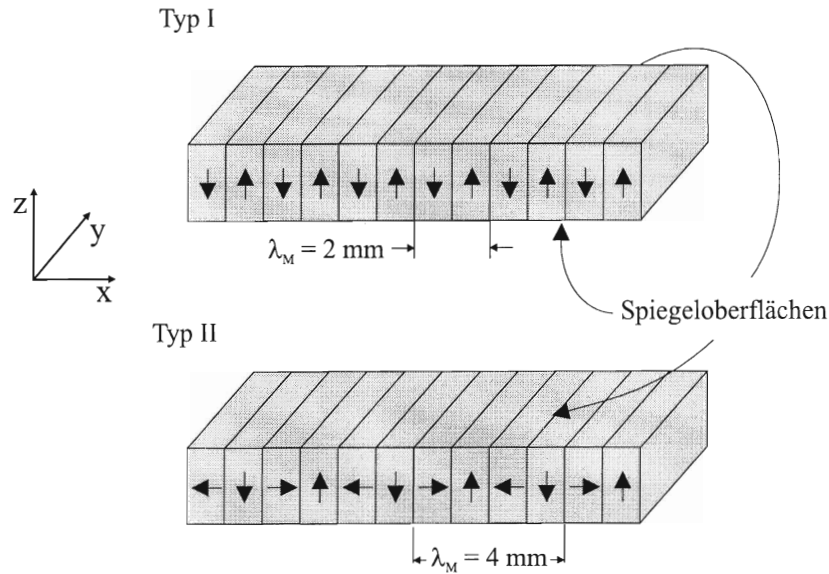


Abbildung 4.2: Zwei Orientierungsmuster der Magnetisierung eines Spiegels aus permanentmagnetischen Quadern.

eine exponentielle z -Abhängigkeit. Ist d die vertikale Ausdehnung der Permanentmagnete in z -Richtung, so kann diesem Beitrag in (4.15) durch einen Vorfaktor der Form $(1 - e^{-kd})$ Rechnung getragen werden. Für die im folgenden Abschnitt beschriebenen Komponenten ist jedoch $d \ll 1/k$, so daß der Beitrag der rückseitigen Fläche vernachlässigt werden kann. Zusätzlich treten aufgrund der gebrochenen Translationsinvarianz entlang der x -Achse Randeffekte an den Spiegelenden auf, die den Potentialverlauf über der Spiegeloberfläche modifizieren. Diese Feldverzerrungen werden im Abschnitt 4.3 näher untersucht und eine Methode zu ihrer Kompensation wird beschrieben.

4.3 Segmentierter Spiegel aus Permanentmagneten

Zwei Orientierungsmuster der Magnetisierung wurden realisiert, auf die im Weiteren entsprechend Abbildung (4.2) als Typ 1 und Typ 2 Bezug genommen wird. Bei Typ 1 ist die Magnetisierungsrichtung zweier aufeinanderfolgender Quaderstücke um 180° gegeneinander gedreht, was der Konfiguration in der vorstehenden Berechnung entspricht. Eine weitere Annäherung an den durch Gleichung (4.1) gegebenen Idealfall stellt Typ 2 dar, bei dem sich die Magnetisierungsrichtung zwischen benachbarten Segmenten nur um jeweils 90° und damit kontinuierlicher dreht. Die Magnetisierung der Spiegeltypen 1 und 2 besitzt räumliche Perioden von $\lambda_M = 2 \text{ mm}$ bzw. $\lambda_M = 4 \text{ mm}$ entlang der x -Achse. Die Anordnung nach Typ 2 sollte daher einen weniger steilen Gradienten der magnetischen Flußdichte aufweisen. Zur Konstruktion des Spiegels werden kleine quaderförmige Segmente des Typs RECOMA28 mit den Kantenlängen $(1 \times 40 \times 5 \text{ mm}^3)$ verwendet, die entweder entlang des Masses 5 oder 1 magnetisiert sind. Sie werden so aneinandergesetzt, daß die durch die Kanten mit Maß 1 und 40 begrenzten Seiten eine glatte Oberfläche bilden.

Bei der Wechselwirkung der Atome mit einer solchen Anordnung ist die Wahrscheinlichkeit von diabatischen Übergängen klein. Ausgehend von (4.15) sind mit $k = 2\pi/\lambda_M$ Feldgradienten von $dB/dz \simeq 2kB_R/\pi \simeq 2,2 \text{ T/cm}$ zu erwarten. Nimmt man eine typische Geschwin-

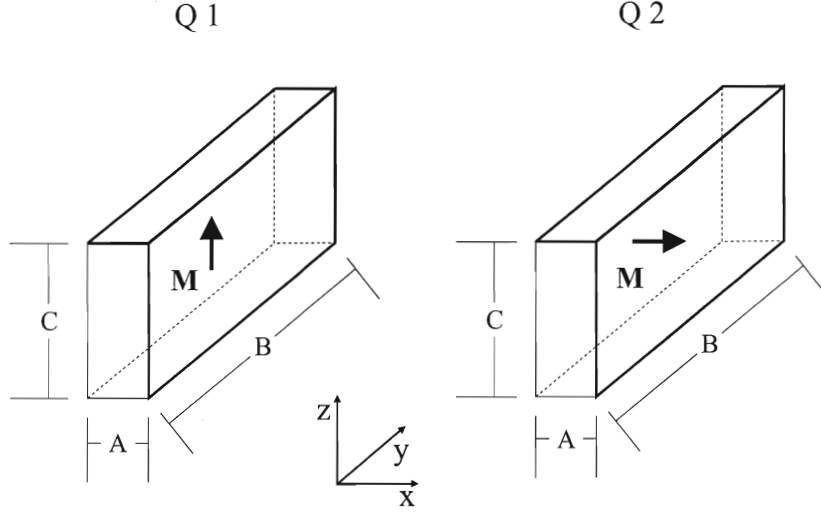


Abbildung 4.3: Skizze eines homogen magnetisierten Quaders ($A = 1 \text{ mm}$, $B = 40 \text{ mm}$, $C = 5 \text{ mm}$). Als Koordinatenursprung wird die Mitte des Quaders gewählt.

digkeit der Atome von $v = 100 \text{ m/s}$ an, so kann aus dem Adiabasie-Kriterium (2.24) die Bedingung

$$|\mathbf{B}| \gg \sqrt{\frac{v\hbar}{\mu_B} \frac{dB}{dz}} \simeq 0,5 \text{ mT} \quad (4.18)$$

abgeleitet werden, die für die verwendeten permanentmagnetischen Komponenten erfüllt ist. Alternativ zu (4.14) kann das Magnetfeld über der Spiegelfläche auch direkt als Superposition der Felder einzelner Quadersegmente berechnet werden.

Der hier beschriebene Weg zur Berechnung des Feldes berücksichtigt unmittelbar die endliche Ausdehnung der Magnetanordnung und erlaubt somit, die Randfelder an den Spiegelflächen direkt zu bestimmen.

Direkte Berechnung des Magnetfeldes

Das Magnetfeld eines einzelnen homogen magnetisierten Quaders mit den Kanten A , B und C in x -, y - und z -Richtung erhält man, ausgehend von Gleichung (2.30) durch direkte Integration [45]. Als Grundelemente der Spiegelvarianten Typ 1 und Typ 2 ist es sinnvoll, Quader mit einer Magnetisierung entweder entlang der z -Achse ($Q1$) oder entlang der x -Achse ($Q2$) zu betrachten (vgl. Abbildung 4.3).

$$\mathbf{B}_{Q1/Q2}(\mathbf{r}) = \frac{\mu_0 \sigma_M}{4\pi} \sum_{i=0,1} \sum_{j=0,1} \sum_{k=0,1} (-1)^{i+j+k} \hat{\Theta}_{Q1/Q2} \left(\mathbf{r} - \frac{1}{2} \begin{pmatrix} (-1)^{i+1} A \\ (-1)^{j+1} B \\ (-1)^{k+1} C \end{pmatrix} \right) \quad (4.19)$$

mit

$$\hat{\Theta}_{Q1}(\mathbf{r}) = \begin{pmatrix} \ln(\sqrt{x^2 + y^2 + z^2} - y) \\ \ln(\sqrt{x^2 + y^2 + z^2} - x) \\ \arctan\left(\frac{xy}{z\sqrt{x^2 + y^2 + z^2}}\right) \end{pmatrix} \quad \text{und} \quad \hat{\Theta}_{Q2}(\mathbf{r}) = \begin{pmatrix} \arctan\left(\frac{zy}{x\sqrt{z^2 + y^2 + x^2}}\right) \\ \ln(\sqrt{z^2 + y^2 + x^2} - z) \\ \ln(\sqrt{z^2 + y^2 + x^2} - y) \end{pmatrix}. \quad (4.20)$$

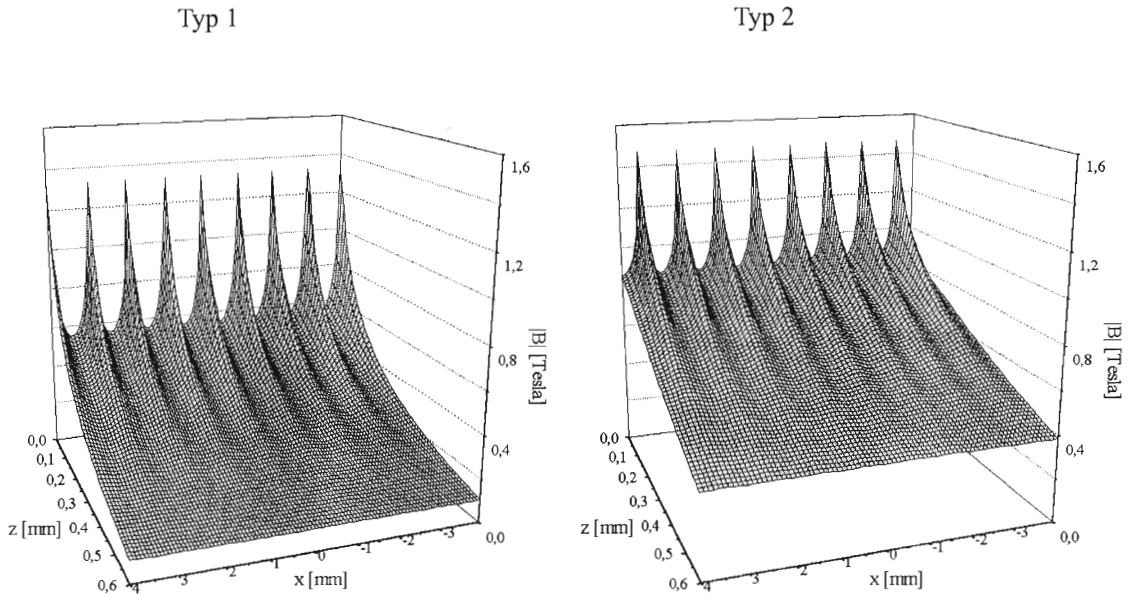


Abbildung 4.4: Berechnetes Magnetfeld der Anordnungen vom Typ 1 und Typ 2 über der Mitte der Spiegeloberflächen bei $N = 90$ Quadersegmenten.

Die von den Quaderanordnungen erzeugte magnetische Flußdichte kann, da $\mu \approx \mu_0$, in erster Näherung als einfache Superposition der Feldbeiträge der einzelnen Quader angenommen werden. Für den Spiegeltyp 1 ergibt sich

$$\mathbf{B}_1(\mathbf{r}) = \sum_{j=0}^N (-1)^j \left(\mathbf{B}_{Q1}(\mathbf{r} + \left(\frac{N-1}{2} - j \right) A \mathbf{e}_x) \right), \quad (4.21)$$

während für das durch Spiegeltyp 2 erzeugte Magnetfeld gilt:

$$\mathbf{B}_2(\mathbf{r}) = \sum_{j=0}^N (-1)^j \left(\left(\mathbf{B}_{Q1}(\mathbf{r} + \left(\frac{N-1}{2} - j \right) A \mathbf{e}_x) \right) - \left(\mathbf{B}_{Q2}(\mathbf{r} + \left(\frac{N-3}{2} - j \right) A \mathbf{e}_x) \right) \right). \quad (4.22)$$

Dabei ist \mathbf{e}_x der Einheitsvektor in x -Richtung. Abbildung (4.4) zeigt berechnete Magnetfelder über der Spiegeloberfläche für eine Anordnung aus jeweils 90 Quadern nach (4.21) und (4.22). In den Rechnungen treten direkt an der Oberfläche für beide Spiegeltypen an den Übergängen zwischen zwei Segmenten Singularitäten im Betrag der magnetischen Flußdichte auf. Die sich für diese Stellen aus der Rechnung ergebenden Werte führen aus dem Gültigkeitsbereich der Superposition heraus und sind in realen Permanentmagnetquadern durch lokale Ummagnetisierung abgeschwächt. Zwei benachbarte Spitzen sind jeweils durch eine Mulde verbunden, in deren Minimum die magnetische Flußdichte auf einen Wert von $|\mathbf{B}| = 0,55 \text{ T} = 0,5 B_R$ für den Spiegeltyp 1 und $|\mathbf{B}| = 0,86 \text{ T} = 0,78 B_R$ für Spiegeltyp 2 abfällt. Diese Minima liefern eine Mindestabschätzung für die kinetischen Energien senkrecht zur Oberfläche, die noch reflektiert werden können. Für ein Cäsium-Atom im $|F = 4, m_F = +4\rangle$ -Grundzustand ergibt sich eine reflektierbare Energie von

$$E_1^\perp = 31,7 \mu\text{eV} \quad \text{und} \quad E_2^\perp = 49,6 \mu\text{eV} \quad (4.23)$$

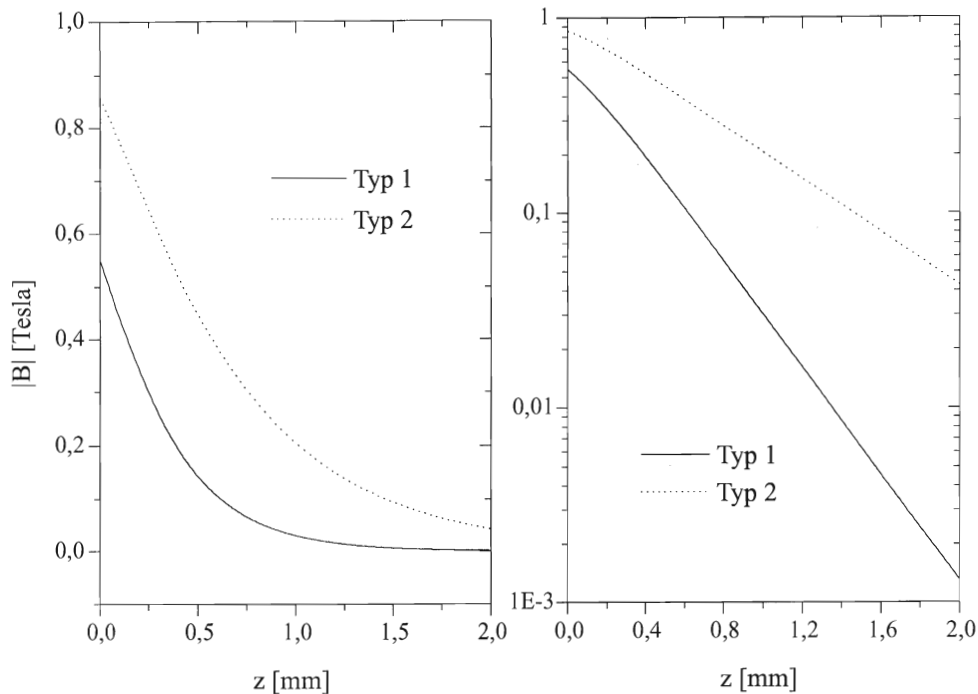
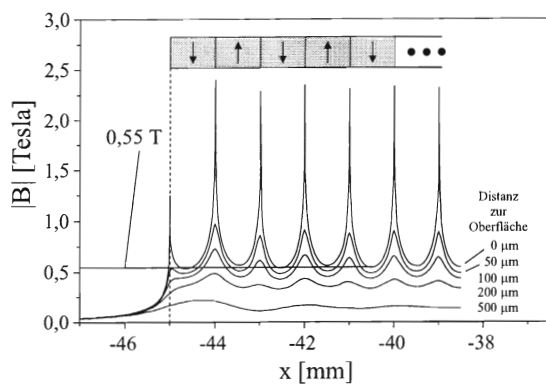


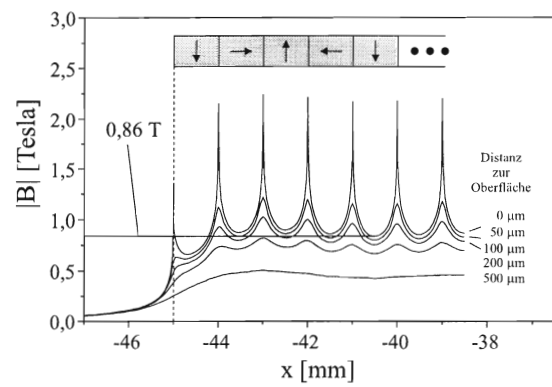
Abbildung 4.5: Abfall des Betrages der magnetischen Flußdichte mit dem Abstand von der Oberfläche, ausgewertet in den Mulden des Magnetfeldes bei $N = 90$ Quadersegmenten.

für die Spiegeltypen 1 und 2. Abbildung (4.5) zeigt den Abfall des Betrages der magnetischen Flußdichte mit dem Abstand zur Spiegeloberfläche. Die größere Magnetisierungsperiode bedingt einen deutlich schwächeren Abfall des magnetischen Potentials für den Spiegeltyp 2. Die gebrochene Translationsinvarianz entlang der x -Achse erzeugt Randfelder, deren relative Größe vom Abstand zur Spiegeloberfläche abhängt. In Abbildung (4.6) ist das Verhalten des Betrages der magnetischen Flußdichte in den Randbereichen für verschiedene Abstände zur Oberfläche dargestellt. Nahe der Oberfläche ($z < 100\mu\text{m}$) dominiert das periodische Magnetfeldmuster über die Randeffekte. In größerem Abstand wird die fehlende Fernfeldkompensierung der Quadersegmente am Rand der Anordnung deutlich, deren Feldbeiträge nun überwiegen. Für die Reflexionsexperimente am Cs-Atomstrahl werden zwei Anordnungen des Typs 1 aus 40 bzw. 90 und eine Anordnung des Typs 2 aus 90 Quadersegmenten angefertigt. Eine Vermessung des von der gesamten Anordnung des Spiegeltyps 1 erzeugten Magnetfeldes erfolgt mit einem Gaußmeter¹. Dessen Hallsonde ist über einen Halter an einem schrittmotorgetriebenen Verschiebetisch befestigt, der eine Schrittweite von $3,125\mu\text{m}$ besitzt. Die verfügbaren Hallsonden besitzen eine effektive Fläche von etwa 1mm^2 , so daß nur einzelne Komponenten der magnetischen Flußdichte über diese Fläche gemittelt aufgenommen werden können. Die Hallsonde wird zunächst plan auf die Spiegelfläche gelegt und entlang der Oberfläche bewegt. Dabei ist die Annäherung an die Oberfläche durch eine schützende Plastikbeschichtung der Sondenköpfe auf wenige μm limitiert. Mit dünnen Messingplättchen bekannter Dicke wird der Abstand zwischen Oberfläche und Hallsonde kontrolliert verändert. Die auf diese Weise vermessene z -Komponente der magnetischen Flußdichte ist in Abbildung

¹Das Gaußmeter ist vom Typ 511 des Herstellers LDJ-Electronics. Als Hallsonden wurde der Typ HR 67 vom gleichen Hersteller verwendet.



TYP I



TYP II

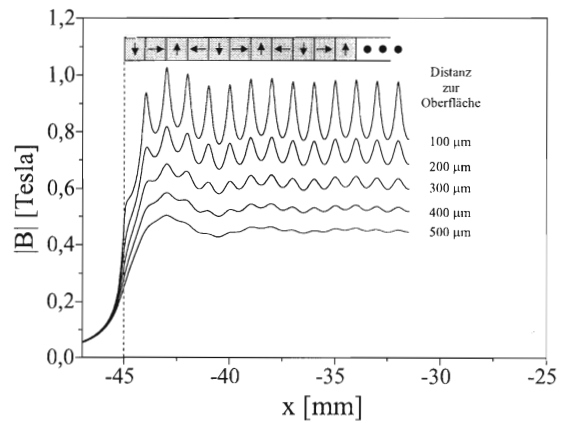
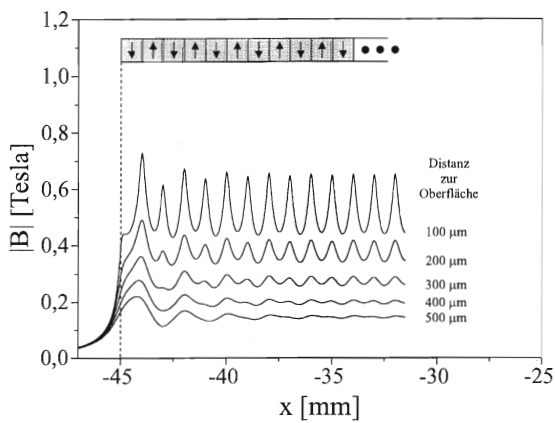


Abbildung 4.6: Berechnetes Magnetfeld am Rand der Spiegelanordnungen vom Typ 1 und 2. Es sind jeweils 90 Quadersegmente aneinandergesetzt.

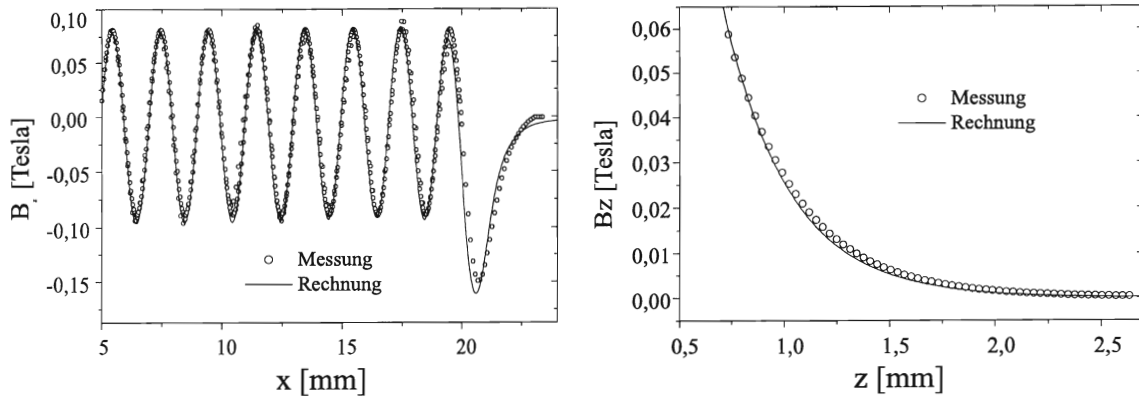


Abbildung 4.7: Vergleich der nach (4.22) mit $N = 40$ berechneten und der vermessenen z -Komponente der magnetischen Flußdichte.

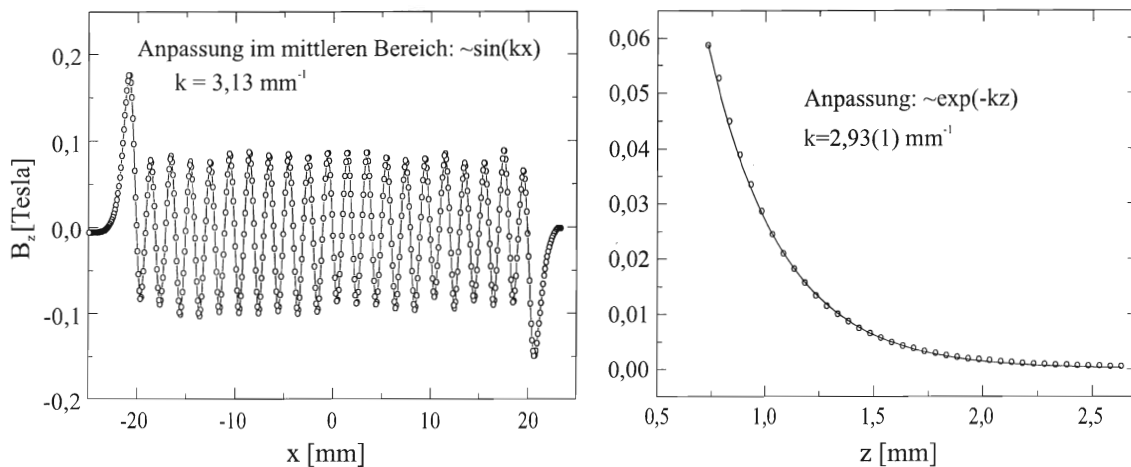


Abbildung 4.8: Gemessene B_z -Komponente der magnetischen Induktion des segmentierten magnetischen Spiegels aus $N = 40$ Quadersegmenten.

(4.8) zu sehen. Aus der Anpassung des entlang der x -Achse periodischen Verlaufs mit einer Sinusfunktion ergibt sich eine räumliche Periode von $\lambda_M = 2,008(1) \text{ mm}$ was in guter Übereinstimmung mit der innerhalb einer Periode von $\lambda_M = 2 \text{ mm}$ wechselnden Magnetisierungsrichtung der Quadersegmente ist. Ein nach (4.21) berechnetes Magnetfeld kann den gemessenen Feldverlauf inklusive der Randfelder gut reproduzieren (vgl. Abbildung 4.7). Zu beiden Seiten der Anordnung kann der Beitrag der randfelderzeugenden äußeren Quader durch Anbringen jeweils eines Segmentes aus Weicheisen mit gleichen Abmessungen wie die Magnetquader reduziert werden. Eine vergleichende Messung des Magnetfeldes an den Enden des Spiegels mit und ohne Weicheisensegmente bestätigt die gute Kompensation der Randfelder (vgl. Abbildung 4.9). Eine alternative Methode zur Randfeldkorrektur wurde von Sidorov et al. vorgeschlagen [54]. Dabei wird versucht, das Magnetfeld des halbbunendlichen Satzes fehlender Elemente auf jeder Seite der Spiegelanordnung durch je einen Permanentmagneten geeigneter Abmessung zu erzeugen. Das zu ersetzende Feld kann z. B. für das

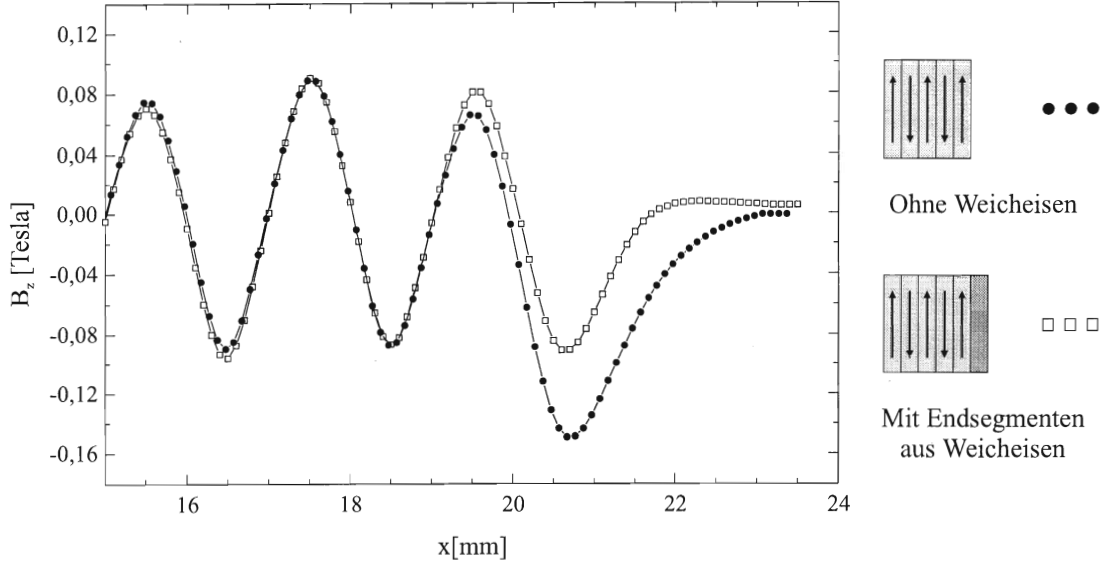


Abbildung 4.9: Vermessung der Randfelder mit und ohne kompensierende Weicheisensegmente. Dargestellt ist ein Ausschnitt von Abbildung (4.8).

Magnetisierungsmuster des Typs 1, zusammengesetzt aus N Segmenten, durch

$$B_x(x, z) - iB_z(x, z) = -\frac{\mu_0 M_0}{4\pi} \frac{A}{(x + NA/2) + iz} \quad (4.24)$$

abgeschätzt werden, wobei die x - und z -Komponente der magnetischen Flußdichte in der komplexen Zahlenebene aufgetragen sind. Mit zwei Magneten der Breite $A/2$ und Magnetisierung M_0 an den Positionen $x = -NA/2$ und $x = +NA/2$ ist es dann möglich, den Einfluß der Randfelder auf das Zentrum der Anordnung zu kompensieren.

4.4 Chromatische Aberrationen

Im Gegensatz zu den Spiegeln der Lichtoptik ist die Reflexion von massebehafteten Teilchen an einem Potential von ihrer Energie abhängig. Für die Bewegung eines Atoms in einem exponentiell mit dem Abstand zur Oberfläche abfallenden Magnetfeld einer reflexiven Komponente läßt sich der Energiesatz am Umkehrpunkt z_0 der klassischen Bahnkurve auswerten. Mit $B(z) = B_0 e^{-kz}$ erhält man

$$\mu_{\text{eff}} B_0 e^{-kz_0} = \frac{1}{2} m z^2 + \mu_{\text{eff}} B_0 e^{-kz} = \frac{1}{2} m (v_{\text{ein}}^\perp)^2, \quad (4.25)$$

wobei v_{ein}^\perp die Geschwindigkeit des einfallenden Atoms senkrecht zur Oberfläche ist. Daraus ergibt sich für die Position des Umkehrpunktes:

$$z_0 = \frac{1}{k} \ln \left(\frac{2B_0 \mu_{\text{eff}}}{m (v_{\text{ein}}^\perp)^2} \right). \quad (4.26)$$

Als quantitatives Maß für die chromatischen Fehler der Reflexion kann die Geschwindigkeitsabhängigkeit der Eindringtiefe in das magnetische Potential dienen. Für den Umkehrpunkt

gilt

$$\frac{dz_0}{dv_{\text{ein}}^\perp} = -\frac{2}{k} \frac{1}{v_{\text{ein}}^\perp} = -\frac{\lambda_M}{\pi} \frac{1}{v_{\text{ein}}^\perp}. \quad (4.27)$$

Die Längenskala, auf der die Umkehr der senkrechten Komponente des atomaren Impulses erfolgt, ist durch den exponentiellen Potentialabfall bestimmt. Die Abnahme der Geschwindigkeit ist durch

$$\frac{dv_{\text{ein}}^\perp}{dz} = \sqrt{\frac{m_{Cs}}{2(V_{\text{mag}}(z) - E_0)}} \frac{dV_{\text{mag}}(z)}{dz} \quad (4.28)$$

gegeben, wobei $V_{\text{mag}}(z) = \mu_{\text{eff}}B(z)$ das magnetische Potential und E_0 die kinetische Energie des einfallenden Atoms ist. Ein Cs-Atom mit $m_F = +4$ und einer Geschwindigkeit von $v_{\perp}^{\text{ein}} = 8 \text{ m/s}$ senkrecht zur Spiegeloberfläche verliert die letzten 50% seiner Geschwindigkeit auf einer Strecke von nur $s_{WW} \approx 140 \mu\text{m}$, wenn der Abfall des Magnetfeldes wie bei Spiegeltyp 1 mit $k = 2\pi/\text{mm}$ angenommen wird.

4.5 Spiegel aus einer polierten Nd-Fe-B-Oberfläche

Als wichtige Eigenschaften eines magnetischen Spiegels für Neutralatome wurden vor allem eine große magnetische Flußdichte an der Oberfläche und starke Feldgradienten identifiziert. Der steile Abfall des Magnetfeldes der zuvor diskutierten Komponenten läßt sich mit der Periode eines räumlich schnell alternierenden Magnetisierungsmusters an der Spiegeloberfläche assoziieren. Bereits 1995 beobachteten Roach et al. [51], daß Rubidiumatome, die 24,5 mm über einem entmagnetisierten Tonband aus einer magnetooptischen Falle entlassen werden, teilweise an den mikroskopischen magnetischen Strukturen des Tonbandes reflektiert werden. Extrem hartmagnetisches Nd-Fe-B setzt sich, aufgrund seiner Herstellung in einem Mahl- und Sinterprozeß, zu etwa 90 % aus Kristalliten mit typischen Durchmessern von 5 – 15 μm zusammen [13]. Diese bestehen aus einer sogenannten ϕ -Phase aus hochanisotropem $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$, während der Raum zwischen den Kristalliten von Nd-reicherem Material ausgefüllt wird [13]. Ein senkrecht zur magnetischen Vorzugsrichtung geschnittenes unmagnetisiertes Werkstück aus Nd-Fe-B kommt aufgrund seiner hochanisotropen Magnetisierung, bei jedoch statistisch orientierten Domänen als, Kandidat für einen magnetischen Spiegel in Frage.

Präparierende Politur

Um die reflexiven Eigenschaften einer Neodym-Eisen-Bor-Oberfläche experimentell zu untersuchen, wurde bei einem Quader aus Nd-Fe-B (Produktbezeichnung der MAGNETFABRIK SCHRAMBERG: Nd-Fe-B (270/95h)) mit den Maßen (90 × 30 × 10 mm) und Vorzugsrichtung durch das Maß 10 eine der beiden Oberflächen mit den Kantenlängen 90 und 30 einem mehrstufigen Politurprozeß unterzogen. Eine Vorbehandlung zur Einebnung und zur Glättung der Oberfläche erfolgt mit Schleifpapier zunehmender Feinheit (600er, 800er und 1200er). Anschließend kommen nacheinander Pulverfeinpolituren mit Körnigkeiten von 1 μm , 300 nm und schließlich 50 nm zum Einsatz. Zwischen den einzelnen Polierstufen wird die Oberflächenrauigkeit mit einem Lichtmikroskop² im Interferenzkontrastverfahren kontrolliert.

²Zeiss Axiotech

Aufgrund des hohen Eisenanteils ist der Werkstoff sehr korrosionsempfindlich. Binnen 24 Stunden weist die polierte Oberfläche deutliche Rostspuren auf. Oberflächenanalyse und Reflexionsexperimente müssen sich daher unmittelbar an die Politur anschliessen.

Untersuchung der Oberfläche mit Licht- und Rasterkraftmikroskopie

Die Oberfläche besteht großflächig aus topographisch ebenen Gebieten mit einem arithmetischen Mittenrauhwert von $R_a < 20$ nm, in denen sich verstreut kraterartige Vertiefungen mit Durchmessern von 1 bis $20 \mu\text{m}$ und Tiefen von bis zu $1 \mu\text{m}$ befinden. Die beobachteten Vertiefungen scheinen durch die herstellungsbedingte Porosität des Werkstoffes gegeben und lassen sich durch weiteres Polieren weder in ihrer Anzahl noch ihrer Größe beeinflussen. In Abbildung (4.10 a) ist ein Ausschnitt der Oberflächentopographie im Interferenzkontrast dargestellt.

Die magnetischen Eigenschaften der so präparierten Seite des Quaders können mit einem Lichtmikroskop im Polarisationskontrast und einem Magnetischen Rasterkraftmikroskop³ (MFM) untersucht werden. Die Abbildungen (4.10 c, d, e und f) zeigen zwei Ausschnitte der Oberfläche im Polarisationskontrast und als MFM-Aufnahmen. Die Größe des Ausschnittes ist durch das MFM auf eine Fläche von maximal $20 \mu\text{m}^2$ begrenzt. In den Polarisationskontrastaufnahmen kann neben der topographischen Information auch die Domänenstruktur an der Oberfläche aufgelöst werden, wie ein Vergleich mit den MFM-Aufnahmen (4.10 e und f) bestätigt. Die typische Größe der Domänen beträgt

$$D_{\text{Domäne}} \simeq 1 \mu\text{m}. \quad (4.29)$$

Eine erste Abschätzung für den Abfall des Magnetfeldes an der Oberfläche kann in Analogie zur exponentiellen Abhängigkeit beim segmentierten Spiegel nach

$$B(z) \sim e^{-2\pi z/D_{\text{Domäne}}}, \quad (4.30)$$

erfolgen. Gegenüber den zuvor beschriebenen segmentierten Spiegeln bedeutet dies eine Erhöhung der Feldgradienten an der Oberfläche um etwa 3 Größenordnungen, mit entsprechender Verringerung dispersiver Effekte bei der Reflexion.

Die magnetische Struktur weist ebenfalls Imperfektionen auf. In den Abbildungen (4.10 d und f) kann man in der Mitte des Ausschnittes einen Kristalliten erkennen, dessen Vorzugsrichtung in der Ebene der Oberfläche liegt. Typischerweise folgen die Winkel der Kristallitorientierung einer gaußschen Verteilung mit einer Breite von bis zu 30° [13]. Die resultierende Remanenz beträgt zwischen $B_R/\mu_0 M_s = 85\% \dots 96\%$ der spontanen Magnetisierung [13] und wird vom Hersteller für das hier untersuchte Werkstück mit $B_R = 1,28$ Tesla als mittlerem Wert angegeben.

³SIS

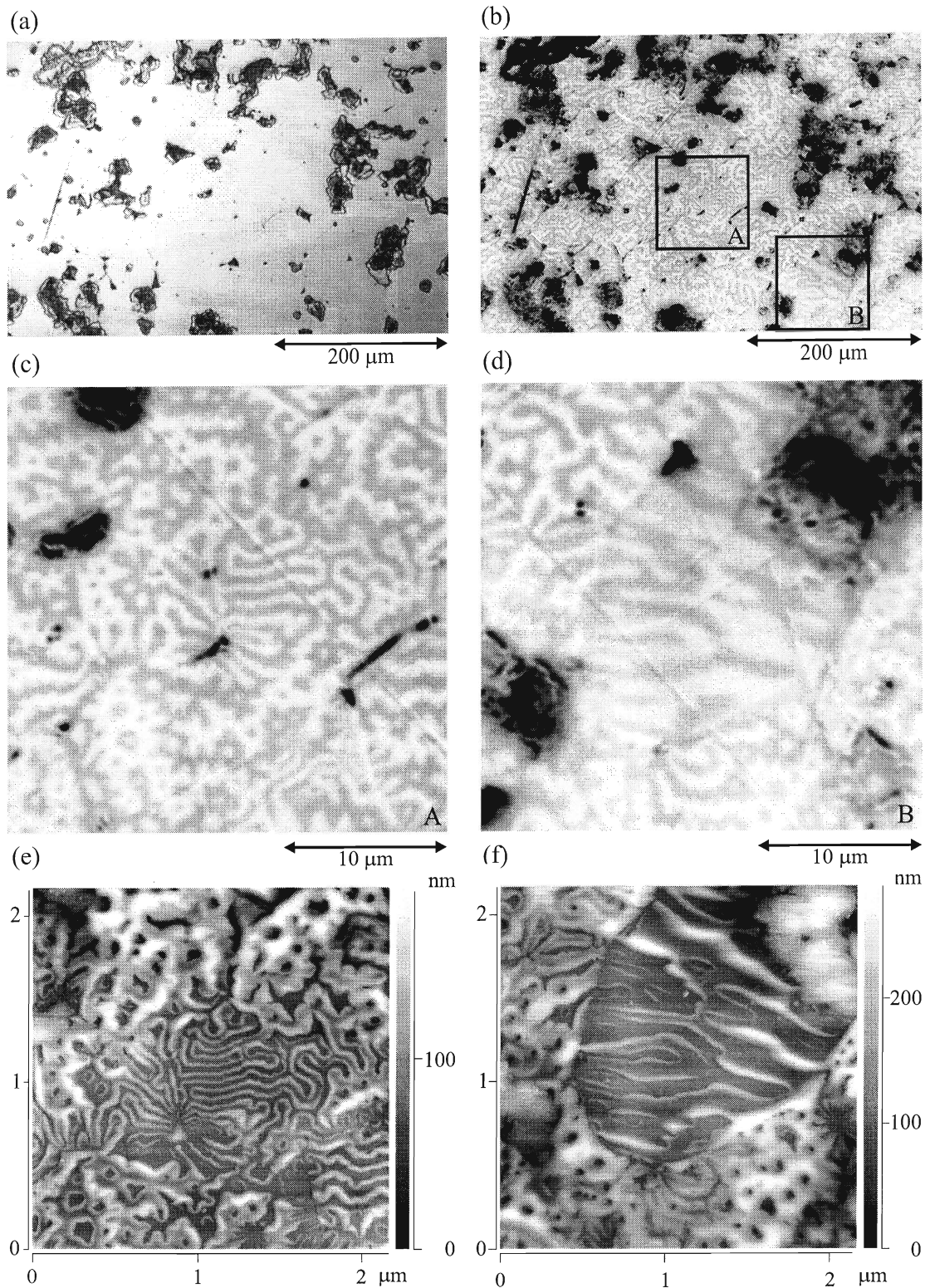


Abbildung 4.10: Mikroskopaufnahmen von der polierten Nd-Fe-B-Oberfläche (a) Aufnahme im Differenzinterferenzkontrast, die ausschließlich Topographie zeigt. Die dunklen Regionen sind Vertiefungen von maximal $1 \mu\text{m}$. (b) Aufnahme im Polarisationskontrast derselben Stelle bei gleicher Vergrößerung. Deutlich sind neben der Topographie die einzelnen Domänen zu erkennen. (c) und (d) Vergrößerung des Ausschnitts A beziehungsweise B aus Aufnahme (b). (e) und (f) MFM-Aufnahme von A beziehungsweise B.

Kapitel 5

Ergebnisse der Reflexionsexperimente

Die in Kapitel vorgestellten reflexiven Komponenten - die beiden segmentierten Spiegeltypen aus Samarium-Cobalt-Quadern und eine polierte Oberfläche eines unmagnetisierten Werkstückes Nd-Fe-B mit Schnitt senkrecht zur magnetischen Vorzugsrichtung - werden am kalten Cäsium-Strahl untersucht. Die kinetische Energie der gebremsten Atome ist bei Geschwindigkeiten von $v = 30 \dots 120$ m/s zu groß, um die magnetischen Strukturen bei senkrechtem Einfall zu untersuchen. Zur Reflexion eines Atoms mit $v = 40$ m/s wäre bereits eine magnetische Flußdichte von über 20 Tesla erforderlich. Es wird daher ein Aufbau mit streifendem Einfall gewählt. Die über die Verstimmung des Bremslasers einstellbare Endgeschwindigkeit erlaubt eine systematische Charakterisierung der spektralen Leistungsgrenzen. Ein Aufbau zur kontinuierlichen Einstellung des Einfallswinkels in der Reflexionszone sowie der Nachweis des Atomstrahls mit einer resonanten Lichtschnitttechnik [20] ist allen hier durchgeführten Untersuchungen gemein.

5.1 Aufbau der Reflexionszone

Um die reflexiven Eigenschaften in Abhängigkeit des Einfallswinkels untersuchen zu können, sind die magnetischen Spiegel jeweils auf einem Drehteller montiert. Der Winkel zwischen Spiegeloberfläche und Atomstrahlachse läßt sich mit einer an den Drehteller gekuppelten Mikrometerschraube bei einer Ablesegenauigkeit von umgerechnet $0,014^\circ$ kontinuierlich einstellen. Die Mikrometerschraube wird mit einem elektrischen Kleinstgetriebemotor ¹ gedreht, der sich in der evakuierten Kammer befindet. Über eine am Drehteller befestigte Linearführung kann der Spiegel transversal zum Atomstrahl verschoben oder ganz aus der Flugstrecke der Atome entfernt werden. 15 cm von der Spiegelposition strahlabwärts wird zur Beobachtung des Strahlprofils in einer Ebene senkrecht zur Flugrichtung der Atome ein resonanter Lichtschnitt erzeugt und das Fluoreszenzsignal mit einer bildverstärkenden CCD-Kamera nachgewiesen.

Der experimentelle Aufbau ist schematisch in Abbildung (5.2) skizziert. Anders, als in der üblichen Notation der Lichtoptik, seien im Folgenden Einfalls- und Ausfallswinkel der Atome wie in Abbildung (5.1) als Winkel zwischen Flugrichtung und Spiegeloberfläche definiert. Zur weiteren Reduktion der transversalen Geschwindigkeiten des Atomstrahls in der Refle-

¹ROBBE, Kleinstgetriebemotor, 6 V, Übersetzung 1:250

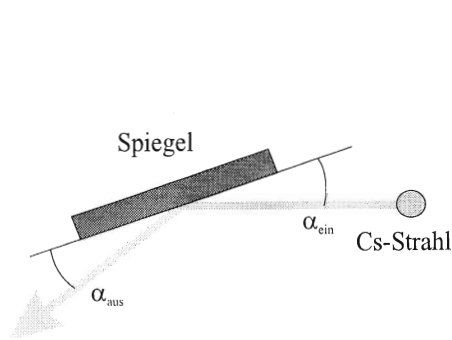


Abbildung 5.1: Definition von Einfalls- und Ausfallswinkel.

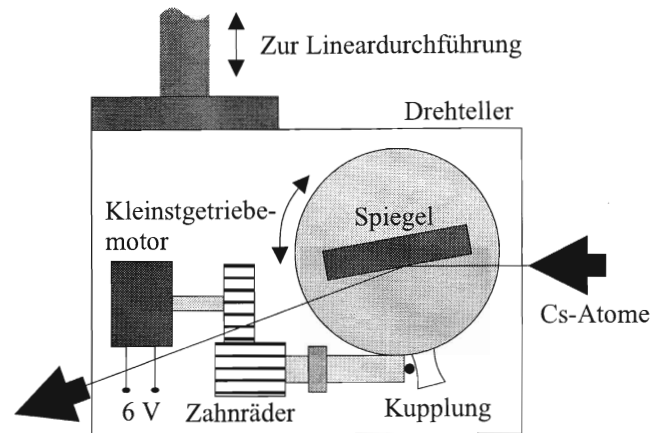


Abbildung 5.2: Aufsicht der Experimentierzone.

xionsebene kann im Abstand von $L = 85 \text{ cm}$ vor dem Spiegel eine Schlitzblende der Breite $D_1 = 750 \mu\text{m}$ in den Strahl geführt werden. Bei einer Strahldivergenz von $\alpha_{\text{div}} \simeq 0,5 \text{ mrad}$ besitzt der Atomstrahl an der Spiegeloberfläche einen Strahldurchmesser von $D_{\text{Strahl}} = 2L\alpha_{\text{div}} + D_1 \simeq 1,7 \text{ mm}$. Zusätzlich kann unmittelbar vor dem Spiegel ebenfalls an einer Lineardurchführung eine weitere Schlitzblende der Breite $D_2 = 150 \mu\text{m}$ in den Strahl geführt werden.

5.2 Segmentierter ebener Spiegel

In den Experimenten dieses Abschnittes werden die beiden segmentierten Spiegelkonfigurationen vom Typ 1 und Typ 2 untersucht, die in Abschnitt (4.3) vorgestellt wurden. Die Orientierung der Segmente zur Flugrichtung der Atome ist in Abbildung (5.3) dargestellt.

5.2.1 Reflexionsgesetz

In der Lichtoptik ergibt sich das Reflexionsgesetz,

$$\text{Einfallswinkel} = \text{Ausfallswinkel}, \quad (5.1)$$

unmittelbar aus dem Fermatschen Prinzip. Auch von einem Spiegel für Neutralatome erwartet man die Gültigkeit dieser Beziehung, sofern die Atome ihren zweifachen Einfallsimpuls senkrecht zur Oberfläche auf den Spiegel übertragen und unter der Voraussetzung, daß inelastische Prozesse vernachlässigbar sind. Eine Vermessung des Gültigkeitsbereiches dieses Zusammenhanges ist ein wesentlicher Indikator für die Güte des Spiegels und die Gerichtetheit seiner Reflexion. Zur Aufnahme des Reflexionsgesetzes werden zwei zueinander parallele Nachweislasersstrahlen 11 cm hinter dem Spiegelmittelpunkt senkrecht zum Atomstrahl in einem Abstand von 23 mm eingestrahlt. Das Fluoreszenzsignal wird von oben zweidimensional mit einer CCD-Kamera beobachtet. Die Fluoreszenz der angeregten Atome erzeugt zwei, die jeweilige Flugrichtung festlegende Signalpunkte (x_1, y_1) und (x_2, y_2) , deren Position auf etwa 1% genau bestimmt werden kann. Die zum unabgelenkten Atomstrahl gehörenden Signalpunkte (a_1, b_1) und (a_2, b_2) können bei herausgefahretem Spiegel aufgenommen werden. Zur

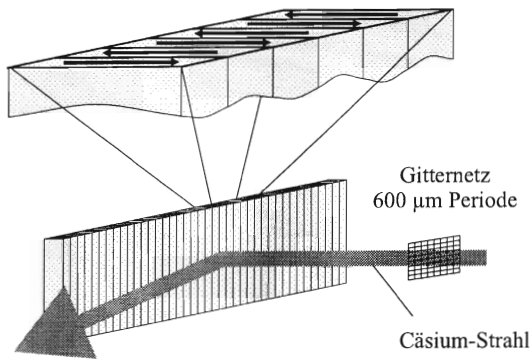


Abbildung 5.3: Orientierung der Quadersegmente relativ zum Atomstrahl. Das eingezeichnete Gitternetz befindet sich nur während der Abbildungsexperimente des Abschnittes (5.2.3) im Strahl.

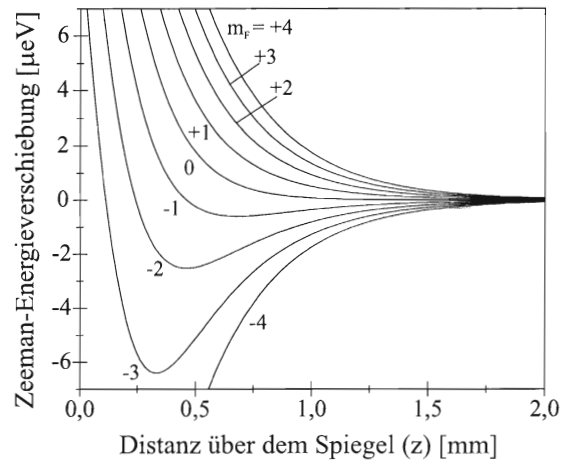


Abbildung 5.4: Zeeman-Verschiebung des Cs-Grundzustandes $|F = 4\rangle$ in Abhängigkeit des Abstandes von der Oberfläche des segmentierten magnetischen Spiegels (Typ 1). Für den Betrag der magnetischen Flußdichte über dem Spiegel ist hier nur die erste Ordnung nach Gleichung (4.15) berücksichtigt.

Festlegung der Winkelnullstellung werden die beiden Schlitzblenden mittig zum Atomstrahl justiert. Ein Helium-Neon-Laser kann über die durch die Blendenöffnungen vorgegebene Achse der Flugrichtung des Atomstrahls überlagert werden. Nun wird der magnetische Spiegel in den Strahl geführt und solange gedreht, bis der Reflex des die Spiegeloberfläche streifenden Helium-Neon-Lasers entlang der gesamten Oberfläche beobachtet werden kann und damit Atomstrahl und Spiegeloberfläche parallel ausgerichtet sind.

Wenn man die beiden zu einem Einfallswinkel gehörenden Signalpunkte mit einer Geraden verbindet, so können die atomaren Trajektorien bis zum Ort der Reflexion extrapoliert werden. Eine solche Extrapolation ist in Abbildung (5.5) dargestellt. Trotz des im Vergleich zur Flugstrecke hinter dem Spiegel geringen Abstandes der Signalpunkte von 23 mm treffen sich die zurückverfolgten Trajektorien in einem engen Bereich mit einer longitudinalen Ausdehnung von etwa 5 mm, was auf eine hohe Präzision der Positionsbestimmung der Signalpunkte als wichtige Voraussetzung für die Vermessung der Ausfallswinkel hindeutet. Dennoch ist anzunehmen, daß die Drehachse zur Winkeleinstellung nicht exakt auf der Spiegeloberfläche liegt, da sich der unabgelenkte und die reflektierten Strahlen nicht alle in einem Punkt schneiden. Auf die Bestimmung des Ausfallwinkels hat dieser Umstand jedoch keinen Einfluß. Aus den Positionen der Fluoreszenzpunkte des abgelenkten und unabgelenkten Atomstrahls läßt sich nach

$$\alpha_{\text{aus}} = \frac{1}{2} \arccos \left(\frac{(x_1 - x_2)(a_1 - a_2) + (y_1 - y_2)(b_1 - b_2)}{\sqrt{((x_1 - x_2)^2 + (y_1 - y_2)^2)((a_1 - a_2)^2 + (b_1 - b_2)^2)}} \right) \quad (5.2)$$

der Ausfallswinkel ermitteln. Eine präzise Positionsbestimmung der Signalpunkte ist aufgrund des mit dem Winkel abnehmenden Signals nur bis zu einem Einfallswinkel von $\alpha_{\text{ein}} \simeq 6^\circ$ möglich. Im untersuchten Winkelbereich findet sich eine sehr gute Übereinstimmung mit dem Reflexionsgesetz. Der gemessene Zusammenhang zwischen Einfalls- und Ausfallswinkel

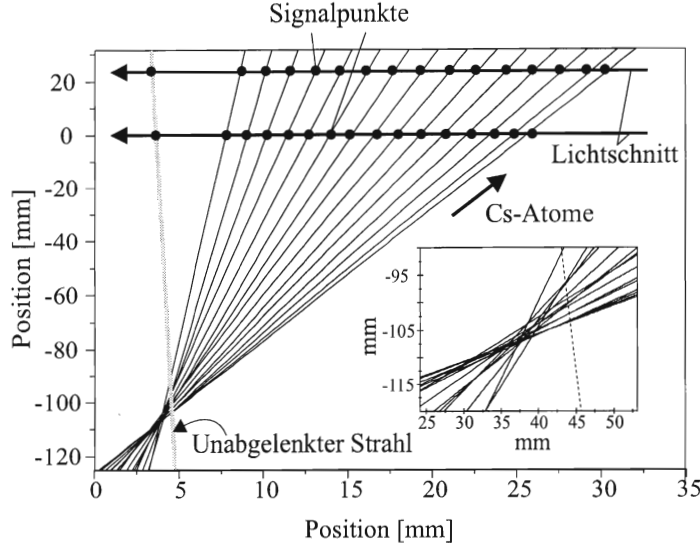


Abbildung 5.5: Durch Extrapolation aus den Signalpunkten bestimmte atomare Trajektorien nach der Reflexion am segmentierten Spiegel (Typ 1).

ist für einen polarisierten Atomstrahl ($|F = 4, m_F = +4\rangle$) in Abbildung (5.6) dargestellt. Bei einer Longitudinalgeschwindigkeit der Atome von $v = 80 \text{ m/s}$ entspricht dem größten berücksichtigten Einfallswinkel von $\alpha_{\text{ein}} = 6^\circ$ eine kinetische Energie von

$$E_{\perp}^{\text{kin}} = \frac{1}{2} m_{\text{Cs}} (\sin(\alpha_{\text{ein}}) v)^2 \simeq 48,3 \mu\text{eV} \quad (5.3)$$

senkrecht zur Spiegeloberfläche. Eine Störung der Reflexion durch die kosinusförmige Modulation, die nach Gleichung (4.15) in zweiter Ordnung zum magnetischen Potential beiträgt, kann in dem hier vermessenen Winkelbereich nicht nachgewiesen werden. Die Untersuchung der Abbildungseigenschaften in Abschnitt 5.2.3 gibt Hinweise darauf, daß andere Abbildungsfehler im Reflexionsverhalten dominieren.

5.2.2 Bestimmung der effektiven Potentialhöhe

Zur Bestimmung der maximal reflektierbaren kinetischen Energie senkrecht zur Spiegeloberfläche wird die Reflektivität der beiden Spiegelsysteme, Typ 1 und Typ 2, in Abhängigkeit des Einfallswinkels gemessen. Entsprechend den Berechnungen des Abschnittes 4.3 erwartet man aufgrund der unterschiedlichen Feldstärken an der Oberfläche, daß der Spiegel vom Typ 2 größere Einfallenergien reflektieren kann.

Die maximal reflektierbare Energie senkrecht zur Oberfläche wird nach (5.3) ermittelt und ist durch die effektive Potentialhöhe an der Spiegeloberfläche bestimmt. Sie kann als Begrenzung der spektralen Bandbreite des segmentierten Spiegels angesehen werden. Dem entspricht dann ein Wert der magnetischen Flußdichte von

$$B_{\text{max}} = \frac{E_{\perp}^{\text{max}}}{\mu_{\text{eff}}}. \quad (5.4)$$

Trägt man das über den CCD-Chip integrierte Fluoreszenzsignal des reflektierten Atom-

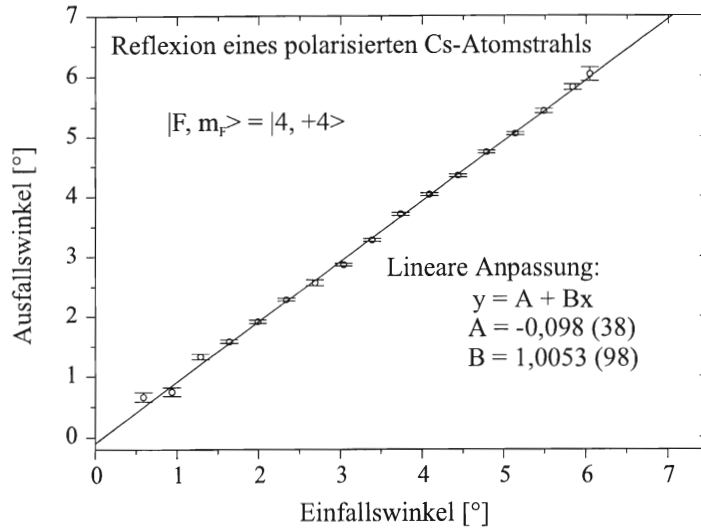


Abbildung 5.6: Reflexionsgesetz für den segmentierten Spiegel (Typ 1). Polarisierter Atomstrahl ($|F = 4, m_F = +4\rangle$) bei einer mittleren Longitudinalgeschwindigkeit von 80 m/s.

strahls gegen den Winkel auf, so kann der maximale Reflexionswinkel aus der Signalabnahme extrapoliert werden. Das winkelabhängige Fluoreszenzsignal des an Spiegeltyp 1 reflektierten Atomstrahls ist in Abbildung (5.7) dargestellt. Zunächst beobachtet man einen Anstieg des Signals, da bei kleinen Einfallswinkeln nur ein Teil des Atomstrahlprofils auf die Spiegelfläche trifft. Bis zu einem Winkel von $\alpha_{\text{ein}} \simeq 3^\circ$ findet man eine Reflektivität von $(100 \pm 5)\%$. Durch Extrapolation der Signalabnahme findet sich ein maximaler Reflexionswinkel von $\alpha_{\text{max}} = 6,1 \pm 0,1^\circ$, woraus sich bei einer Longitudinalgeschwindigkeit von $v = 77$ m/s eine maximal reflektierbare Energie von $E_{\perp}^{\text{max}} = 46,3 \mu\text{eV}$ und eine effektive Oberflächenfeldstärke von $B_{\text{max}} = 0,80 \pm 0,05$ Tesla ergibt.

Bei der Untersuchung des Spiegeltyps 2 wird die zusätzliche schmale Blende ($D = 150 \mu\text{m}$) unmittelbar vor dem Drehteller in den Strahl geführt. Bereits ab einem Winkel von $\alpha_{\text{ein}} = 0,1^\circ$ trifft das so eingeschränkte Strahlprofil vollständig auf die Spiegeloberfläche, ohne abgeschattet zu werden. Das Fluoreszenzsignal der mit einem resonanten Lichtschnitt angeregten Atome wird mit der CCD-Kamera frontal aufgenommen. Bei einer longitudinalen Geschwindigkeit der Atome von $v = 56$ m/s wird der Einfallswinkel solange vergrößert, bis keine reflektierten Atome mehr nachgewiesen werden können. Dabei wird die Zylinderlinse, die den Lichtschnitt auf die Position des reflektierten Atomstrahls fokussiert, für jede Winkelstellung nachjustiert. Abbildung (5.8) zeigt die Abnahme des Fluoreszenzsignals mit zunehmendem Winkel. Auch für diesen Spiegeltyp findet sich bei kleinen Einfallswinkeln eine 100%ige Reflektivität. Bei einem Einfallswinkel von etwa $6,5^\circ$ beobachtet man ein unerwartetes Ansteigen des Signals. Die Nachjustierung der Zylinderlinse war ab diesem Winkel aus geometrischen Gründen nicht mehr möglich, sodaß nun Atome aus einem größeren Volumen zum Fluoreszenzsignal beitragen. Aus der Extrapolation des über den CCD-Chip integrierten Signals im reflektierten Strahl ergibt sich für den Spiegeltyp 2 ein maximaler Reflexionswinkel von $\alpha_{\text{ein}}^{\text{max}} = 8,9 \pm 0,1^\circ$. Die effektive Oberflächenfeldstärke bestimmt sich in diesem Fall zu $B_{\text{max}} = 0,90 \pm 0,03$ Tesla. Für beide Spiegel liegen die Werte damit über den in Abschnitt 4.3 berechneten Minima der Oberflächenfeldstärke. Selbst bei kinetischen Energien, die höher sind als die jeweiligen Minima der potentiellen Energie an der Spiegeloberfläche, scheint noch

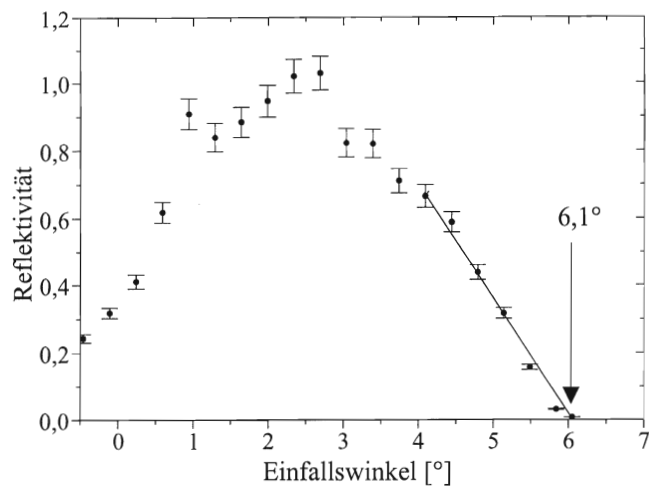


Abbildung 5.7: Fluoreszenzsignal des am segmentierten Spiegel (Typ 1) reflektierten Atomstrahls ($v = 77 \text{ m/s}$) in Abhängigkeit des Einfallswinkels. Der Atomstrahl ist im $|F = 4, m_F = +4\rangle$ -Zustand polarisiert.

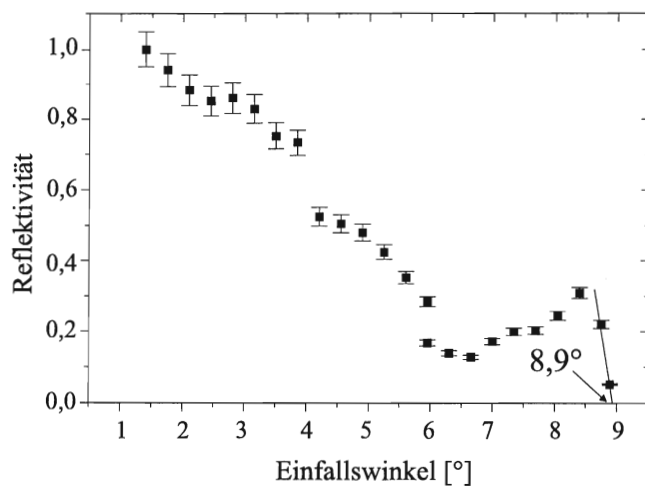


Abbildung 5.8: Fluoreszenzsignal des am segmentierten Spiegel (Typ 2) reflektierten Atomstrahls ($v = 56 \text{ m/s}$) in Abhängigkeit des Einfallswinkels. Der Atomstrahl ist im $|F = 4, m_F = +4\rangle$ -Zustand polarisiert.

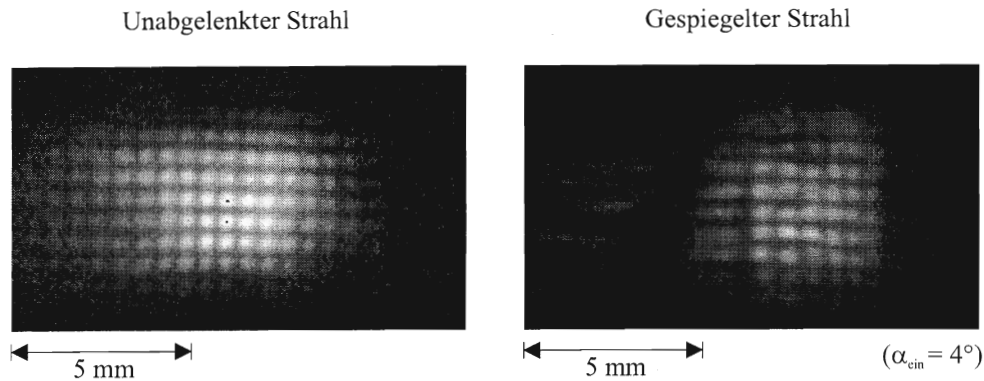


Abbildung 5.9: Lichtschnittaufnahmen des unabgelenkten und eines bei $\alpha_{\text{ein}} = 4,2^\circ$ und $v = 70 \text{ m/s}$ am Spiegeltyp 1 reflektierten Strahls. Ein Gitternetz mit einer Periode von $600 \mu\text{m}$ ist $8,65 \text{ cm}$ vor der Spiegelmitte in den Strahl geschoben.

eine Reflexion möglich zu sein. Gerade bei einem streifenden Einfall ist anzunehmen, daß die sich zwischen diesen Minima ausbildenden Feldspitzen die effektive Potentialhöhe vergrößern. Wie nach den Feldberechnungen zu erwarten war, besitzt Spiegeltyp 2 eine höhere spektrale Bandbreite. Der für den Spiegeltyp 2 bestimmte Wert der effektiven Oberflächenfeldstärke entspricht einer maximal reflektierbaren Energie von $E_{\perp}^{\text{max}} \simeq 51,9 \mu\text{eV}$. Zum Vergleich sei erwähnt, daß zur Reflexion dieser Einfallenergie mit einem evaneszenten Lichtfeld bei einer Verstimmung von $\Delta = 10 \text{ GHz}$ eine Lichtintensität von etwa 800 W/mm^2 notwendig wäre!

5.2.3 Abbildung mit segmentierten magnetischen Spiegeln

Um die Abbildungseigenschaften des segmentierten Spiegels zu charakterisieren, wird dem Profil des Atomstrahls mit Hilfe eines Gitternetzes eine Struktur aufgeprägt, indem man ihn dieses ausleuchten läßt. Das aus Edelstahl draht geflochtene Netz besitzt eine Periode von $600 \mu\text{m}$ und kann $8,65 \text{ cm}$ vor dem Mittelpunkt des Drehtellers an einer Lineardurchführung in den Atomstrahl geschoben werden. Seine Transmission beträgt 30%. Der Atomstrahl mit der ihm aufgeprägten Netzstruktur wird mit einem strahlabwärts hinter dem Spiegel eingestrahlten resonanten Lichtschnitt mit Hilfe einer CCD-Kamera in frontaler Ansicht zweidimensional beobachtet. Das Gittermuster ist um wenige Grad gegenüber der Horizontalen verkippt. Damit ist es möglich, durch Vergleich der Orientierung vor und nach Wechselwirkung mit dem Magneten eine tatsächlich spiegelbildliche Abbildung des Musters von einer bloßen Abstoßung nach dem Stern-Gerlach-Effekt zu unterscheiden. Abbildung (5.9) zeigt beispielhaft die Lichtschnittfluoreszenz des unabgelenkten und des bei einem Einfallswinkel von $\alpha_{\text{ein}} = 4,2^\circ$ reflektierten Strahls. Diese Bilder sind ohne zusätzliche Kollimationsblenden hinter dem Ablenkmodul aufgenommen. Bei seiner Propagation zum Spiegel weitet sich der Strahl auf einen Strahldurchmesser von mehreren Millimetern auf. Abbildung (5.10 (a)) zeigt das Muster des Gitternetzes im unabgelenkten Strahl und (5.10 (b)) Muster nach Reflexion am Spiegel. Bei dem unteren Bildpaar ist das Gitternetz um 180° um die vertikale Achse gedreht worden. Reflektierter und unabgelenkter Strahl gehen, von Bildverzerrungen einmal abgesehen, durch Spiegelung an einer Achse, die parallel zur Spiegeloberfläche liegt, auseinander hervor. Damit ist die spiegelbildliche Abbildung des Netzes nachgewiesen. Die vom Atomstrahl vermittelte Abbildung des Gitternetzes wird unter Variation der ato-

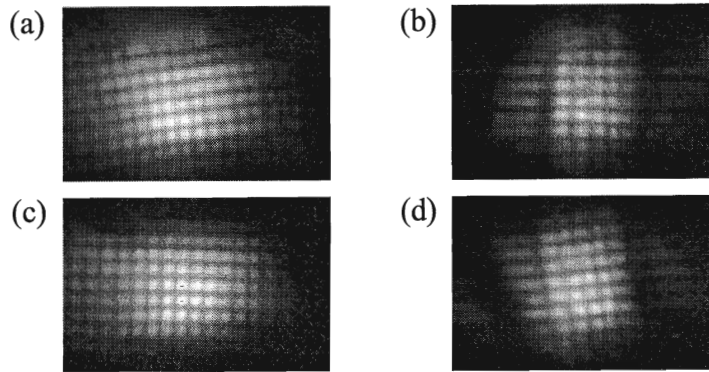


Abbildung 5.10: (a) Das Atomstrahlprofil in der Nachweisebene wenn das Netz in den Strahlengang eingefügt wird. (b) Die Atome sind nach Passieren des Netzes am Spiegel reflektiert worden. Der Einfallswinkel beträgt $3,5^\circ$ (c), (d) wie (a) und (b), wobei das Netz um 180° um die vertikale Achse gedreht worden ist. Bei allen Aufnahmen beträgt die longitudinale Geschwindigkeit des Atomstrahls 76 m/s .

maren Longitudinalgeschwindigkeit sowie des Einfallswinkels untersucht. Entsprechende Serien von CCD-Kamera-Aufnahmen der Lichtschnittsignale sind für ausgewählte Winkel und Geschwindigkeiten in den Abbildungen (5.11) und (5.13) dargestellt. Die winkelabhängige Messung wird bei einer festgewählten mittleren Longitudinalgeschwindigkeit von $v = 77 \text{ m/s}$ durchgeführt. Unter gleichen experimentellen Bedingungen wird zu jeder Winkeleinstellung das Signal eines unpolarisierten und eines in den $|F = 4, m_F = +4\rangle$ -Zustand polarisierten Atomstrahls aufgenommen. In Abbildung (5.11) sind entsprechende Bildpaare einander gegenübergestellt.

Für kleine Einfallswinkel ist der Einfluß der Randfelder erkennbar und führt zur seitlichen Auffächerung des Strahlprofils. Bei einem Einfallswinkel von $\alpha_{\text{ein}} = 1,4^\circ$ beträgt die Breite der auf die Ebene senkrecht zur Flugrichtung projizierten Spiegelfläche $B = 2,19 \text{ mm}$, so daß nur etwa $2/3$ des Atomstrahlquerschnitts, entsprechend etwa 3-4 ausgeleuchteten Netzgitterstreifen, auf den Spiegel trifft. In moderaten Winkelbereichen von 3° bis 4° (entsprechend $v_\perp = 4,0 - 5,4 \text{ m/s}$) zeigt das reflektierte Signal des polarisierten Strahls nur geringe Abbildungsfehler. Zu größeren Einfallswinkeln treten Verzerrungen des Bildes auf, die sich mit zunehmendem Winkel zu Verwerfungen und ausgeprägten horizontalen Streifen im abgebildeten Muster entwickeln. Ähnliche Streifen können auch bei Abbildung des Atomstrahls ohne Gitternetz beobachtet werden (vgl. Abbildung 5.12). Verschiebt man den Spiegel transversal zum Atomstrahl, so bewegen sich diese Störungen mit. Alternativ kann die Position des Atomstrahls auf der Spiegeloberfläche durch Verkippen des optischen Ablenkmoduls verändert werden. Geschieht dies bei festgehaltenem Spiegel, so bleiben die Streifen ortsfest. Es liegt daher nahe, die Entstehung dieser Störungen mit der Spiegeloberfläche selbst und der lokalen Wechselwirkung zu assoziieren. Bei größerem Einfallswinkel gelangen die Atome näher an die Spiegeloberfläche und werden sensibel für Substrukturen im magnetischen Potential und Unebenheiten an den Übergängen zwischen den Quadersegmenten. An solchen Stellen tauschen die Atome auch Impulskomponenten in x - und y -Richtung mit dem Spiegel aus und liefern diffuse Beiträge zur Reflexion.

Mit einem unpolarisierten Atomstrahl beobachtet man ein ähnliches Verhalten. Die gleichen Abbildungsfehler tauchen hier jedoch bereits bei kleineren Winkeln auf.

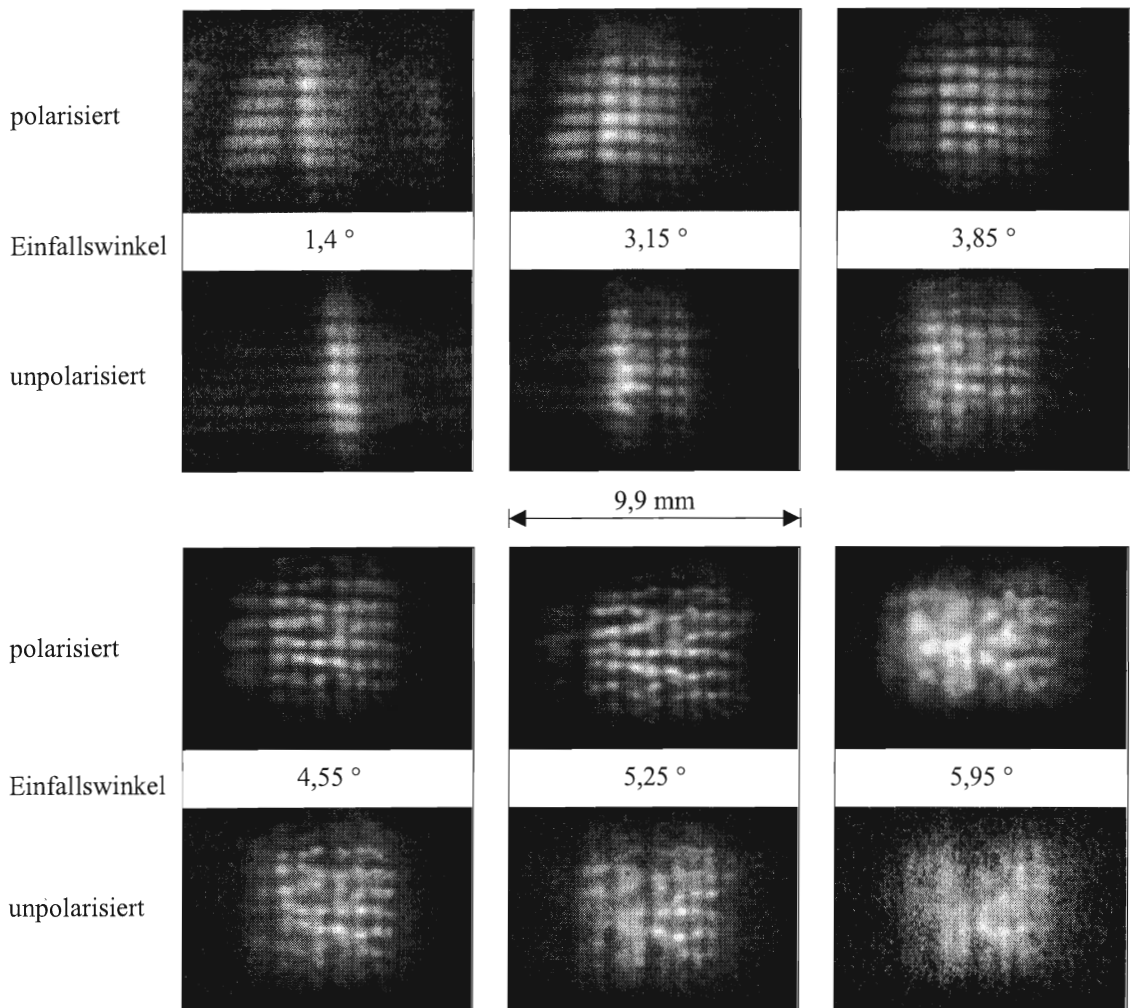


Abbildung 5.11: CCD-Kamera-Aufnahmen des Atomstrahls ($v = 77 \text{ m/s}$) nach Reflexion am segmentierten Spiegel (Typ 1) bei verschiedenen Einfallswinkeln. Vor der Spiegelung passiert der Atomstrahl ein Gitternetz mit einer Periode von $600 \mu\text{m}$. Polarisierter und unpolarisierter Strahl sind unter gleichen experimentellen Bedingungen aufgenommen.

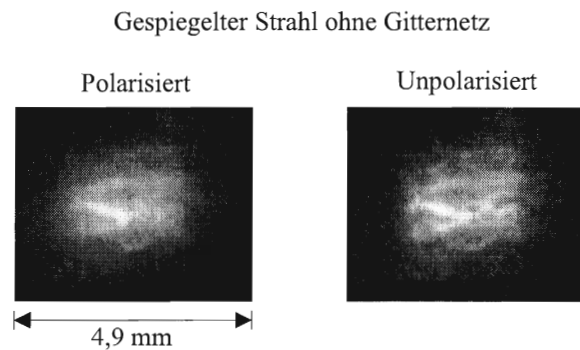


Abbildung 5.12: CCD-Kamera-Aufnahme des am Spiegeltyp 1 reflektierten Atomstrahls ($v = 78 \text{ m/s}$) ohne Gitternetz bei einem Einfallswinkel von $\alpha_{\text{ein}} = 4,0^\circ$.

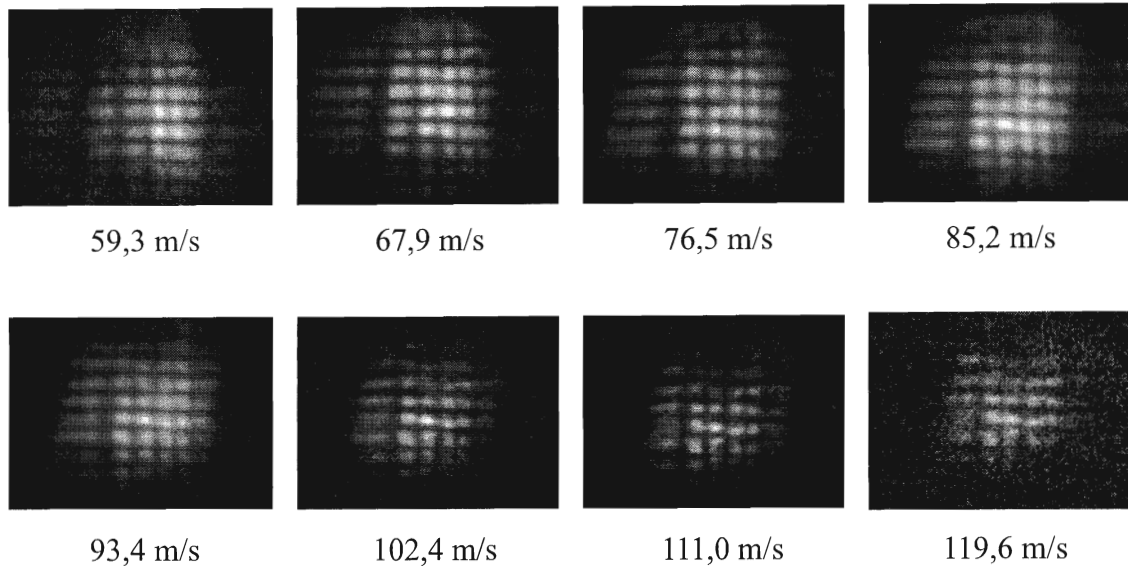


Abbildung 5.13: Abbildung des Gitternetzes mit polarisiertem Atomstrahl und Spiegeltyp 1 bei unterschiedlichen Longitudinalgeschwindigkeiten und einem Einfallswinkel von $\alpha = 3,5^\circ$.

In Abbildung (5.4) ist die Energie der neun magnetischen Unterzustände für $F = 4$ in Abhängigkeit des Abstandes zur Spiegeloberfläche des Typs 1 dargestellt. Für das Magnetfeld wurde nur der führende Term $B \sim B_0 e^{-kz}$ berücksichtigt. Die Zustände mit den Magnetquantenzahlen $m_F = +4, +3, +2, +1$ und 0 sind schwachfeldsuchend und werden reflektiert, sofern ihre kinetische Energie senkrecht zur Spiegeloberfläche nicht die zustandsabhängige maximale potentielle Energie übersteigt. Die Zustände mit $m_F = -1, -2$ und -3 besitzen bei jeweils verschiedenen Magnetfeldern und damit Abständen von der Spiegeloberfläche lokale Minima der Energie. Zur Oberfläche hin, wo der Paschen-Back-Effekt zum Tragen kommt, steigt ihre potentielle Energie jedoch über den Wert ihrer Einfallenergie an und so können auch sie reflektiert werden. Durch die Verteilung auf neun unterschiedlich stark an das Magnetfeld koppelnde Unterzustände bietet sich dem unpolarisierten Strahl ein im Mittel kleineres magnetisches Potential als dem polarisierten Strahl. Das Auftreten der Abbildungsfehler schon bei kleineren Einfallswinkeln ist aufgrund der größeren mittleren Eindringtiefe und damit höheren Sensibilität für Substrukturen des Potentials zu erwarten.

Variiert man bei festgehaltenem Einfallswinkel die longitudinale Geschwindigkeit der Atome, so finden sich ähnliche Fehler im Spiegelbild. Abbildung (5.13) zeigt eine entsprechende Serie von Aufnahmen des reflektierten Strahls.

Für die mit dem Spiegeltyp 2 durchgeführten Abbildungsuntersuchungen ergibt sich ein qualitativ ähnliches Verhalten.

Als Ursache für die Abbildungsfehler kommt eine Kombination verschiedener Einflüsse in Betracht. Einige davon seien hier aufgeführt:

- Abweichungen vom rein exponentiellen Feldabfall des idealen Spiegels treten nahe an der Oberfläche als periodische Substrukturen im Potential auf.
- Topographische Unebenheiten der Spiegeloberfläche, insbesondere an den Übergängen zweier Segmente führen zu lokalen Magnetfeldverzerrungen.
- Variationen der Magnetisierung innerhalb eines Quaders, z. B. durch lokale Entmagne-

tisierung an der Grenzfläche zum Nachbarsegment oder herstellungsbedingt.

- Einfluß durch Randfelder
- Begrenzte Orientierungsgenauigkeit

Die entstehenden Feldverzerrungen fallen je nach räumlicher Ausdehnung der verursachenden Fluktuationen an der Spiegeloberfläche unterschiedlich schnell mit dem Abstand ab. Demnach könnte sich eine Klassifizierung in lang- und kurzreichweitige Effekte der Beeinflussung des Reflexionsverhaltens vornehmen lassen. Ein korrelativer Vergleich des unabgelenkten Musters mit Abbildungen bei verschiedenen Eindringtiefen in das Potential könnte eine Identifikation einzelner Beiträge ermöglichen.

Abbildungseigenschaften optischer Systeme können quantitativ mit Hilfe ihrer Transferfunktion beschrieben werden. Ein nächster Schritt zur Charakterisierung der mit den segmentierten Spiegeln erzeugten Abbildungen besteht somit in der Analyse ihrer räumlichen Fourierspektren. Erste Versuche in dieser Richtung werden unternommen, um die beobachteten Abbildungsfehler systematisch zu klassifizieren.

5.3 Reflexion an einer polierten Nd-Fe-B-Oberfläche

In gleicher Anordnung wie bei den segmentierten Spiegeln werden die Reflexionseigenschaften der Nd-Fe-B-Oberfläche untersucht. Auch hier können reflektierte Atome nachgewiesen werden.

Reflexionsgesetz

Bei der Aufnahme und Auswertung des Reflexionsgesetzes wird dem in (5.2.1) beschriebenen Verfahren gefolgt. Dabei befindet sich 85 cm vor dem Spiegel eine Schlitzblende mit einem Durchmesser von $D = 750 \mu\text{m}$ im Atomstrahl. Durch zwei zueinander parallele resonante Lichtschnitte im Abstand von $L = 23,1 \text{ mm}$ wird die transversale Position des Atomstrahls in zwei Entfernungen vom Spiegel aufgenommen. Im vermessenen Winkelbereich bis $\alpha_{\text{ein}} = 6^\circ$ findet sich eine gute Übereinstimmung mit dem Reflexionsgesetz (vgl. Abbildung 5.14). Aus den Halbwertsbreiten der aus den beiden Lichtschnitten gewonnenen Strahlprofile läßt sich die Divergenz des reflektierten Atomstrahls bestimmen. Abbildung (5.15) zeigt den Divergenzwinkel in Abhängigkeit des Einfallswinkels. Der reflektierte Atomstrahl weist eine mehr als zehnfach höhere Divergenz als der unabgelenkte Strahl auf. Die Messung läßt erkennen, daß der Anteil diffus reflektierter Atome mit dem Einfallswinkel zunimmt.

Reflektivität und Spiegelbildlichkeit der Abbildung

Mit einem einzelnen resonanten Lichtschnitt wird das Strahlprofil des reflektierten Strahls in Abhängigkeit des Reflexionswinkels untersucht. Die Aufnahme des Fluoreszenzsignals erfolgt frontal mit einer CCD-Kamera. Ein typisches Strahlprofil des gespiegelten Atomstrahls ist in Abbildung (5.16) dargestellt. Sowohl der im $|F = 4, m_F = +4\rangle$ -Zustand polarisierte, als auch der unpolarisierte Strahl, weist bis zu Einfallswinkeln von $\alpha_{\text{ein}} \approx 5^\circ$ eine Reflektivität von $R = 100 \pm 20\%$ auf. Ein Maß für den gerichteten Anteil am reflektierten Signal kann aus dem Verhältnis der Profilmaxima von reflektiertem und unabgelenktem Strahl gewonnen werden. Er beträgt etwa 30% des reflektierten Signals, sowohl für den polarisierten als auch unpolarisierten Strahl. Aus dem Abfall des Fluoreszenzsignals läßt sich der maximale

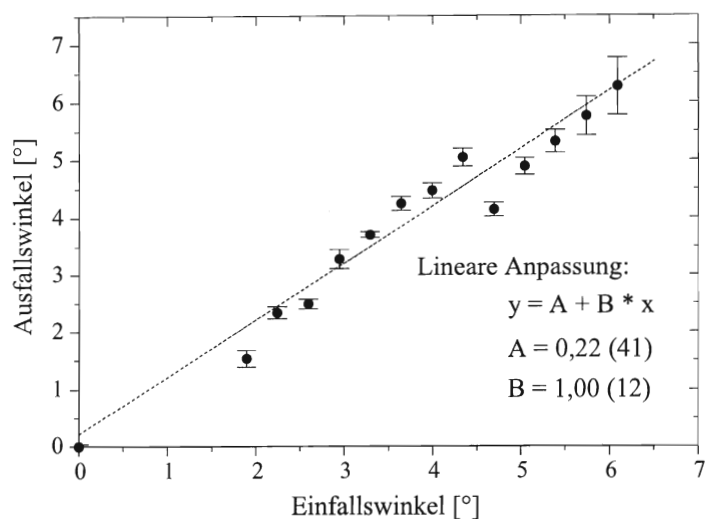


Abbildung 5.14: Reflexionsgesetz für die Spiegelung eines polarisierten ($|F = 4, m_F = +4\rangle$) Atomstrahls an der polierten und unmagnetisierten Nd-Fe-B-Oberfläche.

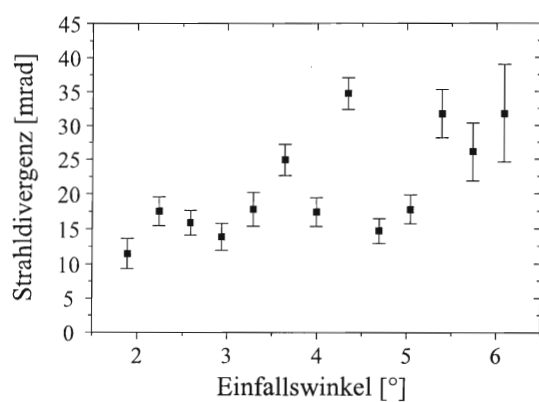


Abbildung 5.15: Divergenz des reflektierten Strahls in Abhängigkeit des Einfallswinkels. Im unabgelenkten Strahl gilt: $\alpha_{\text{div}} < 1$ mrad.

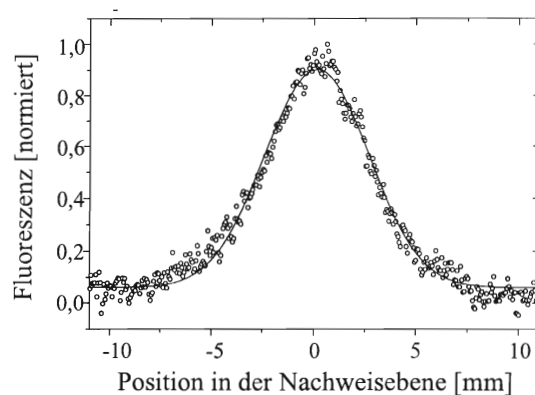


Abbildung 5.16: Typisches Profil des an der Nd-Fe-B-Oberfläche reflektierten Atomstrahls nach einer Flugstrecke von 15 cm hinter dem Spiegel. Dem Profil ist eine Gaußkurve angepasst.

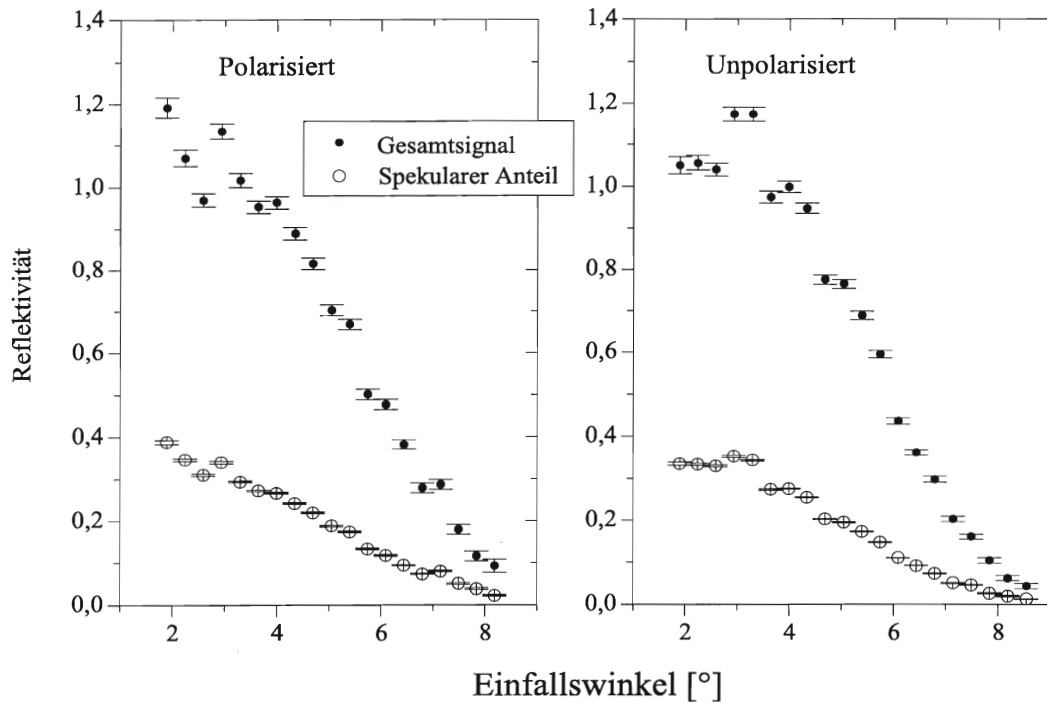


Abbildung 5.17: Spiegelung an einer polierten und unmagnetisierten Oberfläche von Nd-Fe-B. Dargestellt ist das reflektierte Gesamtsignal, sowie der gerichtete Anteil der Reflexion, in Abhängigkeit des Einfallswinkels für einen polarisierten ($|F = 4, m_F = +4\rangle$) und einen unpolarisierten Atomstrahl.

Reflexionswinkel durch Extrapolation bestimmen, woraus sich eine Abschätzung der magnetischen Flußdichte an der Oberfläche ergibt. Für den polarisierten Atomstrahl findet sich ein maximaler Reflexionswinkel von $\alpha_{\max} \approx 8,6^\circ$. Bei einer Longitudinalgeschwindigkeit von $v = 58,6 \text{ m/s}$ erhält man

$$B(z = 0) \approx \frac{1}{2} m_{C_s} (v \sin \alpha_{\max})^2 / \mu_B \approx 0,92 \text{ T}, \quad (5.5)$$

entsprechend einer maximal reflektierbaren Energie senkrecht zur Oberfläche von $E_{\perp}^{\max} = 53,1 \mu\text{eV}$. Die Remanenz des Werkstückes ist vom Hersteller zu $B_R = 1,28 \text{ Tesla}$ spezifiziert. Nach der im Abschnitt 4.3 durchgeführten Berechnung der segmentierten Spiegelkonfigurationen erhält man für eine nur senkrecht zur Oberfläche alternierende Magnetisierungsrichtung (Spiegeltyp 1) Minima der Oberflächenfeldstärke von $B(z = 0) = 0,5 B_R$, während sich für Spiegeltyp 2 ein Wert von $B(z = 0) = 0,78 B_R$ ergibt. Aufgrund der gaußschen Verteilung der Orientierung der Domänen sind größere Oberflächenfeldstärken als $0,5 B_R = 0,64 \text{ Tesla}$ zu erwarten, was durch die Messung bestätigt wird.

Die durch im Submikrometerniveau variierende Magnetisierungsrichtung erzeugten großen Feldgradienten bedingen, daß die eigentliche Bewegungsumkehr während der Spiegelung sehr nahe an der Oberfläche stattfindet. Der Atomstrahl ist damit um ein Vielfaches empfindlicher auf topographische Fehler und magnetische Imperfektionen. Angesichts der trotz Politur fehlerhaften Oberflächentopographie, ist das beobachtete gerichtete Reflektionsvermögen mit einem Anteil von 30 % am Gesamtsignal erstaunlich gut. Die damit nachgewiesene gerichtete Reflexion am Feld der statistisch orientierten Domänenstruktur sollte durch eine andere

Wahl des magnetischen Werkstückes deutlich verbessert werden können.

Eine einkristalline Co-Oberfläche kann, laut Angebot der Firma Mateck, in der Ebene senkrecht zu seiner c-Achse (0001) mit Oberflächengüten im atomaren Bereich präpariert werden. Die typische Domänengröße beträgt $30\ \mu\text{m}$ bei einer spontanen Magnetisierung von $B_S \sim 1,4\ \text{T}$. In einem sich anschließenden Experiment soll das Reflexionsvermögen einer solchen Co-Oberfläche untersucht werden.

Kapitel 6

Zusammenfassung

Die Entwicklung effizienter Spiegel für Neutralatome eröffnet eine Vielzahl von Anwendungsmöglichkeiten, z. B. in der Atominterferometrie oder beim Aufbau von Atomresonatoren.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden verschiedene Konstruktionstypen magnetischer Spiegel für die Atomoptik vorgestellt. Die Verwendung von Selten-Erd-Permanentmagneten zur Realisierung magnetischer Spiegel erlaubt einen modularen und kompakten Aufbau verschiedenster Magnetfeldkonfigurationen bei nahezu wartungsfreiem Betrieb.

Zur systematischen Untersuchung reflektiver Eigenschaften und einer detaillierten Charakterisierung der Abbildungseigenschaften wurde eine monochromatische und gut kollimierte Strahlquelle langsamer Cs-Atome aufgebaut. Durch Einsatz der Zeeman-Technik können longitudinale Geschwindigkeitsbreiten von $\Delta v \simeq 1$ m/s erreicht und Endgeschwindigkeiten zwischen $v = 30$ m/s und 120 m/s eingestellt werden. Mit einer zweistufigen optischen Kollimation wird eine Strahldivergenz von weniger als 1 mrad bei einem atomaren Fluß von $\Phi \simeq 5 \times 10^{10}$ Atome/s erzielt.

An Spiegelanordnungen aus Sm-Co-Quadern konnte bei streifendem Einfall der Atome das Reflexionsgesetz verifiziert und die spiegelbildliche Abbildung eines Gitternetzes demonstriert werden. Die Höhe des magnetischen Potentials erlaubt die Reflexion von Einfallenergien bis zu $E = 51,9 \mu\text{eV}$.

Die Abbildungseigenschaften begrenzende Faktoren sind u. a. die Oberflächengüte und Imperfektionen der magnetischen Struktur sowie die erreichbaren räumlichen Magnetisierungsperioden. Ein alternativer Ansatz besteht in der Ausnutzung der natürlichen Domänenstruktur magnetisch anisotroper Materialien. Die statistische Anordnung der Domänen entlang der magnetischen Vorzugsrichtung stellt ein Magnetisierungsmuster mit Strukturen auf Mikrometerskala bereit. In dieser Arbeit konnte in ersten Experimenten eine gerichtete Reflexion an einer unmagnetisierten polierten Nd-Fe-B-Oberfläche beobachtet werden. Die homogenen magnetischen und topographischen Eigenschaften etwa einer einkristallinen Kobalt-Oberfläche in 0001-Orientierung lassen ein verbessertes Reflexionsverhalten erwarten.

Das Fehlen kohärenzzerstörender spontaner Prozesse macht magnetische Spiegel besonders für den Einsatz in atominterferometrischen Anwendungen interessant.

Die vorgestellten Komponenten lassen sich auch leicht zu einer parabolischen Konfiguration erweitern und als fokussierend reflektierende Elemente einsetzen.

Eine interessante und vielversprechende Anwendung ist die Speicherung kalter Atome in Atomresonatoren [58, 1]. Gerade mit magnetischen Reflektoren ließen sich aufgrund fehlenden Aufheizprozesse besonders hohe Speicherdichten erzielen, mit der Perspektive einer neuen Möglichkeit zum Studium kollektiver Quantenphänomene.

Literaturverzeichnis

- [1] C. G. Aminoff, A. M. Steane, P. Bouyer, P. Desbiolles, J. Dalibard, and C. Cohen-Tannoudji, *Cesium atoms bouncing in a stable gravitational cavity*, Phys. Rev. Lett. **71** (1993), 3083.
- [2] A. Ashkin, *Acceleration and trapping of particles by radiation pressure*, Phys. Rev. Lett. **25** (1970), 1323.
- [3] G. Avila, V. Giordano, V. Candelier, E. D. Clercq, G. Theobald, and P. Cerez, *State selection in a cesium beam by laser-diode optical pumping*, Phys. Rev. A **36** (1987), 3719.
- [4] V. S. Bagnato, A. Aspect, and S. C. Zilio, *Study of laser deceleration of an atomic beam by monitoring the fluorescence along the deceleration path*, Opt. Commun. **72** (1989), 76.
- [5] V. S. Bagnato, C. Salomon, Jr. E. Marega, and C. S. Zilio, *Influence of adiabatic following and optical pumping in the production of an intense steady flux of slow atoms*, J. Opt. Soc. Am. B **8** (1991), 497.
- [6] V. I. Balykin and V. S. Letokhov, *The possibility of deep focusing of an atomic beam into the \bar{A} -region*, Opt. Commun. **64** (1987), 151.
- [7] V. I. Balykin, V. S. Letokhov, and V. I. Mushin, *Observation of Cooling of Free Sodium Atoms in a Resonant Laser Field with a Scanning Frequency*, Sov. Phys. JETP Lett. **29** (1979), 560.
- [8] V. I. Balykin, V. S. Letokhov, Yu. B. Ovchinnikov, and A. I. Sidorov, *Reflection of an atomic beam from a gradient of an optical field*, JETP Lett. **45** (1987), 353.
- [9] T. E. Barrett, S. W. Dapore-Schwartz, M. D. Ray, and G. P. Lafayatis, *Slowing atoms with σ^- polarized light*, Phys. Rev. Lett. **67** (1991), 3483.
- [10] J. E. Bjorkholm, R. R. Freeman, A. Ashkin, and D. B. Pearson, *Observation of focusing of neutral atoms by the dipole force of resonance radiation pressure*, Phys. Rev. Lett. **41** (1978), 1361.
- [11] G. Breit and I. I. Rabi, *Measurement of nuclear spin*, Phys. Rev. **38** (1931), 2082.
- [12] I. N. Bronstein and K. A. Semendjajew, *Taschenbuch der Mathematik*, Verlag Nauka, Moskau, 1991.
- [13] J. M. D. Coey, *Rare-Earth Iron Permanent Magnets*, Clarendon Press, Oxford, 1996.

- [14] R. J. Cook and R. K. Hill, *An Electromagnetic Mirror for Neutral Atoms*, Opt. Commun. **43** (1982), 258.
- [15] J. Dalibard and C. Cohen-Tannoudji, *Laser cooling below the doppler limit by polarization gradients: simple theoretical models*, J. Opt. Soc. Am. B **6** (1989), 2023.
- [16] W. Demtröder, *Laserspektroskopie*, Springer Verlag, Berlin, 1991.
- [17] R. W. Ditchburn and J. C. Gilmour, *The vapor pressures of monatomic vapors*, Rev. Mod. Phys. **13** (1941), 310.
- [18] M. Drndic, K. S. Johnson, J. H. Thywissen, M. Prentiss, and R. M. Westervelt, *Micro-electromagnets for atom manipulation*, Appl. Phys. Lett., zur Veröffentlichung eingereicht (1998).
- [19] W. Ertmer, R. Blatt, J. L. Hall, and M. Zhu, *Laser manipulation of atomic beam velocities: demonstration of stopped atoms and velocity reversal*, Phys. Rev. Lett. **54** (1985), 996.
- [20] T. Esslinger, A. Hemmerich, and T. W. Hänsch, *Imaging an atomic beam in two dimensions*, Opt. Commun. **93** (1992), 49.
- [21] T. Esslinger, M. Weidemüller, A. Hemmerich, and T. W. Hänsch, *Surface-Plasmon mirror for atoms*, Opt. Lett. **18** (1993), 450.
- [22] I. Estermann and O. Stern, *Beugung von Molekularstrahlen*, Z. Phys. **61** (1930), 95.
- [23] S. Feron, J. Reinhardt, S. LeBoiteux, O. Gorceix, J. Baudon, M. Ducloy, J. Robert, Ch. Miniatura, S. Nic Chormaic, H. Haberland, and V. Lorent, *Reflection of metastable neon atoms by a surface plasmon wave*, Opt. Commun. **102** (1993), 83.
- [24] H. Friedburg, *Optische Abbildung mit neutralen Atomen*, Z. Phys. **130** (1951), 493.
- [25] H. Friedburg and W. Paul, *Optische Abbildung mit neutralen Atomen*, Die Naturwissenschaften **38** (1951), 159.
- [26] J. P. Gordon and A. Ashkin, *Motion of atoms in a radiation trap*, Phys. Rev. A **21** (1980), 1606.
- [27] J. V. Hajnal and G. I. Opat, *Diffraction of atoms by a standing evanescent light wave - a reflection grating for atoms*, Opt. Commun. **71** (1989), 119.
- [28] K. Halbach, *Design of permanent multipole magnets with oriented rare earth cobalt materials*, Nucl. Instr. and Meth. **169** (1980), 1.
- [29] T. W. Hänsch and A. L. Schawlow, *Cooling of gases by laser radiation*, Opt. Commun. **13** (1975), 68.
- [30] B. Holst and W. Allison, *An atom-focusing mirror*, Nature **390** (1997), 244.
- [31] Hoogerland, *Laser manipulation of metastable neon atoms*, Technische Universiteit Eindhoven (1993).
- [32] M. A. Joffe, W. Ketterle, A. Martin, and D. E. Pritchard, *Transverse cooling and deflection of an atomic beam inside a zeeman slower*, J. Opt. Soc. Am. B **10** (1993), 2257.

- [33] W. G. Kaenders, F. Lison, A. Richter, R. Wynands, and D. Meschede, *Imaging with an atomic beam*, Nature **375** (1995), 214.
- [34] M. Kasevich, D. S. Weiss, E. Riis, K. Moler, S. Kasapi, and S. Chu, *Atomic velocity selection using stimulated raman transitions*, Phys. Rev. Lett. **66** (1991), 2297.
- [35] D. W. Keith, M. L. Schattenburg, M. L. Smith, and D. E. Pritchard, *Diffraction of atoms by a transmission grating*, Phys. Rev. Lett. **61** (1988), 1580.
- [36] F. Knauer and O. Stern, *Über die Reflexion von Molekularstrahlen*, Z. Phys. **53** (1929), 779.
- [37] V. S. Letokhov, *Narrowing of the doppler width in a standing light wave*, Sov. Phys. JETP Lett. **7** (1968), 272.
- [38] P. Lett, R. Watts, C. Westbrook, W. D. Phillips, P. Gould, and H. Metcalf, *Observation of atoms laser cooled below the doppler limit*, Phys. Rev. Lett. **61** (1988), 169.
- [39] P. D. Lett, W. D. Phillips, S. L. Rolston, C. E. Tanner, R. N. Watts, and C. I. Westbrook, *Optical molasses*, J. Opt. Soc. Am. B **6** (1989), 2084.
- [40] F. Lison, *Permanentmagnetische Linsen für die Atomoptik*, Diplomarbeit, Universität Hannover (1994).
- [41] E. Majorana, *Atomi Orientati in Campo Magnetico Variabile*, Nuov. Cim. **9** (1933), 43.
- [42] P. A. Molenaar, P. van der Straten, H. G. M. Heideman, and H. Metcalf, *Diagnostic technique for Zeeman-compensated atomic beam slowing: Technique and results*, Phys. Rev. A **55** (1997), 605.
- [43] P. E. Moskowitz, P. L. Gould, S. R. Atlas, and D. E. Pritchard, *Diffraction of an atomic beam by standing-wave radiation*, Phys. Rev. Lett. **51** (1983), 370.
- [44] G. I. Opat, S. J. Wark, and A. Cimmino, *Electric and magnetic mirrors and gratings for slowly moving neutral atoms*, Appl. Phys. B **54** (1992), 396.
- [45] R. Pauthenet, *New permanent magnet devices*, Journal de Physique **45** (1984), C1-285.
- [46] W. D. Phillips and H. Metcalf, *Laser deceleration of an atomic beam*, Phys. Rev. Lett. **48** (1982), 596.
- [47] J. V. Prodan, W. D. Phillips, and H. J. Metcalf, *Laser production of a very slow monoenergetic atomic beam*, Phys. Rev. Lett. **49** (1982), 1149.
- [48] N. F. Ramsey, *Molecular Beams*, Oxford University Press, Amen House, London E.C.4, 1956.
- [49] J. Reichert, T. Udem, M. Kourogi, and T. W. Hänsch, *Absolute Frequenzmessung der D₂-Linie von Cäsium*, Verhandl. DPG (VI) **33** (1998), 182.
- [50] L. Ricci, M. Weidemüller, T. Esslinger, A. Hemmerich, C. Zimmermann, V. Vuletic, W. König, and T. W. Hänsch, *Compact grating-stabilized diode laser system for atomic physics*, Opt. Commun. **117** (1995), 541.

- [51] T. Roach, H. Abele, M. G. Boshier, H. L. Grossman, K. P. Zetie, and E. A. Hinds, *Realization of a magnetic mirror for cold atoms*, Phys. Rev. Lett. **75** (1995), 629.
- [52] I. M. Ryzhik and I. S. Gradshteyn, *Tables of integrals, series, and products*, Academic, New York, 199.
- [53] G. Scoles, *Atomic and molecular beam methods*, Oxford University Press, New York, 1992.
- [54] A. I. Sidorov, R. J. McLean, W. J. Rowlands, D. C. Lau, J. E. Murphy, M. Walkiewicz, G. I. Opat, and P. Hannaford, *Specular reflection of cold caesium atoms from a magnetostatic mirror*, Quantum Semiclass. Opt. **8** (1996), 713.
- [55] T. Sleator, T. Pfau, V. I. Balykin, and J. Mlynek, *Imaging and focusing of an atomic beam with a large period standing light wave*, Appl. Phys. B **54** (1992), 375.
- [56] C. E. Tanner, A. E. Livingston, R. J. Rafac, F. G. Serpa, K. W. Kukl, H. G. Berry, L. Young, and C. A. Kurtz, *Measurement of the $6p^2P_{3/2}$ state lifetime in atomic cesium*, Phys. Rev. Lett. **69** (1992), 2765.
- [57] V. V. Vladimirkii, *Magnetic mirrors, channels, and bottles for cold neutrons*, Sov. Phys. JETP **12** (1961), 740.
- [58] H. Wallis, J. Dalibard, and C. Cohen-Tannoudji, *Trapping atoms in a gravitational cavity*, Appl. Phys. B **54** (1992), 407.
- [59] H. Wallis and W. Ertmer, *Fokker-planck analysis of atomic beam cooling by frequency chirp methods*, J. Phys. B **21** (1988), 2999.
- [60] S. J. Wark and G. I. Opat, *An electrostatic mirror for neutral polar molecules*, J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. **25** (1992), 4229.
- [61] D. J. Wineland and H. G. Dehmelt, *Proposed $10^{14} \Delta\nu/\nu$ Laser Fluorescence Spectroscopy on Tl^+ Mono-Ion-Oscillator III*, Bull. Am. Phys. Soc. **20** (1975), 637.
- [62] R. Wynands, F. Diedrich, D. Meschede, and H. R. Telle, *A compact tunable 60 dB Faraday isolator for the near infrared*, Rev. Sci. Instr. **12** (1992), 5586.

Danksagung

Am Ende meiner Diplomarbeit möchte ich mich bei allen herzlich bedanken, die mich auf dem Weg hierher auf unterschiedlichste Weise unterstützt haben.

Mein besonderer Dank gilt Prof. Dieter Meschede, der mir im vergangenen Jahr mit einer interessanten Fragestellung einen spannenden Einblick in die Atomoptik ermöglicht hat und mir dabei Gelegenheit gab, in einem motivierten Team von Wissenschaftlern zu arbeiten. Auch für seine Unterstützung bei der Vorbereitung eines anschließenden Auslandsaufenthaltes möchte ich ihm an dieser Stelle herzlich danken.

Besonders verbunden bin ich Dietmar Haubrich und Frank Lison. Ohne ihre Hilfe bei so mancher Laborklippe hätte diese Arbeit nicht bis zum derzeitigen Stand gebracht werden können. Von ihrer Experimentierkunst, Geduld und Erfahrung habe ich im vergangenen Jahr viel lernen dürfen. Mit beiden verbinden mich nicht nur zahlreiche Meßnächte mit oft unkooperativen Diodenlasern und "seeligem" Kartoffelgratin, sondern auch die alle Mühen um ein Vielfaches aufwiegenden Funken faszinierender Physik sowie spannende Diskussionen über Physik im Morgenrauen und manch ermutigendes Gespräch. An die Zeit mit ihnen werde ich noch lange und gerne zurückdenken.

Andreas Goepfert möchte ich danken für zahlreiche Anregungen und Ideen, seinen erfrischenden Humor und gute Gespräche. Meinen weiteren Laborkollegen Hans-Jürgen Adams und Michael Zehnpfennig danke ich für das gemeinsame Ringen mit den Laserdioden und gute Unterhaltungen.

Robert Wynands möchte ich für seine stete Diskussions- und Hilfsbereitschaft danken, der ich viele wertvolle Anregungen für Experiment und Auswertung und auch jenseits der Physik verdanke.

Uwe Reiter möchte ich besonders für sein beherztes Zupacken am "heißen" letzten Tag der Arbeit danken.

Des weiteren gilt mein Dank den anderen Mitarbeitern des Hauses, Dagmar Eichler-Becker, Theofina Latumahina und Herrn Haberstroh sowie den Mitarbeitern der Werkstätten für ihre Hilfsbereitschaft und Unterstützung.

Zur offenen und produktiven Atmosphäre in der Arbeitsgruppe haben auch alle anderen Gruppenmitglieder mit ihrer Persönlichkeit beigetragen: Christoph Affolderbach, Mechthild Caspers, Jens Clevron, Victor Gomer, Lutz Graf, Oliver Harms, Svenja Knappe, Henry Leinen, Cordula Mauch, Alexa Nagel, Harald Schadwinkel, Frank Strauch und Bernd Ueberholz.

Mein größter Dank gilt jedoch meinen Eltern, die mir dieses Studium ermöglicht und in allen Phasen meiner Ausbildung mit Rat und Tat zu mir gestanden haben.

Danke!

